

КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

С. А. Вижва, І. І. Онищук, О. П. Черняєв

ЯДЕРНА ГЕОФІЗИКА

Підручник

*Затверджено Міністерством освіти і науки, молоді та спорту України
як підручник для студентів геологічних спеціальностей
вищих навчальних закладів*



УДК 550.35(075.8)
ББК 26.203я73
В41

Рецензенти:

д-р геол.-мінерал. наук, проф. В. М. Курганський
(Київський національний університет імені Тараса Шевченка),
д-р геол.-мінерал. наук, старш. наук. співроб. С. Т. Звольський
(Інститут геофізики НАН України),
д-р геол. наук, проф. Д. Д. Федоришин
(Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу)

*Рекомендовано до друку вченою радою геологічного факультету
(протокол № 8 від 16 березня 2011 року)*

В41 Ядерна геофізика : підручник / С. А. Вижва, І. І. Онищук,
О. П. Черняєв. – К. : Видавничо-поліграфічний центр "Київський
університет", 2012. – 608 с.
ISBN 978-966-439-541-7

Викладено фізико-геологічні основи методів ядерної геофізики, охарактеризовано основні процеси взаємодії ядерних випромінювань із речовиною та методи їхньої реєстрації. Розглянуто радіометричні й активні ядерно-геофізичні методи досліджень, висвітлено основи ядерної геохронології та ядерної геотермії.

Для студентів вищих навчальних закладів, а також фахівців-геофізиків наукових і виробничих організацій.

УДК 550.35(075.8)
ББК 26.203я73

Гриф надано Міністерством освіти і науки, молоді та спорту України
(лист № 1/11-11441 від 06.12.11)

ISBN 978-966-439-541-7

© Вижва С. А., Онищук І. І., Черняєв О. П., 2012
© Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
ВПЦ "Київський університет", 2012

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА	10
ВСТУП.....	12
ЧАСТИНА 1. ФІЗИКО-ГЕОЛОГІЧНІ	
ОСНОВИ МЕТОДІВ ЯДЕРНОЇ ГЕОФІЗИКИ	21
Розділ 1. Загальні відомості про природну	
і штучну радіоактивність.....	21
1.1. Природна і штучна радіоактивність	22
1.2. Радіоактивні елементи в довкіллі	28
1.3. Поширення радіоактивних елементів у природі	41
1.4. Основні закони радіоактивних перетворень.	
Стойка і рухома радіоактивна рівновага	44
1.5. Одиниці вимірювання радіоактивності	
та інтенсивності полів радіоактивних випромінювань .	51
Розділ 2. Взаємодія радіоактивних	
випромінювань з речовиною.....	60
2.1. Основні поняття та визначення	60
2.2. Загальна характеристика взаємодії	
іонізуючого випромінювання з речовиною	67
2.3. Взаємодія важких	
заряджених частинок з речовиною	69
2.3.1. Іонізаційні втрати енергії	
важкими зарядженими частинками	72
2.3.2. Утрати енергії при пружному	
розсіянні важких заряджених частинок	76
2.3.3. Пробіг важких заряджених частинок	
у речовині	81
2.3.4. Крива Брегга	84
2.4. Взаємодія легких заряджених	
частинок з речовиною	86
2.4.1. Іонізаційні втрати енергії електронами	87
2.4.2. Радіаційні втрати	
енергії електронами.....	89
2.4.3. Пробіг електронів у речовині	100

2.5. Взаємодія гамма-випромінювання з речовиною..	101
2.5.1 Атомне фотоелектричне поглинання (фотоефект)	105
2.5.2. Комптонівське розсіяння (комптон-ефект).....	110
2.5.3. Когерентне розсіяння	116
2.5.4. Утворення електронно-позитронних пар	117
2.5.5. Ядерний фотоефект	120
2.5.6. Ядерне резонансне поглинання гамма-квантів і ефект Мессбауера.....	123
2.5.7. Повний переріз взаємодії гамма-квантів з речовиною	125
2.6. Взаємодія нейтронів з речовиною	130
2.6.1. Особливості проходження нейтронів крізь речовину.....	132
2.6.2. Радіаційне захоплення нейтронів.....	136
2.6.2.1. Радіаційне захоплення нейтронів з випромінюванням гамма-квантів.....	138
2.6.2.2. Радіаційне захоплення нейтронів з випромінюванням нейтронів і заряджених частинок	140
2.6.2.3. Радіаційне захоплення нейтронів з наступним поділом важких ядер	143
2.6.3. Розсіяння нейтронів	144
2.6.3.1. Пружне розсіяння нейтронів	144
2.6.3.2. Непружне розсіяння нейтронів	147
2.6.4. Макроскопічні характеристики взаємодії нейтронів з речовиною	149
2.7. Взаємодія частинок великої проникної здатності з речовиною	154
2.7.1. Взаємодія мюонів з речовиною.....	154
2.7.2. Взаємодія нейтрино з речовиною	156
РОЗДІЛ 3. Методи вимірювання та детектори радіоактивних випромінювань	161
3.1. Іонізаційний метод вимірювання радіоактивності	161
3.1.1. Газорозрядні детектори.....	162
3.1.2. Напівпровідникові детектори.....	169

3.2. Сцинтиляційний метод	175
3.3. Трековий метод	178
3.4. Фотографічний метод	179
3.5. Реєстрація радіоактивних випромінювань	182
3.5.1. Радіометри для інтегральних вимірювань	182
3.5.2. Спектрметри радіоактивних випромінювань	187
3.6. Похибки радіометричних вимірювань. Чутливість і фон радіометрів	191
РОЗДІЛ 4. Принципи і методи розрахунку ядерно-геофізичних полів	196
4.1. Наближені аналітичні методи розрахунку полів радіоактивних випромінювань	199
4.1.1. Променеве наближення	200
4.1.2. Наближення однократної взаємодії	200
4.1.3. Дифузійно-вікове наближення	205
4.2. Елементи математичної теорії пошукових гамма-методів	214
4.2.1. Гамма-поле точкового джерела	214
4.2.2. Інтенсивність випромінювання елементарних джерел	216
4.2.3. Гамма-поле поверхневих джерел	218
4.2.4. Гамма-поле об'ємних джерел з рівномірним розподілом випромінювачів	219
4.2.5. Деякі закономірності розподілу гамма-поля за розрахунковими даними	224
4.3. Елементи математичної теорії еманаційного методу	224
4.3.1. Активний пласт, закритий наносами	225
4.3.2. Емануюче тіло циліндричної (або сферичної) форми в середовищі безмежного простягання	233
4.3.3. Апроксимація емануючого тіла сукупністю елементарних джерел	235
РОЗДІЛ 5. Класифікація родовищ радіоактивних руд	242
5.1. Загальні відомості	242
5.2. Основні мінерали, що містять уран і торій	245
5.3. Основні технологічні типи уранових руд	248
5.4. Промислові типи родовищ урану	251

5.5. Класифікація родовищ уранових руд за величиною запасів, умістом урану та за складністю геологічної будови	263
5.6. Вимоги до геологічного вивчення родовищ урану	264
ЧАСТИНА 2. РАДІОМЕТРИЧНІ МЕТОДИ.....	269
РОЗДІЛ 6. Польові радіометричні методи.....	269
6.1. Польові гамма-методи	270
6.1.1. Пішохідний гамма-метод	275
6.1.2. Автомобільна гамма-зйомка	277
6.1.3. Аерогамма-зйомка	278
6.1.4. Радіометрична документація гірських виробок і радіометричне опробування	285
6.2. Еманаційний метод	292
6.2.1. Методика еманаційних досліджень	294
6.3. Геохімічні методи пошуків родовищ радіоактивних руд.....	300
6.3.1. Літогеохімічні методи	300
6.3.2. Радіогідрогеохімічний метод	303
6.3.3. Радіобіогеохімічна зйомка	305
РОЗДІЛ 7. Радіоекологічні дослідження	310
7.1. Біологічна дія радіоактивних випромінювань	310
7.1.1. Техніка безпеки при лабораторних і польових ядерно-геофізичних дослідженнях	318
7.2. Радіоекологічне обстеження і картування забруднених територій	323
7.3. Радіоекологічні дослідження ділянок нового будівництва	327
7.3.1. Радонова складова радіоактивного опромінення	327
ЧАСТИНА 3. АКТИВНІ ЯДЕРНО-ГЕОФІЗИЧНІ МЕТОДИ.....	336
РОЗДІЛ 8. Джерела радіоактивних випромінювань	338
8.1. Джерела альфа-випромінювання	339
8.2. Джерела бета-випромінювання	341
8.3. Джерела гамма-випромінювання	344
8.4. Джерела рентгенівського випромінювання	346

8.5. Джерела нейтронів	349
РОЗДІЛ 9. Гамма-гамма-метод.....	356
9.1. Фізичні основи методу	356
9.2. Густинна модифікація гамма-гамма-методу	361
9.3. Селективний гамма-гамма-метод	366
РОЗДІЛ 10. Рентгенорадіометричний метод.....	374
10.1. Фізичні основи методу	375
10.2. Рентгенорадіометричний флуоресцентний аналіз	378
10.3. Рентгеноабсорбційний аналіз	390
РОЗДІЛ 11. Гамма-активаційний аналіз	394
РОЗДІЛ 12. Метод ядерного гамма-резонансу	401
12.1. Фізичні основи методу	402
12.2. Методичні особливості досліджень ядерного гамма-резонансу	405
12.3. Застосування ядерного гамма-резонансу при геологічних дослідженнях.....	411
РОЗДІЛ 13. Гамма-нейтронний метод.....	417
13.1. Фізичні основи гамма-нейтронного методу	417
13.2. Польова гамма-нейтронна зйомка	420
РОЗДІЛ 14. Нейтрон-нейтронний метод	429
14.1. Фізична суть стаціонарного нейтрон-нейтронного методу.....	429
14.2. Нейтронні вологоміри	431
14.3. Нейтронні борметри	437
14.4. Лабораторні дослідження нейтрон-нейтронним методом	442
14.5. Імпульсний нейтрон-нейтронний метод	446
РОЗДІЛ 15. Нейтронний гамма-метод.....	454
15.1. Фізичні основи стаціонарного нейтронного гамма-методу	454
15.2. Визначення елементного складу гірських порід за допомогою стаціонарного нейтронного гамма-методу.....	458
15.3. Особливості імпульсного нейтронного гамма-методу	463
РОЗДІЛ 16. Нейтронно-активаційний метод	469

16.1. Фізичні основи методу	469
16.2. Нейтронно-активаційна зйомка на фтор	473
16.2.1. Пішохідна зйомка	474
16.2.2. Автомобільна зйомка	480
16.3. Спеціалізовані активаційні установки для експедиційних лабораторій	483
16.3.1. Багатоелементний активаційний аналіз у пересувній лабораторії	489
16.4. Багатоелементний активаційний аналіз порід в умовах природного залягання	490
РОЗДІЛ 17. Ядерно-геофізичні методи контролю якості руд у гірничодобувній промисловості	494
17.1. Ядерно-геофізичні методи опробування руд у вибоях гірничих виробок	495
17.1.1. Вибійне рентгенорадіометричне опробування	496
17.1.2. Ядерно-геофізичні методи при контролі меж зрудніння в експлуатаційно-розвідувальних свердловинах	497
17.2. Застосування ядерно-геофізичних методів при радіометричному збагаченні руд	500
17.2.1. Технологічні схеми радіометричного збагачення	502
17.2.2. Промислова класифікація способів радіометричного збагачення	504
17.2.3. Методика радіометричного великопорційного сортування	506
17.2.4. Радіометрична сепарація	
17.3. Рентгенорадіометричний контроль якості вихідної сировини і концентрату на транспортерах збагачувальних фабрик	526
ЧАСТИНА 4. ЯДЕРНА ГЕОТЕРМІЯ ТА ЯДЕРНА ГЕОХРОНОЛОГІЯ	530
РОЗДІЛ 18. Ядерна геотермія	530
18.1. Енергія радіоактивних перетворень і первинний склад Землі	531
18.2. Тепловий потік і закономірності його розподілу	542

18.3. Термічна еволюція Землі та роль радіогенного тепла	545
РОЗДІЛ 19. Ядерна геохронологія.....	552
19.1. Основні принципи ядерної геохронології	554
19.2. Визначення віку давніх геологічних утворень	558
19.2.1. Свинцевий метод	558
19.2.2. Гелієвий метод	563
19.2.3. Визначення віку порід за треками спонтанного поділу урану	565
19.2.4. Калій-аргоновий метод	567
19.2.5. Рубідій-стронцієвий метод	570
19.2.6. Самарій-неодимовий метод	574
19.2.7. Реній-осмієвий метод	576
19.2.8. Лютецій-гафнієвий метод	577
19.3. Визначення віку молодих геологічних утворень	578
19.3.1. Радіовуглецевий метод.....	578
19.3.2. Іонієвий метод.....	582
19.3.3. Іоній-протактинієвий метод	584
19.3.4. Тритієвий метод.....	586
19.3.5. Берилієвий метод.....	587
19.3.6. Визначення віку швидкоплинних процесів сучасної геологічної епохи	589
19.4. Оцінка віку Землі методами ядерної геохронології	590
19.5. Оцінка віку космічних об'єктів методами ядерної хронології	594
Список літератури.....	599
Предметний показчик	604

ПЕРЕДМОВА

Розвиток сучасного суспільства неможливий без відкриття, розвідки і раціональної експлуатації джерел мінеральної сировини. У комплексі геолого-геофізичних методів, що використовуються при пошуку, розвідці та контролі розробки родовищ корисних копалин, важливе місце посідають ядерно-геофізичні методи. Дисципліна "Ядерна геофізика" була введена до навчальних планів вищих навчальних закладів, що готують фахівців-геологів, у кінці 50-х рр. минулого століття у зв'язку зі створенням і впровадженням у геологорозвідувальних і гірничодобувних організаціях польових, свердловинних і лабораторних радіометричних методів та їхнім широким застосуванням при пошуках і розвідці радіоактивної сировини для потреб атомної енергетики. При цьому було визнано за доцільне, крім спеціальних пошуків урану, проводити його пошуки попутно в процесі геологічних зйомок і пошуково-розвідувальних робіт на інші корисні копалини.

Незважаючи на досить значну роль ядерно-геофізичних методів у геологорозвідувальному процесі, на сучасному етапі відчувається дефіцит відповідної спеціальної навчальної літератури. Це і викликало написання підручника на основі конспектів лекцій з нормативного курсу "Ядерна геофізика", які протягом декількох років читають на кафедрі геофізики геологічного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка проф. С.А. Вижва і доц. І.І. Онищук. У роботі використано досвід дослідження взаємодії радіоактивного випромінювання з речовиною професором фізичного факультету МДУ імені Ломоносова О.П. Черняєвим.

При укладанні підручника перед авторами виникли деякі проблеми. Перша з них – це неможливість викласти у встановленому обсязі весь матеріал, який зазвичай міститься в більш загальних виданнях. Тому в підручнику дещо схематично наведено лабораторні ядерно-геофізичні методи і опис апаратури. Для лабораторних методів існують відповідні методичні рекомендації та інструкції, і автори вважають, що необхідно створювати окремі навча-

льні посібники з лабораторних ядерно-геофізичних досліджень та ядерних методів геофізичних досліджень свердловин. Ядерно-геофізична апаратура досить різноманітна за типами та призначенням, швидко старіє, змінюється її елементна база, і детальне висвітлення конструктивних особливостей у підручнику – завдання невдячне. Була врахована також зростаюча роль самостійної роботи студентів, у процесі якої освоєння сучасної високоавтоматизованої апаратури на основі постійно обновлюваних методичних посібників є справою цілком реальною.

У першому розділі книги викладено питання фізико-геологічних основ методів ядерної геофізики. Другий і третій розділи присвячені розгляду фізичних основ і питань застосування природної радіоактивності та активних методів ядерної геофізики для вирішення різноманітних геологічних завдань. У четвертому розділі наводяться основні положення ядерної геотермії та геохронології. До книги включено також контрольні запитання та рекомендовану літературу з кожного розділу.

Головну увагу в підручнику приділено фізико-геологічним основам ядерно-геофізичних методів, їхнім принциповим можливостям і характеристиці сфери застосування. Фізико-математичні основи включають взаємодію радіоактивних випромінювань з гірськими породами.

Підручник містить 120 ілюстрацій і 43 таблиці, більшість з яких виконані для цього видання. Деякі рисунки і таблиці запозичені з публікацій, книжкову частину яких наведено у списку літератури. Посилання на конкретні джерела рисунків і таблиць у тексті не даються – вони громіздкі й для підручника навряд чи актуальні, оскільки ніякі його розділи не претендують на наукові пріоритети.

Автори із вдячністю приймуть зауваження з висвітлених питань і структури книги, які просимо надсилати безпосередньо авторам на кафедру геофізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка за адресою: 03022, м. Київ, вул. Васильківська, 90, к. 327, 322.

ВСТУП

Ядерна геофізика досліджує ядерні процеси, які відбуваються в гірських породах і на планеті в цілому, ядерно-фізичні характеристики гірських порід і деяких інших природних об'єктів, шляхи і способи їхнього використання при вирішенні геологічних завдань, пошуках і розвідці корисних копалин, контролі за розробкою родовищ корисних копалин, вирішенні завдань інженерної геології та геоекології.

Метою вивчення предмета ядерної геофізики є засвоєння загальних фундаментальних знань про закони ядерних перетворень, які лежать в основі теорії радіометричних та ядерно-геофізичних методів, про явища природної та штучної радіоактивності, поширення радіоактивних елементів у природі, класифікацію родовищ радіоактивних руд, методи лабораторних і польових досліджень. На цій основі формується комплексний підхід щодо розчленування геологічного розрізу, прямих пошуків родовищ корисних копалин, оцінки якості сировини, визначення вмісту хімічних елементів за допомогою реєстрації як природних, так і штучно створених полів радіоактивних випромінювань.

Історія розвитку наукових досліджень у сфері ядерних процесів та їхнього використання в геології поділяється на декілька етапів, які частково перекриваються в часі.

Перший етап, або етап створення радіогеології, починається відкриттям видатним ученим А. Беккерелем в 1896 р. явища радіоактивності. Важливі досягнення цього етапу такі.

Завдяки дослідженням І. Ельстера, Х. Гейгеля, Р. Стретта, І.І. Боргмана, А.П. Соколова та інших встановлено широке розповсюдження радіоактивних елементів у гірських породах, рудах, водах та інших природних об'єктах. Видатними вченими П. Кюрі й Е. Резерфордом в 1902 р. теоретично розроблено фізичні основи ядерної геохронології, а її практична реалізація виконана Б. Болтвудом в 1904 р. У роботах П'єра Кюрі (1903) дана оцінка ролі тепла в тепловому балансі Землі, яке виділяється при розпаді ядер, В.І. Вернадський, розуміючи виключне значення досліджень

природної радіоактивності для геології, у 1935 р. запропонував виділити їх у новий розділ геології – радіогеологію.

На другому етапі була створена ядерна геологія, яка включала, крім радіогеології, дослідження речовини інших планет і співвідношень стабільних ізотопів елементів. На цьому етапі розроблені також основні положення ізотопної геології.

Третій етап – це етап становлення і розвитку ядерної геофізики. Він розпочався в 20-х рр. XX ст. з розробки апаратури і методів реєстрації радіоактивних випромінювань у польових умовах.

Розвиток досліджень радіоактивності в Україні пов'язаний з діяльністю чл.-кор. АН УРСР, проф. Є.С. Бурксер, який співпрацював з Марією Кюрі. Він організатор (1910) першої в Росії радіологічної лабораторії. За ініціативи Є.С. Бурксера у 1921 р. на базі лабораторії створено Хіміко-радіологічний інститут (м. Одеса). У Київському університеті вчений працював у 1938–1940 рр. і в 1944–1959 рр. Викладав предмети: "Радіометоди геофізичної розвідки", "Радіометрія", "Будова речовини", "Вчення про радіоактивність". У подальшому викладання відповідних курсів в університеті забезпечувалось учнем Є.С. Бурксера професором М.І. Толстим.

Значний внесок було зроблено радянськими вченими (Л.М. Богоявленський, А.П. Кириков, А.Г. Грамаков, Г.В. Горшков та ін.).

Ядерно-геофізичні методи бурхливо розвивалися в 30–40-х рр. XX ст. у зв'язку зі зростанням потреб в урані (у першу чергу з метою забезпечення військових потреб). Сьогодні розроблено різноманітні методи, включаючи γ -спектрометрію та аерогамамаспектрометричну зйомку.

У 30-х рр. XX ст. був запропонований метод вимірювання γ -активності у свердловинах (Г.В. Горшков, Л.М. Курбатов, В.А. Шпак, 1933). Починаючи з кінця 30-х рр., розробляються методи ядерної геофізики, які ґрунтуються на опромінюванні гірських порід ядерними випромінюваннями штучних джерел і реєстрації продуктів ядерних реакцій (вторинні γ -кванти, нейтрони) або ж розсіяне γ -випромінювання. Слід відмітити самовіддану діяльність блискучої плеяди її засновників: Б.М. Понтекорво, Б.Б. Лапука, Н.К. Байбакова, І.В. Курчатова, Г.Н. Флерова, Л.С. Полака, Б.Г. Єрозолимського, Г.Р. Гольбека, Д.Ф. Безпалова, В.М. Дахнова, Ф.А. Алексєєва, Ю.С. Шимелевича, Ю.А. Гуліна,

В.В. Ларіонова, Є.Б. Бланкова, О.А. Барсукова, А.В. Золотова, В.П. Іванкіна, С.А. Султанова, Л.А. Путкарадзе, І.Л. Дворкіна та ін.

Ці вчені сформували не тільки нову дисципліну в науках про Землю, але й нові покоління молодих дослідників. Саме вони визначили методологічний арсенал, рівень і обсяг теоретичного багажу наукових шкіл, їхню відкритість новим загальнонауковим ідеям, ступінь і форми зв'язку із суспільством, здатність швидко відгукуватися на нові запити і проблеми геологічної галузі, освоювати досягнення інших наук і технічного прогресу.

Нейтрон-нейтронний метод розроблено в США 1938 р., нейтронний γ -метод дослідження свердловин запропоновано і реалізовано Б.М. Понтекорно 1941 р. Приблизно тоді ж розроблено нейтронний активаційний аналіз (Г. Хевеші, Х. Леві). Ідея використання ядерного фотоефекту для визначення вмісту берилію належить Г.В. Горшкову (1936). У подальшому основи γ -нейтронного методу розробляли Б.С. Айдаркін, Г.В. Горшков, А.Г. Грамаков (1946), а практичне застосування його здійснили Паннел і Фрейнбергер у 1949 р. Метод розсіяного γ -випромінювання розробив Ф. Холленбах у 1947 р., рентгенорадіометричний метод запропонували Л. Рейфел, Р. Хемфрид, метод ядерно-резонансного поглинання і розсіяння γ -квантів розробили В.Н. Гольданський, А.В. Доленко та інші, імпульсні нейтронні методи розроблені Г.Н. Флеровим у 1956 р.

Практична реалізація і подальше вдосконалення цих методів проводились в 50–60-х рр. XX ст. при дослідженні розрізів нафтогазових свердловин і розвідці твердих корисних копалин.

У 70–80-х р. XX ст. розроблено методи визначення густини гірських порід і вмісту в них багатьох хімічних елементів. Ці методи реалізовано на зразках порід, на відслоненнях, у свердловинах та інших гірських виробітках.

Значний внесок у розвиток теорії й методики ядерно-геофізичних досліджень нейтронних методів зробили українські вчені С.Т. Звольський, Г.А. Козачок, В.В. Кулик та інші, ядерної геохронології – Н.П. Семененко, М.П. Щербак, О.М. Пономаренко та інші, радіоекології – Е.В. Соботович та ін.

У наш час відбувається модернізація і вдосконалення раніше розроблених радіометричних і ядерно-геофізичних методів, пере-

хід на цифрову апаратуру, запровадження цифрових методів обробки та інтерпретації даних, створення банків даних. Відзначимо особливості сучасного періоду розвитку ядерної геофізики:

- ключовими компонентами розвитку методів ядерної геофізики стали досягнення в теорії перенесення випромінювання, у розробці інтерпретаційних моделей, у створенні керованих радіофізичних джерел іонізаційних випромінювань і високоефективних детекторів, а також досягнення в електроніці та обчислювальній техніці;

- методи ядерної геофізики інтегрувалися в комплекс інших геолого-геофізичних методів вивчення складу і властивостей природних середовищ;

- розроблено нові принципи метрологічного забезпечення та петрофізичного обґрунтування окремих ядерно-геофізичних методів;

- розвиток мікропроцесорів, велика ємність сучасних носіїв інформації дозволяють обробку величезних цифрових масивів геолого-геофізичної інформації в режимі реального часу;

- динамічна візуалізація результатів комплексної інтерпретації геофізичних даних у просторі й часі.

Фундаментальні відкриття і технічні досягнення ядерної фізики вперше почали працювати як мирні виробничі технології насамперед при пошуках, розвідці й розробці мінерально-сировинних і енергетичних ресурсів.

На сучасному етапі під *ядерною геофізичною розвідкою* розуміють сукупність методів вирішення геологічних, інженерно-геологічних і геоекологічних завдань, пошуків і розвідки корисних копалин, оснований на реєстрації радіоактивного випромінювання. Залежно від природи випромінювання, що реєструється, ядерну геофізичну розвідку умовно поділяють на *радіометрію*, або на радіометричну розвідку (пасивні методи), яка заснована на вимірюванні випромінювання природних радіоактивних елементів та *ядерну геофізику* (активні методи), яка вивчає реакцію гірських порід на дію ядерного випромінювання штучно створених радіоактивних джерел.

Радіометричні методи за умовами вимірів та особливостями транспортування вимірювальної апаратури поділяють на: повітряні або аерорадіометричні; наземні (пішохідні й автомобільні);

підземні (у підземних гірських виробках і у свердловинах), морські, а також лабораторні.

Серед усього різноманіття польових радіометричних методів виділяють такі основні різновиди:

- *γ-методи*, в основі яких лежить реєстрація γ-випромінювання. До основних γ-методів належать: аерогаммаспектрометрична, пішохідна та автогамма-зйомки, γ-каротаж і радіометричне γ-опробування;

- *еманаційний метод*, заснований на реєстрації концентрації радіоактивних газів, які ще називаються радіоактивними еманаціями. Це радон (Rn), торон (Tn) та актинон (An). Концентрація радіоактивних еманцій вимірюється в ґрунтовому повітрі, у свердловинах, шахтах, штольнях. Для оцінки геоекологічної обстановки в останній час концентрацію радіоактивних еманцій вимірюють на майданчиках будівництва, у робочих і житлових приміщеннях (в основному Rn, іноді Tn);

- *уранометричний (літогеохімічний) метод*, заснований на вивченні розподілу радіоактивних елементів та елементів-супутників у гірських породах і ґрунтах і використовується для прямої оцінки вмісту в них урану;

- *радіогідрогеохімічний метод*, заснований на вивченні радіоактивності й розподілу радіоактивних елементів у природних водах;

- *радіобіогеохімічний метод*, заснований на оцінці радіоактивності й вмісту радіоактивних елементів у рослинах;

- *екорадіометрія* застосовується для оцінки техногенного забруднення територій радіонуклідами внаслідок ядерних аварій і катастроф: γ-метод (для визначення техногенних γ-випромінювачів, напр., ^{137}Cs), β-метод (для визначення техногенних β-випромінювачів, напр., ^{90}Sr) та α-метод (визначення техногенних α-випромінювачів (^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Am)).

Активні ядерно-геофізичні методи. Ядерно-геофізичні методи застосовуються переважно при лабораторних і каротажних дослідженнях, рідше при радіометричному опробуванні та польових дослідженнях.

Особливістю активних ядерно-геофізичних методів аналізу є використання різноманітних штучних джерел радіоактивних випромінювань. За характером застосованих джерел радіоактивного випромінювання ці методи можна умовно поділити на два різновиди.

До першого належать методи, основані на застосуванні відносно малопотужних джерел випромінювання – радіоактивних ізотопів, які дозволяють створити просту і компактну апаратуру. Серед радіоізотопних джерел виділяються джерела α -, β -, γ -випромінювань і нейтронів. Найбільше застосування цей різновид методів отримав при польових дослідженнях.

Другий різновид методів базується на використанні потужних потоків іонізуючого випромінювання: ядерні реактори, різного роду прискорювачі заряджених частинок, генератори нейтронів. Цей різновид ядерно-геофізичних методів використовується в основному при лабораторних дослідженнях.

Активні ядерно-геофізичні методи поділяються на дві основні групи:

- групу γ -методів, основаних на використанні джерел γ -випромінювання;
- групу нейтронних методів, в яких вивчають поля нейтронів або зв'язане з нейтронним полем γ -випромінювання. У цій групі використовуються джерела нейтронів.

Класифікація методів досліджень і назва конкретних методів, як правило, будуються з урахуванням комбінації назв первинного іонізуючого випромінювання та вторинного, що випромінюється гірською породою і аналізується детектором. Наприклад, нейтрон-нейтронний метод – це значить, що для опромінювання гірської породи використовується джерело нейтронів, які взаємодіють з породою, і фіксується ослаблене вторинне нейтронне випромінювання.

Гамма-методи об'єднують групу методів ядерної геофізики, основаних на взаємодії γ -квантів з хімічними елементами і реєстрації вторинних γ -квантів, які виникають при перетворенні ядер хімічних елементів. Основні методи цієї групи:

1) гамма-гамма-метод (ГГМ), яким досліджуються розсіяне γ -випромінювання джерела. Метод використовується для визначення густини (ГГМ-Г) та ефективного атомного номера хімічного елемента, а також його вмісту в породах і рудах (селективний метод – ГГМ-С);

2) рентгенорадіометричний метод (РРМ), який забезпечує аналіз речовинного складу гірських порід і полягає у вивченні

спектра характеристичного рентгенівського випромінювання окремих хімічних елементів, що збуджується γ -випромінюванням (або рентгенівським) штучного джерела;

3) гамма-активаційний метод оснований на вивченні наведеної радіоактивності гірських порід, що виникає під впливом їхнього опромінення γ -квантами високих енергій;

4) метод ядерного γ -резонансу (ЯГР) використовується для аналізу деяких елементів і сполук елементів (залізо, двоокис олова тощо). Він оснований на резонансному поглинанні й розсіянні γ -випромінювання ядрами елементів (*ефект Мессбауера*).

До *нейтронних методів* належать методи, в яких використовують або джерела нейтронів (первинне нейтронне поле), або реєструють нейтрони, які виникають при ядерних реакціях (вторинне нейтронне поле). Основні нейтронні методи:

1) нейтрон-нейтронний метод (ННМ), оснований на реєстрації повільних нейтронів (теплових і надтеплових) від точкового джерела нейтронів;

2) нейтронний гамма-метод (НГМ), який вивчає вторинне γ -поле, що виникає в результаті радіаційного захоплення теплових нейтронів;

3) нейтронно-активаційний метод або метод наведеної активності (МНА), за допомогою якого вивчається штучна радіоактивність, що виникає при опромінюванні стабільних ядер нейтронами різних енергій;

4) гамма-нейтронний метод (ГНМ), який вивчає нейтронне випромінювання деяких ядер у зв'язку з поглинання первинного γ -випромінювання. Завдяки високому енергетичному порогу ядерних реакцій цей метод характеризується високою селективністю відносно деяких ізотопів. Частіше цей метод використовується для визначення вмісту берилію і дейтерію в гірських породах;

5) імпульсні нейтронні методи аналізу. Сутність їх полягає в опромінюванні гірської породи короткочасними імпульсами швидких нейтронів, які розповсюджуються один за одним через певні інтервали часу T . Між імпульсами виконується вимірювання щільності теплових нейтронів в імпульсному нейтрон-нейтронному методі (ІННМ) або викликаного нейтронами γ -випромінювання в імпульсному нейтронному γ -методі (ІНГМ).

Крім того, в ядерній геофізиці розвиваються методи, засновані на опромінюванні гірських порід потужними потоками ядерних частинок. У результаті такої дії стабільні ядра хімічних елементів переходять у збуджений стан або стан "наведеної радіоактивності". Для ідентифікації цих ядер вивчають спектральні особливості їхнього γ -випромінювання.

За допомогою радіометричних та ядерно-геофізичних методів вирішуються такі завдання:

1) пошуки і розвідка родовищ радіоактивної сировини та інших корисних копалин;

2) радіометричне і радіогеохімічне картування геологічних утворень;

3) розчленування, зіставлення і кореляція геологічних розрізів та об'єктів за їхньою радіоактивністю, розподілом радіоактивних та інших хімічних елементів;

4) вивчення характеру розподілу радіоактивних та інших елементів у геологічних об'єктах;

5) вивчення глибини ерозійного зрізу плутонічних утворень за розподілом радіоактивних елементів;

6) вивчення низки фізико-механічних властивостей гірських порід і мінералів (густини, пористості, вологості тощо);

7) пошуки і картування гідротермально- або метаморфічно-змінених ділянок, зон тектонічних порушень, контактів порід, зон дроблення;

8) пошуки ореолів і потоків розсіяння радіоактивних і зв'язаних з ними рідкісних і розсіяних елементів у гірських породах і природних водах;

9) вивчення ємнісних властивостей колекторів нафти та газу, визначення їхньої нафто- та водонасиченості, положення водонафтових контактів;

10) вирішення технологічних завдань, контроль якості руд і матеріалів, контроль процесу збагачення руд;

11) оцінка енергетики геологічних процесів;

12) оцінка абсолютного і відносного віку гірських порід і мінералів;

13) вирішення різноманітних (часто нестандартних) завдань з використанням радіоактивних ізотопів (природних і штучних) у геології та інших галузях науки і техніки;

14) вирішення інженерно-геологічних і геоекологічних завдань.

Розв'язання геоекологічних проблем є новим напрямком ядерної геофізики. Методика і техніка застосування ядерно-геофізичних методів, обробка та інтерпретація отриманих матеріалів при геоекологічних дослідженнях (вивчення радіоактивного та геохімічного забруднення довкілля) розробляються в наш час.

Завдяки вдосконаленню сучасної радіометричної апаратури, техніки й методики досліджень, поглибленню знань про геохімічні особливості розподілу радіоактивних та інших хімічних елементів у природному середовищі, фізики процесів взаємодії випромінювання з речовиною, сфера застосування методів ядерної геофізики та коло вирішуваних завдань безперервно розширюються.

ЧАСТИНА 1

ФІЗИКО-ГЕОЛОГІЧНІ ОСНОВИ МЕТОДІВ ЯДЕРНОЇ ГЕОФІЗИКИ

РОЗДІЛ 1

Загальні відомості про природну і штучну радіоактивність

За сучасними уявленнями атом хімічного елемента складається з ядра та електронів, які рухаються навколо ядра на певних енергетичних рівнях. Ядра хімічних елементів складаються з нуклонів: позитивно заряджених протонів p (ядро атома водню, ${}^1_1\text{H}$), кількість яких відповідає атомному номеру Z , і нейтральних нейтронів n , кількість яких дорівнює $A-Z$, де A – масове число елемента. В ядрі можливі переходи типу $n \rightarrow p$ і $p \rightarrow n$. Протон і нейтрон розглядаються як різні стани однієї елементарної частинки. Нуклони взаємодіють між собою за допомогою π -мезонів (мезо – "проміжний"). Маса мезона – $250 \div 300$ мас електрона. Постійний обмін енергією між мезонами обумовлює ядерні сили зчеплення нуклонів, які діють на відстанях $1 \div 2 \cdot 10^{-13}$ см, час взаємодії – $0,5 \cdot 10^{-23}$ с (так званий ядерний час). Радіус ядра визначається за емпіричною формулою: $R = 1,4 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$. Радіус атома в 100 тисяч разів більше радіуса R ядра і становить наближено 10^{-8} см, концентрація нуклонів у ядрі – наближено 10^{38} н/см³.

1.1. Природна і штучна радіоактивність

Спираючись на сучасні уявлення про будову ядра, розглянемо фізичну суть явища радіоактивності. Ядра деяких нестійких ізотопів можуть спонтанно перетворюватися на ядра інших елементів з виділенням енергії. Цей процес називають *радіоактивністю*. Тобто *радіоактивність* це природне явище, яке проявляється у спонтанному процесі розпаду ядер певних хімічних елементів і супроводжується випромінюванням заряджених частинок, нейтронів і γ -квантів. До цих частинок належать α - і β -частинки (за певних умов нейтрони), а також нейтринне і γ -випромінювання.

Природна радіоактивність уперше виявлена при дослідженні сполук урану в 1896 р. французьким фізиком А. Беккерелем і потім досліджена П'єром і Марією Кюрі. Більшість природних радіоактивних елементів входить до радіоактивних сімейств, де кожний радіоактивний елемент утворюється із попереднього і, у свою чергу, перетворюється в наступний. Процес радіоактивних перетворень продовжується до утворення стабільного ізотопу свинцю. Для деяких природних елементів (^{40}K , ^{48}Ca , ^{87}Rb , ^{115}In та ін.) розпад обмежується одним кроком перетворень, і ці елементи не створюють радіоактивних сімейств.

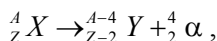
Штучна радіоактивність відкрита в 1934 р. французькими вченими Ірен і Фредеріком Жоліо-Кюрі. Вони встановили, що при опромінюванні алюмінію, бору і марганцю α -частинками утворюються радіоактивні ізотопи, відповідно: фосфору, азоту і кремнію – елементів, що не мають природних радіоактивних ізотопів. У подальшому при опромінюванні стабільних елементів протонами, нейтронами, дейтронами, α -частинками та ядрами легких елементів були одержані радіоактивні ізотопи всіх хімічних елементів, починаючи від водню і закінчуючи ураном, причому для більшості елементів отримано декілька радіоактивних ізотопів.

Зафіксовано такі основні види розпаду природних радіоактивних елементів:

1. **Альфа-розпад**, або випромінювання α -частинки – вид спонтанного радіоактивного перетворення важких атомних ядер

($Z > 82$), який супроводжується викиданням α -частинки (ядро атома гелію, ${}^4_2\text{He}$) з ядра. Ці частинки являють собою стійку систему з двох протонів і двох нейтронів (позитивно заряджене ядро атома гелію з атомним номером $Z = 2$ і масовим числом $A = 4$, маса – $6,644 \cdot 10^{-24}$ г).

Альфа-розпад властивий близько 25 ядрам важких природних хімічних елементів ($Z > 82$) і близько 100 штучним ядрам з дефіцитом нейтронів. Альфа-розпад ядра X з перетворенням у дочірнє ядро Y в символічній формі записується рівнянням



де A і Z – масове і зарядове числа початкового ядра. Тобто ядро, утворене в результаті α -розпаду, має масове число на чотири одиниці, а порядковий номер на дві одиниці менше, ніж у вихідного ядра, наприклад: ${}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\text{Rn} + {}^4_2\text{He}$.

Альфа-розпад є перехід між енергетичним рівнем ядра X і одним із дискретних рівнів ядра Y . Альфа-частинки мають дискретний спектр енергії. Енергія α -частинок при α -розпаді різних ядер становить від 2 до 9 МеВ (320,4 фДж – 1448,1 фДж). Радіоактивні ядра з меншим часом життя викидають α -частинки з більшою енергією. Вихід α -частинок з ядра при α -розпаді відбувається шляхом так званого тунельного переходу, при цьому висота потенціального бар'єра ядерних сил (E_0) перевищує кінетичну енергію α -частинки (E_k). Це квантово-механічне явище. Імовірність просочування α -частинки через потенціальний бар'єр визначають за допомогою вирішення рівняння Шредінгера, де розраховуються хвильові функції (Ψ -функції), і характеризуються коефіцієнтом прозорості потенціального бар'єра D

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(E_0 - E_k)} d},$$

де $\hbar$ – постійна Планка; m – маса α -частинки; d – ширина потенціального бар'єра.

2. **Бета-розпад** належить до взаємоперетворень ізобарів – радіонуклідів, що мають однакову масу, але різний заряд. Бета-

розпад відбувається з випромінюванням від'ємних (електронний β -розпад) або позитивних (позитронний $+\beta$ -розпад) β -частинок, які представлені відповідно: електроном (позначається $-\beta$ або $-e$) або позитроном ($+\beta$ або $+e$). Це заряджені частинки з приблизно однаковою масою ($m_e = 0,9035 \cdot 10^{-27}$ г), що становить усього $1/1835$ частину маси протона.

Нині відомо близько 900 β -радіоактивних ядер атомів та їхніх ізотопів. Тільки 20 із них є природними радіоактивними ядрами, а решта – штучні. За цією ознакою β -розпад поділяють на природну і штучну β -радіоактивність. Найбільш поширеним видом β -розпаду серед природної й частково штучної β -радіоактивності є електронний β -розпад.

Електронний β -розпад це результат перетворення одного із нейтронів ядра на протон (вільний нейтрон сам по собі радіоактивний), при цьому з ядра випускається електрон: ${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p + ({}_{-1}^0\beta + \tilde{\nu})$, $\tilde{\nu}$ – антинейтрино.

У результаті цього масове число продукту розпаду таке ж, як і в початкового ядра, а порядковий номер збільшується на одну одиницю: ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AY + {}_{-1}^0\beta$, наприклад: ${}_{19}^{40}K \rightarrow {}_{20}^{40}Ca + {}_{-1}^0\beta + \tilde{\nu}$.

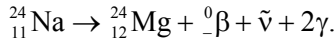
Нестійкими щодо електронного β -розпаду є ізотопи, переобтяжені нейтронами, тобто виконується відношення $\frac{A-Z}{Z} > 1$.

Позитронний $+\beta$ -розпад відбувається шляхом випромінювання з ядра позитрона та нейтрино. Він супроводжується перетворенням одного із протонів у нейтрон: ${}_1^1p \rightarrow {}_0^1n + ({}_+^0\beta + \nu)$. При цьому масове число продукту розпаду таке ж, як і в початкового ядра, а порядковий номер зменшується на одну одиницю: ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY + {}_+^0\beta$, наприклад: ${}_{11}^{22}Na \rightarrow {}_{10}^{22}Ne + {}_+^0\beta + \nu$.

Нестійкими щодо позитронного розпаду є ядра, переобтяжені протонами ($\frac{A-Z}{Z} \leq 1$).

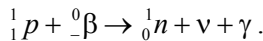
У наведених реакціях відмічається одна важлива особливість β -розпаду: він завжди супроводжується випусканням нейтральної частинки з практично нульовою масою – нейтрино ν , при позит-

ронному $_{+}\beta$ -розпаді й антинейтрино $\tilde{\nu}$ при електронному $_{-}\beta$ -розпаді. Досить часто основні (обов'язкові) продукти розпаду, α - і β -частинки, а також нейтрино (антинейтрино) несуть не всю енергію реакції розпаду. Надлишок енергії випромінюється у вигляді одного або декількох γ -квантів, наприклад

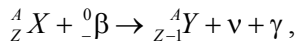


Гамма-випромінювання – неодмінний супутник β -розпаду. У зв'язку з тим, що енергія між електроном (позитроном) та антинейтрино (нейтрино) може розподілятися довільно, енергетичний спектр β -випромінювання має суцільний характер – енергія змінюється від нуля до верхньої енергетичної межі β -спектра. При цьому спектр супутнього γ -випромінювання є дискретний. Бета-розпад зумовлений не ядерними і не електромагнітними силами, а третім із чотирьох типів фундаментальних взаємодій у природі – слабкими взаємодіями. Таким чином, β -розпад – процес не внутрішньоядерний, а внутрішньонуклонний.

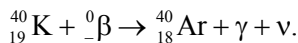
3. **Електронне захоплення**, або захоплення ядром електрона однієї з оболонок атома – вид радіоактивного перетворення, пов'язаний із захопленням електронів з найближчих до ядра електронних K - або L -оболонок самим ядром цього ж атома, а тому цей вид радіоактивного перетворення називають також K - або L -захопленням. Цей тип розпаду характерний для ізотопів, що мають надлишок протонів. Він конкурує з позитронним розпадом. При цьому один із протонів ядра перетворюється в нейтрон з виходом нейтрино та γ -випромінювання



У результаті цього процесу атомний номер (як і при позитронному $_{+}\beta$ -розпаді) зменшується на одну одиницю

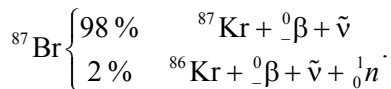


а енергія реакції виноситься нейтрино та γ -випромінюванням, наприклад



Місце захопленого електрона, що звільняється в електронній оболонці (K -оболонці, $n = 1$, K -захоплення; L -оболонці $n = 2$, L -захоплення) заповнюється електроном з іншої оболонки, у результаті утворюється характеристичне рентгенівське випромінювання з енергією (частотою), відповідною електронним переходам. При цьому воно може вибивати електрони з інших оболонок (ефект Оже – внутрішній фотоэффект). Крім того, випускається γ -випромінювання з безперервним спектром за рахунок проходження електрона в кулонівському полі ядра (внутрішнє гальмівне випромінювання). Електронне захоплення є прикладом взаємодії між ядром і електронною оболонкою. Із зростанням енергії зв'язку K -електрона (до 0,1 МеВ у важких атомів) вірогідність L -захоплення зростає. Наприклад, у ^{37}Ag L -захоплення (було спостережено вперше) відбувається в 12 разів рідше, ніж K -захоплення, а у ^{235}Np L -захоплення вже переважає над K -захопленням.

4. **Спонтанний поділ важких ядер** природних радіоактивних елементів (^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th) на два ядра-"уламки" з неоднаковою масою. При спонтанному поділі, крім ядер-"уламків", випромінюються два або три нейтрони, а інколи також інші частинки. Утворені ядра також нестабільні й розпадаються шляхом випромінювання декількох нейтронів і β -частинок. В ядерній геофізиці являє собою інтерес випромінювання деякими продуктами поділу так званих нейтронів запізнення, які супроводжують β -розпад, наприклад

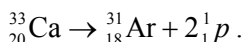


Ресстрацію таких нейтронів використовують для визначення вмісту урану в гірських породах і рудах.

5. **Ізмерні переходи.** До радіоактивного розпаду відносять також перехід деяких ядер (вони називаються ізомерами) із *метастабільного* (відносно стабільного, збудженого) стану до основного з випромінюванням одного або декількох γ -квантів. При цьому ядерного перетворення (зміни маси або заряду) як такого не відбувається. Однак закон зменшення кількості активних (метастабільних) ядер збігається із законом радіоактивного розпаду,

що й виправдовує віднесення цього процесу, який називається *ізомерним переходом* (ІП), до особливого виду радіоактивності. Ізотери зазвичай отримують шляхом збудження ядер при бомбардуванні їх ядерними частинками або інколи як проміжний продукт при розпаді деяких ядер і позначаються буквою *m* при атомній масі, наприклад ^{119m}Sn .

6. **Розпад з випромінюванням одного або двох протонів**, при якому маса і заряд зменшуються на одну або дві одиниці, спостерігається тільки в частини штучних радіоактивних ізотопів з надзвичайно великим дефіцитом нейтронів (відповідно з надлишком протонів), наприклад

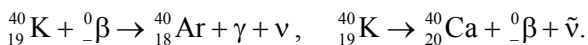


Цей вид радіоактивного розпаду відкритий відносно недавно і його практичне застосування в ядерній геофізиці ще до кінця не визначено.

7. Відкрита можливість випромінювання штучними надважкими елементами ядер вуглецю і магнію. Однак імовірність таких випромінювань порівняно з α -розпадом мізерна.

Зазвичай радіоактивний елемент розпадається одним із перерахованих вище способів. Однак значна кількість радіоактивних елементів може розпадатися різними шляхами. Так, наприклад, ^{226}Ra в 99 % випадків перетворюється в ^{222}Rn , випромінюючи α -частинку з енергією 4,9 MeV. Однак спостерігається перехід радію (1 % випадків) в радон з випусканням α -частинки з енергією 4,7 MeV і γ -кванта з енергією 0,2 MeV.

Деякі радіоактивні елементи розпадаються, утворюючи два або більше нових елементів. Так, близько у 12 % атомів ^{40}K відбувається К-захоплення і перетворення їх в атоми аргону ^{40}Ar з наступним випромінюванням γ -квантів з енергією 1,46 MeV. Решта 88 % атомів ^{40}K перетворюються в атоми кальцію ^{40}Ca з випромінюванням β -частинки



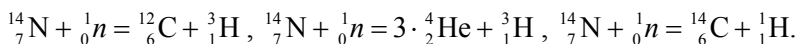
Розпад штучних радіоактивних елементів, як правило, супроводжується випромінюванням електронів (або позитронів) і γ -променів.

1.2. Радіоактивні елементи в довкіллі

У природі виявлено більше 50 природних радіоактивних елементів. Крім того, у результаті функціонування сучасної промисловості, особливо підприємств ядерного циклу, у довкілля потрапляють штучні радіоактивні елементи. Радіонукліди в довкіллі можна розділити на чотири групи.

Першу групу утворюють космогенні нукліди, що постійно утворюються в земній атмосфері під дією космічного випромінювання. Це випромінювання складається в основному з протонів високої енергії, які у верхніх шарах атмосфери за реакціями (p, xn) руйнують ядра і генерують нейтрони. Тритій (Т або ^3H) і вуглець ^{14}C належать до цієї групи. Невелика частина тритію досягає Землі із Сонця. Під дією космічного випромінювання на Землі безперервно утворюється β -активний ізотоп вуглецю ^{14}C ($T = 5730$ років, $E_{\max} = 0,16$ MeV). Швидкість його утворення становить 20000 атомів/ $\text{m}^2\cdot\text{с}$.

Приклади ядерних реакцій:



Другу групу природних радіоактивних ізотопів утворюють довгоіснуючі ізотопи, легші за свинець. Серед цих радіоактивних елементів слід відмітити ізотопи калію (^{40}K), рубідію (^{87}Rb), індію (^{115}In), самарію (^{147}Sm), лютецію (^{175}Lu), ренію (^{187}Re) і багато інших. Основні характеристики деяких із цих ізотопів наведено в табл. 1.1.

Таблиця 1.1

Параметри деяких природних радіоактивних ізотопів

Ізотоп	Вміст ізотопів у природній суміші, %	Період піврозпаду T , років	Тип розпаду	Енергія випромінювання, MeV		Продукт перетворення
				α -, β -час-тинок	γ -квантів	
^{40}K	0,0119	$1,31 \cdot 10^9$	β - (88 %) K (12 %)	1,325 —	— 1,459	^{40}Ca ^{40}Ar
^{48}Ca	0,185	$>1,1 \cdot 10^{18}$	2 β -	—	—	^{48}Ti

Закінчення табл. 1.1

Ізотоп	Вміст ізотопів у природній суміші, %	Період піврозпаду T , років	Тип розпаду	Енергія випромінювання, MeV		Продукт перетворення
				α -, β -частинки	γ -квантів	
^{50}V	0,24	$4 \cdot 10^{14}$	K	—	—	^{50}Ti
^{87}Rb	27,85	$5 \cdot 10^{10}$	β -	0,275	0,394	^{87}Sr
^{96}Zr	2,80	$6,2 \cdot 10^{16}$	β -	3,4	—	^{96}Ni
^{96}Zr	2,80	$6,2 \cdot 10^{16}$	β -	3,4	—	^{96}Ni
^{113}In	4,33	$> 10^{14}$	K	—	—	^{113}Cd
^{115}In	95,77	$6 \cdot 10^{16}$	β -	0,63	—	^{115}Sn
^{124}Sn	5,98	$> 1,5 \cdot 10^{17}$	β -	1,5	—	^{124}Sb
^{130}Te	34,11	$1,4 \cdot 10^{21}$	β -	—	—	^{130}I
^{138}La	0,089	$7 \cdot 10^{10}$	β^+ K	1,00	0,535	^{138}Ba
				—	0,807	
				—	1,390	
^{150}Nd	5,56	$> 2 \cdot 10^{18}$	2 β -	—	—	^{150}Sm
^{147}Sm	15,07	$6,7 \cdot 10^{11}$	α	2,11	—	^{143}Nb
^{176}Lu	2,60	$2,4 \cdot 10^{10}$	β -	0,215	0,180	^{176}Hf
^{180}Ta	0,0123	$> 10^{12}$	β -	—	—	^{180}W
^{180}W	0,126	$2,2 \cdot 10^{17}$	α	3,2	—	^{176}Hf
^{187}Re	62,93	$4 \cdot 10^{12}$	β -	0,04	—	^{187}Os
^{200}Bi	100	$2,7 \cdot 10^{17}$	α	3,15	—	^{205}Tl

Усі одиночні радіоактивні ізотопи характеризуються досить великими періодами піврозпаду ($T > 10^9$ років). За винятком самарію, вольфраму і вісмуту, вони розпадаються шляхом K-захоплення і β -розпаду, перетворюючись на стійкий ізотоп нового елемента.

Солі калію завжди містять β -активний ізотоп ^{40}K (0,0119 %, $T = 1,25 \cdot 10^9$ років, $E_{\max} = 1,325$ MeV). Ураховуючи велику поширеність калію, саме цей ізотоп і робить основний внесок у природну радіоактивність живих організмів, а енергія його розпаду відіграє таку ж роль у тепловому режимі Землі, як і α -активні ізотопи ^{235}U , ^{238}U і ^{232}Th , разом узяті.

У природній суміші ізотопів індію переважає β -випромінювач ^{115}In ($T = 6 \cdot 10^{14}$ років, $E_{\max} = 0,496$ MeV), а природний реній на

63 % складається з ^{187}Re ($T = 4,5 \cdot 10^{10}$ років $E_{\text{max}} = 0,0025$ MeV). Проте в повсякденній практиці у зв'язку зі значними періодами піврозпаду і через низькі енергії β -випромінювання ці елементи вважаються нерадіоактивними.

Вміст у природі більшості з наведених вище радіоактивних ізотопів, як правило, дуже низький. В ядерній геофізиці найбільший інтерес мають радіоактивні ізотопи калію ^{40}K і рубідію ^{47}Rb , розпад яких використовується для визначення віку порід.

Третю групу утворюють довгоіснуючі радіонукліди ^{238}U , ^{235}U і ^{232}Th , а також усі продукти їхнього радіоактивного розпаду, які називають радіоактивними сімействами. Ізотопи важких елементів ^{238}U , ^{235}U і ^{232}Th зазнають складних перетворень, утворюючи при цьому сімейства: урану ^{238}U , актиноурану AcU (^{235}U), торію ^{232}Th , які складаються із 15–18 елементів.

Урановий ряд. Розглянемо процеси, що відбуваються, наприклад, при розпаді ^{238}U . Якщо знехтувати вкрай рідкісними актами спонтанного ділення, то в результаті α -розпаду утворюється ізотоп ^{234}Th . Цей короткоіснуючий ізотоп β -активний і перетворюється у такий же короткоіснуючий ^{234}Pa , а потім в ^{234}U . Далі відбувається низка актів α -розпаду з утворенням послідовно ^{230}Th , ^{226}Ra , ^{222}Rn і ^{218}Po . Через так звані "розгалуження", викликані тим, що радіонукліди ^{218}Po і ^{214}Bi зазнають як α -, так і β -розпаду, утворюється стабільний ізотоп ^{206}Pb . Таким чином, сумарна реакція записується виразом $^{238}_{92}\text{U} = ^{206}_{82}\text{Pb} + 6 \cdot ^4_2\text{He} + E$ (E – енергія розпадів). Оскільки атомна вага 238 належить до ряду натуральних чисел " $4n + 2$ " і будь-яка зміна маси в цьому ряду відбувається тільки на чотири одиниці в результаті кожного акту розпаду, то всі радіонукліди теж належать до сімейства " $4n + 2$ ", тобто характеризуються масовими числами, кратними $4n + 2$ при зміні n від 51 до 59. Схему радіоактивних перетворень цього ряду подано на рис. 1.1, а характеристики радіонуклідів – у табл. 1.2.

Родоначальник ряду ^{238}U становить 99,27 % від загальної кількості природного урану. За особливостями розпаду, геохімічними властивостями і тривалістю життя радіонуклідів урановий ряд поділяють на уранову і радієву групи. Кінцевий член ряду – радіогенний ізотоп свинцю ^{206}Pb .

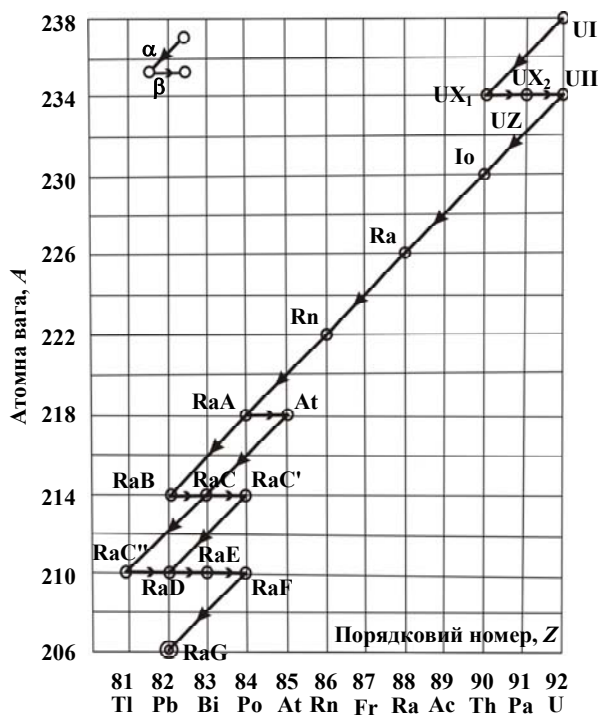


Рис. 1.1. Схема радіоактивних перетворень сімейства урану

Таблиця 1.2
 Спектри α -, β -, γ -випромінювання уранового ряду (^{238}U)

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромінювання		β -випромінювання		γ -випромінювання	
		Енергія, МеВ	Кількість час- тинок на роз- пад	Максимальна енергія, МеВ	Кількість час- тинок на роз- пад	Енергія, МеВ	Кількість квантів на розпад
$\text{UI}(^{238}\text{U})$	$4,51 \cdot 10^9$ років	4,13 4,18	0,22 0,78	— —	— —	0,049	$2 \cdot 10^{-4}$
$\text{UX}_1(^{234}\text{Th})$	24,5 доби	— — —	— — —	0,10 — 0,19	— — 0,65	0,029 0,064 0,093	0,065 0,065 0,148
$\text{UX}_2(^{234\text{m}}\text{Pa})$	1,14 хв	—	—	1,25	0,007	0,250	0,002

Закінчення табл. 1.2

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромі- нювання		β -випромі- нювання		γ -випромі- нювання	
		Енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Енергія, MeV	Кількість квантів на розпад
UZ(^{234}Pa)	6,7 год	—	—	1,50	0,007	0,750	0,001
		—	—	2,30	0,98	0,760	0,006
		—	—	0,51	0,66	—	—
		—	—	0,23	0,14	1,0	0,004
UII(^{234}U)	$2,33 \cdot 10^5$ років	4,72	0,26	—	—	0,053	0,002
		4,76	0,74	—	—	—	—
Io(^{230}Th)	$8,3 \cdot 10^4$ років	4,61	0,25	—	—	0,068	0,008
		4,68	0,75	—	—	0,140	0,003
^{226}Ra	$1,62 \cdot 10^3$ років	4,59	0,057	—	—	0,184	0,012
		4,78	0,943	—	—	—	—
^{222}Rn	3,825 доби	5,48	1,00	—	—	0,51	0,001
RaA(^{218}Po)	3,05 хв	6,00	1,00	—	—	—	—
RaB(^{214}Pb)	26,8 хв	—	—	0,95	0,022	0,241	0,106
		—	—	0,68	0,915	0,294	0,240
		—	—	0,98	0,063	0,350	0,435
RaC(^{214}Bi)	19,7 хв	5,51	$4 \cdot 10^{-4}$	0,38	0,10	0,607	0,680
		—	—	1,01	0,23	0,766	0,067
		—	—	1,47	0,36	0,933	0,008
		—	—	2,10	0,12	0,112	0,202
		—	—	3,20	0,19	1,238	0,060
		—	—	—	—	1,379	0,069
		—	—	—	—	1,761	0,223
RaC(^{214}Bi)	19,7 хв	—	—	—	—	2,198	0,060
		—	—	—	—	2,452	0,022
RaC'(^{214}Po)	$1,6 \cdot 10^{-4}$ с	7,96	1,0	—	—	—	—
RaC''(^{210}Tl)	1,32 хв	—	—	1,96	1,00	—	—
RaD(^{210}Pb)	22 роки	—	—	0,014	0,81	0,007	0,100
		—	—	0,061	0,19	0,047	0,075
RaE(^{210}Bi)	5 діб	—	—	1,170	1,00	—	—
RaF(^{210}Po)	138,4 доби	5,3	1,00	—	—	—	—
RaE''(^{206}Tl)	4,23 хв	—	—	3,30	1,00	—	—
RaG(^{206}Pb)	Стабільний	—	—	—	—	—	—

Енергія α -частинок нуклідів уранового ряду в межах 4,1–7,7 MeV (664–1232,7 фДж), при цьому енергія тим більша, чим менша тривалість життя нукліда-випромінювача.

Максимальна енергія ($E_{\max}$) β -частинок нуклідів уранового ряду змінюється в широких межах: від 14 кеВ (9,77 фДж) для RaD до 3,2 MeV (518,04 фДж) для RaC. Основними β -випромінювачами є UX₂ (Pa), який забезпечує 50 % β -випромінювання уранової групи та RaC і RaE – радієвої групи.

Енергія γ -випромінювання нуклідів уранового ряду змінюється від 0,029 до 2,452 MeV. Основні γ -випромінювачі – RaC і RaV забезпечують близько 98 % γ -випромінювання (радієва група).

Важливою особливістю сімейства урану є те, що на частку продуктів розпаду урану, розташованих у ланцюзі перетворень до радію, припадає тільки 2 % від загального γ -випромінювання ряду (див. табл. 1.2). Унаслідок цього при порушенні радіоактивної рівноваги в гірських породах між ураном і радієм у бік недостачі радію їхня γ -активність різко знижується, і навпаки, породи, збагачені солями радію чи радоном, навіть за відсутності в них урану мають підвищену γ -активність.

Актиноурановий ряд характеризується масовими числами $4n + 3$ при n від 51 до 58. Характеристики радіонуклідів наведено у табл. 1.3., а схему радіоактивних перетворень – на рис. 1.2.

Таблиця 1.3

Спектри α -, β -, γ -випромінювання актиноуранового ряду

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромінювання		β -випромінювання		γ -випромінювання	
		Енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Енергія, MeV	Вихід γ -квантів на розпад, %
AcU (²³⁵ U)	7,13·10 ⁸ років	4,20	0,042	–	–	0,200	4
		4,39	0,856	–	–	0,185	55
		4,58	0,102			0,165	4
						0,143	12
						0,110	5
						0,075	9

Продовження табл. 1.3

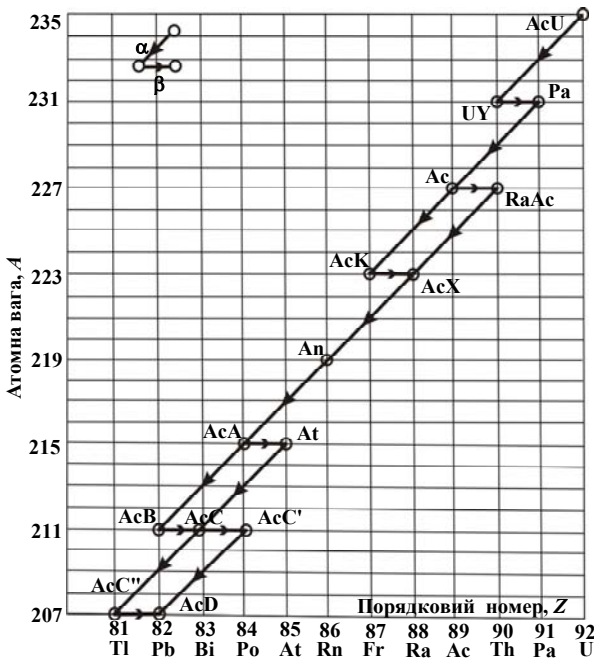
Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромі- нювання		β -випромі- нювання		γ -випромі- нювання	
		Енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Енергія, MeV	Вихід γ -квантів на розпад, %
UY (^{231}Th)	25,6 год	—	—	0,093	0,45	0,310	1,5
				0,216	0,11	0,218	1,5
				0,302	0,44	0,169	5,1
						0,164	22
						0,096	1,5
						0,085	5,1
						0,084	29
						0,081	2,8
						0,073	17,6
						0,067	2,8
						0,062	16,1
						0,059	37
Pa (^{231}Pa)	$3,43 \cdot 10^4$ років	4,66	0,03	—	—	0,360	1,4
		4,72	0,11			0,329	2,75
		4,84	0,03			0,300	5,5
		4,94	0,25			0,283	2,75
		5,0	0,47			0,260	2,1
		5,04	0,11			0,101	1,4
						0,097	4,9
						0,064	23,4
						0,046	50,2
						0,030	16,7
Ac (^{227}Ac)	21,7 років	4,86	0,0018	0,046	0,986	0,070	—
		4,95	0,012			0,166	
						0,190	
RaAc (^{227}Th)	18,9 доби	5,67	0,025	—	—	0,350	1,5
		5,72	0,15			0,343	2,0
		5,74	0,04			0,334	2,9
		5,76	0,2			0,330	1,7
		5,82	0,01			0,304	2,9
		5,87	0,025			0,300	1,7
		5,92	0,01			0,296	1,9
		5,97	0,04			0,286	8,0

Продовження табл. 1.3

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромі- нювання		β -випромі- нювання		γ -випромі- нювання	
		Енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Енергія, MeV	Вихід γ -квантів на розпад, %
RaAc (^{227}Th)	18,9 доби	5,99 6,02	0,25 0,04			0,282 0,256 0,250 0,236 0,113 0,080 0,061 0,048 0,031	2,0 8,0 2,0 8,0 3,0 5,4 1,2 2,9 21,2
AcK (^{223}Fr)	21 хв	—	—	1,2	1,0	0,310 0,215 0,080 0,050	0,8 3,0 24,0 40,0
AcX (^{223}Ra)	11,7 доби	5,42 5,49 5,53 5,6 5,7 5,73 5,86	0,03 0,02 0,09 0,24 0,53 0,090 0,0001	—	—	0,371 0,338 0,324 0,270 0,180 0,154 0,144 0,122	0,28 1,95 2,3 4,65 0,5 5,5 4,1 0,34
An (^{219}Rn)	3,92 с	6,43 6,56 6,82	0,12 0,15 0,69	—	—	0,401 0,272	5,0 13,0
AcA (^{215}Pa)	$1,83 \cdot 10^{-3}$ с	7,37	1,0	—	—	—	—
^{215}At	$5 \cdot 10^{-4}$ с	8,0	1,0				
AcB (^{211}Pb)	36,1 хв	—	—	0,571 1,40	0,2 0,8	0,829 0,764 0,487 0,425 0,404 0,065	13,0 1,0 0,3 6,0 6,0 1,0
AcC (^{211}Bi)	2,16 хв	6,62 6,27	0,83 0,17-	—	—	0,351	13,7

Закінчення табл. 1.3

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромінювання		β -випромінювання		γ -випромінювання	
		Енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Енергія, MeV	Вихід γ -квантів на розпад, %
AcC' (^{211}Po)	0,52 с	6,34 6,57 6,90 7,43	0,0007 0,0048 0,0057 0,99	—	—	0,890 0,570	0,5 0,5
AcC'' (^{207}Tl)	4,76 хв	—	—	0,630 1,500	0,005 0,995	0,890	0,5
AcD (^{207}Pb)	Стабільний	—	—	—	—	—	—

Рис. 1.2. Схема радіоактивних перетворень сімейства актиноурану (^{235}U)

Торієвий ряд характеризується масовими числами $4n$ при зміні n від 52 до 58. Схему радіоактивних перетворень подано на рис. 1.3, а характеристики радіонуклідів – у табл. 1.4.

Родоначальник ряду ^{232}Th має найбільшу тривалість життя з усіх важких радіоактивних елементів. Закінчується ряд ізотопом свинцю ^{208}Pb .

Енергія α -частинок нуклідів торієвого ряду в діапазоні 4,0–8,8 МеВ (641,9–1407,4 фДж), при цьому енергія тим більша, чим менша тривалість життя нукліда-випромінювача.

Енергія γ -випромінювання нуклідів торієвого ряду змінюється від 0,01 до 2,62 МеВ. Основні β -випромінювачі – MsTh_2 (^{228}Ac), MsTh (C+C'') і продукти їхнього розпаду. Ці ж нукліди є й основними γ -випромінювачами. У межах сімейства γ -випромінювачі розподілені відносно рівномірно.

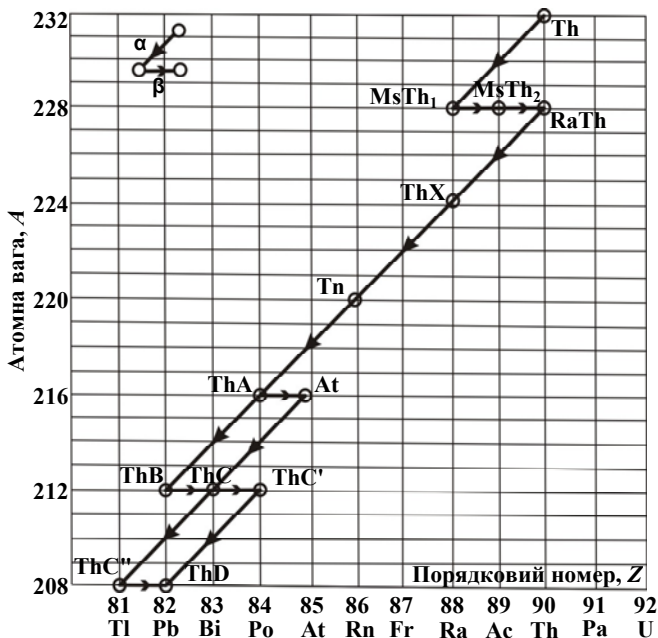


Рис. 1.3. Схема радіоактивних перетворень сімейства ^{232}Th

Таблиця 1.4

Спектри α -, β -, γ -випромінювання торієвого ряду (^{232}Th)

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромі- нювання		β -випромі- нювання		γ -випромі- нювання	
		Енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Максималь- на енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Енергія, MeV	Кількість квантів на розпад
^{232}Th	$1,39 \cdot 10^{10}$ років	3,91 3,98	0,20 0,80	— —	— —	— —	— —
MsTh_1 (^{228}Ra)	6,7 років	— —	— —	0,024 0,040	0,30 0,70	0,010 —	0,250 —
MsTh_2 (^{228}Ac)	6,13 год	—	—	1,180	0,67	0,058	0,700
		—	—	1,760	0,21	0,129	0,110
		—	—	2,100	0,12	0,209	0,040
		—	—	—	—	0,270	0,030
		—	—	—	—	0,336	0,125
MsTh_2 (^{228}Ac)	6,13 год	—	—	—	—	0,460	0,060
		—	—	—	—	0,458	0,020
		—	—	—	—	0,800	0,070
		—	—	—	—	0,907	0,243
		—	—	—	—	0,964	0,133
RaTh (^{228}Th)	1,91 року	—	—	—	—	1,587	0,120
		—	—	—	—	1,640	0,065
		5,34 5,42	0,28 0,71	— —	— —	0,089 0,137	0,016 0,026
		—	—	—	—	0,169	0,001
		—	—	—	—	0,212	0,003
ThX (^{224}Ra)	3,64 доби	5,45 5,68	0,05 0,95	— —	— —	0,290 —	10^{-4} —
Tn (^{220}Rn)	54,5 с	6,28	1,00	—	—	0,540	$2,5 \cdot 10^{-4}$
ThA (^{216}Po)	0,158 с	6,77	1,00	—	—	—	—
ThB (^{212}Pb)	10,6 год	—	—	0,154	0,03	0,238	0,400
		—	—	0,330	0,74	0,299	0,040
		—	—	0,570	0,22	—	—
ThC (^{212}Bi)	60,5 хв	5,60	0,01	0,640	0,07	0,726	0,071
		5,77	0,02	1,520	0,08	1,620	0,010
		6,05	0,70	2,250	0,85	1,800	0,033
		6,09	0,27	—	—	—	—

Закінчення табл. 1.4

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромінювання		β -випромінювання		γ -випромінювання	
		Енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, MeV	Кількість частинок на розпад	Енергія, MeV	Кількість квантів на розпад
ThC' (^{212}Po)	$3 \cdot 10^{-7}$ с	8,78	1,00	—	—	—	—
ThC'' (^{208}Tl)	3,1 хв	—	—	1,040	0,04	0,277	0,032
		—	—	1,290	0,24	0,510	0,078
		—	—	1,530	0,22	0,582	0,282
		—	—	1,800	0,50	0,859	0,053
ThD (^{208}Pb)	Стабільний					2,620	0,353

Порівнюючи ряди радіоактивних перетворень, можна відмітити в них деякі загальні закономірності.

1. Усі три ряди починаються з довгоіснуючих радіоактивних ізотопів (^{238}U , $T = 4,47 \cdot 10^9$ років; ^{235}U , $T = 7,13 \cdot 10^8$ років; ^{232}Th , $T = 1,39 \cdot 10^{10}$ років).

2. Усередині радіоактивних рядів утворюються радіоактивні гази (еманації): радон (ряд ^{238}U) та його ізомери – торон (ряд ^{232}Th) і актинон (ряд ^{235}U), які мають різні періоди піврозпаду.

3. Безпосередньо за еманаціями йдуть короткоіснуючі продукти розпаду А, В, С, які утворюють активні "нальоти" на поверхнях дотику еманацій.

4. В усіх трьох рядах А- і С-продукти розпаду утворюють так звані "розгалуження": при розпаді частина їхніх атомів випромінює α -частинки, а інша – β -частинки. Таким чином утворюються одночасно два різні ізомери, які, у свою чергу, випромінюють відповідно β - і α -частинки.

5. У результаті розпаду в усіх трьох рядах утворюються неактивні ізомери свинцю: ^{206}Pb у ряду ^{238}U , ^{207}Pb у ряду ^{235}U , ^{208}Pb у ряду ^{232}Th .

6. В усіх трьох сімействах α -випромінювачі розподілені відносно рівномірно. До них належать усі родоначалники сі-

мейств (^{238}U), AcU (^{235}U) і (^{232}Th), усі газоподібні продукти ^{222}Rn , Tn (^{220}Rn) і An (^{219}Rn), розташовані в середній частині ряду, і, нарешті, останні радіоактивні продукти розпаду сімейств.

7. За сумарною α -активністю сімейства урану і торію приблизно однакові, α -активність актинієвого ряду (у природній суміші урану) становить 5 % від загального α -випромінювання уранового ряду.

8. Енергетичні спектри α -частинок, які випромінюються кожним рядом, суттєво не відрізняються (табл. 1.2–1.4).

9. За сумарною інтенсивністю β -випромінювання сімейства урану і торію суттєво не відрізняються. У середині сімейств β -випромінювачі розподілені між початковими і кінцевими продуктами розпаду відносно рівномірно.

Усі члени рядів ^{238}U , AcU (^{235}U) і ^{232}Th мають по дві назви, наприклад ^{234}Th називають ще ураном X_1 (UX_1), ^{210}Po – радієм F (RaF) і т. д. Так склалось історично. При відкритті нових продуктів розпаду урану, актиноурану, торію і радію їм давали нові назви і вважали їх новими елементами, оскільки про наявність ізотопів тоді було невідомо. Незважаючи на певні труднощі при використанні двох різних видів назв, "старі" назви використовуються і сьогодні, тому що вони вказують на належність ізотопу до певного сімейства. Використання і запам'ятовування "старих" назв полегшується тим, що в усіх трьох сімействах продукти з індексами A , C' , F є ізотопами полонію, з індексами C і E – ізотопами вісмуту, з індексами B , D і G – свинцю, з індексами C'' і E'' – талію.

У 1935 р. встановлено, що в минулому існувало ще і непунієве сімейство (^{237}Np). Представники цього ряду у зв'язку з порівняно незначними періодами піврозпаду зазнали майже повного розпаду і практично не зустрічаються у природі.

Цей ряд з масовими числами $4n + 1$ мав родоначальником "вимерлий" $^{237}_{93}\text{Np}$ ($T = 2,25 \cdot 10^6$ років) і закінчувався стабільним ізотопом $^{209}_{83}\text{Bi}$. На відміну від перших трьох сімейств цей ряд не містив еманациї. Він був відтворений штучно, шляхом бомбардування урану α -частинками, і включає переважно короткоіснуючі ізотопи. Потенційно важливим для ядерної енергетики членом цього сімейства є ^{233}U ($T = 1590$ років), який на практиці

отримують опромінюванням природного ^{232}Th нейтронами. Непрямою ознакою можливості присутності непутунію на Землі в початковий період її існування є наявність його ліній у спектрах деяких зірок. Невеликі кількості ізотопів $^{237}_{93}\text{Np}$ і $^{239}_{94}\text{Pu}$ (α -випромінювач, $T = 24110$ років) постійно утворюються на Землі шляхом захоплення нейтронів ізотопами урану і торію. Нейтрони генеруються постійно за рахунок спонтанного ділення ізотопів урану, і в 1 кг "уранової смолки" (U_3O_8) виділяються близько 50 нейтронів за секунду. Типове співвідношення $^{239}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ в мінералах – близько 10^{-12} . Це відповідає десь 1 кг плутонію розсіяного в шарі земної кори завтовшки 16 км. Технецій ^{99}Tc теж удалося виявити в природі як продукт спонтанного ділення урану в кількості 10^{-10} г на 1 кг урану. Пошук наявності в природі інших, важчих ніж уран, довгоіснуючих ізотопів поки не дав позитивних результатів.

Четверту групу становлять антропогенні радіонукліди. Це переважно продукти ділення урану і плутонію в ядерних реакторах (розсіюються при аваріях) і при ядерних вибухах. Найбільш довгоіснуючі й небезпечні – $^{90}_{38}\text{Sr}$ ($T = 29$ років, чистий β -випромінювач, $E_{\max} = 0,546$ MeV) і $^{137}_{55}\text{Cs}$ ($T = 30,17$ років; β - і γ -випромінювач, $E_{\max} = 1,17$ MeV і $E_{\gamma} = 0,662$ MeV відповідно). Сюди слід віднести також трансуранові елементи. Світові запаси плутонію до 2000 року оцінювалися в 2400 т при виробництві 50 т у рік. Із 1950 по 1963 р., коли проводилися випробування ядерної зброї в атмосфері, було викинуто в довкілля 4,2 т плутонію.

1.3. Поширення радіоактивних елементів у природі

Вміст хімічних елементів у земній корі дає змогу оцінити поширення окремих представників радіоактивних рядів та окремих елементів у гірських породах у цілому (табл. 1.5). Ще нерівномірніше розподілені радіоактивні елементи по окремих геосферах Землі (табл. 1.6).

Таблиця 1.5

**Вміст хімічних елементів у земній корі
за декадами В.І. Вернадського**

Декада	Вміст елементів, %	Елемент
I	> 10	O, Si
II	1–10	Al, Fe, Ca, Na, Mg, K, H
III	10^{-1} –1	Ti, C, Cl, P, S, Mn
IV	10^{-2} – 10^{-1}	F, Ba, N, Sr, Cr, Zr, V, Ni, Zn, B, Cu
V	10^{-3} – 10^{-2}	Rb, Li, Y, Be, Ce, Co, Th, Nd, Pb, Ga, Mo, Br
VI	10^{-4} – 10^{-3}	U, Yb, Dy, Gd, Sm, Er, La, Sn, Sc, W, Cs, Cd, As, Pr, Hf, Ar, Co, Hg, Tu, Ho, Tb, I, Ge
VII	10^{-5} – 10^{-4}	Se, Sb, Nb, Ta, Eu, Ln, Bi, Tl, Ag
VIII	10^{-6} – 10^{-5}	Pd, Pt, Ku, Os, Po, Au, Rh, Ir, Te, He
IX	10^{-7} – 10^{-6}	Ne, Re
X	10^{-8} – 10^{-7}	Kr
XI	10^{-9} – 10^{-8}	Xe
XII	10^{-10} – 10^{-9}	Ra
XIII	10^{-11} – 10^{-10}	Pa

Таблиця 1.6

**Розподіл радіоактивних елементів
по геосферах (за Г.В. Войткевичем)**

Геосфера	Ra 10^{-12} , г/г	U 10^{-6} , г/г	Th 10^{-6} , г/г	K, г/г	Th/U
Гранітна	1,4	4,0	13,5	0,026	3,4
Базальтова	0,34	2,0	4,0	0,010	4,0
Перидотитова	0,0046	0,014	0,056	0,0004	4,0
Проміжна	0,004	0,012	0,048	0,0001	4,0
Центральне ядро	0,001	0,003	0,013		4,0

Як впливає з табл. 1.6, максимальний вміст радіоактивних елементів у Землі приурочений до її верхнього гранітного шару, потужність якого становить до 25–30 км. З глибиною їхній вміст різко падає, досягаючи мінімального значення в центральному ядрі.

Для урану і торію характерним є стан розсіювання в земній корі. Цим пояснюється той факт, що вони вважаються більш рідкі-

сними елементами, ніж, наприклад, свинець, олово і сурма, кларки яких мають той же порядок, але для яких характернішим є стан концентрації, ніж розсіяння.

Цим же обумовлена присутність урану і торію в мікроскопічних кількостях практично в усіх предметах, що оточують нас, як органічних, так і неорганічних. Ще однією характерною особливістю поширення урану, радію, торію та інших радіоактивних елементів є значні коливання їхнього вмісту в однотипних породах. Особливо це стосується магматичних порід. У зв'язку з цим найбільш повне уявлення про радіоактивність певних літологічних різновидів порід дають не середні значення, а варіаційні криві розподілу радіоактивності.

Наведені в табл. 1.6 концентрації U, Ra і Th для глибинних шарів Землі встановлені через побічний фактор – величину їхнього мінімального вмісту в кам'яних (для проміжного шару) і залізних (для центрального ядра) метеоритах, а також за середнім вмістом у кислих, основних та ультраосновних гірських породах, які виходять на денну поверхню (відповідно для гранітної, базальтової та перидотитової геосфер).

У гідросфері вміст радіоактивних елементів дуже малий і змінюється в широких межах. Концентрація радію в морських і річкових водах (близько 10^{-13} г/л) у 10^4 разів менша, ніж у вивержених гірських породах. Підвищену радіоактивність (вміст радію до 10^{-8} г/л) мають пластові води хлор-кальцієвого та сульфідно-барієвого типів.

Низькими значеннями радіоактивності характеризується також атмосферне повітря. Радіоактивність повітря в основному пов'язана з присутністю радону і продуктів його розпаду. Ще в 1929 р. встановлено (В. Веріго), що радон міститься в основному в приземних шарах атмосфери, де його концентрація становить приблизно $n \cdot 10$ Бк/м³. Активність повітря зменшується приблизно в 20 разів на висоті 4–5 км. Концентрація радіоактивних еманцій над океанами в 10–20 разів нижча, ніж над сушею.

Слабкою радіоактивністю характеризуються живі організми: рослини містять радію $n \cdot 10^{-14}$ г/г, а тварини – $n \cdot 10^{-15}$ г/г.

Серед порід різних генетичних типів найбільшу радіоактивність мають кислі магматичні вивержені породи (граніти), які

являють собою продукт остаточної стадії кристалізації магми. З пониженням вмісту SiO_2 у вивержених породах, тобто з ростом їхньої основності, вміст радіоактивних елементів помітно скорочується (табл. 1.7).

Таблиця 1.7

Вміст урану, торію і калію у вивержених породах

Породи	SiO_2 , %	U, г/т	Th, г/т	K, г/кг
Кислі			8,5	25
багаті Ca	75–65	3,0		
бідні на Ca		3,0	17,5	42
сієніти		3,0	13,0	48
Середні	65–52			
діорити		1,8	7,0	23
Основні	52–40	1,0	4,0	8
Ультраосновні	40	10^{-3}	$4 \cdot 10^{-3}$	0,0004

Розподіл радіоактивних елементів у вивержених породах, які становлять більшу частину земної кори, залежить від генезису урановмісних мінералів і ступеня збереження породи. У незміненних гранітах більша частина радіоактивних елементів приурочена до важких (акцесорних) елементів.

1.4. Основні закони радіоактивних перетворень. Стійка і рухома радіоактивна рівновага

Теорія радіоактивного розпаду оснований на тому, що розпад кожного окремого атома розглядається як явище випадкове, що не залежить від зовнішніх умов. Перетворення радіоактивних елементів відбувається за певними фізичними законами. Основними з них вважаються закони радіоактивного розпаду; радіоактивного накопичення; радіоактивної рівноваги; правило зміщення або зсуву.

Закон радіоактивного розпаду. Згідно з теорією радіоактивного розпаду, запропонованою Резерфордом і Содді, кількість ядер радіоактивного елемента dN , що розпалися за досить малий проміжок часу dt , пропорційне наявній кількості ядер N , які ще не розпалися на момент часу t . У диференціальній формі закон радіоактивного розпаду записується так:

$$dN = -\lambda \cdot N dt, \quad (1.1)$$

де знак мінус указує на те, що із часом кількість атомів радіоактивної речовини зменшується; λ – коефіцієнт пропорційності, що характеризує ймовірність розпаду ядра за одиницю часу, і показує, яка частина загальної кількості атомів розпалася за одиницю часу. Коефіцієнт λ називається *сталю* (або *постійною*) *розпаду* даного радіоактивного ізотопу. Стала розпаду λ є незалежною від часу. Ядра атомів радіоактивних елементів "не старіють" у процесі свого існування. Для них існує поняття середнього віку.

Інтегруючи рівняння (1.1) і позначивши кількість атомів радіоактивної речовини в початковий момент часу ($t = 0$) через N_0 , тобто $N_{(t=0)} = N_0$, отримаємо вираз закону радіоактивного розпаду в інтегральній формі

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}. \quad (1.2)$$

Із формули (1.2) випливає, що радіоактивний розпад відбувається за експоненціальним законом (рис. 1.4, а (1)).

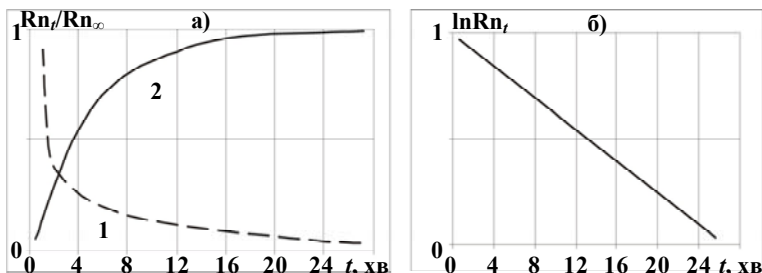


Рис. 1.4. Характеристика процесів розпаду і накопичення радону:
а – розпад (1) і накопичення (2) радону; Rn_t – концентрація радону в момент часу t ; Rn_{∞} – рівноважна концентрація радону;
б – розпад радону (напівлогарифмічний масштаб)

У результаті логарифмування виразу (1.2) отримаємо співвідношення

$$\ln N = \ln N_0 - \lambda \cdot t. \quad (1.3)$$

У напівлогарифмічній системі координат процес радіоактивного розпаду зображується у вигляді прямої лінії, кутовий коефіцієнт (тангенс кута нахилу) якої визначає сталу розпаду (рис. 1.4, б).

Із рівняння (1.1) випливає також, що добуток $\lambda \cdot N$ характеризує швидкість радіоактивного розпаду, яка називається радіоактивністю або просто активністю (позначається A)

$$A = \lambda \cdot N = -dN / dt. \quad (1.4)$$

Знаючи сталу розпаду λ , можна визначити середню тривалість життя $\bar{t}$ радіоактивного ядра. Згідно з виразом (1.1) сумарна тривалість життя атомів, що розпались у проміжок часу між t і $t + dt$, дорівнює $t \cdot \lambda \cdot N dt$, то

$$\bar{t} = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \cdot \lambda \cdot N dt = \lambda \int_0^{\infty} t \cdot e^{-\lambda \cdot t} dt = 1 / \lambda. \quad (1.5)$$

Зазвичай тривалість життя радіоактивних елементів прийнято характеризувати не значенням $\bar{t}$, а періодом піврозпаду T – часом, протягом якого розпадається половина всіх атомів даного радіоактивного елемента.

Підставимо в рівняння (1.2) $N = N_0/2$ при $t = T$, отримаємо

$$T = \ln 2 / \lambda \approx 0,693 / \lambda = 0,693 \cdot \bar{t}; \lambda \cdot \bar{t} = 1; \lambda = \ln 2 / T. \quad (1.6)$$

Стала розпаду λ і період піврозпаду T є характерними величинами кожного радіоактивного елемента і мають для нього строго визначені значення. У той же час для різних радіоактивних елементів ці параметри змінюються в широких межах.

Для наближених розрахунків беруть, що за час $t = 10 \cdot T$ радіоактивний елемент розпадається на 99,9 %.

Закон радіоактивного накопичення. Якщо розглядати розпад не окремо взятого радіоактивного елемента, а також і радіоактивного продукту його розпаду (дочірнього елемента), можна визначити закон зміни вмісту останнього від часу. Припустимо, що в початковий момент часу $t = 0$ було N_{01} атомів вихідного

елемента, а на момент часу t залишилось N_1 атомів вихідного і накопичилось N_2 атомів дочірнього елемента.

Швидкість накопичення дочірнього елемента dN_2/dt , очевидно, буде визначатися різницею швидкостей розпаду вихідного і дочірнього елементів

$$dN_2 / dt = \lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2, \quad (1.7)$$

де λ_1 і λ_2 – сталі розпаду вихідного і дочірнього елементів відповідно.

Підставивши у вираз (1.7) значення $N_1 = N_{01} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}$, отримаємо лінійне неоднорідне диференціальне рівняння першого порядку

$$dN_2 / dt + \lambda_2 \cdot N_2 = \lambda_1 \cdot N_{01} e^{-\lambda_1 \cdot t}. \quad (1.8)$$

Загальне рішення рівняння (1.8) має такий вигляд:

$$N_2 = N_{02} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + N_{01} \left[C_1 \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_2 \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \right],$$

але оскільки в початковий момент $N_{02} = 0$, то

$$N_2 = N_{01} \left[C_1 \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_2 \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \right]. \quad (1.9)$$

Застосувавши диференціювання для рівняння (1.9) за змінною t і підставивши у формулу (1.8) значення dN_2/dt і N_2 , знаходимо значення постійної інтегрування $C_1 = \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1)$. Тоді

$$N_2 = N_{01} \left[\left(\lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1) \right) \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_2 e^{-\lambda_2 \cdot t} \right]. \quad (1.10)$$

З виразу (1.10), користуючись початковою умовою $N_{02} = 0$ при $t = 0$, знаходимо, що $C_2 = -\lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1)$.

Остаточно зміна кількості атомів радіоактивного продукту розпаду вихідного елемента із часом визначається виразом

$$N_2 = \frac{N_{01} \cdot \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t} \right). \quad (1.11)$$

Практичний інтерес мають деякі часткові випадки визначення кількості атомів (активності) материнської й дочірньої радіоактивної речовини при різних співвідношеннях сталих їхнього розпаду.

1. Материнська радіоактивна речовина має дуже великий період піврозпаду T порівняно з дочірньою і зміною кількості її

атомів із часом можна знехтувати ($\lambda_1 \ll \lambda_2$). Дочірня речовина в початковий момент часу відсутня.

Підставимо ці дані в рівняння (1.11)

$$N_2 = \frac{N_{01} \cdot \lambda_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 \cdot t}). \quad (1.12)$$

При $t \rightarrow \infty$ кількість атомів дочірньої речовини становить

$$N_{\infty 2} = \frac{N_{01} \cdot \lambda_1}{\lambda_2}, \text{ або } \frac{N_{\infty 2}}{N_{01}} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (1.13)$$

де $N_{\infty 2}$ – максимальна кількість атомів дочірньої речовини.

2. Материнська радіоактивна речовина короткоіснуюча порівняно з дочірньою ($\lambda_1 \gg \lambda_2$). Дочірня речовина в початковий момент відсутня.

Підставимо ці дані в рівняння (1.11)

$$N_2 = -\frac{N_{01} \cdot \lambda_1}{\lambda_1} (e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t}), \quad (1.14)$$

де $e^{-\lambda_1 \cdot t}$ – дуже мала величина порівняно з $e^{-\lambda_2 \cdot t}$, тому $N_2 = N_{01} e^{-\lambda_2 \cdot t}$.

Тобто атоми материнської речовини швидко розпадаються, і активність зменшується з періодом піврозпаду, характерним для дочірнього радіоелемента.

3. Для трьох радіоактивних елементів, що послідовно розпадаються, справедливе диференціальне рівняння

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 \cdot N_2 - \lambda_3 \cdot N_3, \quad (1.15)$$

розв'язання якого при $t = 0$, $N_{02} = 0$, має вигляд

$$N_3 = \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot N_{01} \left[\frac{e^{-\lambda_1 \cdot t}}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 \cdot t}}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 \cdot t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right]. \quad (1.16)$$

4. Для випадку n радіоелементів, що послідовно розпадаються, кількість атомів n -речовини за наявності в початковий момент часу тільки материнської речовини виражається формулою

$$N_n = \lambda_1 \cdot \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} \cdot N_{01} \cdot \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_n - \lambda_1)(\lambda_{n-1} - \lambda_1) \dots (\lambda_2 - \lambda_1)} + \dots \right. \\ \left. \dots + \frac{e^{-\lambda_n t}}{(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} \right]. \quad (1.17)$$

Закон радіоактивної рівноваги. Якщо вихідний елемент розпадається повільніше, ніж продукт його розпаду ($\lambda_1 < \lambda_2$), через достатньо великий проміжок часу порівняно з тривалістю життя дочірнього елемента ($t > 10T_2$) вираз (1.11) набуває вигляду

$$N_2 = \frac{N_{01} \cdot \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t}$$

або з урахуванням формули (1.2)

$$N_2 / N_1 = \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1). \quad (1.18)$$

Вираз (1.18) визначає стан, за якого співвідношення кількості вихідної речовини і продуктів її розпаду наближається до деякого постійного значення. Такий стан називають *рухомою радіоактивною рівновагою*.

Якщо вихідна речовина розпадається набагато повільніше, ніж продукт її розпаду ($\lambda_1 \ll \lambda_2$), то формула (1.18) за умови $t > 10T_2$ має вигляд $N_2/N_1 = \lambda_1/\lambda_2 = T_2/T_1$ або

$$\lambda_2 N_2 / (\lambda_1 N_1) = 1; \quad A_2 = A_1. \quad (1.19)$$

Останній вираз характеризує такий стан, коли кількість атомів, що розпадаються, дорівнює числу вторинних атомів продуктів його розпаду. Зменшення кількості дочірньої речовини внаслідок розпаду повністю компенсується її утворенням з вихідної. Цей стан називається *стійкою радіоактивною рівновагою*.

Класичним прикладом стійкої радіоактивної рівноваги є рівновага між ураном ($T = 4,49 \cdot 10^9$ років) і радієм ($T \approx 1620$ років),

яка настає протягом значного проміжку часу (≥ 16200 років) і спостерігається тільки в гірських породах і мінералах, що добре збереглися і в які не було привносу (виносу) урану або радію. За стійкої радіоактивної рівноваги 1 г урану відповідає $3,4 \cdot 10^{-7}$ г радію. Наявність стійкої радіоактивної рівноваги в радіоактивних сімействах має велике значення, оскільки дозволяє за визначеннями вмісту одного ізотопу встановити вміст інших ізотопів ряду.

Беручи це до уваги, є можливість визначення стану радіоактивної рівноваги між ураном і радієм у будь-якій геологічній обстановці, що важливо при виборі методів виконання радіометричних робіт та інтерпретації радіометричних даних. Для цього незалежними засобами оцінюється вміст цих елементів і встановлюється величина *коефіцієнта рівноваги*

$$\alpha = \frac{C_{\text{Ra}}}{C_{\text{U}} \cdot 3,4 \cdot 10^{-7}}, \quad (1.20)$$

де C_{Ra} – вміст радію; C_{U} – вміст урану.

При $\alpha > 1$ рівновага зміщена в бік надлишку Ra, при $\alpha < 1$ – у бік надлишку U.

Правило зміщення або зсуву. Розпад радіоактивних елементів супроводжується випромінюванням заряджених частинок. При цьому утворюються нові хімічні елементи згідно з *правилом зміщення (зсуву)* Ф. Содді й К. Фаянса. Відповідно до цього правила мають місце два типи перетворень природних радіоактивних елементів:

- якщо хімічний елемент з атомним номером Z і атомною вагою A розпадається з випромінюванням α -частинки, то утворюється новий хімічний елемент з атомним номером $Z-2$ і атомною вагою $A-4$;

- якщо розпад елемента відбувається з випромінюванням β -частинки, то утворюється новий хімічний елемент без зміни атомної ваги: з атомним номером $Z + 1$ – при випромінюванні електрона і з атомним номером $Z - 1$ – при випромінюванні позитрона.

Ці нові хімічні елементи є ізотопами відповідних (згідно з новими атомними номерами) хімічних елементів таблиці Менделєєва.

Процеси радіоактивного розпаду не залежать від зовнішніх умов (температури, тиску, фазового складу речовини) і мають статистичний характер. Тобто кількість атомів радіоактивного елемента, що розпадається за одиницю часу, не є постійним, а коливається близько деякого середнього значення. Розподіл ймовірностей $p(n)$ того, що за певний проміжок часу буде зареєстровано n розпадів (при середньому їхньому значенні за велику кількість спостережень $\bar{n}$), описується формулою Пуассона

$$p(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}, \quad (1.21)$$

яка за великих кількостей спостережень ($n > 20$) переходить у формулу Гаусса

$$p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2n}}. \quad (1.22)$$

Мірою флуктуації величини n є дисперсія $D_n = \bar{n}$, середнє квадратичне відхилення $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$, або його відносна величина $\varepsilon = \frac{\sqrt{\bar{n}}}{\bar{n}}$.

З останніх формул випливає, що висока статистична точність вимірювань радіоактивності забезпечується лише у випадку, коли кількість розпадів за одиницю часу достатньо велика або при проведенні вимірювань протягом значного відрізка часу.

1.5. Одиниці вимірювання радіоактивності та інтенсивності полів радіоактивних випромінювань

Для порівняльної оцінки радіоактивності гірських порід застосовуються два види одиниць: *одиниці активності*, що визначають вміст радіоактивних елементів у гірських породах, і *одиниці дози*, що визначають ступінь дії радіоактивних випромінювань на речовину.

Абсолютна радіоактивність елементів у системі фізичних одиниць СІ оцінюється в бекерелях (Бк). Під 1 Бк розуміють радіоактивність будь-якого радіоактивного ізотопу, в якому за 1 с відбувається в середньому один розпад, $1 \text{ Бк} = 1 \text{ розп./с}$. Відповідно до закону радіоактивного розпаду кількість ядер радіоактивного ізотопу, що розпадається за 1 с, дорівнює λN . Тоді кількість ядер ізотопу, що відповідає 1 Бк, $N = 1/\lambda = T/0,693$, а маса m ізотопу (г), який випромінює цю радіоактивність, становить

$$m = N \cdot M / A_0 = 2,395 \cdot 10^{-24} \cdot M \cdot T, \quad (1.23)$$

де M – відносна атомна маса ізотопу; T – період його піврозпаду; $A_0 = 6,023 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро.

Із формули (1.23) випливає, що маса радіоактивних елементів, яка має відповідати заданій активності, збільшується з ростом періоду піврозпаду. Так, активності $1 \cdot 10^6$ Бк відповідає маса радіоактивного ізотопу ^{110}Po – 10^{-9} г ($T = 138$ діб), ^{226}Ra – 10^{-6} г ($T = 1620$ років), ^{238}U – 80 г ($T = 4,49 \cdot 10^9$).

Крім того, у практиці радіометричних досліджень ще досить часто використовують позасистемну одиницю активності Кюрі (Ки). Співвідношення між одиницями активності: $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Питома активність – це активність одиниці маси. У системі СІ це бекерель на кілограм (Бк/кг) та його похідні. 1 Бк/кг дорівнює питомій активності, за якої на 1 кг радіонукліда припадає активність 1 Бк . Крім того, іноді використовують несистемні одиниці Ки/кг.

Об'ємна активність це активність одиниці об'єму. У системі СІ це бекерель на метр кубічний (Бк/м³) та його похідні. 1 Бк/м^3 дорівнює об'ємній активності, за якої на 1 м^3 радіонукліда припадає активність 1 Бк . Часто використовують несистемні одиниці Ки/л. В одиницях об'ємної активності виражають концентрацію радону та інших газоподібних радіоелементів.

Поверхнева активність – це активність одиниці площі поверхні. У системі СІ це бекерель на метр квадратний (Бк/м²) та його похідні. 1 Бк/м^2 дорівнює поверхневій активності, за якої на 1 м^2 площі поверхні припадає активність 1 Бк .

Як уже зазначалося, радіоактивний розпад супроводжується γ -випромінюванням. У зв'язку з тим, що енергія і кількість

γ -квантів за один розпад різна для різних радіоактивних ізотопів, виражена в бекерелях радіоактивність недостатня для характеристики γ -активності різних речовин. З метою характеристики останньої широко використовується величина радієвого γ -еквівалента E_γ і позасистемна одиниця міліграм-еквівалент радію (мг-екв Ra) – кількість ізотопу, γ -випромінювання якого має таку ж іонізаційну здатність (у повітрі), як і γ -випромінювання 1 мг ^{226}Ra (разом із продуктами його розпаду) після проходження через платиновий фільтр товщиною 0,5 мм. Аналогічною величиною в системі СІ служить радієвий γ -еквівалент джерела, який дорівнює відношенню γ -випромінювання даного радіоактивного ізотопу (або препарату із суміші ізотопів) до γ -випромінювання ^{226}Ra активністю 1 Бк.

Характеристика полів іонізуючого випромінювання. Іонізуючим випромінюванням називається потік заряджених або нейтральних частинок (квантів), при взаємодії яких з речовиною утворюються електричні заряди різних знаків.

Характеристикою іонізуючого випромінювання є тип частинок, їхня енергія, напрямок розповсюдження, інтенсивність та їхній енергетичний, просторовий і часовий розподіл.

Залежно від складу випромінювання розрізняють *однорідне* і *змішане* іонізуюче випромінювання. Випромінювання, яке складається із частинок одного виду, є однорідним, із двох або більше видів – змішаним.

Моноенергетичне іонізуюче випромінювання створюється частинками з однаковою енергією. Якщо енергія частинок різна, випромінювання є *немоноенергетичним*. Так, β -випромінювання і гальмівне рентгенівське випромінювання – приклади *немоноенергетичного* випромінювання. Прикладом *моноенергетичного* випромінювання може бути потік α -частинок певної енергії при розпаді радіонуклідів.

За характером розповсюдження у просторі виділяють *спрямоване* і *неспрямоване* випромінювання. Якщо в точку простору, яка розглядається, випромінювання приходить тільки за одним напрямком, то таке випромінювання є *спрямованим*. Випромінювання, що приходить у точку за декількома напрямками, назива-

ється неспрямованим. Вид неспрямованого випромінювання, яке не має переважного напрямку розповсюдження, прийнято називати *ізотропним*. До спрямованого випромінювання належить, наприклад, випромінювання точкового джерела частинок із прискорювача, а до неспрямованого – розсіяне γ -випромінювання.

При проходженні іонізуючого випромінювання через речовину прийнято виділяти дві його складові: первинне і вторинне випромінювання.

Первинним іонізуючим випромінюванням називається випромінювання, яке складається із частинок, отриманих на прискорювачі або з радіонуклідних джерел радіоактивного випромінювання.

Вторинним іонізуючим випромінюванням називаються види випромінювання, які утворюються при взаємодії первинного випромінювання з речовиною.

Для вторинного випромінювання характерні такі особливості:

- інтенсивність пропорційна інтенсивності первинного випромінювання;
- енергетичний і просторовий розподіл частинок вторинного випромінювання не залежить від аналогічних характеристик первинного випромінювання.

Прикладом вторинного випромінювання є гальмівне рентгєнівське випромінювання, яке утворюється при опромінюванні мішені електронами, і пучки нейтронів, що виникають при опромінюванні мішені протонами.

Поле ядерного випромінювання даного виду характеризується потоком частинок, їхньою щільністю та інтенсивністю випромінювання.

Потоком (флюенсом) N називається кількість частинок випромінювання, які переносяться через одиничну поверхню за деякий проміжок часу. Одиниця вимірювання – с^{-1} .

Відношення зміни потоку dN за проміжок часу dt до протяжності цього проміжку є *щільність потоку частинок Φ*

$$\Phi = \frac{dN}{dt}. \quad (1.24)$$

Щільність потоку частинок Φ для паралельного пучка – це кількість частинок, що падають за 1 с на одиничну площадку, яка перпендикулярна напрямку пучка.

Щільність частинок n – це кількість частинок, що містяться в даний момент часу в одиниці об'єму середовища. Одиниця виміру – част./м³ або част./см³.

Для поля частинок з хаотичним напрямком руху щільністю потоку частинок називають добуток щільності частинок n на їхню швидкість v

$$\Phi = n \cdot v, \quad (1.25)$$

де v – швидкість частинок. Щільність потоку вимірюється в одиницях част./(м²·с) або част./(см²·с).

Інтенсивність випромінювання (щільність потоку енергії) I_E – це енергія, що переноситься випромінюванням за одиницю часу через одиницю площі

$$I_E = E \frac{dN}{dt} = E \cdot \Phi, \quad (1.26)$$

де E – енергія моноенергетичного випромінювання. Одиницею вимірювання інтенсивності випромінювання служить Дж/(м²·с).

Доза випромінювання – величина, яка є мірою дії іонізуючого випромінювання на середовище. Залежно від середовища і характеру випромінювання виділяють поглинену, експозиційну та еквівалентну дози.

Основною причиною радіаційних ефектів у речовині є поглинання енергії середовищем, що опромінюється. Її мірою в дозиметрії прийнята поглинена доза. *Поглинена доза D* – це поглинена енергія випромінювання E , розрахована на одиницю маси опроміненої речовини

$$D = \frac{dE}{dm} = -\frac{1}{\rho \cdot s} \frac{dE}{dx}, \quad (1.27)$$

де ρ і s – відповідно густина речовини і площа, на яку падає енергія E . Потік енергії випромінювання на одиницю площі

$$\varepsilon = \frac{dE}{ds}. \quad (1.28)$$

У системі СІ поглинена доза вимірюється в греях (Гр). 1 Гр дорівнює поглиненій дозі випромінювання, за якої речовині ма-

сою 1 кг передана енергія 1 Дж. Крім одиниці "грей", використовується позасистемна одиниця поглиненої дози випромінювання "рад": 1 рад = 10^{-2} Гр.

Крім поглиненої дози, вводяться поняття експозиційної та еквівалентної дози.

Експозиційна доза випромінювання ($D_{\text{експ}}$) є характеристикою фотонного випромінювання й оцінюється за кількістю зарядів одного знака, що утворюються при опроміненні в одиниці маси повітря

$$D_{\text{експ}} = \frac{dQ}{dm}. \quad (1.29)$$

Експозиційна доза – ступінь іонізаційної дії рентгенівського та γ -випромінювання, яка визначається за іонізацією повітря в умовах електронної рівноваги, тобто якщо поглинена доза випромінювання в деякому об'ємі середовища дорівнює сумарній кінетичній енергії іонізованих частинок (електронів та іонів), що утворились під дією γ -випромінювання.

Одиницею вимірювання експозиційної дози випромінювання в системі СІ є кулон на кілограм. Енергетичний еквівалент 1 Кл/кг становить 33,8 Дж/кг.

На практиці експозиційну дозу частіше вимірюють у рентгенах (Р) або його похідних – мікрорентгенах (мкР) та мілірентгенах (мР). 1 Р дорівнює одній одиниці СГС заряду, який утворюється в 1 см³ повітря за нормальних умов: 1 Р = $2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг. Одиниця експозиційної дози 1 Р відповідає поглинанню такої кількості рентгенівського або γ -випромінювання, яке в 1 см³ сухого повітря при $t = 0$ °С та нормальному атмосферному тиску (це 0,001293 г повітря) утворює $2,083 \cdot 10^9$ пар іонів. Енергетичний еквівалент рентгена 1 Р = $5,5 \cdot 10^7$ МеВ.

$$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}, \text{ а } 1 \text{ Кл/кг} = 3,876 \cdot 10^3 \text{ Р}.$$

Позасистемна одиниця 1 фер – доза будь-якого іонізуючого випромінювання, при якому енергія, поглинена в 1 г опромінюваної речовини, дорівнює втраті енергії на іонізацію, що створюється в 1 г повітря дозою в 1 Р γ -променів: 1 фер = $1,61 \cdot 10^{12}$ пар іонів на 1 г.

Різні види випромінювання за інших рівних умов викликають різний біологічний ефект. Для оцінки біологічної дії випромінювання вводиться поняття *еквівалентної дози випромінювання*.

Вона рівна добутку поглиненої дози на коефіцієнт якості випромінювання K , який характеризує *відносну біологічну ефективність* випромінювання

$$D_{\text{екв}} = KD. \quad (1.30)$$

Значення коефіцієнтів якості для різних видів випромінювання наведено в табл. 1.8.

Для змішаного випромінювання еквівалентна доза дорівнює

$$D_{\text{екв}} = \sum_i K_i D_i, \quad (1.31)$$

де K_i – коефіцієнт якості i -го випромінювання, поглинена доза якого рівна D_i .

Таблиця 1.8

**Відносна біологічна ефективність
різних видів іонізуючого випромінювання**

Вид випромінювання	Коефіцієнт, K
Рентгенівське та γ -випромінювання	1
Електрони	1
Протони	10
Альфа-частинки	20
Повільні нейтрони (10–50 кеВ)	3
Швидкі нейтрони (> 50 кеВ)	10
Важкі іони	20

У системі СІ встановлена одиниця вимірювання еквівалентної дози випромінювання зіверт (Зв). Еквівалентна доза 1 Зв відповідає поглиненій біологічною тканиною дозі 1 Гр γ -випромінювання. Застосовують також позасистемну одиницю еквівалентної дози – бер (біологічний еквівалент рада): 1 бер = 10^{-2} Зв.

Зміна дози за одиницю часу називається *потужністю дози*

$$P = \frac{dD}{dt}. \quad (1.32)$$

Якщо відома часова залежність потужності дози, то дозу за деякий інтервал часу від t_1 до t_2 можна розраховувати за формулою

$$D = \int_{t_1}^{t_2} P(t) dt. \quad (1.33)$$

Зв'язок між потужністю експозиційної дози $P_{\text{експ}}$, інтенсивністю I і потоком γ -випромінювання з енергією E визначається виразом

$$P = \mu_k \cdot I = \mu_k \cdot N \cdot E, \quad (1.34)$$

де μ_k – коефіцієнт передачі енергії. Для γ -випромінювання з енергією до 10 МеВ його можна взяти рівним коефіцієнту поглинання енергії.

Залежно від типу взаємодії розрізняють потужність поглиненої дози, потужність еквівалентної дози і потужність експозиційної дози. Енергію, поглинену одиницею об'єму за одиницю часу, називають *потужністю поглиненої дози*. Одиниця вимірювання у системі СІ – грей в секунду (Гр/с), позасистемна одиниця – рад/с.

Потужність експозиційної дози: у системі СІ – ампер на кілограм (А/кг), позасистемна одиниця – Р/с. У геофізиці досить часто використовують позасистемну одиницю мкР/год ($1 \text{ мкР/год} = 71,6 \cdot 10^{-15} \text{ А/кг}$).

Потужність еквівалентної дози: у системі СІ – зіверт у секунду (Зв/с), позасистемна – бер/с.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке природна радіоактивність?
2. Охарактеризуйте процес α -розпаду.
3. Назвіть основні особливості β -розпаду.
4. Що таке електронне захоплення та його особливості?
5. Охарактеризуйте процес поділу важких ядер.
6. Що таке ізомерні переходи?
7. Охарактеризуйте космогенні радіонукліди.
8. Охарактеризуйте природні одиночні радіонукліди.

9. Назвіть основні ряди радіоактивних перетворень.
10. Охарактеризуйте особливості ряду ^{238}U та актиноурану.
11. Охарактеризуйте особливості ряду ^{232}Th .
12. Які найбільш розповсюджені в довкіллі антропогенні радіонукліди ви знаєте?
13. Охарактеризуйте поширення радіоактивних елементів у геосферах.
14. Які основні положення закону радіоактивного розпаду?
15. Які основні положення закону радіоактивного накопичення?
16. Що таке рухома та вікова радіоактивна рівновага?
17. Визначте правило зсуву Содді й Фаянса.
18. Що таке абсолютна радіоактивність і в яких одиницях вона вимірюється?
19. Що таке іонізуюче випромінювання?
20. Охарактеризуйте поняття "доза випромінювання".
21. Чим відрізняється експозиційна доза від еквівалентної дози випромінювання?
22. Назвіть одиниці експозиційної, поглиненої та еквівалентної доз випромінювання.

Література: [1–12, 24, 26, 53]

РОЗДІЛ 2

Взаємодія радіоактивних випромінювань з речовиною

2.1. Основні поняття та визначення

В ядерній фізиці домінують три види взаємодії випромінювання з речовиною: електромагнітна, слабка і сильна. Внеском гравітаційної взаємодії нехтують через її малу величину.

Ядерна (сильна) взаємодія – найбільш інтенсивна взаємодія в природі, яка відбувається в межах атомного ядра, звідси її назва. Вона діє на відстанях близько $1 \div 2 \cdot 10^{-13}$ см, час взаємодії – $0,5 \cdot 10^{-23}$ с (так званий ядерний час). Вона може виявлятися як у процесах розсіювання на ядрах і при ядерних реакціях – захопленні одних частинок і утворенні інших, так і у формі процесів розпаду квазічастинок. При проходженні частинок через речовину ядерна взаємодія проявляється в ядерних реакціях і в процесах розпаду ядер і частинок. Сильна взаємодія із середовищем відбувається при проходженні через нього адронів (протонів p , нейтронів n , атомних ядер).

Електромагнітна взаємодія також належить до інтенсивних взаємодій природи, хоч і є слабкішою від ядерної. Інтенсивність електромагнітної взаємодії в 10^2 – 10^3 разів слабкіша від ядерної. Переріз електромагнітної взаємодії з атомними ядрами істотно нижчий, ніж у сильної. Її далекодіючий характер визначає домінуючу роль при взаємодії з атомами. Процеси електромагнітної взаємодії відбуваються в 10^2 – 10^3 разів повільніше сильних (ядерних) процесів. Електромагнітна взаємодія визначає взаємодію заряджених частинок і γ -квантів з атомами середовища. Носіями такої взаємодії є кванти електромагнітного випромінювання. Залежно від їхнього походження й енергії їх називають фотонами: рентгенівськими або γ -квантами. Кванти електромагнітного випромінювання виникають у результаті взаємодії електричного заряду з електричним полем, що його оточує. Форми прояву елект-

ромагнітної взаємодії для заряджених частинок – кулонівське розсіяння, іонізаційне гальмування, радіаційне гальмування, черенковське випромінювання; для γ -квантів – фотоефект, ефект Комптона, утворення електронно-позитронних пар. При проходженні заряджених частинок і γ -квантів через речовину спостерігаються великі втрати енергії за рахунок електромагнітної взаємодії.

Прикладом *слабкої взаємодії* є β -розпад – специфічна взаємодія між нуклонами та електронно-позитронним полем, що їх оточує, у процесі якої виникають або поглинаються електрони (позитрони) і антинейтрино (нейтрино). Бета-розпад характеризується дуже малою константою взаємодії, звідси і назва – "слабка взаємодія". Крім процесів розпаду, слабка взаємодія може проявлятися і в процесах безпосередньої взаємодії, наприклад у процесі захоплення нейтрино (антинейтрино) нуклоном.

Деякі характеристики елементарних частинок, що входять до складу іонізуючих випромінювань, подані в табл. 2.1.

Таблиця 2.1

Характеристика елементарних частинок

Взаємодія	Сила взаємодії	Частинки	Кванти	Маса спокою, МеВ	Час існування, с	Відстань, см
Сильна	1	Адрони (кварки)	Глюони	0	$10^{-23} \div 10^{-20}$	$\sim 10^{-13}$
Електромагнітна	10^{-2}	Заряджені частинки	Фотони	0	10^{-18}	∞
Слабка	10^{-6}	Усі частинки	$W^{\pm}$ Z^0	80 91	10^{-12}	10^{-16}
Гравітаційна	10^{-20}	Усі частинки	Гравітони	0		∞

Щоб описати рух окремої частинки в речовині, необхідно знати її масу m , заряд z , енергію E , імпульс p . До основних характеристик речовини відносять її густину ρ , середній потенціал іонізації $\bar{I}$, атомний номер A та заряд Z елементів, які утворюють речовину.

Пружним розсіянням називається процес взаємодії частинок, при якому зберігається повна кінетична енергія всіх частинок, що взаємодіють, але відбувається її перерозподіл між частинками

$$E_{\text{поч}} = E_{\text{кін}} . \quad (2.1)$$

Непружним розсіянням називається процес взаємодії частинок, при якому частина повної енергії витрачається на збудження внутрішніх ступенів свободи атома або ядра та енергію випромінювань або частинок, що утворюються

$$E_{\text{поч}} = E_{\text{кін}} + E_{\text{збудж}} . \quad (2.2)$$

Інформацію про ймовірність процесу або механізм ядерної реакції можна отримати за допомогою ефективного перерізу відповідного процесу.

При проходженні через речовину іонізуючі випромінювання заряджених частинок і нейтронів взаємодіють з атомами (атомними ядрами і атомними електронами). Енергія іонізуючих випромінювань, які мають інтерес для ядерної геофізики, становлять від сотих часток електрон-вольта до перших десятків мегаелектрон-вольтів.

Уявимо собі, що частинка A (атомне ядро) перебуває на шляху паралельного пучка частинок (електрони, протони, нейтрони та ін.). Якщо між частинкою A і частинками іонізуючого пучка існує якась взаємодія, що призводить до їхнього розсіяння або захоплення, то частинка A вилучає деяку кількість падаючих частинок із паралельного пучка. *Ефективним перерізом* частинки A будемо називати відношення кількості частинок, вилучених частинкою A з пучка в одиницю часу (за 1 с) до густини потоку падаючих частинок (тобто до кількості частинок падаючого пучка, які проходять через 1 см² його перерізу за 1 с). Розмірність ефективного перерізу – площа. Для більшості ядерних процесів величина ефективних перерізів становить 10⁻²⁴ см²/част. Цій величині присвоєна назва "барн" (1 б = 10⁻²⁴ см²/част.). Ефективні перерізи для процесів сильної взаємодії становлять 10⁻²⁷–10⁻²⁴ см² і призводять до того, що сильно взаємодіючі частинки при проходженні через середовище ефективно вибувають з колімованого пучка частинок за рахунок процесів поглинання та розсіяння. У деяких випадках

(напр., резонансного захоплення) при взаємодії нейтронів з ядрами переріз може бути більшим: $10^{-20} \text{ см}^2 = 10^4 \text{ барн}$.

Інтегральний ефективний переріз σ визначається відповідно до співвідношення

$$\sigma = \frac{N_{\text{вз}}}{N \cdot n \cdot \delta}, \quad (2.3)$$

де N – кількість частинок (потік), що падають на 1 см^2 тонкої мішені; $N_{\text{вз}}$ – повна кількість взаємодій в 1 см^2 тонкої мішені; n – концентрація ядер в одиниці об'єму мішені; δ – товщина мішені. Тонкою називається мішень, атоми і ядра якої відповідно при проектуванні мішені на площину, перпендикулярну до осі пучка, не перекривають одне одного.

Реакції, початковий і кінцевий стан яких мають по дві частинки, характеризуються *спектрами* і *диференціальним ефективним перерізом розсіяння*.

$$\text{Диференціальний ефективний переріз розсіяння} \quad \frac{d\sigma(\vartheta, \varphi, E)}{d\Omega}$$

пов'язаний з інтегральним перерізом співвідношеннями

$$\sigma(E) = \int \frac{d\sigma(\theta, \varphi, E)}{d\Omega} d\Omega; \quad (2.4, \text{ а})$$

$$\sigma(\vartheta, \varphi) = \int \frac{d\sigma(\theta, \varphi, E)}{dE} dE, \quad (2.4, \text{ б})$$

де $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ – тілесний кут, в який розсіюються частинки; θ і φ – полярний та азимутальний кути розсіяння частинок.

Формула (2.4, а) описує енергетичну залежність перерізу, проінтегровану за всіма кутами, а (2.4, б) – кутову залежність перерізу, проінтегровану за всіма енергіями.

Спектром частинок у реакції $a + A \rightarrow b + B$ називається залежність кількості частинок продуктів реакції, що вилітають у тілесний кут $d\Omega$ і мають енергію в інтервалі $(E, E + dE)$, від кута $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ та енергії E

$$\frac{d^2 N}{dE d\Omega} = N \cdot n \cdot \delta \frac{d^2 \sigma(\theta, \varphi, E)}{dE d\Omega}. \quad (2.5)$$

Диференціальні ефективні перерізи розсіяння $\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$ та $\frac{d\sigma(E)}{dE}$ пов'язані зі спектрами частинок співвідношеннями

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{1}{Nn\delta} \int \frac{d^2\sigma(\theta, \varphi, E)}{dEd\Omega} dE ; \quad (2.5, \text{ а})$$

$$\frac{d\sigma(E)}{dE} = \frac{1}{Nn\delta} \int \frac{d^2\sigma(\theta, \varphi, E)}{dEd\Omega} d\Omega . \quad (2.5, \text{ б})$$

Залежність диференціального ефективного перерізу $\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$ від кутів θ і φ називають *кутовим розподілом* частинок, що виникають у реакції.

Ефективний переріз звичайно вимірюють у барнах чи його похідних: $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2 = 10^{-28} \text{ м}^2$, тому наочно його можна розглядати як ефективну площу мішені, потрапляючи в яку частинки викликають певну реакцію.

Основними характеристиками є втрати енергії й повний пробіг частинок.

Питомими втратами енергії або *лінійною гальмівною здатністю речовини* S називають утрати частинкою енергії на одиницю шляху

$$S = \left(-\frac{dE}{dx} \right). \quad (2.6)$$

Прийнято визначати питомі втрати енергії в мегаелектрон-вольтах на секунду (MeV/c).

Питома іонізація – це кількість пар іонів, які утворюються в речовині на одиниці довжини пробігу.

Питома іонізація U і питомі втрати енергії S зв'язані співвідношенням

$$U = \frac{S}{W}, \quad (2.7)$$

де W – середня енергія, що витрачається на утворення однієї пари іонів.

Гальмівна здатність речовини значно залежить від її густини, тому втрати енергії зручно характеризувати через *масову гальмівну здатність* S_M , яка відповідає питомим утратам енергії в шарі поглинаючого матеріалу товщиною в 1 г/см^2

$$S_M = \frac{1}{\rho} S = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}, \quad (2.8)$$

де ρ – густина речовини. Розмірність масової гальмівної здатності – $\text{Мев/с} \cdot (\text{г/см}^2)$.

Розрізняють атомну S_A і електронну S_e гальмівні здатності

$$S = S_e n Z = S_A \frac{n}{A} \rho Z, \quad (2.9)$$

де n , Z , A – відповідно кількість атомів в одиниці об'єму, заряд ядра і вага атома речовини.

При проходженні частинки через середовище, яке містить атоми різного сорту, гальмівна здатність речовини визначається *правилом Брегга* (композиційний закон Брегга). Тобто, якщо речовина є хімічною сполукою, то її гальмівна здатність складається із гальмівних здатностей кожного хімічного елемента (з відповідним внеском)

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{1}{M} \sum_i n_i A_i \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_i, \quad (2.10)$$

де M – молекулярна вага сполуки; n_i – кількість атомів i -го сорту з атомною вагою A_i в одиниці об'єму.

Максимальним пробігом називається товщина шару речовини R , в якому затримуються всі частинки пучка.

Середнім пробігом називається шар речовини $R_{\text{сер}}$, який проходять частинки в середньому

$$R_{\text{сер}} = \frac{\sum N_i x_i}{\sum N_i} = \frac{\int x N(x) dx}{\int N(x) dx}, \quad (2.11)$$

де N_i – кількість частинок, що пройшли шар x_i .

Флуктуації довжини пробігу називаються *варіацією пробігу частинок* або *стреглінгом*.

Для важких заряджених частинок залежність кількості частинок у пучку від пробігу в речовині зображено на рис. 2.1, а. Для легких заряджених частинок вводяться поняття як середнього, так і максимального пробігу. Для електронів часто використовується поняття екстрапольованого пробігу (рис. 2.1, б).

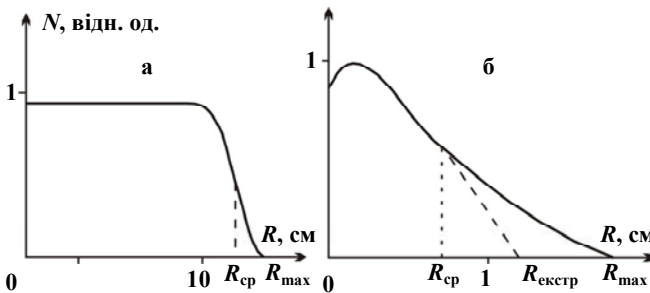


Рис. 2.1. Залежність відносної кількості частинок від глибини проникнення в речовину:
а – протонів та α -частинок; б – електронів

Для нейтронів замість поняття пробігу вводиться поняття ослаблення пучка

$$N = N_0 e^{-\sigma \cdot n \cdot x}, \quad (2.12)$$

де σ – переріз взаємодії; n – кількість атомів в одиниці об'єму; x – глибина проникнення пучка в середовище.

Аналогічно за експоненціальним законом послаблюється також інтенсивність γ -випромінювання

$$N = N_0 e^{-\mu \cdot x}, \quad (2.13)$$

де μ характеризує речовину і називається *коефіцієнтом поглинання*.

Масовим коефіцієнтом поглинання називається величина

$$\mu_p = \frac{\mu}{\rho}, \text{ см}^2/\text{г}. \quad (2.14)$$

Характеристиками пучка частинок є тип частинок, їхня енергія, повздовжній і поперечний імпульси, інтенсивність, просторовий та енергетичний розподіл і часова структура.

Нижче розглядаються процеси взаємодії γ -квантів, заряджених частинок і нейтронів із середовищем. Описуються основні механізми взаємодії заряджених частинок з речовиною – іонізаційне сповільнення, пружне розсіяння, черенковське, синхротронне і перехідне випромінювання, внесок ядерних реакцій; взаємодія γ -квантів з речовиною – фотоефект, ефект Комптона, утворення електронно-позитронних пар, когерентне розсіяння та ядерний фотоефект; взаємодія нейтронів з речовиною – ядерні реакції за участю нейтронів.

2.2. Загальна характеристика взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною

Заряджені частинки, нейтрони та γ -кванти при проходженні через речовину зазнають поглинання і розсіяння, що супроводжується збудженням та іонізацією атомів, ядерними реакціями, а також порушеннями структури речовини, які називаються радіаційними дефектами.

Іонізуючим випромінюванням називається будь-яке випромінювання, взаємодія якого з речовиною призводить до створення в ній іонів різних знаків.

Іонізуюче випромінювання поділяється на безпосереднє і побічне. Безпосереднє іонізуюче випромінювання складається із заряджених частинок, наприклад електронів, протонів, α -частинок, які мають кінетичну енергію достатню для іонізації й при зіткненні вибивають орбітальні електрони з атомів шляхом кулонівської взаємодії. Побічне іонізуюче випромінювання складається з незаряджених частинок, наприклад з нейтронів або фотонів, які створюють іонізуюче випромінювання і/або викликають ядерні перетворення. Енергія цих частинок спочатку пе-

редається зарядженій частинці (електрона або протона), а потім уже ці заряджені частинки призводять до іонізації атомів і/або викликають ядерні перетворення. До фотонного іонізуючого випромінювання належать:

- γ -випромінювання, яке виникає при зміні енергетичного стану атомних ядер, при ядерних перетвореннях або при анігіляції частинок;
- гальмівне випромінювання з неперервним енергетичним спектром, що виникає при зменшенні кінетичної енергії заряджених частинок;
- характеристичне випромінювання з дискретним енергетичним спектром, яке виникає при зміні енергетичного стану електронів атома.

Прийнято розрізняти первинне і вторинне іонізуюче випромінювання. Під первинним розуміють випромінювання, яке в процесі, що розглядається, взаємодіє із середовищем і є або береться за початкове. Вторинне іонізуюче випромінювання виникає в результаті взаємодії первинного випромінювання з даним середовищем.

За механізмом проходження через речовину іонізуючі частинки умовно поділяються на чотири групи:

- важкі заряджені частинки (альфа-частинки – α , протони – p , дейтрони – d , тритони – t , легкі та важкі іони);
- легкі заряджені частинки (електрони – e^- , позитрони – e^+ , μ -мезони – $\mu^\pm$, π -мезони – $\pi^\pm$);
- фотонне випромінювання (рентгенівське та γ -випромінювання);
- нейтрони.

При проходженні через речовину частинки взаємодіють з її атомами, тобто з електронами та атомними ядрами (або нуклонами ядер).

Проходження заряджених частинок через речовину (гірські породи) супроводжується різноманітними процесами, включаючи: зіткнення з електронами атома, розсіяння кулонівським полем ядра, ядерними реакціями, а також вторинними ефектами, до яких належить, наприклад, поява γ -квантів у результаті гальмування швидких електронів. Основну роль в усіх процесах відіграє електромагнітна взаємодія заряджених частинок. Роль

ядерних взаємодій, як правило, незначна. Це зумовлено тим, що ядерні сили мають малий радіус дії (близько 10^{-13} см), а кількість ядер у речовині значно менше кількості електронів.

Найбільший практичний інтерес має інтервал енергій заряджених частинок від декількох кілоелектрон-вольтів до 10 MeV. При цьому виявляються три основні механізми втрати енергії: *іонізація, збудження і гальмування*.

Велике різноманіття перерахованих процесів вимагає окремого розгляду основних видів взаємодії заряджених частинок, нейтронів і γ -квантів із середовищем.

2.3. Взаємодія важких заряджених частинок з речовиною

Загальна схема взаємодії заряджених частинок з речовиною виглядає так (рис. 2.2):



Рис. 2.2. Схема взаємодії заряджених частинок з речовиною

Механізм взаємодії заряджених частинок з поглинаючою речовиною полягає в тому, що частинка, пролітаючи через речовину, наче "розштовхує" електрони атома своїм кулонівським полем, за рахунок чого втрачає свою кінетичну енергію, при цьому відбувається іонізація або збудження атома. Тобто заряджені частинки передають свою енергію речовині – вони поглинаються, або виходять з речовини з меншою кінетичною енергією, ніж мали її на вході в речовину.

Утрати енергії важкою зарядженою частинкою в речовині відбуваються при взаємодії з її атомами. У загальному випадку при зіткненні частинки масою m_a з атомом масою M_A можуть відбуватися різні види реакції:

- $m_a + M_A \rightarrow m_a + M_A$ – пружне розсіяння;
- $m_a + M_A \rightarrow m_a + M_A^*$ – непружне розсіяння зі збудженням атома;
- $m_a + M_A \rightarrow m'_a + M_A^* + m_e$ – непружне розсіяння з іонізацією атома;
- $m_a + M_A \rightarrow m_{a1} + m_{a2} + \dots + M_{a1} + M_{a2} + \dots$ – ядерні реакції;
- інші види (перезарядка, гальмівне випромінювання тощо).

Іонізація атомів це процес перетворення нейтральних атомів середовища під дією іонізуючого випромінювання в електрони та іони. Тобто в цьому процесі з нейтрального атома вибиваються електрони і він стає іоном. Комбінація вибитого електрона та іонізованого атома називається іонною парою. У різних речовинах (гірських породах) на створення іонної пари необхідна енергія близько 30–40 еВ. Ця енергія називається енергією утворення іонної пари ε .

Для кількісної оцінки іонізації атомів вводять поняття *повної іонізації* та *лінійної густини іонізації*.

Повна іонізація N_p – це кількість пар іонів, створених іонізуючим випромінюванням на всьому шляху пробігу в середовищі

$$N_p = \frac{E}{\varepsilon}, \quad (2.15)$$

де E – енергія іонізуючого випромінювання, еВ; ε – енергія створення іонної пари.

Лінійна густина іонізації N_L (питома іонізація) – кількість пар іонів, створених іонізуючим випромінюванням на одиниці шляху

$$N_L = \frac{N_p}{R} = \frac{E}{\varepsilon R}, \quad (2.16)$$

де R – лінійний пробіг.

Збудження атомів – механізм утрати енергії, який є наслідком кулонівської взаємодії між зарядженою частинкою та електронами атома. При цьому електрону передається енергія, недостатня для його вибивання з атома, але достатня для переходу електрона на більш високий енергетичний рівень. Електрон утримується атомом і нейтральність атома не порушується. Цей процес не призводить до створення іонних пар і появи вільних зарядів у речовині. При релаксації – переході електрона на попередній енергетичний рівень, генерується характеристичне випромінювання, енергія якого залежить від глибини переходу орбітального електрона. На кожну створену пару іонів при іонізації атомів припадає два-три збуджених атоми.

Процес утрати частинкою енергії в результаті іонізації та збудження атомів середовища називають *іонізаційними втратами*, або *іонізаційним гальмуванням*. Іонізаційне гальмування характеризується питомими іонізаційними втратами енергії.

Питомими іонізаційними втратами енергії $S_{\text{іон}}$ називаються втрати енергії на одиницю шляху, що відбуваються внаслідок іонізаційного гальмування частинки

$$S_{\text{іон}} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іон}}. \quad (2.17)$$

Для важких заряджених частинок визначальний внесок у гальмівну здатність речовини дають непружні зіткнення частинки з атомами середовища, які призводять до збудження та іонізації атомів. Процеси іонізації виявляються найбільш суттєвими при енергії ≥ 10 кеВ на нуклон, тому питомі іонізаційні втрати важких заряджених частинок $S_{\text{важ.}}$ у речовині наближено дорівнюють гальмівній здатності

$$S_{\text{важ.}} \approx S_{\text{іон.}}. \quad (2.18)$$

Радіаційні втрати – механізм втрати енергії, який є наслідком гальмування зарядженої частинки в полі ядра атома речовини. Результатом такого гальмування частинки є утворення гальмівного випромінювання. Причина виникнення гальмівного випромінювання – кулонівська сила ядра, яка відхиляє заряджену частинку, змінюючи напрямок її руху. Зміна напрямку руху викликає сповільнення зарядженої частинки, при цьому змінюється напрямок вектора швидкості й зменшується величина швидкості через утрату енергії. Гальмівне випромінювання є фотонним випромінюванням з неперервним енергетичним спектром. Утрати на гальмівне випромінювання прямо пропорційні енергії зарядженої частинки, квадрату атомного номера речовини (поглинача) і обернено пропорційні квадрату маси зарядженої частинки $S_{\text{рад}} \sim \frac{E \cdot Z^2}{M^2}$.

Іонізаційні й радіаційні втрати в сумі визначають сповільнювальну (гальмівну) здатність речовини $(dE/dx)_{\text{заг}}$, яка дорівнює зміні середньої кінетичної енергії частинки на одиниці шляху.

2.3.1. Іонізаційні втрати енергії важкими зарядженими частинками

Експериментальні й теоретичні дослідження проходження різних елементарних і складних частинок крізь речовину має велике значення для розрахунків захисту від ядерних випромінювань, а також для розуміння принципу дії різних приладів ядерної геофізики, зокрема лічильників частинок.

Розглянемо проходження крізь речовину важких заряджених частинок, які мають масу спокою значно більшу, ніж маса спокою електрона. Коли важка заряджена частинка (протон, дейтрон, α -частинка і т. д.) рухається в якійсь речовині, вона збуджує атоми, переводячи електрони на більш високі енергетичні рівні, а також вибиває електрони з атомів, тобто іонізує атоми. Роль ядерних взаємодій у втратах енергії важкими частинками відносно мала через короткодію ядерних сил. Таким чином, го-

ловні втрати енергії частинки пов'язані з електромагнітною взаємодією в процесах іонізації та збудження атомів речовини. Рух частинки з часом сповільнюється.

Оскільки кулонівські сили є порівняно далекодіючими, важка частинка взаємодіє з багатьма електронами різних атомів речовини, причому ця взаємодія носить випадковий, хаотичний характер, її маса M значно більша маси електрона m_e , і тому шлях важкої частинки в речовині буде майже прямолінійний.

Якщо швидкість зарядженої частинки v набагато більша за середню швидкість електронів в атомі середовища* (v_e), то величина питомих іонізаційних утрат визначається формулою Бете–Блоха

$$S_{\text{іон}} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іон}} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} Z n \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I_{\text{іон}} (1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right], \quad (2.19)$$

де z , $\beta = v/c$ – заряд і відносна швидкість частинки; v , c – швидкість частинки і світла; Z , n – заряд і густина атомів середовища; $I_{\text{іон}} = I_0 Z$ – середній потенціал іонізації (для гірських порід $I_0 \approx 30 \div 40$ eB); δ , U – параметри, що враховують відповідно релятивістський ефект поляризації середовища та енергію зв'язку електронів на оболонках K , L тощо, δ та U визначають експериментально. (*Для оцінки середньої швидкості електронів на всіх оболонках атома можна скористатися моделлю Томаса–Фермі: $v_e \approx 0,7 \cdot c \cdot \alpha \cdot Z^{2/3}$ або наближено взяти $v_e \approx 2,2 \cdot 10^8$ см/с, де c – швидкість світла; $\alpha = 1/137$ – стала тонкої структури).

У випадку наближених розрахунків після підстановки відомих постійних величин і нехтування параметрами δ і U співвідношення (2.19) набуває вигляду

$$S_{\text{іон}} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іон}} = 3,05 \cdot 10^5 \frac{Z z^2 \rho}{A \beta^2} \left[11,2 + \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} + \ln \frac{\beta^2}{Z(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \text{ MeB/cm}, \quad (2.20)$$

де A – атомна маса ядер речовини середовища; ρ – густина середовища. Коефіцієнт $3,05 \cdot 10^5$ має розмірність $\text{см}^2 \cdot \text{MeB/г}$.

Для масової гальмівної здатності формула Бете–Блоха може бути зображена у вигляді

$$S_M = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot z^2 \cdot N_A \cdot e^4}{m_e \cdot v^2} \frac{1}{k} \times \\ \times \left[\ln \frac{2m_e \cdot v^2}{I_0 Z (1 - \beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right], \quad (2.21)$$

де ρ – густина речовини; $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро; $k = A/Z \approx 2 \div 2,6$ – коефіцієнт, який характеризує речовину. У зв'язку з тим, що для різних речовин k змінюється в досить вузьких межах, масова гальмівна здатність практично не залежить від типу речовини.

В області малих енергій мають місце сильні прояви перезарядки. Ефективний заряд частинки $Z_{\text{еф}}$ визначається співвідношенням імовірності захоплення і втрати електрона. Перерізи цих процесів відповідно становлять

$$\sigma_{\text{втр}} = \pi \cdot a_0^2 \cdot Z_{\text{еф}} \cdot z^{1/3} \left(\frac{v_0}{v} \right)^3, \quad (2.22)$$

$$\sigma_{\text{зах}} = \pi \cdot a_0^2 \cdot Z_{\text{еф}}^{1/3} \cdot z^2 \left(\frac{v_0}{v} \right)^3. \quad (2.23)$$

Між собою вони пов'язані співвідношенням

$$\frac{\sigma_{\text{зах}}}{\sigma_{\text{втр}}} \approx v^{-5} \approx E^{-2,5}. \quad (2.24)$$

За швидкості частинки v , близькій до швидкості орбітального електрона v_0 , $\sigma_{\text{зах}} \approx \sigma_{\text{втр}}$.

Ефективний заряд становить

$$Z_{\text{еф}} \approx z^{1/3} \cdot \frac{v}{v_0}, \quad (2.25)$$

де $v_0 = e^2/\hbar$ – швидкість орбітального електрона; v – швидкість

частинки; $v_{\text{орб}}^{(K)} = \frac{Ze^2}{\hbar} = z \cdot v_0$.

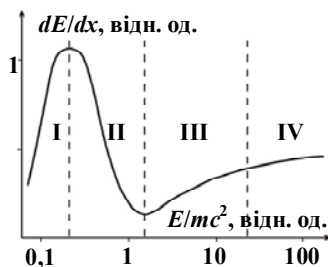


Рис. 2.3. Залежність питомих іонізаційних утрат від енергії зарядженої частинки

Аналіз поданої на рис. 2.3 залежності питомих іонізаційних утрат від енергії показує, що на ділянці I значний внесок створює ефект перезарядки для частинок із $Z > 1$; на ділянці II – залежність утрат пропорційна $1/v^2$; на ділянці III у результаті зростання внеску релятивістських ефектів відбувається збільшення іонізаційних утрат; на ділянці IV зменшуються іонізаційні втрати через посилення впливу ефекту поляризації середовища.

Таблиця 2.2

Основні закономірності іонізаційних утрат важких заряджених частинок

Іонізаційні втрати пропорційні квадрату заряду частинки	$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іон}} \sim Z^2$
Іонізаційні втрати пропорційні щільності електронів речовини	$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іон}} \sim Z \cdot n$
Для широкого діапазону енергій значення логарифма змінюється слабо, тому іонізаційні втрати обернено пропорційні квадрату швидкості частинки	$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іон}} \sim 1/v^2$
Іонізаційні втрати пропорційні густині речовини	$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іон}} \sim \rho$
Іонізаційні втрати не залежать від маси важкої частинки	$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іон}} \neq m$

2.3.2. Утрати енергії при пружному розсіянні важких заряджених частинок

Пружне розсіяння важких заряджених частинок відбувається в результаті їхньої взаємодії з атомом як із цілим. Потенціал взаємодії залежить від відстані зближення частинки з атомним ядром.

На відстанях, близьких до радіуса дії ядерних сил ($r \sim 10^{-15}$ м), частинка, крім електростатичного відштовхування, зазнає притягання в результаті дії ядерних сил.

Зі збільшенням відстані взаємодія частинки з ядром атома визначається кулонівським потенціалом

$$U_{\text{кул}}(r) = \frac{z \cdot Z \cdot e^2}{r}. \quad (2.26)$$

На відстанях, коли частинка має енергію, недостатню для глибокого проникнення в атомну оболонку, потенціал відрізняється від кулонівського внаслідок екрануючої дії електронів атома

$$U_{\text{екр}}(r) = \frac{zZe^2}{r} e^{-r/a_b}, \quad (2.27)$$

де $a_b = a_0 / \sqrt{z^{2/3} + Z^{2/3}}$ – параметр екранування;

$a_0 = \hbar^2 / m_e c^2 = 0,53 \cdot 10^{-10}$ м – радіус першої борівської орбіти.

Відстань найбільшого зближення частинки z і ядра Z при лобовому зіткненні визначається співвідношенням

$$b = \frac{zZe^2}{E}, \quad (2.28)$$

де E – енергія частинки.

Розрізняють слабе і сильне екранування: слабе екранування відбувається, коли параметр найбільшого зближення менший за параметр екранування $b < a_b$. Якщо ж $b > a_b$, то відбувається сильне екранування.

Для кулонівського потенціалу диференціальний переріз пружного розсіяння описується формулою Резерфорда

$$d\sigma(\theta, E) = \frac{z^2 \cdot Z^2 \cdot e^4}{16E^2} \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} = \frac{\pi \cdot z^2 \cdot Z^2 \cdot e^4}{4E^2} \frac{\cos \frac{\theta}{2} d\theta}{\sin^3 \frac{\theta}{2}}, \quad (2.29)$$

де E – кінетична енергія обох частинок; θ , Ω – відповідно кут розсіяння і тілесний кут; z , Z – заряди частинки і ядра.

Енергія ΔE , що передається частинкою атома при розсіянні, пов'язана з кутом розсіяння співвідношенням

$$\Delta E = \frac{4mM_A}{(m + M_A)^2} E \sin^2 \frac{\theta}{2} = \Delta E_{\max} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2.30)$$

де $\Delta E_{\max} = \frac{4mM_A}{(m + M_A)^2} E$ – максимально можлива енергія, що передається; E – кінетична енергія обох частинок.

Таблиця 2.3

**Основні закономірності при
пружному розсіянні важких заряджених частинок**

Утрати енергії при пружному розсіянні пропорційні квадрату заряду частинки	$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{пр}} \sim z^2$
Утрати енергії при пружному розсіянні пропорційні квадрату заряду ядра і щільності атомів середовища	$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{пр}} \sim Z^2 n$
Утрати енергії при пружному розсіянні слабо залежать від маси частинки	$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{пр}} \sim \frac{1}{1 + m/M_A}$
Утрати енергії при пружному розсіянні обернено пропорційні квадрату швидкості частинки	$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{пр}} \sim 1/v^2$
Утрати енергії при пружному розсіянні обернено пропорційні масі атомів середовища	$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{пр}} \sim 1/M_A$

Питомі втрати енергії при пружному розсіянні важких заряджених частинок описуються формулою

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{пр}} = \frac{4\pi \cdot z^2 \cdot e^4}{M_A \cdot v^2 \left(1 + \frac{m}{M_A}\right)} n \cdot Z^2 \cdot \ln \frac{2}{\theta_{\min}}, \quad (2.31)$$

де z, Z, M_A – відповідно заряди і маси частинки й атомів середовища; $\theta_{\min} \approx b/a_b$ – оцінка нижньої межі кута розсіяння частинки, обумовленого екрануванням ядра електронною оболонкою.

Максимальна $\Delta E_{\max}$ та мінімальна енергії $\Delta E_{\min}$, що передаються ядру частинкою, пов'язані співвідношенням

$$\Delta E_{\min} = \Delta E_{\max} \left(\frac{b}{2a_b}\right)^2, \quad (2.32)$$

де a_b – параметр екранування; $b = z \cdot Z \cdot e^2/E$ – відстань найбільшого зближення частинки та ядра атома.

З урахуванням (2.29) формула питомих утрат енергії при пружній взаємодії набуває вигляду

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{пр}} = \frac{\pi}{4} b^2 \cdot n \cdot \Delta E_{\max} \ln \frac{\Delta E_{\max}}{\Delta E_{\min}}. \quad (2.33)$$

Відношення пружних і непружних утрат описується виразом

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{пр}}}{-\frac{dE}{dx}} \approx \frac{mZ^2}{M_A} \frac{z}{z_{\text{сф}}}. \quad (2.34)$$

Багатократне розсіяння важких заряджених частинок.

Багатократним називають розсіяння, коли частинка зазнає в шарі речовини великої кількості актів взаємодії (більше 20). При проходженні такого шару речовини, коли розсіяння можна вважати багатократним, переважним у ньому є розсіяння на малі кути. При зіткненні з атомами середовища частинка не тільки втрачає енергію, а й змінює напрямок свого руху. Відхилення

частинки від початкового напрямку характеризується середнім кутом багатократного кулонівського розсіювання. Середній квадрат кута відхилення частинки пропорційний кількості зіткнень і для тонкого шару речовини з постійною густиною залежить від пройденого шляху лінійно

$$\begin{aligned}\sqrt{\langle\theta^2\rangle} &= \frac{z \cdot Z \cdot e^2}{\left(1 + \frac{m}{M_a}\right) E} \left(\pi \cdot n \cdot x \cdot \ln \frac{\pi \cdot n \cdot x \cdot a_0^2}{z^{\frac{2}{3}} + Z^{\frac{2}{3}}} \right)^{\frac{1}{2}} = \\ &= \frac{z \cdot Z \cdot e^2}{E} \left(\pi \cdot n \cdot x \cdot \ln(\pi \cdot n \cdot x \cdot a_D^2) \right)^{\frac{1}{2}},\end{aligned}\quad (2.35)$$

де $a_0 = \hbar/me^2$; a_D – відповідно радіус першої борівської орбіти і параметр екранування; x – глибина шару речовини; z , Z , m , M – відповідно заряди і маси частинки і атомів середовища; n – щільність атомів середовища.

Таблиця 2.4

**Основні закономірності багатократного
кулонівського розсіювання важких заряджених частинок**

Середній кут розсіювання пропорційний заряду частинки	$\sqrt{\langle\theta^2\rangle} \sim z$
Середній кут розсіювання пропорційний порядковому номеру атомів речовини	$\sqrt{\langle\theta^2\rangle} \sim Z$
Середній кут розсіювання пропорційний квадратному кореню з пройденого шляху	$\sqrt{\langle\theta^2\rangle} \sim \sqrt{x \ln x}$
Середній кут розсіювання пропорційний квадратному кореню із щільності атомів речовини	$\sqrt{\langle\theta^2\rangle} \sim \sqrt{n \ln n}$
Середній кут розсіювання обернено пропорційний енергії частинки	$\sqrt{\langle\theta^2\rangle} \sim 1/E$
Середній кут розсіювання слабо залежить від маси частинки	$\sqrt{\langle\theta^2\rangle} \sim \frac{1}{1 + m/M_a}$

Пружну взаємодію двох заряджених частинок у результаті дії кулонівських сил між ними описує формула Резерфорда (2.29). Імовірність розсіяння на малі кути в результаті окремого акту взаємодії, як випливає із формули Резерфорда, має більшу величину, ніж на великі кути.

Однак реально розсіяння відбувається не в кулонівському, а в екранованому полі, причому втрати енергії відбуваються в досить товстих шарах. Крім того, при високих енергіях частинок у розрахунках необхідно враховувати релятивістські явища, а в щільних середовищах – квантові ефекти.

Каналювання. При проходженні важких заряджених частинок крізь монокристали спостерігається значна різниця в пробігах таких частинок крізь аморфні та полікристалічні середовища. Відміна стосується частинок, які рухаються під малим кутом до кристалографічних осей і кристалічних площин. Для таких частинок різко зменшуються іонізаційні енергетичні втрати і таким чином сильно збільшуються пробіги в речовині. Це пояснюється тим, що в аморфних тілах щільність електронів рівномірна за всіма напрямками, а в кристалі – неоднорідна і зумовлена відбиттям частинок від ланцюжка атомів, розташованих уздовж осей монокристалів. Тобто, ефект *каналювання* – це наявність аномально великих пробігів заряджених частинок (іонів) середніх енергій в кристалі за умови паралельності падаючого пучка з одним із кристалографічних напрямків.

Повні втрати енергії каналюваних важких заряджених частинок (швидких іонів) визначаються виразом

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{канал}} = \frac{2Z^2 e^2}{mV^2} \left\{ 2\pi n \left[n_0 \ln \frac{V}{V_F} + n_\gamma \frac{2m_e V V_F}{\hbar \omega_p} \right] + \frac{\bar{n}f}{b^2 d} \right\}, \quad (2.36)$$

де $b = (1 \div 2) \cdot A^\circ$ – радіус каналу; d – відстань між атомами в ланцюжку атомів; $\bar{n}$ – кількість атомних ланцюжків, що формують канал; f – кількість електронів тієї оболонки, яка робить внесок у втрати енергії; n_0 – кількість валентних електронів, які припадають на один атом; n – щільність атомів середовища; V_F – швидкість зарядженої частинки; $V \approx 10^8$ см/с – максимальна швидкість електронів у виродженому електронному газі; $\hbar \omega_p$ – втрати

енергії частинки в плазмі (передбачається, що речовина являє собою електронно-іонну плазму). Осциляції електронної щільності в середовищі відбуваються із частотою

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{m_e} \right)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}. \quad (2.37)$$

Якщо пучок важких заряджених частинок (протонів) падає на монокристал, який обертається, то залежно від орієнтації монокристала в розподілі кутів від кількості частинок, що пройшли крізь кристал, спостерігатимуться значні максимуми. Ці максимуми відповідають таким орієнтаціям монокристала, коли частинки рухаються крізь нього у режимі каналювання. Таким чином, за розподілом частинок, що пройшли через кристал, можна вивчати деякі його властивості.

2.3.3. Пробіг важких заряджених частинок у речовині

Повний шлях, який проходить заряджена частинка в речовині, називається пробігом і є константою, що характеризує α -випромінювання

$$R(E_0) = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{повн}}}. \quad (2.38)$$

Повні втрати енергії важких заряджених частинок у речовині включають у себе іонізаційні, пружні й ядерні непружні втрати енергії

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{повн}} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іон}} + \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{пр}} + \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{яд.непр}}. \quad (2.39)$$

Якщо відома залежність пробігу частинок у речовині $R(E)$ для одного виду частинок, то, користуючись формулою Бете–Блоха, можна отримати аналогічну залежність для іншого виду частинок

$$R_2(E_2) = \int_{E_{\min}}^{E_2} \frac{dE_2}{\left(-\frac{dE_2}{dx}\right)_{\text{іон}}} = \frac{z_1^2 m_2}{z_2^2 m_1} \int_{E_{\min}}^{E_1 = \frac{m_1}{m_2} E_2} \frac{dE_1}{\left(-\frac{dE_1}{dx}\right)_{\text{іон}}} = \frac{z_1^2 m_2}{z_2^2 m_1} R_1, \quad (2.40)$$

де $E_1 = \frac{m_1}{m_2} E_2$, звідки видно, що пробіги двох важких зарядже-

них частинок з різними масами m_1 і m_2 та зарядами z_1 і z_2 пов'язані співвідношенням

$$\frac{R_2(E_2)}{R_1(E_1)} = \frac{z_1^2 \cdot m_1}{z_2^2 \cdot m_2}. \quad (2.41)$$

Формула (2.38) справедлива для енергетичних частинок, коли їхній пробіг більший за ту його частину, де відбувається перезарядка.

Відносний розкид пробігів частинок називається *стрелінгом*

$$S_{\text{стрел}} = \frac{(\overline{\Delta R^2})^{1/2}}{R_0}. \quad (2.42)$$

Стрелінги частинок, що мають однакові початкові швидкості й гальмуються в одній речовині, пов'язані співвідношенням

$$\frac{(\overline{\Delta R_1^2})^{1/2}}{R_{01}} : \frac{(\overline{\Delta R_2^2})^{1/2}}{R_{02}} = \left(\frac{m_1}{m_2}\right)^{1/2}. \quad (2.43)$$

У випадку, коли передача енергії електронам в окремих зіткненнях носить статистичний характер, розсіювання пробігів описується нормальним розподіленням

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-R)^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (2.44)$$

Середньоквадратичне розсіювання σ пробігів важких іонів описується емпіричним виразом

$$\sigma = 0,012 R^{0,951} A^{-0,5}. \quad (2.45)$$

Для розрахунку пробігу α -частинок у повітрі за нормальних умов може бути використана така емпірична формула:

$$R_{\text{повн}, \alpha} = 0,318 E_{\alpha}^{3/2} . \quad (2.46)$$

де $R_{\text{повн}, \alpha}$ – довжина пробігу α -частинок у повітрі, см; E_{α} – енергія α -частинок, МеВ.

Для практичних розрахунків використовується емпірична формула Гейгера–Неттола, згідно з якою зв'язок між довжиною пробігу α -частинки і постійною розпаду записується рівнянням

$$\ln \lambda = A + B \ln R_0 , \quad (2.47)$$

де λ – стала розпаду радіонукліда, с^{-1} ; A і B – коефіцієнти, які характеризують радіоактивне сімейство (напр., для урану $A = 60,4$; $B = -41,6$); R_0 – довжина пробігу α -частинки в повітрі за нормальних умов, см.

Між довжиною пробігу α -частинки та її початковою швидкістю існує емпірична залежність, встановлена Гейгером: $v^3 = aR$ або $v = \sqrt[3]{aR}$, см/с; де $a = 1,08 \cdot 10^{27}$ (для повітря при $P = 760$ мм рт. ст. і $t = 15$ °С).

Пробіг протона з енергією E_p у повітрі можна оцінити через пробіг α -частинки

$$R_{\text{повн}, p} = (R'_{\text{повн}, \alpha} - 0,2) , \quad (2.48)$$

де $R'_{\text{повн}, \alpha}$ – пробіг α -частинки з енергією $E_{\alpha} = 4,01 \cdot E_p$, см; $R_{\text{повн}, p}$ – довжина пробігу протона в повітрі, см.

Пробіг важкої зарядженої частинки в речовині з масовим числом A і густиною ρ визначається через її пробіг у повітрі $R_{\text{повн}}$ (см) за емпіричною формулою Брега–Клімена

$$R = 3,2 \cdot 10^{-4} \frac{R_{\text{повн}}}{\rho} \sqrt{A} . \quad (2.49)$$

Для води емпіричне співвідношення між енергією частинки E та її пробігом у середовищі R наближено записується у вигляді

$$R = \alpha E^p . \quad (2.50)$$

Значення коефіцієнтів α і p для протонів і α -частинок наведені в табл. 2.5.

Таблиця 2.5

**Коефіцієнти α і p
при проходженні протонів і α -частинок через воду**

Тип частинок	Енергія частинок, МеВ	α	p
Протони	10–200	$1,9 \cdot 10^{-3}$	7,4
	200–1000	$1,9 \cdot 10^{-3}$	1,52
Альфа-частинки	< 10	$1,73 \cdot 10^{-3}$	1,5

2.3.4. Крива Брегга

Розподіл дози, що припадає на одиницю площі $D(x)$, при проходженні монохроматичного пучка частинок (у літературі – крива Брегга) у речовині має вигляд

$$D_B(x) = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right) = \frac{1}{\rho \cdot p \cdot \alpha^{1/2} (R-x)^{1-1/p}}, \quad (2.51)$$

де ρ – густина середовища.

На рис. 2.4 подано залежність поглиненої дози при проходженні важких заряджених частинок через воду для монохроматичного і модульованого за енергіями пучків. Модулюванням розподілення дози пучка протонів називається отримання в деякому інтервалі глибин (x_0 , x_B) сталості дози $D(x)$. Математично це визначається виразом

$$D(x) = \int_x^{x_B} W(R) D_B(x, R) dR, \quad (2.52)$$

де $W(R)$ – вагові функції, що змінюють амплітуду і положення піка Брегга за глибиною таким чином, щоб суперпозиція кривих

Брега протонів з різними пробігами R давала постійну дозу D_0 в інтервалі $x_a < x < x_b$.

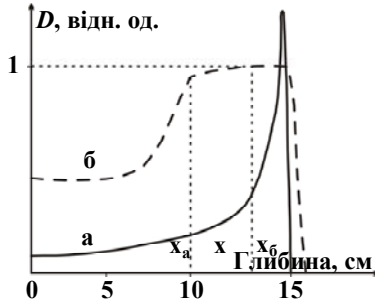


Рис. 2.4. Залежність поглиненої дози при проходженні важких заряджених частинок через воду від глибини проникнення:

а – монохроматичний пучок протонів;
б – модульований по енергії пучок протонів

Апроксимація модульованого піка Брега здійснюється співвідношенням

$$D_{\text{мод}}(x) = \begin{cases} D_0 \left[\frac{3}{4} + \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{(1+r)^2}{(1-r+r^2)} - \frac{3}{2\pi} \arctg\left(\frac{2r-1}{\sqrt{3}}\right) \right], & 0 \leq x \leq x_a \\ D_0, & x_a \leq x \leq x_b \\ 0, & x_b \leq x \end{cases} \quad (2.53)$$

де x – координата по осі, уздовж якої розповсюджується пучок, x_a і x_b визначають положення плато на кривій Брега, $r = \frac{x_a - x}{x_b - x}$.

У більшості випадків застосовується апроксимація кривої Брега

$$D_{\text{мод}}(r) \approx \frac{D_0}{1 + 0,44r^{0,6}}. \quad (2.54)$$

Енергія, що виділяється в біологічних тканинах, описується виразом

$$E = E_0 \left(-\frac{1}{4} + \frac{3\sqrt{3}}{4\pi} \hat{a}^2 + \left(1 + \hat{a}^3 \right) \left[\frac{\sqrt{3}}{4\pi} \ln \frac{(1 + \hat{a})^2}{1 - \hat{a} + \hat{a}^2} - \frac{3}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\hat{a} - 1}{\sqrt{3}} \right] \right), \quad (2.55)$$

де введено таке позначення: $\hat{a} = \sqrt[3]{\frac{x_a}{x_b - x_a}}$, E – енергія, що виділяється в біологічних тканинах в області максимуму дози.

Апроксимація формули (2.55) має вигляд

$$E \approx \frac{a}{1 + 0,277a^{0,55}}. \quad (2.56)$$

2.4. Взаємодія легких заряджених частинок з речовиною

Процес проходження електронів крізь речовину якісно відрізняється від проходження важких заряджених частинок, що перш за все пов'язано з малою масою електрона. При кожному зіткненні з електроном атома в речовині падаючий електрон значно змінює свій імпульс, що призводить до значного відхилення його напрямку руху від початкового, а також до виникнення гальмівних квантів електромагнітного випромінювання. Тому, крім іонізаційних утрат енергії, електрони, рухаючись крізь речовину, значну частину своєї кінетичної енергії витрачають на електромагнітне випромінювання або радіаційні втрати.

При проходженні позитронів через речовину можливі процеси анігіляції позитронів з електронами речовини. Однак роль ефектів

анігіляції незначна і тому втрати енергії електронів і позитронів при проходженні їх крізь речовину наближено однакові.

Для електронів характерні два основні механізми втрати енергії:

- іонізаційні втрати енергії (іонізаційне гальмування);
- радіаційні втрати енергії (радіаційне гальмування – випромінювання фотонів при кулонівській взаємодії електронів з електронами атома та ядрами або їхнім магнітним полем).

Утрати енергії на електроядерні реакції (ядерні реакції під дією електронів) при енергіях, що використовуються в ядерній геофізиці мізерні й не розглядаються у даному розділі.

Повні втрати енергії електронів у середовищі становлять

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{повн}}^e = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^e + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}^e. \quad (2.57)$$

2.4.1. Іонізаційні втрати енергії електронами

Формула для визначення іонізаційних утрат для електронів має дещо інший вигляд, ніж для важких заряджених частинок:

- нерелятивістський випадок ($E_e \ll m_e c^2$), $E_e < 50$ кеВ:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^e = \frac{4\pi \cdot e^4}{m_e \cdot v^2} n \cdot Z \left[\ln \frac{m_e \cdot v^2}{2I_{\text{іон}}} - \frac{1}{2} \ln 2 + \frac{1}{2} \right]; \quad (2.58)$$

- релятивістський випадок ($E_e \rightarrow m_e c^2$):

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^e = \frac{4\pi \cdot e^4}{m_e \cdot v^2} n \cdot Z \left[\ln \frac{m_e \cdot v^2 \cdot E_e}{2I_{\text{іон}}^2 (1-\beta^2)^2} - \right. \\ \left. - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)^2 - \delta \right]. \end{aligned} \quad (2.59)$$

При підстановці деяких констант (2.59) перетворюється на зручний для обчислення вигляд

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^e = 1,5 \cdot 10^5 \frac{Z \cdot \rho}{A \cdot \beta^2} \left[7,25 + \ln \frac{\beta^2 \cdot E_e}{Z^2 (1 - \beta^2)} - \right. \\ \left. - \left(2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1 - \beta^2} \right)^2 \right] \text{ eB/см}, \quad (2.60)$$

де $\beta = v/c$ (v – швидкість частинки, A , Z – атомна маса і заряд ядер речовини, n і ρ – густина атомів середовища і речовини середовища, г/см^3 , E_e – кінетична енергія електронів, eB , m_e – маса електрона, $I_{\text{іон}}$ – потенціал іонізації, δ – поправка на ефект густини. У випадку ($E_e \ll m_e c^2$) формула (2.60) подається у вигляді

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^e = 4,6 \cdot 10^{-4} E_e \frac{Z^3 \cdot \rho}{A} (14,6 - \ln Z), \text{ eB/см}. \quad (2.61)$$

В ультрарелятивістському випадку (2.59) буде

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^e = \frac{2\pi \cdot e^4}{m_e \cdot c^2} N \cdot Z \left[\ln \frac{E_e^2}{2I_{\text{іон}}^2 \sqrt{1 - \beta^2}} + \frac{1}{8} \right]. \quad (2.62)$$

Іонізаційні втрати протонів та електронів в останньому випадку мають співвідношення

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^e \bigg/ \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^p \approx 2. \quad (2.63)$$

Основні закономірності іонізаційного гальмування електронів:

- іонізаційні втрати енергії електронів пропорційні заряду і густині середовища: $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^e \sim \rho Z$;
- іонізаційні втрати логарифмічно залежать від енергії електронів: $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^e \sim \ln E_e$;
- іонізаційні втрати енергії обернено пропорційні квадрату швидкості частинок: $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^e \sim \frac{1}{v^2}$.

2.4.2. Радіаційні втрати енергії електронами

Радіаційні втрати енергії відбуваються, коли частинки в середовищі рухаються з прискоренням. Радіаційні втрати обернено пропорційні квадрату маси частинки. Тому для важких заряджених частинок вони незначні. Для електронів внесок радіаційних утрат і сумарні втрати енергії можуть досягати 100 %. Причинами втрат є прискорений рух β -частинок.

Відомо різні причини, які викликають прискорений рух електронів:

- електрони гальмуються, рухаючись прямою траєкторією;
- електрон рухається криволінійною траєкторією (напр., у магнітному полі);
- рух електрона в оптично щільному середовищі зі швидкістю, більшою за фазову (поляризаційні ефекти);
- рух електрона в неоднорідному середовищі.

Перераховані причини прискореного руху електронів призводять до появи відповідно гальмівного, синхротронного, черенковського і перехідного випромінювань.

За різних енергій електронів співвідношення між двома механізмами гальмування електронів (іонізаційним і радіаційним) змінюється.

Область енергій умовно поділяють на дві: коли іонізаційні втрати нижчі за радіаційні й навпаки. На межі між ними вводиться поняття *критичної енергії*.

Критичною енергією називається енергія, за якої іонізаційні та радіаційні втрати рівні. Критична енергія електронів оцінюється за формулою

$$E_{\text{кр}} \approx \frac{800}{Z + 1,2}, \text{ MeV.} \quad (2.64)$$

Для твердих речовин і газів достатньо точною апроксимацією є формули

$$E_{\text{кр}}^{\text{ТВ}} = \frac{610}{Z + 1,24}, \text{ MeV;} \quad (2.65)$$

$$E_{\text{кр}}^{\text{газ}} = \frac{710}{Z + 0.92}, \text{ MeV.} \quad (2.66)$$

Формули (2.65) і (2.66) застосовуються для широкого кола хімічних елементів $1 \leq Z \leq 100$.

Співвідношення між радіаційними та іонізаційними втратами енергії визначається за формулою

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}^e \bigg/ \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^e \approx \frac{E \cdot Z}{800}. \quad (2.67)$$

Характеристиками радіаційного гальмування є *радіаційна довжина* та *радіаційна товщина*.

Радіаційною довжиною $l_{\text{рад}}$ називають відстань, на якій енергія електрона в результаті втрат на випромінювання зменшується в e разів. Інша характеристика радіаційного гальмування – *радіаційна товщина* t_0

$$t_0 = l_{\text{рад}} \cdot \rho, \quad (2.68)$$

де ρ – густина речовини, $l_{\text{рад}}$ – радіаційна довжина

$$l_{\text{рад}} = \frac{1}{4n \cdot \alpha \cdot r_e^2 \cdot Z^2 \cdot \ln\left(183/Z^{1/3}\right)}. \quad (2.69)$$

Для електронів високих енергій радіаційна довжина $l_{\text{рад}}$ може бути визначена із співвідношення

$$\frac{1}{l_{\text{рад}}} = 4\alpha \cdot r_e^2 \frac{N_A}{A} \left[Z^2 (l_{\text{рад}} - f(Z)) + Z \cdot l'_{\text{рад}} \right], \quad (2.70)$$

$$f(Z) = a^2 \left[\left(1 + \alpha^2\right)^{-1} + 0,20206 - 0,0369 \cdot a^2 + 0,0083 \cdot a^4 - 0,002 \cdot a^6 \right], \quad (2.71)$$

де $a = a \cdot Z$; $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ – стала тонкої структури, $r_e = e^2/m_e c^2$ – класичний радіус електрона, $n = Z \cdot \rho \cdot N_a / A$, ρ – густина речовини, N_a – число Авогадро, A , Z – відповідно атомна вага і заряд атомів середовища.

Для $Z > 4$

$$l_{\text{рад}} = \ln\left(184,15 \cdot Z^{-1/3}\right), \quad l'_{\text{рад}} = \ln\left(119,4 \cdot Z^{-2/3}\right). \quad (2.72)$$

Для $Z = 1 \div 4$ величини $l_{\text{рад}}$ і $l'_{\text{рад}}$ відповідно становлять, см:

$$Z = 1: \quad 5,34 \text{ і } 6,144;$$

$$Z = 2: \quad 4,79 \text{ і } 5,62;$$

$$Z = 3: \quad 4,74 \text{ і } 5,81;$$

$$Z = 4: \quad 4,71 \text{ і } 5,92.$$

Радіаційні втрати пропорційні енергії електронів і визначаються такою формулою:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{1}{l_{\text{рад}}} E, \quad (2.73)$$

з якої видно, що енергія електронів зменшується за експоненціальним законом

$$E = E_0 e^{-x/l_{\text{рад}}}. \quad (2.74)$$

Гальмівне випромінювання. Електромагнітне випромінювання, що генерується зарядженою частинкою при її гальмуванні в полі ядра і атомних електронів, називається гальмівним випромінюванням (ГВ). Енергія гальмівного випромінювання становить

$$W_{\text{ГВ}} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} a^2. \quad (2.75)$$

Ураховуючи, що $a = \frac{1}{m_e} \frac{Z \cdot e^2}{R^2}$, формулу (2.72) можна подати

у вигляді

$$W_{\text{ГВ}} = \frac{2}{3} \frac{e^6}{m_e^2 c^3} \frac{Z^2}{R^4} = \frac{2e^2 \cdot c \cdot r_e^2 \cdot Z^2}{3R^4}. \quad (2.76)$$

Із (2.76) випливає, що енергія гальмівного випромінювання важких заряджених частинок незначна

$$\frac{W_{\text{ГВ}}^e}{W_{\text{ГВ}}^p} = \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^2 \approx 3 \cdot 10^6. \quad (2.77)$$

Гальмівне випромінювання має енергетичний спектр, названий спектром Шиффа (рис. 2.5, а).

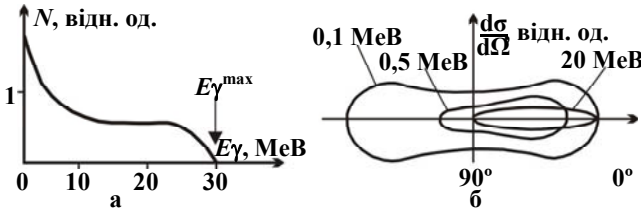


Рис. 2.5. Енергетичний спектр гальмівного випромінювання $E_{\gamma}^{\max} = E_e - mc^2 = \hbar \nu_{\max}$ (а) та кутовий розподіл гальмівного випромінювання пучка електронів (б)

Утрати енергії електрона на гальмівне випромінювання в речовині з атомною щільністю N описуються виразом

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ГВ}} &= \int_0^{E^{\max}=T_e} E_{\gamma} \cdot \sigma(E_e, E_{\gamma}) dE_{\gamma} \approx \frac{n \cdot Z^2}{m_e^2} \int_0^E f \left(\frac{E_{\gamma}}{E_e + m_e \cdot c^2} \right) dE_{\gamma} \approx \\ &\approx \frac{nZ^2}{m_e c^2} (E_e + m_e c^2) \left[\frac{1}{E_e + m_e c^2} \int_0^T f \left(\frac{E_{\gamma}}{E_e + m_e c^2} \right) dh\nu \right] = \\ &= \text{const} \frac{nZ^2}{m_e c^2} (E_e + m_e c^2), \end{aligned} \quad (2.78)$$

де E_e – кінетична енергія електронів, а вираз у квадратних дужках у широкому інтервалі енергій (як видно з рис. 2.5, а) приблизно дорівнює константі.

За різних кінетичних енергій електронів E_e втрати енергії на гальмівне випромінювання досить точно описуються виразами:

- у нерелятивістському випадку ($E_e \ll m_e c^2$)

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\Gamma B} = \frac{16}{3} n \cdot E_e \cdot Z^2 \cdot r_e^2 \cdot \alpha, \quad (2.79)$$

де Z – заряд ядра, $r_e = e^2/m_e c^2$ – класичний радіус електрона, $\alpha = 1/137$ – стала тонкої структури;

- у випадку нехтування екрануванням ядра електронами атома – $m_e \cdot c^2 \ll E_e \ll \frac{1}{\alpha} m_e \cdot c^2 \cdot Z^{-1/3}$:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\Gamma B} = n \cdot E_e \cdot Z^2 \cdot r_e^2 \cdot \alpha \left(4 \ln \frac{2E_e}{m_e \cdot c^2} - \frac{4}{3}\right); \quad (2.80)$$

- при повному екрануванні ядра атомними електронами – $E_e \gg \frac{1}{\alpha} m_e \cdot c^2 \cdot Z^{-1/3}$:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\Gamma B} = n \cdot E_e \cdot Z^2 \cdot r_e^2 \cdot \alpha \left(4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}\right). \quad (2.81)$$

Кутовий розподіл гальмівного випромінювання пучка електронів з ростом їхньої енергії (рис. 2.5, б) стає все більш вузькоспрямованим.

Основні закономірності радіаційних утрат енергії на гальмівне випромінювання:

- ГВ виникає в полі окремого атома середовища;
- утрати на ГВ пропорційні кінетичній енергії електронів:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}^{\Gamma B} \approx E_e;$$

- радіаційні втрати на ГВ обернено пропорційні квадрату маси частинки: $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}^{\Gamma B} \approx \frac{1}{m_{\text{част}}^2};$

- утрати на ГВ пропорційні електронній густині середовища і квадрату заряду атомів середовища: $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}^{\Gamma B} \approx n \cdot Z^2;$

■ зі зростанням енергії електронів зменшується кут вильоту γ -квантів (ГВ стає вузькопрямованим).

Синхротронне випромінювання. Синхротронним випромінюванням (СВ) називають електромагнітне випромінювання в діапазоні від радіочастот до м'якого рентгенівського випромінювання, що виникає при русі електронів круговою орбітою в магнітному полі.

Синхротронне випромінювання релятивістських електронів виявляється у вузькому конусі з половинним растровим кутом θ (рис. 2.6).

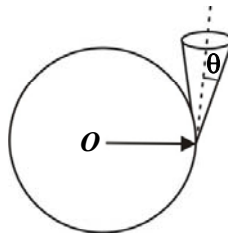


Рис 2.6. Синхротронне випромінювання пучка електронів у круговому магнітному полі

$$\theta = \frac{m_e \cdot c^2}{E_e} \approx \frac{1}{\gamma}, \quad (2.82)$$

де $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.

Синхротронне випромінювання має неперервний енергетичний спектр із максимумом на частоті ν_0 , Гц

$$\nu_0 = 4,6 \cdot 10^{-2} H \cdot E_e, \quad (2.83)$$

де H – напруженість магнітного поля, Тл; E_e – енергія електронів, еВ.

У релятивістському випадку потужність СВ визначається за формулою

$$P_{\text{синх}} = \frac{\mu_0 \cdot e^4}{6\pi \cdot c^5 \cdot m_e^4} H_{\perp}^2 \cdot E_e^2 = \frac{\mu_0 \cdot r_0}{6\pi \cdot c \cdot m_e^2} H_{\perp} \cdot E_e, \quad (2.84)$$

де E_e – енергія електронів, $H_{\perp}$ – складова магнітного поля, перпендикулярна швидкості, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{B \cdot c}{A}$ – магнітна стала ва-

кууму. Потужність синхротронного випромінювання може бути виражена також співвідношенням

$$P_{\text{синх}} = -\frac{dE}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{e^2 \cdot c \cdot \beta^4}{R^2} \left(\frac{E_e}{m_e \cdot c^2} \right)^4, \quad (2.85)$$

де R – радіус орбіти обертання електронів.

Утрати енергії при синхротронному випромінюванні оцінюються співвідношенням

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{синх}} &= -\frac{dE}{dt} \frac{1}{dx/dt} = -\frac{1}{v} \frac{dE}{dt} = \\ &= -\frac{2}{3} \frac{c}{v} \frac{e^2 \cdot \beta^4}{R^2} \left(\frac{E_e}{m_e \cdot c^2} \right)^4 = -\frac{2}{3} \frac{e^2 \cdot \beta^3 \cdot E_c^4}{R^2}, \end{aligned} \quad (2.86)$$

де E_c – енергія синхротронного випромінювання.

Основні закономірності синхротронного випромінювання:

- синхротронне випромінювання поляризовано в площині орбіти (ступінь поляризації 100 %);

- утрати на СВ зі збільшенням енергії електронів зростають: $\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{синх}} \sim E_c^4$;

- утрати на СВ обернено пропорційні квадрату радіуса обертання електрона в магнітному полі: $\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{синх}} \sim \frac{1}{R^2}$;

- енергетичний розподіл за енергією, що досягається в СВ, становить $\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-6}$.

Черенковське випромінювання (Вавілова–Черенкова) – це випромінювання, яке виникає при русі зарядженої частинки в середовищі зі швидкістю, що перевищує швидкість світла в даному середовищі. Це явище відкрито П.О. Черенковим в 1934 р. при дослідженні люмінесценції уранітових солей під дією γ -випромінювання.

Особливість цього явища полягає в тому, що під деяким кутом θ енергію випромінює заряджена частинка, що рухається

прямолінійно і рівномірно (рис. 2.7). Причина цього – ефект запізнення поляризації, коли виникає напрямок, уздовж якого відбувається когерентне випромінювання диполів.

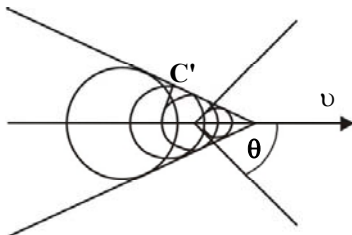


Рис. 2.7. Черенковське випромінювання електрона, що рухається зі швидкістю v

Якщо первинна заряджена частинка рухається у речовині зі швидкістю v , яка більша від швидкості світла в цій речовині, то, крім гальмівного випромінювання γ -квантів, виникає специфічне електромагнітне випромінювання Черенкова. Утрати енергії частинки на черенковське випромінювання мають такий же порядок за величиною, що й радіаційні втрати. Кут θ , під яким випромінюються черенковські фотони, зв'язаний зі швидкістю частинки v і коефіцієнтом заломлення речовини n формулою

$$\cos\theta = \frac{c}{v \cdot n},$$

і коли швидкість частинки v зменшиться до швид-

кості світла в речовині (c/n), черенковське випромінювання припиняється. Теорію випромінювання Черенкова створили Тамм і Франк. Відмітимо, що в той час, як гальмівні фотони випромінюються зарядженою частинкою при її гальмуванні в речовині, черенковські фотони випромінюються самою речовиною під впливом поля зарядженої частинки.

Механізм виникнення випромінювання Черенкова полягає в когерентному випромінюванні диполів, які виникають у результаті поляризації атомів середовища при русі в ньому зарядженої частинки зі швидкістю, більшою від швидкості світла в цьому середовищі. Диполі створюються під дією електричного поля ча-

стинки, що пролітає, яке зміщує електрони навколо атомів відносно їхніх ядер. Повернення диполів до нормального стану супроводжується випромінюванням електромагнітного імпульсу.

Умови виникнення випромінювання Черенкова та його направленість можна пояснити за допомогою принципу Гюйгенса. Кожна точка траєкторії зарядженої частинки є джерелом хвиль, що виникають у момент проходження через неї частинки. В оптично ізотропному середовищі такі парціальні хвилі будуть сферичними. Розповсюджуються такі хвилі зі швидкістю $v = c/n$, де n – показник заломлення середовища.

Відповідно до теорії Франка–Тамма в оптично ізотропному середовищі частинка із зарядом e , що пройшла відстань 1 см зі швидкістю $v = c/n$, випромінює енергію

$$E_{\text{чep}} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n(\xi)} \omega \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right] d\omega, \quad (2.87)$$

де $\omega = \frac{2\pi \cdot c}{\lambda}$ – кругова частота світла. Підінтегральний вираз відображає розподіл енергії у спектрі випромінювання Черенкова.

Кут θ між напрямком когерентного випромінювання диполів і напрямком руху частинки визначається із співвідношення

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta \cdot n}, \quad (2.88)$$

звідси для малих кутів θ в газах

$$\theta = \arccos \left(\frac{1}{n \cdot \beta} \right) \approx \sqrt{2 \left(1 - \frac{1}{n \cdot \beta} \right)}. \quad (2.89)$$

Максимально можливий кут розповсюдження випромінювання при $\beta = 1$

$$\theta_{\text{max}} = \arccos \frac{1}{n}, \quad (2.90)$$

де n – показник заломлення; $\beta = v/c$ (v – швидкість частинки, c – швидкість світла).

Інтенсивність черенковського випромінювання $N(\lambda)$ – кількість фотонів, що випускаються частинкою на одиниці шляху в інтервалі частот $d\nu$, згідно з теорією Франка–Тамма описується виразом

$$\begin{aligned} \frac{dN(\nu)}{dx} d\nu &= \frac{2\pi \cdot z^2 \cdot e^2}{\hbar \cdot c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2(\nu)} \right) d\nu = \\ &= \frac{2\pi \cdot z^2 \cdot e^2}{\hbar \cdot c^2} \sin^2 \theta d\nu. \end{aligned} \quad (2.91)$$

Ураховуючи, що $\nu = \frac{c}{\lambda}$ і $d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$, можемо записати

$$\frac{dN(\lambda)}{dx} d\lambda = \frac{2\pi \cdot z^2 \cdot e^2}{\hbar \cdot c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2(\nu)} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}. \quad (2.92)$$

Оскільки $E(\nu) = \hbar \cdot \nu \cdot N(\nu)$, питомі втрати енергії частинки на черенковське випромінювання становлять

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{черенк}} &= \frac{2\pi \cdot z^2 \cdot e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2(\nu)} \right) \nu d\nu = \\ &= -2\pi \cdot z^2 \cdot e^2 \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2(\lambda)} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^3}, \end{aligned} \quad (2.93)$$

де λ , ν – відповідно довжина хвилі й частота випромінювання; z – заряд налітаючої частинки; $n(\nu)$ – кількість фотонів з енергією $\hbar \nu$.

Особливості черенковського випромінювання і закономірності втрат енергії частинкою такі:

- має неперервний спектр;
- максимальна інтенсивність – у короткохвильовій області;
- можливе для щільних середовищ з показником заломлення $n > 1$;
- для нього характерні "м'які" фотони, обмежене видимою областю;
- кут випускання випромінювання збільшується з ростом енергії частинок до $\theta_{\max} = \arccos \frac{1}{n}$;

▪ утрати енергії на черенковське випромінювання не залежать від властивостей середовища.

Перехідне випромінювання. Перехідним випромінюванням (ПВ) називається випромінювання, яке виникає при рівномірному та прямолінійному русі заряду в неоднорідному або змінному в часі середовищі. Показник заломлення середовища $n_{\text{сеп}}$ може змінюватися або у просторі при переході частинки з однієї частини неоднорідного середовища до іншої ($n_{\text{сеп}}(x) \neq \text{const}$), або при його різкій зміні для однорідного середовища ($n_{\text{сеп}}(t) \neq \text{const}$).

Параметри перехідного випромінювання назад і вперед для релятивістських електронів різні: назад спектр випромінювання зосереджений тільки в оптичній частині спектра, спектр випромінювання вперед містить високі частоти аж до

$$v_{\text{max}} = \sqrt{\frac{e^2 \cdot n_e}{\pi \cdot m_e}} \frac{E_e}{m_e \cdot c^2} = 9 \cdot 10^3 \sqrt{n_e} \frac{E_e}{m_e \cdot c^2}. \quad (2.94)$$

Інтенсивність перехідного випромінювання визначається співвідношенням

$$I = \frac{e^2 \cdot \gamma \sqrt{4\pi \cdot n_e \cdot r_e^3 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot \alpha}}{3\hbar \cdot c}, \quad (2.95)$$

де r_e – класичний радіус електрона; α – стала тонкої структури; n_e – кількість електронів в одиниці об'єму, E_e ; m_e – кінетична енергія і маса електрона.

Спектральна щільність випромінювання нерелятивістського електрона описується виразом

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{e^2 \cdot v_z^2}{\pi^2 \cdot c^3} \sin^2 \varphi \left[\frac{(n_2^2 - 1) \cos \varphi}{n_2^2 \cdot \cos \varphi + \sqrt{n_2^2 - 1 + \cos^2 \varphi}} \right]^2, \quad (2.96)$$

де v_z – складова швидкості частинки вздовж нормалі до поверхні середовища; φ – кут, під яким спостерігається випромінювання у вакуумі; $n_2 = n + ik$ – комплексний показник заломлення.

Основні закономірності перехідного випромінювання:

- виникає при проходженні електронів з $v = \text{const}$ через середовище з $n(x)$ або $n(t) \neq \text{const}$;
- пропорційне енергії електрона;
- у видимій області спектра спрямовано назад, а в релятивістській – уперед.

Кількість фотонів з енергією $\hbar\nu$, більшою за деяку задану $\hbar\nu_0$, оцінюється співвідношенням

$$N_j(\hbar \cdot \nu > \hbar \cdot \nu_0) = \frac{\alpha \cdot z^2}{\pi} \left[\left(\ln \frac{\gamma \cdot \hbar \cdot \nu}{\hbar \cdot \nu_0} - 1 \right)^2 + \frac{\pi^2}{12} \right] \approx \frac{2}{3} \alpha \cdot Z^2. \quad (2.97)$$

2.4.3. Пробіг електронів у речовині

На відміну від важких заряджених частинок для електронів не вводиться поняття довжини пробігу електронів у речовині. При цьому введено величину $R_{\max}$, що називається *максимальним пробігом електронів* у даній речовині. Поряд із $R_{\max}$ для електронів вводять також довжину середнього пробігу. У більшості випадків шляхи електронів у речовині криволінійні. Величина максимального пробігу β -частинок є функцією енергії β -випромінювання.

Максимальним пробігом називається мінімальна товщина речовини, в якій затримуються всі електрони. *Середнім пробігом* називається шар речовини, який проходять електрони в середньому.

Для суміші речовин, якими є гірські породи, середній пробіг становить

$$\bar{R} = \frac{\sum_{i=1}^N R_i n_i^e}{\sum_{i=1}^N n_i^e} = \frac{\int R n(R) dR}{\int n(R) dR}, \quad (2.98)$$

де n – повна кількість електронів; n_i^e – щільність атомів i -ї речовини суміші; R_i – пробіг електронів у цій речовині.

Відомі емпіричні формули для оцінки пробігу електронів в алюмінії:

$$R = 0,407 \cdot E_e^{1,38}, \text{ г/см}^2 \text{ для } 0,15 \text{ MeV} < E_e < 0,8 \text{ MeV}; \quad (2.99)$$

$$R = 0,562 \cdot E_e - 0,094, \text{ г/см}^2 \text{ для } E_e > 0,6 \text{ MeV}; \quad (2.100)$$

$$R = 0,542 \cdot E_e - 0,133, \text{ г/см}^2 \text{ для } 0,8 \text{ MeV} < E_e < 3 \text{ MeV}; \quad (2.101)$$

$$R = 0,246 \cdot E_e - 0,106, \text{ г/см}^2 \text{ для } 10 \text{ MeV} < E_e < 23 \text{ MeV}. \quad (2.102)$$

Поглинання β -випромінювання в речовині відбувається наближено за показниковим (експоненціальним) законом

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}, \quad (2.103)$$

де I – інтенсивність β -випромінювання після проходження шару речовини товщиною x , м; I_0 – первинна інтенсивність β -випромінювання; μ – лінійний коефіцієнт поглинання, м^{-1} .

Інтенсивність β -частинок, які випромінюються товстим шаром, ураховуючи поглинання β -частинок у випромінювальному шарі, можна отримати з виразу

$$I = \frac{I_0}{\mu x} \cdot (1 - e^{-\mu x}), \quad (2.104)$$

де I_0 – інтенсивність β -випромінювання без урахування поглинання; x – товщина випромінювального шару.

2.5. Взаємодія гамма-випромінювання з речовиною

Перехід збудженого ядра – продукту радіоактивного розпаду – до основного (стабільного) стану може відбуватися в один або декілька етапів, які можуть супроводжуватися випромінюванням γ -квантів. До γ -випромінювання відносять електромагнітні

хвилі, довжина яких λ менша $n \cdot 10^{-9}$ м. Енергія γ -квантів дорівнює $E_\gamma = h\nu$, де h – постійна Планка, $h = 6,63 \cdot 10^{-27}$ ерг/с, а ν – частота коливань ($\nu = c/\lambda$, де c – швидкість світла, λ – довжина хвилі). Спектр енергій γ -випромінювання деякого радіоелемента *дискретний (лінійчатий)* завдяки тому, що спектр енергетичних рівнів ядра дискретний. Енергія γ -випромінювання природних радіоактивних елементів змінюється від 0,02 до 2,62 МеВ.

На відміну від заряджених частинок γ -кванти не можуть сповільнюватися. Вони завжди рухаються зі швидкістю світла, але можуть поглинатися або розсіюватись, зменшуючи свою енергію, тобто частоту. Зауважимо, що інтенсивність моноенергетичного пучка γ -квантів, який проходить крізь речовину, зменшується тільки за рахунок електромагнітних взаємодій.

При проходженні через речовину γ -кванти взаємодіють з ядрами та електронами атомів. Загальну схему взаємодії γ -випромінювання з речовиною наведено на рис. 2.8.

Процес поглинання γ -квантів може супроводжуватись випусканням заряджених частинок (фотоефект, утворення пар), нейтронів (фотоядерний ефект) і характеристичного рентгенівського випромінювання.

Характеристиками ймовірності поглинання або розсіяння γ -квантів є ефективні перерізи процесів поглинання і розсіяння на атомі й на електроні відповідно, а також лінійні й масові коефіцієнти поглинання і розсіяння γ -випромінювання.

Ефективний переріз поглинання або розсіяння на атомі (електроні) чисельно дорівнює ймовірності поглинання або розсіяння γ -кванта на одиниці шляху в речовині, яка вміщує 1 атом (електрон) в одиниці об'єму. Переріз вимірюється в таких одиницях: $\text{м}^2/\text{атом}$ ($\text{см}^2/\text{атом}$), $\text{м}^2/\text{електрон}$ ($\text{см}^2/\text{електрон}$).

Лінійні (σ , м^{-1}) і масові (σ/ρ , $\text{м}^2/\text{кг}$) коефіцієнти поглинання і розсіяння пов'язані з ефективними перерізами на атом і електрон співвідношеннями: $\sigma = n_a \cdot \sigma_a = n_a \cdot Z \cdot \sigma_e = n_e \cdot \sigma_e$, $\sigma/\rho = n_a \cdot \sigma_a/\rho = n_a \cdot Z \cdot \sigma_e/\rho = n_e \cdot \sigma_e/\rho$, де n_a , n_e – кількість атомів і електронів в одиниці об'єму з густиною ρ , атомним номером Z і масовим числом A . Параметри n_a , n_e розраховуються за формулами: $n_a = \rho \cdot N_a/A$, $n_e = n_a \cdot Z = \rho \cdot Z \cdot N_a/A$, де N_a – число Авогадро.

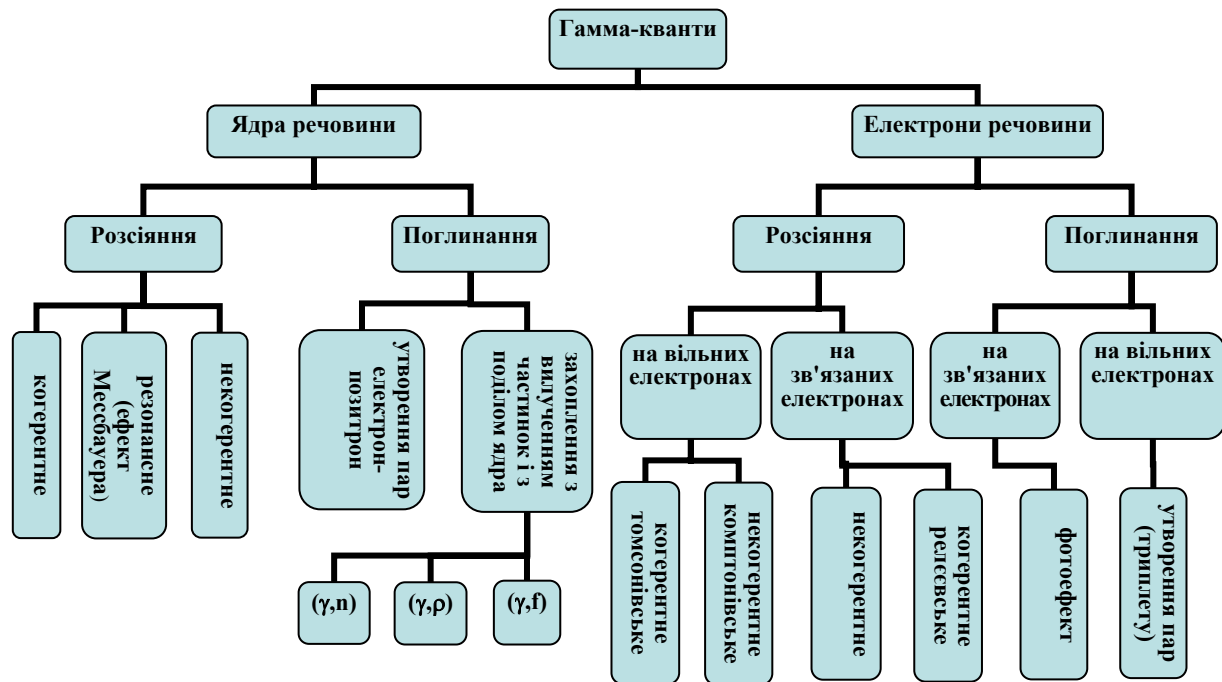


Рис. 2.8. Схема взаємодії γ -випромінювання з речовиною

Лінійний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання μ і масовий коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання μ_m є сумами всіх відповідних парціальних коефіцієнтів для можливих процесів взаємодії рентгенівського та γ -випромінювання з речовиною. Значення лінійного коефіцієнта ослаблення γ -випромінювання для деяких речовин залежно від енергії γ -квантів наведено в табл. 2.6.

Таблиця 2.6

**Значення лінійного коефіцієнта ослаблення
 γ -випромінювання для деяких речовин**

Енергія γ -випромінювання, МеВ	Лінійні коефіцієнти поглинання енергії γ -випромінювання, см ⁻¹				
	Вода	Алюміній	Залізо	Свинець	Повітря
0,03	0,145	2,42	57,305	315,447	0,188
0,04	0,0624	0,905	24,806	150,915	0,0804
0,05	0,0386	0,459	12,482	82,422	0,0486
0,06	0,0302	0,275	7,442	50,04	0,0371
0,08	0,0252	0,142	3,242	22,127	0,0303
0,1	0,025	0,09	1,719	14,51	0,0299
0,15	0,0276	0,076	0,63	12,255	0,0322
0,2	0,0297	0,074	0,382	6,797	0,0344
0,3	0,0318	0,076	0,265	2,825	0,0371
0,4	0,0328	0,077	0,24	1,52	0,0318
0,5	0,0332	0,078	0,231	1,012	0,0387
0,6	0,0328	0,077	0,224	0,77	0,0383
0,8	0,032	0,075	0,214	0,54	0,0372
1	0,031	0,072	0,205	0,434	0,0361
1,5	0,0283	0,066	0,185	0,318	0,033
2	0,026	0,061	0,172	0,28	0,0303
3	0,0227	0,054	0,16	0,276	0,0265
4	0,0205	0,051	0,155	0,287	0,0239
5	0,019	0,048	0,155	0,295	0,0224
6	0,0179	0,048	0,155	0,312	0,0211
8	0,0164	0,045	0,158	0,331	0,0194
10	0,0154	0,044	0,162	0,35	0,0185

При розгляді процесів ослаблення рентгенівського та γ -випромінювання використовують поняття про середній пробіг $r_{\text{сер}}$ γ -квантів і шар половинного поглинання $x_{0,5}$.

Шаром половинного поглинання $x_{0,5}$ називається товщина шару речовини (поглинача), в якому поглинається половина падаючих на нього γ -квантів. Ця величина визначається виразом: $x_{0,5} = \ln 2 / \mu = 0,693 / \mu$.

Середнім пробігом $r_{\text{сер}}$ називається середня відстань, яку проходить γ -квант до поглинання. Середній пробіг розраховується за формулою

$$r_{\text{сер}} = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} \mu e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu}.$$

З відомих механізмів взаємодії γ -випромінювання з речовиною основними є: атомне фотоелектричне поглинання (фотоефект), комптонівське розсіяння (комpton-ефект), утворення електронно-позитронних пар, когерентне розсіяння, ядерний фотоефект і фотоядерні реакції.

2.5.1. Атомне фотоелектричне поглинання (фотоефект)

Якщо енергія γ -кванта $E_{\gamma} = h\nu$ трохи більша за енергію зв'язку електрона в атомі, тобто енергії іонізації атома I , то можливий процес повного поглинання γ -кванта атомом. Отже, *фотоефектом* (атомним фотоефектом) називають механізм взаємодії γ -кванта зі зв'язаним електроном, при якому вся енергія γ -кванта передається електрону атома: $\gamma + A \rightarrow A^{+} + e^{-}$.

Процес фотоелектричного поглинання γ -випромінювання є одним з основних процесів взаємодії γ -квантів з атомами речовини. Цей процес пороговий, при цьому його енергетичний поріг визначається мінімальною енергією зв'язку валентних

електронів. Електрони в атомі розташовані, як відомо, на різних оболонках, кожній з яких відповідає своя енергія зв'язку електрона з ядром атома. На самій внутрішній оболонці, яку називають К-оболонкою, розміщені два електрони з енергією зв'язку, що приблизно дорівнює $I_K = RZ^2$, де $R = 13,6$ еВ (стала Ридберга), а Z – атомний номер.

За К-оболонкою ідуть L-оболонка, M-оболонка тощо з меншими енергіями зв'язку, які відповідно дорівнюють

$$I_L = \frac{R}{4}(Z-5) \text{ і } I_M = \frac{R}{9}(Z-13). \quad (2.105)$$

Найменша енергія зв'язку буде у електронів на периферійних (оптичних) орбітах атома, і тому для оптичних електронів необхідна найменша енергія для вибивання їх з атома (це енергетичний поріг фотоефекту), тобто для них буде найменша енергія іонізації. Гамма-квант поглинається одним атомним електроном, який і вилітає з атома.

Найміцніше зв'язані з атомом електрони мають найбільшу ймовірність поглинання γ -квантів. Фотоефект можливий лише на зв'язаному електроні. Зауважимо, що вільний електрон не може поглинути фотон (γ -квант) завдяки спільній дії законів збереження енергії та імпульсу, але може отримати частину енергії γ -кванта.

Кінетична енергія електрона E_e , що вилітає при фотоефекті з атома, дорівнює різниці енергії γ -кванта, потенціалу іонізації I_i та енергії атома віддачі E_A відповідної атомної оболонки

$$E_e = E_\gamma - I_i - E_A. \quad (2.106)$$

При цьому $E_A \ll I_i$.

Диференціальний переріз фотоефекту для електронної К-оболонки має вигляд

$$\begin{aligned} \frac{(\sigma_{\text{фот}})_K}{d\Omega} = & 4\sqrt{2}Z^5 \cdot \alpha^5 \cdot r_e^2 \left(\frac{m_e \cdot c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2} \sin^2 \theta \times \\ & \times \cos^2 \varphi (1 + 4\beta \cdot \cos \theta) \end{aligned} \quad (2.107)$$

де θ – кут між імпульсом γ -кванта p_γ та імпульсом електрона p_e , φ – кут між площинами (p_γ, p_e) і (E, p_γ) , E – вектор напруженості електричного поля.

Переріз фотоефекту сильно залежить від заряду атома та енергії γ -кванта (рис. 2.9).

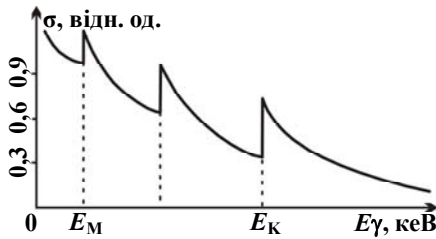


Рис. 2.9. Залежність перерізу фотоефекту від енергії γ -квантів

Переріз фотоефекту на K -оболонці становить основну частину його повного перерізу, що визначається формулою

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 4\pi \cdot r_e^2 \cdot \alpha^4 \cdot Z^5 \frac{(2+\varepsilon)^{3/2}}{\varepsilon^{7/2}} \cdot \left[\frac{4}{3} + \frac{(\varepsilon^2-1)}{2+\varepsilon} \left(1 - \frac{1}{2(1+\varepsilon)\sqrt{\varepsilon(2+\varepsilon)}} \ln \frac{1+\varepsilon+\sqrt{\varepsilon(2+\varepsilon)}}{1+\varepsilon-\sqrt{\varepsilon(2+\varepsilon)}} \right) \right], \quad (2.108)$$

де $m_e c^2$ – енергія спокою електрона; $r_e = e^2/m_e c^2$ – класичний радіус електрона; $\varepsilon = h \cdot \nu / m_e \cdot c^2$; $\alpha = e^2/h \cdot c$ – стала тонкої структури.

Переріз фотоефекту на K -оболонці за малих енергій γ -квантів $h\nu \ll m_e c^2$ описується виразом

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 \left[\frac{13,61}{h\nu} \right]^{7/2}, \quad (2.109)$$

а за енергій γ -квантів $h\nu \gg m_e c^2$

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 4\pi \cdot r_e^2 \cdot \alpha^4 \cdot Z^5 \frac{1}{\varepsilon} e^{\left[-\pi \cdot \alpha \cdot Z + 2(\alpha \cdot Z)^2 (1 - \ln \alpha \cdot Z) \right]}, \quad (2.110)$$

або

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 1,34 \cdot 10^{-33} \frac{Z^5}{h \cdot \nu}, \quad (2.111)$$

де $h\nu$ – у формулі (2.110) виражається в електрон-вольтах (еВ), а у формулі (2.111) – у мегаелектрон-вольтах (МеВ), переріз $\sigma_{\text{фот}}$ – у см^2 .

Ефективний переріз $\sigma_{\text{фот}}$ можна розрахувати за емпіричною формулою

$$\sigma_{\text{фот}} = \sigma_{\text{фот,Pb}} \left(\frac{Z}{Z_{\text{Pb}}} \right)^5, \quad (2.112)$$

де $\sigma_{\text{фот,Pb}}$ – ефективний переріз фотоэффекту для свинцю, дані про який наведено у спеціальних таблицях.

Для практичних розрахунків лінійного коефіцієнта фотоелектричного поглинання $\sigma_{\text{фот,L}}$ (м^{-1}) у середовищі густиною ρ (кг/м^3) для $E_\gamma > I_K$, де I_K – енергія іонізації K -оболонки, може бути використана емпірична формула $\sigma_{\text{фот}} = \rho \cdot C \cdot \lambda^3 - 0,1\rho \cdot D \cdot \lambda^4$, де C і D – коефіцієнти, які залежать від Z (табл. 2.6); λ – довжина хвилі γ -випромінювання, нм. Значення λ (нм) для квантів з енергією E_γ (кеВ) вираховується за формулою $\lambda = 123,4/E_\gamma$.

Таблиця 2.7

Значення коефіцієнтів C і D для деяких речовин

Середовище	Z	C	D	λ , нм	I_K , кеВ
С	6	1,21	0,0183	440,7	0,28
N	7	2,03	0,0396	308,5	0,4
O	8	3,16	0,0774	237,3	0,52
Al	13	14,69	0,8583	79,6	1,55
Fe	26	129	28,41	17,36	7,14
Вода	7,75	2,81	0,06873	235	–
Повітря	7,64	2,77	0,1017	238,6	–

Відносний внесок у сумарний переріз за рахунок фотоефекту на L -, M - та інших оболонках незначний. Переріз фотоефекту на L -оболонці становить 20 % від величини перерізу на K -оболонці, а на M -оболонці – ~5 % перерізу на K -оболонці. Повний переріз фотоефекту наближено становить $1,25 \cdot (\sigma_{\text{фот}})_K$.

Основні закономірності фотоефекту:

- імовірність фотоефекту збільшується зі зростанням енергії зв'язку електрона в атомі та за енергії γ -квантів, що незначно перевищує енергію зв'язку електрона в атомі;
- інтенсивність фотоелектронів при $\beta \ll 1$ максимальна в площині, перпендикулярній напрямку руху γ -кванта, а при $\beta \rightarrow 1$ зменшується кут, під яким інтенсивність фотоелектронів максимальна;
- переріз фотоефекту сильно залежить від заряду ядер речовини середовища $(\sigma_{\text{фот}})_K \sim Z^5$ при всіх енергіях γ -квантів;
- переріз фотоефекту сильно залежить від енергії $(\sigma_{\text{фот}})_K \approx 1/E_\gamma^{3 \pm 5}$ для $E_\gamma \ll m_e \cdot c^2$ і $(\sigma_{\text{фот}})_K \approx 1/E_\gamma$ – для $E_\gamma \gg m_e \cdot c^2$.

Фотоефект особливо характерний для важких речовин, де він має значну ймовірність навіть за високих енергій γ -випромінювання. У легких речовинах ($Z < 20$) фотоефект стає помітним лише за відносно невеликої енергії γ -квантів. Фотоефект є основним механізмом поглинання м'якого γ -випромінювання важкими атомами.

Кутовий розподіл фотоелектронів для нерелятивістського випадку $E_\gamma = m_e \cdot c^2$ має вигляд

$$\varphi(\theta) = \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cdot \cos \theta)^4}. \quad (2.113)$$

Із попереднього виразу випливає, що електрони, які виникають у результаті фотоефекту, розподілені симетрично (за законом $\cos^2 \theta$) відносно напрямку електричного вектора $\vec{E}$ падаючої електромагнітної хвилі.

Зі збільшенням енергії падаючого фотона до $E_\gamma > m_e \cdot c^2$ діаграма кутового розподілу фотоелектронів змінюється. Фотоелектрони випромінюються переважно "уперед", тобто кутовий розподіл електронів стає витягнутим уперед.

Звільнене в результаті фотоефекту місце на електронній оболонці заповнюється електроном з оболонок, розміщених на більш високих енергетичних рівнях. Фотоефект супроводжується характеристичним випромінюванням у результаті переходів електронів на вакантні місця в електронній оболонці атома. Енергія збудження може бути передана електронам зовнішньої оболонки атома. У цьому випадку, крім фотоелектронів з енергією E_e , з'являються електрони з енергією, близькою до енергії зв'язку електрона (т. зв. Оже-електрони). Тому "монохроматичні" фотони створюють лінійчаті спектри фотоелектронів.

2.5.2. Комптонівське розсіювання (комптон-ефект)

Комптонівським розсіюванням (комптон-ефектом) називається розсіювання γ -кванта на електроні. Це відбувається, коли енергія зв'язку електрона в атомі набагато менша за енергію падаючого γ -кванта ($E_\gamma \gg E_{зв}$). Тобто комптонівське розсіювання – це розсіювання відносно високоенергетичних γ -квантів на електронах атомів речовини, яке відбувається зі зміною їхньої енергії, що залежить від кута розсіювання, але не залежить від атомного номера. В області, де комптон-ефект є переважаючим ($0,5 < E_\gamma < 10 \text{ MeV}$), енергія γ -квантів переважає енергію зв'язку електронів для більшості речовин, і тому зв'язок електрона з ядром практично не впливає на особливості комптонівського розсіювання.

Розрізняють прямий і зворотний комптон-ефекти. Прямим називають процес комптонівського розсіювання на електроні, що перебуває в стані спокою, зворотним – на електроні, що рухається. У прямому комптон-ефекті енергія розсіяного γ -кванта E_γ та електрона віддачі E_e залежно від кута розсіювання θ відповідно визначається з таких співвідношень.

Первинний γ -квант з енергією $E_\gamma = h \cdot \nu$ та імпульсом E_γ/c при взаємодії з електроном (рис. 2.10, 2) відхиляється на кут θ від початкового напрямку. Його енергія змінюється і стає рівною

$E'_\gamma = h \cdot \nu'$, а імпульс – E'_γ / c . Електрон отримує енергію: $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$, швидкість v , імпульс $(m_e v) / \sqrt{1 - \beta^2}$ (де $\beta = v/c$) і рухається під кутом ϕ у напрямку руху первинного кванта.

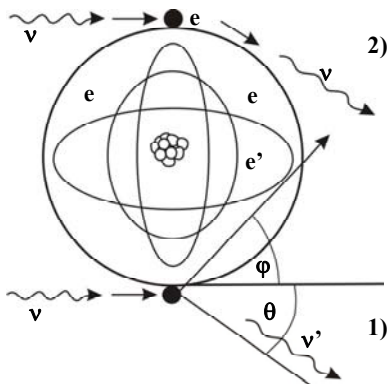


Рис. 2.10. Схема комптонівського (1) і когерентного розсіяння (2) на електронах атома

Параметри розсіяного кванта й електрона визначаються на підставі законів збереження енергії та імпульсу шляхом розв'язку системи рівнянь для проекцій імпульсів на осі x, y (рис. 2.10, 2)

$$\begin{aligned} \frac{E_\gamma}{c} &= \frac{E'_\gamma}{c} \cdot \cos \theta + \frac{m_e \cdot v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot \cos \phi; \\ 0 &= \frac{E'_\gamma}{c} \cdot \sin \theta + \frac{m_e \cdot v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot \sin \phi. \end{aligned} \quad (2.114)$$

Енергія розсіяного γ -кванта визначається за формулою Комптона

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2} \cdot (1 - \cos \theta)}, \quad (2.115)$$

де $m_e \cdot c^2 = 0,511 \text{ MeV} = 0,819 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$ – енергетичний еквівалент маси спокою електрона.

Діапазон кутів розсіяння γ -квантів становить від 0 до 360° .

Розділивши рівняння (2.115) на $E_\gamma / (m_e \cdot c^2)$, отримаємо (у MeB)

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma \cdot \left(\frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2} \right)^{-1}}{\left(\frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2} \right)^{-1} + \left(\frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2} \right)^{-1} \cdot \frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2} \cdot (1 - \cos \theta)} =$$

$$= \frac{m_e \cdot c^2}{\frac{m_e \cdot c^2}{E_\gamma} + (1 - \cos \theta)} = \frac{0,51}{1 + \frac{0,51}{E_\gamma} - \cos \theta}. \quad (2.116)$$

При дуже жорсткому γ -випромінюванні (E_γ значно більша енергії маси спокою електрона) розсіяні назад γ -кванти ($\theta = 180^\circ$) мають енергію близько 0,25 MeB

$$E'_\gamma = \frac{0,51}{1 + \frac{0,51}{E_\gamma} - \cos \theta} \approx \frac{0,51}{1+1} \approx 0,25, \text{ MeB.}$$

За малих енергій первинних γ -квантів енергія розсіяних γ -квантів при $\theta = 180^\circ$ стає ще нижчою. Енергія розсіяних γ -квантів при $\theta = 90^\circ$ завжди нижча, ніж 0,51 MeB ($\cos 90^\circ = 0$).

Енергія комптонівського електрона визначається за формулою

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e \cdot c^2}{E_\gamma \cdot (1 - \cos \theta)}} = E_\gamma \cdot \left[1 - \frac{0,51}{0,51 + E_\gamma \cdot (1 - \cos \theta)} \right] \quad (2.117)$$

Ця енергія має максимальне значення при $\theta = 180^\circ$ ($\varphi = 0$), при цьому напрямок руху електрона збігається з напрямком падаючого γ -кванта. За досить значних енергій фотонів ($E_\gamma \gg 0,51$ MeB) енергія вибитих уперед електронів зростає і наближається до значення

$$E_{e\max} = E_\gamma \left(1 - \frac{0,51}{0,51 + E_\gamma \cdot (1 - \cos \theta)} \right) = E_\gamma - 0,25, \text{ MeB.} \quad (2.118)$$

Кутовий розподіл комптонівських електронів залежить від напрямку руху первинних γ -квантів. Кути вильоту розсіяного γ -кванта θ та електрона віддачі ϕ пов'язані співвідношенням

$$\operatorname{tg} \phi = \left[\frac{1}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e \cdot c^2}} \cdot \operatorname{ctg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (2.119)$$

Рух комптонівських електронів обмежений кутами від 0 до $\pm 90^\circ$. Диференціальний переріз комптонівського розсіяння на електроні $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$, віднесений до одиниці просторового кута, отримано на основі квантової електродинаміки й описується формулою Клеймана–Ніщини–Тамма

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{комп}}}{d\Omega} = & \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{(1 + \varepsilon(1 - \cos \theta))^2} \right) \times \\ & \times \left(1 + \frac{\varepsilon(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \varepsilon(1 - \cos \theta))} \right), \end{aligned} \quad (2.120)$$

або

$$\frac{d\sigma_{\text{комп}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'_{\gamma}}{E_{\gamma}} \right)^2 \left(\frac{E_{\gamma}}{E'_{\gamma}} + \frac{E'_{\gamma}}{E_{\gamma}} - \sin^2 \theta \right), \quad (2.121)$$

де $r_e = e^2 / m_e \cdot c^2$ – класичний радіус електрона, $\varepsilon = E_{\gamma} / m_e c^2$, E_{γ} і E'_{γ} – енергії падаючого і розсіяного γ -квантів відповідно. Кутовий розподіл γ -квантів у результаті комптонівського розсіяння зі зростанням їхньої енергії стає все більш витягнутим у напрямку руху первинного γ -випромінювання.

Повний переріз комптонівського розсіяння описується аналітичним виразом

$$\sigma_{\text{комп}} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\} \quad (2.122)$$

У граничних випадках при $\varepsilon \ll 1$ і $\varepsilon \gg 1$ використовують простіші формули, які мають вигляд відповідно

$$\sigma_{\text{комп}} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 \cdot c^4} \left(1 - 2\varepsilon + \frac{26\varepsilon^2}{5} + \dots \right), \quad (2.123)$$

і

$$\sigma_{\text{комп}} = \pi r_e^2 \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon \right). \quad (2.124)$$

Як видно із (2.122–2.124) та рис. 2.11, в, за низьких енергій γ -квантів переріз комптонівського розсіяння приблизно постійний, а за високих – пропорційний Z/E_γ .

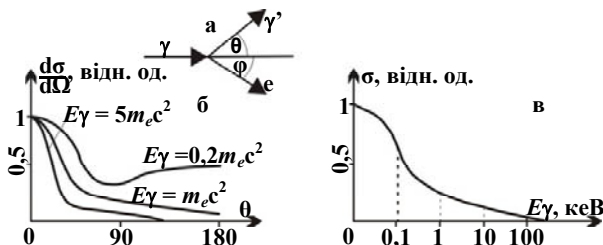


Рис. 2.11. Комптонівське розсіяння γ -квантів:

а – схема комптон-ефекту; б – залежність диференціального перерізу комптон-ефекту від кута θ ; в – залежність перерізу комптонівського розсіяння від енергії γ -квантів E_γ

Обернений комптон-ефект. Комптонівське розсіяння на електроні, що рухається, експериментально спостерігалось при розсіянні м'яких фотонів з видимої області спектра на пучках ультрарелятивістських електронів (рис. 2.12). При цьому енергія фотонів зростала і частота світлового випромінювання зміщувалась у рентгенівську область.

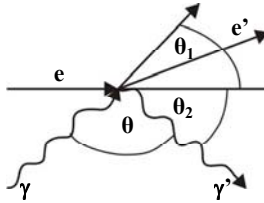


Рис. 2.12. Схема розсіяння при оберненому комптон-ефекті

Формула для енергії фотона E'_γ , розсіяного на електроні, що рухається,

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1 - \beta \cos \theta_1}{1 - \beta \cos \theta_2 + E_\gamma (1 - \cos \theta) / E_e}, \quad (2.125)$$

де θ_1 – кут між напрямком руху електрона і падаючого на нього γ -кванта, θ_2 – кут між напрямком руху електрона і розсіяним γ -квантом, θ – кут між падаючим і розсіяним γ -квантами.

Основні закономірності комптонівського розсіяння:

- комптон-ефект відбувається як на електроні в стані спокою, так і на електроні, що рухається;
- переріз комптон-ефекту за малих енергій наближено постійний ($\sigma_{\text{комп}} \approx \text{const}$), а за великих він обернено пропорційний енергії падаючого γ -кванта $\sigma_{\text{комп}} \sim 1/E_\gamma$;
- переріз комптон-ефекту пропорційний заряду атомів середовища $\sigma_{\text{комп}} \sim Z$;
- монохроматичним γ -квантам, розсіяним на вільних електронах, відповідає неперервний спектр:

а) розсіяних γ -квантів $\frac{E_\gamma}{1 + 2E_\gamma/m_e \cdot c^2} < E'_\gamma < E_\gamma$;

б) розсіяних електронів $0 < E_e < \frac{E_\gamma}{1 + m_e \cdot c^2 / 2E_\gamma}$.

Для елементів з атомними номерами від 2 до 40 $\left(\frac{Z}{A} \approx 0,5\right)$

лінійний коефіцієнт комптонівського розсіяння $\sigma_{\text{комп}}$ пропорцій-

ний густині породи. Комптонівський переріз $\sigma_{\text{комп}}$ не залежить від Z і на відміну від перерізу поглинання γ -квантів у процесі фото-ефекту значно повільніше зменшується з ростом енергії γ -кванта.

2.5.3. Когерентне розсіяння

Когерентним (томсонівським) розсіянням називається розсі-яння електромагнітного випромінювання, при якому його часто-та до і після взаємодії лишається незмінною (рис. 2.10, 2). Цей процес досліджувався при взаємодії м'якого та жорсткого рент-генівського випромінювання з речовиною.

У випадку розсіяння неполяризованої первинної хвилі на ві-льному електроні (рис. 2.10) диференціальний переріз розсіяння (отриманий Дж. Томсоном) визначається формулою

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta), \quad (2.126)$$

де Ω – тілесний кут, в якому відбувається розсіяння; θ – кут між напрямком імпульсу падаючого і розсіяного γ -квантів. Повний переріз когерентного розсіяння визначається формулою

$$\sigma_{\text{ког}} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0,66 \cdot 10^{-22} \text{ , см}^2 \quad (2.127)$$

де $r_e = e^2 / m_e c^2$ – класичний радіус електрона.

У результаті когерентного розсіяння електромагнітного ви-промінювання виникає дифракційна картина.

Основні закономірності когерентного розсіяння:

- частота та енергія випромінювання лишається незмінною до і після розсіяння;
- диференціальний переріз когерентного розсіяння пропор-ційний $\cos^2 \theta$;
- переріз когерентного розсіяння не залежить від довжини хвилі падаючого електромагнітного випромінювання.

2.5.4. Утворення електронно-позитронних пар

Утворенням пар називається процес одночасного виникнення електронів і позитронів (e^- , e^+) при взаємодії γ -квантів з кулонівським полем атомного ядра або (значно рідше) електрона: $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Процес утворення пар має сумарну енергію

$$E_{\Pi} = E_{\gamma} - 2m_e \cdot c^2 \cdot \left(1 + \frac{m_e}{M_Z}\right), \quad (2.128)$$

де E_{γ} – енергія γ -кванта; M_Z – маса ядра, якому передається частина енергії поглинутого кванта; m_e – маса електрона; c – швидкість світла.

Утворення електрон-позитронних пар – типова порогова реакція, яка відбувається при енергії γ -кванта $E_{\gamma} \geq E_{\gamma 0}$.

$$E_{\gamma 0} = 2m_e \cdot c^2 \left(1 + \frac{m_e}{M_Z}\right). \quad (2.129)$$

Утворення пари електрон–позитрон у полі ядра і як наслідок – поглинання γ -кванта відбувається, починаючи з порогового значення енергії $E_{\gamma 0} = 1,02$ МеВ, що дорівнює сумі енергетичних еквівалентів мас спокою електрона і позитрона.

Напрямок руху пари електрон–позитрон близький до напрямку руху первинного кванта. Утративши енергію, позитрон взаємодіє з електроном атома та анігілює, при цьому утворюються два γ -кванти з енергією 0,51 МеВ кожний, які розлітаються в різні боки.

При енергії γ -кванта $E_{\gamma} \gg 2m_e \cdot c^2$ перерізи фотоэффекту та комптон-ефекту дуже малі, тому утворення електрон-позитронних пар при високих енергіях γ -квантів є основним механізмом поглинання γ -випромінювання.

Баланс енергії при утворенні електрон-позитронних пар має вигляд

$$h\nu = E_{e^-} + E_{e^+} + 2m_e \cdot c^2 + E_{\gamma}, \quad (2.130)$$

де E_{γ} – енергія ядра віддачі; E_{e^-} і E_{e^+} – кінетична енергія електрона і позитрона; h – стала Планка; ν – частота.

Оцінимо енергію ядра віддачі при утворенні електрон-позитронної пари. Максимальна величина енергії віддачі буде в тому випадку, коли електрон і позитрон вилітають відносно напрямку руху γ -кванта під кутами 90° і кут між їхніми напрямками руху становить 180° . При цьому імпульс ядра віддачі дорівнює імпульсу γ -кванта, тобто $h\nu/c = M \cdot v$, де M – маса ядра віддачі; v – його швидкість, а максимально можлива енергія ядра віддачі становить

$$E_{\text{я}} = \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2}. \quad (2.131)$$

Для γ -квантів з енергіями менше 10 MeV і для $A > 10$ енергія ядра віддачі $E_{\text{я}} < 5$ кеВ.

Енергія γ -кванта розподіляється майже рівномірно між електроном і позитроном. Але з ростом енергії γ -квантів переважаючим стає асиметричний розподіл енергії. Слід відмітити, що енергетичні спектри електронів і позитронів дещо відрізнятимуться, якщо взяти до уваги, що при віддаленні від ядра (у полі якого створилася пара e^- , e^+) електрони зазнаватимуть гальмування, а позитрони – прискорення. Цей ефект буде тим більшим, чим більший атомний номер ядра і менша енергія γ -кванта.

Процеси фотоефекту і комптон-ефекту зв'язані із зіткненням γ -квантів з електронами атома, а процес утворення пари e^- , e^+ пов'язаний головним чином із зіткненням γ -квантів з ядром.

Повний переріз утворення пар при $1 < E_{\gamma} < m_e \cdot c^2 / \alpha \cdot Z^{1/3}$ без урахування екранування кулонівського поля ядра електронами атома становить

$$\sigma_{\text{пар}} = Z^2 \cdot \alpha \cdot r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln(2\varepsilon) - \frac{218}{27} \right], \quad (2.132)$$

де $\varepsilon = E_{\gamma} / m_e c^2$, а при $E_{\gamma} \ll m_e \cdot c^2 / \alpha \cdot Z^{1/3}$, що відповідає випадку повного екранування

$$\sigma_{\text{пар}} = Z^2 \cdot \alpha \cdot r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(183 \cdot Z^{-1/3} \right) - \frac{2}{27} \right]. \quad (2.133)$$

Переріз утворення пар (e^- , e^+) пропорційний квадрату заряду ядер атомів середовища. За малих енергій γ -квантів $m_e \cdot c^2 \ll E_\gamma < m_e \cdot c^2 / \alpha \cdot Z^{1/3}$ переріз утворення пар пропорційний логарифму енергії $\sigma_{\text{пар}} \sim \ln E_\gamma$ (рис. 2.13), причому в полі ядра він більший, ніж у полі електрона наближено в 1000 разів. Зі зростанням енергії $E_\gamma > m_e \cdot c^2 / 6 \cdot Z^{1/3}$ переріз утворення пар, навіть за великих значень, слабо залежить від неї (рис. 2.13).

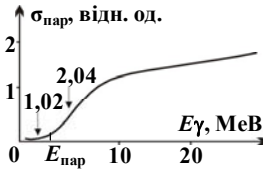


Рис. 2.13. Залежність перерізу утворення електрон-позитронних пар від енергії γ -квантів для різних речовин

При енергії $E_\gamma > 10$ MeV кількість пар, утворених на електронній оболонці легких ядер, становить ~ 1 % від кількості пар, утворених на ядрі. На важких ядрах ця величина становить ~ 10 %.

Залежність перерізу утворення електрон-позитронних пар від енергії фотона досить складна, але в граничних випадках середніх і великих енергій фотонів вирази мають відносно простий вигляд. Ефективний переріз поглинання квантів з утворенням пар, $\text{м}^2/\text{атом}$

$$\sigma_{\text{пар, а}} = K \cdot Z^2 \cdot r_e^2 \cdot 137 = 5,78 \cdot 10^{-30} \cdot K \cdot Z^2, \quad (2.134)$$

де K – коефіцієнт, який залежить від E_γ .

Таблиця 2.8

Значення коефіцієнта K залежно від E_γ

E_γ MeB	1,5	2,0	2,5	5,0	25	∞
K	0,085	0,32	0,61	1,94	6,4	11,5

Лінійний коефіцієнт утворення пар $\sigma_{\text{пар,Л}}$, (м^{-1}), визначається виразом

$$\sigma_{\text{пар,Л}} = 3,48 \cdot 10^{-6} \cdot K \cdot \rho \cdot \frac{Z^2}{A}. \quad (2.135)$$

Як уже зазначалося, створення пари (e^- , e^+) може відбуватися не тільки в електричному полі ядра, але й у полі електрона. Переріз утворення пар на електроні порівняно з ядром незначний і становить перші відсотки. У цьому випадку, крім пари позитрон–електрон, приходить у рух і електрон, у полі якого відбувається взаємодія. Це по суті явище створення пари всередині атома, коли один електрон атома поглинає всю енергію віддачі й залишає атом. Це явище називають створенням триплету. Поріг створення триплету становить $E_{\gamma e} = 4m_e \cdot c^2 = 2,04$, MeB. Процес народження пари в полі електрона набуває помітного значення лише при $E_\gamma > 6$ MeB.

Таким чином, γ -квант може перетворитися на пару електрон–позитрон лише в зовнішньому електричному полі, наприклад, у полі атомного ядра або в полі електрона, але народження електронно-позитронної пари в кулонівському полі електрона характеризується дуже малим перерізом порівняно з перерізом народження пари в кулонівському полі ядра.

Основні закономірності процесу утворення електронно-позитронних пар:

- за досить високої енергії γ -квантів ($E_\gamma > E_{\text{пар}}$) електрон-позитронні пари утворюються в кулонівському полі ядра або електрона;
- переріз утворення пар пропорційний квадрату заряду для всіх значень енергії: $\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2$;
- за енергії γ -квантів $m_e \cdot c^2 \ll E_\gamma < m_e \cdot c^2 / \alpha \cdot Z^{1/3}$ переріз утворення пар пропорційний логарифму енергії γ -квантів $\sigma_{\text{пар}} \sim \ln E_\gamma$;
- за енергії γ -квантів $m_e \cdot c^2 \ll E_\gamma \ll m_e \cdot c^2 / 6 \cdot Z^{1/3}$ переріз утворення пар не залежить від енергії γ -квантів.

2.5.5. Ядерний фотоефект

Ядерний фотоефект – це процес непружної взаємодії γ -квантів з атомними ядрами. Він відбувається при енергіях γ -випро-

мінювання, вищих за поріг фотоядерних реакцій, у результаті яких утворюються вторинні частинки: протони (p), нейтрони (n), дейтрони (d), альфа-частинки (α).

Ядро, яке захопило γ -квант, збуджується. Збудження знімається найчастіше випромінюванням нейтрона (γ, n) – γ -нейтронний ефект (фотонейтронний ефект), рідше – випромінюванням протона (γ, p), поділом ядра (γ, f) або іншими ядерними реакціями.

Реакція фотоядерного поглинання характеризується в цілому високим енергетичним порогом $E_n > 5$ MeB, наприклад для Th та U порогова енергія становить відповідно 6,35 і 5,97 MeB. Тому в ослабленні γ -випромінювання природних радіоактивних елементів цей вид взаємодії помітної ролі не відіграє. Виняток спостерігається лише при взаємодії γ -випромінювання з ядрами берилію ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ і дейтерію ${}^2\text{H}(\gamma, n){}^1\text{H}$. Порогові енергії цих реакцій E_n відповідно становлять 1,671 і 2,226 MeB.

Переріз ядерного фотоефекту має форму гігантського дипольного резонансу (рис. 2.14). Амплітуда перерізу становить $10 \div 800$ мілібарн ($1 \text{ мб} = 10^{-27} \text{ см}^2$).

Інтегральна величина перерізу взаємодії γ -квантів з атомними ядрами описується виразом

$$\sigma_{\text{ф яд}}^{\text{інт}} = \frac{2\pi^2 \cdot e^2 \cdot \hbar}{m_e \cdot c \cdot Z} \approx 60Z, \text{ MeB} \times \text{мб}. \quad (2.136)$$

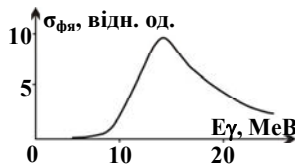


Рис. 2.14. Залежність перерізу ядерного фотоефекту від енергії γ -квантів

В інтервалі енергій $E_\gamma < \frac{m_e \cdot c^2 \cdot Z^{1/3}}{\alpha}$ внесок ядерного фотоефекту до перерізу повного фотопоглинання становить $\sim 1\%$.

Для важких ядер і для області енергій γ -квантів 10–50 MeB це значення вище 1 %.

Основні закономірності ядерного фотоефекту:

- переріз має форму дзвону з максимумом при $E_\gamma = 10\text{--}15$ MeB;
- інтегральний переріз пропорційний заряду атомів середовища Z ;
- внесок до перерізу повного фотопоглинання – ~ 1 %.

Існує ще один тип фотоядерної реакції, за якої відбувається збудження ядра. Це так звані реакції непружного розсіювання γ -квантів на ядрі, які символічно позначаються (γ, γ') . При непружному розсіянні частина енергії γ -кванта передається збудженому ядру. Розсіяний γ -квант змінює напрямок руху і має меншу енергію. Під дією високоенергетичних γ -квантів деякі ядра згідно з реакцією $A(\gamma, \gamma')A^*$ переходять у метастабільний стан. Це збуджений стан стабільних ядер, які називаються ізомерами. Час життя ядра в збудженому стані, як правило, дуже малий – від декількох пікосекунд ($n \cdot 10^{-12}$ с) до наносекунд ($n \cdot 10^{-9}$ с).

Принада утворення метастабільних станів полягає в особливостях їхніх квантово-механічних параметрів – спіну і парності. Більшість ізомерних рівнів мають енергію в інтервалі від 0,1 до 1 MeB. Відомо, що пряме збудження ізомерних рівнів електромагнітним випромінюванням не відбувається. Тому ядро має бути збудженим до більш високого енергетичного рівня, при розрядці якого вже можливий частковий або повний перехід на ізомерний рівень. Розпад ізомеру відбувається шляхом γ -переходу. Існує близько 40 стабільних ядер, які можуть перебувати в метастабільному стані й розпадаються з різними періодами піврозпаду. Перехід ядер зі збудженого стану в основний відбувається з випромінюванням γ -квантів. Перехід ядер у метастабільний стан відбувається при дії γ -квантів порівняно низької енергії, які не викликають фотоядерної реакції.

Так, на ядрах золота відбувається реакція непружного розсіювання γ -випромінювання на ядрі $^{197}\text{Au}(\gamma, \gamma')^{197\text{m}}\text{Au}$. Ізомер $^{197\text{m}}\text{Au}$ розпадається з $T = 7,2$ с і при цьому випромінює γ -квант з енергією $E_\gamma = 279$ кеВ.

Криві перерізу реакції (γ , γ') мають резонансний характер, причому максимум припадає на область енергій біля порогу реакції (γ , n). Величина перерізу реакції (γ , γ') лежить у межах 10^{-31} – 10^{-32} см².

2.5.6. Ядерне резонансне поглинання гамма-квантів і ефект Мессбауера

Ядерний γ -резонанс характеризується різким зростанням імовірності поглинання γ -квантів з енергією, що відповідає енергії збудження ядерних переходів.

Атомні ядра характеризуються дискретними енергетичними станами. Якщо E_r – різниця енергій рівнів A і B , то γ -квант, що випускається при переході ядра зі стану B у стан A , має імпульс $P = E_\gamma/c$. На основі закону збереження імпульсу випромінювальне ядро набуває такого ж імпульсу $P = -P$, що відповідає енергії віддачі ядра: $E_R = E_\gamma^2/(2Mc^2)$, де E_γ – енергія реакції, що дорівнює енергії збудження ядра (при випусканні γ -квантів) або енергії γ -кванта (при його поглинанні); M – маса ядра віддачі; c – швидкість світла.

Спостереження ефекту ядерного γ -резонансу можливо лише за наявності перекриття розподілів енергії рівня ядра та енергії γ -кванта. Розподіл енергії рівня ядра описується дисперсійною формулою

$$N(E) = \frac{N_0}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (2.137)$$

де Γ – енергетична ширина рівня γ -лінії; $\Gamma = \hbar/\tau_z$ ($\hbar$ – постійна Планка; τ_z – середній час життя ядра в збудженому стані B); $N(E)$ – кількість випадків з енергією рівня ядра E .

При поверненні збудженого ядра до попереднього енергетичного стану енергія випущеного кванта $E_\gamma = E_p - E_p^2/(2Mc^2)$, де E_p – енергія резонансу. При поглинанні цього кванта ядром того ж ізотопу енергія E , що витрачається на збудження атома, менша, ніж E_γ ще на величину $E_\gamma^2/(2Mc^2) \cong E_p^2/(2Mc^2)$, або $E \cong E_p - E_p^2/(Mc^2)$. Тому резонансне поглинання кванта може від-

буватися лише у випадку, якщо ширина рівня γ -лінії Γ перевищує $E_p^2/(Mc^2)$. Тобто умова спостереження ядерного γ -резонансу відповідає $\Gamma \geq 2E_R$, що практично не виконується для ядерних переходів. Так, наприклад, при $E = 23,8$ кеВ для збудженого стану ядра ^{119}Sn енергія віддачі $E_R = 2,6 \cdot 10^{-3}$ еВ, а ширина рівня Γ при $\tau_v = 2,7 \cdot 10^{-8}$ с становить усього $1,6 \cdot 10^{-7}$ еВ, тобто енергія віддачі переважає ширину рівня на декілька порядків ($\Gamma/E_R \approx 10^{-5}$). Описана ситуація характерна для вільного ядра.

Утрати енергії на віддачу можуть бути суттєво зменшені, якщо ядра атома зв'язані в кристалічній решітці. У цьому випадку явище γ -резонансу відомо під назвою ефекту Мессбауера. Якщо ж випромінювальне і поглинальне ядра поміщені в кристалічній решітці твердого тіла, а енергії E_R недостатньо для розриву зв'язку ядра з решіткою і для збудження коливальних рівнів (зазвичай це виконується при $E < 50$ кеВ), то втрата на віддачу практично дорівнює нулю. Це пояснюється тим, що тут віддачу сприймає кристалічна решітка загалом і замість M до останнього виразу має входити маса всього зразка, яку можна вважати практично нескінченною, тобто $M \rightarrow \infty$. Утрати енергії на віддачу стають надзвичайно малими ($E_R = E_\gamma^2/(2Mc^2) \rightarrow 0$) і процеси випромінювання та поглинання можуть відбуватися практично без утрат на віддачу.

Переріз резонансного поглинання γ -квантів на ядрах σ_{pn} виначається виразом

$$\sigma_{pn} = \sigma_0 \cdot q \cdot f' \frac{\Gamma^2/4}{(E_r - E_\gamma) + \Gamma^2/4}, \quad (2.138)$$

де $\sigma_0 = \left(\frac{\lambda^2}{2\pi} \right) \left(\frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \right) \left(\frac{1}{k_e + 1} \right)$ – переріз в умовах точного резонансу ($E_\gamma = E_r$); J_A, J_B – спіни ядра в основному і збудженому станах ядра; λ – довжина хвилі кванта; k_e – коефіцієнт внутрішньої конверсії; q – концентрація ядер, для яких виконується умова резонансу в середовищі; $f' = e^{-2W_{\text{дв}}}$ – імовірність резонансного поглинання без утрати енергії на віддачу ($W_{\text{дв}}$ – фактор Дебая–Валера, який залежить від режиму коливальних станів

кристала, температури джерела або поглинача та енергії віддачі вільного ядра). Імовірність резонансного поглинання f' означає інтервал енергій, в якому проявляється ефект Мессбауера. Він відповідає ширині Γ , яка при $\tau_b = 10^{-9} - 10^{-5}$ с відповідає діапазону енергій $10^{-8} - 10^{-4}$ еВ.

Спостереження ефекту Мессбауера здійснюється за рахунок зміни енергії γ -кванта відповідно до співвідношення Доплера

$$E'_\gamma = E_\gamma + \frac{v}{c} E_\gamma \cos \varphi, \quad (2.139)$$

де v – швидкість руху джерела відносно поглинача; φ – кут між напрямком руху джерела і лінією, що з'єднує джерело і поглинач; E'_γ , E_γ – енергія γ -кванта для рухомого і нерухомого джерела.

Відстань між коливальними рівнями решітки збільшується зі зменшенням температури, тому вірогідність ефекту Мессбауера, тобто випускання і поглинання квантів без віддачі, зростає зі зменшенням температури речовини. Сьогодні відомо близько 20 мессбауерівських ядер, але тільки для декількох із них (^{119}Sn , ^{57}Fe , ^{151}Eu , ^{161}Dy) ефект спостерігається при кімнатній температурі. У решті випадків потрібна температура рідкого азоту і нижча.

2.5.7. Повний переріз взаємодії гамма-квантів з речовиною

Зважаючи на те, що кожний із процесів взаємодії γ -квантів з речовиною відбувається з певною ймовірністю і незалежно один від одного, переріз повного поглинання γ -квантів атомами речовини складається із суми перерізів основних процесів взаємодії γ -квантів з речовиною – фотоефекту (σ_ϕ), комптонівського розсіяння ($\sigma_{\text{комп}}$), утворення електрон-позитронних пар ($\sigma_{\text{пар}}$) та фотоядерних реакцій ($\sigma_{\text{фя}}$)

$$\sigma_{\text{повн}} = \sigma_\phi + \sigma_{\text{комп}} + \sigma_{\text{пар}} + \sigma_{\text{фя}}. \quad (2.140)$$

На рис. 2.15 подано переріз повного поглинання і внесок у нього основних механізмів поглинання енергії γ -випромінювання.

Основну частку до повного коефіцієнта взаємодії в розрахунку на атом (μ_a) вносять перерізи: фотоефекту (для γ -квантів низьких енергій – менше 100–150 кеВ); комптонівського розсіяння (для енергій γ -квантів проміжних діапазонів – сотні кеВ); утворення електрон-позитронних пар у кулонівському полі ядра (для високоенергетичних γ -квантів, $E \geq 1,02$ МеВ).

$$\mu_a = \sigma_{\text{ф,а}} + \sigma_{\text{комп,а}} + \sigma_{\text{пар,а}} \quad (2.141)$$

Для практичних розрахунків в ядерній геофізиці використовують також повний лінійний коефіцієнт μ ослаблення γ -випромінювання, що дорівнює сумі лінійних коефіцієнтів $\sigma_{\text{ф,L}}$, $\sigma_{\text{комп,L}}$, $\sigma_{\text{пар,L}}$ зазначених вище процесів,

$$\mu = \sigma_{\text{ф,L}} + \sigma_{\text{комп,L}} + \sigma_{\text{пар,L}} \quad (2.142)$$

і має розмірність м^{-1} .

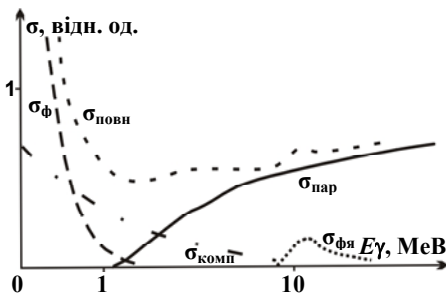


Рис. 2.15. Переріз повного поглинання γ -випромінювання речовиною і внесок у нього основних механізмів передачі енергії

Наближені значення повного лінійного коефіцієнта ослаблення γ -випромінювання (з похибкою не більше 4–5 %,.) для практичних розрахунків можуть бути визначені за такими емпіричними формулами:

- в інтервалі енергії $E_\gamma = 0,03 \div 10$ МеВ –

$$\mu = \rho \left(K_0 + \frac{K_1}{E} + \frac{K_2}{E^2} + \frac{K_3}{E^3} \right) \cdot 10^{-2}, \text{ м}^{-1}; \quad (2.143)$$

- в інтервалі енергії $E_\gamma = 0,3 \div 10$ MeB –

$$\mu = \rho \left(C_0 + \frac{C_1}{E} + \frac{C_2}{E^2} \right) \cdot 10^{-2}, \text{ м}^{-1}, \quad (2.144)$$

де K_i і C_i – коефіцієнти, наведені в табл. 2.9.

Таблиця 2.9

**Коефіцієнти для розрахунку повного
лінійного коефіцієнта ослаблення γ -випромінювання**

Середовище	K_0	K_1	$K_2, 10^{-6}$	$K_3, 10^{-6}$	C_0	C_1	C_2
$^{12}_6\text{C}$	$\frac{0,0706}{0,0706}$	$\frac{0,0125}{0,0128}$	$\frac{-56}{-57}$	$\frac{9,83}{10,5}$	$\frac{0,0150}{0,0150}$	$\frac{0,0582}{0,0582}$	$\frac{-0,0097}{-0,0097}$
$^{23}_{11}\text{Na}$	$\frac{0,0588}{0,0588}$	$\frac{0,0157}{0,0158}$	$\frac{-94}{-88}$	$\frac{30,0}{30,0}$	$\frac{0,0172}{0,0172}$	$\frac{0,0508}{0,0506}$	$\frac{-0,0080}{-0,0079}$
$^{27}_{13}\text{Al}$	$\frac{0,0574}{0,0581}$	$\frac{0,0168}{0,0164}$	$\frac{-107}{-96}$	$\frac{43,9}{43,0}$	$\frac{0,0184}{0,0184}$	$\frac{0,0496}{0,0495}$	$\frac{-0,0076}{-0,0078}$
$^{28}_{14}\text{Si}$	$\frac{0,0589}{0,0607}$	$\frac{0,0177}{0,169}$	$\frac{-118}{-99}$	$\frac{55,0}{52,0}$	$\frac{0,0197}{0,0197}$	$\frac{0,0502}{0,0502}$	$\frac{-0,0076}{-0,0075}$
$^{40}_{20}\text{Ca}$	$\frac{0,0585}{0,0621}$	$\frac{0,0181}{0,0170}$	$\frac{-134}{-103}$	$\frac{129}{125}$	$\frac{0,0231}{0,0232}$	$\frac{0,0449}{0,0447}$	$\frac{-0,0059}{-0,0056}$
$^{56}_{26}\text{Fe}$	$\frac{0,0582}{0,0581}$	$\frac{0,0149}{0,154}$	$\frac{-95}{-70}$	$\frac{230}{229}$	$\frac{0,0248}{0,0248}$	$\frac{0,0368}{0,0362}$	$\frac{-0,0038}{-0,0034}$
$^{64}_{29}\text{Cu}$	$\frac{0,0627}{0,0610}$	$\frac{0,0118}{0,0127}$	$\frac{-45}{-17}$	$\frac{289}{288}$	$\frac{0,0259}{0,0259}$	$\frac{0,0333}{0,0332}$	$\frac{-0,0026}{-0,0022}$
Повітря	$\frac{0,0644}{0,0674}$	$\frac{0,0149}{0,0140}$	$\frac{-77}{-66}$	$\frac{16}{15}$	$\frac{0,0158}{0,0158}$	$\frac{0,0562}{0,0562}$	$\frac{-0,0093}{-0,0092}$
Вода	$\frac{0,0775}{0,0779}$	$\frac{0,0143}{0,0119}$	$\frac{-67}{-65}$	$\frac{14}{14}$	$\frac{0,0170}{0,0017}$	$\frac{0,0633}{0,0633}$	$\frac{-0,0106}{-0,0105}$
Пісок	$\frac{0,0613}{0,0603}$	$\frac{0,0167}{0,0162}$	$\frac{-102}{-84}$	$\frac{26}{33}$	$\frac{0,0178}{0,0177}$	$\frac{0,0531}{0,0531}$	$\frac{-0,0084}{-0,0084}$

Примітка. У чисельнику наведено значення коефіцієнтів без урахування когерентного розсіювання, у знаменнику – з урахуванням когерентного розсіювання.

Характер зміни основних коефіцієнтів ослаблення γ -випромінювання в Al і Pb за різних енергій E_γ показано на рис. 2.16.

Характерною особливістю енергетичної залежності повного коефіцієнта ослаблення γ -квантів є наявність мінімуму, що відмічається в енергетичній області переважання комптонівського розсіювання. Енергія $E_{\min}$ зменшується з ростом атомного номера елемента і становить, наприклад для заліза і свинцю 8 і 3,4 МеВ відповідно. В умовах резонансу коефіцієнти поглинання і розсіювання різко зростають або, навпаки, падають, порушуючи плавний хід енергетичних залежностей.

При практичних розрахунках лінійного коефіцієнта ослаблення γ -квантів для будь-якого елемента з густиною ρ і атомним номером A , порядковим номером Z обчислюють окремо $\sigma_{\text{фот}}$, $\sigma_{\text{комп}}$, $\sigma_{\text{пар}}$ за формулами

$$\sigma_{\text{фот}} = \sigma_{\text{фот},i} \cdot \frac{\rho}{\rho_i} \cdot \frac{A_i}{A} \cdot \left(\frac{Z}{Z_i} \right)^m, \quad (2.145)$$

$$\sigma_{\text{комп}} = \sigma_{\text{комп},i} \cdot \frac{\rho}{\rho_i} \cdot \frac{A_i}{A} \cdot \frac{Z}{Z_i}, \quad (2.146)$$

$$\sigma_{\text{пар}} = \sigma_{\text{пар},i} \cdot \frac{\rho}{\rho_i} \cdot \frac{A_i}{A} \cdot \left(\frac{Z}{Z_i} \right)^2, \quad (2.147)$$

де індекс i належить до елементів Al або Pb, для яких складено таблиці й побудовано криві $\sigma_{\text{ф}}$, $\sigma_{\text{комп}}$, $\sigma_{\text{пар}}$, а також $\mu = \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{комп}} + \sigma_{\text{пар}}$; (m установлюють експериментально).

Повний коефіцієнт ослаблення μ для даного елемента отримався як сума знайдених величин в описаний раніше спосіб.

Поряд із лінійними коефіцієнтами ослаблення часто використовують масові коефіцієнти ослаблення μ_m

$$\mu_m = \frac{\sigma_{\text{фот},L}}{\rho} + \frac{\sigma_{\text{комп},L}}{\rho} + \frac{\sigma_{\text{пар},L}}{\rho}, \quad (2.148)$$

де ρ – густина речовини, кг/м^3 (г/см^3); μ_m – масовий коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання, $\text{м}^2/\text{кг}$ ($\text{см}^2/\text{г}$).

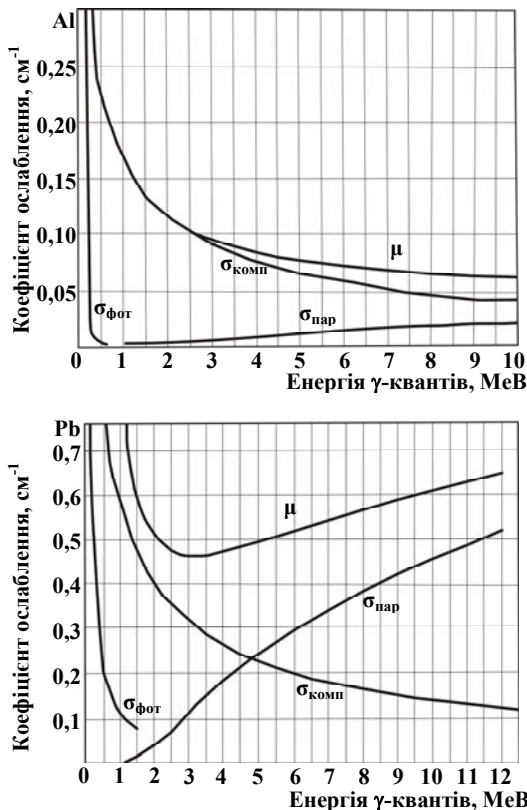


Рис. 2.16. Залежність основних параметрів ослаблення γ -випромінювання в Al і Pb від енергії E_γ

Зрозуміло, що залежність масового коефіцієнта μ_m від енергії фотонів E_γ подібна залежності $\mu(E_\gamma)$, тобто залежності лінійного коефіцієнта ослаблення від енергії.

Якщо речовина є хімічною сполукою різних атомів або їхньою сумішшю, то її масовий коефіцієнт μ_m (см²/г) визначається сумою масових коефіцієнтів $\mu_{m,i}$ окремих складових з урахуванням їхнього вмісту ω_i

$$\mu_m = \sum_{i=1}^n \omega_i \cdot \mu_{m,i} . \quad (2.149)$$

Основна частина енергії γ -кванта передається фотоелекtronom, комптонівським електронам, парам електрон–позитрон. Отримавши імпульс, заряджені частинки витрачають енергію на гальмування, випромінювання, пружні співудари, збудження, іонізацію. Переважна частина іонів на шляху γ -квантів утворюється за рахунок електронів, які виникають при взаємодії γ -кванта з речовиною. У зв'язку з цим можна говорити про середню енергію іоноутворення $E_{\text{іон}}$ під впливом γ -випромінювання, значення якої лежать в інтервалі 28–37 еВ на одну пару іонів. У повітрі для діапазону енергій випромінювання природних радіоактивних елементів середня енергія іоноутворення $E_{\text{іон}}$ становить 34 еВ.

Інтенсивність I моноенергетичного пучка γ -квантів при проходженні тонкого шару однорідного середовища товщиною x зменшується за експоненціальним законом

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (2.150)$$

де μ – лінійний коефіцієнт ослаблення; I_0 – інтенсивність випромінювання при $x = 0$ на вході в середовище.

2.6. Взаємодія нейтронів з речовиною

Нейтрон це елементарна частинка, яка входить до складу ядер хімічних елементів, має масу $m_n = 1838,68 \cdot m_e$ (маса протона $m_p = 1836,15 \cdot m_e$; маса електрона $m_e = 0,91095 \cdot 10^{-30}$ кг) і не має електричного заряду (нейтральна). Маса нейтрона більша за масу протона; енергетичний еквівалент різниці мас $n - p$ становить $n - p = n - ({}^1\text{H} - m_e) = n - {}^1\text{H} + m_e = 0,755 + 0,502 = 1,257$ МеВ (оскільки $n - {}^1\text{H} = 0,755$ МеВ). Це зумовлює радіоактивність вільного нейтрона, який має період піврозпаду 11,77 с за схемою: $n \rightarrow p + e + \nu + 0,755$ МеВ.

Завдяки відсутності електричного заряду нейтрони слабо взаємодіють з електронами атомних оболонок. Вони практично вільно проникають крізь електронні оболонки атомів і взаємодіють в основному з ядрами атомів. Електромагнітна взаємодія

нейтрона з електронами визначається взаємодією між їхніми магнітними моментами і в більшості випадків є надзвичайно малою величиною. Ефект від взаємодії магнітних моментів нейтрона та електрона стає помітним у феромагнетиках, коли магнітні моменти електронів орієнтовані однаково.

Проходячи через речовину, нейтрони викликають різні ядерні процеси, кожний з яких характеризується своїм ефективним перетином (імовірністю), що описує мікроскопічні механізми взаємодії. Нейтрони взаємодіють з речовиною шляхом таких механізмів: пружного розсіювання; непружного розсіювання; ядерних реакцій; поділу ядер (це частковий випадок, характерний для важких ядер – U, Th і трансуранових елементів).

Із сукупності всіх мікроскопічних процесів складаються макропроцеси взаємодії нейтронів з гірськими породами – сповільнення, дифузія та поглинання.

Перетин кожної реакції залежить від енергії нейтронів. Енергетична залежність перетину, що називається функцією збудження реакції, досить складна, але можна виділити інтервали енергій нейтронів, у кожному з яких домінують визначені типи ядерних реакцій. Тому вводиться класифікація нейтронів за енергіями E і зв'язаними з ними величинами – швидкістю v , температурою T та довжиною хвилі λ .

Зв'язок енергії нейтрона E_n і температури T визначається формулою $E_n = k \cdot T$, де k – стала Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К). Швидкість v (м/с) нейтрона з E_n (еВ) визначається формулою $v = 1,38 \cdot 10^4 \cdot E_n^{1/2}$. Довжина хвилі λ визначається постійною Планка

h , масою нейтрона m та його енергією E_n : $\lambda = \frac{h}{(2mE_n)^{1/2}}$. Дані про

енергетичні параметри наведено в табл. 2.10.

В інтервалі від 0,1 еВ до 100 еВ перетини багатьох реакцій мають один або декілька резонансів і нейтрони називаються *резонансними*. Перші п'ять груп нейтронів іноді називають повільними.

Довжина хвилі теплових нейтронів співмірна з розмірами атомів, а швидких – з розмірами ядра. Це викликає дифракційні ефекти при взаємодії нейтронів з речовиною.

Таблиця 2.10

Енергетична класифікація нейтронів

Енергія E_n , еВ	Швидкість, м/с	Температура, К	Довжина хвилі, м	Клас нейтронів
$< 10^{-7}$	$< 4,4$	$< 0,001$	$< 1,24 \cdot 10^{-4}$	Ультразвук
$10^{-7} \div 10^{-4}$	$4,4 \div 138$	$0,001 \div 1,17$	$1,24 \cdot 10^{-4} \div 1,24 \cdot 10^{-7}$	Дуже холодні
$10^{-4} \div 0,025$	$138 \div 2,18 \cdot 10^3$	$1,17 \div 273$	$1,24 \cdot 10^{-7} \div 4,94 \cdot 10^{-10}$	Холодні
$0,025 \div 1$	$2,18 \cdot 10^3 \div 1,38 \cdot 10^4$	$273 \div 1,17 \cdot 10^4$	$4,94 \cdot 10^{-10} \div 1,24 \cdot 10^{-11}$	Теплові
$1 \div 10^3$	$1,38 \cdot 10^4 \div 4,36 \cdot 10^5$	$1,17 \cdot 10^4 \div 1,17 \cdot 10^7$	$1,24 \cdot 10^{-11} \div 1,24 \cdot 10^{-14}$	Надтеплові
$10^3 \div 5 \cdot 10^5$	$4,36 \cdot 10^5 \div 9,8 \cdot 10^6$	$1,17 \cdot 10^7 \div 5,86 \cdot 10^9$	$1,24 \cdot 10^{-14} \div 2,47 \cdot 10^{-17}$	Проміжні
$> 5 \cdot 10^5$	$> 9,8 \cdot 10^6$	$> 5,86 \cdot 10^9$	$> 2,47 \cdot 10^{-17}$	Швидкі

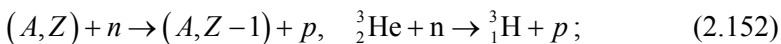
2.6.1. Особливості проходження нейтронів крізь речовину

При попаданні нейтронів у речовину залежно від їхньої енергії можуть відбуватися такі процеси:

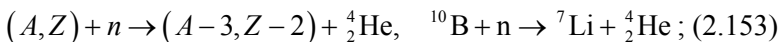
- радіаційне захоплення ($E_n \leq 500$ кеВ):



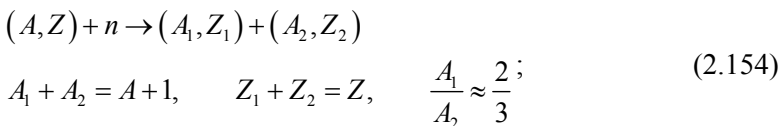
- реакції з утворенням протонів ($500 \text{ кеВ} \leq E \leq 10 \text{ МеВ}$):



- реакції з утворенням α -частинок:



- реакції поділу:



- реакції з утворенням декількох частинок:

$$(A, Z) + n \rightarrow (A_1, Z_1) + (A_2, Z_2) + (A_3, Z_3) + \dots, \quad (2.155)$$

за умови $A_1 + A_2 + A_3 + \dots = A + 1$, $Z_1 + Z_2 + Z_3 + \dots = Z$,

наприклад $^{197}\text{Au} + n \rightarrow ^{196}\text{Au} + 2n$;

- непружне розсіяння нейтронів:

$$(A, Z) + n \rightarrow (A, Z)^* + n; \quad (2.156)$$

- пружне розсіяння нейтронів:

$$(A, Z) + n \rightarrow (A, Z) + n'. \quad (2.157)$$

Загальну схему взаємодії нейтронів з речовиною наведено на рис. 2.17.

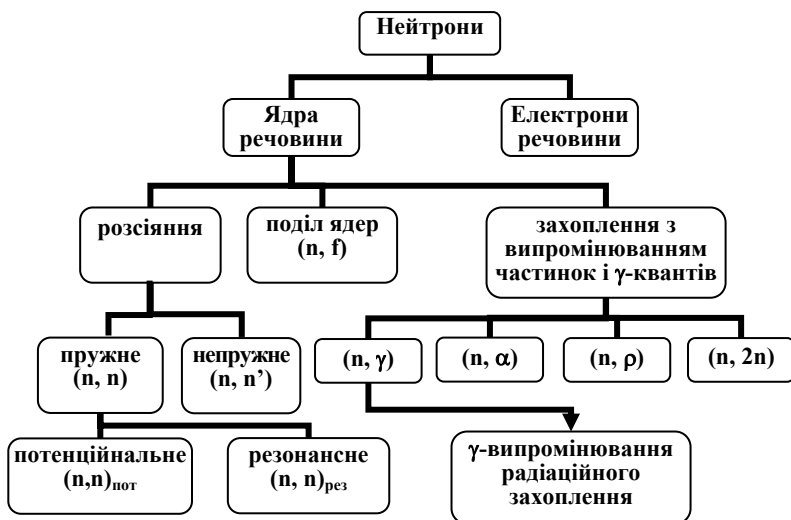


Рис. 2.17. Схема взаємодії нейтронів з речовиною

Ступінь іонізації атомів нейтронами в 10^6 разів менша, ніж зарядженими частинками. Основна витрата енергії нейтрона відбувається при взаємодії з ядрами атомів. Ядерні реакції є цінним інструментом дослідження ядерного (ізотопного) і відповідно хімічного складу гірських порід.

Процес, пов'язаний із захопленням нейтрона ядром, призводить до цілої низки ядерних перетворень. Отже, у результаті зіткнення нейтрон може бути захоплений ядром зі створенням складеного ядра або просто відхилений в полі ядерних сил.

Якщо речовина однорідна, а нейтрони мають однакову енергію і рухаються в одному і тому ж напрямку, то ймовірність участі в ядерній реакції будь-якого типу має бути однаковою для всіх нейтронів і всіх атомів речовини, яку пронизує пучок нейтронів. Це означає, що закон, який кількісно визначає взаємодію між нейтронами та ядрами атомів речовини, має статистичний характер подібно закону радіоактивного розпаду. Кількість нейтронів, для яких відбулася взаємодія з ядрами атомів речовини пропорційна кількості нейтронів у пучку J_0 , кількості атомів речовини в одиниці об'єму n і довжині шляху пробігу пучка нейтронів у речовині dx

$$dJ = -\sigma \cdot J_0 \cdot n dx . \quad (2.158)$$

В інтегральному вигляді цей процес описується виразом

$$J_x = J_0 \cdot e^{-\sigma \cdot n \cdot x} , \quad (2.159)$$

де σ – коефіцієнт пропорційності, який називається *ефективним поперечним перерізом ядра* і являє собою ступінь імовірності даної ядерної реакції. Ефективний поперечний переріз ядра має розмірність м^2 (см^2), а спеціальна одиниця його вимірювання – *барн* становить 10^{-28} м^2 (10^{-24} см^2); n – кількість атомів речовини в одиниці об'єму, розмірність м^{-3} , (см^{-3}); x – товщина речовини, розмірність м (см); J_x – кількість нейтронів, що пройшли шар речовини. Ефективний поперечний переріз ядра можна зобразити сферою навкруги ядра атома з радіусом $r = \sqrt{\sigma/\pi}$, і тільки нейтрон, що пересікає цю сферу, може вступити в реакцію з ядром. Геометрична інтерпретація ефективного поперечного перерізу як сфери деякої площі є досить умовною і насправді треба вважати величину σ величиною ймовірності ядерної реакції, яка залежить від геометричних співвідношень у світі атома і нейтрона.

Кожному ізотопу властиві свої значення σ , різні для різних ядерних реакцій. Таким чином, існують поперечні перерізи розсіяння σ_s , поперечні перерізи поглинання σ_a , поперечні перерізи

поділу σ_f . Усі ці ефективні перерізи змінюються від ізотопу до ізотопу і також залежать від енергії нейтрона.

Повний нейтронний переріз $\sigma_{\text{повн}}$ характеризує сумарну ймовірність усіх процесів взаємодії нейтронів з даною речовиною

$$\sigma_{\text{повн}} = \frac{\ln \frac{j_0}{j}}{n \cdot x} = -\frac{\ln k}{n \cdot x}. \quad (2.160)$$

Величина $k = \frac{j}{j_0} = e^{-n \cdot x \cdot \sigma_{\text{повн}}}$ називається проникністю речовини для потоку нейтронів деякої енергії.

Добуток $\Sigma = n \cdot \sigma_{\text{повн}}$ називається повним усередненим макроскопічним перерізом взаємодії нейтронів з гірською породою. Обернена йому величина $l = \frac{1}{n \cdot \sigma_{\text{повн}}} \quad (l = \Sigma^{-1})$ являє собою товщину ша-

ру речовини, що ослабляє нейтронний потік в e разів: її називають довжиною вільного пробігу нейтронів у гірській породі.

Гірські породи є досить різноманітними за складом речовинами, і розрахувати аналітичними методами всі можливі їхні взаємодії з нейтронами надзвичайно важко. Тому повний нейтронний переріз $\sigma_{\text{повн}}$ визначають експериментальним шляхом – при дослідженні ослаблення потоку нейтронів зразком даної породи.

Експериментальні дослідження величини ефективного поперечного перерізу поглинання нейтронів σ_a , проведені для досить значного переліку кола ізотопів, показали, що для більшості ядер крива залежності σ_a від енергії нейтронів складається із трьох частин. В області малих енергій нейтрона σ_a обернено пропорційний швидкості нейтрона v – це так звана область $1/v$.

При збільшенні енергії настає резонансна область зміни σ_a , яка характеризується наявністю резонансних піків – для деяких значень енергії нейтрона ефективний поперечний переріз деяких ядер різко збільшується, а потім знову спадає. Деякі ізотопи мають тільки один резонансний пік, інші – два і більше. У резонансній області для вузьких меж зміни величини енергії нейтрона ефективний поперечний переріз поглинання зростає дуже різко, іноді в сотні й тисячі разів.

Приклад такої залежності $\sigma_a = f(E_n)$ подано на рис. 2.18.

За резонансною областю (область швидких нейтронів) ефективний поперечний переріз поглинання нейтронів, як правило, зменшується зі збільшенням енергії нейтрона. Однак слід відзначити, що багато ядер мають резонансні піки і в області швидких нейтронів. Крім того, більшість легких ядер і деякі важкі не мають резонансного поглинання. Поперечні перерізи поглинання для цих ядер (за небагатьма винятками) за порядком величини приблизно такі ж, як перерізи розсіяння, а для дуже обмеженого кола елементів, що застосовуються як уповільнювачі, та теплоносії ядерних реакторів, переріз поглинання для теплових нейтронів становить десятки, соті та навіть тисячні частки барна ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-24} \text{ см}^2$).

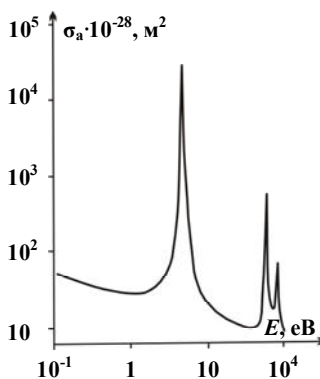


Рис. 2.18. Графік зміни ефективного поперечного перерізу поглинання нейтронів ядрами золота в резонансній області

2.6.2. Радіаційне захоплення нейтронів

Завдяки сильній (ядерній) взаємодії з ядром загалом або з окремими його нуклонами може відбуватися радіаційне захоплення нейтрона (непружне зіткнення з ядром), у результаті якого частина кінетичної енергії витрачається на розрив ядерних зв'яз-

ків і відбувається збудження ядра з наступним випромінюванням γ -квантів, заряджених частинок або нейтронів. Радіаційне захоплення можливе для будь-яких стабільних ядер, які зазнають нейтронного опромінювання, за винятком ядра ${}^4\text{He}$. Процеси радіаційного захоплення притаманні нейтронам будь-яких енергій.

Залежно від механізму взаємодії ядерні реакції поділяються на прямі (одностадійні) й такі, що відбуваються з утворенням складеного ядра (двостадійні).

Прямі реакції інтенсивно відбуваються при дії нейтронів з енергією більше 10 MeV. Це "швидкі" реакції, час їхньої дії рівний наближено часу прольоту нейтрона через ядро, що становить $\sim 10^{-21} \div 10^{-22}$ с. Кутовий розподіл утворених ядерних частинок – продуктів прямої реакції, має значну асиметрію. Ці частинки рухаються, як правило, у тому ж напрямку, що й первинний нейтрон. Первинний нейтрон передає частинці, що вилітає, більшу частину свого імпульсу.

В області енергій $E_n \leq 10$ MeV переважає механізм непружної взаємодії, що супроводжується захопленням нейтрона зі створенням складового (або компаунд-ядра) ядра з енергією збудження

$$E^* = \frac{M_{\text{я}}}{M_{\text{я}} + m_n} E_n + \varepsilon_n, \quad (2.161)$$

де $M_{\text{я}}$ – маса ядра; m_n – маса нейтрона; ε_n – енергія зв'язку нейтрона в складовому ядрі; E_n – кінетична енергія нейтрона до зіткнення. У більшості ядер енергія зв'язку нейтрона становить $7 \div 8$ MeV, тому створене в результаті радіаційного захоплення нейтрона ядро має значну енергію збудження.

Внесена нейтроном енергія розподіляється практично порівно між нуклонами складового ядра за час $\sim 10^{-15}$ с. Рівномірність розподілу внесеної нейтроном енергії зумовлює ізотропний кутовий розподіл утворених ядерних частинок. Збуджене ядро знижує свою енергію шляхом випромінювання γ -квантів, заряджених частинок, нейтронів або поділу на два уламки. Такий перехід ядра завершується через деякий час ($\sim 10^{-9}$ с) після захоплення нейтрона. Час захоплення нейтрона $\sim 10^{-22}$ с.

2.6.2.1. Радіаційне захоплення нейтронів з випромінюванням гамма-квантів

Для повільних нейтронів ефективний переріз захоплення більший, ніж для швидких нейтронів, і найбільш характерною є реакція (n, γ) з випромінюванням γ -квантів.

На рис. 2.19 наведено схему формування енергетичного спектра γ -квантів, що випромінюються при радіаційному захопленні теплових нейтронів.

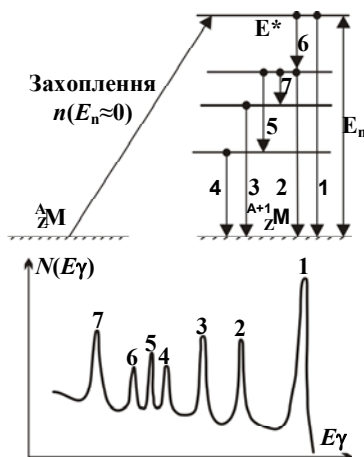


Рис. 2.19. Схема формування енергетичного спектра γ -квантів радіаційного захоплення теплових нейтронів (цифрами позначено переходи при знятті збудження ядра $^{A+1}_{Z}M$ і відповідні їм рівні γ -ліній в енергетичному спектрі)

Зняття збудження відбувається або прямим переходом на основний рівень ядра, або каскадним переходом між проміжними рівнями збудження. При прямому переході випромінюються γ -кванти з великою енергією, а при каскадному – з меншими енергіями, що відповідають переходам між проміжними рівнями збудження (рис. 2.19). Спектр гамма-випромінювання після захоплення теплового нейтрона досить складний (рис. 2.19). Він відбиває структуру енергетичних рівнів ядра, що утворилося в

результаті приєднання нейтрона. Оскільки кожне ядро характеризується власною (тільки йому притаманною) структурою рівнів збудження, то за γ -випромінюванням радіаційного захоплення можна ідентифікувати елементи, ядра яких беруть участь у поглинанні нейтронів.

Переріз захоплення повільних нейтронів у резонансній області описується формулою Брейта–Вігнера

$$\sigma_p(n, \gamma) = g \cdot \pi \cdot \tilde{\lambda}_n^2 \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma_\gamma}{(E_n - E_{\text{рез}})^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (2.162)$$

де $E_{\text{рез}}$ – енергія рівня; E_n – енергія нейрона; Γ_n – енергетична ширина рівня збудження (нейтронна); Γ_γ – енергетична ширина рівня збудження (радіаційна); Γ – повна ширина рівня збудження складового ядра; $\tilde{\lambda}_n$ – довжина хвилі нейтрона ($\tilde{\lambda} = \lambda/2\pi$). Спіновий множник g є ймовірністю утворення $2J + 1$ станів складового ядра зі спіном s при взаємодії повільних нейтронів з $l = 0$ і спіном $s_n = 1/2$ та ядра мішені зі спіном I : $g = \frac{2J + 1}{(2s_n + 1)(2I + 1)}$.

Періоди піврозпаду T радіонуклідів, що утворюються в результаті реакції (n, γ) , становлять від часток секунди до декількох років. Наприклад, T нукліда ^{28}Al , утвореного в результаті реакції $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$, становить 2,3 хв, а ^{60}Co , утвореного в результаті реакції $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$ – 5,25 року.

Суттєва особливість реакції (n, γ) полягає в тому, що порівняно з породотвірними елементами багато рідкісних (включаючи благородні) металів захоплюють нейтрони набагато інтенсивніше. Тому значення реакції радіаційного захоплення в ядерній геофізиці досить важливе.

Багато методик елементного аналізу порід і руд основані на вимірюванні γ -випромінювання ядер після реакції (n, γ) . Дані про переріз радіаційного захоплення теплових нейтронів основних породотвірних і рідкісних елементів наведено в табл. 2.11.

Таблиця 2.11

**Переріз радіаційного захоплення теплових нейтронів ($\sigma_{n,\gamma}$)
для породотвірних і деяких рідкісних елементів**

№	Елементи	$\sigma_{n,\gamma}$ барн	№	Елементи	$\sigma_{n,\gamma}$ барн
Породотвірні елементи					
1	Водень	0,332	17	Неодим	50,5
2	Кисень	0,0003	18	Самарій	5800
3	Натрій	0,53	19	Європій	4600
4	Магній	0,063	20	Гадоліній	49000
5	Алюміній	0,23	21	Тербій	25,5
6	Кремній	0,16	22	Диспрозій	930
7	Калій	2,1	23	Ербій	162
8	Кальцій	0,43	24	Лютецій	77
9	Залізо	2,55	25	Гафній	102
Рідкісні елементи			26	Тантал	21
10	Літій	70,7	27	Вольфрам	18,5
11	Скандій	26,5	28	Реній	88
12	Кобальт	37,2	29	Іридій	426
13	Срібло	63,6	30	Золото	98,8
14	Кадмій	2450	31	Ртуть	375
15	Індій	193,5	32	Торій	7,4
16	Цезій	29	33	Уран	7,6

2.6.2.2. Радіаційне захоплення нейтронів з випромінюванням нейтронів і заряджених частинок

Процес захоплення нейтронів притаманний також і швидким нейтронам. При цьому відбуваються реакції типу (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$, які, як правило, є пороговими. Тобто під дією нейтронів з енергією E_n 0,5–10 МеВ, захоплення нейтрона ядром часто супроводжується випромінюванням протонів, α -частинок і нейтронів. Чим більша енергія нейтронів, що бомбардують речовину, тим більша різноманітність можливих ядерних реакцій.

Порогова енергія реакції $(n, 2n)$ для більшості речовин становить від 7 до 20 МеВ. Прикладом таких ядерних реакцій є $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$, $^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$ з порогоми відповідно ~ 20 МеВ та ~ 12 МеВ. У важких ядер поріг реакції менший, наприклад для $^{197}\text{Cu}(n, 2n)^{196}\text{Cu}$ він становить 8,1 МеВ. Високий поріг реакцій типу $(n, 2n)$ і подібних до них пояснюється тим, що для вивільнення з ядра двох нуклонів необхідно затратити енергію, яка має бути більшою подвоєної енергії зв'язку нуклона в ядрі.

Цікавим винятком є реакція $(n, 2n)$ на ядрі берилію: $^9\text{Be}(n, 2n)^8\text{Be}$, поріг якої близько 2 МеВ. Реакція $(n, 2n)$ на важких ядрах є домінуючим непружним процесом взаємодії швидких нейтронів з цими елементами. Так, наприклад, відношення перерізів реакції $(n, 2n)$ до всіх непружних процесів взаємодії швидких нейтронів з ядрами кадмію, танталу, золота, свинцю та вісмуту становить відповідно

$$\frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,x}} \text{Cd} = 1,01 \pm 0,08; \quad \frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,x}} \text{Ta} = 1,11; \\ \frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,x}} \text{Au} = 1,07 \pm 0,08; \quad \frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,x}} \text{Pb} = 1,07 \pm 0,08; \quad \frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,x}} \text{Bi} = 1,02 \pm 0,08,$$

де $\sigma_{n,x}$ – сумарний переріз усіх непружних процесів взаємодії швидких нейтронів, крім реакції $(n, 2n)$.

Хід перерізу реакції $(n, 2n)$ в області важких ядер у цілому задовільно описується статистичною теорією ядра, хоч в окремих випадках спостерігаються суттєві відмінності між теорією і експериментом.

Переріз реакції $(n, 2n)$ для легких ядер значно менший, ніж для важких, що пояснюється конкуренцією між реакціями $(n, 2n)$ і (n, p) , (n, α) для легких ядер. Реакція $(n, 2n)$ конкурує також з непружним розсіянням нейтрона.

При енергії падаючого нейтрона, меншій 8–10 МеВ, другий нейтрон може не випромінюватись з ядра. При цьому дуже висока ймовірність прямого γ -випромінювання (реакція (n, n')) або створення ізомера в результаті реакції (n, n') . Прикладом першої взаємодії (n, n') є ядра ^{12}C , ^{56}Fe , другої (n, n') – ізомери $^{89\text{m}}\text{Y}$, $^{197\text{m}}\text{Au}$, $^{107\text{m}}\text{Ag}$ та ін.

Ядра – продукти реакції $(n, 2n)$, як правило, радіоактивні, що використовується в одному з різновидів нейтронно-активаційного методу вивчення елементного складу гірських порід і руд, ґрунтованому на взаємодії швидких нейтронів з речовиною.

Як уже зазначалося, випромінювання ядром заряджених частинок відбувається при взаємодії швидких нейтронів з речовиною. Таке випромінювання утруднюється кулонівським потенціальним бар'єром, тому реакції типу (n, p) , (n, α) мають значні перерізи на легких ядрах, у яких кулонівський бар'єр незначний. Крім того, при досить великій енергії нейтронів, зарядженій частинці може передаватись енергія, достатня для подолання навіть високого кулонівського потенціального бар'єра важких ядер. "Висота" кулонівського потенціального бар'єра визначається виразом: $U_k = z \cdot Z \cdot e^2 / R$, де z – "кількість зарядів" частинки; Z – атомний номер ядра; e – заряд електрона; R – радіус ядра.

Чим важче ядро, тим вищий кулонівський бар'єр і тим менш ймовірні реакції типу (n, p) , (n, α) . Більшість реакцій з випусканням заряджених частинок – ендотермічні (відбуваються з поглинанням енергії). Але є винятки. Наприклад, (n, p) -реакції $^{47}\text{Ti}(n, p)^{47}\text{Sc}$ ($Q = 0,2$ МеВ); $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ ($Q = 0,4$ МеВ) відбуваються з виходом енергії, тобто є екзотермічними. До екзотермічних належить також реакція $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, яка має енергію $E \sim 0,6$ МеВ, відбувається у верхніх шарах атмосфери і використовується для визначення абсолютного віку гірських порід і геологічних об'єктів.

Особливе місце посідають реакції типу (n, p) , (n, α) на деяких легких ядрах. У таких ядрах кулонівський бар'єр настільки малий, що реакція з великою ймовірністю відбувається і при дії теплових нейтронів. Прикладом таких реакцій є: $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ (енергія реакції $E = 0,77$ МеВ); $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ (енергія реакції $E = 4,78$ МеВ), $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ ($E = 2,78$ МеВ). Ці реакції використовуються для реєстрації теплових нейтронів. Поперечні перерізи цих реакцій досить високі (900 і 4000 барн відповідно).

Важливу роль в ядерній геофізиці відіграє реакція $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$, порогова енергія – $E_{\text{пор,н}} = 1,6$ МеВ). Вона використовується для визначення вмісту фтору в гірських породах.

2.6.2.3. Радіаційне захоплення нейтронів з наступним поділом важких ядер

Суттєве значення в ядерній енергетиці, а також в ядерній фізиці має реакція (n, f) поділу важких ядер під дією нейтронів. При цьому процесі важкі ядра, захоплюючи нейтрони, діляться на два уламки.

Ядра ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu діляться під дією теплових нейтронів, ядра ^{238}U – при дії швидких нейтронів. Ефективне значення енергії нейтрона, за якої відбувається поділ ядер, називають *енергетичним порогом поділу* (*порогом поділу*). У ізотопів урану та трансуранових елементів поділ є одним з головних процесів, що супроводжує захоплення нейтрона. Здатність до поділу у природних ізотопів урану (^{235}U , ^{238}U) суттєво різна (рис. 2.20). Переріз поділу σ_{nf} для ^{235}U швидко збільшується зі зменшення енергії нейтрона. Ізотоп ^{238}U ділиться лише швидкими нейтронами, переріз реакції поділу має енергетичний поріг при енергії нейтронів $\approx 1,0$ MeV.

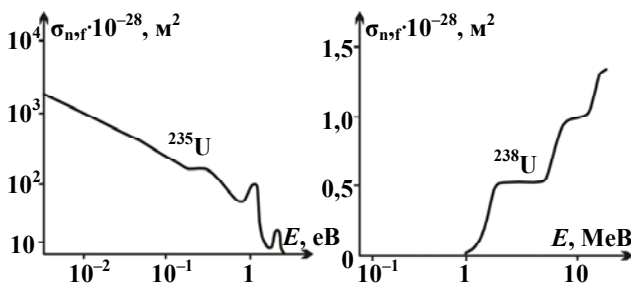


Рис. 2.20. Енергетична залежність перерізу реакції поділу природних ізотопів урану

Переріз поділу ^{235}U , ^{238}U на швидких нейтронах не перевищує $1,5 \cdot 10^{-28} \text{m}^2$, тоді як переріз поділу ^{235}U тепловими нейтронами в тисячу разів більший. Тобто основний внесок у реакцію поділу робить ^{235}U .

Уламки важких ядер перебувають у збуджених станах. Енергія збудження уламків зменшується в результаті випромінювання ними нейтронів (миттєві або вторинні нейтрони поділу).

Середня кількість вторинних нейтронів, що випромінюються при реакції поділу ядер тепловими нейтронами, становить $\nu = 2,4$ і змінюється зі збільшенням енергії нейтронів, що викликають це явище.

Так, для ^{235}U кількість миттєвих (вторинних) нейтронів поділу ν збільшується від 2,4 до 4,5 при збільшенні енергії первинних нейтронів від теплових до 14 MeV.

В окремих випадках ($\approx 2\%$ відносно загальної кількості поділів ^{235}U) збуджені ядра при β -розпадах також випромінюють нейтрони (запізнілі нейтрони). Емісія нейтронів зі збуджених ядер – процес швидкий ($\sim 10^{-16}$ с), але він запізнюється відносно моменту поділу важкого ядра на час, який може становити від частини секунди до десятків секунд. Таких нейтронів декілька груп. Кожна з них запізнюється відносно моменту поділу важкого ядра на певний час. Загальний вихід усіх груп запізнілих нейтронів поділу ^{235}U тепловими нейтронами в 1580 разів менший від кількості миттєвих нейтронів.

Коли енергія збудження уламків ядер стає меншою енергії, необхідної для відділення нейтрона від ядра, емісія нейтронів припиняється і розпочинається випромінювання γ -квантів. У середньому на один акт поділу випромінюється $8 \div 10$ γ -квантів.

Як миттєві, так і запізнілі нейтрони використовуються в ядерній геофізиці для прямого визначення концентрації урану в породах і рудах в умовах природного залягання.

2.6.3. Розсіяння нейтронів

2.6.3.1. Пружне розсіяння нейтронів

Процес відхилення нейтрона в полі ядерних сил називається пружним розсіянням. У цьому процесі сумарна кінетична енергія нейтрона і ядра в результаті взаємодії не змінюється і ядро залишається в основному (незбудженому) стані. Пружне розсіяння відіграє важливу роль при сповільненні нейтронів.

Пружне розсіяння є універсальним процесом, який відбувається на всіх ядрах і за будь-якої енергії нейтронів. При цьому ядру (без його збудження) передається частина кінетичної енергії нейтрона, величина якої тим більша, чим меншою є маса ядра. Ядро при цьому отримує енергію внаслідок віддачі. Зміна енергії нейтрона при розсіянні однозначно зв'язана з кутом розсіяння. Цей зв'язок впливає із законів збереження енергії та імпульсу. Для процесу пружного розсіяння можна записати

$$E = E' + E_M, \quad P_M^2 = P^2 + P'^2 - 2PP' \cos \theta, \quad (2.163)$$

де E і P – енергія та імпульс нейтрона до зіткнення, E' і P' – енергія та імпульс нейтрона після зіткнення, E_M і P_M – енергія та імпульс ядра після зіткнення, θ – кут розсіяння нейтрона. Використовуючи співвідношення $E = \frac{p^2}{2m}$, можна отримати вираз для енергії ядра віддачі E_M і нейтрона після взаємодії E'

$$E_M = \alpha E \cos^2 \varphi, \quad \text{де } \alpha = \frac{4mM}{(M+m)^2}, \quad m - \text{маса нейтрона, } M - \text{маса ядра, } \varphi - \text{кут віддачі.}$$

Енергія нейтрона після розсіяння визначається виразом

$$E' = Em^2 \left[\frac{\cos \theta + \sqrt{\left(\frac{M}{m}\right)^2 - \sin^2 \theta}}{(M+m)} \right]^2, \quad (2.164)$$

де θ – кут розсіяння нейтрона.

Зв'язок між кутом розсіяння нейтрона θ і кутом віддачі ядра φ описується формулою

$$\cos^2 \varphi = \frac{(M+m)^2}{4Mm} - \frac{m}{4M} \left(\cos \theta + \sqrt{\left(\frac{M}{m}\right)^2 - \sin^2 \theta} \right)^2. \quad (2.165)$$

Зміна енергії нейтрона тим більша, чим ближча його маса до маси розсіювального ядра і чим більший кут розсіювання θ . При розсіянні на ядрі водню ($M = m$) на кут, близький до 90° , нейтрон утрачає майже всю свою енергію. Енергія нейтрона E_n після n співударів у водневому середовищі становить $\bar{E}_n = E_0/2^n$, де E_0 – початкова енергія нейтрона.

При розсіянні нейтрона на важких ядрах зміна його енергії незначна і можна наближено вважати, що пружне розсіювання відбувається без утрати енергії. Середня кількість співударів нейтронів у важкому сповільнювачі визначається співвідношенням

$$\bar{n} = \left(\frac{A}{2} + \frac{1}{3} + \frac{A}{18} \right) \ln \frac{E_0}{E_n}, \quad (2.166)$$

де E_0 – початкова енергія нейтрона, E_n – енергія нейтрона після n співударів, A – атомна маса сповільнювача.

Розподіл енергії між нейтроном і ядром, що зіштовхуються, залежить тільки від співвідношення мас і кутів вильоту і не залежить від характеру діючих між ними сил. Характер діючих сил виявлятиметься на ймовірності зіткнень.

Процес пружного розсіювання нейтронів характеризується середньою логарифмічною втратою енергії, що визначається виразом

$$\xi = 1 + \left[\frac{(M - m)^2}{2mM} \times \ln \left[\frac{M - m}{M + m} \right] \right], \quad (2.166a)$$

де M – маса ядра сповільнювача, m – маса нейтрона.

Ця формула показує, що величина ξ не залежить від енергії нейтрона. Тобто в будь-якому інтервалі енергій нейтрон, що сповільнюється, у середньому завжди втрачає одну й ту саму частину своєї енергії, а величина її залежить тільки від маси M розсіювальних ядер.

Для ядер атомів водню величина ξ максимальна і дорівнює 1. Для всіх інших ядер $\xi < 1$, наприклад для кисню $\xi = 0,12$, а для урану $\xi = 0,0084$. Особлива здатність водню розсіювати нейтрони визначається енергетичною залежністю перетину пружного розсіювання на його ядрах.

Швидка втрата енергії нейтронів у речовині з підвищеною концентрацією водню широко використовується в ядерно-геофізичних методах дослідження порід і руд.

2.6.3.2. Непружне розсіяння нейтронів

Непружне розсіяння (реакція (n, n')) – процес взаємодії нейтрона з ядром, що супроводжується збудженням останнього. Воно зв'язано з передачею частини кінетичної енергії нейтрона ядру як енергії збудження. При цьому відбуваються значні втрати енергії нейтрона. Непружне розсіяння (n, n') – порогова реакція. Енергія порога $E_{\text{пор}}$, яка незначно перевищує енергію першого рівня збудження ядра, становить для легких елементів декілька МеВ, для важких – декілька сотень кеВ, тому непружне розсіяння характерне для швидких нейтронів (напр., $E_{1 \text{ ксню}} = 6,13 \text{ МеВ}$, $E_{1 \text{ гафнію}} = 0,1 \text{ МеВ}$). Непружне розсіяння відбувається переважно на важких ядрах.

Якщо енергія падаючого нейтрона більша від енергії збудженого стану ядра-мішені, то ядро залишається у збудженому стані, а розсіяний нейтрон вилітає з енергією, яка дорівнює його початковій енергії мінус енергія збудження ядра. Для енергій нейтронів у декілька мегаелектрон-вольтів процес непружного розсіяння має перевагу над іншими процесами (напр., радіаційним захопленням нейтрона). При енергіях нейтронів більших 10 МеВ відбувається конкуренція між реакціями (n, n') і $(n, 2n)$.

Переріз реакції $^{197}\text{Au}(n, n')^{197\text{m}}\text{Au}$, наприклад, становить 1,2 барна при енергії нейтрона $E_n \approx 3 \text{ МеВ}$. На ядрах середньої маси навіть при енергії нейтронів $E_n \approx 14 \text{ МеВ}$ перерізи розсіяння нейтронів мають досить високі значення. Наприклад, переріз реакції (n, n') на ітрії $^{89}\text{Y} - \approx 800 \text{ мб}$.

Таким чином, енергетична область непружного розсіяння нейтронів займає діапазон між енергією першого збудженого стану ядра-мішені й приблизно $E_n = 5 \text{ МеВ}$. Як правило, енергія першого збудженого рівня ядра зменшується зі збільшенням атомної маси за винятком магічних ядер (ядра, в яких кількість протонів або нейтронів 2, 20, 50, 82, 126). Чим більша енергія первинного

нейтрона, тим у більш збудженому стані після непружного розсіювання буде ядро, оскільки зростає кількість можливих проміжних станів ядра. Унаслідок цього спостерігається збільшення перерізу непружного розсіювання з ростом енергії нейтронів.

Збільшення атомного номера ядра, а отже, геометричного перерізу, підвищує ймовірність взаємодії нейтрона з ядром при фіксованій енергії.

Кутовий розподіл непружно розсіяних нейтронів залежить від механізму реакції. Якщо реакція (n, n') проходить зі створенням компаунд-ядра, то кутовий розподіл нейтронів, що вилітають з ядра, сферично-симетричний. Якщо ж непружне розсіювання нейтрона проходить шляхом прямого процесу, то нейтрони летять переважно в напрямку руху первинних нейтронів. Чим більша енергія первинних нейтронів, тим ймовірність прямого процесу більша.

Збудження ядра знімається шляхом випромінювання γ -квантів з енергією, характерною для кожного ядра. Ядра основних породотвірних елементів (Si, O, Ca, Al, C та ін.) мають досить високі перші рівні збудження. Крім того, ці рівні суттєво диференційовані за енергією (рис. 2.21). Ці фізичні особливості використовуються для визначення співвідношень вмісту основних породотвірних елементів у гірських породах.

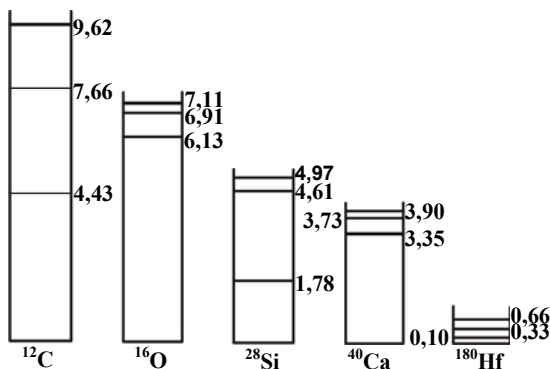


Рис. 2.21. Схеми енергетичних рівнів (1–3) збудження ядер C, O, Si, Ca, Hf

При фіксованій енергії нейтронів переріз непружного розсіювання зростає зі збільшенням атомної маси ядра (рис. 2.22). Це зумовлено збільшенням розмірів ядра, що підвищує ймовірність взаємодії.

Емпірична залежність між перерізом непружного розсіяння і розмірами ядра при енергії нейтронів 14 МеВ визначається виразом

$$\sigma_{n,n'} = \pi \left(0,12 A^{1/3} + 0,21 \right)^2. \quad (2.167)$$

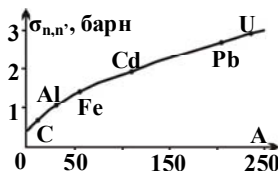


Рис. 2.22. Емпірична залежність перерізу непружного розсіяння нейтронів з енергією 14 МеВ від атомної маси елементів розсіювачів

Аналіз формули 2.167 та рис. 2.22 показує, що переріз непружного розсіяння нейтронів з енергією 14 МеВ на середніх і важких ядрах становить 2–3 барна, що близько до перерізу пружного розсіяння нейтронів, тобто за такої енергії нейтронів ці два види розсіяння практично рівноймовірнісні для ядер більшості хімічних елементів.

Основні закономірності взаємодії нейтронів з речовиною:

- взаємодіють з атомними ядрами при пружному і непружному розсіянні й у результаті ядерних реакцій;
- переріз розсіяння повільних нейтронів: $\sigma_{\text{повн}} \sim R_{\text{я}}^2$;
- переріз розсіяння швидких нейтронів: $\sigma_{\text{шв}} \sim (R_{\text{я}} + \lambda)^2$;
- переріз розсіяння швидких нейтронів: $\sigma_{\text{шв}} \sim \frac{1}{v}$.

2.6.4. Макроскопічні характеристики взаємодії нейтронів з речовиною

Макроскопічні характеристики застосовуються для опису всієї сукупності нейтронів (нейтронне поле), що розповсюджу-

ються в геологічному середовищі. Джерело нейтронів, що поміщають у гірську породу, генерує швидкі нейтрони.

Пружні й непружні (зі збудженням ядер) процеси при зіткненні нейтронів з ядрами елементів речовини призводять до сповільнення нейтронів на першому етапі взаємодії, і до їхньої дифузії в подальшому. При пружному розсіянні нейтрони втрачають частину своєї кінетичної енергії на віддачу ядра. При збудженні ядер нейтронами, якщо вони не поглинаються, передана ядру деяка енергія нейтрона частково витрачається також на віддачу ядра, а частково на його збудження.

Сповільнення нейтронів за рахунок пружного і непружного розсіяння відбувається до того часу, поки середня енергія руху нейтрона не зрівняється з енергією теплового руху ядер речовини, яка має порядок kT , де T – температура речовини, а k – стала Больцмана. Нейтрони із середньою енергією $E_n = kT$ перебувають у тепловій рівновазі із середовищем. При цьому нейтрони можуть не тільки передавати частину своєї кінетичної енергії ядрам, але й самі одержувати енергію від ядер при їхньому тепловому русі. При енергії нейтронів $E_n = kT$, де T – температура середовища, сповільнення нейтронів припиняється і нейтрони перебувають у процесі дифузії в речовині. Зауважимо, що час сповільнення нейтронів у речовині досить малий. Наприклад, у свинці нейтрон сповільнюється від енергії 1 МеВ до енергії 1 еВ у середньому всього за $4 \cdot 10^{-4}$ с. У середовищі з більш легкими ядрами час сповільнювання нейтронів буде ще меншим. Для більшості складових елементів гірських порід під час сповільнення роль поглинання незначна, тобто виконується нерівність $\Sigma_s(E_n) \gg \Sigma_a(E_n)$, де $\Sigma_s(E_n)$ і $\Sigma_a(E_n)$ – макроскопічні перерізи розсіяння і поглинання нейтронів з енергією E_n .

Просторовий та енергетичний розподіл сповільнюваних нейтронів у момент часу t на відстані r від точкового джерела характеризуються їхньою просторовою густиною $n(r, E_n, t)$ і щільністю потоку $\Phi(r, E_n, t)$. Ці величини зв'язані співвідношенням: $\Phi(r, E_n, t) = v n(r, E_n, t)$, де v – швидкість нейтронів з енергією E_n .

Кількість зіткнень нейтронів з ядрами в 1 см^3 за 1 с визначається виразом

$$f_s(r, E_n, t) = \Phi(r, E_n, t) \Sigma_s(E_n) = v \cdot n(r, E_n, t) \cdot \Sigma_s(E_n). \quad (2.168)$$

Розподіл нейтронів у середовищі, тобто густина нейтронів на різних відстанях від джерела, крім початкової енергії нейтронів та інтенсивності джерела, визначається також нейтронними властивостями середовища, головним чином масою ядер і поєднанням різних процесів за різних значень енергії. Для вирішення практичних задач ядерної геофізики і застосовуються узагальнені характеристики, які називаються комплексними нейтронними параметрами середовища. При цьому найважливішими є такі параметри.

1. Сповільнювальна здатність середовища, що дорівнює добутку макроскопічного перерізу розсіяння Σ_s на параметр уповільнення ξ . Чим більша сповільнювальна здатність $\chi = \Sigma_s \cdot \xi$, тим швидше відбувається сповільнення нейтронів.

2. Довжина сповільнення нейтронів

$$L_c = \sqrt{\frac{\overline{r^2}}{6}}, \quad (2.169)$$

де $\overline{r^2}$ – середнє значення квадрата відстані між джерелом швидких нейтронів і точкою сповільнення до теплової енергії. Величину $\theta = L_c^2$ називають віком нейтронів.

3. Коефіцієнт дифузії теплових нейтронів вводять аналогічно коефіцієнту дифузії молекул у газі

$$D = \frac{\lambda_s \cdot v}{3} = \frac{v}{3\Sigma_s}, \quad (2.170)$$

де Σ_s – перетин розсіяння теплових нейтронів; v – швидкість руху теплових нейтронів.

4. Середній час життя теплових нейтронів у середовищі

$$\tau = \frac{\lambda_a}{v} = \frac{1}{v \cdot \Sigma_a}, \quad (2.171)$$

де Σ_a – перетин поглинання теплових нейтронів; $\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a}$ – шлях ней-

трона (ламаною лінією) від точки сповільнення до точки поглинання.

5. Довжина дифузії L_o (аналогічно довжині сповільнення) характеризує середню квадратичну відстань, яку проходить нейтроном від точки сповільнення до точки поглинання

$$L_o = \sqrt{D \cdot \tau} = \frac{1}{\sqrt{3\Sigma_s \cdot \Sigma_a}}. \quad (2.172)$$

6. Довжина міграції L_m характеризує середню квадратичну відстань від джерела до точки поглинання теплових нейтронів

$$L_m = \sqrt{L_c^2 + L_o^2}. \quad (2.173)$$

7. Довжина перенесення γ -квантів радіаційного захоплення L_γ наближено оцінюється (у см) за допомогою емпіричної формули

$$L_\gamma \approx \frac{1}{\sqrt{3} \cdot \mu_{\text{эф}}} \approx \frac{21}{\rho}, \quad (2.174)$$

де ρ – густина породи, г/см³; $\mu_{\text{эф}}$ – ефективний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання, см²/г.

8. Загальна довжина міграції нейтрона і γ -квантів радіаційного захоплення

$$L_{m\gamma} = \sqrt{L_c^2 + L_o^2 + L_\gamma^2}. \quad (2.175)$$

9. Середній час життя γ -квантів радіаційного захоплення τ_γ наближено оцінюється в наносекундах (нс) за допомогою емпіричної формули

$$\tau_\gamma \approx \frac{1,4}{\rho}, \quad (2.176)$$

де ρ – густина породи, г/см³.

Величина нейтронних параметрів Σ_s , ξ , L_c , і L_o визначається переважно вмістом водню гірських порід. Значення τ залежить від присутності в породі елементів з високим перерізом захоплення теплових нейтронів. У більшості осадових порід таким елементом є хлор, який міститься в підземних водах. Величина L_γ визначається в основному густиною гірських порід і лише для досить м'яких γ -квантів залежить від ефективного атомного номера середовища.

Нейтрони можуть відбиватися від різних речовин. Імовірність відбивання залежить від речовини і називається альбе́до. Ефективні відбивачі можуть відбивати до 90 % падаючих на ре-

човину нейтронів, тобто альbedo для них дорівнює 0,9. Для води альbedo дорівнює 0,8. Відбивачі нейтронів використовуються в ядерних реакторах та інших нейтронних установках.

Якщо довжина хвилі нейтрона в речовині приблизно дорівнює міжатомній відстані (10^{-8} см), то хвильові властивості нейтронів впливатимуть на процеси розповсюдження нейтронів у середовищі. Зупинимося на цьому питанні. Довжина хвилі де-Бройля нейтрона $\lambda = 10^{-8}$ см відповідає приблизно енергії нейтрона $E_n = 0,08$ еВ, так що, наприклад, хвильові властивості нейтронів суттєві до теплових енергій ($E_n = 0,025$ еВ) і, звичайно, так званих холодних нейтронів, енергія яких $E_n < 0,025$ еВ.

Потоки нейтронів ("нейтронні хвилі") поширюються в речовині багато в чому аналогічно електромагнітним та іншим хвилям. Нейтронні хвилі також можуть відбиватися, заломлюватися, дифрагувати, поляризуватися, інтерферувати. Як і рентгенівські промені теплові нейтрони, проходячи крізь кристал, можуть дифрагувати і відбиватися від кристала. Розглянемо відбиття нейтронних хвиль від кристала. Оскільки паралельних кристалічних площин з ядрами дуже багато, то хвилі нейтронів (для падаючої плоскої хвилі) відбиваються в кожній з таких площин та інтерферують одна з одною. Унаслідок інтерференції нейтронні хвилі після відбиття розповсюджуються лише в таких напрямках, коли хвилі посилюють одна з одну. Для цього, як відомо з оптики, різниця ходу променів, відбитих різними кристалічними площинами, має дорівнювати цілому числу півхвиль, тобто $2\alpha \sin \theta = m\lambda$, де α – відстань між кристалами, θ – кут між напрямком падаючого пучка нейтронів і площиною, що відбиває хвилі (кут ковзання), m – позитивне ціле число, що називається порядком відбиття. Співвідношення називається, як відомо, умовою Бреґга–Вульфа. Воно однакове для дифракції на кристалах хвиль будь-якої природи – рентгенівських, електронних, нейтронних тощо. Оскільки $|\sin \theta| \leq 1$, то з формули випливає, що при $\lambda > 2d$ умова Бреґга–Вульфа не виконується ні при яких кутах θ і відбиття хвиль буде неможливим.

Дифракція нейтронів на кристалах використовується для отримання нової інформації про структуру кристалів. Ці методи досліджень за допомогою нейтронів отримали назву нейтроно-

графії (за аналогією з рентгенографією). Нейтронографія виявилась дуже ефективним інструментом вивчення властивостей твердого тіла, його структури на атомному рівні. Зауважимо, що оскільки нейтрони взаємодіють з ядрами (так, як рентгенівське випромінювання з електронами атомів), то дифракція нейтронів дає інформацію не про електронну, а про ядерну, точніше, про атомно-молекулярну структуру речовини.

2.7. Взаємодія частинок великої проникної здатності з речовиною

Вивчення частинок великої проникної здатності – один з найбільш унікальних інструментів з дослідження картини утворення Всесвіту. До таких частинок належать мюони та нейтрино. Тому сьогодні різними способами отримують пучки мюонів і нейтрино і вивчають методи їхньої ефективної реєстрації.

2.7.1. Взаємодія мюонів з речовиною

Мюон має масу, яка в 207 разів більша маси електрона. Основним джерелом мюонів є розпад мезонів – пеонів і каонів, які утворюються в результаті зіткнення нуклонів високої енергії з ядрами. Розпад пеонів призводить до виникнення мюона μ і мюонного нейтрино ν_μ або мюонного антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu ; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu . \quad (2.177)$$

Реакція (2.177) відбувається при дії космічного випромінювання, унаслідок чого мюони утворюють одну із компонент вторинного (виникає у верхній частині атмосфери Землі) космічного випромінювання. На рівні моря мюони становлять 80 % усіх частинок космічного випромінювання. Реакції (2.177) здійснюються також на прискорювачах, де вдається отримати потоки мюонів з інтенсивністю до 10^9 частинок за секунду.

Мюон також є нестабільною частинкою. Термін його життя – $2 \cdot 10^{-6}$ с. У результаті розпаду мюон перетворюється у позитрон (електрон), електронне нейтрино ν_e (електронне антинейтрино $\tilde{\nu}_e$) і мюонне антинейтрино $\tilde{\nu}_\mu$ (мюонне нейтрино ν_μ)

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu; \quad \mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (2.178)$$

Зазначений термін життя стосується руху мюона у вакуумі. У речовині термін життя від'ємних мюонів скорочується: утративши енергію, ці частинки притягаються ядрами й утворюють μ -мезоатоми. У таких атомах мюони обертаються по орбітах, радіуси яких досить малі (вони менші радіуса електронної орбіти в стільки ж разів, у скільки маса мюона m_μ більша маси електрона m). Близьке розташування орбіти до ядра викликає поглинання мюона після чого заряд ядра Z зменшується на одиницю. Схема цієї реакції така:

$$\mu^- + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu_\mu, \quad (2.179)$$

де A – атомна вага ядра.

Процес (2.179) аналогічний електронному захопленню – одному із видів ядерних перетворень. Імовірність захоплення від'ємних мюонів сильно залежить від заряду ядра. У середовищах, які складаються з важких елементів, через поглинання термін життя мюонів у десятки разів коротший, ніж термін їхнього життя у вакуумі.

Численні досліді показують, що у всіх взаємодіях мюон поводить себе точно так, як електрон, відрізняючись від нього тільки масою. Це явище називається μ - e -універсальністю.

Пройоходячи через речовину, мюони гальмуються за рахунок електромагнітної взаємодії з електронами та ядрами. Оскільки $m_\mu \gg m_e$, то втрати енергії швидкими мюонами на гальмівне випромінювання значно менші радіаційних утрат електронів з тією ж енергією. Радіаційні втрати у мюонів можуть проявлятися лише при дуже високих енергіях близько 10^5 MeV. При менших енергіях мюонів суттєво переважають іонізаційні втрати.

У зв'язку з незначними радіаційними втратами космічні мюони мають велику проникну здатність. Космічні мюони легко

проходять через атмосферу Землі й заглиблюються в товщу гірських порід. Мюони космічного випромінювання з енергією $10^6\text{--}10^7$ MeB реєструються на глибині до декількох кілометрів. Якщо на шляху мюонів зустрічаються гірські породи з великим ефективним атомним номером (рудне тіло), то відбувається їхнє інтенсивне поглинання. На цьому ефекті базується мюонний метод пошуків руд важких металів на великій глибині.

2.7.2. Взаємодія нейтрино з речовиною

Існують три типи нейтрино: електронне (ν_e), мюонне (ν_μ) і τ -нейтрино (ν_τ). Тип нейтрино визначається тією зарядженою частинкою (лептоном), разом з якою воно народжується і взаємодіє. Заряд нейтрино, як показує назва, дорівнює нулю.

Джерелом електронних нейтрино (і антинейтрино) є β -розпад атомних ядер та електронне захоплення

$$\begin{aligned} {}^A_Z X &\rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \tilde{\nu}_e; \quad {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ \rightarrow \nu_e; \\ {}^A_Z X + e^- &\rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu_e \text{ (електронне захоплення)}. \end{aligned} \quad (2.180)$$

Ці процеси зводяться до перетворення нуклонів усередині ядер

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e; \quad p \rightarrow n + e^+ + \nu_e; \quad p + e^- \rightarrow n + \nu_e. \quad (2.181)$$

Електронні нейтрино народжуються також при розпаді мезонів і баріонів. Так, позитивний каон перетворюється у нейтральний пєон, позитрон і електронне нейтрино: $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$.

Мюонні нейтрино можуть виникати внаслідок розпаду різних частинок – мюонів, каонів і більш важких мезонів

$$\begin{aligned} \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu; \quad \mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu; \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu; \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad K^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu \text{ і так далі}; \end{aligned} \quad (2.182)$$

τ -нейтрино з'являються в результаті розпаду, відкритого в 1975 р. τ -лептона

$$\begin{aligned}\tau^- &\rightarrow \pi^- + \nu_\tau; \quad \tau^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\tau; \\ \tau^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \tilde{\nu}_\tau \text{ і т. д.}\end{aligned}\quad (2.183)$$

Нейтрино кожного типу можуть утворюватися парами (нейтрино-антинейтрино) і без участі заряджених лептонів. Наприклад, при стиканні електронів високої енергії з позитронами можливі такі перетворення:

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu_e + \tilde{\nu}_e; \quad e^- + e^+ \rightarrow \nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu; \quad e^- + e^+ \rightarrow \nu_\tau + \tilde{\nu}_\tau. \quad (2.184)$$

Тобто процеси народження нейтрино різноманітні й численні. Вони відбуваються в зірках, на Сонці, в атмосфері Землі, а також в її надрах. Потужні потоки нейтрино генеруються при гравітаційному колапсі зірок, коли нейтрино передається основна частина звільненої енергії гравітації. Припускають, що нейтрино так само широко розповсюджені в природі, як і фотони.

Енергія природних нейтрино перекидає надзвичайно широкий інтервал – від 0,0001 eV до 10^{14} MeV. У лабораторних умовах інтенсивними джерелами нейтрино з порівняно незначною енергією (близько 1 MeV) є ядерні реактори. Потоки нейтрино високих енергій, які досягають 10^6 MeV, отримують за допомогою прискорювачів заряджених частинок.

Типова схема формування високоенергетичних нейтринних пучків виглядає таким чином. Пучок прискорених протонів направляється на мішень, де при зіткненні з її речовиною народжуються мезони. В основному це піони і каони. Мезони потрапляють спочатку в електромагнітний фокусувальний пристрій, який відбирає частинки з потрібним зарядом, а потім у так званий розпадний канал. Тут і утворюються нейтрино в результаті реакцій типу $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ та ін. Одночасно з нейтрино виникає багато мюонів. Щоб очистити від них нейтринний пучок, у розпадному каналі установлюють фільтр – масивний сталевий поглинач. Потік нейтрино, який пройшов через фільтр, падає на мішень – детектор. Як детектор використовують бульбашкову або іскрову камери і сцинтиляційні лічильни-

ки з металевими фільтрами. Об'єм нейтринних детекторів становить декілька сотень кубічних метрів, а маса досягає 1000 т.

Проблема реєстрації нейтрино через малий їхній перетин взаємодії з речовиною (становить 10^{-30} – 10^{-43} см²) – основна у фізиці нейтрино. Перетин взаємодії нейтрино з речовиною залежить від енергії нейтрино. Для нейтрино надвисоких енергій до 10^{21} еВ перетин взаємодії збільшується до величини 10^{-30} см². Оскільки ймовірність взаємодії нейтрино з речовиною досить мала, то нейтрино, наприклад, з енергією 1 МеВ має у свинці довжину вільного пробігу $\sim 10^{20}$ см (~ 100 св. років). В основі взаємодії нейтрино з речовиною лежать ядерні реакції на нуклонах ядра. Усі способи реєстрації нейтрино засновані на різних процесах, що відбуваються в речовині детектора після взаємодії з ним нейтрино.

Завдяки своїй надзвичайній проникній здатності нейтрино є унікальним джерелом інформації про процеси, що відбуваються в ядрах зірок, астрономічні події, що значно віддалені від спостерігача. Астрономічні тіла для нейтрино практично прозорі.

Найбільш важливим є дослідження потоку сонячних нейтрино, за яким можна говорити про процеси, що відбуваються всередині Сонця. Потік сонячних нейтрино, що падає на поверхню Землі, за теоретичними оцінками є досить значним і становить 10^{11} нейтрино/см²·с.

Незважаючи на значну величину потоку сонячних нейтрино, вони мають порівняно невисоку енергію, оскільки утворюються в ядерних реакціях сонячного циклу. Це дуже ускладнює їхню реєстрацію.

З нейтрино пов'язано багато задач теоретичної та ядерної фізики, а також астрофізики: вимірювання маси нейтрино; визначення ролі нейтрино у прихованій масі Всесвіту; пошук параметрів осциляцій нейтрино, кутів зміщення і різниці квадратів мас; пошук суперсиметричних партнерів нейтрино; дослідження астрофізичних об'єктів і явищ за допомогою потоків нейтрино та ін. Деякі з цих проблем, такі як осциляції нейтрино, пошук темної матерії, астрономічні спостереження, можуть бути вирішені за допомогою нейтринних телескопів.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які види взаємодії ви знаєте?
2. Охарактеризуйте пружне і непружне розсіяння ядерних частинок.
3. Що розуміють під ефективним перерізом взаємодії ядерного випромінювання з речовиною?
4. Що розуміють під коефіцієнтом поглинання та масовим коефіцієнтом поглинання?
5. Яке випромінювання називається іонізуючим? Назвіть види іонізуючого випромінювання.
6. Назвіть групи іонізуючих частинок, що розрізняються за механізмом проходження через речовину.
7. Назвіть основні механізми втрати енергії зарядженими частинками при їхньому проходженні через речовину.
8. Наведіть загальну схему взаємодії заряджених частинок з речовиною.
9. Охарактеризуйте процеси радіаційних та іонізаційних утрат енергії важкими зарядженими частинками.
10. Запишіть основні формули для визначення пробігу важких заряджених частинок у речовині.
11. Назвіть основні процеси взаємодії легких заряджених частинок з речовиною.
12. Які особливості радіаційних та іонізаційних утрат енергії легкими зарядженими частинками?
13. Запишіть основні формули для визначення пробігу легких заряджених частинок у речовині.
14. Наведіть загальну схему взаємодії γ -випромінювання з речовиною.
15. Охарактеризуйте процес атомного фотоелектричного поглинання γ -квантів.
16. Охарактеризуйте процес комптонівського розсіяння γ -квантів.
17. Охарактеризуйте процес утворення електрон-позитрон-них пар.
18. Назвіть основні закономірності ядерного фотоефекту.
19. Охарактеризуйте процес ядерного резонансного поглинання γ -квантів та ефект Мессбауера.

20. Що називають повним перерізом взаємодії γ -квантів з речовиною та процеси, що його визначають?
21. Назвіть основні механізми взаємодії нейтронів з речовиною.
22. Наведіть загальну схему взаємодії нейтронів з речовиною.
23. Охарактеризуйте процес радіаційного захоплення нейтронів з випромінюванням γ -квантів.
24. Охарактеризуйте процес радіаційного захоплення нейтронів з випромінюванням нейтронів і заряджених частинок.
25. Охарактеризуйте процес радіаційного захоплення нейтронів з наступним поділом важких ядер.
26. Охарактеризуйте процеси пружного та непружного розсіювання нейтронів.
27. Назвіть основні макроскопічні характеристики взаємодії нейтронів з речовиною.

Література: [1–12, 18, 19, 36, 52]

РОЗДІЛ 3

Методи вимірювання та детектори радіоактивних випромінювань

Метою вимірювання радіоактивності є оцінка її інтенсивності, спектрального складу випромінювань, установлення природи радіоактивності, вивчення характеру розподілу радіоактивності та її носіїв, визначення доз і потужностей доз радіоактивного випромінювання.

Усі методи вимірювань іонізуючих випромінювань базуються на взаємодії випромінювань з речовиною, яка є в робочому об'ємі детектора: іонізації, виникненні світлових спалахів (сцинтиляцій); виділенні тепла, порушенні кристалічної решітки тощо. У зв'язку з цим виділяють такі основні методи реєстрації радіоактивності:

- іонізаційний, який включає (залежно від режиму роботи апаратури та її конструкції) інтегральний (власно іонізаційний) та імпульсний методи. Сюди належить також напівпровідниковий метод; сцинтиляційний; трековий; фотографічний.

Найпоширенішими у практиці радіометрії є іонізаційний (імпульсний) та сцинтиляційний методи.

3.1. Іонізаційний метод вимірювання радіоактивності

Іонізаційний метод базується на вимірюванні іонізації, яка виникає в речовині детектора під дією радіоактивних випромінювань. Заряджені частинки реєструються безпосередньо на основі їхньої власної взаємодії з речовиною детектора. Гамма-кванти реєструються за вторинними зарядженими частинками – фотоелектронами, комптонівськими електронами, електрон-позитронними парами. Нейтрони реєструються за ядром віддачі й продуктами ядерних реакцій, які виникають у речовині лічильників.

Уперше цей метод був використаний М. Кюрі. На початку ХХ ст. він дуже широко використовувався у світовій радіометричній практиці. У наш час цей метод також використовується в різних детекторах іонізуючих випромінювань.

3.1.1. Газорозрядні детектори

Якщо до двох електродів, між якими є газ, прикласти електричну напругу і включити в ланцюг гальванометр (рис. 3.1), то в звичайних умовах струму в ланцюзі не буде. При проходженні заряджених частинок газ іонізуватиметься, а утворені іони будуть рухатися до відповідних електродів. У результаті цього в ланцюзі виникне іонізаційний струм. Чим більший потік радіоактивного випромінювання, тим більша величина іонізаційного струму. Таким чином, реєструючи іонізаційний струм, можна визначити інтенсивність радіоактивного випромінювання.

Явище виникнення іонізаційного струму в газах отримало назву газового розряду. Тому прилади, в яких використовується газовий розряд для реєстрації радіоактивних випромінювань, називають газорозрядними детекторами. Газорозрядний детектор радіоактивного випромінювання (рис. 3.1, а) складається з циліндричного катода, по центру якого протягнута металева нитка – анод. Між катодом і анодом прикладена різниця потенціалів від декількох сотень до тисяч вольтів.

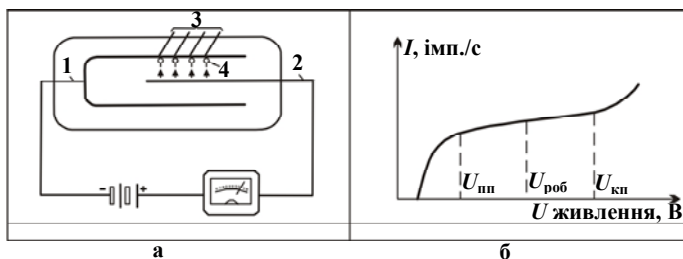


Рис. 3.1. Схема (а) та лічильна характеристика (б) газорозрядного детектора:

1 – катод; 2 – анод; 3 – радіоактивне випромінювання; 4 – фотоелектрони

Простір, заповнений газом, іонізується α - і β -частинками. Гамма-випромінювання і нейтрони практично не іонізують газ детектора. З цієї причини для реєстрації γ -випромінювання і нейтронів використовують ефект їхньої взаємодії з речовинами, в яких у результаті поглинання нейтронів і γ -квантів утворюються β - або α -частинки та ядра віддачі. Схему такого детектора для реєстрації γ -випромінювання наведено на рис. 3.1, а, його лічильну характеристику – на рис. 3.1, б.

Залежність іонізаційного струму I від напруги U між електродами при незмінній геометрії останніх і постійній інтенсивності випромінювання, взаємодіючого з детектором, наведено на рис. 3.2.

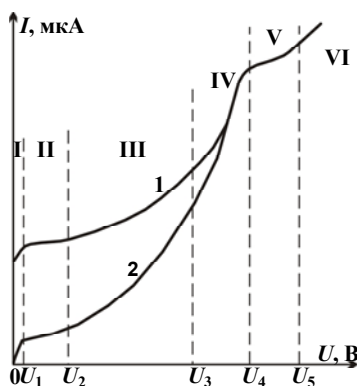


Рис. 3.2. Вольт-амперна характеристика газорозрядних лічильників:
 області: I – рекомбінації; II – насиченості; III – пропорційності;
 IV – обмеженої пропорційності; V – Гейгера; VI – самовільного розряду;
 для частинок: 1 – важких (з великою енергією); 2 – легких (з малою енергією)

За незначної напруги між електродами U швидкість іонів і електронів мала; значна їхня частина встигає рекомбінувати, тобто з'єднатися в нейтральні атоми, не доходячи до електродів (див. рис. 3.2, область I). Зі збільшенням U швидкість іонів росте, утрати на рекомбінацію зменшуються. Ділянка II відповідає області напруг, за яких практично всі іони досягають електродів. Іонізаційний струм у цій області, що майже не залежить від зміни U , називають струмом насичення. Він дорівнює загальному заряду електронів та іонів, що утворюються в одиницю часу. Детектори, що працюють в області насичення, називають іонізаційними камерами.

Іонізаційні камери в ядерній геофізиці використовують в основному для реєстрації α -частинок. Застосовуються циліндричні камери з розмірами, які дорівнюють довжині пробігу α -частинки в газі (наближено до 10 см при нормальному тиску).

За допомогою іонізаційних камер можна визначати середній струм від дії великої кількості частинок або ж окремо реєструвати імпульси від кожної частинки, що пройшла через камеру. У першому випадку це інтегральна іонізаційна камера, у другому – імпульсна іонізаційна камера. Остання визначає не тільки кількість частинок, що пройшли через камеру, але й їхній розподіл за енергією.

Іонізаційні камери, які вимірюють іонізаційний струм, застосовуються також як індивідуальні дозиметри (ДКП, ДК-02, ДС тощо).

Використання імпульсних камер для підрахунку легких частинок (електронів, позитронів) неефективне, оскільки вони забезпечують малу щільність іонізації.

Амплітуда імпульсу (B) при повному використанні енергії частинки E (eV) в імпульсній камері електроємністю C (Ф) становить: $\Delta U = (E \cdot e) / (\epsilon \cdot C)$, де e – заряд іона (електрона); ϵ – середній потенціал іонізації.

Енергетичне розрізнення (%) для α -частинок енергією E (MeV) становить: $W \approx 1,4 / \sqrt{E}$.

Ріст струму зі збільшенням напруги в області III зв'язаний зі зростанням напруженості поля до таких значень, за яких електрони між двома зіткненнями з молекулами встигають набрати енергію, достатню для їхньої іонізації, – відбувається вторинна іонізація. Вторинні електрони разом з первинними в наступних зіткненнях іонізують інші молекули – виникає лавиноподібне розмноження зарядів. Це явище, назване *газовим підсиленням*, характеризується коефіцієнтом газового підсилення K , рівним відношенню заряду, що збирається на електродах, до первинного заряду. Коефіцієнт K залежить від напруги U . В області насичення струму $K = 1$ – це область, в якій працюють іонізаційні камери. Зі збільшенням напруги K зростає до 10^3 – 10^4 і більше. До деякої напруги U_3 (рис. 3.2) K не залежить від первинного заряду. Тому загальний заряд від однієї зарядженої ядерної час-

тинки пропорційний первинному заряду. Ця область напруг називається областю пропорційності, а відповідний детектор – *пропорційним лічильником*. Оскільки первинний заряд пропорційний енергії реєстрованої частинки, то й імпульс струму на виході пропорційного лічильника виявляється пропорційним цій енергії. Тому пропорційний лічильник дозволяє проводити спектрометрію – аналіз частинок за енергіями.

Амплітуда імпульсу (B) при повному використанні енергії частинки E (eV) в пропорційному лічильнику електроємністю C (Ф) становить: $\Delta U = (K \cdot E \cdot e) / (\varepsilon \cdot C)$, де e – заряд іона (електрона); ε – середній потенціал іонізації. Енергетичне розділення (%) визначається співвідношенням: $W \approx 50/E^{1/2}$, де E – енергія в кеВ.

В області обмеженої пропорційності IV пропорційність між імпульсом струму і первинним зарядом (енергією частинки) порушується, при цьому чим більший первинний заряд, тим менший K . Нарешті, в області V струм зовсім не залежить від інтенсивності первинної іонізації. Тут для виникнення потужного газового розряду досить з'явитися в детекторі хоча б одній іонній парі. Область V ($U_4 < U < U_3$), де імпульс струму на виході індикатора залежить лише від напруги на ньому, але не залежить від первинного заряду (і енергії реєстрованої ядерної частинки), називають областю Гейгера–Мюллера, а детектор, що працює в такому режимі, – лічильником Гейгера–Мюллера.

Послідовна реєстрація частинок лічильником Гейгера–Мюллера та пропорційним детектором можлива, якщо створити умови загашення розряду після проходження основної лавини електронів. У конструкціях цих детекторів значне поширення отримали самогасні лічильники, в яких до основного наповнювача (аргон, неон та ін.) додається 10 % багатоатомної домішки (пара спирту, метан, етан) або 0,1 % домішки галоїдів (Cl_2 , Br_2 , I_2). Іони основного газу при зіткненнях з молекулами, що забезпечують згасання розряду, нейтралізуються, відбираючи у них електрони, у результаті чого газовий розряд гаситься.

При подальшому збільшенні напруги (область VI) на графіку спостерігається електричний пробій газу. Виникає *самостійний газовий розряд* (він ще називається *коронним*). Коронний розряд

за значних напруг виникає навіть без дії радіоактивних випромінювань завдяки вириванню потужним електричним полем електронів з металу електродів.

Для іонізаційних камер, пропорційних лічильників і лічильників Гейгера–Мюллера важливою характеристикою є *ефективність реєстрації*, яка дорівнює відношенню кількості частинок, зареєстрованих детектором, до повної кількості частинок, що потрапляють до детектора. Ефективність іонізаційних камер становить близько 100 %, пропорційних лічильників – 20–50 %, детекторів Гейгера–Мюллера – перші десятки відсотків.

Ядерні перетворення і процеси взаємодії випромінювання з речовиною мають статистичний характер, отже, при реєстрації ядерних випромінювань існує певна вірогідність потрапляння до лічильника двох або більше частинок за проміжок часу, менший τ , які будуть зареєстровані як одна частинка. Тому для всіх газорозрядних детекторів, що працюють в імпульсному режимі, важливими характеристиками є так званий "мертвий час" τ і час відновлення робочого режиму t_g , що дорівнює мінімальному часу, через який схема відновлюється після реєстрації частинок і готова до реєстрації наступної частинки (рис. 3.3).

"Мертвий час" τ визначається з таких міркувань. Нехай n_0 і n – відповідно середня кількість частинок, що потрапляють до лічильника і реєструються за одиницю часу. Ефективність лічильника візьмемо рівною 100 %. Якщо за час вимірювання t зареєстровано $n \cdot t$ частинок, то сумарний "мертвий час" у цьому проміжку t становить $\tau \cdot n \cdot t$, а кількість непорахованих частинок – $n_0 \cdot \tau \cdot n \cdot t$. Із вимоги $n_0 \cdot t = n \cdot t + n_0 \cdot \tau \cdot n \cdot t$ випливає, що

$$n_0 = n / (1 - \tau \cdot n). \quad (3.1)$$

За малих швидкостей підрахунку ($n \cdot \tau \ll 1$) похибка є незначною і $n_0 \approx n$.

Одним із найпростіших методів експериментального визначення "мертвого часу" лічильника є метод двох джерел. Нехай n_1 і n_2 – середні (спостережені швидкості рахунку від кожного з джерел окремо, і n_Σ – сумарна швидкість рахунку. Відповідні їм дійсні значення n_{01} , n_{02} , $n_{0\Sigma}$ згідно з (3.1) дорівнюють

$$n_{01} = n_1 \frac{n_1}{1 - \tau \cdot n_1}; \quad n_{02} = \frac{n_2}{1 - \tau \cdot n_2};$$

$$n_{0\Sigma} = n_{01} + n_{02} = \frac{n_2}{1 - \tau \cdot n_2}. \quad (3.2)$$

Із цих співвідношень досить легко отримати залежність, яка визначає мертвий час лічильника

$$\tau = \frac{1}{n_\Sigma} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{n_1 + n_2 - n_\Sigma}{n_1 \cdot n_2} n_\Sigma} \right) \approx \frac{n_1 + n_2 - n_\Sigma}{n_1 \cdot n_2} n_\Sigma, \quad (3.3)$$

де наближене рівняння справедливе при порівняно невисоких швидкостях рахунку.

В інтервалі часу відновлення робочого режиму частинки утворюють імпульси на виході детектора, однак амплітуда їхня нижча від номінальної (що може бути зареєстрованою). Для самогасних газорозрядних лічильників ця величина становить наближено 10^{-4} с.

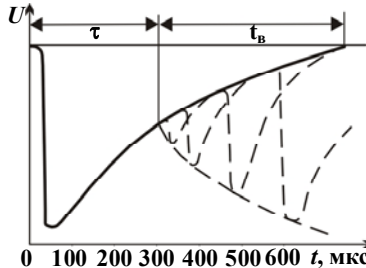


Рис. 3.3. Залежність напруги від часу після початку розряду

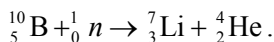
Головною перевагою газорозрядних детекторів є їхня мала чутливість до коливань питомої напруги (рис. 3.1, б). На лічильній характеристиці є "плато", тобто ділянка, для якої інтенсивність зареєстрованого випромінювання не залежить від зміни питомої напруги. Плато характеризується напругою початку плато $U_{\text{пн}}$ і напругою кінця плато $U_{\text{кп}}$. Робочу напругу для детектора вибирають на середині плато $U_{\text{роб}}$. Якість газорозрядних детекторів характеризується кривизною плато S , яка визначається за формулою

$$S = \frac{U_{\text{кп}} - U_{\text{пп}}}{U_{\text{пп}}} \cdot 100 \%. \quad (3.4)$$

Найбільш якісні детектори мають малу кривизну.

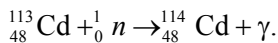
Для реєстрації γ -квантів використовують явище фотоелектричного поглинання. Коли потік γ -випромінювання потрапляє на катод, то для частини γ -квантів відбувається фотоелектричне поглинання в речовині катоду. Утворені в результаті фотоелектричного ефекту електрони проникають до міжелектродного простору та іонізують повітря, забезпечуючи таким чином проходження електричного струму по ланцюгу і, як наслідок, реєстрацію γ -квантів. Для роботи такого детектора використовують порівняно невелику напругу (приблизно 400 В), що достатньо для забезпечення переміщення електронів у газовому середовищі. Недоліком газорозрядних детекторів γ -випромінювання є їхня мала ефективність, тобто частина зареєстрованих γ -квантів із загальної кількості, що потрапляють на детектор, незначна (наближено 1 %).

Для реєстрації нейтронів використовують явище радіаційного захоплення теплових нейтронів речовиною, яка є аномальним поглиначем. На практиці використовуються два методичні способи реєстрації. У першому випадку використовуються аномальні поглиначі, які виділяють при радіаційному захопленні α -частинки, наприклад бор



Робочий об'єм такого детектора заповнюють газом з аномальним поглиначем нейтронів, наприклад газоподібним з'єднанням бору BF_3 . Утворена в детекторі α -частинка іонізує газ, забезпечуючи реєстрацію нейтрона. Оскільки α -частинки мають порівняно велику масу, то для надання їм необхідної швидкості руху на електроди детектора подають високу напругу – до 1800 В.

В іншому випадку використовуються аномальні поглиначі, які виділяють при радіаційному захопленні теплових нейтронів γ -кванти, наприклад кадмій



Робота такого детектора не відрізняється від детектора, який реєструє γ -випромінювання. Для перетворення потоку теплових нейтронів на γ -випромінювання детектор оточують кадмієвим екраном товщиною 1 мм.

3.1.2. Напівпровідникові детектори

В однорідному твердому тілі рівні енергії зовнішніх (валентних) електронів, що належать сусіднім атомам, розташовані настільки близько один від одного, що утворюють практично суцільну енергетичну смугу, яка називається валентною зоною. Вище цієї зони утворюється вільна смуга, що називається зоною провідності.

Якщо обидві зони розташовані впритул або перекриваються, то під дією навіть слабкого електричного поля валентні електрони прискорюються, енергія їх зростає і вони переходять в зону провідності. Такі речовини належать до провідників.

Якщо обидві зони розділені областю, позбавленою енергетичних рівнів (забороненою зоною), прискорення електронів не відбувається. Проте навіть за кімнатної температури окремі валентні електрони можуть отримати енергію теплового руху, достатню для переходу в зону провідності. При цьому речовина набуває деякої (так званої власної) електропровідності. Унаслідок переходу електронів до вільної зони у валентній зоні утворюються вільні рівні. Вірогідність цього переходу залежить від ширини забороненої зони E_z . При $E_z < 1\text{--}2$ еВ речовина вважається напівпровідником, а при $E_z > 2$ еВ – діелектриком.

За наявності у валентній зоні вільних рівнів електрони цієї зони можуть переміщуватися подібно до вільних електронів у зоні провідності. Переміщення електрона валентної зони до позитивного електрода еквівалентно переміщенню вільного рівня до негативного електрода. Таким чином, вільний рівень валентної зони поводить себе як частинка з позитивним зарядом і називається діркою. Носіями струму в зоні провідності є електрони, а у валентній зоні – дірки.

В ідеальному кристалі кожному переходу електрона до зони провідності відповідає поява дірки у валентній зоні. У такому кристалі концентрації обох типів носіїв рівні.

Реальні кристали завжди мають домішки. Енергетичні рівні атомів домішок часто розташовуються в забороненій зоні. Якщо такий рівень лежить поблизу нижньої частини зони провідності, то навіть при невисокій температурі електрони легко переходитимуть з цього рівня в зону провідності і вільно переміщуватись по кристалу. Напівпровідник, що володіє такими рівнями і, отже, надлишком електронів, називається напівпровідником з електронною провідністю, або напівпровідником *n*-типу, а самі домішкові рівні називаються донорними.

Якщо домішкові рівні розташовані в нижній частині забороненої зони, то електрони з валентної зони переходитимуть на ці рівні, утворюючи у валентній зоні надлишок дірок. Напівпровідник з такими рівнями називається напівпровідником з дірковою провідністю, або напівпровідником *p*-типу, а самі домішкові рівні називаються акцепторними.

Ті носії струму, концентрація яких більша, називаються основними; носії з меншою концентрацією – неосновними. Найбільш зручними напівпровідниками для різних цілей (зокрема детектування іонізуючих випромінювань) є кремній і германій, що мають малу ширину забороненої зони, високу рухливість електронів і дірок і достатню електричну міцність. При кімнатних температурах особливо зручний кремній, оскільки германій в цих умовах має високий рівень шуму і тому потребує глибокого охолодження. З іншого боку, кремній володіє малим атомним номером і густиною і, як наслідок, меншою гальмівною здатністю, ніж германій.

Якщо на поверхню слабколегованого кристала, наприклад кристала *p*-типу, нанести шар речовини *n*-типу, то градієнтів концентрації електрони напівпровідника *n*-типу дифундуватимуть у напівпровідник *p*-типу, а дірки дифундуватимуть у зворотному напрямку. У результаті в *n*-шарі залишиться деяка кількість донорних атомів, заряджених позитивно (оскільки їхні електрони пішли в *p*-напівпровідник), у *p*-напівпровіднику утворюються негативно заряджені акцепторні атоми (дірки яких перейшли в *n*-шар). Таким чином, поблизу межі формується подвійний заряджений шар, еле-

ктричне поле якого, з одного боку, перешкоджає подальшій дифузії, а з іншого – утворює систему, аналогічну іонізаційній камері, де роль чутливого об'єму відіграє область між протилежними за знаком просторовими зарядами. Проте практичної цінності як детектор ця система поки не має із-за дуже малої (близько мікрометра) ширини чутливої області й дуже великої еквівалентної ємності, що суттєво знижує амплітуду сигналу.

Якщо до такої системи прикласти зовнішню напругу U плюсом до n -області та мінусом до p -області (зворотне включення), то зовнішня напруга допомагатиме потенціалу, що виник на n - p -переході, видаляти вільні носії з області переходу (обідняти цю область). Крім того, зворотна напруга збільшує ширину збідненого шару і тим самим зменшує ефективну ємність.

Ширина збідненого шару d є найважливішою характеристикою напівпровідникового детектора. Чим вона більша, тим вища ефективність детектора, більший сигнал, діапазон вимірюваних енергій і тим кращий детектор. Як згадувалося вище, у даному n - p -переході p -кремній має високий електричний опір. Унаслідок цього майже вся прикладена напруга зміщення припадає на p -область і збіднений шар розтягується саме в бік високоомної p -області.

Очевидно, що для отримання найбільших d необхідно користуватися матеріалами з можливо вищим питомим опором. Високий опір необхідний ще й тому, що при малому опорі через детектор проходить сильний струм, флуктуації якого створюють високий рівень шуму. Проте поки що неможливо повністю очистити германій і особливо кремній від домішок, відповідальних за зменшення опору. Зокрема, із кремнію найважче видалити бор, що є акцептором. Тому найбільш високоомний кремній – це p -кремній.

Для збільшення питомого опору початкові матеріали, що містять, наприклад, донорні домішки, компенсують акцепторними домішками, що спеціально вводяться, і навпаки. При цьому кількість носіїв істотно зменшується і провідність такого компенсованого напівпровідника стає близькою до провідності бездомішкового напівпровідника.

Потрапляючи до збідненого шару детектора, заряджена частинка створює пари електрон–дірка за аналогією з іонізаційною камерою. На створення такої пари витрачається для германію

всього 2,94 еВ, а для кремнію – 3,75 еВ незалежно від типу частинки. Електричне поле подвійного шару швидко видаляє носії із збідненої області й коли вони досягають електродів, на останніх утворюється імпульс струму. Кінцевою стадією процесу є рекомбінація електронів і дірок. Час збирання носіїв звичайно значно менший, ніж час життя носіїв.

Таким чином, напівпровідникові детектори працюють на іонізаційному принципі реєстрації іонізуючого випромінювання. У твердих тілах, як і в газах, енергія заряджених частинок витрачається на іонізацію атомів, причому пробіг частинок у них у 10^3 разів менший, ніж у газі, а щільність іонізації відповідно вища. Тому можливо різке зменшення розмірів іонізаційних камер при збереженні чи навіть збільшенні їхньої ефективності шляхом заміни газу в камері твердим наповнювачем. Перспективними виявилися детектори на основі напівпровідникових матеріалів.

Для використання напівпровідника як детектора іонізуючого випромінювання в ньому створюють *p-n* перехід, що має великий питомий опір. Якщо дві пластини напівпровідника – одна з електронною, а інша з дірковою провідністю (напр., *n*-германію та *p*-германію) – привести до щільного контакту, то в місцях контакту розпочнеться дифузія електронів з *n-германію* в *p-германій*. Вони нейтралізують частину дірок у тонкому граничному шарі *p*-германію і заряджають його негативно. Аналогічно тонкий граничний шар *n*-напівпровідника заряджається позитивно. У результаті виникає перехід, який створює перешкоди для подальшої дифузії носіїв заряду. Такий перехід має властивості діода. Якщо приєднати *n*-напівпровідник до катода, а *p*-напівпровідник до анода, то через перехід потече струм, а при зворотній полярності товщина *p-n* шару збільшиться і система не буде проводити струм.

При подачі напруги в заперному напрямку основне падіння потенціалу відбувається в *p-n* шарі, такий шар має властивості конденсатора або іонізаційної камери. При проходженні іонізуючої частинки через заперний шар у ньому відбувається іонізація і утворюються вільні носії заряду. Під дією електричного поля вони дрейфують до відповідних електродів. При цьому практично все поле в лічильнику зосереджено в області *p-n* переходу і час збирання зарядів дорівнює часу, необхідному для

проходження тільки цього шару. Оскільки товщина останнього становить лише 10^{-2} – 10 мм, напівпровідникові лічильники мають досить малий час спрацьовування (10^{-7} – 10^{-9} с).

Витрата енергії на утворення пари електрон–дірка в германії та кремнії в 10 разів менша, ніж для повітря; а імпульс струму на порядок вищий, ніж у газорозрядній камері. Це поряд з меншою тривалістю імпульсу забезпечує його відносно високу амплітуду, що досягає 2 мВ на 1 МеВ енергії частинок.

Амплітуда імпульсу пропорційна кількості носіїв заряду, утворених частинкою, а отже, і енергії, якщо весь її пробіг укладається в межах *p-n* переходу. Оскільки найбільший пробіг серед заряджених частинок мають електрони (наближено 1 мм на кожний мегаелектрон-вольт енергії), для спектрометрії β -частинок і γ -квантів необхідні детектори з товщиною переходу не менше декількох міліметрів. Збільшення товщини шару необхідне також для підвищення ефективності реєстрації γ -квантів. Для реєстрації й спектрометрії важких частинок достатня товщина *p-n* переходу становить 10 мкм.

Напівпровідникові детектори поділяються на поверхнево-бар'єрні, дифузійні та з *p-i-n* переходом. Розглянемо перші, що одержали широке застосування для реєстрації важких частинок, і останні, які використовують для реєстрації γ -квантів.

Поверхнево-бар'єрні детектори виготовляють на основі пластинки *n-напівпровідника*. Для створення електричного контакту на одну з її площин наноситься шар нікелю. В атмосферному повітрі тонкий шар на другому боці пластинки окиснюється і набуває властивості *p-напівпровідника*: виникає *p-n* перехід. На цю поверхню для електричного контакту з *p-напівпровідником* напильюють тонкий шар золота (рис. 3.4, а). Товщина чутливого шару в *p-n* переході (декілька мікрметрів) достатня для спектрометрії важких частинок. Шар золота на поверхні має бути досить тонким, щоб через нього вільно проходили ядерні частинки, що реєструються.

Детектори з *p-i-n* переходом мають велику товщину чутливого шару, необхідну для реєстрації β -частинок і γ -квантів. Такі детектори одержують напильованням на один із торців *p-напівпровідника* літію, що має високий коефіцієнт дифузії. У такий спосіб створюють три шари (рис. 3.4, б). У шарі I, куди не проникли

атоми літію, зберігається *p*-провідність. Тонкий шар III з перевагою донора (літію) має властивості *n*-напівпровідника. Нарешті, у проміжному шарі II концентрації донорів і акцепторів рівні. Цей шар, що не має домішаної провідності й має високий питомий опір, називають *i*-шаром. Товщину *i*-шару в окремих випадках вдається довести до 8 мм, що достатньо для одержання значного енергетичного розділення і прийнятної ефективності для γ -випромінювання: 0,7 і 0,2 % для γ -квантів з енергією відповідно 0,662 (^{137}Cs) і 1,331 (^{60}Co) MeV. Уже створено детектори з чутливим об'ємом до декількох десятків кубічних сантиметрів, тобто порівняним з обсягом сцинтиляторів, що мають ефективність до 10 %.

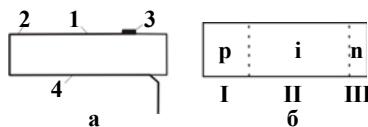


Рис. 3.4. Принципова схема напівпровідникового детектора:

а – поверхнево-бар'єрний: 1 – *n*-кремній, 2 – тонкий шар золота, 3, 4 – електричні контакти; б – з *p-i-n* переходом

Напівпровідникові детектори відрізняються економічністю живлення, компактністю, нечутливістю (на відміну від сцинтиляційних) до магнітного поля, а також амплітудним розрізненням у 20–30 разів кращим, ніж у сцинтиляційних лічильників. Щоб підвищити ефективність реєстрації й величину фотопіка в апаратурному спектрі, матеріал *i*-шару повинен мати високий атомний номер Z . Тому *p-i-n* детектори для реєстрації γ -випромінювання виготовляють звичайно на базі германію ($Z = 32$). Однак їхнє широке застосування обмежується необхідністю глибокого охолодження. При кімнатній температурі власний (темновий) струм таких детекторів настільки значний, що реєстрація на його фоні імпульсів від ядерних випромінювань неможлива, тому детектор охолоджують рідким азотом. Більше того, його і між вимірами необхідно зберігати при температурі рідкого азоту. Лише детектори з надчистого германію вимагають охолодження в процесі роботи, але можуть зберігатися при кімнатній температурі.

Охолодження рідким азотом детекторів у свердловинних приладах створює проблему видалення випареного азоту.

У свердловинах, заповнених рідиною, закриті системи охолодження приладу азотом можуть працювати 6–8 год, а відкриті (з випуском газу у свердловину), які застосовуються в сухих свердловинах, – до 20 год. Час роботи трохи більший при використанні твердого азоту й особливо твердого пропану, що знижує критичний тиск і дозволяє обійтися без випускання назовні випарування холодоагента. Розроблено й теплостійкіші детектори на базі кремнію, активованого літієм, для охолодження яких достатньо теплоелектричних холодильників. На сучасному етапі створено детектори на базі телуриду кадмію та йодиду ртуті, що працюють при кімнатній температурі й з якими пов'язані перспективи більш широкого застосування напівпровідникових детекторів при польових ядерно-геофізичних дослідженнях.

3.2. Сцинтиляційний метод

Сцинтиляційний метод заснований на вимірюванні кількості сцинтиляцій (спалахів світла), які виникають у сцинтиляційному детекторі під дією іонізуючого випромінювання.

Сцинтиляційний детектор це поєднання речовини, що генерує люмінесцентне випромінювання (вона називається сцинтилятором або фосфором) і фотоелектронного помножувача (ФЕП). У сцинтиляторі енергія частинок, що реєструються, перетворюється в електромагнітне випромінювання з довжиною хвиль переважно у видимій частині спектра. Фотоелектронний помножувач, який поєднує в собі властивості фотоелемента і підсилювача струму, трансформує випромінювання сцинтилятора в імпульс електричного струму на виході ФЕП.

Фізика сцинтиляційного процесу досить складна. У загальних рисах його суть така: взаємодія випромінювання з речовиною сцинтилятора супроводжується іонізацією і збудженням атомів або молекул цієї речовини, наступна рекомбінація іонів також призводить до утворення збуджених станів атомів. У результаті певної сукупності квантових переходів збудження знімається шляхом електромагнітного випромінювання. Спектр

випромінюваних фотонів, визначається структурою енергетичних станів атомів або молекул сцинтилятора. При цьому використовується речовина із спектром випромінювання, дещо зміщеним відносно спектра поглинання. Спектр випромінювання сцинтилятора має бути в області чутливості фотокатода ФЕП.

Як сцинтилятори використовуються різні речовини: неорганічні кристали (ZnS , NaI , CsI), органічні (антрацен $\text{C}_{14}\text{H}_{10}$, стильбен $\text{C}_{14}\text{H}_{12}$), рідкі органічні розчини, пластики, благородні гази та їхні суміші з азотом, воднем тощо.

На рис. 3.5 показана схема сцинтиляційного детектора. Частинки, що реєструються, викликають у сцинтиляторі 1 спалахи світла, яке потрапляє на фотокатод 2 помножувача. Фотокатод (сплав сурми і цезію або інших металів з малою енергією виходу фотоелектронів) наноситься у вигляді напівпрозорого шару на внутрішню поверхню торця скляної колби ФЕП. Фотони світла, які випромінюються сцинтилятором, вибивають із фотокатода електрони, що потрапляють на перший динод 3 фотоелектронного помножувача. Диноди призначені для підсилення струму електронів за рахунок вторинної емісії. У ФЕП розміщується близько десятка динодів, напруга на які подається через роздільник напруги, чим забезпечується пришвидшувальна різниця потенціалів від динода до динода. Потік електронів, сформований системою динодів, потрапляє на колектор (анод) 4, забезпечуючи на вихідному опорі достатній за величиною електричний імпульс. Сучасні ФЕП мають коефіцієнт підсилення, рівний 10^6 – 10^8 .

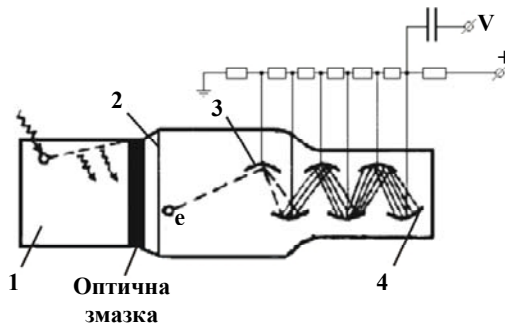


Рис. 3.5. Схема сцинтиляційного детектора

Основні характеристики. Однією з основних характеристик сцинтилятора є *вихід світлової енергії*, що визначається відношенням енергії спалаху світла до енергії, утраченої частинкою в сцинтиляторі. Для збільшення світлового виходу до сцинтилятора вводять атоми-активатори (срібло, талій та ін.). При символічному позначенні сцинтиляторів активатор указується в дужках: ZnS(Ag), NaI(Tl), CsI(Tl). Найбільший світловий вихід мають сцинтилятори на базі ZnS(Ag) і NaI(Tl).

Іншою важливою характеристикою є *час висвітлювання* τ – час, протягом якого інтенсивність спалаху $I = I_0 \cdot e^{-t/\tau}$ зменшується в e разів. Неорганічні сцинтилятори мають τ близько мікросекунди, органічні й газові – близько наносекунди. Незначний час висвітлювання сцинтилятора визначає високу за часом роздільну здатність сцинтиляційних детекторів порівняно з газорозрядними лічильниками.

Ефективність сцинтиляційних лічильників при реєстрації заряджених частинок близька до 100 %. Ефективність реєстрації γ -квантів і нейтронів порівняно висока, але значно залежить від розмірів сцинтилятора та енергії частинок.

Застосування того або іншого сцинтилятора визначається його властивостями і завданням експерименту. Наприклад, полікристалічний сцинтилятор ZnS(Ag) хоч і має великий світловий вихід, але практично непрозорий для власного випромінювання, тому ZnS(Ag) наноситься у вигляді тонкого шару на прозору підложку і використовується для реєстрації α -частинок з коротким пробігом. Монокристали NaI(Tl) і CsI(Tl) мають відносно підвищену густину, високий ефективний атомний номер, прозорі для власного випромінювання, що визначає можливість використання досить товстих кристалів, тому згадані сцинтилятори ефективні при реєстрації γ -квантів. Великий вихід світла у NaI(Tl) визначає його широке використання для інтегральних і спектрометричних вимірювань. Для реєстрації β -частинок часто віддають перевагу антрацену і стильбену, у яких менше віддзеркалювання електронів від поверхні кристала. Органічні кристали містять водень, тому зручні для реєстрації нейтронів.

Робоча напруга обирається на найбільш пологій ділянці рахункової характеристики, яка є залежністю середньої швидкості

рахунку імпульсів від напруги, що подається на ФЕП, за незмінних умов опромінювання сцинтилятора.

Основними робочими характеристиками сцинтиляційних детекторів є:

- форма апаратного спектра моноенергетичного джерела випромінювання, яка характеризує взаємодію радіоактивного випромінювання з речовиною детектора;
- амплітудне та часове розділення;
- лінійність амплітуд імпульсів залежно від енергії заряджених частинок і γ -квантів;
- ефективність реєстрації іонізуючого випромінювання;
- дозова чутливість.

Основними недоліками сцинтиляційних лічильників є: відносна складність конструкції, необхідність захисту ФЕП від зовнішнього світла та магнітного поля і наявність власного фону (шумів) ФЕП.

3.3. Трековий метод

Трековий метод оснований на вимірюванні кількості треків, утворених у речовині чутливого об'єму трекового детектора під впливом іонізуючого випромінювання. Метод не потребує спеціальної апаратури і знаходить застосування при деяких видах геологічних досліджень (напр., визначення концентрації радону в повітрі). При цьому фіксуються сліди від α -частинок у тілі трекового детектора.

У трекових детекторах нейтронів є шар речовини, який містить елемент (сіль або окис урану), ядра якого мають властивість ділитися під дією нейтронів. Шар нанесений на діелектрик, яким може бути скло, слюда, лавсан, целюлоза. Іноді речовина, яка ділиться, вводиться безпосередньо в діелектрик.

Реакція ділення, викликана нейтронами, призводить до утворення ядер-осколків. Унаслідок кулонівського відштовхування вони розлітаються в протилежні боки. Кінетична енергія осколків перевищує 150 МеВ. При гальмуванні їх у речовині діелектрика ця енергія передається атомам, у результаті чого утворю-

ються зони радіаційних порушень. Щільність радіаційних порушень дуже висока, оскільки "випалюють" в діелектрику циліндричні площі довжиною 10–15 мкм. Ці площі, які фіксують пробіги осколків, і називають *треками*.

Кількість треків на 1 см^2 діелектрика, який перебуває в контакті з речовиною, що ділиться, визначається за формулою: $q = n_f \cdot \sigma_{n,f} \cdot \Phi_n \cdot t \cdot \varepsilon$, де n_f – поверхнева щільність ядер, що діляться; $\sigma_{n,f}$ – переріз реакції ділення під дією нейтронів (усереднене за спектром досліджуваного потоку нейтронів); Φ_n – щільність потоку нейтронів; t – час опромінювання детектора нейтронами; ε – ефективність реєстрації осколків, яка практично дорівнює одиниці.

Треки осколків легко зробити видимими у звичайному мікроскопі, для цього діелектрик піддають досить простій хімічній обробці – окиснюванню протягом декількох хвилин. Підрахунок треків виконується візуально, він може бути автоматизованим. Перевагою трекових детекторів є те, що вони реєструють радіоактивне випромінювання на рівні нульового фону. За їхньою допомогою можна виміряти досить слабкі потоки нейтронів, аж до 1 нейтр./см^2 . Це відкриває широкі можливості детального вивчення нейтронних полів, наприклад при експериментальному моделюванні задач ядерної геофізики.

3.4. Фотографічний метод

Фотографічний метод базується на вимірюванні зміни оптичної густини світлочутливого матеріалу під дією іонізуючого випромінювання. Метод застосовується в дозиметрії, може бути використаний для вимірювання великих доз іонізуючих випромінювань.

При фотографічному методі дозиметрії фотонного випромінювання використовуються спеціальні фотоемульсії. Фотоемульсія є сукупністю дрібних (1–0,1 мкм) кристалів бромистого срібла, розміщених у шарі желатину. Проходження іонізуючого випромінювання через фотоемульсію робить опромінені кристали здатними

до проявлення за допомогою хімічної обробки. У результаті поглинання випромінювання в кристалах утворюються центри проявлення, що складаються з груп атомів металевого срібла. Сукупність цих центрів створює приховане (латентне) зображення. У процесі виготовлення емульсії й при її зберіганні утворюється фонове приховане зображення, яке при наступному проявленні дає легке почорніння емульсії, що називається вуаллю.

Обробка фотошару проявником, що має приховане зображення, призводить до відновлення металевого срібла в усіх кристалах бромистого срібла, що містять центри проявлення досить великих розмірів. Наступною фіксацією частину кристалів, що не піддавалися дії проявника, розчиняють і видаляють. Фотографічний процес проявлення заснований на реакції відновлення іона срібла Ag^+ в металеве срібло $\text{Ag}^+ + e \rightarrow \text{Ag}$ під дією аніонів проявника.

Метод індивідуальної фотодозиметрії γ -випромінювання заснований на тому, що ступінь почорніння дозиметричної фотоплівки після опромінення в деякому діапазоні почорнінь пропорційна експозиційній дозі. Порівнюючи почорніння плівки, яку носить людина, з еталонною або контрольною, знаходять дозу γ -випромінювання, що впливає на людину. При цьому недоліком вимірювання дози γ -випромінювання за допомогою фотоплівки є неоднакова чутливість її до γ -випромінювання різних енергій.

Точність вимірювань експозиційної дози γ -випромінювання за допомогою дозиметричних фотоемульсій залежить як від неоднакової чутливості її до γ -квантів різних енергій, так і від статистичного розсіювання зображень на окремих плівках. Це розсіювання обумовлено невеликими відхиленнями від номінального значення товщини фотоплівки і фільтрів, установлених у фотодозиметрах, а також неоднаковістю фоточутливості окремих плівок і похибками при їхній фотообробці.

Фотографічний метод використовується також при дозиметрії нейтронів. Почорніння фотоплівки від еквівалентної дози нейтронів у десятки-сотні разів менше, ніж від рівної дози γ -випромінювання. Тому для фотографічної дозиметрії швидких нейтронів використовують ядерні фотоемульсії, чутливі до протонів віддачі, що утворюються під дією нейтронів. Кількість протонів віддачі й фотоемульсії зменшується із зростанням енергії

нейтронів, що падають, відповідно до ходу ефективного перерізу (n, p)-розсіяння. Тому простим підрахунком слідів (треків) протонів віддачі, спостережуваних через мікроскоп на одиниці площі виявленої емульсії, неможливо виміряти еквівалентну дозу. Винятком є випадок, коли досліджувана пластинка опромінювалася нейтронами відомого енергетичного спектра, а контрольна пластинка – еквівалентною дозою нейтронів такого ж спектра. В інших випадках необхідно компенсувати зменшення протонів віддачі, що реєструються емульсією від нейтронів вищих енергій, щоб загальна кількість треків на одиниці площі відповідало кермі. Для досягнення цього фотоемульсію оточують шарами водневмісних речовин і алюмінієвих поглиначів, що визначаються спеціальним розрахунком.

Наявність азоту у складі ядерних фотоемульсій дозволяє реєструвати теплові нейтрони в результаті реакції $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. Протони, що утворюються, мають енергію 0,590 MeV і визначаються при підрахунку треків. Дозі 0,1 бер теплових нейтронів відповідає $1,2 \cdot 10^3$ трек/см², тобто майже стільки ж, що й від швидких нейтронів, якщо фотодозиметр опромінюється у повітрі. Це дозволяє використовувати фотодозиметр для визначення сумарної дози теплових і швидких нейтронів. Реєстрація проміжних нейтронів цим же дозиметром можлива до енергії 7–10 keV під дією відбитих теплових нейтронів, що утворюються. Такий фотодозиметр при носінні на тілі може завищувати дозу швидких нейтронів за рахунок альbedo теплових нейтронів і занижувати повну дозу нейтронів усіх енергій через низьку чутливість до нейтронів з енергією 10–500 keV.

Для реєстрації теплових нейтронів можна використовувати тонкі пластинки кадмію, який має великий переріз захоплення теплових нейтронів. Гамма-кванти, що генеруються в результаті цього процесу, з енергією 0,55 MeV реєструє фотоплівка. За різницею почорнінь плівки, розташованої під кадмієвим і свинцевим фільтрами, визначають дозу нейтронів. Замість кадмію можна застосовувати індій, гадоліній, самарій, європій та інші елементи з великим перерізом захоплення теплових нейтронів.

3.5. Реєстрація радіоактивних випромінювань

Для реєстрації радіоактивних випромінювань використовуються два класи радіометричних приладів: радіометри-дозиметри та спектрометри. Радіометри застосовуються для виявлення та визначення сумарної інтенсивності поля радіоактивних випромінювань. За допомогою спектрометрів вивчаються спектральні особливості радіоактивних випромінювань і визначається вид та концентрація радіоактивного елемента.

3.5.1. Радіометри для інтегральних вимірювань

Радіометри – це електронні пристрої, складені з окремих функціональних вузлів, кожний з яких виконує зазначену функцію в системі приладу. Функціональні вузли, маючи закінчене конструктивне оформлення і самостійне експлуатаційне застосування, називають функціональними блоками. Кожний радіометр складається щонайменше з трьох функціональних блоків (вузлів): вхідного, перетворення електричних сигналів і вихідного. Радіометри для інтегральних вимірювань радіоактивності складаються за такою принциповою блок-схемою (рис. 3.6). Розглянемо призначення окремих функціональних вузлів і блоків і принципову схему деяких з них. Схеми деяких блоків (підсилювачі, блоки живлення та ін.) вивчаються в курсах радіотехніки та електроніки і в даному підручнику не розглядаються.

Детектори радіоактивного випромінювання – найважливіші елементи радіометрів. У радіометрах для інтегральних вимірювань застосовуються в основному газорозрядні та сцинтиляційні детектори. При попаданні ядерної частинки в детектор на його виході утворюється імпульс електричного струму, який далі підсилюється та обробляється електронною схемою приладу.

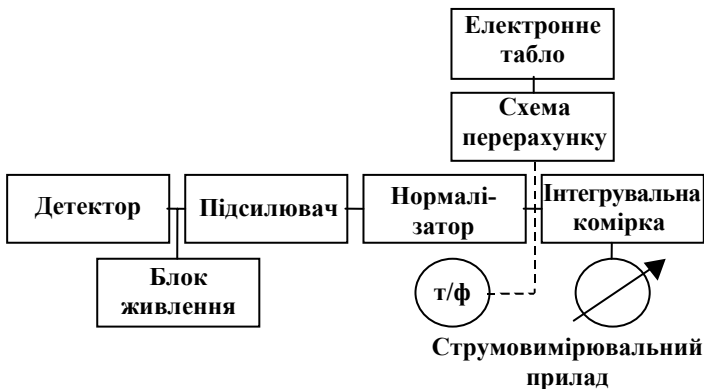


Рис. 3.6. Блок-схема інтегрального радіометра

Імпульси з детектора радіоактивного випромінювання надходять до підсилювача. Для передачі імпульсу без змін перший каскад підсилювача (він ще називається попередній підсилювач) виконується з високим входним і низьким вихідним опором зазвичай за схемою катодного повторювача. Попередній підсилювач поміщають у безпосередній близькості від детектора. Інші каскади можуть розміщуватися на більшій відстані.

Амплітуда імпульсів від детектора може мати широкий спектр. Для стійкої реєстрації всіх імпульсів до схеми включають формувальний каскад (нормалізатор). При надходженні імпульсу на вхід нормалізатора на його виході незалежно від форми та амплітуди входного імпульсу утворюється імпульс прямокутної форми зі стандартною амплітудою і тривалістю. Роль формувального каскаду звичайно виконує тригер з одним стійким станом ("очікувальний" мультивібратор).

Оскільки після нормалізатора всі імпульси мають стандартну форму, середній електричний струм, обумовлений цими імпульсами, пропорційний кількості імпульсів в одиницю часу, який називається також швидкістю рахування. Для згладжування пульсацій цього струму, тобто перетворення окремих імпульсів у постійний струм, пропорційний частоті надходження імпульсів, служить інтегрувальний каскад або інтегратор. Струм з виходу інтегратора пропорційний швидкості рахування і реєструється стрілочним мікроамперметром, самописом або цифровим індикатором. Останнім ча-

сом радіометри оснащуються внутрішньою пам'яттю на базі постійних запам'ятовуючих пристроїв (ПЗП), що дозволяє записувати вимірювання у внутрішню пам'ять.

Інтегровальний каскад – це контур з паралельно включених конденсатора C і опору R . При надходженні імпульсів до каскаду відбувається зарядка конденсатора C . У той же час заряд з нього безупинно стікає через опір R . Через якийсь час після включення приладу (або зміни швидкості рахування) досягається наближена рівновага між кількістю заряду, принесеною одним імпульсом, і зарядом, що стікає через опір за середній час між двома імпульсами: середній струм через опір R стає рівним добутку швидкості рахування на величину заряду одного імпульсу. Залежно від внутрішнього (вхідного) опору реєструвального приладу він включається до схеми послідовно з R або паралельно йому.

Наявність інтегровального каскаду вносить інерцію в роботу радіометра. Як правило, час коливання швидкості рахування помітно менший, ніж постійна часу каскаду $\tau_i = R \cdot C$ (її звичайні значення від декількох одиниць до декількох десятків секунд). При зміні швидкості надходження імпульсів на вхід каскаду зміна вихідного струму відбувається з деяким відставанням. Якщо швидкість надходження імпульсів міняється стрибком від I_1 до $I_2 = I_1 + \Delta I$, то показання приладу міняються в часі t за законом: $I = I_1 + \Delta I \left(1 - e^{-t/\tau_i} \right)$,

наближаючись до показників, що відповідають новій швидкості рахування I_2 за час, приблизно рівний $(3 \div 5\tau_i)$.

Отже, зі збільшенням τ_i прилад стає менш чутливим до короточасних змін швидкості рахування. При автоматичній реєстрації інтенсивності завдяки цьому виключаються викиди на діаграмах через дрібні випадкові флуктуації показників. Однак занадто велике значення τ_i призводить до росту інерційних перекручувань діаграм при різких змінах швидкості рахування і в першу чергу при авіаційних та автомобільних зйомках. У більшості радіометрів, крім реєстрації за допомогою струмовимірювальних приладів, передбачається також рахування імпульсів спеціальними перерахунковими приладами, що мають

електромеханічні (у старих приладах) або електронні лічильники, а також прослуховування телефоном.

Між підсилювачем і формувальним каскадом, як правило, включається спеціальний блок – амплітудний дискримінатор, що пропускає лише імпульси, амплітуда яких перевищує деякий заданий рівень (поріг). Уведення дискримінатора з регульованим порогом дозволяє пропускати корисні сигнали, обумовлені влученням ядерного випромінювання в лічильник, і затримувати невеликі шумові імпульси, що виникають у детекторах. Як дискримінатори використовують спеціальні тригери з одним стійким станом (схема Шміда) або схеми з "підзакритими" діодами.

Крім описаних елементів, кожен радіометр містить загальний блок живлення (батарея сухих елементів, акумулятор або випрямлячі змінного струму з електронним стабілізатором напруги), а також блок високовольтного живлення, що виробляє високу стабілізовану напругу для живлення детекторів випромінювання. Така напруга звичайно отримується перетворенням постійного струму загального блока живлення у змінний за допомогою релаксаційних генераторів (блокінг-генераторів) з підвищувальним трансформатором на виході, випрямленням і стабілізацією за допомогою стабілітронів.

За такою схемою працюють інтегральні радіометри, які вимірюють сумарне (інтегральне) радіоактивне випромінювання.

Оцінка радіоактивності природних об'єктів за допомогою радіометрів відносна, і здійснюється порівняно з радіоактивністю еталонів з відомим вмістом радіоактивного елемента, що створюють певні потужності випромінювання на різних відстанях від еталону. Радіометри еталонують за допомогою стандартних еталонів радіоактивного випромінювання, тобто для кожного радіометра будують графік залежності показань приладу від потужності доз (P), які створюються еталоном на різних відстанях від детектора (рис. 3.7). Наприклад, для польових пішохідних радіометрів розрахунки виконуються згідно з формулою

$$P = \frac{840 \cdot a}{r^2}, \text{ мкР/год}, \quad (3.5)$$

де a – вміст радіоактивного елемента в еталоні, мг Ra; r – відстань між детектором і еталоном.

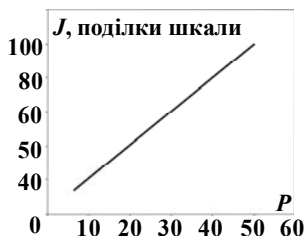


Рис. 3.7. Графік еталонування γ -радіометра (J – поділки шкали, P – потужність експозиційної дози)

За допомогою графіка еталонування показання приладу приводяться до єдиної системи – потужності дози, що дозволяє порівнювати між собою результати вимірювань різними радіометрами.

Серед спеціалізованих радіометрів, що традиційно застосовуються при геофізичних дослідженнях, виділяються:

- пішохідні радіометри γ -випромінювання (СРП-68-01, СРП-68-02, СРП-68-03, СРП-88);
- радіометр γ -, β -випромінювання (напр., "Прогноз");
- універсальні радіометри-дозиметри, що застосовуються для вимірювання γ -, β -, α -, рентгенівського та нейтронного випромінювання (типи: МКС-01, ДКС-96);
- рудничні радіометри (ПРН, "Охра-1М");
- еманометри для визначення концентрації радіоактивних газів (типи: Радон, РГА-04, РРА-01М-01, РРА-01М-03);
- спеціалізовані блоки для вимірювання радіоактивності каротажних станцій;
- лабораторні радіометри різних типів.

Радіометри застосовуються при радіометричних зйомках з метою пошуків корисних копалин, геологічного картування та оцінки геоecологічної обстановки. Опис принципу дії, будови та порядку роботи радіометрів наводиться в інструкціях і методичних рекомендаціях з експлуатації цих приладів, тому в даному підручнику ці відомості не наводяться.

3.5.2. Спектрометри радіоактивних випромінювань

До задачі спектрометрії радіоактивних випромінювань входить визначення енергії E та інтенсивності I іонізуючого випромінювання, що дозволяє визначити вид радіонукліда та його концентрацію. Для цього використовують спектрометричні радіометри або спектрометри. У спектрометрах застосовуються деякі електронні блоки, аналогічні тим, що і в радіометрах. Основними частинами спектрометра є детектор іонізуючого випромінювання, амплітуда імпульсів, на виході якого є пропорційна енергії випромінювання та амплітудний аналізатор. Амплітудний аналізатор – прилад, який дозволяє виділити і зареєструвати ядерне випромінювання різних енергій. Серед амплітудних аналізаторів виділяють інтегральні й диференціальні аналізатори. Перші використовують для реєстрації імпульсів з амплітудою вище деякого порога, другі – у деякому вузькому діапазоні (вікні) амплітуд.

Диференціальні амплітудні аналізатори мають два вбудовані паралельно один до одного дискримінатори – нижнього і верхнього рівнів. Перший пропускає імпульси з амплітудою вище нижнього порога, другий – нижче верхнього порога. На виході диференціального аналізатора з'являтимуться імпульси струму тільки тоді, коли їхня амплітуда буде вище рівня порога нижнього рівня і нижче верхнього (схема антизбігів – рис. 3.8).

Синхронно змінюючи напругу на обох дискримінаторах, можна вивчати диференціальний спектр – залежність кількості імпульсів на виході аналізатора від порога дискримінації. Цю залежність виражають в енергетичних одиницях (електрон-вольтах). Для цього попередньо за допомогою еталонів – радіонуклідів з відомими енергетичними показниками встановлюють зв'язок між амплітудою імпульсів (у вольтах) і енергією випромінювання (в електрон-вольтах). Сучасні спектрометри мають у своєму складі багатоканальні аналізатори (кількість каналів – 256, 512, 1024, 2048, 4096 тощо). Процес вимірювання та реєстрація даних виконується за допомогою ЕОМ, що значно підвищує ефективність спектрометричних досліджень.

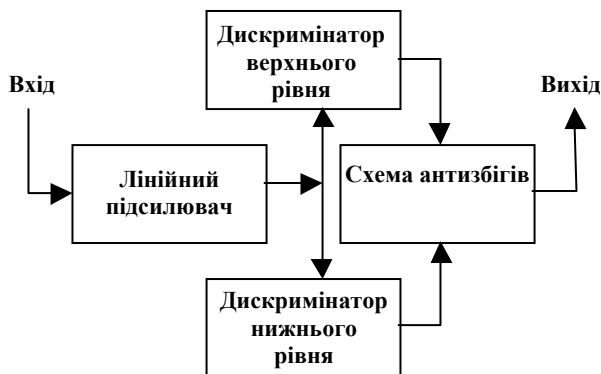


Рис. 3.8. Блок-схема одноканального диференціального амплітудного аналізатора

Спектрометрія α -випромінювання забезпечується напівпровідниковими (НП) детекторами та імпульсними іонізаційними камерами, β - та γ -випромінювання – сцинтиляційними та НП детекторами, рентгенівського випромінювання – пропорційними лічильниками та НП детекторами.

Сцинтиляційні детектори при цьому комплектуються спеціальними марками ФЕП і спеціально відібраними (спектрометричними) зразками сцинтиляторів, що забезпечують відносно високу енергетичну роздільну здатність. Для спектрометрії дуже м'яких γ -квантів, амплітуда імпульсів на виході ФЕП для яких порівнянна з амплітудою шумових імпульсів, застосовують пропорційні лічильники. Для зниження фону сцинтиляційних детекторів використовують ФЕП із безкалійного скла, а для захисту від випромінювання навколишніх предметів і космічного фону їх розміщують у камери (контейнери) з матеріалів, що мають високу щільність і дуже низьку радіоактивність (свинець, залізо). Для спрощення форми апаратних спектрів і зниження фону застосовуються сцинтиляційні спектрометри, що мають два детектори зі схемами часових збігів (або антизбігів).

Процес вимірювання апаратних спектрів спектрометрів полягає в реєстрації кількості імпульсів n за час експозиції t у каналах спектрометра та градуюванні його енергетичної шкали. Експозицію t вибирають відповідно до заданої похибки частоти імпульсів у каналах.

Градування енергетичної шкали спектрометра виконують за допомогою еталонних джерел випромінювання з відомою енергією (комплект ОСГІ). При цьому для вибраного коефіцієнта підсилення амплітуд імпульсів записують апаратні спектри реперних енергетичних ліній еталонних джерел, знаходять номер каналу, куди потрапляє екстремальна точка фотопіка i -ї лінії й за цими даними будують графік градування (рис. 3.9).

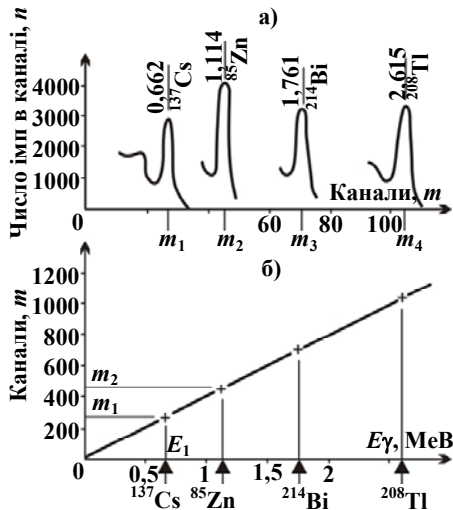


Рис. 3.9. Апаратні γ -спектри еталонних джерел і графік градування спектрометра

У процесі інтерпретації апаратних спектрів енергію випромінювання заряджених частинок і γ -квантів знаходять за розташуванням піків повного поглинання на енергетичній шкалі, яку наносять паралельно осі абсцис за даними градування. Необхідно звернути увагу на те, що в апаратних спектрах поряд з піками ліній джерела, які вивчаються, можуть виявлятися вторинні піки за рахунок супутніх процесів взаємодії випромінювання з речовиною детектора та його захистом. У такому випадку виділення піків повного поглинання енергії проводять, порівнюючи спектр, що вивчається, із спектрами еталонних моноенергетичних джерел близької енергії.

Інтенсивність випромінювання заряджених частинок ($\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$) обчислюють за формулою

$$I_N(E) = \frac{N_{\text{сум}}(E)}{[g(E)S_d]}, \quad (3.6)$$

де $N_{\text{сум}}(E)$ – сумарна частота імпульсів, яка перевищує фонову в каналах спектрометра, де формується пік повного поглинання, (с^{-1}); $g(E)$ – ефективність реєстрації частинок з енергією E , детектором площею S_d .

В апаратурному спектрі γ -випромінювання знаходять інтенсивність випромінювання за кількістю квантів

$$I_N(E_\gamma) = \frac{N_{\text{сум}}(E_\gamma)}{[G(E_\gamma)S_d]}, \quad (3.7)$$

де $G(E_\gamma)$ – фотоефективність, яка дорівнює відношенню кількості імпульсів у піку повної енергії поглинання до кількості квантів, що пройшли через детектор.

У практиці геофізичних досліджень найбільше розповсюдження мають γ -спектрометри. Серед них застосовуються такі види:

- польові переносні (СП-4, РКП-305, GS-512);
- автомобільні (типу АСГ-4, РСА-97 та ін.);
- авіаційні (СКАТ-77, Макфар, ГСА-99, RS-500, GRS-410 та ін.);
- свердловинні різних типів;
- лабораторні різних типів.

Перші чотири види спектрометрів мають скінтіляційний детектор. Типи лабораторних спектрометрів відзначаються різноманітністю конструкцій та конструктивних елементів. У них застосовуються як скінтіляційні, так і напівпровідникові детектори. Застосування напівпровідникових детекторів у польових, автомобільних, авіаційних і свердловинних спектрометрах стримується необхідністю глибокого охолодження їх, але намічаються перспективи подолання цієї перешкоди шляхом створення напівпровідникових матеріалів детекторів, що працюють за нормальної температури.

У лабораторних умовах найшли застосування також α - та β -спектрометри.

3.6. Похибки радіометричних вимірювань. Чутливість і фон радіометрів

Похибки при радіометричних вимірюваннях обумовлені в основному неконтрольованими коливаннями (нестабільністю) параметрів апаратури, неточністю еталонування та ймовірнісним, статистичним характером радіоактивного розпаду і взаємодії випромінювань з речовиною детекторів. Похибки перших двох типів при ретельному додержанні вимог інструкцій можна знизити до 1–2 % від вимірюваної величини. Третій тип похибок має особливості, властиві лише вимірюванням потоків випадкових частинок, зупинимося на ньому докладніше.

Абсолютна $\sigma_{\bar{k}}$ і відносна $\delta_{\bar{k}}$ середні квадратичні похибки вимірювань середньої кількості частинок $\bar{k}$ при радіоактивному розпаді визначаються із співвідношень

$$\sigma_{\bar{k}} = \sqrt{\bar{k}}, \quad \delta_{\bar{k}} = \sigma_{\bar{k}} / \bar{k} = 1 / \sqrt{\bar{k}}. \quad (3.8)$$

При цьому несуттєво, протягом якого часу ці k частинок були зареєстровані. Якщо I – інтенсивність, тобто швидкість рахування за одиницю часу, а t – час вимірювань, то співвідношення (3.8) набувають вигляду

$$\sigma_{\bar{k}} = \sqrt{It}, \quad \sigma_I = \sigma_{\bar{k}} = \sqrt{I/t}, \quad \delta_I = \delta_{\bar{k}} = 1 / \sqrt{It}. \quad (3.9)$$

Отже, зменшення відносної похибки вимірювання можна отримати збільшенням часу вимірювань t і підвищенням швидкості рахування I , що досягається збільшенням чутливості детекторів (їхніх розмірів та ефективності), а в активних методах ядерної геофізики також підвищенням потужності джерел (у межах, які допускаються технікою безпеки).

У багатьох випадках значення параметра x є функцією результату декількох незалежних вимірювань $x = f(I_1, I_2, \dots, I_n)$, де $I_1, I_2, \dots, I_n$ – інтенсивність випромінювання за незалежних вимірювань. Якщо похибка у визначенні I_i ($i=1, 2, \dots, n$) невели-

ка, то похибку Δx визначення x отримаємо, зберігши лише перші члени розкладу x у ряд Тейлора: $\Delta x \approx \sum_i \Delta_i \partial f / \partial I_i$, де Δ_i – абсолютна похибка вимірювання I_i .

За теоремою про дисперсію лінійної функції від випадкових величин дисперсія визначається виразом

$$\sigma_x^2 = \sum_i \sigma_i^2 \left(\partial f / \partial I_i \right)^2. \quad (3.10)$$

Застосуємо останню формулу для обчислення похибки визначення інтенсивності випромінювання зразка за наявності фонові випромінювання I_ϕ . Через I' позначимо інтенсивність випромінювання від зразка, включаючи фон, через t і t_ϕ – час вимірювань із зразком і без нього (фонове вимірювання) відповідно. Інтенсивність випромінювання зразка I (без фону) вираховується як різниця $I = I' - I_\phi$. За виразом (3.10) похибка визначення I набуває вигляду

$$\sigma_I = \sqrt{\sigma_{I'}^2 + \sigma_{I_\phi}^2}, \quad (3.11)$$

де похибки $\sigma_{I'}$ і σ_{I_ϕ} для I' і I_ϕ обчислюються за формулою (3.9).

Остаточно ці вирази мають вигляд

$$\sigma_I = \sqrt{I' / t + I_\phi / t_\phi} = \sqrt{(I + I_\phi) / t + I_\phi / t_\phi}, \quad (3.12)$$

$$\delta_I = \sigma_I / I = \sqrt{(I + I_\phi) / t + I_\phi / t_\phi} / I. \quad (3.13)$$

Аналіз останньої формули показує, що збільшення фону суттєво знижує точність вимірювань, якщо значення I і I_ϕ співмірні. Тому при дослідженнях слабоактивних зразків більша увага надається зменшенню фону. Для цього вибирають детектори з малим власним фоном і розміщують їх у свинцевих захисних контейнерах для екранування від космічного випромінювання та випромінювання навколишніх предметів.

При реєстрації неперервних діаграм за допомогою інтенсиметра (інтегрувальної комірки з постійною часу τ_k) відносна середня квадратична похибка вимірювань на окремих точках діаграми

становить: $\sigma \approx 1 / \sqrt{2I \cdot \tau_k}$, тобто дорівнює похибці вимірювань з усередненням показників протягом часу $2\tau_k$.

Наявність фону обмежує так званий поріг чутливості, тобто мінімальну інтенсивність випромінювання, що надійно вимірюється радіометром. За поріг чутливості радіометрів зазвичай беруть три-, чотирикратне значення середнього квадратичного відхилення фону. Фон приладів включає три складові: космічний фон (КФ); випромінювання навколишніх предметів; власний (залишковий) фон, обумовлений радіоактивним забрудненням матеріалів лічильника та інших частин радіометра, а також помилковими імпульсами в лічильниках. Суму космічного і залишкового фонів прийнято називати натуральним фоном (НФ) приладу. Залишковий фон радіометрів з газорозрядними лічильниками з важким катодом становить 150–200 фА/кг, для лічильників з мідним катодом – у 1,5–2 рази менше. Космічний фон для газорозрядних лічильників має той же порядок і збільшується з висотою приблизно на 100 фА/кг на кожні 1000 м. Залишковий фон сцинтиляційних радіометрів не перевищує 70 фА/кг, натуральний фон – 150 фА/кг.

При еталонуванні польових радіометрів і при польових вимірюваннях вводять також поняття нормального фону, обумовленого радіоактивністю навколишніх порід з нормальним (кларковим) вмістом радіоактивних елементів. Для визначення нормального фону приладу проводять вимірювання над поверхнею водойм з глибиною не менш 2–3 м і при відстані від берегів не менш 50 м. Для аерорадіометрів НФ можна визначити також на декількох висотах більше 500 м, куди не досягає випромінювання гірських порід. Потім будують графік залежності показань приладу від висоти і екстраполюють його до нульової висоти. Отриманий графік використовують для врахування НФ на різних висотах. Для визначення НФ можна застосовувати також багатократні вимірювання з екранами і без них на зразок радіометричного опробування. Коли значення НФ не визначено, замість нього можна брати значення, виміряні на ділянках із слабоактивними породами (чисті вапняки, кам'яна сіль тощо).

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Сформулюйте суть іонізаційного методу реєстрації радіоактивних випромінювань.
2. Наведіть принцип дії та основні параметри газорозрядних детекторів.
3. Що таке газове підсилення в газонаповнених детекторах радіоактивного випромінювання?
4. Яке принципове розходження у характері електричного поля в іонізаційній камері та пропорційному лічильнику? За рахунок чого це розходження зазвичай досягається?
5. Чим відрізняються лічильники Гейгера–Мюллера і пропорційні?
6. Що називають плато лічильника і за рахунок чого воно утворюється для лічильника Гейгера–Мюллера?
7. Наведіть принцип дії та основні параметри напівпровідникових детекторів.
8. Сформулюйте суть сцинтиляційного методу реєстрації радіоактивних випромінювань.
9. Які переваги та недоліки сцинтиляційних детекторів порівняно з газорозрядними?
10. Які сцинтилятори найчастіше використовують для реєстрації γ -квантів і чому?
11. Яка суть трекового та фотографічного методів реєстрації радіоактивних випромінювань?
12. Назвіть основні блоки радіометрів ядерних випромінювань.
13. Сформулюйте функціональне призначення формувального каскаду, перерахункової схеми та інтегрувального каскаду радіометра.
14. Назвіть переваги та недоліки встановлення в радіометрі малої й великої постійної часу інтегрувального каскаду.
15. Чому ефективність реєстрації газорозрядних лічильників для γ -квантів значно нижча, ніж для β -частинок?
16. Які сцинтилятори використовують зазвичай в спектрометрах γ -випромінювання і Чому?
17. Які сцинтилятори використовують для реєстрації повільних нейтронів?

18. Чому в апаратурному спектрі γ -випромінювання виникає лінія, яка відповідає енергії $E_\gamma = 0,51$ МеВ?

19. Чому складова апаратурного спектра γ -випромінювання, викликана комптонівським розсіянням, є суцільною? Чому пропорційна амплітуда імпульсу – енергії розсіяного γ -кванта чи електрона віддачі?

20. Дайте порівняльну оцінку переваг і недоліків використання лічильників Гейгера–Мюллера, пропорційних, сцинтиляційних і напівпровідникових для реєстрації γ -квантів.

21. Назвіть основні вимоги до радіометра γ -випромінювання: лабораторного, польового (пішохідного), авіаційного і свердловинного.

22. Що називають енергетичним розрізненням спектрометра?

23. Які детектори використовують при спектрометрії γ -випромінювання?

24. Які абсолютна і відносна статистичні похибки у визначенні сумарної кількості імпульсів, якщо останнє при вимірах протягом 2 хв становило 1000 імп. Яка швидкість рахування та її статистична похибка?

25. Скільки частинок має зареєструвати радіометричний прилад, щоб відносна статистична похибка становила не більше 2 %?

26. Знайдіть відносну похибку визначення швидкості рахування від зразка (за винятком фону), якщо за час вимірювання активності зразка $t_{\text{вим}} = 5$ хв зареєстровано 10^4 імп, а вимірювання фону протягом 10 хв дали загальний рахунок – $5 \cdot 10^3$ імп.

27. Знайдіть відносні статистичні коливання показань свердловинного радіометра в межах однорідного пласта великої потужності, якщо постійна інтегрувального каскаду становить 6 с, швидкість рахування – 200 імп/хв.

28. Сцинтиляційний детектор опромінюється практично паралельним пучком γ -квантів, який паралельний осі сцинтилятора діаметром 40 мм. Швидкість рахування 500 імп/хв при щільності потоку квантів 15 імп/с. Визначте ефективність лічильника.

Література: [1–12, 24, 26, 28, 41, 45, 50, 52, 53, 56, 57]

РОЗДІЛ 4

Принципи і методи розрахунку ядерно-геофізичних полів

Під полем радіоактивного випромінювання розуміють просторово-енергетичний розподіл відповідного іонізуючого випромінювання в геологічному середовищі, що характеризується в загальному випадку функцією

$$N(\vec{x}) = N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t), \quad (4.1)$$

де t – будь-який момент часу; $\vec{r}$ – точка простору з відповідними координатами; $\vec{\Omega}$ – напрямок руху та енергія E цього випромінювання. Множина всіх $\vec{x} \in N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ становить фазовий простір поля радіоактивного випромінювання $\vec{x}$. Сутність поняття фазового простору полягає в тому, що стан як завжди складної системи зображується в ньому однією єдиною точкою, а еволюція цієї системи – переміщенням цієї точки. Це простір, на якому представлено безліч всіх станів системи, так що кожному можливому стану системи відповідає точка фазового простору.

Диференціальне значення функції розподілу радіоактивного випромінювання описується виразом

$$N(\vec{x})d\vec{x} \equiv N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\vec{r} d\vec{\Omega} dE dt. \quad (4.2)$$

Вираз 4.2 визначає кількість ядерних частинок (рентгенівських або γ -квантів) в елементі фазового простору $d\vec{r} d\vec{\Omega} dE$, в інтервалі часу від t до $t + dt$, з енергією від E до dE , що проходять через одиничну площадку в межах тілесного кута $d\vec{\Omega}$ в напрямку $\vec{\Omega}$.

При застосуванні сферичної системи координат $d\vec{\Omega} = \sin\theta d\theta d\varphi$, де θ і φ – відповідно широтний і азимутальний кути.

Нижче наводяться найбільш уживані функції, що використовуються при розрахунку параметрів ядерно-геофізичних полів.

Функція $I(\vec{x}) = E \cdot N(\vec{x})$ визначає розподіл інтенсивності (щільності потоку енергії) радіоактивного випромінювання. Функції $N_0(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\vec{\Omega}$ та $I_0(\vec{r}, E) = E \cdot N_0(\vec{r}, E)$ визначають відповідно енергетичний розподіл (спектр) щільності та інтенсивності радіоактивного випромінювання. Відповідно, функції $J_N(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} \vec{\Omega} \cdot N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\vec{\Omega}$ та $J_E(\vec{r}, E) = E \cdot J_N(\vec{r}, E)$ характеризують щільність потоку ядерних частинок та їхньої енергії. Функції $N(\vec{r}) = \int_0^E N_0(\vec{r}, E) dE$ та $I(\vec{r}) = E \cdot N(\vec{r})$ визначають інтегральну щільність потоку та інтегральну інтенсивність випромінювання.

Функції $\upsilon \cdot \sum_s(\vec{r}, E) \cdot N(\vec{x}) d\vec{x}$ та $\upsilon \cdot \sum_a(\vec{r}, E) \cdot N(\vec{x}) d\vec{x}$, де $\sum_s(\vec{r}, E)$ і $\sum_a(\vec{r}, E)$ – макроскопічні перерізи розсіяння і поглинання випромінювання, характеризують відповідно кількість актів розсіяння і поглинання частинок або γ -квантів в елементі $d\vec{x} = d\vec{r} d\vec{\Omega} dE dt$. Функція $\psi(\vec{x}) = \upsilon \cdot N(\vec{x}) [\sum_s(\vec{r}, E) + \sum_a(\vec{r}, E)]$ визначає частоту зіткнень частинок, тобто кількість зіткнень, віднесене до одиниці часу. Функція $\Phi(\vec{x}) = \upsilon \cdot N(\vec{x})$ чисельно дорівнює шляху, який проходить частинка зі швидкістю υ за 1 с без її поглинання і розсіяння, визначає фазову щільність частинок. Зв'язок між указаними функціями має вигляд

$$\psi(\vec{x}) = \sum(\vec{r}, E) \cdot \Phi(\vec{x}) = l^{-1} \cdot \Phi(\vec{x}) \quad (4.3)$$

де $\sum(\vec{r}, E) = \sum_s(\vec{r}, E) + \sum_a(\vec{r}, E)$ – повний перетин взаємодії; υ , $l = \upsilon/\tau$ і τ – відповідно швидкість, довжина і час вільного пробігу ядерних частинок або випромінювання.

Повний баланс радіоактивного випромінювання у фазовому просторі $\vec{x} \equiv (\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ визначається рівнянням перенесення випромінювання. Щодо γ -квантів, то тут ураховуються такі процеси:

■ зменшення інтенсивності γ -квантів за рахунок їхнього вільного руху в напрямку вектора $\vec{\Omega}$

$$\frac{\partial N(\vec{x})}{\partial \vec{\Omega}} d\vec{x} = \Omega \cdot \Delta N(\vec{x}) d\vec{x} = \text{div}[\Omega \cdot N(\vec{x}) d\vec{x}], \quad (4.4)$$

де $\Delta N(\vec{x})$ – дивергенція функції N ;

■ утрати γ -квантів з елемента фазового простору в результаті їхньої взаємодії з речовиною, що визначається лінійним коефіцієнтом μ у вигляді $\mu \cdot N(\vec{x}) d\vec{x}$;

■ зростання кількості γ -квантів в елементі об'єму в результаті розсіяння, яке визначається диференціальним перетином $\sigma_s(\vec{\Omega}_0 \rightarrow \vec{\Omega}, E_0 \rightarrow E)$ трансформація γ -квантів зі стану $\vec{x}_0 \equiv (\vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0)$ у стан $\vec{x} \equiv (\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ на n_e – електронах елементарного об'єму середовища згідно з виразом

$$n_e d\vec{x} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}_0 \int_E dE_0 \sigma_s(\vec{\Omega}_0 \rightarrow \vec{\Omega}, E_0 \rightarrow E) N(\vec{x}_0); \quad (4.5)$$

■ зростання кількості γ -квантів за рахунок додаткового джерела $Q(\vec{x})$, розташованого в досліджуваному елементі фазового простору $\vec{x}$, тобто $Q(\vec{x}) d\vec{x}$.

Скоротивши всі члени на $d\vec{x} = d\vec{r} d\vec{\Omega} dE$, отримаємо інтегрально-диференціальне рівняння перенесення γ -квантів (або кінетичне рівняння Больцмана) у вигляді

$$\begin{aligned} \text{div}[\vec{\Omega} \cdot N(\vec{x})] + \mu \cdot N(\vec{x}) = \\ = n_e d\vec{x} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}_0 \int_E dE_0 \sigma_s(\vec{\Omega}_0 \rightarrow \vec{\Omega}, E_0 \rightarrow E) N(\vec{x}_0) + Q(\vec{x}). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Для випадку нестационарного перенесення нейтронів ($\partial N(\vec{x}) / \partial t \neq 0$) з урахуванням швидкості їхнього руху v і довжини вільного пробігу нейтрона $l = 1/\Sigma(\vec{r}, E)$, де $\Sigma(\vec{r})$ – повний перетин взаємодії нейтронів, рівняння перенесення має вигляд

$$\frac{\partial N(\vec{x})}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \text{div} \left[\vec{\Omega} N(\vec{x}) \right] - (\mathbf{v} / l) N(\vec{x}) +$$

$$+ n_{\gamma} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}_0 \int_E^{\infty} dE_0 (\mathbf{v}_0 / l_0) \Sigma_s \left(\vec{\Omega}_0 \rightarrow \vec{\Omega}, E_0 \rightarrow E \right) N(\vec{x}_0) + Q(\vec{x}) \quad , \quad (4.7)$$

де $\vec{x}_0 = (\vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0 t)$; $\vec{x} = (\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$; n_{γ} – кількість ядер в елементі об'єму.

Основна пряма задача теорії перенесення, яка розв'язується зазвичай на основі того або іншого наближеного варіанта рівняння перенесення, зводиться до знаходження фазової функції розподілу випромінювання $N(\vec{x})$ за заданих властивостей геологічного середовища (мінералогічний склад, густина, вологість), геометричних умов вимірювання і параметрів джерела випромінювання.

4.1. Наближені аналітичні методи розрахунку полів радіоактивних випромінювань

Аналітичні розрахунки полів ядерних випромінювань досить складні. Тому при розв'язанні прямих задач ядерної геофізики широко застосовується низка наближених аналітичних методів теорії перенесення випромінювання, які використовують спрощене уявлення основного кінетичного рівняння перенесення і при цьому дають результати, що задовольняють вирішення практичних задач ядерної геофізики. Серед них найбільш простими та результативними є: променеве наближення, наближення однократної взаємодії та дифузійно-вікове наближення. У випадку одновимірних задач для напівнескінчених однорідних середовищ ці методи розрахунку оперують з відносно простими аналітичними виразами, що дозволяють в явному вигляді встановити наближені до реальних закономірності полів ядерних випромінювань.

4.1.1. Променеве наближення

У цьому наближенні теорії перенесення не враховують зміни енергії радіоактивного випромінювання і напрямок його поширення, тобто вважають, що рух випромінювання в середовищі прямолінійний. Нехай у деякому напрямку x на елемент об'єму падає пучок ядерного випромінювання щільністю N_0 . Потік випромінювання за наявності його поглинання ослаблюється на величину $n_a \cdot \sigma_a \cdot N(x)$, де n_a і σ_a – відповідно кількість атомів в одиниці об'єму і перетин поглинання в розрахунку на атом. За даних умов процес перенесення випромінювання описується простим диференціальним рівнянням

$$\frac{\partial N}{\partial x} = -n_a \cdot \sigma_a \cdot N(x), \quad (4.8)$$

розв'язок якого за початкової граничної умови $N_{(x=0)} = N_0$ описується експоненціальною функцією такого вигляду:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-n_a \cdot \sigma_a \cdot x}. \quad (4.9)$$

З метою наближеного врахування ефекту багатократного розсіяння γ -квантів або ядерних частинок можна замість перетину поглинання σ_a оперувати ефективним коефіцієнтом ослаблення випромінювання, який залежить від властивостей геологічного середовища, джерела і детектора радіоактивного випромінювання та геометричних умов вимірювань.

Променеве наближення широко використовується при розв'язуванні задач радіометрії, наприклад у польовому γ -методі, при γ -спектрометрії, де основне значення має ослаблення пучка високоенергетичних γ -квантів, які генеруються при розпаді ядер урану, торію і калію.

4.1.2. Наближення однократної взаємодії

Вихідне аналітичне рівняння перенесення випромінювання в даному наближенні враховує лише однократну взаємодію випромінювання з атомами речовини – спад випромінювання в

результаті поглинання, виникнення випромінювання з новою енергією при однократному розсіянні, а також збудження флуоресцентного рентгенівського випромінювання атомів або нейтронного випромінювання в результаті реакції (γ , n) на ядрах атомів геологічного середовища.

Розрахунок функції розподілу $N(R)$ у випадку наближення однократної взаємодії γ -квантів з урахуванням розсіяного і виникаючого флуоресцентного випромінювання зводиться до обчислення в загальному вигляді інтеграла (рис. 4.1, а)

$$\frac{N(R)}{(N_0 / 4\pi)} \approx e^{-\mu_j \cdot R} + \int_V r_1^{-2} \cdot r_2^{-2} \cdot e^{-(\mu_j \cdot r_1 + \mu_s \cdot r_2)} n_e \cdot \sigma_s(E_0 \rightarrow E) dV +$$

$$+ \int_V r_1^{-2} \cdot r_2^{-2} \cdot e^{-(\mu_j \cdot r_1 + \mu_i \cdot r_2)} n_e \cdot \tau_{K_j}^A \cdot W_K \cdot p_i dV, \quad (4.10)$$

де R – відстань між джерелом і детектором (довжина зонда); r_1 і r_2 – відрізки шляху для первинних і вторинних квантів; μ_j , μ_s , μ_i – лінійні коефіцієнти ослаблення первинних, однократно розсіяних квантів і квантів флуоресцентного випромінювання; $\tau_{K_j}^A$ – лінійний коефіцієнт фотоелектричного поглинання первинних квантів; W_K – вихід флуоресценції для K -рівня; p_i – імовірність переходу атома елемента, збудженого на K -рівень з випусканням α -лінії K -спектра; n_e – електронна щільність середовища; $\sigma_s(E_0 \rightarrow E)$ – функція розсіяння; N_0 – потік первинних γ -квантів джерела.

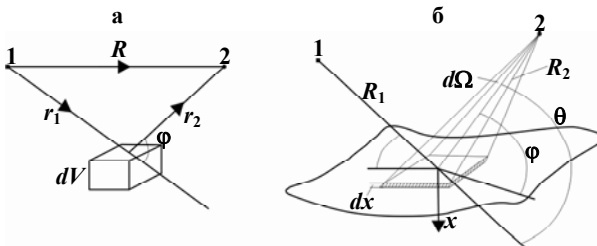


Рис. 4.1. Схема розрахунку γ -поля в наближенні однократної взаємодії:
1 – точкове джерело радіоактивного випромінювання; 2 – детектор

Аналітичні оцінки функції розподілу можуть бути виконані за деяких припущень відносно геометричних умов вимірювання. Порівняно проста аналітична оцінка для потоку вторинного випромінювання, що дає позитивні результати при вирішенні задач, характерних для методів ядерної геофізики, отримана для випадку асимптотичного наближення, за якого глибинність дослідження набагато менша відстані від зонда до поверхні середовища. У цьому випадку (рис. 4.1, б) вважається, що $r_1 \rightarrow R_1$, $r_2 \rightarrow R_2$, $dV = dSdx$, $r_1 - R_1 = x \cdot \sin \varphi$, $r_2 - R_2 = x / \sin \psi$, де φ – кут падіння первинного випромінювання на елементарну площину dS ; ψ – кут виходу вторинних квантів, що потрапляють до детектора через цю ж площину. Тоді рівняння (4.10) без урахування реєстрації детектором первинних квантів виражається формулою

$$N = \frac{N_0}{4\pi} \int_s \int_{x=0}^{\infty} k_{i,s} \cdot R_1^{-2} \cdot R_2^{-2} \cdot e^{-(\mu_j / \sin \varphi + \mu_{i,s} / \sin \psi)} dS dx, \quad (4.11)$$

де $k_{i,s}$ – коефіцієнт перетворення первинного випромінювання на вторинне: $k_i \approx \tau_{K_j}^A \cdot W_K \cdot p_i \cdot q / 4\pi$; q – вміст елемента; $k_s = n_e \cdot \sigma(E_0 \rightarrow E)$.

За допомогою інтегрування виразу (4.11) по x від 0 до нескінченності можна визначити N через поверхневий інтеграл

$$N = \frac{N_0}{4\pi} \int_s \frac{k_{i,s} \cdot R_1^{-2} \cdot R_2^{-2} \cdot \sin \varphi}{\bar{\mu}_j + \bar{\mu}_{i,s} \cdot \xi} dS, \quad (4.12)$$

де $\xi = \sin \varphi / \sin \psi$. Для насиченого шару з плоскою межею поділу обчислення інтеграла по поверхні приводить до формули

$$N = \frac{N_0}{4\pi} \frac{k_{i,s} \cdot R_1^{-2} \cdot R_2^{-2} \cdot \sin \varphi}{\bar{\mu}_j + \bar{\mu}_{i,s} \cdot \xi}, \quad (4.13)$$

де S – площа поверхні досліджуваного середовища, з якого вторинне випромінювання сприймається детектором. При колімації випромінювання площа S визначається формою і розмірами коліматорів.

Для флуоресцентного випромінювання використовуються коефіцієнт k_i і масовий коефіцієнт ослаблення $\bar{\mu}_i$, а у випадку розсіяння – відповідно k_s і $\bar{\mu}_s$.

Наближення однократної взаємодії дає прийнятні результати в області енергії первинного випромінювання, для якої ймовірність багатократного розсіяння незначна, наприклад для γ - і рентгенівського випромінювання з енергією менше 200 кеВ, тобто в умовах рентгенорадіометричного і селективного гамма-гамма-методів ядерної геофізики.

Теорія однократної взаємодії застосовується в деяких випадках для різних за типом первинного і генерованого вторинного випромінювань з урахуванням відповідного значення перехідного коефіцієнта, наприклад при α -збудженні флуоресцентного рентгенівського випромінювання, при збудженні фотонейтронів (реакція (γ, n) на берилій та ін.).

Наприклад, розрахунок кількості фотонейтронів, які виникають при реакції (γ, n) , у випадку гірських порід і руд, що містять берилій, оснований на використанні коефіцієнта перетворення γ -квантів на потік нейтронів $k_{\gamma, n}$ за умови врахування однократної взаємодії γ -квантів з ядрами берилію

$$k_{\gamma, n} \approx N_{0, \gamma} \cdot q_{Be} \cdot n_{\gamma} \cdot \sigma_{(\gamma, n)}, \quad (4.14)$$

де $N_{0, \gamma}$ – потік випромінювання γ -джерела; q_{Be} – вміст ${}^9\text{Be}$ в породі (%); $n_{\gamma} = \rho N_a / A$ – кількість ядер ${}^9\text{Be}$ в 1 см^3 породи (ρ – густина породи, N_a – число Авогадро; A – атомна маса); $\sigma_{(\gamma, n)}$ – переріз реакції (γ, n) на ядрах ${}^9\text{Be}$.

Розглянемо випадок, при якому точкове джерело γ -квантів і точковий детектор нейтронів розміщені в центрі рудного півсферичного шару з радіусами a і b (рис. 4.2).

Елемент об'єму у сферичних координатах становить $dV = \sin \theta d\theta d\phi \cdot r^2 dr$, тому кількість нейтронів, що утворилися в усьому об'ємі півсферичного шару, буде

$$N_{\gamma, n} = \frac{k_{\gamma, n}}{4\pi} \int_0^\pi d\phi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_a^b e^{-\mu_{\gamma} r} dr = \frac{k_{\gamma, n}}{2\mu_{\gamma}} \left[e^{-\mu_{\gamma} a} - e^{-\mu_{\gamma} b} \right]. \quad (4.15)$$

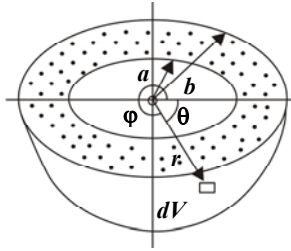


Рис. 4.2. Схема розрахунку в наближенні однократної взаємодії потоку фотонейтронів від півсферичного шару руди, що містить берилій

При $a \rightarrow 0$ і $b \rightarrow \infty$ (випадок півпростору) формула 4.17 спрощується до виразу

$$N_{\gamma,n} = \frac{k_{\gamma,n}}{2\mu_{\gamma}}. \quad (4.16)$$

У наближенні однократної взаємодії перенесення нейтронів, які утворюються при реакції (γ, n) , розглядається без зміни енергії й напрямку їхнього руху. Кількість нейтронів у центрі півсферичного шару від елемента об'єму середовища визначається формулою

$$dN_{\gamma,n} = \frac{k_{\gamma,n} \cdot r^4}{16\pi^2} e^{-(\mu_{\gamma} + \Sigma_n)r} dV, \quad (4.17)$$

де Σ_n – повний переріз взаємодії нейтронів з ядрами гірської породи.

Повна кількість утворених у результаті реакції (γ, n) нейтронів у точці детектування для півсферичного шару становить

$$\begin{aligned} dN_{\gamma,n} &= \frac{k_{\gamma,n}}{16\pi^2} \int_0^{\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \int_a^b r^{-2} \cdot e^{-(\mu_{\gamma} + \Sigma_n)r} dr = \\ &= \frac{k_{\gamma,n}}{8\pi} \left\{ a^{-1} \cdot \Phi[(\mu_{\gamma} + \Sigma_n) \cdot a] + b^{-1} \cdot \Phi[(\mu_{\gamma} + \Sigma_n) \cdot b] \right\}, \end{aligned} \quad (4.18)$$

де $\Phi[(\mu_{\gamma} + \Sigma_n) \cdot r] = \int_1^{\infty} r^{-2} \cdot e^{-(\mu_{\gamma} + \Sigma_n) \cdot r} dr$ – функція Кінга, яка визначає кратність ослаблення випромінювання від об'ємного випромінювача.

Наближення однократної взаємодії для розрахунку потоку фотонейтронів у гірських породах і рудах, що містять берилій, широко використовується для теоретичного розв'язування задач фотонейтронного методу ядерної геофізики.

4.1.3. Дифузійно-вікове наближення

Наближений розв'язок кінетичного рівняння перенесення радіоактивних випромінювань за допомогою дифузійно-вікового наближення враховує зменшення ядерних частинок або γ -квантів з елемента об'єму за рахунок їхнього вільного руху і поглинання та додаткове зростання кількості частинок або γ -квантів за наявності в досліджуваному середовищі джерела радіоактивного випромінювання. Перший процес виникає за наявності градієнта концентрації частинок або γ -квантів. До того ж у дифузійно-зростаючому наближенні припускається "усереднення" індивідуальних особливостей траєкторій великої кількості частинок. Для спрощення вихідного рівняння вважають, що енергія випромінювання у процесі розсіювання або не змінюється (дифузійне наближення), або її зміна пропорційна часу (вікове наближення). З урахуванням таких обмежень функція розподілу випромінювання $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ зводиться до функції $N(\vec{r}, t)$ у віковому наближенні й до функції $N(\vec{r})$ у дифузійному наближенні. Відповідно, для цих випадків рівняння перенесення радіоактивних випромінювань має вигляд:

у віковому наближенні –

$$\frac{\partial N(\vec{r}, t)}{\partial t} = D \cdot \Delta N(\vec{r}, t) - v \cdot \Sigma_a \cdot N(\vec{r}, t) + Q(\vec{r}, t); \quad (4.19)$$

у дифузійному наближенні –

$$\Delta N(\vec{r}) - v \cdot \Sigma_a \cdot N(\vec{r}) + \frac{Q(\vec{r})}{D} = 0, \quad (4.20)$$

де $\Delta N = \nabla^2 N$ – лапласіан функції N ; D – коефіцієнт дифузії; v – швидкість частинок; $Q(\vec{r})$ – функція інтенсивності джерела.

Зважаючи на те, що довжина дифузії L_d становить

$$L_d = \sqrt{D \cdot \tau}, \quad (4.21)$$

де $\tau = (\nu \cdot \Sigma_a)^{-1}$, рівняння перенесення радіоактивного випромінювання (4.19 і 4.20) можна подати так:

$$\text{для вікового наближення} - D^{-1} \cdot \frac{\partial N}{\partial t} = \Delta N - \frac{1}{L_d^2} N + \frac{Q}{D}; \quad (4.22)$$

$$\text{для дифузійного наближення} - \Delta N - \frac{1}{L_d^2} N + \frac{Q}{D} = 0. \quad (4.23)$$

Дифузійно-вікове наближення перенесення радіоактивного випромінювання найбільш широко застосовується для вивчення полів нейтронного випромінювання.

Для розрахунку процесів сповільнення швидких нейтронів зазвичай застосовується вікове наближення перенесення радіоактивного випромінювання. При цьому використовується параметр щільності сповільнення нейтронів $q_c(\vec{r}, \tau_0)$, пов'язаний із щільністю нейтронів $N(r, \tau_0)$ співвідношенням

$$q_c(\vec{r}, \tau_0) = \frac{\xi \cdot \nu}{\lambda} N(r, \tau_0). \quad (4.24)$$

Щільність сповільнення нейтронів $q_c(\vec{r}, \tau_0)$ відповідає кількості нейтронів в одиниці об'єму в околі точки $\vec{r}$, які при уповільненні в результаті розсіяння втрачають енергію, що дорівнює одному ступеню логарифмічної втрати енергії нейтронів (ξ) в одиницю часу з напрямком руху $\vec{\Omega}$.

Фермівський вік нейтронів τ_0 визначається за допомогою виразу

$$\tau_0 \approx \frac{\lambda_s^2}{3\xi} \ln \frac{E}{E_0}, \quad (4.25)$$

при цьому зміна енергії нейтронів вважається пропорційною часу, тобто $\Delta E \sim \Delta t$. Зважаючи на те, що $\tau_0 \approx L_c^2$, де L_c – довжина

сповільнення, рівняння у віковому наближенні перенесення радіоактивного випромінювання для нейтронів можна записати так:

$$\frac{\partial q_c}{\partial \tau_0} = \Delta q_c - \frac{1}{L_c^2} q_c + \frac{Q}{D}, \quad (4.26)$$

де $\frac{\partial q_c}{\partial \tau_0}$ – визначає зміну щільності нейтронів при сповільненні; лапласіан Δq_c враховує дифузійне витікання нейтронів з даного об'єму речовини, а відношення $\frac{q_c}{L_c^2}$ ураховує поглинання нейтронів середовищем.

Розв'язок рівняння для визначення віку нейтронів при незначному захопленні їх (формула Фермі), тобто при $\Sigma_a \ll \Sigma_s$ і переході від щільності сповільнення до кількості N_T нейтронів, які щосекунди перетворюються на теплові на відстані $\vec{r}$ від джерела з урахуванням, що $Q = N_0$, буде

$$N_T \approx \frac{N_0}{\pi^{3/2}} (2L_c)^{-3} \cdot e^{-r^2/(2L_c)^2}, \quad (4.27)$$

де N_0 – кількість швидких нейтронів, що випускає джерело.

При неможливості лінійної аналітичної апроксимації енергетичної залежності перетину взаємодії швидких нейтронів з речовиною багатошвидкісне рівняння для віку нейтронів можна звести до системи одношвидкісних рівнянь на основі методу груп. Такий числово-аналітичний метод заснований на розбитті на окремі групи (E_n, E_{n-1}) області зміни енергетичного параметра. Для кожної з них визначається функція розподілу радіоактивного випромінювання у вигляді

$$N_n(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_{E_n}^{E_{n-1}} N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE. \quad (4.28)$$

Вікове рівняння для щільності уповільнення нейтронів $q_c(\vec{r}, \tau_0)$ у найпростішому випадку у двох енергетичних інтервалах зводиться до системи з двох рівнянь.

$$\Delta q_{c_1} - \frac{q_{c_1}}{L_{c_1}^2} = \frac{-Q}{L_{c_1}^2};$$

$$\Delta q_{c_2} - \frac{q_{c_2}}{L_{c_2}^2} = \frac{-q_{c_1}}{L_{c_2}^2},$$
(4.29)

де L_{c_1} і L_{c_2} – довжини сповільнення в 1 і 2 енергетичних інтервалах, сталі для першої й другої груп. У системі (4.29) джерело нейтронів для другої групи визначається на основі розв'язку рівняння для першої групи. Для точкового джерела в однорідному безмежному середовищі розв'язок системи такий:

$$q_{c_2} = \frac{N_0}{4\pi \cdot r (L_{c_2}^2 - L_{c_1}^2)} \left[e^{-r/L_{c_2}} - e^{-r/L_{c_1}} \right].$$
(4.30)

При ускладненні геометрії вимірювань і зі збільшенням кількості груп зростає кількість рівнянь у системі й складність алгебраїчних перетворень, тому розв'язок таких систем виконують за допомогою ЕОМ.

У результаті процесу сповільнення нейтрон досягає теплової енергії й дифундує як тепловий. Для такого стану при розрахунках використовується дифузійне рівняння, яке для точкового джерела теплових нейтронів має вигляд

$$\Delta N(\vec{r}) - \frac{1}{L_o^2} N(\vec{r}) + \frac{Q}{D} = 0,$$
(4.31)

де L_o – довжина дифузії теплових нейтронів.

Для точкового джерела розподіл теплових нейтронів в однорідному дифузійному середовищі ($D = \text{const}$) поза джерелом відповідає рівнянню

$$\Delta N(\vec{r}) - \frac{1}{L_o^2} N(\vec{r}) = 0.$$
(4.32)

Зважаючи на те, що оператор Лапласа у сферичних координатах має вигляд $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}$,

рівняння дифузії теплових нейтронів набуває вигляду

$$\frac{\partial^2 N}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial N}{\partial r} - \frac{1}{L_0^2} N = 0. \quad (4.33)$$

При використанні заміни змінної $N = u / r$ рівняння дифузії теплових нейтронів зводиться до вигляду

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} - \frac{1}{L_0^2} u = 0, \quad (4.34)$$

що є рівнянням другого порядку, постійні коефіцієнти якого дорівнюють $\pm 1 / L_0$. Загальний розв'язок цього рівняння буде такий:

$$u = N \cdot r = A \cdot e^{r/L_0} + B \cdot e^{-r/L_0}. \quad (4.35)$$

Коефіцієнт $A = 0$, оскільки при $r \rightarrow \infty$ величина $N(r)$ обмежена і $N = B \cdot e^{-r/L_0}$. Коефіцієнт B визначається із другої граничної умови при $r \rightarrow 0$. Якщо оточити джерело, яке дає N_0 нейтронів у секунду, сферою дуже малого діаметра, то

$$\begin{aligned} N_0 &= 4\pi \cdot r^2 \cdot \vec{j}_r = -4\pi \cdot r^2 \cdot D \frac{\partial N}{\partial r} = \\ &= -4\pi \cdot r^2 \cdot D \left[-B \cdot r^{-2} \cdot e^{-r/L_0} - B \cdot r^{-1} \cdot e^{-r/L_0} \right]. \end{aligned} \quad (4.36)$$

При $r \rightarrow 0$ величина $N_0 = 4\pi \cdot D \cdot B$ і $B = \frac{N_0}{4\pi \cdot D}$, тобто в кінцевому вигляді

$$N(\vec{r}) = \frac{N_0}{4\pi \cdot D} r^{-1} \cdot e^{-r/L_0}. \quad (4.37)$$

Аналіз формули (4.37) показує, що поле теплових нейтронів через величину $N(r)$ залежить від відстані r за законом $r^{-1} \cdot e^{-r/L_0}$, де L_0 визначає дифузійні властивості середовища. Ця закономірність підтверджена також експериментальними даними, про що свідчить лінійний характер залежності функції $N(r)$ у напівлогарифмічному масштабі, починаючи з деякої відстані r (рис. 4.3).

Характер графіків, який визначається тангенсом кута нахилу прямої в області асимптотичного експоненціального розподілу теплових нейтронів, обумовлена дифузійними параметрами середовища, що використовується для визначення довжини дифузії за допомогою так званого декременту просторового згасання потоку теплових нейтронів

$$\Lambda_r = \frac{d \ln N}{dr} \approx \left[\frac{1}{r_2 - r_1} \right] \ln \left[\frac{r_1 N(r_1)}{r_2 N(r_2)} \right] \approx L_o, \quad (4.38)$$

де r_1 і r_2 відповідають вимірам за двома точками. Асимптотичні ділянки графіків $N(r)$ для різних значень пористості, а відповідно і L_o , перетинаються, що свідчить про інверсійний характер залежності величини $N(r)$ від пористості середовища.

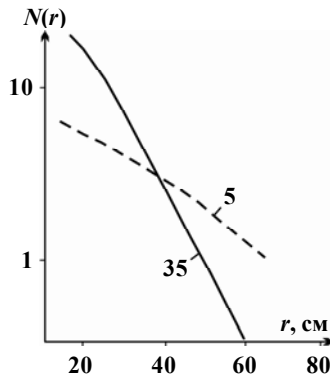


Рис. 4.3. Просторовий розподіл теплових нейтронів у гірській породі різної пористості (шифр кривих – K_n , %)

Теоретичні положення дифузії нейтронів, як і основне співвідношення $L_o = \sqrt{D \cdot \tau}$, застосовується при незначному поглинанні теплових нейтронів, тобто за умови, що $\Sigma_a \ll \Sigma_s$. Точніше відображення процесу дифузії теплових нейтронів дає P_N – наближення методу сферичних гармонік, за якого інтегрально-диференціальне рівняння перенесення зводиться не до одного рівняння, як у випадку дифузійного наближення, а до кінцевої N -системи диференціальних рівнянь, розв'язуваних з використанням ЕОМ.

Загальний процес взаємодії нейтронів з ядрами атомів при одночасному врахуванні етапів уповільнення швидких і дифузії теплових нейтронів описується для випадку точкового джерела в однорідному середовищі загальним дифузійно-віковим рівнянням, яке має такий аналітичний вигляд:

$$\Delta N(\vec{r}) - \frac{1}{L_o^2} N(\vec{r}) = \frac{N_T}{D} = \frac{N_0 \cdot e^{-r^2/4L_c^2}}{\pi^{3/2} \cdot D (2L_c)^3}. \quad (4.39)$$

Згідно з (4.39) джерело теплових нейтронів у рівнянні дифузійного типу визначається формулою Фермі, тобто рішенням рівняння віку для нейтронів, що сповільнюються. Рішення рівняння (4.39) було отримано Ю.П. Булашевичем і В.Ф. Захарченком на основі асимптотичного подання інтеграла помилок для випадку $(L_c/L_o) > 2$ у вигляді

$$\Delta N(\vec{r}) \approx \tau \cdot q_c(\vec{r}, \tau_0) \approx \tau \frac{N_0 \cdot e^{-r^2/4L_c^2}}{\pi^{3/2} (2L_c)^3}. \quad (4.40)$$

де τ_0 – фермівський вік нейтронів, які уповільнюються; τ – термін життя теплового нейтрона.

У формулі (4.40) сповільнювальні властивості середовища відображаються величиною L_c , а дифузійні – величиною τ .

При розрахунках γ -полів у віковому наближенні вважається, що всі γ -кванти із заданою енергією поведуть себе однаково у розумінні втрати енергії. При одному акті комптонівського розсіяння на кут θ середня зміна довжини хвилі становить $\xi = \Delta\lambda = 1 - \cos\theta$. У цьому наближенні, як зазначалося вище, вважається, що зміна довжини хвилі $d\lambda$ (зміна енергії dE) пропорційна часу dt і $d\lambda = \sigma_{\text{комп}} \cdot \xi \cdot c dt$, де $\sigma_{\text{комп}}$ – переріз комптонівського розсіяння; c – швидкість світла (швидкість поширення γ -квантів).

Оперуючи для γ -квантів щільністю сповільнення $q_c(\vec{r}, \lambda) = N(\vec{r}, \lambda) \cdot \sigma_{\text{комп}} \cdot \xi \cdot c$ та фермівським умовним віком $\tau_0 = (d\lambda/3) \cdot (\sigma_{\text{комп}} \cdot \xi)^2$, вікове рівняння для γ -квантів від точкового джерела можна подати так:

$$\frac{\partial q_c(\vec{r}, \tau_0)}{\partial \tau_0} = \Delta q_c(\vec{r}, \tau_0) - k(\tau_0) \cdot q_c(\vec{r}, \tau_0), \quad (4.41)$$

де вираз $\frac{\partial q_c(\vec{r}, \tau_0)}{\partial \tau_0}$ враховує зміну щільності зменшення γ -квантів в умовах нестационарних задач; $\Delta q_c(\vec{r}, \tau_0)$ – витікання γ -квантів з елемента об'єму, пов'язане з вільним рухом квантів у середовищі зі швидкістю світла; $k(\tau_0) \cdot q_c(\vec{r}, \tau_0)$ – поглинання γ -квантів у результаті фотоелектричного ефекту ($k(\tau_0) = 3\tau_\phi \cdot \sigma_{\text{комп}} \cdot \xi$ – коефіцієнт, який визначає особливість поглинання γ -квантів, в якому τ_ϕ – перетин фотоелектричного поглинання).

Для точкового джерела γ -квантів потужністю N_0 у нескінченно-му однорідному середовищі розв'язок рівняння віку (4.41) такий:

$$q_c(\vec{r}, \tau_0) = N_0 (4\pi \cdot \tau_0)^{-3/2} \cdot e^{\left[-(r^2/4\tau_0) - \int_0^{\tau_0} k(\tau_0) d\tau_0 \right]}. \quad (4.42)$$

Апроксимацію багатократного комптонівського розсіювання як процесу дифузії неупорядкованих частинок із застосуванням теорії дифузійного наближення дано Г.М. Воскобойниковим для точкового ізотропного джерела в нескінченному однорідному середовищі

$$\Delta N(\vec{r}) - (1/L_\phi^2) N(\vec{r}) = 0, \quad (4.43)$$

де $N(\vec{r}) = c\Phi(\vec{r})$ – щільність γ -квантів ($\Phi(\vec{r})$ – потік γ -квантів, c – швидкість світла); L_ϕ – довжина дифузії γ -квантів.

Розв'язок рівняння (4.43) з урахуванням граничних умов, як і у випадку нейтронів

$$N(\vec{r}) = \frac{N_0}{4\pi \cdot D} r^{-1} \cdot e^{-r/L_\phi}, \quad (4.44)$$

де r – відстань між джерелом і детектором випромінювання; $D = \lambda_s \cdot c / 3$ – коефіцієнт дифузії. Величина $\lambda_s = 1/n_e \cdot \sigma_s$ характеризує довжину розсіювання, а $n_e = N_A \cdot A^{-1} \cdot \rho \cdot Z$, де N_A , A , Z і

ρ – відповідно число Авогадро, атомна маса, атомний номер і густина середовища, визначає кількість електронів в одиниці об'єму.

При $D = \lambda_s \cdot c / 3 \approx \text{const} \cdot \rho^{-1}$ і $1 / L_o \approx \bar{\mu} \cdot \rho$ ($\bar{\mu}$ – масовий коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання) щільність N_s розсіяного γ -випромінювання в дифузійному наближенні визначається формулою

$$N_s \approx \text{const} \cdot \rho^{-1} \cdot e^{-\bar{\mu} \cdot \rho \cdot r}. \quad (4.45)$$

Залежність N_s від густини середовища має інверсійний характер (рис. 4.6). Інверсійне значення N_s визначається з умови $\frac{\partial N_s}{\partial \rho} = 0$ і фіксується при значенні $r_{\text{інв}}$, що дорівнює

$$r_{\text{інв}} \approx \frac{1}{\bar{\mu} \cdot \rho} = \frac{1}{\mu}. \quad (4.46)$$

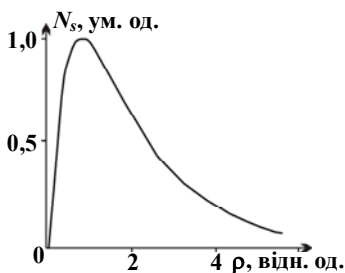


Рис. 4.4. Залежність щільності потоку розсіяних γ -квантів від густини середовища (розраховано в дифузійному наближенні)

Відповідно до цієї умови, значення $r_{\text{інв}}$ наближено дорівнює довжині вільного пробігу первинних γ -квантів у даному середовищі. Ця особливість поля розсіяних γ -квантів широко використовується в гамма-гамма-методі для однозначної оцінки ефективного атомного номера гірських порід і руд.

4.2. Елементи математичної теорії пошукових гамма-методів

4.2.1. Гамма-поле точкового джерела

Джерело в однорідному середовищі. Параметри γ -поля точкового джерела масою M в ізотропному середовищі на відстані r з урахуванням багатократного розсіяння γ -квантів визначається за такими формулами:

- потужність дози випромінювання:

$$I_D(r) = I_{D_0} \cdot B_D(\mu_0 \cdot r, E, Z);$$

$$I_{D_0} = \frac{\lambda \cdot N \cdot M \sum_{i=1}^k \mu_{ni} E_i n_i}{4\pi \cdot r^2 \cdot F} \cdot e^{-\mu_{0i} \cdot r}; \quad (4.47)$$

- густина потоку енергії (енергетична інтенсивність):

$$I_E(r) = I_{E_0} \cdot B_E(\mu_0 \cdot r, E, Z);$$

$$I_{E_0} = \frac{\lambda \cdot N \cdot M \sum_{i=1}^k E_i \cdot n_i}{4\pi \cdot r^2} \cdot e^{-\mu_{0i} \cdot r}; \quad (4.48)$$

- густина потоку квантів (інтенсивність за кількістю квантів):

$$I_N(r) = I_{N_0} \cdot B_N(\mu_0 \cdot r, E, Z);$$

$$I_{N_0} = \frac{\lambda \cdot N \cdot M \sum_{i=1}^k n_i}{4\pi \cdot r^2} \cdot e^{-\mu_{0i} \cdot r}, \quad (4.49)$$

де N – кількість атомів в 1 г радіоактивної речовини з постійною розпаду λ , кількістю квантів на розпад n_i , енергією E_i , числом компонент k у спектрі випромінювання; F – енергетичний еквівалент кулона на кілограм ($2,75 \cdot 10^{14}$ eB); B_D , B_E , B_N – фактори накопичення відповідно дози випромінювання, енергії, кількості квантів; μ_0 – повний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання в

середовищі, де відбувається поглинання; $\mu_{\text{п}}$ – коефіцієнт поглинання γ -випромінювання в повітрі.

Практично фактор накопичення враховують через коефіцієнт ослаблення в експоненціальному члені рівнянь (4.47–4.49).

Таким чином, потужність експозиційної дози джерела (пА/кг) визначається таким виразом:

$$I_D = \frac{10^{12} \cdot \lambda \cdot N \cdot M \sum_{i=1}^k \mu_{ni} \cdot E_i \cdot n_i}{4\pi \cdot r^2 \cdot F} \cdot e^{-\mu_{\text{эф}} \cdot r}, \quad (4.50)$$

де $\mu_{\text{эф}}$ – ефективний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання в гірській породі.

Вираз (4.47) з урахуванням формули (4.50) набуває зручного для інтегрування вигляду

$$I(r) = K \frac{M}{r^2} \cdot e^{-\mu_{\text{эф}} \cdot r}, \quad (4.51)$$

де K – коефіцієнт пропорційності, що має розмірність [(пА/кг)·(см²/г)] і визначається виразом

$$K = \frac{10^{12} \cdot \lambda \cdot N \sum_{i=1}^k \mu_{ni} E_i n_i}{4\pi \cdot F}. \quad (4.52)$$

Для рівноважних вмістів ²²⁶Ra, ²³⁸U, ²³²Th та ⁴⁰K значення коефіцієнта K у (пА/кг)·(см²/г) відповідно становить:

$$K_{\text{Ra}} = 6,5 \cdot 10^8; K_{\text{U}} = 2,26 \cdot 10^2; K_{\text{Th}} = 0,98 \cdot 10^2; K_{\text{K}} = 0,049.$$

Джерело в шаруватому середовищі. Згідно з принципом адитивності ослаблення γ -випромінювання в шаруватому середовищі (рис. 4.5) підсумовуються і потужність експозиційної дози джерела (пА/кг) визначається виразом (4.53).

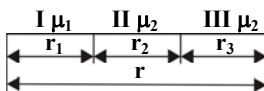


Рис. 4.5. Схема для пояснення до формули 4.53

$$I_D(r) = K \frac{m}{r^2} e^{(-\mu_{\text{эф}1} \cdot r_1 - \mu_{\text{эф}2} \cdot r_2 - \dots - \mu_{\text{эф}k} \cdot r_k)}, \quad (4.53)$$

де r – загальна відстань від джерела до точки детектування; $\mu_{\text{эф}1}$, $\mu_{\text{эф}2}, \dots, \mu_{\text{эф}k}$ – ефективні коефіцієнти ослаблення γ -випромінювання на відрізках шляху $r_1, r_2, \dots, r_k$.

4.2.2. Інтенсивність випромінювання елементарних джерел

Для спрощення формул надалі індекс "еф" для позначення ефективного коефіцієнта ослаблення не застосовуватимемо. Крім того, під висловом "інтенсивність випромінювання" розумітимемо як "потужність експозиційної дози".

Лінійне джерело. Пояснення до виведення формули наводиться на рис. 4.6.

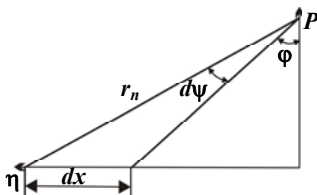


Рис. 4.6. Схема для пояснення формули 4.54

$$dI_l = K \frac{dm}{r_n^2} e^{-\mu_n \cdot r_n} = K \cdot \eta \frac{e^{-\mu_n \cdot r_n}}{r_n^2} dx = K \cdot \eta \frac{e^{-\mu_n \cdot r_n}}{r_n} \sec \psi d\psi, \quad (4.54)$$

де $dm = \eta dx$; $dx = r_n \sec \psi d\psi$; η – лінійна густина радіоактивної речовини на стрижні, г/см; K – константа випромінювання (див. вираз 4.52); μ_n – ефективний коефіцієнт ослаблення випромінювання в повітрі.

Поверхневе джерело. З метою пояснення виразу, що визначає інтенсивність випромінювання поверхневого джерела, наведено рис. 4.7.

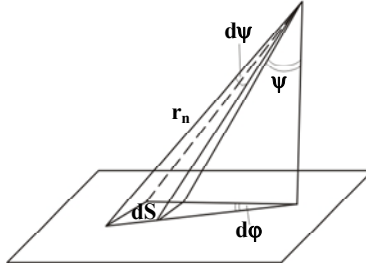


Рис. 4.7. Схема для пояснення формули 4.55

$$dI_s = K \frac{dm}{r_n^2} e^{-\mu_n r_n} = K \cdot \sigma \frac{dS}{r_n^2} e^{-\mu_n r_n} = K \cdot \sigma \cdot e^{-\mu_n r_n} \operatorname{tg} \psi d\psi d\phi, \quad (4.55)$$

де $dm = \sigma dS$; $dS = r_n^2 \cdot \operatorname{tg} \psi d\psi d\phi$; σ – поверхнева густина радіоактивної речовини, г/см².

Об'ємне джерело. З метою пояснення виразу, що визначає інтенсивність випромінювання об'ємного джерела, наведено рис. 4.8.

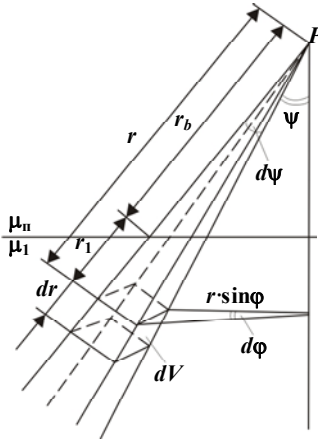


Рис. 4.8. Схема для пояснення формули 4.56

$$dI_v = K \frac{dm}{r^2} e^{(-\mu_1 r_1 - \mu_n r_n)} = K q \rho e^{[-\mu_1 (r - r_n) - \mu_n r_n]} \cdot \sin \psi d\psi d\phi, \quad (4.56)$$

де $dm = q \cdot \rho dV$; $dV = r^2 \cdot \sin \psi d\psi d\phi$; q – масова частка радіоактивної речовини, г/г породи; ρ – густина породи, г/см³.

4.2.3. Гамма-поле поверхневих джерел

Гамма-поле випромінювального круга радіусом R_0 . Згідно з рівнянням (4.55) інтенсивність випромінювання центром круга на висоті H (рис. 4.9) виражається формулою

$$I_{s\max} = K\sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\psi_0} e^{-\mu_n r_n} \operatorname{tg} \psi d\psi d\varphi = 2\pi K\sigma \int_0^{\psi_0} e^{-\mu_n H \cdot \sec \psi} \operatorname{tg} \psi d\psi, \quad (4.57)$$

де $\psi_0 = \arctg(R_0/H)$.

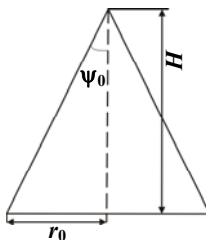


Рис. 4.9. Схема для пояснення формули 4.57

Після відповідних перетворень отримаємо

$$I_{s\max} = 2\pi \cdot K \cdot \sigma \cdot [E_1(\mu_n \cdot H) - E_1(\mu_n \cdot H \cdot \sec \psi_0)], \quad (4.58)$$

де $E_1(x)$ – інтегрально-показникова функція першого роду.

У випадку незначних висот H , коли поглинанням у повітрі можна знехтувати, формула набуває вигляду

$$I_{s\max} = 2\pi \cdot K \cdot \sigma \cdot \ln \frac{\sqrt{H^2 + R_0^2}}{H}. \quad (4.59)$$

Значення інтегрально-показникових функцій визначаються виразами

$$E_1(x) = \int_0^\infty e^{-x} x^{-1} dx; \quad E_2(x) = \int_0^{\pi/2} e^{-x \cdot \sec \psi} \cdot \sin \psi d\psi = e^{-x} - x E_1(x). \quad (4.60)$$

4.2.4. Гамма-поле об'ємних джерел з рівномірним розподілом випромінювачів

Тіло у вигляді конічного диска товщиною l та радіусом R . Розглянемо рис. 4.10. Згідно з рівнянням (4.56) інтенсивність випромінювання I_V у повітрі на висоті H (рис. 4.9) визначається за формулою

$$I_V = K \cdot q \cdot \rho \int_0^{2\pi} \int_{r_n}^{r_1} \int_0^{\psi_0} e^{[-\mu_1(r-r_n) - \mu_n \cdot r_n]} \cdot \sin \psi d\psi dr = \frac{2\pi \cdot K \cdot q \cdot \rho}{\mu_1} \cdot \left\{ \int_0^{\psi_0} e^{(-\mu_n \cdot H \cdot \sec \psi)} \cdot \sin \psi d\psi - \int_0^{\psi_0} e^{[(-\mu_1 \cdot l - \mu_n \cdot H) \cdot \sec \psi]} \cdot \sin \psi d\psi \right\}. \quad (4.61)$$

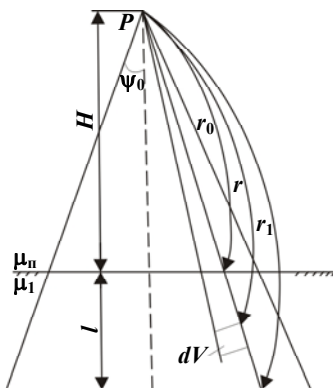


Рис. 4.10. Схема для пояснення формули 4.61

Отримані інтеграли виражаються через табульовану функцію, а саме:

$$\int_0^{\psi_0} e^{-x \cdot \sec \psi} \cdot \sin \psi d\psi = \int_0^{\pi/2} e^{-x \cdot \sec \psi} \cdot \sin \psi d\psi - \int_{\psi_0}^{\pi/2} e^{-x \cdot \sec \psi} \cdot \sin \psi d\psi = E_2(x) - \cos \psi_0 \cdot E_2(x \cdot \sec \psi_0). \quad (4.62)$$

З урахуванням (4.62) рівняння (4.61) набуває вигляду

$$I_v = \frac{2\pi \cdot K \cdot q \cdot \rho}{\mu_1} \{E_2(\mu_n \cdot H) - \cos \psi_0 \cdot E_2(\mu_n \cdot H \cdot \sec \psi_0) - \\ - E_2(\mu_n \cdot H + \mu_1 \cdot l) - \cos \psi_0 \cdot E_2[(\mu_n \cdot H + \mu_1 \cdot l) \sin \psi_0]\}. \quad (4.63)$$

Використовуючи властивості інтегрально-показникової функції

$$\lim_{x \rightarrow 0} E_2(x) = 1; \quad \lim_{x \rightarrow \infty} E_2(x) = 0, \quad (4.64)$$

можна в окремих випадках спростити вираз (4.63) і записати його у зручному вигляді для розрахунку екстремальних значень γ -поля (табл. 4.1).

Рівняння (4.66) використовують для приведення показань аерорадіометра на висоті польоту до рівня земної поверхні; вирази (4.67) і (4.68) – для розрахунку зони дії випромінювального об'єкта; рівняння (4.69) і (4.70) – при побудові кругової номограми для розрахунку γ -поля від тіла довільної форми; формулу (4.72) – для розрахунку кривих насичення випромінювання. Формула (4.73) дозволяє визначити фізичну глибинність $h_{\text{гп}}$ γ -методів, тобто максимальну глибину залягання рудного тіла із заданим вмістом U , на якій воно може бути ще впевнено виявлено γ -зйомкою з поверхні у випадку відсутності вторинного ореола розсіяння.

Таблиця 4.1

Деякі часткові випадки з рівняння 4.63

Форма тіла, яке випромінює	Параметри тіла	Розрахункова формула і позначення
1. Напівнескінченний простір. Вимірювання на поверхні	$l \rightarrow \infty;$ $R_0 \rightarrow \infty;$ $\varphi_0 \rightarrow \pi/2;$ $H \rightarrow 0$	$I_\infty = 2\pi K q \frac{\rho}{\mu_1}, \quad (4.65)$ де q – вміст радіонукліда (г/г) породи
2. Напівнескінченний простір. Вимірювання на висоті H у повітрі	$l \rightarrow \infty;$ $R_0 \rightarrow \infty;$ $\psi_0 \rightarrow \pi/2;$	$I = I_\infty E_2(\mu_n H), \quad (4.66)$ (табл. 4.2, 4.3)

Закінчення табл. 4.1

Форма тіла, яке випромінює	Параметри тіла	Розрахункова формула і позначення
3. Диск радіусом R нескінченної товщини	$l \rightarrow \infty;$	$I_{\max} = I_{\infty} [E_2(\mu_n H) - \cos \psi \cdot E_2(\mu_n H \sec \psi_0)] \quad (4.67)$ $\lim_{\mu_n H \rightarrow 0} I_{\max} = I_{\infty} (1 - \cos \psi_0) = [I_{\infty} / (2\pi)] \omega, \quad (4.68)$ де ω – тілесний кут, з якого видно диск
4. Елемент об'єму кільцевої форми	$l \rightarrow \infty;$ $R_1 > R_2$	$I = I_1(R_1) - I_2(R_2) = I_{\infty} \cdot [F_2(R_2) - F_1(R_1)]; \quad (4.69)$ $F(R) = \frac{H}{\sqrt{R^2 + H^2}} \Psi(E_2(\mu_n \sqrt{R^2 + H^2})) \quad (4.70)$
5. Пласт без- межного простя- гання, але кінце- вої товщини	$R_0 \rightarrow \infty;$ $\psi_0 \rightarrow \pi/2;$ $l \rightarrow \text{кінцева}$ величина	$I = I_{\infty} [E_2(\mu_n H) - E_2(\mu_1 l + \mu_n H)]; \quad (4.71)$ $\lim_{\mu_n H \rightarrow 0} I = I_{\infty} [1 - E_2(\mu_1 l)] \quad (4.72)$
6. Пласт, що ви- промінює, пок- ритий нерадіо- активними відкладами товщиною h	$R_0 \rightarrow \infty;$ $\psi_0 \rightarrow \pi/2;$ $l \rightarrow \infty;$ $H \rightarrow 0$	$I = I_{\infty} E_2(\mu_2 H), \quad (4.73)$ де μ_2 – коефіцієнт ослаблення випромінювання у верхньому шарі

Розрахунок $h_{\text{гл}}$ виконується за таким принципом. Припустимо, що за формулою (4.73) $I = I_{\min a}$ – мінімальне аномальне значення параметра γ -поля. Тоді

$$E_2(\mu_2 \cdot h_{\text{гл}}) = I_{\min a} / I_{\infty} = a. \quad (4.74)$$

За отриманими значеннями $a = E_2(x)$ знаходимо аргумент $x(a) = \mu_2 \cdot h_{\text{гл}}$, а потім уже і параметр фізичної глибинності

$$h_{\text{гп}} = \frac{x(a)}{\mu_2} = \frac{x(a)}{\rho_2 \cdot \mu_{m2}}, \quad (4.75)$$

де μ_{m2} – масовий коефіцієнт ослаблення випромінювання ($\text{см}^2/\text{г}$) у покривних відкладах густиною ρ_1 , $\text{г}/\text{см}^3$.

Таблиця 4.2

Зміна γ -поля з висотою при різному положенні маршруту відносно короткої осі аномалії

Висота H, м	Відношення $I_a(H)/I_a(H=1 \text{ м})$ над ділянками							
	розмір 100×200 м				розмір 20×60 м			
	Над центром ділянки, перпендикулярно до простягання	По краю ділянки	У 40 м від краю ділянки	У 100 м від краю ділянки	Над центром ділянки, перпендикулярно до простягання	По краю ділянки	У 40 м від краю ділянки	У 100 м від краю ділянки
1	1,000	–	–	–	1,000	–	–	–
30	0,520	0,340	0,083	–	0,147	0,126	0,023	0,004
50	0,325	0,230	0,070	–	0,056	0,052	0,017	0,004
70	0,215	0,158	0,088	0,027	0,032	0,030	0,014	0,003
100	0,125	0,098	–	–	0,014	0,012	0,010	–

Таблиця 4.3

Ефективні коефіцієнти ослаблення γ -випромінювання U і Th у повітряному середовищі

Енергетичний діапазон	Значення $\mu_{\text{пов}} (\text{м}^{-1})$ для випромінювачів	
	U	Th
0,02–3,0	0,0032	0,0028
0,20–3,0	0,0042	0,0036
1,15–1,56	0,0042	0,0035
1,64–1,88	0,0043	0,0037
2,05–2,65	0,0044	0,0039
2,50–2,80	–	0,0040

Значення I_{∞} розраховують за формулою (4.65), мінімальну аномалію $I_{\min a}$ беруть рівною $3 \cdot \sigma_{\phi}$ – потроєне значення квадратичної флуктуації фону.

Для прикладу. Рівноважна уранова руда з граничним вмістом $q = 0,03 \text{ \% U}$ ($3 \cdot 10^{-4} \text{ г/г}$) покрита нерадіоактивними осадовими відкладами густиною $1,7 \text{ г/см}^3$. Візьмемо за мінімальну аномалію $I_{\min a} = 0,7 \text{ нА/кг}$, що впевнено визначається пішохідною γ -зйомкою. Використовуючи рівняння (4.65), і беручи $\mu/\rho = 0,021 \text{ см}^2/\text{г}$, знаходимо

$$I_{\infty} = 20,6 \text{ пА/кг}; \quad a = \frac{I_{\min a}}{I_{\infty}} = E_2(\mu_n \cdot h_{2n}) = 0,034.$$

При $E_2(x) = 0,034$ значення $x(a) = 2,1$. Тоді $h_{\text{гл}}$ становить

$$h_{\text{гл}} = \frac{2,1}{\mu_{m2} \cdot \rho_2} = \frac{2,1}{0,021 \cdot 1,7} \approx 60 \text{ см}.$$

Нескінченний вертикальний пласт. Нехай точки виміру розташовані на випромінювальній поверхні й розміщуються навхрест простягання пласта потужністю h , початок координат – у центрі пласта. Використовуючи рівняння (4.72) зі значеннями $l = x + \frac{h}{2}$ та $l = x - \frac{h}{2}$ і принцип адитивності γ -поля, отримаємо

для точок за межами пласта з координатами $x \geq \frac{h}{2}$

$$I = \frac{1}{2} I_{\infty} \left\{ E_2 \left[\mu \left(x - \frac{h}{2} \right) \right] - E_2 \left[\mu \left(x + \frac{h}{2} \right) \right] \right\}. \quad (4.76)$$

На межі пласта при $x = h/2$

$$I = \frac{1}{2} I_{\infty} [1 - E_2(\mu h)]. \quad (4.77)$$

Для точок усередині пласта

$$I = \frac{1}{2} I_{\infty} \left\{ 2 - E_2 \left[\mu \left(\frac{h}{2} - x \right) \right] - E_2 \left[\mu \left(x + \frac{h}{2} \right) \right] \right\}. \quad (4.78)$$

4.2.5. Деякі закономірності розподілу гамма-поля за розрахунковими даними

Фонове значення γ -поля, виміряне на земній поверхні, залежить від вмісту радіонуклідів у гірських породах і від типу детектора випромінювання. Апаратурна потужність дози випромінювання I_{Σ} від порід основного складу при використанні сцинтиляційних радіометрів з енергетичним порогом 0,03 МеВ (СРП-68, СРП-88) становить 0,20 пА/кг (2,8 мкР/год з них $I_{\gamma U} = 0,6$; $I_{\gamma Th} = 0,8$; $I_{\gamma K} = 1,4$); з порогом 0,25 МеВ (аерогаммаспектрометрична станція типу СКАТ-77) відповідно 0,14 пА/кг (1,9 мкР/год).

Ціна 0,01 екв. %U для апаратури типу СРП-68, СРП-88 становить у 2π – геометрії 6,7 пА/кг (94 мкР/год), у 4π – геометрії близько 20 пА/кг (280 мкР/год).

Аналіз формул (4.63), (4.68), (4.72), (4.73) показує, що умови насичення нескінченного півпростору реально створюються при порівняно малих розмірах випромінювального тіла, у горизонтальному і вертикальному напрямках, особливо при вимірюванні I біля поверхні землі. Зокрема, ділянка радіусом 1,5 м випромінювального диску товщиною 30 см створює близько 90 % випромінювання нескінченного півпростору, якщо висота детектора над поверхнею не перевищує 5 см. Ураховуючи невелику фізичну глибинність γ -методу, об'єктами повітряної й наземної γ -зйомок можуть бути перш за все території з виявленими або наміченими геохімічними ореолами. Покривні утворення без радіонуклідів потужністю більшою 100 г/см² практично повністю екранують γ -випромінювання природних радіонуклідів.

4.3. Елементи математичної теорії еманційного методу

Розповсюдження радіоактивної еманції в гірських породах за відсутності конвекційних потоків можна розглядати як процес дифузії й швидкість їхнього розповсюдження характери-

зувати коефіцієнтом дифузії. Коефіцієнт дифузії, визначений з поглинання та інших факторів, називають ефективним коефіцієнтом дифузії.

При математичному розгляді процесів дифузії еманції в гірських породах роблять деякі допущення, тому отримані формули і висновки носять наближений характер.

Розглянемо декілька основних випадків розподілу радіоактивних газів у геологічному середовищі.

4.3.1. Активний пласт, закритий наносами

Дифузія через неактивні наноси. Припустимо, що еманція розповсюджується з активного шару C у неактивний шар B достатньо великої потужності, що межує з повітрям (рис. 4.11, а).

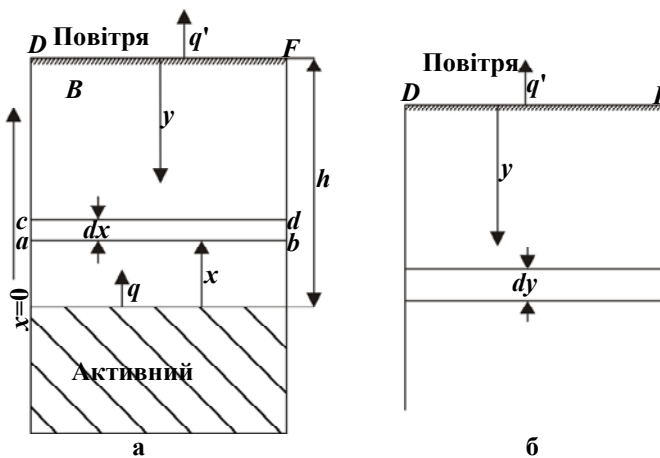


Рис. 4.11. Схема дифузії еманцій від активного пласта

Концентрацію еманції в точках з координатами x позначимо через N . Концентрація N зменшується із зростанням x . Позначаючи далі буквою Q кількість еманції, що проходить в одиницю часу через перетин ab площею S , а $Q' = Q + dQ$ — через перетин cd ,

D – коефіцієнт дифузії й λ – постійна радіоактивного розпаду, матимемо таке диференціальне рівняння:

$$\frac{d}{dt} NSdx = Q - (Q + dQ) - \lambda NSdx, \text{ де } Q = -D \frac{dN}{dx} S. \quad (4.79)$$

Після підстановки значення Q і нескладних перетворень отримаємо рівняння

$$\frac{dN}{dt} = D \frac{d^2 N}{dx^2} - \lambda N, \quad (4.80)$$

що характеризує нестационарний в часі процес розповсюдження еманції.

Для стаціонарного режиму ($\frac{dN}{dt} = 0$) отримаємо

$$D \frac{d^2 N}{dx^2} - \lambda N = 0. \quad (4.81)$$

Загальне розв'язання цього рівняння має вигляд

$$N = C_1 e^{-bx} + C_2 e^{bx}, \quad (4.82)$$

де $b = \sqrt{\frac{\lambda}{D}}$; e – основа натурального логарифма; C_1 і C_2 – постійні, що визначаються з граничних умов.

Коефіцієнт дифузії D має розмірність $\text{м}^2/\text{с}^{-1}$ ($\text{см}^2/\text{с}^{-1}$), λ – (с^{-1}), звідки випливає, що добуток $b \cdot x$ є безрозмірною величиною, а C_1 і C_2 мають розмірність концентрації еманції.

За значної потужності наносів h матимемо такі граничні умови:

$$N = N_0 \text{ при } x = 0 \text{ та } N = 0 \text{ при } x \rightarrow \infty.$$

Підставляючи граничні умови в рівняння (4.82), отримаємо

$$N = N_0 e^{-x \sqrt{\frac{\lambda}{D}}}. \quad (4.83)$$

З виразу (4.83) випливає, що при нескінченній потужності наносів h має місце лінійна залежність між $\ln N$ і x . Якщо через q_0 позначимо

чити кількість еманції, що потрапляє до наносів з активного шару через одиницю поверхні в одиницю часу (щільність потоку)

$$q_0 = -D \frac{dN}{dx}, \text{ при } x \rightarrow 0 \quad (4.84)$$

і розв'язати рівняння (4.82) за тих же граничних умов, то матимемо

$$N = \frac{q_0}{\sqrt{\lambda \cdot D}} e^{-x \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{D}}}. \quad (4.85)$$

Оскільки формули (4.83) і (4.84) визначають один і той же розподіл еманції, початкова концентрація еманції N_0 зв'язана зі щільністю потоку виразом $q_0 = N_0 \sqrt{\lambda \cdot D}$.

Для кінцевої потужності наносів h радіоактивна еманція надходить в повітря через межу DF (рис. 4.11). Проте, зважаючи на незначну концентрацію її в атмосфері порівняно з концентрацією в ґрунтовому повітрі, у першому наближенні можна розв'язати задачу практично за таких же граничних умов:

$$N = N_0 \text{ при } x = 0; N = 0 \text{ при } x \rightarrow h.$$

У цьому випадку для визначення величини N отримаємо вираз

$$N = N_0 \frac{\operatorname{sh} \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot (h - x)}{\operatorname{sh} \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot h}, \quad (4.86)$$

де sh – позначення гіперболічного синуса ($\operatorname{sh} x = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$).

У разі відліку відстаней від поверхні DF вираз (4.86) може бути переписаний так:

$$N = N_0 \frac{\operatorname{sh} \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot y}{\operatorname{sh} \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot h}, \quad (4.87)$$

де $y = h - x$.

Із (4.87) можна визначити щільність потоку еманції в атмосфері через одиницю верхньої поверхні наносів

$$q' = D \frac{dN}{dy} = N_0 \frac{\sqrt{\lambda \cdot D}}{\operatorname{sh} \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot h} \text{ при } y \rightarrow 0. \quad (4.88)$$

Аналогічно (4.85) можна знайти вираз для концентрації еманції в наносах через щільність її потоку з активного шару

$$N = \frac{q_0}{\sqrt{\lambda \cdot D}} \frac{\operatorname{sh} \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot (h-x)}{\operatorname{ch} \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot h} = \frac{q_0}{\sqrt{\lambda D}} \frac{\operatorname{sh} \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot y}{\operatorname{ch} \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot h}, \quad (4.89)$$

де ch – гіперболічний косинус.

За відсутності виходу еманції в атмосферу, що може мати місце, наприклад при закритті капілярів поверхневого шару DF водою, у наносах із часом установиться стаціонарний розподіл концентрації еманції, який настане тоді, коли потік еманції з активного шару буде рівний кількості її, що розпадається в одиницю часу, усередині шару наносів. Граничні умови в цьому випадку визначаються такими допущеннями: $q_0 = -D \frac{dN}{dx} = 0$,

при $x \rightarrow 0$ і $q' = -D \frac{dN}{dy} = 0$, при $x \rightarrow h$.

За цих умов для концентрації еманції N отримаємо вираз

$$N = \frac{q_0}{\sqrt{\lambda \cdot D}} \frac{\operatorname{ch} \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot (h-x)}{\operatorname{sh} \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot h}. \quad (4.90)$$

Дифузія еманції через неактивні наноси за наявності газового потоку. У деяких випадках вплив метеорологічних та інших чинників на розподіл радону в гірських породах можна уявити собі як дію еквівалентного газового потоку, що переміщує радон до денної поверхні.

Потік еманції через поверхню ab у породі визначиться виразом

$$Q = -D \frac{dN}{dx} S + v \cdot N \cdot S, \quad (4.91)$$

де N – концентрація еманції на відстані x від активного шару; D – коефіцієнт дифузії; v – швидкість конвективного перенесення.

Диференціальне рівняння для розподілу еманції при сталому режимі знайдемо, підставляючи в рівняння (4.79) замість Q вираз (4.91)

$$\frac{d^2 N}{dx^2} - \frac{v}{D} \frac{dN}{dx} - \frac{\lambda}{D} N = 0. \quad (4.92)$$

Загальний інтеграл рівняння (4.92) записується виразом

$$N = C_1 \exp \left[\left(\frac{v}{2D} + \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D}} \right) x \right] + \\ + C_2 \exp \left[\left(\frac{v}{2D} - \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D}} \right) x \right]. \quad (4.93)$$

Вважаючи, що при $x = 0$, $N = N_0$ і $N = 0$ при $x = h$, отримаємо

$$N = N_0 \cdot \exp \left(\frac{\frac{vx}{2D} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D}} \cdot (h - x)}{\operatorname{sh} \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D}} \cdot h} \right). \quad (4.94)$$

Шар наносів з постійною радіоактивністю. Припустимо, що є однорідний емануючий шар породи нескінченної потужності й простягання. Поверхня шару DF (рис. 4.11, б) стикається з повітрям. У кубічному сантиметрі речовини виділяється в секунду a умовних одиниць еманції. Потік еманції направлений до поверхні DF .

При великих значеннях y ($y \rightarrow \infty$) концентрація $N \rightarrow \frac{a}{\lambda}$, тобто до найбільшої можливої концентрації еманції. З урахуванням коефіцієнта пористості k_n середовища $N_\infty = \frac{a}{\lambda \cdot k_n}$.

Останнє випливає з умови, що за відсутності дифузії кількість еманції, що виділяється в кубічному сантиметрі речовини в секунду, має поповнити спад еманції в результаті її радіоактивного розпаду, тобто $a = \lambda \cdot N_{\infty}$.

Рівняння дифузії для стаціонарного стану буде

$$\frac{d^2 N}{dy^2} - \frac{\lambda}{D} N + \frac{a}{D} = 0, \quad (4.95)$$

де N – концентрація еманції на глибині y від денної поверхні; a – величина, що характеризує еманування породи (кількість умовних одиниць еманції, що виділяється в кубічному сантиметрі речовини в секунду); D – коефіцієнт дифузії; λ – постійна розпаду.

Рішення рівняння (4.95) для граничних умов: $N = 0$ при $y \rightarrow 0$ і $N = \frac{a}{\lambda}$ при $y \rightarrow \infty$ має вигляд

$$N = \frac{a}{\lambda} \left(1 - e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot y} \right). \quad (4.96)$$

Потік еманції в атмосферу через одиницю площі поверхні DF становитиме

$$q' = a \sqrt{\frac{D}{\lambda}} = \frac{a}{\lambda} \sqrt{D \cdot \lambda}. \quad (4.97)$$

Якщо емануючий шар товщиною h розташований на неактивній породі досить малої газопроникності ($\frac{dN}{dy} = 0$ при $y = h$), то вираз для концентрації буде таким:

$$N = \frac{a}{\lambda} \left(1 - \frac{ch \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot (h - y)}{ch \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot h} \right). \quad (4.98)$$

Потік еманції в атмосферу в цьому випадку буде

$$q' = a \sqrt{\frac{D}{\lambda}} \cdot th \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot h, \quad (4.99)$$

де th і ch – гіперболічні тангенс і котангенс.

Шар наносів із змінною радіоактивністю. Будемо вважати, що встановлено значний вміст сольових і механічних ореолів радію в наносах. Концентрація радію в ореолах змінюється з віддаленням від джерел їхнього утворення (корінного зрудніння). Розподіл концентрації радіоактивних газів (еманцій) може суттєво залежати від розподілу в наносах радіоактивних ореолів.

Припустимо, що радіоактивне тіло має форму пласта. Концентрація радію в наносах поступово зменшується в міру віддалення від радіоактивного тіла до денної поверхні. Зміна концентрації радію може відбуватися по-різному. Деякі спостереження показують, що в деяких випадках для зміни концентрації радіоактивних елементів у наносах і пов'язаного з цим та іншими чинниками зміни еманування відстанню від активного тіла, можна наближено взяти лінійну залежність, в інших – степеневу, або ж залежність, близьку до показникового закону.

Математично указані залежності можна записати так:

$$\begin{aligned} a &= a_0 + b_0 y; \\ a &= a_0 + b_0 y + c_0 y^2 + d_0 y^3 + \dots; \\ a &= a_0 + b_0 e^{\beta y}; \end{aligned} \quad (4.100)$$

де a – кількість умовних одиниць еманції, що виділяється в секунду в 1 см^3 породи; $b_0, c_0, d_0, \dots$ – коефіцієнти, що характеризують зміну еманування з відстанню.

Слід відзначити, що можуть існувати також інші залежності.

Диференціальне рівняння дифузії еманції з урахуванням еманування середовища за наявності зміни концентрації лише в певному напрямку має вигляд

$$\frac{d^2 N}{dy^2} - \frac{\lambda}{D} N + \frac{a}{D} = 0, \quad (4.101)$$

де N, λ і a – мають указане раніше значення; координата y направлена всередину шару B .

Підставляючи в рівняння (4.101) замість a один із виразів (4.100), можна отримати відповідне диференціальне рівняння для дифузії з урахуванням зміни коефіцієнта еманування середовища.

Для випадку, коли $a = a_0 + b_0 y + c_0 y^2 + d_0 y^3$ і граничних умов $N = 0$ при $y = 0$ і $N = N_h$ при $y = h$, розподіл концентрації еманції з глибиною є таким:

$$N = \left[N_h - \left(\frac{d_0}{\lambda} h^3 + \frac{c_0}{\lambda} h^2 + \frac{6D \cdot d_0}{\lambda^2} h + \frac{b_0}{\lambda} h + \frac{2D \cdot c_0}{\lambda^2} + \frac{a_0}{\lambda} \right) \right] \times \\ \times \frac{\text{sh} \sqrt{\lambda/D} \cdot y}{\text{sh} \sqrt{\lambda/D} \cdot h} - \left(\frac{a_0}{\lambda} + \frac{2D c_0}{\lambda^2} \right) \frac{\text{sh} \sqrt{\lambda/D} \cdot (h-y)}{\text{sh} \sqrt{\lambda/D} \cdot h} + \\ + \frac{d_0}{\lambda} y^3 + \frac{c_0}{\lambda} y^2 + \frac{6D \cdot d_0}{\lambda^2} y + \frac{b_0}{\lambda} y + \frac{a_0}{\lambda} + \frac{2D \cdot c_0}{\lambda^2}. \quad (4.102)$$

Лінійний зміні еманування з відстанню відповідає вираз (4.102) при $c_0 = d_0 = 0$.

При зростанні еманування з глибиною за показниковим законом $a = a_0 + b_0 e^{\beta y}$ і граничними умовами $N = 0$ при $y = 0$ і $N = N_h$:

$$N = \left[N_h - \left(\frac{a_0}{\lambda} + \frac{b_0 \cdot e^{b \cdot h}}{\lambda - D\beta^2} \right) \right] \frac{\text{sh} \sqrt{\lambda/D} \cdot y}{\text{sh} \sqrt{\lambda/D} \cdot h} - \left(\frac{a_0}{\lambda} + \frac{b_0}{\lambda - D\beta^2} \right) \times \\ \times \frac{\text{sh} \sqrt{\lambda/D} \cdot (h-y)}{\text{sh} \sqrt{\lambda/D} \cdot h} + \frac{a_0}{\lambda} + \frac{b_0}{\lambda - D \cdot \beta^2} e^{\beta \cdot y}. \quad (4.103)$$

З наведених вище рівнянь випливає, що за наявності урано-радієвих ореолів у наносах розподіл концентрації радону з глибиною визначається сукупним впливом процесів еманування і дифузії.

Чим більша радіоактивність наносів і менший коефіцієнт дифузії еманції, тим більший вплив на розподіл еманції буде спричиняти радіоактивність самих наносів. При малих коефіцієнтах дифузії основне значення має розподіл радіоактивних елементів у наносах та їхнє еманування.

З віддалення від радіоактивного об'єкта зростає вплив еманациї, обумовленої процесом еманування, і крива розподілу концентрації радону наближається до кривої, що характеризує розподіл радіоактивності та еманування наносів.

Збільшення концентрації радону з глибиною, близьке за характером до кривих показникового закону, спостерігається на відстані перших метрів від активного тіла.

Радоновий ореол у більшості випадків утворюється не тільки за рахунок переміщення радону від корінних порід, але й за рахунок еманування наносів.

4.3.2. Емануюче тіло циліндричної (або сферичної) форми в середовищі безмежного простягання

Емануючий циліндр у неактивному середовищі. Припустимо, що в неактивному середовищі B є емануючий об'єкт C у формі досить видовженого циліндра радіуса r_0 .

Повна зміна кількості еманациї за одиницю часу в об'ємі циліндричного шару радіусів r і $r + dr$ (рис. 4.12), що має висоту, рівну одиниці, становить

$$\frac{d}{dt}(2\pi \cdot N \cdot r dr) = Q - (Q + dQ) - 2\pi \cdot \lambda \cdot N \cdot r dr, \quad (4.104)$$

де N – концентрація еманациї; $Q = 2\pi \cdot r \cdot D \frac{dN}{dr}$ – потік еманациї через поверхню циліндра радіуса r і заввишки, рівній одиниці; D – коефіцієнт дифузії еманациї.

Для стаціонарного режиму отримуємо вираз

$$\frac{d^2 N}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dN}{dr} - \frac{\lambda}{D} N = 0, \quad (4.105)$$

де λ – постійна розпаду.

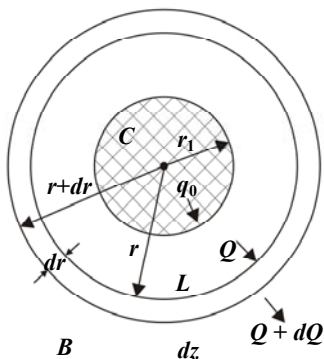


Рис. 4.12. Модель сферичного емануючого тіла

Загальне вирішення цього рівняння буде

$$N = C_1 \cdot I_0 \left(\sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot r \right) + C_2 \cdot K_0 \left(\sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot r \right), \quad (4.106)$$

де C_1 і C_2 – постійні коефіцієнти; $I_0 \left(\sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot r \right)$ – циліндрична функція Бесселя першого роду і нульового порядку від уявного аргументу; $K_0 \left(\sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot r \right)$ – циліндрична функція другого роду і нульового порядку від уявного аргументу.

Вважаючи $N = N_0$ при $r = r_0$ і $N \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$, маємо

$$N = N_0 \frac{K_0 \left(\sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot r \right)}{K_0 \left(\sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot r_0 \right)}. \quad (4.107)$$

Розподіл концентрації еманції через щільність її потоку q_0 з активного шару може бути отримано з умови

$$q_0 = -D \frac{dN}{dr} \text{ при } r = r_0 \text{ і } N = 0 \text{ при } r \rightarrow \infty.$$

Підставляючи вказані межі у вираз (4.107), отримаємо

$$N = \frac{q_0}{\sqrt{\lambda \cdot D}} \frac{K_0 \left(\sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot r \right)}{K_1 \left(\sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot r_0 \right)}, \quad (4.108)$$

де $K_1 \left(\sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot r_0 \right)$ – циліндрична функція другого роду першого порядку від уявного аргументу.

Емануюча сфера в неактивному середовищі. Для об'єкта сферичної форми розподіл еманції визначається виразом

$$N = N_0 \frac{r_0}{r} e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}(r-r_0)}, \quad (4.109)$$

де r – відстань від центра сфери; r_0 – радіус сфери.

Розподіл концентрації через щільність потоку буде

$$N = q_0 \frac{r_0}{\frac{D}{r_0} + \sqrt{\lambda \cdot D} r} \frac{1}{r} e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}(r-r_0)}. \quad (4.110)$$

Позначення в (4.109) і (4.110) зберігають попередні значення.

4.3.3. Апроксимація емануючого тіла сукупністю елементарних джерел

Точкове джерело. При розгляді різних випадків розподілу радіоактивних газів у геологічному середовищі можна уявити емануюче тіло як сукупність точкових джерел еманції. Так, наприклад, лінійне джерело можна розглядати як сукупність безперервно розташованих деякого напрямку точкових джерел, а двомірне джерело – як сукупність лінійних джерел тощо.

Припустимо, що наноси потужністю h покривають щільні корінні породи, окремі частини поверхні яких є джерелами, що виді-

ляють еманацию в наноси. Наноси і корінні породи мають плоскі межі поділу. Дифузія в щільні корінні породи не враховується.

Рівняння дифузії еманції в загальному випадку таке:

$$\Delta N - \frac{\lambda}{D} N + \frac{a}{D} = 0, \quad (4.111)$$

де Δ – оператор Лапласа; N – концентрація еманції в точках середовища; λ і D – постійна розпаду і коефіцієнт дифузії еманції; a – щільність джерел (тобто кількість еманції, що виділяється одиницею об'єму речовини за одиницю часу).

Розв'язок рівняння (4.111) має задовольняти такі граничні умови. На поверхні наносів концентрація еманції $N = 0$, на межі з корінною породою нормальна компонента градієнта концентрації дорівнює нулю в усіх точках, крім точок джерела, де вона дорівнює заданій величині. Якщо знайти розподіл концентрації еманції від точкового джерела, що виходить на поверхню корінної породи, то через лінійність рівняння (4.111) можна розглядати розв'язок за будь-якого розподілу джерел як суперпозицію розв'язків для точкових джерел.

Наявність "точкового" характеру джерел дозволяє скористатися так званою дельта-функцією. Відомо, що дельта-функція $\delta(x - a)$ дорівнює нулю при всіх значеннях x , не рівних a , і при $x = a$ прямує до нескінченності таким чином, що інтеграл, узятий в межах зміни x , залишається кінцевим і рівним одиниці

$$\int_{x_1}^{x_2} \delta(x - a) dx = 1; (x_1 < a < x_2), \text{ або } \int_{x_1}^{x_2} f(x) \delta(x - a) dx = f(a), \quad (4.112)$$

де $f(x)$ – будь-яка функція, безперервна на відрізку x .

Прикладом дельта-функції є

$$\delta(x - a) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(x-a)x'} dx' = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos[x'(x-a)] dx'. \quad (4.113)$$

Концентрація еманції на глибинах x від денної поверхні (рис. 4.13) на відстані r від точкового джерела визначається виразом

$$N(x, r) = \frac{q_0 \left(\frac{\lambda}{D} \right)^{0,25}}{\pi D \sqrt{2\pi}} \sum_{n=0}^{n=\infty} (-1)^n \left[\frac{K_{\frac{1}{2}} \left\{ \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \sqrt{[(2n+1)h-x]^2 + r^2} \right\}}{\left\{ [(2n+1)h-x]^2 + r^2 \right\}^{0,25}} - \frac{K_{\frac{1}{2}} \left\{ \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot \sqrt{[(2n+1)h+x]^2 + r^2} \right\}}{\left\{ [(2n+1)h+x]^2 + r^2 \right\}^{0,25}} \right], \quad (4.114)$$

де $K_{\frac{1}{2}}$ – функція Бесселя; q_0 – кількість еманції, що потрапляє до наносів від точкового джерела; h – потужність наносів.

Отриманий ряд швидко сходиться при $h\sqrt{\frac{\lambda}{D}} > 1$. При коефіцієнті дифузії $D = 0,021 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ граничне значення h становить більше 100 см. При менших коефіцієнтах дифузії граничні значення h будуть менші. Практично в усіх випадках ряд (4.114) буде настільки швидко сходитися, що можна обмежитися тільки одним першим членом ряду.

Якщо точкове джерело міститься всередині однорідного середовища безмежного простягання, то концентрація еманції на відстані r від джерела визначатиметься виразом

$$N(r) = \frac{q_0}{4\pi \cdot D} \frac{e^{-r/l}}{r}, \quad (4.115)$$

де $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ і $l = \sqrt{\frac{D}{\lambda}}$ – так звана дифузійна довжина, що

характеризує затухання дифузійного потоку відстанню.

Радіоактивним розпадом еманції можна нехтувати, якщо $r \ll l$. Для $r \gg l$ практично вся еманція розпадатиметься.

Лінійне джерело. Для концентрації еманції, що створюється лінійним джерелом, розташованим під наносами за напрямком осі z (рис. 4.13),

отримуємо вираз

$$N(x, y) = \frac{q_0}{\pi \cdot D} \sum_{n=1}^{n=\infty} (-1)^n \left[K_0 \left\{ \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot \sqrt{[(2n+1)h-x]^2 + y^2} \right\} - \right. \\ \left. - K_0 \left\{ \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \cdot \sqrt{[(2n+1)h+x]^2 + y^2} \right\} \right], \quad (4.116)$$

де q_0 – кількість еманції, що виділяється одиницею довжини джерела; K_0 – функція Бесселя.



Рис. 4.13. Пояснення до розрахунку концентрації еманції в геологічному середовищі від лінійного джерела

Двомірне джерело (жила) розглядається як сукупність безперервно розташованих лінійних джерел. Виберемо початок координат над серединою жили, координати країв жили позначимо $\pm l$ ($y = \pm l$). Концентрація еманції в цьому випадку виражається співвідношенням

$$N(x, y) = \frac{q_0}{\pi \cdot D} \int_0^{\infty} \frac{\text{sh} \left(x \sqrt{K^2 + \frac{\lambda}{D}} \right)}{\text{ch} \left(h \sqrt{K^2 + \frac{\lambda}{D}} \right)} \cdot \frac{dK}{\sqrt{K^2 + \frac{\lambda}{D}}} \int_{-l}^{+l} \cos K(y-l) dl, \quad (4.117)$$

де q_0 – кількість еманції, що виділяється одиницею активної площі в одиницю часу.

Якщо у виразі (4.117) верхню межу інтегрування по l збільшити до безкінечності, то отримаємо вираз

$$N(x, y + l) = \frac{q_0}{2\sqrt{\lambda \cdot D}} \cdot \frac{\operatorname{sh}\left(x \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{D}}\right)}{\operatorname{ch}\left(h \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{D}}\right)} +$$

$$+ \frac{q_0}{\pi \cdot D} \int_0^\infty \frac{\operatorname{sh}\left(x \cdot \sqrt{K^2 + \frac{\lambda}{D}}\right)}{\operatorname{ch}\left(h \cdot \sqrt{K^2 + \frac{\lambda}{D}}\right)} \cdot \frac{\sin K(y + l)}{K \sqrt{K^2 + \frac{\lambda}{D}}} dK, \quad (4.118)$$

що дає розподіл концентрації від активного напівнескінченного емануючого пласта, що контактує під наносами щільною нерадіоактивною породою.

Для визначення розподілу концентрації над контактом ($y = -1$) маємо такий вираз:

$$N(x, 0) = \frac{q_0}{2\sqrt{\lambda \cdot D}} \cdot \frac{\operatorname{sh}\left(x \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{D}}\right)}{\operatorname{ch}\left(h \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{D}}\right)}. \quad (4.119)$$

Із порівняння останнього виразу із (4.90) випливає, що концентрація над контактом становить половину концентрації над достатньо віддаленими від контакту точками емануючого пласта.

Неважко переконатися, що величина концентрації над активною жилою може бути отримана шляхом складання величин концентрацій від двох активних напівнескінченних пластів, що перекриваються, і відніманням цієї суми величини концентрації від нескінченного активного пласта

$$N(x, y) = N(x, y + l) + N(x, y - l) - N(x) \quad (4.120)$$

де $N(x)$ – концентрація для нескінченного активного пласта.

Ця залежність може бути використана для спрощення обчислень концентрації над жилою, оскільки в останньому випадку буде достатнім провести точне обчислення тільки однієї кривої для напівнескінченного пласта.

На рис. 4.14 зображено графік зміни концентрації радону над кожним із напівнескінченних пластів, що перекриваються наносами (для $\frac{x}{h} = 0,1$ і $h \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{D}} = 5$), та над жилами потужністю $\frac{2l}{h} = 1$ (суцільна крива) і $\frac{2l}{h} = 2$ (пунктирна крива). Із графіка видно, що концентрація еманції над напівнескінченим пластом при відношенні $\frac{y}{x} \geq 1$ практично досягає свого граничного значення.

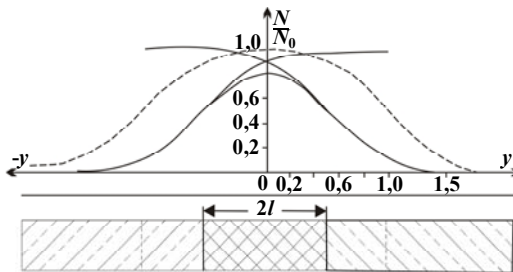


Рис. 4.14. Графіки зміни концентрації радону над активними жилами

Отже, при потужності жили, більшої за потужність наносів, концентрація в середній частині жили практично відповідає концентрації над нескінченим пластом.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке поле радіоактивного випромінювання?
2. Наведіть вираз функції розподілу щільності потоку енергії радіоактивного випромінювання.

3. Наведіть вираз функції енергетичного розподілу (спектра) радіоактивного випромінювання.
4. Назвіть основні наближені аналітичні методи розрахунку полів радіоактивних випромінювань.
5. Назвіть основні припущення при променевому наближенні.
6. При розв'язуванні яких задач ядерної геофізики використовується променеве наближення?
7. Яка суть наближення однократної взаємодії?
8. При розв'язуванні яких задач ядерної геофізики використовується наближення однократної взаємодії?
9. Яка суть дифузійно-вікового наближення?
10. При розв'язуванні яких задач ядерної геофізики використовується дифузійно-вікове наближення?
11. Визначте параметри γ -поля точкового джерела в ізотропному середовищі.
12. Запишіть вирази для визначення інтенсивності випромінювання лінійного, поверхневого та об'ємного джерел.
13. Запишіть вираз для визначення інтенсивності γ -поля випромінювального круга.
14. Запишіть вираз для визначення інтенсивності γ -поля тіла у вигляді конічного диска.
15. Запишіть вираз для визначення інтенсивності γ -поля нескінченного вертикального пласта.
16. Наведіть основні параметри дифузії радіоактивної еманациї через неактивні наноси.
17. Наведіть основні параметри дифузії радіоактивної еманациї для шару наносів з постійною радіоактивністю.
18. Наведіть вирази для визначення процесу дифузії радіоактивної еманациї за наявності шару наносів змінною радіоактивністю.
19. Наведіть вираз для визначення розподілу радіоактивної еманациї від емануючого циліндра в неактивному середовищі.
20. Наведіть вираз для визначення розподілу радіоактивної еманациї від емануючої сфери в неактивному середовищі.
21. Наведіть вирази для апроксимації емануючого тіла сукупністю точкових, лінійних і двовірних джерел.

Література: [5, 6, 49]

РОЗДІЛ 5

Класифікація родовищ радіоактивних руд

5.1. Загальні відомості

Відомо більше 200 мінералів, до складу яких у значних кількостях входить уран і більше 100 мінералів, що містять торій. Залежно від вмісту зазначених елементів мінерали діляться на власне уранові, торієві ($C_{Th} > 30 \%$) та комплексні, що містять уран і торій. Серед уранових і урановмісних мінералів виділяють первинні й вторинні.

Найбільш важливими властивостями радіоактивних елементів, які визначають їхню поширеність і активність, є: період піврозпаду, валентність, іонні (атомні) радіуси та поляризованість іонів.

Велике значення для теоретичної й практичної геології має дослідження геохімічних особливостей елементів та їхній розподіл у земній корі, законів їхньої міграції й концентрації. Ці дані використовують при вивченні геологічної історії Землі, в абсолютній геохронології, при розробці методик пошуків і розвідки родовищ радіоактивних руд.

Період піврозпаду елемента (ізоотопу) визначає його "життєздатність" на землі. У помітних кількостях у землі можуть бути присутніми тільки ті елементи (ізотопи), період піврозпаду яких більший або порівнянний з віком Землі, а також ті, які постійно утворюються в ядерних процесах, наприклад при розпаді довгоіснуючих ізоотопів.

Ефективний іонний радіус і поляризованість іонів (визначається як ступінь деформації електронних оболонок під дією інших іонів) впливають на *ізоморфізм*. *Ізоморфізм* у хімічно близьких речовин можливий тільки тоді, коли розміри і поляризованість частинок, що замішують одна одну, близькі. Крім того, установлене, що за всіх інших рівних умов іони з великим радіусом частіше залишаються в рідкій фазі, а іони з малим радіусом – у твердій.

Стійкість тих чи інших сполук елементів і послідовність їхнього випадання при охолодженні магми характеризується енергією кристалічної решітки: чим вона вища, тим раніше за тих же умов кристалізуються мінерали.

Уран відкрито в 1789 р. німецьким хіміком М. Клепротом в урановій руді, яка була видобута в Саксонії.

Уран (^{238}U) – радіоактивний елемент III групи періодичної системи Д.І. Менделєєва (родина актиноїдів), атомний номер $Z = 92$, атомна маса $A = 238,029$. Уран – сріблясто-білий метал, легко піддається обробці, порівняно м'який, густина його – $19,05 \pm 0,2 \text{ г/см}^3$, твердість за Брінеллем – $19,6 \div 21,6 \cdot 10^2 \text{ Мн/м}^2$ ($200 \div 220 \text{ кГс/мм}^2$).

Природний уран складається із суміші трьох ізотопів: ^{238}U ($99,2739 \pm 0,0007\%$), ^{235}U ($0,7204 \pm 0,0007\%$) і ^{234}U ($0,0057 \pm 0,002\%$). Періоди піврозпаду цих ізотопів відповідно $4,51 \cdot 10^9$ років, $7,13 \cdot 10^8$ років і $2,48 \cdot 10^5$ років.

Ізотопи урану ^{238}U і ^{235}U у результаті радіоактивного розпаду утворюють два радіоактивні ряди: урано-радієвий і актино-урановий. Кінцевими продуктами розпаду радіоактивних рядів урану ^{238}U і ^{235}U є стійкі ізотопи ^{206}Pb і ^{207}Pb та гелій. Через деякий час у радіоактивних рудах настає радіоактивна рівновага, за якої кількість атомів усіх елементів ряду, що розпадаються за одиницю часу, однакове. Оскільки основними γ -випромінювачами в ряду урану є елементи, що швидко розпадаються, – продукти розпаду радію, то при вимірюваннях радіоактивності γ -методом визначається вміст радію. Для переходу від вмісту радію до вмісту урану потрібно знати значення коефіцієнта радіоактивної рівноваги між ними. Радіоактивна рівновага між ураном і радієм настає через $8 \cdot 10^5$ років і спостерігається в давніх, добре збережених породах і мінералах.

При радіоактивній рівновазі 1 г урану відповідають $3,4 \cdot 10^{-7}$ г радію. Унаслідок вибіркового розчинення і виведення в природних умовах деяких елементів радіоактивного ряду відбувається порушення радіоактивної рівноваги між ураном і радієм, що характеризується коефіцієнтом радіоактивної рівноваги: $K_{pp} = (C_{\text{Ra}}/C_{\text{U}})$ $2,9412 \cdot 10^6$, де C_{Ra} , C_{U} – вміст радію й урану.

Уран хімічно досить активний елемент. Він швидко окислюється на повітрі, розкладає воду при 102°C , легко реагує з усіма

неметалами, утворює ряд інтерметалевих сполук. Уран виявляє у сполуках валентності +2, +3, +4, +5, +6. У природних умовах стійкі лише сполуки U^{4+} і U^{6+} . Із киснем уран утворює двооксиди UO_2 , UO_3 і велику кількість проміжних оксидів, найважливіший з яких U_3O_8 . Уран і його сполуки радіаційно та хімічно токсичні.

Уран є сировиною для виготовлення ядерного палива та виробництва електричної й теплової енергії (АЕС, АТЕЦ).

До ядерного палива належать природний ізотоп ^{235}U (природне ядерне паливо) і штучні ізотопи ^{239}U і ^{233}U (вторинне ядерне паливо), що використовуються в ядерних реакторах на теплових і швидких нейтронах. Використання реакторів на швидких нейтронах дозволяє підвищити відсоток використання ядерної енергії з 1–1,5 % до 40–50 %, забезпечити розширену переробку вторинного ядерного палива ^{239}Pu , ^{233}U і максимально використовувати природний ізотоп ^{238}U , кількість якого більше в 100 разів переважає вміст ізотопу ^{235}U .

Уран належить до числа поширених у земній корі елементів. Кларк урану – $2,7 \cdot 10^{-4} \%$ (за Р. Тейлором).

Торій був відкритий в 1829 р. І. Берцеліусом у сієнітах Норвегії, у мінералі, названому пізніше торитом ($ThSiO_4$). Металевий торій виділений у 1898 р., у тому ж році встановлена його радіоактивність. Торій – м'який, сріблясто-білий метал щільністю $11,7 \text{ г/см}^3$. Він у природі представлений практично єдиним ізотопом ^{232}Th . Його кларк у 2,7 рази вищий, ніж для урану ($8 \cdot 10^{-4} \%$). За величинами іонного радіуса (0,11 нм) та енергетичного коефіцієнта ($EK = 6,8$) торій подібний до чотиривалентного урану. Він завжди чотиривалентний, у сполученні з іншими іонами дає один аніон $(ThO_4)^{4-}$, тому сполуки торію стійкі відносно окиснювання, що різко відрізняє торій від урану, і сприяє їхньому роз'єднанню при міграції. У магматичному процесі в умовах недостатньої кількості кисню Th^{4+} і U^{4+} мігрують разом, і дають ряд ураноторієвих мінералів. У гідротермальних процесах уран частково переходить у шестивалентну форму, утворює уранові сполуки і мігрує далі, ніж торій.

У природних умовах торій зустрічається у вигляді оксидів, наприклад торіаніт $(Th, U)O_2$, силікатів з іонами Th^{4+} (торит $ThSiO_4$), силікатів із комплексами $[ThO_4]SiO_4$ та в інших формах, наприклад монацит $GeLaTh(PO_4)(SiO_4)$. Основна особли-

вість природних сполук торію – дуже слабка їхня розчинність. Завдяки високій здатності торію до ізоморфізму в більшості його мінералів присутні U, TR, Ti, Nb та інші елементи.

Калій. Фізико-хімічні властивості калію різко відрізняються від властивостей інших радіоактивних елементів. Насамперед калій розповсюджений у природі в дуже великих кількостях. Він належить до групи лужних металів, має порядковий номер 19 і атомну масу 39,1.

Із найбільш розповсюджених калієвмісних мінералів, що обумовлюють підвищену радіоактивність гірських порід, варто відзначити сильвін KCl, карналіт (KCl·MgCl₂)·6H₂O, калієву селітру KNO₃, мікроклін і ортоклаз (K₂OAl₂O₃)[SiO₂]₆, біотит, мусковіт, глауконіт та ін. У глинистих мінералах значна частина калію присутня не у вигляді вільного іона, а в решітці мінералів, де розташовується між її базальними площинами і фіксується завдяки її стиску. Інша частина калію адсорбована поглинальним комплексом глин і надійно пов'язана з ним. Найсильніше калій фіксується в гідрослюдах, особливо насичених Ca²⁺ і Na⁺. При окиснюванні багато гідрослюд утрачають іони K⁺, однак процес дегідратації гідрослюд зворотний і при додаванні до розчину калію глинистих мінералів вони знову захоплюють його.

5.2. Основні мінерали, що містять уран і торій

Кількість відомих нині уранових мінералів, а також мінералів, що містять цей метал, перевищує 200. Найважливіші з них наведено в табл. 5.1.

Таблиця 5.1

Найважливіші мінерали урану

№	Мінерали	Хімічний склад (формула)	Вміст урану, %
1	Уранініт	k(U, Th)O ₂ ·lUO ₃ ·mPbO	62–85
2	Настуран	kUO ₂ ·lUO ₃ ·mPbO	52–76
3	Бранерит	(U ⁴⁺ , Ca, Th, Y)[(Ti, Fe) ₂ O ₆]·nH ₂ O	35–50

Закінчення табл. 5.1

№	Мінерали	Хімічний склад (формула)	Вміст урану, %
4	Уранові чорні	$k\text{UO}_2 \cdot l\text{UO}_3 \cdot m\text{PbO}$	11–53
5	Кофініт	$\text{U}(\text{SiO}_4)$	60–70
6	Давідит	$(\text{Fe}, \text{Ce}, \text{U})(\text{Ti}, \text{Fe}, \text{V}, \text{Cr})_3(\text{O}, \text{OH})_7$	1–7
7	Нінгіюїт	$\text{CaU}(\text{PO}_4)_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	20–30
8	Карнотит	$\text{K}_2(\text{UO}_2)_2[\text{V}_2\text{O}_8] \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	52–56
9	Торберніт	$\text{Cu}[\text{UO}_2[\text{PO}_4]]_2 \cdot 10(12-8)\text{H}_2\text{O}$	до 48
10	Отеніт	$\text{Ca}[\text{UO}_2[\text{PO}_4]]_2 \cdot 10(12-10)\text{H}_2\text{O}$	48–54
11	Уранофан	$\text{Ca}(\text{UO}_2(\text{SiO}_3\text{OH}))_2 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	55–58
12	Цейнерит	$\text{Cu}(\text{UO}_2)_2(\text{AsO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	до 55
13	Тюямуніт	$\text{Ca}(\text{UO}_2)_2(\text{VO}_4)_2 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$	57–65
14	Казоліт	$\text{Pb}(\text{UO}_2\text{SiO}_4) \cdot \text{H}_2\text{O}$	42–50
15	Торіаніт	$(\text{Th}, \text{U})\text{O}_2$	до 40
16	Самарскіт	$(\text{Y}, \text{U}, \text{Th}, \text{Fe})(\text{Nb}, \text{Ta})_2\text{O}_6$	до 20
17	Пірохлор	$(\text{Ca}, \text{Na}, \text{U}, \text{Th}, \text{TR})^{2-} \cdot m(\text{Nb}, \text{Ta}, \text{Ti})_2\text{O}_6(\text{O}, \text{OH}, \text{F})^{1-m} \cdot n\text{H}_2\text{O}$	до 15

Основні вторинні мінерали урану представлені фосфатами, карбонатами, сульфатами, силікатами, ванадатами та молібдатами урану (табл. 5.2).

Таблиця 5.2

Вторинні мінерали урану

№	Мінерал	Хімічний склад (формула)	Вміст урану, %, до
1	Янтиніт	$\text{UO}_2(\text{OH})_2$	80
2	Скупіт	$4\text{UO}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$	80
3	Уранофан	$\text{CaH}_2[(\text{UO}_2)_2\text{SO}_4] \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	55
4	Кофініт	$\text{U}(\text{SiO}_4)_{1-x}(\text{OH})_{4x}$	70
5	Ципейт	$[6\text{UO}_2 \cdot 3(\text{OH})_2 \cdot 3\text{SO}_4] \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	70
6	Йоганіт	$\text{Cu}[\text{UO}_2(\text{OH})\text{SO}_4]_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	60
7	Шрекінгерит	$\text{NaCa}_3(\text{UO}_2)(\text{CO}_3)_3\text{SO}_4$	30
8	Резерфордит	$\text{UO}_2 \cdot \text{CO}_3$	85

Закінчення табл. 5.2

№	Мінерал	Хімічний склад (формула)	Вміст урану, %, до
9	Отеніт	$\text{Ca}[\text{UO}_2\text{PO}_4] \cdot 8-12\text{H}_2\text{O}$	50
10	Торберніт	$\text{Cu}[\text{UO}_2\text{PO}_4] \cdot 8-12\text{H}_2\text{O}$	50
11	Фосфураниліт	$(\text{UO}_2)_3(\text{PO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	75
12	Цейнерит	$\text{Cu}[\text{UO}_2 \text{AsO}_4]_2 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$	55
13	Ураноспініт	$\text{Ca}[\text{UO}_2 \text{AsO}_4]_2 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$	55
14	Трегерит	$(\text{UO}_2)_3(\text{AsO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	65
15	Карнотит	$\text{K}_2(\text{UO}_2)_2(\text{VO}_4)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	55
16	Тюямуніт	$\text{Ca}(\text{UO}_2)_2(\text{VO}_4)_2 \cdot 5-8\text{H}_2\text{O}$	60
17	Умохоїт	$\text{UO}_2\text{MoO}_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$	60

Промислове значення, крім наведених вище, можуть мати також урановмісні мінерали рідкісних земель, урановмісні органічні сполуки та ін.

Торієві й торієвмісні мінерали представлені оксидами і силікатами, а також складними оксидами титану, танталу, ніобію, рідкісними землями і фосфатами цих елементів (табл. 5.3). Торієві мінерали в тих або інших кількостях містять у своєму складі уран, унаслідок чого можуть розглядатися як торій-уранові або урановмісні. Ураноторит і макінтошит, наприклад, є комплексною сировиною на уран і торій.

Таблиця 5.3

Деякі торієвмісні мінерали

№	Мінерали	Хімічний склад (формула)	Вміст торію, %
1	Торит	ThSiO_4	до 70
2	Ураноторит	$(\text{Th}, \text{U})\text{SiO}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$	45–50
3	Макінтошит	$(\text{Th}, \text{U})\text{SiO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$	до 50
4	Торіаніт	$(\text{Th}, \text{U})\text{O}_2$	5–90
5	Ешиніт	$(\text{Ce}, \text{Th})(\text{Ti}, \text{Nb})_2\text{O}_8$	до 20
6	Монацит	$(\text{Ce}, \text{La}, \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Th}) \cdot \text{PO}_4 \text{SiO}_4$	до 20
7	Ксенотим	$(\text{Y}, \text{Th}, \text{U}) \cdot \text{PO}_4$	до 2

З метою промислової розробки руд торію використовуються мінерали: торит, торіаніт, монацит і ксенотим, які часто є також рудами рідкісноземельних металів.

5.3. Основні технологічні типи уранових руд

Діюча в Україні класифікація родовищ уранових руд установлює:

- групування родовищ урану за промисловими типами;
- розподіл родовищ уранових руд за величиною запасів, вмістом урану і складністю геологічної будови;
- принципи розподілу запасів урану за їхнім промисловим значенням, техніко-економічною і геологічною вивченістю.

Вона також враховує основні положення Класифікації ресурсів урану Міжнародного агентства з атомної енергії (МАГАТЕ) та Міжнародної рамкової класифікації ООН запасів і ресурсів родовищ (ЕКОСОР, 1997).

Уранова руда – природне або техногенне мінеральне утворення, що містить уран у достатній концентрації та доступній формі для його промислового вилучення.

Кінцевою товарною продукцією гірничо-металургійного підприємства є закис-окис урану (U_3O_8). Подальша переробка його, включаючи збагачення ізотопом ^{235}U та виготовлення тепловидільних елементів (ТВЕЛів), здійснюється на спеціалізованих підприємствах.

Технологічні властивості уранових руд визначаються за їхнім хімічним складом, вмістом урану, мінеральною формою основних і супутніх корисних компонентів і шкідливих домішок, текстурою і структурою руд.

Основним способом переробки уранових руд є гідрометалургійний. Залежно від конкретних особливостей руд стадії гідрометалургійної переробки можуть передувати:

- механічне збагачення (гідроциклонування, вибіркове подрібнення, збагачення у важких суспензіях та ін.);
- радіометричне збагачення (куськове або дрібнопорційне сортування);
- інші способи збагачення (флотація, термічна обробка тощо).

Механічному збагаченню піддаються уранові руди, в яких урановмісні мінеральні утворення різко відрізняються за фізико-механічними властивостями від мінералів порід, що містять руду (напр., урано-слюдяні руди в гранітах і сланцях, урановий кістковий детрит у глинах та ін.).

Радіометричному збагаченню піддаються уранові руди, що характеризуються достатньою радіометричною контрастністю і механічними властивостями, які визначають високий вихід збагачених класів крупності при подрібненні (зазвичай +25 мм або +15 мм). За показником контрастності (M) розрізняють руди особливо контрастні ($M > 1,5$), висококонтрастні (1,1–1,5), контрастні (0,7–1,1), слабкоконтрастні (0,5–0,7) і неконтрастні ($M < 0,5$).

Інші способи попереднього збагачення застосовуються для уранових руд за потреби вилучення супутніх компонентів або шкідливих домішок. Супутніми корисними компонентами в рудах уранових родовищ можуть бути молібден, мідь, свинець, цинк, фосфор, золото, срібло, ванадій, реній, селен, сірка (у сульфідах), рідкісні землі, барит, флюорит та ін. Руди деяких родовищ містять у промислових концентраціях також нікель, кобальт, торій.

Вилучення деяких супутніх компонентів може бути здійснено в єдиній схемі гідрометалургійної переробки з ураном (молібден, реній). Для інших (золото, срібло, сірка, ванадій, селен, поліметали, залізо) потрібним є застосування спеціальних схем або введення в процес переробки додаткових стадій: випалу, флотації, металургійної плавки та ін.

Гідрометалургійна переробка уранових руд здійснюється за кислотною або содовою схемою із застосуванням при потребі реагентів, що інтенсифікують процес (нагрів, тиск, добавка окиснювачів). Вибір схеми переробки та її економічні показники визначаються за хімічним складом руд і типом уранової мінералізації.

За речовинним складом уранових руд виділяються такі основні технологічні типи (табл. 5.4).

За характером уранової мінералізації руди поділяються на основні типи:

- 1) настуранові та уранінітові;
- 2) кофініт-настуран-чернієві;
- 3) бранеритові та настуран-бранеритові (настуран-кофініт-бранеритові);
- 4) руди зі складними урановмісними, торієвмісними і рідкісноземельними мінералами (монацит, лопарит, торит, евдіаліт, сфен, пірохлор, гатчетоліт та ін.);
- 5) настуран-апатитові;
- 6) урано-слюдяні.

Таблиця 5.4

Основні технологічні типи уранових руд

№	Типи руд	Різновиди руд	Вміст компонентів, що визначають тип руд
1	Силікатні та алюмосилікатні		Понад 95 % силікатних і алюмосилікатних мінералів
2	Карбонатні	3 малим вмістом карбонатів Із середнім вмістом карбонатів 3 великим вмістом карбонатів	6–12 % карбонатів 12–25 % карбонатів Понад 25 карбонатів
3	Сульфідні	3 малим вмістом сульфідів Із середнім вмістом сульфідів 3 великим вмістом сульфідів	3–10 % сульфідів 10–25 % сульфідів Понад 25 % сульфідів
4	Залізоокисні	Багаті (доменні, мартенівські) руди Бідні руди, що вимагають збагачення	Понад 50 % заліза Менше 50 % заліза
5	Фосфатні	3 малим вмістом фосфатів Із середнім вмістом фосфатів 3 великим вмістом фосфатів	3–10 % P_2O_5 10–20 % P_2O_5 Понад 20 % P_2O_5
6	Каустобіолітові	Ураноносне вугілля Вуглисті й бітумінозні сланці, пісковики й інші породи	

Шкідливими домішками в уранових рудах можуть бути фосфор (при його малих вмістах), циркон, органічна речовина, карбонати (при кислотній переробці), сульфідна сірка (при содовій

переробці). Найбільш сприятливими є силікатні руди урано-слюдяного і настуранового складу, найменш сприятливими – карбонатні з титанатами урану.

При гідрометалургійній переробці незалежно від схеми, що застосовується (кислотної або содової), отримують один вид готової продукції на всіх гідрометалургійних заводах – закис-окис урану (U_3O_8). Вилучення урану з руди в закис-окис змінюється в межах 85–97 % відповідно до содових і кислотних схем. Подальша переробка закису-окису включає афінаж з отриманням особливо чистих (ядерна чистота) сполук, виробництво металевого урану, збагачування ізотопом ^{235}U і, нарешті, отримання двоокису збагаченого урану – найпоширенішої сировини для виробництва ТВЕЛів.

5.4. Промислові типи родовищ урану

В основу розподілу уранових родовищ за їхніми геолого-промисловими типами покладено типізацію, прийняту МАГАТЕ.

Виділено 15 основних типів уранових родовищ у порядку зменшення їхнього промислово-економічного значення, які зарекомендували себе як стійкі (сталі) постачальники уранової мінеральної сировини на світовий ринок.

1. **Родовища, пов'язані із зонами неузгодження.** Родовища цього типу тяжіють до поверхні неузгодження між ранньопротерозойськими складчастими комплексами і пізньопротерозойськими платформними відкладами в протоплатформних депресійних структурах. Інтенсивно дислоковані утворення ранньопротерозойських мобільних поясів утворені різноманітними сланцями, у тому числі вуглистими й карбонатними, гнейсами, а також ультраметаморфічними гранітизованими породами (мігматитами, гранітами), які зазвичай характеризуються підвищеними концентраціями урану. Платформний чохол депресій, що майже горизонтально залягає на розмитій поверхні складчастого фундаменту, утворений неметаморфізованими осадовими породами й вулканітами. Уранове зрудніння розвивається або безпосередньо в зоні регіональної неузгодженості над горизонтами вуглистих порід, або у зв'язку з такими горизонтами у фундаменті під поверхнею неузгодженості.

У западині Атабаска (Канада) виявлено близько 15 уранових і нікель-уранових родовищ цього типу із сумарними запасами урану, що оцінюються в 470 тис. т, з яких 110 тис. т характеризуються середнім вмістом урану 1,2 %; 160 тис. т із середнім вмістом урану 1,5 %; 90 тис. т із середнім вмістом урану 2,15 %. Основне зрудніння у формі сплюснених лінз масивних настуранових руд з бранеритом, кофінітом, сульфідами й арсенідами нікелю та кобальту, що залягають безпосередньо в зоні неузгодженості, локалізовано в хлоритових і глинистих метасоматитах. Зміни вмісних порід і рудна мінералізація простежуються за тектонічними порушеннями у фундаменті до 100 м і більше від поверхні неузгодженості, а в деяких випадках аргілізація і відбілення відмічаються по зонах тріщинуватості в пісковиках чохла на висоту до 300 м від головних рудних тіл.

У рудному районі Алігейтор-Рівер (Північна Австралія) виявлено чотири родовища типу "неузгодження", серед яких найбільшими є Джабілука (понад 180 тис. т урану із середнім вмістом 0,39 %) і Рейнджер (105 тис. т із середнім вмістом 0,27 %). Протоплатформний рифейський чохол значною мірою еродований і родовища розташовуються в кристалічних породах фундаменту біля ерозійного краю чохла. Зрудніння контролюється тектонічними зонами субзгідних порушень і має стратиформні ознаки, локалізуючись у тісному зв'язку з горизонтами вуглистих сланців. Рудна мінералізація представлена оксидами урану з незначною кількістю бранериту та кофініту; вона утворює вкрапленість, прожилки й цемент брекчій в магнезійних метасоматитах, складених хлоритом і магнезитом.

2. **Родовища в пісковиках.** Більшість рудних покладів уранових родовищ цього типу містяться в породах, що відкладались у річкових або прибережно-морських умовах. Рудні поклади практично завжди представлені середньо- або грубозернистими, слабосорттованими пісковиками, що містять пірит і органічну речовину рослинного походження, які часто перешаровуються з туфами. Неокиснені рудні поклади в аркозових і кварцових пісковиках містять уранову смолку і кофініт. У вивітрених пісковиках утворюються вторинні мінерали урану: карнотит, тюямуніт і уранофан.

До цього типу належать родовища уранової формації в проникних породах, пов'язані із зонами пластового окиснення в ді-

лянках молодих орогенів: Учкудук (Узбекистан), Сугралі, Сабирсай, Канжуган, Карамурун, Ірколь, Мінкудук, Інкай. Уранове зрудніння приурочено до сіроколірних, в основному проникних порід артезіанських басейнів. Рудні поклади мають у розрізі форму ролів – подовжених серпоподібних пластів або лінз, а в плані, як правило, стрічок, що облямовують фронт пластово-окиснених порід. Розміри їх за протяжністю звичайно сягають перших кілометрів, а в окремих випадках – перших десятків кілометрів; ширина досягає декількох десятків і сотень метрів; потужність – перших метрів, а для "мішкової" частини покладу – перших десятків метрів. Руди алюмосилікатні, вкраплені, комплексні, неконтрастні, переважно бідні й рядові. Рудними мінералами є уранові черні, кофініт, настуран. Супутніми корисними компонентами є селен, молібден, реній. За обсягом запасів родовища належать до середніх, великих та унікальних.

До типу пісковикових належать також родовища уранової формації у відкладах палеодолин платформного етапу розвитку стабілізованих областей, пов'язані із зонами ґрунтового й пластового окиснення: Девладівське, Братське, Санарське, Семізбай, Добровольське, Долматівське, Малинівське. Зрудніння формується в палеоруслах на межі зон ґрунтового окиснення із сіроколірними породами, багатими органічною речовиною, і представлено дрібними й середніми лінзоподібними, пластовоподібними та стрічкоподібними покладами протяжністю в сотні метрів – перші кілометри, шириною в десятки і перші сотні метрів, потужністю від часток метра до перших метрів. Руди алюмосилікатні, бідні, неконтрастні, тонковкраплені. Уранова мінералізація в основному пов'язана з пелітоморфною глинисто-вуглистою масою цементу пісковиків і рослинними залишками, що обвуглились, або представлена урановими чернями з незначною кількістю настурану. За масштабами родовища належать до дрібних, а за вмістом урану в рудах – до бідних або убогих.

3. *Родовища у кварцово-галькових конгломератах* розповсюджені у фундаменті або обрамленні давніх платформ і активізованих щитів. Вони проявлені в основному стратиграфічно нижче середньопротерозойського комплексу порід і вище порід архейського фундаменту. Типовими представниками цього типу є рудні провінції Вітватерсранд (ПАР) і Блайнд-Рівер (Канада).

Вітватерсранд – найбільший у світі золотоураноносний басейн (провінції Трансвааль, Оранжева). Розробляється з 1886 р. З 1952 р. попутно видобувається уран. Добуток Au – 703,3 т (1979), U_3O_8 – 5,5 тис. т (1979). Запаси U_3O_8 – 128 тис. т при вмісті 0,02–0,05 %.

Блайнд-Рівер – район ураноносних конгломератів у Канаді (провінція Онтаріо). Відкритий в 1948 р. Розвідані запаси 270 тис. т урану при вмісті в руді 0,12 %; супутні компоненти – рідкісноземельні елементи. Головні родовища – Агньо-Лейк і Елліот-Лейк. Видобуток близько 6 тис. т U_3O_8 у концентраті (1979).

Давні золотоносні та ураноносні кварцово-галькові конгломерати залягають у базальних шарах вулканогенно-осадових відкладів пологих синкліналей або палеодолин, порушених скидами і дайками основного та середнього складу. Зрудніння контролюється літолого-фаціальними особливостями порід і локалізовано в прошарках кварцових конгломератів. Вмісні породи серицитизовані, хлоритизовані, піритизовані. Рудні тіла представлені полого залеглими пластами і зближеними лінзами; межі рудних тіл устанавлюються за даними опробування. Руди алюмосилікатні, бідні й рядові, укралені. Вміст урану коливається від 0,005 до 0,1 %, золота – від часток грама до 6–10 г/т. Уранова мінералізація представлена уранінітом, бранеритом, тухолітом, кофінітом. У рудах наявні також ураноторит, монацит, циркон, ксенотим, органічна речовина; широко поширений пірит (до 20 %). У деяких родовищах відзначається підвищена кількість торію, скандію, у незначних кількостях зустрічається галеніт, ковелін, кобальтин, мілерит. За масштабами зрудніння родовища належать до великих і унікальних.

Видобування урану з давніх конгломератів становить понад 5 % його загального виробництва. На Українському щиті в межах Криворізько-Кременчуцької зони виявлено декілька рудопроявів і невелике Миколо-Козельське родовище, що належить до цього типу.

4. *У жильних родовищах* уранова мінералізація заповнює порожнини, тріщини, розломи, порові пустоти, брекчії й штокверки. Конфігурація рудної частини жили змінюється в широких межах від масивних покладів уранової смолки до заповнених урановою смолкою вузьких тріщин, розломів і тріщинних зон. Жильні родовища зазвичай тісно пов'язані з інтрузіями лейкократових гранітоїдів.

Родовище Обершлем-Альберода в Рудних горах із сумарними запасами урану у 80 тис. т утворено декількома тисячами карбонатно-настуранових (з кофінитом) жил, що локалізуються в екзоконтакті гранітної інтрузії, з віддаленням від якої більше ніж на 1 км зрудніння виклинується. Понад 90 % рудних жил локалізуються у пачці переверстування вуглистих і крем'янистих сланців, роговики, які містять вуглець, метабазити, кварц-слюдисті сланці, піддані контактному метаморфізму і навколожильному лужному метасоматозу. Загальна потужність продуктивної пачки, ускладненої пошаровими тектонічними порушеннями, змінюється від 1000–1200 м поблизу поверхні до 100–150 м на глибинах 1500–1800 м, де вона зрізується гранітною інтрузією. Близько половини запасів родовища зосереджено в декількох десятках великих жил, потужність яких 0,2–0,4 м (у роздувах до 1 м і більше), а довжина в плані й за падінням досягає багатьох сотень метрів, інколи до 1,0–1,5 км. У площині жил уран розподілений нерівномірно: найбільш багаті його концентрації (цілі відсотки і перші десятки відсотків) приурочені до сплоснених лінз і стовпоподібних покладів, що простежуються за падінням на перші сотні метрів. Інші родовища (Цобес, Іогангеоргенштадт, Яхимов, Талерхойзер) розташовані на ділянках з потужністю продуктивної пачки, що не перевищує перших сотень метрів; вони відрізняються значно меншою кількістю рудних жил і характеризуються запасами урану від сотень тонн до 3–8 тис. т.

В Україні виявлено рудопрояви і малі родовища жильного типу, найбільші з яких – Червоношахтарське і Північноберезнянське.

5. Родовища у складних брекчіях утворилися в континентальному режимі протерозойського орогенного періоду. Породами, що їх уміщують, є фельзитові вулканокластичні та осадові утворення. Уранова мінералізація виявлена в породах, які безпосередньо перекривають гранітоїдні комплекси фундаменту. Руди утворюються здебільшого у дві фази мінералізації – ранню стратиформну та пізню накладену.

Представником цього типу є родовище Олімпік-Дам. Структурою, що містить мідь, уран, золото, срібло цього родовища, є витягнутий прогин. Товща, що містить зрудніння, представлена поліміктовими брекчіями з переважною кількістю цементуючої маси, інтенсивно гематитизованими і хлоритизованими. Рудні

тіла проявлені в багатих гематитом брекчіях, розташованих у гранітах середньопротерозойського віку. На родовищі існує декілька типів брекчій: від гранітної до гематит-гранітної та багатої гематитом брекчії. Мідь-уран-золото-срібна мінералізація утворює велику кількість рудних зон здебільшого в гематитових брекчіях. Родовище незгідно перекрито 300-метровою товщею верхньопротерозойських і кембрійських морських відкладів. Основними мідними мінералами на родовищах є халькопірит, борніт і халькозин. Вміст міді в борніт-халькозинових зонах – 4–6 %, а в халькопіритових зонах – зазвичай менше 3 %. Уранова мінералізація асоціює з усією гамою мідних руд і представлена здебільшого уранінітом і меншою мірою кофінітом і бранеритом. Запаси родовища Олімпік-Дам становлять близько 30 млн т міді із вмістом її в руді 1,12–4%; 1 млн т урану із вмістом 0,04–0,07 %; 1200 т золота із вмістом 0,6 г/т та значну кількість срібла із вмістом 6 г/т.

6. *Інтрузивні родовища*. Сингенетичні магматогенні родовища цього типу асоціюють з інтрузивними комплексами різноманітного петрохімічного складу (аляскіти, граніти, монзоніти, лужні сієніти, карбонатити і пегматити). Прикладами подібного типу родовищ є: Росінг у Намібії, Ілімаусак у Гренландії, Південне, Лозоватське і Калинівське в Україні.

Рудними об'єктами цього типу, які становлять практичний інтерес, є так звані "порфірові" уранові й торій-уранові родовища, що утворилися на кристалічних щитах у кінцеві (калієві) стадії протерозойської гранітизації. Зрудніння подібного типу на докембрійських щитах світу розвинуто дуже широко, але лише в окремих випадках набуває промислового значення. На родовищі Росінг (Намібія) розвідано близько 130 тис. т урану при середньому його вмісті в рудах 0,04–0,55 %. Зрудніння утворює тіла складної конфігурації з розмірами в перерізі до 700 м. Значно меншими масштабами характеризуються родовища в постгранітизаційних пегматоїдах і кремній-калієвих метасоматитах, такі як Південне, Калинівське, Лозоватське в Україні. Запаси урану в цих родовищах досягають 5–7 тис. т при середньому його вмісті 0,05–0,07 %.

До інтрузивного типу родовищ належать і достатньо поширені урановорудні об'єкти, що розташовуються в масивах високорадіоактивних гранітів. Такі родовища відкриті в межах Центрального

Французького масиву (Лімузен, Буа-Нуар, Форез-Мадлен), палеозойської складчастої зони Забайкалля (Гірниче, Березівське), в активізованих зонах Південнокитайської платформи. Вони характеризуються підвищеним вмістом урану і торію (10–15 г/т урану і 25–30 г/т торію), що зумовлено наявністю в них розсіяного уранініту, меншою мірою – урановмісних мінералів. Вік рудовмісних гранітів варіює від верхньопалеозойського на Центральному Французькому масиві до мезозойського в інших районах.

Розміщення родовищ у гранітах визначається зонами підвищеної тріщинуватості, спряженими з регіональними тектонічними порушеннями. Урановорудні тіла пов'язані з метасоматитами різного складу. Зрудніння в палеозойських гранітах локалізовано в породах, що зазнали дорудних кварцосерицитових і рудосупроводжувальних хлорито-альбітових (епісієнітових) змін і представлено настурановою, настурано-бранерито-кофінітовою з апатитом мінералізацією. У мезозойських гранітоїдах зрудніння пов'язано в основному із зонами аргілізації й цеолітизації, що містять настуран і уранові черні.

Рудні тіла мають форму жил крутого падіння та штокверкових покладів, поширюються на глибину не більше 500–700 м. Запаси урану в окремих родовищах цього типу змінюються в межах сотень – перших тисяч тонн, при середньому вмісті урану в рудах до 0,12 %. Загальні запаси урану в родовищах Центрального Французького масиву становлять 70 тис. т. Інтрузивні родовища урану широко розповсюджені в Китаї.

7. **Фосфоритоносні родовища.** Подібні родовища вважаються нетрадиційними, й уран видобувається з них як супутній продукт, наприклад у жовтових фосфоритових родовищах Флориди (США), де фосфатні породи неоген-палеогенового віку дуже поширені й займають площу 386 км². Вміст оксиду урану в грубозернистих фосфатних утвореннях становить 0,01–0,02 %, у тонкозернистих – 0,005–0,015 %. Промислові запаси фосфоритових руд Флориди оцінюються в 5 млрд т із запасами урану в них понад 500 тис. т.

8. **Родовища в трубах обвалу.** Родовища цього типу приурочені до карстових структур. Вони виявлені в урановорудній провінції Колорадо (США). Представлені трубоподібними вертикальними тілами карстового походження. Характерним для будо-

ви трубок є чергування проникних і водотривких шарів у карстовій порожнині. Скупчення уранових мінералів утворюють гнізда та лінзи, що тяжіють до проникних порід і брекчій. Основним рудним мінералом є уранова смолка, відзначається кальцит, гіпс, незначна кількість халькопіриту, галеніту, сфалериту. Вміст урану в руді в окремих випадках досягає цілих відсотків, але середній – близький до 0,5 %. Розміри окремих родовищ, як правило, середні. Абсолютний вік зрудніння 220–200 млн років.

Утворення уранових руд пов'язано з інфільтраційними процесами. Урановмісні ґрунтові води, потрапляючи в карстові порожнини, просочувались по них униз і відкладали уран на окисно-відновному бар'єрі у відбілених і піритизованих брекчіях.

9. Вулканогенні родовища. Уранові родовища цього типу представлені стратиформними і структурно-приуроченими покладами в кислих вулканічних породах зон тектономагматичної активізації рухомих поясів. Вони розташовуються переважно в межах вулканічних депресій і являють собою тектонічно відокремлені блоки з телескопованим проявом багатостадійного і поліфаціального ліпаритового, андезитового і базальтового вулканізму та інтрузивного магматизму, що супроводжує його.

Представниками цього типу є родовища Стрельцівського рудного поля в Забайкаллі. Тут у межах депресійної структури загальною площею 220 кв² виявлено і розвідано 18 уранових родовищ із запасами урану близько 300 тис. т і вмістом його в рудах від 0,1 одиниць (%) до цілих відсотків. Зрудніння контролюється зонами крутоскидних розломів, що розсікають полого залеглі покриви стратифікованого розрізу над виступами локальних блоків фундаменту в центральній, найбільш мобільній частині депресії. Положення штокверкових рудних тіл у вулканогенно-осадовому розрізі визначається інтенсивністю тектоніки, що призводить до тріщинуватості. По падінню штокверкове зрудніння верхнього структурного поверху переходить у крутоспадні лінзоподібні поклади в породах гранітизованого фундаменту. У вулканогенно-осадовому розрізі зрудніння представлено прожилково-вкрапленими і прожилковими настурановими та настуран-кофінітовими рудами з мікролускуватим молібденітом та іордизитом. У гранітоїдному фундаменті поряд з настурано-

вими й настуран-кофінітовими рудами широко розвинута бра-неритова мінералізація.

До цього типу належать широко розповсюджені в Казахстані та Середній Азії уранові й урано-молібденові родовища, що зустрічаються в зонах континентального вулканізму: Алатаньга, Каттасай, Джекіндек, Майлікатан, Курдай, Бота-Бурум, Кизилсай, Балкашино. Вони локалізовані в крутоспадних жерловинах палеовулканів, екструзивах і субвулканічних інтрузивах. Положення цих родовищ визначається магмаконтролюючими кільцевими розломами в крайових частинах депресій в поєднанні із січними розривами.

Найбільш висока концентрація і великий розмах зрудніння (до 1000 м і більше) відмічається в палеовулканах і субвулканічних інтрузивах, перекритих на час рудоутворення вулканогенно-осадовими породами або полого залеглими дайками різноманітного складу. Розміщення рудних тіл визначається складно побудованими зонами тріщинуватості, в яких розташовуються штокверки з урановим зруднінням, локалізовані головним чином у крайових частинах рудовмісних жерловин або субвулканічних інтрузій. Рудна мінералізація представлена настураном і кофінітом в асоціації з молібденовими мінералами – фемолітом та іордизитом і розвинута в породах, що зазнали кварц-серицитових і кварц-гідрослюдистих змін. Запаси урану в цих родовищах від 1 до 5–6 тис. т при середньому вмісті урану 0,1–0,15 %, однак в окремих об'єктах, приурочених до багатофазових екструзій, сумарні запаси досягають 18–20 тис. т (родовище Бота-Бурум).

10. **Приповерхневі родовища.** До цього типу родовищ відносять широку групу урановмісних осадів від третинного до сучасного віку, що залягають на невеликій глибині. Уранові родовища цього типу асоціюють із калькретами. До цього ж типу належать концентрації урану в торфах і болотах, карстових порожнинах та інших структурах заповнення.

Представником цього типу є карнотитове родовище Йілірі в калькретах Західної Австралії. Родовище розвідано в зоні розвитку архейських порід фундаменту, що зазнав неодноразової ерозії. Породи фундаменту представлені в основному гранітами і частково іншими різновидами, що руйнувалися в умовах гумідного клімату (крейдяний час) і різко аридного в сучасний пері-

од. Утворення крейдового віку на давньому плато представлені каоліновими і кремнієвими породами. Рудовмісні відклади, що залягають нижче поверхні зрізаного переаглібленого плато, складаються з алювіальних глин, пісків і калькретів. Рудні поклади розташовуються в палеодолинах з періодично діючими водними потоками. Басейн потоків являє собою закриту систему, де відбувається повний гіпергенний геохімічний цикл від процесів вилуговування до накопичування розчинених елементів. Рудне тіло лінзоподібної форми розташовується паралельно поверхні й рівню ґрунтових вод на площі 9-(0,75–1,5) км. Потужність його – від 3 до 7 м. Основна частина рудного тіла розташовується нижче рівня ґрунтових вод у нижній перехідній зоні між калькретовим і глинисто-кварцовим горизонтами. Уранові руди представлені карнотитом у калькретах та інших алювіальних відкладах, цементованих карбонатним матеріалом. Карнотит утворює пластинки на стінках порожнин, тріщин та інколи обростає плівкою ("сорочкою") опалу. Геохімічною умовою формування руд є випаровування на бар'єрах усередині калькретів, поблизу або нижче сучасного рівня ґрунтових вод. Запаси урану родовища Йїлірі оцінюються в 40 тис. т при середньому вмісті 0,15 %, причому половина їх має вміст 0,36 %. Руди залягають поблизу від поверхні, на глибині до 8 м.

11. **Метасоматичні родовища.** Родовища цього типу зустрічаються в зонах тектономагматичної активізації докембрійських щитів і пов'язані з прирозломними лужними метасоматитами. Вони виявлені на багатьох докембрійських щитах світу.

У Центральноукраїнському рудному районі родовища локалізовані в натрієвих метасоматитах і виникли в результаті протоактивізації, яка відбулася в епоху віком 1800–1700 млн років, що зближена в часі з глобальною ранньопротерозойською гранітизацією. Тут відомо декілька родовищ: Северинське (40 тис. т урану), Ватутінське (25 тис. т), Мічурінське (20 тис. т) та ін. Там, де натрієві метасоматити розвиваються в складчасто-розривних порушеннях серед залізо-магnezіальних порід, вони представлені лужно-амфіболовими породами та егіринітами з оксидною урановою мінералізацією. Там, де натрієвому метасоматозу в зонах розломів піддавалися алюмосилікатні породи (гнейси, мігматити, граніти), утворилися рибекіт-егіринові та хлоритові альбітити зі

складною урановою мінералізацією, в якій визначна роль належить середньонизькотемпературному бранериту.

В Ельконському рудному районі Алданського щита уранове зрудніння пов'язано з прирозломними калієвими метасоматитами й обумовлено процесами мезозойської тектономагматичної активізації (150–120 млн років), що відбулося в утворенні складного інтрузивного комплексу глибоко диференційованих лужно-земельних, сублужних і лужних порід калієвого ряду та у відновленні давніх і виникненні нових розломів. У районі загальною площею близько 1000 км² налічується близько 400 рудних зон із пірит-карбонат-калішпатовими метасоматитами, що несуть бранеритову мінералізацію. Сумарні запаси урану в цьому районі становлять сотні тисяч тонн і в основному сконцентровані в окремих відрізках регіональних зон омолоджених розломів.

В обох рудних районах вміст урану в рудах рядовий і рідко перевищує 0,1–0,12 %. Уранові руди Українського кристалічного щита монометалеві, на Алданському щиті ураноносні калієві метасоматити містять золото в концентрації 0,5–2,0 г/т. До цього типу належать також уранові родовища Кокчетавського рудного району (Ішимське, Манибайське, Грачівське). Родовища цього рудного району локалізуються в різних породах: сланцях, аркозах, яшмоїдах, вапняках, гранітах, метавулканітах у віковому діапазоні від силуру до девону. Провідним фактором, що визначає розміщення цих родовищ, є вузли перетину і примикання довгоіснуючих розломів. Рудні поклади представлені сплосченими лінзоподібними або трубоподібними штокверками, що розвинуті по тектонічних зонах дроблення. Навколорудні зміни вмісних порід відповідають лужному типу (альбітизація). На більшості родовищ основним урановим мінералом є настуран, часто в асоціації з кофінітом. Характерним супутником є молібденіт. Багато родовищ простежується на значну глибину (більше 1 км).

12. **Метаморфічні родовища.** Уранові родовища цього типу виявлені в метаосадах або метавулканітах, у яких відсутні прямі ознаки постметаморфічної мінералізації. Прикладом таких родовищ є родовище Форстау в Австрії.

13. **Родовища в лігнітах.** Родовища цього типу класифікуються головним чином як нетрадиційні уранові ресурси, пов'язані з лігнітами, а також з глинами й пісковиками, що безпосередньо

контактують з лігнітами. До цього типу належать рідкісноземельно-фосфор-уранові родовища Закаспію в морських глинах з кістковими залишками фауни (Мелове, Токмак, Тасмурун, Степове). Зрудніння пов'язано тут зі скупченнями ураноносного фосфатизованого кісткового детриту риб у піритиносних темних глинах палеоген-неогенового віку. Більша частина урану, рідких земель і фосфору міститься у фтор-апатиті, невелика частина урану утворює комплексні урано-фосфатні сполуки. Рудні поклади являють собою стратифіковані пласти значного розміру з пологим падінням, витриманою незначною потужністю (0,3–1,5 м) і рівномірним розподілом урану. Руди фосфатні бідні, неконтрастні, комплексні й складаються в основному з глинистих мінералів (70 %), сульфідів заліза та кісткового детриту (20 % і більше). Руди мають низький вміст урану (0,03–0,05 %), однак кістковий детрит легко відділяється промиванням. Вміст урану в детритовому концентраті підвищується у 2–3 рази, а вміст фосфорного ангідриду досягає 30 %. Промислову цінність становлять уран, рідкісні землі й фосфор. Найбільше родовище району із запасами 44 тис. т урану – Мелове. Запаси інших родовищ – від 4 до 9 тис. т.

14. **Родовища в чорних сланцях.** До цього типу належать родовища Ронненбурзького рудного поля, просторово пов'язаного з горст-антиклінальним виступом, складеним дислокованими палеозойськими хлорит-гідрослюдистими і вуглецево-кремнієвими сланцями, що відслонюються в межах підняття з-під перекриваючих їх платформних пеліт-карбонатних відкладів пермського віку. Уранові руди утворюють пластові й лінзоподібні тіла потужністю в сотні метрів, причому більшість рудних тіл зустрічається в зоні контакту сланців ордовіку та крем'янистих високовуглецевих (до 14 % вуглецю) сланців силуру, а також до контактів вуглецевих сланців з діабазами і вапняками. Зрудніння контролюється переважно зонами підвищеної тріщинуватості, де рудовмісні породи зазнали слабкої гідрослюдизації, а у вуглистих сланцях відзначається відбілення, зумовлене "вигоранням" органічної речовини. Загальні запаси Ронненбурзького рудного поля – понад 150 тис. т урану з незначним вмістом його в руді (соті частки відсотка). У той же час на родовищах Шмірхау і Пайтцдорф, що формувалися безпосередньо під покривом пермських платформних відкладів, руди мають прожилковий характер і представлені настураном, а вміст урану зростає до десятих часток відсотка, місцями й до цілих відсотків.

15. *Родовища інших типів.* До цієї групи належать промислові родовища, що за своїми геологічними позиціями не можуть бути включені до жодного з описаних вище геолого-промислових типів родовищ.

5.5. Класифікація родовищ уранових руд за величиною запасів, вмістом урану та за складністю геологічної будови

Виявлені скупчення мінералів з підвищеною концентрацією урану поділяються на:

- прояви мінералізації урану;
- рудопрояви урану в покладах з непромисловими або невизначеними параметрами;
- родовища урану.

Родовища урану за обсягом запасів поділяються на чотири групи:

- малі родовища із запасами в сотні тонн;
- середні родовища із запасами в тисячі тонн;
- великі родовища із запасами в десятки тисяч тонн;
- унікальні родовища із запасами в сотні тисяч тонн.

За вмістом урану руди розрізняються таким чином:

- убогі руди із вмістом урану менше 0,05 %;
- бідні руди із вмістом урану 0,05–0,10 %;
- рядові руди із вмістом урану 0,10–0,20 %;
- багаті руди III сорту із вмістом урану 0,20–0,50 %;
- багаті руди II сорту із вмістом урану 0,50–1,00 %;
- багаті руди I сорту із вмістом урану більше 1,00 %.

За собівартістю видобування та переробки руд запаси урану відповідно до рекомендацій Міжнародного агентства з атомної енергії розподіляються на такі групи в доларах США: до 40 дол/кг, до 80 дол/кг, 80–130 дол/кг і понад 130 дол/кг.

Геологічне вивчення скупчень уранових руд передбачає визначення їхнього речовинного складу, кількості, якості й техноло-

гічних властивостей, геологічної будови, гідрогеологічних, гірничо-геологічних та інших умов залягання рудних покладів з метою обґрунтування проектних рішень щодо способу і системи видобування та схеми комплексної переробки уранової сировини.

5.6. Вимоги до геологічного вивчення родовищ урану

Для найбільш ефективних пошуків і розвідки родовищ необхідно дотримуватися встановленої стадійності геологорозвідувальних робіт, виконувати вимоги щодо їхньої повноти й якості, здійснювати раціональне комплексування методів і технічних засобів, вчасно проводити постадійну геолого-економічну оцінку результатів досліджень. Вивченість родовища має забезпечити можливість його комплексного освоєння при обов'язковому дотриманні вимог щодо охорони навколишнього середовища.

За результатами пошуково-оціночних робіт на основі розвіданих і перспективних ресурсів проводиться попередня геолого-економічна оцінка з обґрунтуванням доцільності промислового освоєння родовища та інвестування розвідувальних робіт.

Розвідка здійснюється тільки на родовищах, що отримали позитивну попередню геолого-економічну оцінку за даними пошуково-оціночних робіт.

На розвідане родовище необхідно мати топографічну основу, масштаб якої відповідає його розмірам, особливостям геологічної будови та рельєфу місцевості. Топографічні карти і плани на родовищах уранових руд належить складати в масштабах 1:1000 – 1:10 000. Усі розвідувальні та експлуатаційні виробки (канави, шурфи, штольні, шахти, свердловини), ділянки і профілі детальних геофізичних спостережень, а також природні відслонення рудних покладів і мінералізованих зон мають бути інструментально прив'язані. Підземні гірничі виробки та свердловини наносяться на плани за даними маркшейдерської зйомки. Маркшейдерські плани горизонтів гірничих робіт належить складати в масштабі 1:200–1:500; зведені плани – у масштабі не дрібніше 1:1000. Для свердловин мають бути обчислені координати точок

перетину ними покрівлі й підшви рудних покладів і побудовані проекції їхніх осей на планах і розрізах.

Необхідно мати геологічну карту району родовища і рудного поля, карту радіоактивних аномалій і карту корисних копалин у масштабі 1:25 000–1:50 000 (інколи 1:100 000) з розрізами, що відповідають вимогам інструкцій до карт цього масштабу, а також інші графічні матеріали, які обґрунтовують комплексну оцінку перспективних і прогнозних ресурсів корисних копалин району. Означені матеріали повинні відбивати розміщення рудоконтролюючих структур і рудовмісних комплексів порід, родовищ і рудопроявів урану, а також ділянок, на яких оцінено перспективні й прогнозні ресурси уранових руд.

Геологічна будова родовища має бути детально вивчена і відображена на геологічній карті масштабу 1:1000–1:10 000 (залежно від розмірів і складності родовища), геологічних розрізах, планах, проекціях, а в необхідних випадках – на блок-діаграмах і моделях. Геолого-геофізичні матеріали по родовищу повинні давати уявлення про розміри і форми рудних покладів, умови їхнього залягання, внутрішню будову та суцільність зрудніння, характер виклинювання рудних покладів, розподіл урану в них, особливості зміни порід, що містять рудні поклади, та взаємовідносини рудних покладів з цими породами, складчастими структурами і тектонічними порушеннями в обсязі, необхідному і достатньому для обґрунтування підрахунку запасів. По ділянках деталізації й горизонтах гірничих виробок мають бути отримані необхідні дані про розміри, форму та умови залягання саме рудних тіл (з коефіцієнтом рудоносності, близьким до 1,0), що входять до складу рудних покладів, запаси яких підраховуються із застосуванням коефіцієнта рудоносності. Слід також обґрунтувати межі родовища та пошукові критерії, що визначають знаходження перспективних ділянок, у межах яких оцінено перспективні ресурси.

При розвідці родовищ, що намічаються для розробки способом підземного вилуговування, для району родовища, крім геологічних карт поверхні, додатково складаються фаціальні геохімічні погоризонтні карти в масштабі 1:1000–1:2000. Геологічну будову гідрогенних пісковикових родовищ допускається відображати на картах масштабу 1:1000–1:5000. Додатково складаються карти ізогіпс опорного горизонту з відображенням рудо-

контролюючих елементів і контурів рудних покладів, гідрогеологічні карти, погоризонтні карти продуктивних горизонтів на фаціально-геохімічній основі з нанесенням на них контурів рудних покладів і радіометричні карти.

Усі ці карти та розрізи до них мають віддзеркалювати зв'язок морфологічних особливостей покладів і розподілу руд з елементами геологічної будови (структурною та фаціально-геохімічною обстановкою), а також умови відпрацювання руд. Крім того, у звіті про розвідку родовища повинні бути картографічні матеріали, пов'язані з вивченням стану навколишнього природного середовища родовища. До звіту додаються такі карти:

- геохімічна карта масштабу 1:10 000 розподілу елементів: Cu, Ni, Zn, Co, Sb, Mn, V, Pb, As, Hg;
- біогеохімічна карта масштабу 1:10 000 розподілу тих самих елементів;
- карта γ -зйомки масштабу 1:5000;
- карта забруднення ґрунту радіонуклідами масштабу 1:10 000;
- карта еманційної зйомки масштабу 1:10 000;
- гідрохімічна карта всіх водоносних горизонтів масштабу 1:10 000;
- гідрогеологічна карта масштабу 1:10 000;
- карта гідроізогіпс усіх водоносних комплексів масштабу 1:10 000.

Зазначеними картами має бути охарактеризована територія родовища з виходом за його межі на 1 км. У звіті також повинна бути детальна гідрологічна характеристика всіх поверхневих водотоків і охарактеризовано результати вивчення гідрогеологічного зв'язку поверхневих водотоків і підземних вод.

Виходи та приповерхневі частини рудних покладів або мінералізованих зон вивчаються гірничими виробками та неглибокими свердловинами із застосуванням геофізичних і геохімічних методів з детальністю, що дозволить установити морфологію й умови залягання рудних покладів, глибину розвитку та будову зони окиснення, ступінь окиснення руд, особливості зміни речовинного складу, технологічних властивостей і вмісту урану.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Назвіть кларки U і Th.
2. Які основні геохімічні відмінності сполук U^{4+} і U^{6+} ? З'єднання якого з них за своєю геохімічною поведінкою ближче до з'єднань Th?
3. До яких етапів магматичного процесу приурочено утворення підвищених і високих концентрацій урану в породах?
4. У якій формі переносяться сполуки урану в гідротермальних розчинах?
5. З якими процесами в основному пов'язано випадання урану з гідротермальних розчинів?
6. Назвіть основні відмінності в поведінці U і Th в гіпергенних умовах.
7. Назвіть основні форми перенесення урану в поверхневих і підземних водах.
8. Назвіть основні причини випадіння урану з поверхневих і підземних вод у гіпергенних умовах. Які особливості концентрації урану в осадах відкритих морів і замкнутих басейнів?
9. Які основні механізми концентрації урану на континентах?
10. Який основний механізм концентрації урану при метаморфізмі?
11. Назвіть основні класи первинних мінералів урану і наведіть їхні приклади.
12. Назвіть основні класи вторинних мінералів урану і наведіть їхні приклади.
13. Назвіть основні мінерали торію та наведіть їхні приклади.
14. Назвіть основні риси розподілу урану і торію в гірських породах.
15. Наведіть приклади мінералів з дуже високою, середньою і низькою радіоактивністю.
16. Як змінюється вміст радіоактивних елементів при переході до більш глибоких оболонок Землі? Як ця закономірність пов'язана із закономірностями розподілу зазначених елементів у магматичних гірських породах?
17. Назвіть основні закономірності в розподілі радіоактивності осадових гірських порід.
18. Поясніть причину кореляційного зв'язку радіоактивності осадових порід з їхньою глинистістю (нерозчинним залишком).

19. Назвіть основні класи родовищ урану.
20. Які запаси середніх родовищ урану?
21. Які типові (середні) концентрації урану в рудах, розроблюваних на сучасному етапі?
22. Які класи родовищ посідають провідне місце на сучасному етапі видобутку урану?
23. Які групи родовищ виділяють у класі ендегенних? Які з них найчастіше є промисловими?
24. Назвіть основні типи ендегенних родовищ урану. Які з них відіграють основну роль у видобутку торію?
25. Назвіть основні групи екзогенних родовищ урану.
26. Назвіть основні риси ураноносних фосфоритів. На які два види вони поділяються?
27. Які основні особливості родовищ урану у вугільних пластах?
28. Назвіть основні типи розсипних родовищ, визначте їхнє промислове значення.
29. Які основні особливості родовищ урану в давніх конгломератах?

Література: [2, 4, 8, 16, 25–27, 31, 42]

ЧАСТИНА 2

РАДІОМЕТРИЧНІ МЕТОДИ

РОЗДІЛ 6

Польові радіометричні методи

При пошуках і розвідці корисних копалин використовують великий комплекс методів, які прийнято поділяти на три групи: геологічні, геофізичні й геохімічні.

При пошуках радіоактивних елементів, а також корисних копалин, які мають парагенетичний зв'язок з радіоактивними елементами, головними геофізичними методами є радіометричні, що базуються на реєстрації природних радіоактивних випромінювань. Методи загальної геофізики застосовуються в основному для вирішення допоміжних задач (визначення потужності пухких відкладів, трасування тектонічних порушень, геологічних структур тощо).

Радіометричні методи діляться на три групи:

- польові радіометричні методи (радіометрична зйомка), які застосовуються для наближеної оцінки радіоактивності гірських порід і вивчення її зміни за маршрутом, або за площею, за заданою мережею;
- методи радіометричного опробування, які дозволяють точніше визначити радіоактивність гірських порід в умовах їхнього природного залягання (у свердловинах, шурфах, розвідувальних канавах, штольнях і на відслоненнях);
- лабораторні радіометричні методи точного визначення загальної радіоактивності та вмісту окремих радіоактивних елементів у зразках руд і гірських порід.

Польові радіометричні методи і радіометричне опробування, основані на вимірюванні високоенергетичної частини спектра γ -випромінювання (γ -зйомки, γ -каротаж, γ -опробування), або на визначенні концентрації радіоактивних еманцій у пробах ґрунтового повітря (еманційний метод).

6.1. Польові гамма-методи

Різні види γ -зйомок і γ -опробування засновані на вимірюваннях інтенсивності γ -поля, яке створюється гірськими породами і радіоактивними рудами. При цьому залежно від поставлених завдань застосовуються інтегральні або спектрометричні вимірювання інтенсивності γ -поля.

За допомогою γ -спектрометрії можна виконувати експресні дистанційні вимірювання вмісту основних радіоактивних елементів (U, Th і K) у гірських породах. Чутливість подібних визначень досить висока – концентрації, близькі до кларкових, вимірюються з допустимою похибкою в умовах природного залягання гірських порід. Дані γ -спектрометричних зйомок (як наземних, так і авіаційних) являють собою цінний матеріал з розподілу урану, торію і калію в різних геологічних утвореннях. На основі даних γ -спектрометричних зйомок базується спосіб геокартування, пов'язаний із вивченням просторово-часових закономірностей розподілу радіоактивних елементів у земній корі. Аналіз радіогеологічних (радіогеохімічних) карт дозволяє виділяти провінції, що різняться ступенем неоднорідності розповсюдження урану, торію і калію, спрямованістю їхньої міграції. Провінції, що характеризуються високим ступенем радіогеохімічної диференціації, розвитком зон з аномально високим вмістом U, Th і K, можуть бути віднесені до потенційно рудоносних.

У природних системах уран, торій і калій асоціюються з цілою низкою рідкісних і кольорових металів. Уранові руди часто виявляються комплексними, крім урану, вони можуть містити такі елементи, як золото, берилій, літій, цезій, тантал та ін. З іншого боку, уран і торій виявляються елементами-супутниками рідкісних металів на родовищах останніх. У цьому випадку радіоактивні елементи відіграють роль важливих індикаторів і роздільне визначення U, Th і K за їхнім γ -випромінюванням набуває особливого значення. За результатами γ -спектрометрії природних ядерних випромінювань відкрито ряд родовищ рідкісних і кольорових металів. Гамма-спектрометричні дослідження проводяться також при пошуках родовищ нафти і газу.

Ядерне випромінювання будь-якого радіоактивного елемента прямо пропорційне його вмісту в об'єкті. Якщо радіоактивний розпад даного елемента супроводжується випусканням різних за типом випромінювань (α - і β -частинок та γ -квантів), то для визначення його вмісту можна реєструвати будь-який тип випромінювання. Проте можливості аналітичних методів, пов'язаних з реєстрацією α - і β -частинок, різко обмежені. У α -частинок дуже мала проникна здатність, вимірювати їхню інтенсивність є можливість у лабораторних умовах, коли виготовлено спеціальні (тонкі й подрібнені) проби. Бета-випромінювання характеризується суцільним енергетичним спектром, тому при дослідженні об'єкта, в якому є декілька ізотопів, важко визначити внесок кожного з них в сумарну β -активність.

Гамма-кванти, що випромінюються радіоактивними ядрами, як уже зазначалося, мають дискретний, лінійчатий характер, досить детально вивчені й наводяться в різних посібниках і довідниках. Наприклад, для ряду ^{238}U основні лінії γ -випромінювання розташовані в діапазоні енергій від 20 кеВ до 2,5 МеВ (табл. 6.1).

У кожного радіоактивного ізотопу свій, характерний для нього γ -спектр. Можливість надійної ідентифікації ізотопів за їхнім γ -випромінюванням є найважливішою перевагою γ -спектрометричного аналізу. Інша перевага цього аналізу пов'язана з великою проникною здатністю γ -випромінювання.

Для деяких радіонуклідів рядів розпаду природних радіоактивних елементів спостерігаються каскадні переходи, які утворюють в енергетичних спектрах лінії із сумарною енергією квантів каскадного переходу (напр., для RaC (^{214}Bi) лінія $1,729 \text{ МеВ} = 1,120 + 0,609 \text{ МеВ}$, для ThC'' (^{208}Tl) лінія $3,198 \text{ МеВ} = 2,615 + 0,583 \text{ МеВ}$). У спектрах γ -випромінювання присутні також лінії характеристичного рентгівівського випромінювання К-серії деяких нуклідів (напр., для ^{228}Th – 89,9 і 93,3 кеВ, для ^{222}Rn – 81,1 і 83,8 кеВ).

Гамма-випромінювання природного урану обумовлено в основному радіонуклідами – продуктами розпаду ядер ^{238}U . Серед ізотопів ряду ^{238}U більше 80 % усіх γ -квантів генерується двома ізотопами: ^{214}Pb (RaB) і ^{214}Bi (RaC). Основними γ -випромінювачами в ряду торію є ізотопи ^{208}Tl (ThC''), ^{212}Pb (ThB) і ^{228}Ac (MsTh_2). Енергії найбільш інтенсивних γ -квантів, що нале-

жать основним ізотопам уранового і торієвого рядів, наведено в табл. 6.1. У цій же таблиці зазначена енергія γ -випромінювання радіоактивного ізотопу ^{40}K .

Таблиця 6.1

**Основні лінії γ -випромінювання
природних радіоактивних елементів**

№	Ізотоп	Позначення елемента	Період піврозпаду	Енергія γ -квантів, МеВ	Кількість γ -квантів на 100 розпадів
Ряд урану (^{238}U)					
1	^{238}U	^{238}U	$4,498 \cdot 10^9$ років	0,048	18,7
2	^{234}Th	UX ₁	24,1 діб	0,093	2,47
	^{234}Th	UX ₁	24,1 діб	0,064	4,33
	^{234}Th	UX ₁	24,1 діб	0,029	5,3
3	^{214}Pb	RaB	26,8 хв	0,242	4,0
	^{214}Pb	RaB	26,8 хв	0,295	19
	^{214}Pb	RaB	26,8 хв	0,352	36
4	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	0,609	47
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	0,769	5,0
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	1,120	17
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	1,238	6,0
4	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	1,378	5,0
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	1,764	17
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	2,204	5,0
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	2,445	2,0
Ряд торію (^{232}Th)					
5	^{228}Ac	MsTh ₂	6,1 год	0,911	22
	^{228}Ac	MsTh ₂	6,1 год	0,969	13,3
6	^{212}Pb	ThB	10,6 год	0,239	43,1
7	^{208}Tl	ThC''	3,1 хв	0,583	29
	^{208}Tl	ThC''	3,1 хв	2,615	33,7
Калій (^{40}K)					
8	^{40}K		$1,39 \cdot 10^9$ років	1,462	11

Якщо радіоактивний ряд перебуває в стані рівноваги, то кількість ядер будь-якого дочірнього елемента однозначно пов'язана

з тим ізотопом, який починає ряд. Наприклад, рівноважна кількість ^{214}Bi в $7,5 \cdot 10^{-15}$ разів менша, ніж кількість ^{238}U , а рівноважна кількість ^{208}Tl в $1,37 \cdot 10^{-16}$ разів менше кількості ^{232}Th . Таким чином, за вмістом дочірніх продуктів розпаду можна встановити вміст урану і торію. Проте на практиці зазвичай проводять відносні вимірювання: порівнюють інтенсивності γ -випромінювання яких-небудь дочірніх елементів у досліджуваних та еталонних зразках і за отриманими результатами визначають вміст урану і торію в гірських породах і рудах.

Гамма-спектрометричні дослідження, мета яких полягає в роздільному визначенні урану, торію і калію, найбільш ефективні в польових умовах. Розроблено портативні прилади, в яких датчиками служать скінтіляційні детектори – кристали NaI(Tl) . Наземні γ -спектрометричні вимірювання виконуються при пішохідній або автомобільній зйомці. Аерогаммаспектрометрична зйомка здійснюється з літаків або вертольотів.

Порівняно невисока роздільна здатність скінтіляційних детекторів призводить до того, що в спектрах γ -випромінювачів піки окремих ліній перекриваються. Тому точне врахування фону, на якому розташований даний пік, стає неможливим.

На рис. 6.1 показано спектри випромінювання U, Th і K, виміряні з використанням скінтіляційного детектора і багатоканального аналізатора. У спектрі для визначення урану виділяється енергетична область 1,65–1,85 MeV, пов'язана з випромінюванням ^{214}Bi , у спектрі торію – область 2,5–2,7 MeV, пов'язана з випромінюванням ^{208}Tl . Гамма-спектр калію містить пік 1,46 MeV (випромінювання ізотопу ^{40}K).

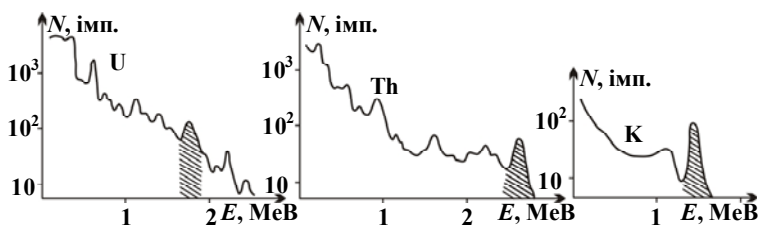


Рис. 6.1. Спектри γ -випромінювання урану, торію і калію, виміряні скінтіляційним детектором

Очевидно, якщо в середовищі присутні U, Th і K, то сумарний γ -спектр значно ускладнюється. Однак у такому спектрі можна виділити три енергетичні інтервали (заштриховані області на рис. 6.1), у кожному з яких випромінювання одного елемента даватиме максимальний внесок. Інтервал 2,5–2,7 MeV називають торієвим каналом (вікном), інтервал 1,65–1,85 MeV – урановим, інтервал 1,3–1,55 MeV – калієвим каналом.

Для роздільного визначення U, Th і K за γ -випромінюванням гірських порід необов'язково використовувати багатоканальний аналізатор імпульсів. Межі "вікон" можна задати за допомогою дискримінаторів. Дискримінатори відсікають імпульси, амплітуда яких нижча за ліву межу даного енергетичного інтервалу і вища за його праву межу. При цьому в інтервал, вибраний для визначення одного елемента, потраплятимуть імпульси, пов'язані з випромінюванням двох інших елементів.

Таким чином, кількості імпульсів у трьох інтервалах (N_1 , N_2 і N_3) складного γ -спектра (зумовленого наявністю в гірській породі U, Th і K) визначаються такою системою рівнянь:

$$\begin{aligned} N_1 &= a_1 C_K + b_1 C_U + c_1 C_{Th}; \\ N_2 &= a_2 C_K + b_2 C_U + c_2 C_{Th}; \\ N_3 &= a_3 C_K + b_3 C_U + c_3 C_{Th}, \end{aligned} \quad (6.1)$$

де C_K , C_U і C_{Th} – вміст калію, урану і торію в об'єкті досліджень; a_i , b_i , c_i – градувальні коефіцієнти, що являють собою швидкість рахування в i -му каналі ("вікні") спектрометра на одиницю вмісту K, U і Th відповідно.

Значення градувальних коефіцієнтів визначаються при γ -спектрометрії об'єктів з відомим вмістом K, U і Th. У результаті вимірювань отримують величини N_1 , N_2 і N_3 . Концентрації C_K , C_U і C_{Th} обчислюються шляхом вирішення приведеної системи з трьох рівнянь (6.1).

За аномалію в γ -методі береться перевищення активності над середнім фоном порід більш ніж на потрійне значення середнього квадратичного відхилення нормального фону.

Аномалії γ -поля діляться на три групи: а) рудні аномалії, зв'язані з рудними накопиченням радіоактивних елементів та ореолами їхнього розсіяння; б) аномалії, зв'язані з потоками розсіян-

ня радіоактивних елементів; в) безрудні аномалії, зв'язані зі змінами радіоактивності гірських порід різного петрографічного складу та їхніми виходами на денну поверхню.

У практиці польових радіометричних досліджень найбільше розповсюдження отримали різні види γ -зйомок, засновані на вимірюваннях інтенсивності γ -поля, яке створюється гірськими породами і рудами.

Способи розрахунку полів γ -випромінювання від об'єктів, що апроксимуються простими тілами, наведено в розд. 4.

Результати γ -зйомок зображуються у вигляді графіків за профілями, картами графіків і картами ізоліній.

6.1.1. Пішохідний гамма-метод

Пішохідна γ -зйомка широко застосовується при геологорозвідувальних роботах. Це викликано простотою методики, портативністю і високою чутливістю апаратури, високою результативністю, ефективністю і невеликою вартістю, можливістю застосування в різних умовах. Пішохідна γ -зйомка виконується частіше всього з вимірюванням інтенсивності інтегрального γ -поля.

Залежно від завдань і глибини залягання продуктивного горизонту виділяють такі види пішохідного γ -методу: пошукові геолого-радіометричні маршрути (масові пошуки); площинну γ -зйомку; шпурову γ -зйомку; спектрометричну γ -зйомку.

Пошукові геолого-радіометричні маршрути виконуються в комплексі з геолого-знімальними маршрутами. При цьому оператор переміщується разом з геологом за заданим маршрутом. Фонова інтенсивність інтегрального γ -поля прослуховується за допомогою телефону. До польового журналу заносяться підвищені значення інтенсивності γ -поля, а також реперні точки та вимірювання на відслоненнях, кар'єрах тощо.

Площинна пішохідна γ -зйомка застосовується для перевірки та деталізації аномалій γ -поля, виявлених автомобільною та аерогамма-зйомками, а також при деталізації рудних аномалій. Роботи виконуються, як правило, по мережі розбитих профілів.

Масштаб зйомок 1:10 000 – 1:1000. Застосовуються польові радіометри для інтегральних вимірювань типу СРП-68-01, СРП-88Н, МКС-01, ДКС-96 та ін.

Шпурова γ -зйомка застосовується для оконтурювання рудних тіл та ореолів розсіяння радіоактивних елементів при потужності неактивних наносів, що їх перекривають, більше 1 м. Роботи виконуються в профільному та площинному варіантах. Масштаб досліджень визначається конкретним геологічним завданням, частіше всього 1:10 000–1:1000. Радіометричні дослідження виконуються в спеціально пройдених шпурах. Застосовуються спеціальні радіометри типу СРП-68-02, СРП-68-03, СРП-88Н1.

Спектрометрична γ -зйомка виконується за допомогою переносних польових спектрометрів СП-4, РКП-305 (із закордонних – InSpektor-1000, GS-512) та інших з метою: вивчення розподілу U, Th, K в гірських породах; виділення слабких уран-радієвих аномалій; визначення природи аномалій, виявлених за допомогою інтегральних радіометрів. За аномалію береться перевищення вмісту U, Th, K в гірських породах над середнім фоном більш ніж на потрібне значення середнього квадратичного відхилення нормального фону.

Наземні γ -спектрометричні вимірювання проводяться безпосередньо на поверхні ґрунту. Межі виявлення U і Th практично дорівнюють кларковим концентраціям цих елементів, межа виявлення калію становить 0,3 %. Глибинність γ -спектрометричних наземних вимірювань залежить від густини гірських порід, їхнього речовинного складу, вологості, енергії γ -квантів і становить у середньому 20–30 см. Ефективна маса породи, що аналізується детектором, розташованим на відстані 1 м від поверхні, досягає декількох сотень кілограмів.

Масштаб досліджень визначається конкретним геологічним завданням, частіше всього відповідає 1:10 000 – 1:1000.

Точність наземних γ -спектрометричних вимірювань визначається за відтворюваністю результатів, а також за зіставленням з даними лабораторного аналізу проб. Відтворюваність вимірювань характеризується похибкою в 3–5 %. При зіставленні з лабораторними аналізами проб слід враховувати, що маса контрольних лабораторних проб у 100 і більше разів менша ефективної маси порід при вимірюваннях в умовах природного залягання. Похибка визначення концентрації природних радіоактивних елементів при

їхньому вмісті, близькому до кларкового, становить для урану 10–15 %, для торію і калію – 5–7 %. Ці цифри належать до вимірювань радіоактивності порід з однорідним розподілом по глибині урану, торію і калію. Градування польових γ -спектрометрів виконують на природних еталонних площадках з відомим вмістом радіоактивних елементів, а також на спеціальних моделях.

6.1.2. Автомобільна гамма-зйомка

Цей метод виконується в спектрометричному варіанті й може використовуватися на всіх стадіях пошуково-знімальних робіт, але головна область його застосування – детальні пошуки радіоактивних руд і парагенетично або просторово зв'язаних з ними нерадіоактивних корисних копалин. Крім того, цей метод застосовується при геоecологічних дослідженнях для оперативної оцінки забруднення території радіонуклідами. Автомобільний варіант наземних γ -спектрометричних вимірювань продуктивніший порівняно з пішохідним. На автомобільних γ -спектрометрах установлюють сцинтилятори великого об'єму. Для прикладу, сцинтилятор (кристал йодистого натрію) γ -спектрометра типу АСГ-4 має об'єм понад 1 дм³.

Автомобільні γ -спектрометри типу АСГ-4, РСА-97 чотириканальні: три канали служать для диференціального рахування імпульсів в енергетичних інтервалах 1,3–1,6 (К); 1,7–1,9 (U) і 2,4–2,9 (Th) МеВ, а в четвертому каналі реєструють імпульси всіх енергій (інтегральний канал). Діапазони вимірюваного вмісту становлять: урану 0,8–600 г/т; торію 1–1200 г/т, калію 0,3–100 %. Градування автомобільних γ -спектрометрів виконують на природних еталонних площадках з відомим вмістом радіоактивних елементів, а також на спеціальних моделях.

Необхідними умовами застосування автогамма-зйомки є прохідність місцевості для транспортних засобів, на яких розміщена автогамма-станція (автомобіль підвищеної прохідності або гусеничний всюдихід).

За ступенем прохідності для автомобілів виділяють площі трьох категорій:

- 1) практично повністю доступні, де кути нахилу місцевості не більші 8–10°, і слаборозвинуті яри, болота, ліс, густий чагарник;
- 2) частково доступні, з кутами нахилу місцевості не більше 10–12°, де досить часто зустрічаються перепони для автомобілів;
- 3) недоступні для руху транспортних засобів.

Залежно від завдань площинну автогамма-зйомку виконують у масштабах від 1:25 000 до 1:2000; основними пошуковими масштабами є 1:10 000 та 1:5000. Швидкість руху автомобіля в процесі вимірювань має бути постійною і для масштабу знімальних робіт 1:25 000 становить 25–30 км/год, а для масштабу 1:5000 – 8–10 км/год.

Перевірка аномалій виявлених автогамма-зйомкою виконується в три етапи:

1 етап – геологічне та геоморфологічне обстеження аномальної площі. При цьому встановлюється зв'язок аномалій з геологічними структурами і породами, уточнюється інтенсивність аномалій за допомогою пішохідної γ -зйомки, визначаються їхні максимуми.

2 етап включає геолого-радіометричне обстеження, еманційну зйомку, металометричне опробування, проходку шурфів.

3 етап включає детальні геолого-геофізичні дослідження з виконанням гірничо-бурових робіт.

6.1.3. Аерогамма-зйомка

Аерогамма-метод забезпечує найбільшу швидкість отримання інформації про вміст U, Th і K у гірських породах. При дослідженнях за допомогою сучасних аерогамма-спектрометрів одиничний вимір може охоплювати площу 300×300 м. Методом аерогаммаспектрометрії отримують основну масу даних при геологічному картуванні й виявленні площ, перспективних для детального наземного вивчення при пошуках радіоактивних руд.

Аерогамма-зйомка полягає в дослідженні радіоактивності гірських порід γ -спектрометром, який встановлений на літаку або вертольоті, з наступною наземною перевіркою перспективності виявлених аномалій. Сучасна аерогамма-зйомка виконуються авіацій-

ними γ -спектрометрами СКАТ-77, Макфар, ГСА-99, RS-500, GRS-410 та іншими, за допомогою яких визначається інтенсивність γ -випромінювання радіонуклідів ^{40}K (1,46 МеВ), ^{214}Bi (1,76 МеВ), ^{208}Tl (2,62 МеВ) у трьох диференціальних каналах і сумарна інтенсивність γ -випромінювання в інтегральному каналі. За даними вимірювання у трьох диференціальних каналах розраховують вміст калію, урану (радію) і торію. Крім того, аероgamma-зйомка застосовується при геоекологічних дослідженнях, наприклад визначення забруднення території техногенним радіонуклідом ^{137}Cs .

Метод широко застосовуються на площах, які є непрохідними для наземного транспорту. Найбільш ефективна аероgamma-зйомка в районах з рівнинним або слабогорбистим рельєфом, із задовільним розкриттям рудних тіл або з алювіально-делювіальними відкладами потужністю до 0,5–1 м при широкому розвитку первинних, механічних і сольових ореолів розсіяння радіоактивних елементів.

При аерозйомці спектрометр реєструє суму двох складових – випромінювання гірських порід і фону. Інтенсивність першої складової залежить від активності гірських порід, активності й потужності наносів, а також висоти польоту. З висотою ця складова зменшується через поглинання γ -випромінювання повітрям, а при обмеженому розмірі радіоактивного тіла також за рахунок тілесного кута, під яким це тіло "видно" з літака або вертольота.

Вплив останнього фактора особливо значний, якщо розміри тіла r порівнянні або менші за висоту польоту h . При $r \ll h$ тілесний кут та інтенсивність випромінювання зменшуються з висотою пропорційно $(r/h)^2$. Тому навіть для високоактивних (на денній поверхні) аномалій малого розміру інтенсивність випромінювання, зареєстрованого авіаційним γ -спектрометром, може бути на рівні фону.

Гамма-випромінювання, що генерується радіоактивними елементами гірських порід, розповсюджується в повітрі на значні відстані. Ступінь ослаблення γ -випромінювання при проходженні шару речовини товщиною x можна оцінити за формулою

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}, \quad (6.2)$$

де I_0 – інтенсивність випромінювання при $x = 0$ (на денній поверхні); I – інтенсивність випромінювання, що пройшло шар товщи-

ною x ; μ – лінійний коефіцієнт ослаблення. Приведена формула, власне кажучи, може бути застосовна тільки, якщо пучок γ -випромінювання паралельний і падає нормально до поверхні речовини, але нею можна користуватися для наближених розрахунків.

Лінійному коефіцієнту ослаблення обернено пропорційний середній пробіг γ -квантів у середовищі. Величина μ залежить від енергії γ -квантів і речовини середовища. Для γ -випромінювання з енергією 1,76 MeB, що генерується ізотопом ^{214}Bi – продуктом розпаду урану, значення лінійного коефіцієнта ослаблення μ в повітрі – $3,13 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$. Звідси випливає, що в повітрі середній пробіг γ -квантів l , пов'язаних з присутністю в поверхневій породі урану, становить 320 м. Шар половинного ослаблення (тобто шар, товщина якого ослабляє первинну інтенсивність γ -випромінювання в 2 рази) визначається виразом

$$d = \ln 2 / \mu = 0,693l. \quad (6.3)$$

Для γ -квантів з енергією 1,76 MeB шар половинного ослаблення в повітрі – 220 м.

Таким чином, вимірювання природного γ -випромінювання можливе на значній відстані від поверхні Землі. Використання великогабаритних сцинтиляційних детекторів забезпечує високу ефективність реєстрації γ -квантів при аерогамма-зйомці. Спектри, виміряні такими детекторами, містять піки, пов'язані з випромінюванням K, U і Th. На рис. 6.2 показаний γ -спектр, знятий на висоті 200 м над гранітами. На спектрі виразно видно піки, що відповідають випромінюванню ізоотопів ^{40}K , ^{214}Bi та ^{208}Tl .

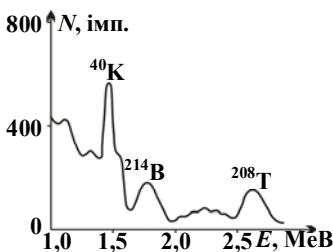


Рис. 6.2. Спектр γ -випромінювання, отриманий на висоті 200 м над гранітним масивом за допомогою блока сцинтиляційних детекторів загальним об'ємом 47 дм^3

Інтервал часу, протягом якого накопичуються імпульси в спектральних інтервалах, задається заздалегідь (становить декілька секунд). Величина цього інтервалу залежить від багатьох факторів: типу порід, що вивчаються, висоти і швидкості польоту, розміру і кількості детекторів.

У кінці кожного рахункового інтервалу кількість імпульсів у "вікнах" та їхня сума записуються, наприклад у вигляді сигналів на магнітну стрічку або ЕОМ. Для наступної інтерпретації даних аерогамма-зйомки разом з концентраціями К, U і Th використовуються їхні відношення U/Th та U/K.

Оскільки інтенсивність гамма-випромінювання швидко зменшується зі збільшенням висоти, то бажано виконувати вимірювання на невеликих висотах. Обмеження на мінімальну висоту накладаються правилами безпеки польотів. Для рівнин мінімальна висота польоту 25 м, для горбистих територій – 50 м, для гірських районів – 100 м. При аерогамма-спектрометрії районів зі згладженим рельєфом спостереження виконують за маршрутами довжиною 30–50 км. Зазвичай масштаб зйомки обирається 1:25 000 або 1:50 000.

Швидкість польоту, як правило, лежить в діапазоні 100–200 км/год. Вибрана величина швидкості підтримується постійною, її коливання зазвичай не перевищують 5–10 %. Важливе значення має безперервний контроль за відстанню до земної поверхні. Основним блоком аерознімальної системи є орієнтаційний прилад, показання якого забезпечують прив'язку даних γ -зйомки до місцевості. Раніше з цією метою застосовувалися радіовисотоміри, сьогодні – це системи GPS.

При визначенні вмісту U, Th і K до даних польових вимірювань вносяться деякі поправки.

Перша з цих поправок – за фонове випромінювання. Найбільші труднощі при оцінці фону – це врахування змінної концентрації радону в атмосфері. Концентрація радону може змінюватися залежно від пори року (сезонні варіації), часу доби (добові варіації), погодних умов. Гамма-фон вимірюється зазвичай над поверхнею найближчого озера або на спеціальній еталонній ділянці, складеній слабоактивними породами. Для зниження впливу змінної концентрації радону повторюють виміри на деяких маршрутах (режимні спостереження).

Наступна поправка – за рельєф, що полягає в приведенні записаних спектрограм до однієї й тієї ж номінальної висоти польоту. При цьому використовується експоненціальна залежність ослаблення γ -випромінювання зі збільшенням відстані до поверхні.

Частина γ -квантів на шляху від джерела випромінювання до детектора розсіюється у верхньому шарі гірських порід і в повітрі. Даний процес пов'язаний з утратою квантом енергії. Тому розсіяне в результаті комптон-ефекту γ -випромінювання, що генерується, наприклад ізотопом ^{208}Tl ($E = 2,62 \text{ MeV}$), може потрапляти до уранового ($E = 1,7\text{--}1,9 \text{ MeV}$) або калієвого ($E = 1,3\text{--}1,6 \text{ MeV}$) каналу спектрометра. Поправка на розсієння може бути розрахована за допомогою коефіцієнтів, визначених при польотах над еталонними об'єктами, вміст Th , U і K в яких відомі. На цих же ділянках проводиться градування аерограмма-спектрометра – для кожного каналу визначається швидкість рахування імпульсів, що відповідає відомій концентрації радіоактивного елемента.

Визначення вмісту урану і торію за даними аерограмма-спектрометрії припускає наявність рівноважного стану цих елементів з продуктами їхнього розпаду. Вміст продуктів розпаду однозначно пов'язаний із вмістом материнського ізотопу тільки в так званій замкнутій системі. Однак ту частину верхнього шару Землі, для якої проводяться γ -спектрометричні вимірювання (20–30 см), не можна вважати замкнутою системою. Особливо це стосується урану і продуктів його розпаду. Як уже наголошувалося, ізотоп ^{214}Bi є наступним за радієм в радіоактивному ряду урану, а радій вилугується інтенсивніше за уран. Еманування радону також порушує рівновагу між ураном та ізотопом ^{214}Bi . Деяку роль може відіграти також підвищена рухливість ізотопу ^{234}U порівняно з ^{238}U . Проте сприятливою обставиною, що знижує вплив похибок через можливе порушення рівноваги, є те, що в типових умовах аерограмма-зйомки одиничний вимір проводиться над площею приблизно 50 тис. м^2 . Якщо вважати, що глибина опробування 20 см, то при густині породи $2,7 \text{ г/см}^3$ ефективна досліджувана маса більше 25 тис. т. Локальні порушення радіоактивної рівноваги, що можуть виникати в окремих місцях такої великої проби, повинні деякою мірою усереднюватися.

При виділенні аерограмма-аномалій відразу ж відсіюють аномальні записи, пов'язані з апаратурними перешкодами, впливом

рельєфу та іншими причинами. За величиною приростів показань загального каналу виділяють аномалії слабкої інтенсивності (до 0,2 пА/кг), середньої (0,2–0,6 пА/кг) і високої (більше 0,6 пА/кг) ($1 \text{ мкР/год} = 71,6 \cdot 10^{-15} \text{ А/кг}$). Достовірні результати в диференціальних каналах отримують лише для аномалій середньої та високої інтенсивності.

За виправленими значеннями інтенсивності поля будують карти профілів і карти рівних значень інтенсивності випромінювання, концентрацій U, Th, K. За ними визначають нормальну радіоактивність гірських порід і уточнюють розташування аномальних ділянок. Похибка визначення середніх концентрацій U, Th і K на ділянках довжиною 0,5–1 км становить приблизно $1,5 \cdot 10^{-4}$, $2 \cdot 10^{-4}$ і 0,7 % відповідно. З урахуванням цього ізолінії концентрацій U, Th, K проводять через $2 \cdot 10^{-4}$, $3 \cdot 10^{-4}$ і 1 % відповідно, ізолінії показань загального каналу – через 0,3 пА/кг. При підвищеній точності вимірювань на площах з пониженою і спокійною інтенсивністю γ -поля ці значення зменшують у два рази, а при високій і змінній інтенсивності збільшують у декілька разів. Крім карт ізоліній, будують більш дрібномасштабні карти графіків змін значень концентрацій за профілями (карти профілів), а також карти ізоліній для відношень Th/U, U/K та ін.

Для аерогеофізичних зйомок використовуються комплексні триметодні аерогеофізичні станції СКАТ-77 та інші модифікації. Гамма-спектрометр (128 каналів) містить сцинтилятор (блоки NaI(Tl) кристалів $200 \times 100 \text{ мм}$) об'ємом від 6,3 до 39 дм^3 з енергетичним розділенням на гірше 15 % для лінії γ -випромінювання ^{137}Cs . Автоматична стабілізація масштабу енергетичної шкали контролюється за амплітудою імпульсів від γ -випромінювання ^{60}Co шляхом регулювання підсилення. Апаратура має цифрову систему компенсації внеску космічного випромінювання і γ -квантів атмосферного радону. Компенсатор радонових перешкод містить окремий спектрометр γ -випромінювання з блоком детектування, захищеним знизу (від випромінювання гірських порід) свинцевим екраном.

Обчислювальний пристрій автоматично розраховує вміст урану, торію і калію в породах. Ця інформація, а також показання інтегрального каналу, висота польоту, відмітки часу та інша службова інформація безперервно реєструються і обробляються. На блок

реєстрації виводиться інформація про інтенсивність випромінювання в семи енергетичних каналах, які дають показання чотирьох диференціальних каналів в області піків 1,12 і 1,76 MeV для ^{238}U (^{214}Bi), 2,62 MeV для Th (^{208}Tl) і 1,46 MeV для ^{40}K , одного інтегрального (радіометричного) каналу, каналу космічного випромінювання для реєстрації випромінювання з енергією > 3 MeV і, на решті, каналу автостабілізації в області фотопіку ^{60}Co (енергія 1,33 MeV). Базовий варіант станції комплектується також протонним магнітометром та електророзвідувальною апаратурою для вимірювання горизонтальної магнітної складової електромагнітного поля наддовгохвильових радіостанцій на шести фіксованих частотах.

У процесі інтерпретації отриманих матеріалів проводиться оцінка перспективності виділених аномалій, яка в більшості випадках базується на таких критеріях.

1. Концентрація урану (радію) більш як на три середньоквадратичні відхилення перевищує мінімально аномальні показання каналу, які мають різні значення в різних районах, а в середньому становлять $(3-4) \cdot 10^{-4} \%$ для районів із слабоактивними породами, і до $(6-7) \cdot 10^{-4} \%$ у районах з високоактивними породами.

2. Відношення $\text{Th}/\text{U} < 1$ для уранових, $\text{Th}/\text{U} > 5$ для торієвих і рідкісноземельних родовищ.

3. Відношення $\text{U}/\text{K} \geq 5$ (за інтенсивністю випромінювання у відповідних каналах).

4. Відносна інтенсивність урану (радію) в сумарному γ -випромінюванні – більше 50 %.

Ці критерії мають уточнюватися в кожному окремому районі в процесі пошукових робіт.

Наземна перевірка аномалій включає в себе два етапи.

1. Попередня наземна перевірка має за мету оконтурювання і визначення природи аномалій. Для цього використовують пішохідну або автомобільну γ -зйомку, а на ділянках закритих наосами – еманайну зйомку. Для уточнення геологічної природи аномалій виконують також інші геофізичні дослідження (гравімагнітні, електророзвідувальні тощо). Одночасно складають схематичну структурну геологічну карту.

Ознаками перспективності на цьому етапі є перевищення вмісту урану над вмістом торію; підвищення вмісту урану з глибиною; наявність видимої уранової мінералізації; інтенсивні на-

вколорудні зміни (фіксуються γ -спектрометричним методом за привносом або виносом калію); наявність ореолів елементів-супутників урану, а також приуроченість до сприятливих геологічних структур і літологічних горизонтів.

2. Задачами детальної наземної перевірки перспективних аномалій, виділених на першому етапі, є визначення масштабів уранового зрудніння, його зв'язку з геологічними структурами; розмірів, морфології та елементів залягання рудних тіл; генезису зрудніння; необхідності й об'ємів подальших робіт. На цьому етапі проводять детальні радіометричні зйомки і геологічне картування по всій площі аномалій, а також гравімагнітні, електро-розвідувальні та сейсморозвідувальні роботи для уточнення глибинної будови. Основна увага приділяється вивченню аномалій на глибину за допомогою каротажу свердловин.

Загони наземної перевірки, крім перевірки аерогамама-аномалій, виконують також самостійні пошуки на перспективних площах, недоступних аерометоду через складність рельєфу або інші причини.

6.1.4. Радіометрична документація гірських виробок і радіометричне опробування

У всіх гірських виробках, пройдених при пошуково-розвідувальних роботах на уран, здійснюється γ -зйомка з метою виявлення та оконтурювання рудних тіл, розкритих виробками.

Радіометрична документація гірських виробок виконуються різними способами, такими як:

- дослідження шляхом прослуховування за допомогою телефону;
- γ -профілювання стінок, дна, покрівлі. Крок від 1 м до 10–25 см. Відстань між профілями 2–10 м.
- γ -зйомка по мережі профілів на аномальних ділянках (зазвичай 20×20 см).

Для якісної оцінки γ -активності розкритих порід застосовуються ті ж γ -радіометри, що і при пішохідній γ -зйомці. Для кіль-

кісної оцінки концентрації урану в породах застосовуються радіометри спрямованого прийому.

При вивченні γ -активності порід, розкритих виробкою, стінки виробки спочатку прослуховуються за допомогою телефонного виходу радіометра на слух, після чого вибирається певна мережа спостережень. При виборі мережі необхідно враховувати геологічну будову ділянок, розкритих виробкою. Не обов'язково, щоб мережа була геометрично правильною. Точки вимірювання γ -активності на стінках виробки мають бути розташовані таким чином, щоб були обстежені всі розкриті різновиди порід, зони контактів, зони дроблення і гідротермальної переробки порід, зони мінералізації. При реєстрації підвищеної γ -активності мережа спостережень згущається таким чином, щоб з'ясувати розміри, конфігурацію аномальної ділянки і намітити лінії, за якими необхідно провести радіометричне опробування або відібрати борознові проби. Як і під час пішохідної γ -зйомки, при визначенні нижньої межі аномального значення γ -поля необхідно знати величину середньої γ -активності порід з нормальним вмістом у них радіоактивних елементів.

При γ -зйомці в гірських виробках, пройдених з метою розкриття та вивчення аномалій, за нижню межу аномалії беруть, як і при пішохідній γ -зйомці, таку величину γ -активності, яка перевищує нормальне γ -поле даних порід на потроєне значення флуктуації цього поля. Аномалії виділяються за критеріями, прийнятими при польовій γ -зйомці. У всіх випадках при визначенні величини аномального γ -поля необхідно враховувати геологічну будову порід, абсолютну величину γ -активності та стан радіоактивного рівноваги між U та Ra у породах.

При γ -зйомці у гірських виробках радіоактивність порід буде більша, ніж активність цих же порід при вимірюванні їх на поверхні, за рахунок того, що тілесний кут, під яким опромінюється детектор, буде вже не 2π , як на поверхні, а більший. У глибоких шурфах і підземних гірничих виробках він дорівнюватиме 4π . На результати вимірювання γ -активності в будь-якій точці виробки впливає γ -випромінювання навколишніх порід. Особливо це позначається у виробках, що розкрили породи з

високою γ -активністю. Щоб частково виключити вплив γ -випромінювання сусідніх ділянок порід і стінок гірничої виробки на результати вимірювань у даній точці, застосовують свинцевий циліндричний екран (як при вимірюванні радіаційного фону). Це дозволяє точніше оконтурити ділянки з різною аномальною γ -активністю, відбити контакти порід і намітити місця ядерно-геофізичного опробування та відбору борознових проб.

Як зазначалося вище, мережа спостережень у гірських виробках залежить від геологічної будови порід, розкритих виробкою, і величини γ -активності. За нормальної γ -активності щільність вимірювань не повинна бути менша: у канавах – двох точок на 1 м^2 ; у шурфах дрібних – двох точок на 1 м ; у шурфах глибоких – чотирьох точок на 1 м ; у підземних гірничих виробках (штольнях, штреках, квершлагах, розтинах) – восьми точок на 1 м . У межах аномальних ділянок відстань між точками зменшують до $20\text{--}10 \text{ см}$.

Гамма-зйомка в канавах зазвичай проводиться по одній із стінок. Точки спостережень у нормальному полі розташовуються по квадратній або шаховій мережі. У дрібних шурфах вимірюється γ -активність на одній із стінок. В однотипних породах з однаковою γ -активністю точки розташовуються посередині стінки, відстань між ними $0,5\text{--}1 \text{ м}$. На аномальних ділянках мережа згущається, при необхідності вимірювання проводяться і на протилежній стінці шурфу. У глибоких шурфах і розвідувальних шахтах виміри γ -активності виконуються по двох протилежних, а в межах аномальних зон – по всіх чотирьох стінках. У горизонтальних підземних виробках (штольнях, штреках, розтинах, квершлагах) вимірювання проводяться на П-подібних профілях (наближено по $2\text{--}3$ точки на стінках і стільки ж на покрівлі). Відстань між профілями ($1\text{--}3 \text{ м}$) залежить від величини активності та геологічної будови порід, розкритих виробкою.

Для радіометричної документації гірських виробок часто застосовуються польові радіометри СРП-68-01, СРП-88Н. З метою зменшення впливу сусідніх ділянок гірської виробки використовують екранування бокових стінок детектора циліндричним свинцевим екраном товщиною до 10 мм , який задіяний постійно.

Радіометричне опробування – це дослідження радіоактивних руд у природному заляганні, засноване на вимірюванні випромінювань природних радіоактивних елементів з метою визна-

чення їхньої концентрації. Радіометричне опробування може замінити звичайні геологічні способи опробування: борознове, задишкове, точкове. Воно є більш економічним і представницьким. Основним методом радіометричного опробування є γ -опробування із застосуванням радіометрів спрямованої дії (ПРНЧ-01, ОХРА-1М) та звичайних пошукових радіометрів (СРП-68, СРП-88Н), детектор яких поміщається у спеціальні свинцеві екрани: з повздовжнім прорізом, що закривається вкладишем (щілинний екран) або циліндричний екран з вікном у торці, що закривається плоским вкладишем (торцевий екран).

При роботах у гірських виробках на результати вимірювань у даній точці впливає γ -випромінювання навколишніх порід. Щоб виключити його та виділити γ -випромінювання ділянки опробування, за допомогою радіометрів СРП-68, СРП-88Н, вимірювання виконують два рази – без екрана (вимірюється випромінювання порід досліджуваного інтервалу + фон) $I_{\text{бе}}$ і з екраном (вимірюється фон) $I_{\text{е}}$. Різниця вимірів: $\Delta I_{\gamma} = I_{\text{бе}} - I_{\text{е}} = BC_{\text{U}}$, або

$C_{\text{U}} = \frac{\Delta I_{\gamma}}{B}$, де B – перерахунковий коефіцієнт, або коефіцієнт екрана, який визначається дослідним шляхом на рудних моделях з відомим вмістом U ; C_{U} – вміст урану в гірській породі.

Залежність між величиною різницевого ефекту ΔI_{γ} і концентрацією урану C_{U} (%) в насиченому по γ -випромінюванню шарі породи (руди) в точці вимірювань визначаються такими виразами:

$$\begin{aligned} I_{\text{бе}} &= I_{\text{р}} + I_{\text{нп}} - I_{\text{ф}}; \\ I_{\text{е}} &= \alpha I_{\text{р}} + I_{\text{нп}} + I_{\text{ф}}; \\ \Delta I_{\gamma} &= I_{\text{бе}} - I_{\text{е}} = I_{\text{р}}(1 - \alpha) = I_{\text{р}}f(d), \end{aligned} \quad (6.4)$$

де $I_{\text{бе}}$ – інтенсивність γ -випромінювання в даній точці при вимірюванні без екрана; $I_{\text{е}}$ – інтенсивність γ -випромінювання в даній точці при вимірюванні з екраном; $I_{\text{ф}}$ – фонове випромінювання; $I_{\text{нп}}$ – γ -випромінювання навколишніх порід; $I_{\text{р}}$ – γ -випромінювання від руди (не ослаблене свинцевим екраном); α – коефіцієнт, який характеризує частину γ -випромінювання, що пропускається свинцевим екраном; $f(d)$ – функція, що характеризує частину γ -випромінювання, поглиненого вкладишем товщиною d (см).

Величина ΔI_γ не залежить від випромінювання бічних порід (руд), а визначається тільки γ -випромінюванням руди I_p , безпосередньо розташованої під детектором приладу. Якщо величина I_p становить деяку частину (p) від γ -випромінювання на поверхні напівбезмежного γ -активного простору I_∞ , то використовується вираз

$$I_p = pI_\infty = p \frac{2pKC_Uc}{M_{\text{еф}}} = BC_U, \quad (6.5)$$

де K – γ -постійна урану; $\mu_{\text{еф}}$ – ефективний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання свинцевим екраном; величина $B = p \frac{2pKc}{M_{\text{еф}}}$ по-

стійна і називається постійною екрана або перерахунковим коефіцієнтом і виражається в мікрорентгенах на годину год на 1 % U.

Коефіцієнт екрану B визначається дослідним шляхом при вимірюваннях на моделях з рівноважною урановмісною рудою при товщині насиченого шару за γ -випромінюванням.

Для виключення випромінювання навколишніх порід і виділення γ -випромінювання ділянки опробування в радіометрах спрямованої дії застосовуються два детектори: основний і фоновий. Це дає можливість компенсувати γ -випромінювання навколишніх порід.

Продуктивність радіометричного опробування з радіометром спрямованої дії, при якому виконується одноразовий вимір інтенсивності γ -випромінювання, більша порівняно з продуктивністю методу екранів, коли в кожній точці необхідно робити вимір без екрана і з екраном, а принцип опробування в обох випадках однаковий.

Прилади із спрямованим прийомом реєструють γ -випромінювання ділянки руди I_p , що безпосередньо розміщена під екраном, і виключають γ -випромінювання оточуючих порід і фонове випромінювання. Вони являють собою систему з двох однотипних лічильників (газорозрядних або сцинтиляційних), розділених екраном. Сигнали обох лічильників реєструються різними каналами (основним і фоновим) і надходять на диференціальний пристрій, що працює в компенсаційному режимі.

Для радіометрів спрямованої дії залежність між різницеvim ефектом і концентрацією урану в породі визначається

$$\Delta I_{\gamma} = B_n C_U; \quad C_U = \frac{\Delta I_{\gamma}}{B_n}, \quad (6.6)$$

де B_n – перерахунковий коефіцієнт приладу, який показує кількість мкР/год різницевого ефекту ΔI_{γ} , що припадають на 1 % рівноважного урану.

Визначається B_n також на насиченій за γ -випромінюванням урановмісній моделі. Знаючи величину B_n для даного приладу і різницеvий ефект ΔI_{γ} , легко знайти концентрацію урану на ділянці вимірювань.

При роботі з радіометром спрямованого прийому необхідно суворо дотримуватися геометричних умов вимірювання. Якщо вимірювання γ -випромінювання будуть проводитися в умовах відмінних від тих, в яких були налаштовані чутливості основного і фонового каналів, це може спричинити або перекомпенсацію або недокомпенсацію фонового випромінювання, що позначиться на точності визначення C_U в породах (рудах) ділянки опробування. На сучасному етапі радіометричне опробування виконується головним чином радіометрами спрямованого прийому.

Опробування проводиться на ділянках, виділених за результатами γ -зйомки в гірничих виробках. Для зручності робіт лінії опробування (профілі) заздалегідь розмічають за допомогою рулетки; точки, на яких буде проводитися вимірювання γ -активності, наносяться крейдою або фарбою. Відстань між точками вимірювань залежить від геологічної будови і характеру зрудніння (рівномірний, нерівномірний). Зазвичай вона становить 10 см, при малопотужних рудних тілах зменшується до 5 см. Значно рідше відстань між точками 20 см. Точки на лінії опробування, якщо дозволяють умови, мають виходити на 20–40 см за межі рудного тіла в породи з фоновою активністю. Якщо на рудопрояві або родовищі взято систему точкового опробування, на стінці виробки в межах ділянки радіометричного опробування намічається квадратна або прямокутна мережа спостережень.

Ділянки радіометричного опробування гірничої виробки перед початком вимірювань очищаються від пилу і продуктів роз-

паду радону. У кожній точці виконується вимірювання γ -активності. Вимірювання має складатися з декількох відліків, які записуються в журнал. Перший відлік береться з урахуванням інерційності приладу, наступні два-три виконуються наближено через 5 с один після одного. Через кожні 2–3 год роботи перевіряється компенсація фону.

При опробуванні рудних тіл з рівномірним зруднінням і потужністю більше 50 см положення щілини екрана щодо лінії опробування може бути будь-яким: по лінії опробування або перпендикулярно до неї. При опробуванні рудних тіл малої потужності довгу вісь екрану треба орієнтувати по лінії простягання рудного тіла. Коли зрудніння нерівномірне, довгу вісь екрана краще орієнтувати по лінії опробування, оскільки по цій же лінії для контролю відбираються борознові проби.

Точки опробування, як і при γ -зйомці в гірських виробках, носяться на план-схему виробки і до журналу, де вказується номер виробки, її назва, відстань ділянки опробування від початку виробки або від найближчої маркшейдерської точки, тип і номер приладу, величина кожного відліку і середнє значення потужності експозиційної дози в точці вимірювань у мікрорентген на годину. Потім визначається середнє значення по лінії опробування.

Точніше вміст урану і потужність рудного пласта визначаються за площею аномалії, обмеженою кривою зміни інтенсивності γ -випромінювання по лінії опробування.

На результати опробування значний вплив спричиняє порушення радіоактивної рівноваги між ураном і радієм та еманування порід. Якщо стан радіоактивної рівноваги на ділянці робіт невідомий, за даними радіометричних вимірювань у рудному інтервалі по лінії опробування відбираються штафні проби для визначення коефіцієнта рівноваги між U і Ra.

Для перевірки відтворюваності результатів γ -опробування в кінці робочого дня близько 10 % точок по лініях опробування вимірюються повторно. Контроль даних радіометричного опробування має проводитися регулярно, щоб з'ясувати наявність випадкових і систематичних похибок у визначенні концентрації урану. Випадкові похибки виявляються шляхом повторних вимірювань на окремих лініях опробування (внутрішній конт-

роль). Крім щоденних повторних спостережень у кінці робочого дня, виділяються спеціальні дні для контрольних спостережень, а при великому обсязі робіт з радіометричного опробування виділяється спеціальна бригада, яка контролює роботу інших бригад. Систематичні похибки в результатах опробування виявляються шляхом рівномірного відбору борознових, задишкових та інших проб для лабораторних досліджень в усіх виробках, в яких було виконано радіометричне опробування.

Різновидом радіометричного опробування є шпурове опробування, яке здійснюється шляхом вимірювання інтенсивності γ -випромінювання по осі шпуру. Для шпурового опробування застосовуються ті ж прилади, що й для радіометричного, але зі спеціальним детектором діаметром 40–50 мм. Як і при точковому γ -каротажі вимірювання інтенсивності γ -випромінювання виконується при витягуванні детектора із шпуру. Відстань між точками вимірювань – 10–20 см. З урахуванням еталонування та за результатами вимірювань розраховується концентрація урану в рудних тілах, що перетинаються шпурами, потужність рудних тіл, виділяються прошарки з пустою породою. Перерахунковий коефіцієнт, що відповідає показанням приладу, відповідним 0,01 % рівноважного урану, визначається на рудній моделі.

6.2. Еманаційний метод

Гірські породи та руди мають у своєму складі деяку кількість урану і торію і виділяють у навколишнє середовище радіоактивні еманції. Радіоактивні еманції – це інертні радіоактивні гази – ізотопи радону: радон (^{222}Rn , $T = 3,825$ діб), торон (^{220}Rn або Tn , $T = 54,5$ с), актинон (^{219}Rn або An , $T = 3,96$ с). Усі вони члени природних радіоактивних рядів: радон – ряду ^{238}U , торон – ряду ^{232}Th , актинон – ряду ^{235}U . Радон – безбарвний газ, добре розчиняється у воді, густина його – $9,73 \cdot 10^{-3}$ г/см³.

Частина атомів радіоактивних еманцій (Rn, Tn, An), які утворюються при розпаді ізотопів радію, потрапляє в поровий простір ґрунтів і порід. У результаті дифузії, руху підземних вод і ґрунтового повітря еманції утворюють газові ореоли навколо

рудних тіл, механічних і сольових ореолів розсіяння радіоактивних елементів. Концентрація радіоактивних еманцій в ґрунтовому повітрі залежить від двох основних факторів: концентрації в гірських породах урану і торію та інтенсивності виділення еманцій в навколишнє середовище.

Відношення об'єму еманції, який виділяється з породи в її пори, до всього об'єму утвореної еманції, називається коефіцієнтом еманування k_e . Цей коефіцієнт змінюється від часток відсотка в породах зі щільною кристалічною решіткою до 95–98 % у сильно зруйнованих породах.

Об'ємна активність еманцій Q у порох в однорідному середовищі визначається формулою

$$Q = Q_m \cdot \rho \frac{k_e}{k_n}, \quad (6.7)$$

де Q_m – питома (масова) активність радіоактивного елемента, що утворює еманцію, ρ – густина породи, k_e – коефіцієнт еманування, k_n – коефіцієнт пористості. Ця формула справедлива на деякій глибині, де ексталяція еманцій в атмосферу має незначний вплив.

При віддалені від рудного тіла – джерела еманції, активність її зменшується тим швидше, чим більша постійна розпаду λ і нижчий коефіцієнт дифузії D еманції в породи, що визначається формулою

$$Q = Q_0 \cdot e^{(-x \cdot \sqrt{\lambda/D})}, \quad (6.8)$$

де Q_0 – активність еманцій в покрівлі активного пласта, x – відстань від активного пласта. Коефіцієнт дифузії D характеризує швидкість дифузії – це кількість еманції, що проходить за одиницю часу через одиницю площі за одиничної зміни її концентрації. Наприклад, D_{Rn} у повітрі становить $0,105 \text{ см}^2/\text{с}$, D_{Rn} у воді – $0,066 \text{ см}^2/\text{с}$.

Для практичних розрахунків порова концентрація R_n усередині нескінченного середовища оцінюється за допомогою виразу

$$C_{Rn} = 12,6 \cdot 10^7 q_U \cdot \rho \frac{k_e}{k_n}, \quad (6.9)$$

де Q_{Rn} у $\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$ – порова концентрація радону; C_U – вміст урану в породах у %; ρ – густина порід; k_e – коефіцієнт еманування; k_n – коефіцієнт пористості.

Процес дифузії еманації в породах формує еманацийні ореоли розміром до декількох метрів; конвенційне перенесення радону з потоками ґрунтових вод у сприятливих умовах може призвести до формування еманацийного ореола розміром десятки, іноді сотні метрів.

Геофізичний метод, заснований на вивченні розподілу концентрації радіоактивних еманаций в навколишньому середовищі, отримав назву еманацийний метод. Еманацийна зйомка була першим польовим методом пошуку радіоактивних руд (1922 р.).

Еманацийний метод використовується при великомасштабних пошуках U і Th на ділянках, закритих осадовими відкладами потужністю до 5 м (іноді перших десятків метрів). Крім того, еманацийний метод застосовується для трасування тектонічних порушень, прогнозу землетрусів і при геоекологічних дослідженнях.

6.2.1. Методика еманацийних досліджень

Для виконання польових досліджень еманацийним методом застосовуються такі модифікації еманацийної зйомки: 1) з примусовим відбором ґрунтового повітря (або традиційна); 2) тренова; 3) α -метрична; 4) за активними нальотами.

Еманацийна зйомка з примусовим відбором повітря виконується за допомогою спеціальних приладів – еманометрів. Типи: ЭМ-6, "Радон", "Радон-М", РГА-04, РРА-01М-01 "Альфарад", РРА-01М-03, "Рамон" та ін. В еманометрах застосовуються сцинтиляційні (ZnS(Ag)) та напівпровідникові кремнієві детектори.

Для визначення концентрації еманаций в ґрунтовому повітрі з примусовим відбором повітря в наперед намічених точках по профілю або по мережі профілів пробивають шпури завглибшки 0,8–1,0 м. У шпур установлюють пробовідбірник, сполучений через вакуумний шланг з пиловловлювачем та осушувачем з камерою еманометра; насосом створюють вакуум в камері еманометра. Потім вводять ґрунтове повітря до вимірювальної камери еманометра. Ґрунтове повітря до вимірювальної камери може бути введено також циркуляційним способом. Концентрацію еманаций в камері вимірюють через 15–20 с після відбору

повітря (миттєвий відлік). Для визначення природи аномалії на кожній десятій точці проводять додаткове вимірювання через 1 хв (однохвилинний відлік), а при виявленні аномалій – також через 3 хв після введення проби, що дозволяє окреме визначення концентрації радону і торону.

На початку і кінці робочого дня контролюють роботу апаратури за допомогою спеціальних еталонних камер. Крім того, проводять контрольні виміри в частині точок, досліджених раніше. При виявленні аномальних показань оператор проводить їхню деталізацію і вивчення. Точки з максимальними значеннями концентрацій еманцій відзначають на місцевості турами, колами, накопками.

Еманаційна зйомка з примусовим відбором ґрунтового повітря застосовується в районах необводнених, з низьким рівнем залягання ґрунтових вод. Ця модифікація еманаційної зйомки неефективна в умовах заболоченості (радон досить добре розчиняється у воді), мерзлих порід, виходів корінних порід, де коефіцієнт дифузії низький.

Трекова модифікація еманаційного методу заснована на підрахунку треків, які α -частинки еманцій створюють на спеціальних детекторах. Детекторами є плівка із нітроцелюлози, триацетатцелюлози та інших матеріалів, що розміщується у спеціальних перфорованих касетах. Останні опускають у шпури глибиною 0,8–1,0 м і залишають там на 25–30 днів. Усередині касети за рахунок розпаду Rn , Tn і An , що потрапляють туди з ґрунтовим повітрям, утворюються α -частинки і залишають на плівці невидимі треки (порушення). Після хімічного протравлювання і висушування плівки під оптичним мікроскопом підраховують кількість треків, яка пропорційна α -активності ґрунтового повітря. При експозиції 30 діб фонові щільність треків становить 30–150 на 1 мм². Аномальними вважають точки, де виявлено плівки з триразовим перевищенням щільності треків над фовою.

Перед початком робіт трековий детектор із даної серії градуують на спеціальному пристрої.

Трекова зйомка використовується також для геоєкологічних досліджень. При цьому трекові детектори встановлюються в житлових і виробничих приміщеннях.

Головною перевагою трекової зйомки перед традиційною є можливість застосування в будь-яких ландшафтних умовах, а та-

кож інтегрування показань протягом тривалого часу, унаслідок чого виключається вплив добових варіацій концентрації радону в ґрунтовому повітрі на результати зйомки, які можуть бути значними. Це суттєво підвищує чутливість і глибинність методу.

Недоліками трекової зйомки є невисока продуктивність та оперативність, а також складність камеральної обробки.

Трекову зйомку застосовують на заболочених ділянках і з високим рівнем залягання ґрунтових вод.

Альфа-метрична зйомка. При альфа-метричних дослідженнях застосовуються кремнієві напівпровідникові детектори. Альфа-метр опускають у шпур на 4–5 год і визначають кількість імпульсів, зареєстрованих приладом. Альфа-метрична зйомка застосовується для оперативної деталізації аномалій трекової зйомки, визначення міграційних параметрів еманцій (експериментальні роботи), спостереження варіацій вмісту радону.

Зйомка способом активного нальоту (САН). Касету з плівковим адсорбентом, на якому накопичуються продукти розпаду радіоактивних еманцій, поміщають у закопушку або у шпур так, як при трековій зйомці. Витримують 1 добу, вилучають на поверхню і відразу (упродовж 1–2 хв) вимірюють α -активність абсорбенту за допомогою α -радіометра. Для збільшення ефекта α -випромінювання використовують касети великого об'єму (до 1 дм³), як абсорбент – металеву фольгу, поліетилен, майлар.

САН застосовують у будь-яких ландшафтних умовах, особливо на площах з утрудненим відбором ґрунтового повітря (на заболочених ділянках і з високим рівнем залягання ґрунтових вод). Зважаючи на порівняно невеликий час експозиції, цей спосіб має явні переваги перед трековою зйомкою.

Залежно від умов вимірювання розрізняють такі різновиди еманційної зйомки: 1) приповерхнева або шпурова; 2) глибинна; 3) у насипних посудинах; 4) за атмосферним повітрям; 5) еманційний каротаж.

Вибір конкретної модифікації еманційної зйомки визначається природними умовами, геолого-геохімічною обстановкою та економічними показниками.

Приповерхнева або шпурова зйомка є основним різновидом еманційних досліджень. Застосовується на площах, де глибина залягання пошукового горизонту (рудного тіла) не переви-

щує 5 м. Спостереження виконуються у шпурах глибиною 0,8–1,0 м. При цьому можуть використовуватись усі модифікації еманаційної зйомки.

Глибинна еманаційна зйомка застосовується на площах, де глибина залягання пошукового горизонту (рудного тіла) перевищує 5 м. Спостереження виконуються у свердловинах глибиною 5–10 м. При цьому можуть застосовуватись усі модифікації еманаційної зйомки.

Вимірювання в насипних посудинах використовується переважно для вивчення короткоіснуючих еманцій, у першу чергу актинону (актинонова зйомка). Пробу масою 15 кг відбирають із закопушок глибиною 0,5–1,0 м, просушують, засипають у стандартну посудину, прокачують через посудину повітря для видалення радону, а потім вимірюють об'ємну активність у струмені повітря. Швидкість прокачування повітря – 10–12 л/хв. Крім того, для врахування внеску торону показання приладу знімають через 40 с після закінчення прокачування повітря.

Активність торону і актинону вираховують за формулами

$$Q_{\text{Тн}} = j \cdot I_1 \cdot e^{-\lambda_{\text{Тн}} \cdot t_1}, \quad Q_{\text{Ан}} = j \cdot (I_0 - I_1) \cdot e^{-\lambda_{\text{Тн}} \cdot t_1}, \quad (6.10)$$

де $Q_{\text{Тн}}$ і $Q_{\text{Ан}}$ – активність торону та актинону; j – коефіцієнт градування приладу; t_1 – час 40 с; $\lambda_{\text{Тн}}$ – постійна розпаду торону; I_0 – показання приладу при прокачки повітря; I_1 – показання приладу через 40 с після прокачки повітря.

Зйомка за атмосферним повітрям застосовується для експресної оцінки еманаційної обстановки. Виконується в авіаційному та автомобільному варіантах. Атмосферне повітря прокачується через високочутливу сцинтиляційну камеру або через спеціальні фільтри, що осаджують тверді продукти розпаду радону. Мас обмежене застосування.

Еманаційний каротаж – використовується для вивчення розподілу концентрації радону вздовж осі свердловини з метою виявлення похованих ореолів розсіяння і рудних тіл радіоактивних елементів. У сухих свердловинах відбір проб ґрунтового повітря виконується за допомогою спеціального пакер-зонда. В обводнених свердловинах виконується трековий еманаційний каротаж з використанням гірлянди трекових детекторів.

Залежно від мережі спостережень еманацийні дослідження поділяються на:

- маршрутні еманацийні пошуки;
- пошукові еманацийні зйомки;
- детальні еманацийні зйомки;
- еманацийну розвідку.

Маршрутні еманацийні пошуки виконуються при рекогносцирувальних і дрібномасштабних геологічних зйомках (1:500 000 – 1:200 000). Відстань між маршрутами – декілька кілометрів, відстань між точками спостережень – 20–50 м.

Пошукові еманацийні зйомки виконуються в рудоносних районах з метою виявлення родовищ радіоактивних руд. Відстань між профілями – від 100 до 1000 м, відстань між точками спостережень – 5–10 м. Масштаб: 1:10 000–1:50 000.

Детальні еманацийні зйомки виконуються з метою оконтурювання родовищ радіоактивних руд і пошуків окремих рудних тіл. Масштаб: 1:5000 – мережа 50×5 м; 1:2000 – мережа 20×5 м; 1:1000 – мережа 10×5 м.

Еманацийна розвідка застосовується з метою детальної розвідки рудних тіл, трасування їх за простяганням, отримання характеристики їхньої радіоактивності. На основі матеріалів еманацийної розвідки вибирають місця для закладки розвідувальних гірських виробок. Мережа спостережень – від 5×5 м до 1×1 м.

Обробка та інтерпретація результатів польових еманацийних досліджень виконується у процесі польових робіт (первинна обробка) і в камеральний період. При цьому:

- складають карту фактичного матеріалу;
- будують графіки контролю роботи апаратури;
- визначають похибку вимірювань;
- обчислюють об'ємну активність еманаций;
- визначають фон і флуктуації фону;
- обчислюють мінімальне аномальне значення, визначають параметри аномалій та аномальних зон;
- складають кадастр аномалій.

За показаннями еманометра при двох моментах вимірювань обчислюють концентрації радону і торону. Отримані результати зображують у вигляді графіків концентрації еманаций за профілями, які наносять на схематичну геологічну основу. За резуль-

татами детальних робіт на аномальних ділянках будують карти ізоеман. Крім того, будують графіки розподілу Rn і Tn по розрізу свердловин і шурфів.

Якщо співвідношення $Rn/Tn > 1,5$, то еманаційне поле вважають радоновим, при $Rn/Tn < 0,5$ – тороновим, при $0,5 < Rn/Tn < 1,5$ – змішаним. Фонова активність еманцій змінюється від сотень до 1-2 тис. Бк/м³.

При обробці матеріалів трекової зйомки на графіки і карти наносять щільність треків. На цих картах і графіках виділяють еманаційні аномалії, в яких показання перевищують нормальний фон не менше ніж на три значення середнього квадратичного відхилення. Якщо перевищення корелюються на декількох сусідніх профілях то як аномальні виділяють і менші перевищення над нормальним фоном. Фонові показники становлять від перших десятків до перших сотень треків на 1 мм² за 30 діб. Після обробки даних виконують геологічну інтерпретацію матеріалів еманаційної зйомки.

Крім рудних тіл, механічних і сольових ореолів розсіяння радіоактивних елементів, причиною еманаційних аномалій може бути підвищене еманування порід нормальної активності в зонах дроблення і тектонічних порушень (*аномалії еманування*) або скупчення радону і торону під газонепроникними прошарками (*аномалії екранування*), які розглядаються як аномалії-завади при пошуках родовищ радіоактивних руд.

Для аномалій еманування і екранування характерні нормальне γ -поле і фоновий вміст урану в наносах. Аномалії еманування мають різну форму, часто лінійну (витягнуту), відповідну зонам тектонічного дроблення і тріщинуватості. Для аномалій екранування характерне їхнє локальне (лінзоподібне) розповсюдження на ділянках розвитку газонепроникних порід у верхній частині розрізу.

Вміст урану і γ -активність у рудних еманаційних аномаліях закономірно підвищуються з глибиною, у механічних ореолах розсіяння спостерігаються різкі коливання їх. Ореольні аномалії характеризуються широким площинним розподілом та ізометричною формою. Площинне розповсюдження мають і рудні аномалії.

Найбільш перспективні аномалії, які можуть бути пов'язані з урановим зруднінням, характеризуються такими ознаками:

- порівняно високими активностями еманцій в ґрунтовому повітрі (не менше 10^5 – 10^6 Бк/м³), що виразно виділяються на декількох профілях у вигляді аномальної смуги;
- радоною або змішаною природою еманцій;
- збільшенням концентрації еманцій та інтенсивності γ -випромінювання з глибиною;
- наявністю аномальних концентрацій урану в пробах пухких відкладів і корінних порід;
- видимою урановою мінералізацією;
- приуроченістю еманційних аномалій до порід з аномальною радіоактивністю, сприятливих структур, горизонтів, зон дроблення, тріщин тощо.

6.3. Геохімічні методи пошуків родовищ радіоактивних руд

Для підвищення ефективності пошукових робіт на уран польові радіометричні методи комплексуються з геохімічними дослідженнями. Нижче розглянемо найчастіше застосовувані з них.

6.3.1. Літогеохімічні методи

Літогеохімічні методи засновані на відборі проб гірських порід і ґрунтів за певною мережею та їхнім аналізом на елементи – індикатори радіоактивного зрудніння з метою виявлення, а також оцінки їхніх механічних і сольових ореолів і потоків розсіяння. Їх застосовують у тих випадках, коли радіаційні та еманційні ореоли сильно ослаблені, наприклад через винесення радію.

Розрізняють літогеохімічні пошуки за первинними і вторинними ореолами та за потоками розсіяння елементів-індикаторів. Індикаторними елементами при пошуках уранових родовищ служать U, Mo, Ag, Pb, Zn, Cu, Ni, V, As, Nb, F та ін. Коли по-

шуки проводять лише за власне урановими ореолами і потоками розсіяння, літогеохімічний метод називають *уранометричним*.

Концентрація урану в ореолах і потоках розсіяння змінюється в основному від $n \cdot 10^{-3}$ (іноді менше) до $n \cdot 10^{-1} \%$, тоді як геохімічний фон у нормальних пухких відкладах становить 10^{-5} – $10^{-4} \%$. Валовий вміст урану при уранометричній зйомці визначають рентгено-флуоресцентним, іноді нейтронно-активаційним методом. Елементи-супутники урану визначають напівкількісним спектральним методом (оптичним).

Пошуки за ореолами розсіяння проводять шляхом геохімічного опробування корінних порід на поверхні або частіше у свердловинах і гірських виробках. Проби відбирають по лініях, орієнтованих навхрест простягання рудоконтролюючих структур. Інтервал опробування вибирають таким, щоб у межах очікуваних розмірів ореолів було відібрано не менше двох-трьох проб. Відбір проб сумарною масою 200 г проводять способом пунктирної борозни завдовжки 5 м. У зонах контакту порід, мінералізації, гідротермальних змін, на жилах, дайках, порушеннях беруть додаткові проби. Гірські виробки піддають суцільному опробуванню. Заздалегідь (на добре вивчених родовищах) з'ясовують комплекс елементів-індикаторів уранового зрудніння, визначають геохімічний фон кожного з них. Щоб підвищити контрастність аномалій за рахунок ослаблення впливу змін властивостей порід та інших чинників, використовують множення або додавання (нормованих за середнім фоновим вмістом) концентрацій елементів з близькою геохімічною поведінкою. З тією ж метою використовують аналізи важких фракцій геохімічних проб або інших фаз, форма знаходження елементів в яких різна для вмісних порід і ореолів розсіяння.

Літогеохімічну зйомку за ореолами розсіяння використовують для оцінки перспектив ураноносності при геологічних зйомках масштабу 1:50 000, а також при детальних пошуках (масштаб 1:10 000 і більше) уранових родовищ у межах перспективних територій і пошуках нових рудних ділянок у межах відомих рудних полів, якщо з тих або інших причин ефективність γ - і еманційної зйомок виявилася низькою.

Розмір мережі опробування при великомасштабних зйомках змінюється від $100 \times (10-20)$ м при масштабі 1:10 000 до

20×(5–10) м при масштабі 1:2000. Для лабораторних аналізів відбирають пробу масою 100–200 г, з якої через сито висіюють 10–20 г фракції менше 0,5 мм.

За результатами зйомки будують карти рівних значень концентрації U та елементів-супутників, на якій виділяють аномальні ділянки і роблять висновок про їхній зв'язок з урановим зруднінням. При цьому необхідно враховувати геологічні, геохімічні й ландшафтно-геоморфологічні чинники, оскільки часто ні абсолютні концентрації, ні розміри і контрастність аномалій не можуть служити однозначними критеріями їхньої перспективності.

Літогеохімічні *пошуки за потоками розсіяння* постійних і тимчасових водотоків (метод донних осадків) застосовують у тайгових, заболочених і слабооголених районах з розвинутою гідромережею для первинного опробування території. З їхньою допомогою оцінюють ураноносність маловивчених районів, проводять локалізацію перспективних на уран ділянок, здійснюють наземну перевірку аероgamma-аномалій.

Густина відбору проб залежно від масштабу зйомки і очікуваної довжини потоку змінюється від 2–3 до 15–20 проб на 1 км². Відстань між точками відбору проб – від 200 до 800 м. Досвід показує, що щільність опробування (одна проба на 1 км²) уже дозволяє виявити потоки, пов'язані з великими і середніми родовищами.

Проби масою 50–100 г відбирають з поверхні або з глибини 15–20 см у руслах струмків і осьових частинах балок. У механічних ореолах – найбільш представницький дрібнозернистий піщаний матеріал, а в сольових ореолах – мулиста частина донних осадів, особливо, якщо вона збагачена органічним матеріалом.

За даними зйомки складають зведену карту з позначенням точок знаками, відповідними різним інтервалам концентрації урану та елементів-супутників. Визначають геохімічний (нормальний) фон, бажано окремо для різних типів порід (мул, глина, пісок). При інтерпретації результатів геохімічних досліджень найбільш перспективними вважають аномалії, що відрізняються одночасно підвищеним вмістом урану і типових елементів-супутників. Для зменшення залежності результатів досліджень від вмісту в пробах органічної речовини використовують відношення концентрацій урану до вмісту органічної речовини.

Позитивними ознаками при перспективній оцінці вважають наявність уранових мінералів у пробах механічних ореолів; перебування урану (близько 90 %) в сольових ореолах переважно в легкорухомій формі; приуроченість аномалій до зон тектонічних розломів та інших структур, які в даному районі можна розглядати як рудоконтролюючі.

6.3.2. Радіогідрогеохімічний метод

Радіогідрогеохімічний метод заснований на відборі проб поверхневих і підземних вод і визначенні вмісту в них U, Ra і Rn з подальшим виділенням ділянок з аномальною концентрацією цих елементів. Метод дозволяє виявляти рудні тіла, що не мають виходів на денну поверхню і залягають на глибинах, недоступних для інших радіометричних методів (до 50–70 м у передгірних і до 300–400 м у гірських районах). Опробування води у свердловинах дозволяє виявляти рудні тіла в міжсвердловинному просторі й таким чином зменшити густину мережі пошуково-розвідувальних свердловин.

Метод можна застосовувати як самостійний вид пошуків, але найчастіше його використовують попутно, у комплексі з геологічною і радіометричною зйомками. Найбільший геологічний і економічний ефект отримують у районах з великою кількістю природних виходів підземних вод на денну поверхню і короткими шляхами їхньої фільтрації від джерела збагачення радіоактивними елементами до виходів на поверхню (гірські райони, розчленовані пенецени, рівнини з густою гідромережею).

Збагачення природних вод радіоактивними елементами (як у рудах, так і в гірських породах з їхнім фоновим вмістом) залежить не тільки від концентрації й форми знаходження радіоактивних елементів у гірських породах, але також від виду і міграційної здатності радіоактивного елемента, емануючої здатності порід, сольового і газового складу вод, тривалості контакту вод з радіоактивною породою та інших чинників.

Інтенсивному переходу урану у воду сприяють окиснювальна обстановка, підвищений вміст вуглекислого газу CO_2 та іонів

HCO_3^{-1} , а в кислому середовищі також SO_4^{-2} . У окиснювальних умовах концентрація урану у воді становить $n \cdot 10^{-6} - n \cdot 10^{-5}$ г/л для струмків, озер, підземних вод у безрудних зонах і від $n \cdot 10^{-5}$ до $n \cdot 10^{-2}$ г/л і більше на ураноносних ділянках. Найбільш високі концентрації за інших рівних умов мають кислі сульфатні води зон окиснення сульфідів, лужні й слаболужні води карбонатного і бікарбонатного складу.

У відновних умовах вміст урану у водах як рудоносних, так і безрудних зон – 10^{-7} г/л, іноді $(1-3) \cdot 10^{-6}$ г/л.

Для збагачення вод радієм найбільш сприятливими є високо-мінералізовані безсульфатні хлоридно-натрієві й кальцієві води глибоких горизонтів у відновних умовах. Тут фоновий вміст Ra в нерудних породах може досягати $n \cdot 10^{-9}$ г/л. У решті випадків фонові значення становлять близько $5 \cdot 10^{-12}$ г/л для кислих магматичних порід і не більше $(1-2) \cdot 10^{-12}$ г/л для інших. На рудних ділянках вміст Ra у водах змінюється від $n \cdot 10^{-11}$ г/л у зоні інтенсивного водообміну до $n \cdot 10^{-8}$ г/л у безсульфатних водах зони слабого водообміну.

Радон у водах утворюється за рахунок розпаду радію, що міститься в них. Радон добре розчиняється у воді. Фонова активність радону у водах, що насичують гірські породи нормальної радіоактивності, не перевищує 40 Бк/л, за винятком кислих магматичних порід (до 110–115 Бк/л). Вищі концентрації, не пов'язані із зруднінням, можуть зустрічатися в породах, збагачених акцесорними радіоактивними мінералами (до 1100–1300 Бк/л), іноді поблизу тектонічних порушень (до 400–800 Бк/л). Поблизу уранових руд концентрації радону у водах змінюються від 400 до $1,5 \cdot 10^6$ Бк/л.

Проби води при радіогідрогеохімічний зйомці відбирають із джерел, колодязів, струмків, свердловин і гірських виробок. Дослідження великих річок і водоймищ неефективні у зв'язку з перемішуванням вод і вирівнюванням концентрацій. У разі великої кількості джерел у першу чергу досліджують ті, біля яких пішохідним радіометром виявлена підвищена γ -активність навколишніх відкладів або самих вод.

Проби води відбирають окремо на уран, радій і радон (за спеціальною методикою). Зважаючи на малий період піврозпаду радону, його вміст визначають у полі за допомогою еманометра або в лабораторії, але не пізніше ніж через один-два дні після відбору проб.

Вміст урану встановлюють перлово-люмінесцентним або калориметричним способом, радію – еманаційним методом. При цьому також вимірюють рН, Eh і проводять хімічний аналіз води для визначення елементів-супутників урану. При виявленні водопунктів з підвищеним вмістом U, Ra і Rn виконують деталізацію (відбір проб з усіх доступних водопунктів і водоносних горизонтів), а за необхідності проходять спеціальні свердловини, проводять уранометричну зйомку і радіометричні маршрути на перспективній ділянці.

Результати аналізів у вигляді концентрацій U, Ra і Rn наносять на геологічну і спеціальну гідрогеологічну карти за допомогою умовних позначень. Як аномальні виділяють ділянки з концентрацією радіоактивних елементів у воді, що перевищує в три рази фонові концентрації у водах нормальної радіоактивності.

Перспективні ділянки виділяють за такими критеріями:

- виявлено аномальний вміст одночасно U, Ra і Rn – найбільш надійна ознака наявності руд, причому на невеликій відстані від аномальних джерел;
- аномалії мають локальний характер;
- виявлено аномальні концентрації елементів-супутників U та зональність їхнього розподілу (Be, Co, Bi, Pb, Au – у навколорудній зоні, Cu, Mo, As – у проміжній зоні, Zn, Ag, F, B – у зовнішній зоні ореолів);
- встановлено відносно низьке (для родовищ у вивержених породах) або, навпаки, високе (для метасоматичних уран-молібденових та уран-фосфорних родовищ) значення відношення $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ при високому вмісті урану.

Для фонових вод у гранітах відношення активності $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ становить 2–3,5.

6.3.3. Радіобіогеохімічна зйомка

Радіобіогеохімічна зйомка заснована на залежності хімічного або видового складу рослин від хімічного складу ґрунту і ґрунтових вод і має два різновиди.

Геоботанічний метод виявляє зрудніння за розвитком над ним деяких рослин-індикаторів, що виростають переважно на ділянках з підвищеним вмістом тих або інших елементів (напр., урану та його супутників), або ж за морфологічними змінами (напр., за пригнобленням росту) рослин на таких ділянках порівняно з ділянками із фоновим вмістом цих елементів. Рослини-індикатори зустрічаються досить рідко, їх важко визначати, і цей метод поки має обмежений розвиток.

Біохімічний метод (флорометрія) у застосуванні до пошуків урану полягає у вивченні зміни вмісту радіоактивних елементів і їхніх елементів-супутників у золі рослин.

Перевагою радіобіогеохімічних методів є відносно висока глибинність, яка визначається в основному глибиною проникнення кореневої системи, що досягає для деяких рослин (саксаули, верблюжа колючка, піщана акація) 4 м і більше. При значному розвитку по вертикалі сольових ореолів глибинність може зростати, забезпечуючи іноді виявлення рудних тіл на глибинах до 50 м.

Підвищена глибинність дозволяє використовувати радіобіогеохімічний метод:

- при пошуках "сліпих" рудних тіл і закритих ореолів, де інші наземні методи радіометричної зйомки неефективні, а шпурову зйомку не можна виконати, наприклад у зв'язку з розвитком кам'янистих ґрунтів або заболочення;
- у пустинних районах з незакріпленим пухким покривом;
- у зимових умовах, коли через велику товщину снігового покриву і промерзання ґрунту γ - та еманаційна зйомки непридатні;
- для дослідження рудоносних структур під обводненими наносами, несприятливими для еманаційної зйомки.

Недоліками флорометрії є висока вартість (дослідження в 5–6 разів дорожчі за еманаційну зйомку), обумовлена головним чином трудомісткістю аналізів і залежністю результатів від великої кількості чинників, що ускладнює інтерпретацію даних. Тому метод буде допоміжним при пошукових і детальних дослідженнях. Ширшому його застосуванню сприятиме зниження вартості аналізу за рахунок виключення трудомісткого етапу – озелення рослин і вимірювання безпосередньо радіоактивності живих рослин.

Методика зйомки зводиться до відбору проб одного з видів рослин масою 50–300 г (у сухому вигляді) залежно від зольності

досліджуваних видів і методу визначення радіоактивності золи. При опробуванні дерев на U, Pb, Zn, Be, F, Li, Sr відбирають верхній пробковий шар дерев (без живої кори і лубка), оскільки він є безбар'єрним органом відносно цих елементів. Зокрема, при опробуванні на Ra підходять будь-які види і частини рослин. Відстань між точками відбору проб при дослідженнях масштабів 1:25 000–1:50 000 становить 20–30 м.

Проби подрібнюють, висушують і озолують за температури 450–475 °C. Вимірюють їхню α -активність через 7–10 днів після озолення, необхідних для відновлення радіоактивної рівноваги між Ra і Rn. Оскільки в рослинах спостерігається різке порушення рівноваги між ураном і радієм на користь останнього, α -методом в основному визначається вміст Ra.

Усі зольні проби з високою α -активністю піддають перлюмінесцентному аналізу на уран і спектральному аналізу на елементи-супутники. Результати зйомки зображують у вигляді профілів і карт вмісту урану в золі (α -активності). На ті ж документи наносять результати досліджень ґрунтів. Аномальними є ділянки, вміст урану (або α -активність) на яких перевищує середній нормальний фон для даного типу рослин більш ніж на три значення середнього квадратичного відхилення останнього. Нормальний фон для урану залежно від типу рослин та їхнього віку змінюється від $n \cdot 10^{-6}$ до $n \cdot 10^{-4}$ %, тоді як його вміст над рудними ділянками досягає 10^{-3} – 10^{-2} %.

Для зменшення впливу деяких біологічних чинників доцільно проводити зйомку взимку або в період літньо-осіннього умовного фізіологічного спокою (у середніх широтах червень–жовтень).

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Назвіть групи на які поділяються радіометричні методи.
2. Для вирішення яких завдань застосовуються аеро-, авто- та пішохідний γ -методи?
3. Назвіть пошуково-оціночні ознаки уранового зрудніння.
4. Як поділяють ореоли розсіяння урану?

5. Назвіть основні різновиди пішохідної γ -зйомки.
6. Назвіть основні переваги і недоліки γ -методів при пошуках уранових родовищ.
7. Для чого використовують спектрометричні модифікації γ -методів?
8. Яка глибинність основних модифікацій польових радіометричних і геохімічних методів, що застосовуються при пошуках урану?
9. Як визначають залишковий фон при аерогамма-зйомці?
10. Для чого визначають вертикальний градієнт γ -поля при аерогамма-зйомці?
11. Яке поле при γ -зйомці вважають аномальним?
12. Поясніть, як впливає ступінь радіоактивної рівноваги між U і Ra на результати γ -методів.
13. Які методи пошуків нечутливі до порушень радіоактивної рівноваги між U і Ra?
14. Як ураховують порушення радіоактивної рівноваги між U і Ra у γ -методі?
15. Яка мета дворазових вимірів (з екраном і без нього) при радіометричному опробуванні стінок гірничих виробок?
16. З яких міркувань вибирають енергетичні інтервали вимірювань γ -випромінювання при спектрометричному аналізі уранторієвих руд? Назвіть ці інтервали.
17. Яка межа виявлення U, Th і K за допомогою пішохідної γ -спектрометричної зйомки?
18. Яка глибинність досліджень γ -методом?
19. Назвіть основні етапи методики пішохідної γ -зйомки.
20. Які фізичні основи еманацийного методу?
21. Назвіть та охарактеризуйте основні модифікації еманацийної зйомки.
22. Назвіть та охарактеризуйте основні види еманацийних досліджень.
23. Які основні матеріали отримують у результаті обробки та інтерпретації результатів польових еманацийних досліджень?
24. Які основні ознаки найбільш перспективних еманацийних аномалій?
25. Які основні модифікації літогеохімічної зйомки? Що таке уранометрична зйомка?

26. Охарактеризуйте методику радіогідрогеохімічної зйомки.
27. Які основні переваги та недоліки радіогідрогеологічної зйомки?
28. Охарактеризуйте методику біогеохімічної зйомки.
29. Назвіть основні області застосування еманаційної, уранометричної та флорометричної зйомок.
30. У чому відмінність областей застосування радіометричного обстеження і радіометричного опробування гірничих виробок?
31. Як впливають геоморфологічні особливості району робіт і кліматичні фактори на комплекс пошукових радіометричних методів?
32. Які категорії районів (площ) виділяють за умовами ведення пошуково-розвідувальних робіт на уран?
33. На чому ґрунтується використання радіометричних методів для літологічного розчленування порід і геологічного картування?
34. На чому ґрунтується використання еманаційної зйомки для простеження розривних порушень?
35. На чому ґрунтується застосування γ -методу для виділення галогенних порід, фосфоритів, рідкісноземельних руд?
36. У яких випадках дані радіометрії можуть бути використані для кількісних визначень корисних копалин, перелічених у п. 35?
37. На чому базується застосування γ -методу для визначення глинистості порід?
38. Якими методами визначають природу радіометричних аномалій (уранова, торієва)?
39. У чому сутність методів: фотографічного, трекового, еманаційного, радіографії за треками уламків поділу?

Література: [1–12, 15, 24, 26, 32, 41, 45, 53, 55]

РОЗДІЛ 7

Радіоекологічні дослідження

Радіація існувала на Землі завжди: до появи людини і навіть до виникнення життя. Природна радіація супроводжує нас протягом усього життя. У результаті розвитку цивілізації до природної радіації додаються також радіоактивні випромінювання штучних радіоактивних елементів.

7.1. Біологічна дія радіоактивних випромінювань

Іонізація, збуджена ядерним випромінюванням у тілі людини, може впливати на її здоров'я, а при великих дозах опромінювання навіть призвести до смерті. Відомо, що час життя іонізованих і збуджених атомів досить малий – приблизно 10^{-6} с. Позитивні й негативні іони, стикаючись між собою, рекомбінують (возз'єднуються), утворюючи нейтральні атоми або молекули. У простих речовинах, молекули яких складаються з атомів одного і того самого елемента, у процесі рекомбінації утворюються молекули початкової речовини і в результаті іонізації не викликає змін хімічного складу речовини.

Якщо ж відбувається іонізація або збудження складних молекул, то це може призвести або до руйнування молекули, або до створення хімічно активних вільних радикалів з ненасиченими валентностями. Останні можуть ініціювати лавину хімічних реакцій, унаслідок чого виникають нові хімічні сполуки. Таким чином, у складних речовинах під впливом іонізуючого випромінювання відбувається зміна їхніх хімічних властивостей в результаті прямої дії (дезінтеграція молекули) або непрямої (утворення вільних радикалів). Чим складніша речовина, тим складніші процеси виникають у ній.

У біологічних об'єктах утворення вільних радикалів (розпад молекул) викликають зміну біохімічних процесів в організмі. У результаті відбуваються порушення обмінних процесів, пригнічення активності ферментних систем, сповільнення або припинення росту тканин. Таким чином, під дією іонізуючого випромінювання може статися порушення життєдіяльності окремих систем і організму в цілому. Біологічна дія іонізуючого випромінювання залежить від кількості утворених пар іонів або від однозначно пов'язаної з ним величини – поглиненої енергії. Експериментами встановлено, що біологічний ефект зростає зі збільшенням лінійної передачі енергії випромінювання L , тобто залежить від лінійної щільності іонізації, або кількості пар іонів, утворених на одиниці шляху випромінювання в речовині.

Іонізуючі випромінювання радіоактивних речовин та інших джерел небезпечні для людини і можуть шкідливо впливати на її здоров'я, якщо не передбачити комплекс заходів, що забезпечує створення необхідних умов роботи з джерелами радіоактивних випромінювань.

При розвідці й розробці радіоактивних руд джерелами випромінювань є самі руди. При пошуках, розвідці, а також лабораторних аналізах нерадіоактивних корисних копалин широко застосовуються методи ядерної геофізики, в яких використовуються різні види радіоактивних випромінювань, небезпечних для здоров'я людини. Радіоактивні випромінювання створюють так звані специфічні чинники шкідливості на відміну від звичайних факторів шкідливості (пил, вібрація, хімічні речовини), що мають місце на всіх родовищах будь-яких інших корисних копалин.

На людину діють радіоактивні випромінювання навколишніх джерел – так зване зовнішнє опромінення, а також випромінювання від радіоактивних речовин, що потрапили всередину організму. Тому заходи щодо захисту осіб, які працюють з радіоактивними речовинами, включають захист від зовнішнього і внутрішнього опромінення. Крім захисних заходів, виконується постійний дозиметричний контроль. Чітка організація контролю можливих шляхів впливу радіоактивних випромінювань на організм людини і введення розумних обмежень контакту з джерелами іонізуючих випромінювань дозволяють створити цілком безпечні умови роботи з ними.

Людина не має органів чуття, які б реагували на дію радіоактивного випромінювання, як реагують наші органи чуття, наприклад на тепло, світло, звук, запах. Ця обставина ще більше підвищує вимоги до організації дозиметричної служби, обов'язком якої є виявлення випромінювань та їхня оцінка, а також створення безпечних умов роботи з усіма джерелами випромінювань.

До специфічних чинників шкідливості на родовищах радіоактивних корисних копалин належать зовнішнє γ -випромінювання уранових руд і порід, еманції й продукти їхнього розпаду, а також радіоактивні мінерали, що містяться в повітрі у вигляді пилових частинок (аерозолів) різного розміру. З перерахованих факторів шкідливості найбільш небезпечними на уранових рудниках є короткоіснуючі продукти розпаду радону і сам радон, що потрапляють до живих організмів. При пошукових роботах на уран дози опромінення від перерахованих факторів не перевищують гранично допустимих величин і являють собою, як правило, фонове опромінення людського організму. При розвідувальних та експлуатаційних роботах у підземних виробках підвищений (порівняно з допустимим) вплив випромінювань може мати місце не тільки на уранових рудниках. Підвищені концентрації радону та його дочірніх продуктів зафіксовані на деяких рудниках з видобутку вольфраму, молібдену, свинцю, заліза, кам'яного вугілля та інших корисних копалин. Більше того, на деяких неуранових рудниках концентрація радону може бути вищою, ніж на уранових, де виконуються відповідні профілактичні заходи.

Застосування методів ядерної геофізики при пошуках, розвідці та експлуатації нерадіоактивних корисних копалин пов'язано з одними і тими ж факторами шкідливості – з використанням різних джерел іонізуючого випромінювання, частіше всього нейтронного та γ -випромінювання.

З метою забезпечення радіаційної безпеки всіх осіб, які мають справу з джерелами іонізуючих випромінювань, встановлено гранично допустимі дози впливу будь-яких видів радіоактивних випромінювань на людину, що регламентуються відповідними документами.

Для кількісної характеристики дії радіоактивного випромінювання на опромінюване середовище (напр., повітря або біологічна тканина) введено поняття дози опромінення. Поняття дози

виникло спочатку в медицині, у фармакології, де кількість ліків, що вводиться в організм, визначається в одиницях доз. Іонізуючі випромінювання, як і ліки, впливають на організм, і їхня дія визначається поглинутою в організмі енергією випромінювання в біологічних тканинах.

Пряме вимірювання енергії в людському тілі в одиницях енергії (джоуль, ерг, електрон-вольт) зустрічає певні технічні труднощі. Тому для характеристики дії радіоактивних випромінювань в дозиметрії встановлені такі параметри: поглинена доза випромінювання (доза випромінювання) та експозиційна доза рентгенівського і γ -випромінювання.

Експозиційна доза є кількісною характеристикою тільки рентгенівського та γ -випромінювання і характеризує іонізуючу дію заряджених частинок, що виникають при взаємодії рентгенівського і γ -випромінювання з атомами повітря. У практиці дозиметричних досліджень найчастіше використовується одиниця експозиційної дози рентгенівського і γ -випромінювання – *кулон на кілограм* (система СІ) або *рентген* (позасистемна одиниця).

Кулон на кілограм (Кл/кг) – це доза рентгенівського або γ -випромінювання, за якої викликане ними вторинне корпускулярне випромінювання в 1 кг повітря утворює іони, що несуть заряд в 1 Кл.

Рентген (Р – це доза рентгенівського або γ -випромінювання, за якої викликане ними вторинне корпускулярне випромінювання в 0,001293 г повітря утворює іони, що несуть заряд в одну електростатичну одиницю кількості електрики кожного знака. Слід відзначити, що 0,001293 г повітря в нормальних умовах займає об'єм 1 см³. Одному рентгену відповідає утворення в 1 см³ повітря 2,083·10⁹ пар іонів. Оскільки на утворення однієї пари іонів витрачається енергія в 34 еВ, то 1 Р відповідає поглинання 0,11 ерг енергії в 1 см³ повітря і 88 ерг в 1 г повітря.

Поглинена доза D іонізуючого випромінювання – це кількість енергії, що передається речовині (або біологічній тканині), віднесена до одиниці ваги опромінюваної речовини. Поглинена доза виражає енергію будь-якого виду випромінювання, що припадає на одиницю ваги будь-якої речовини. Ця доза вимірюється зазвичай в одиницях *грей* (система СІ) або *рад* (позасистемна одиниця), 1 рад відповідає поглинанню енергії в 100 ерг будь-якого ви-

ду випромінювання на 1 г будь-якої речовини. Отже, при експозиційній дозі γ -випромінювання, що дорівнює 1 Р, їй відповідає поглинена доза, що дорівнює 0,88 рад, тобто числові значення дози γ -випромінювання в одиницях рентген і рад майже однакові.

Для оцінки радіаційної небезпеки хронічного опромінення біологічної тканини випромінюванням довільного складу введено поняття еквівалента дози змішаного іонізуючого випромінювання (еквівалентна доза) $D_{\text{екв}}$.

З метою порівняння різних видів іонізуючих випромінювань за очікуваним біологічним впливом використовуються поняття коефіцієнта якості, а при внутрішньому опроміненні кісткової тканини – коефіцієнта розподілу. Коефіцієнт якості Q – величина, що визначає залежність біологічного ефекту хронічного опромінення організму даним видом іонізуючого випромінювання від величини лінійної передачі енергії цього виду випромінювання. Величина лінійної передачі енергії – відношення середньої енергії ΔE , локально переданої середовищу зарядженою частинкою, що рухається в речовині, при переміщенні її на деяку відстань Δl до цієї відстані, тобто $L = \Delta E / \Delta l$. Коефіцієнт якості Q показує, у скільки разів біологічний ефект даного виду радіоактивного опромінювання більший, ніж від γ - або β -випромінювання. Коефіцієнт якості для γ -квантів різної енергії майже однаковий і дорівнює 1. Причому іонізація при поглинанні γ -квантів викликається електронами і позитронами, для них теж $Q = 1$. Для важких частинок (α -частинки, протони) з більшою густиною іонізації $Q = 10$, а для важких ядер віддачі навіть 20. Коефіцієнт Q для швидких нейтронів близький до коефіцієнта для протонів (змінюється від 3 до 10,5 залежно від енергії), оскільки основну іонізацію при цьому здійснюють протони – ядра віддачі водню, який становить 90 % усіх атомів, що є складовими біологічне середовище. Біологічна дія теплових нейтронів зумовлена в основному γ -випромінюванням радіаційного захоплення водню $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$ і протонами, які утворюються за реакцією $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$.

Еквівалентна доза змішаного іонізуючого випромінювання – величина, яка визначається сумою добутків поглинутих доз D_i окремих видів випромінювання на відповідні значення кое-

фіцієнтів якості Q_i цих видів випромінювання і коефіцієнтів розподілу KP_i , тобто

$$D_{\text{екв}} = \sum_{i=1}^n D_i \cdot Q_i \cdot KP_i, \quad (7.1)$$

де $D_{\text{екв}}$ – виражається в одиницях *зіверт* (система СІ) або *бер* (позасистемна одиниця).

Одиниця поглиненої дози іонізуючого випромінювання (у системі СІ) *грей* (Гр) – 1 Гр = 1 Дж/кг. Позасистемна одиниця – 1 *рад* = 1 ерг/г; 1 Гр = 100 рад = 1 Дж/кг.

Зіверт (Зв) – одиниця еквівалентної дози в системі СІ. Позасистемна одиниця: *бер* – 1 Зв = 1 Дж/кг = 100 бер.

Електрон-вольт (еВ) – позасистемна одиниця енергії випромінювання: 1 еВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Протирадіаційні заходи і норми встановлюються державними гігієнічними нормативами "Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97)", уведеними в дію Постановою КМ № 62 від 01.12.97. НРБУ-97 регламентують два підходи до забезпечення протирадіаційного захисту:

1. При всіх видах практичної діяльності в умовах нормальної експлуатації індустріальних, науково-дослідних і медичних джерел іонізуючого випромінювання.

2. При проведенні заходів, пов'язаних з опромінюванням населення в умовах аварійних ситуацій на ядерних об'єктах, а також при хронічному опромінюванні за рахунок техногенно-підсиленних джерел природного походження.

Практична діяльність – діяльність людини, що пов'язана з використанням джерел іонізуючого випромінювання, яка призводить чи може призвести до контрольованого та передбачуваного наперед:

- деякого збільшення дози опромінення;
- створення додаткових шляхів опромінення;
- збільшення кількості людей, які зазнають опромінення;
- зміни структури шляхів опромінення, пов'язаних з використанням радіоактивних джерел.

До практичної діяльності належать:

- виробництво джерел випромінювання;

- використання джерел випромінювання і радіоактивних речовин у промисловості, медицині, сільському господарстві, при наукових і виробничих геофізичних дослідженнях;
- виробництво ядерної енергії, включаючи всі елементи паливно-енергетичного циклу;
- зберігання і транспортування джерел іонізуючого випромінювання;
- процедури та операції з радіоактивними відходами.

Нормами радіаційної безпеки встановлюються такі категорії осіб, які зазнають опромінення:

Категорія А (персонал) – особи, які постійно або тимчасово працюють безпосередньо з джерелами іонізуючих випромінювань, допустима доза – 50 мЗв/рік. При цьому сумарне променеве навантаження до N років не повинно перевершувати дозу

$$D = 50 \text{ мЗв/рік} \cdot (N \text{ років} - 18 \text{ років}), \text{ у мЗв.} \quad (7.2)$$

Категорія Б (персонал) – особи, які безпосередньо не зайняті роботою з джерелами іонізуючих випромінювань, але у зв'язку з розташуванням робочих місць у приміщеннях і на промислових майданчиках об'єктів з радіаційно-ядерними технологіями можуть отримувати додаткове опромінення, допустима доза – 5 мЗв/рік.

Категорія В – усе населення, допустима доза – до 5 мЗв за 30 років.

Виходячи з гранично допустимих доз опромінення, розраховано й подано у вигляді таблиць (НРБУ-97) гранично допустимі річні надходження (ГДН) кожного з радіоактивних ізотопів, середньорічні допустимі концентрації (СДК) радіоізотопів у повітрі, а також гранично допустима активність джерел випромінювань на робочому місці, що не вимагає реєстрації або отримання дозволу санітарно-епідеміологічної служби. Наприклад, не потрібно дозволу санепідемстанції при роботах з ізотопами ^{226}Ra активністю на робочому місці до 0,1 мкКі, при роботах з ураном (природним) – до 1 мкКі.

У підземних гірських виробках урановмісних і торієвмісних родовищ, а також у відповідних лабораторіях особливо небезпечні продукти розпаду радону (^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi), торону (^{212}Pb , ^{212}Bi) та актинону (^{211}Pb , ^{211}Bi). Як правило, радіоактивна рівновага між радоном, тороном, актиноном і продуктами їхнього розпаду порушена: при провітрюванні спостерігається недостача (порі-

вняно з рівноважним) концентрації продуктів розпаду, різко зменшується також концентрація самих радіоактивних газів.

Для персоналу величини гранично допустимих річних надходжень короткоіснуючих дочірніх продуктів розпаду радону, торону та актинону за будь-якого зсуву рівноваги між ними визначається такими співвідношеннями:

$$\begin{aligned} 0,1 \cdot Q_{\text{RaA}} + 0,5 \cdot Q_{\text{RaB}} + 0,4 \cdot Q_{\text{RaC}} &= 75 \text{ мкКі/рік;} \\ 0,9 \cdot Q_{\text{ThB}} + 0,1 \cdot Q_{\text{ThC}} &= 6 \text{ мкКі/рік;} \\ 0,94 \cdot Q_{\text{AcB}} + 0,06 \cdot Q_{\text{AcC}} &= 120 \text{ мкКі/рік,} \end{aligned} \quad (7.3)$$

де Q_i – надходження відповідного ізотопу до органів дихання, мкКі/рік.

Середньорічні допустимі концентрації короткоіснуючих продуктів розпаду радону, торону та актинону у виробничих приміщеннях і гірських виробках за будь-якого зсуву радіоактивної рівноваги не повинні перевищувати

$$\begin{aligned} 0,1 \cdot C_{\text{RaA}} + 0,5 \cdot C_{\text{RaB}} + 0,4 \cdot C_{\text{RaC}} &= 3 \cdot 10^{-11} \text{ Кі/л;} \\ 0,9 \cdot C_{\text{ThB}} + 0,1 \cdot C_{\text{ThC}} &= 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ Кі/л;} \\ 0,94 \cdot C_{\text{AcB}} + 0,06 \cdot C_{\text{AcC}} &= 4,8 \cdot 10^{-11} \text{ Кі/л,} \end{aligned} \quad (7.4)$$

де C_i – середньорічна концентрація у повітрі відповідного ізотопу, Кі/л.

Якщо концентрацію і надходження короткоіснуючих продуктів розпаду радону, торону та актинону для персоналу неможливо зменшити до відповідних величин ГДН і СДК, то допускається перевищення над ГДН і СДК не більше ніж у три рази за умови, що сумарне надходження цих продуктів не буде більше 3,8 мКі за весь час професійної роботи.

Для населення праві частини наведених вище співвідношень мають бути зменшені для ГДН у 10 разів, для СДК – у 30.

7.1.1. Техніка безпеки при лабораторних і польових ядерно-геофізичних дослідженнях

Область біологічної дії радіоактивних випромінювань обмежена їхньою проникною здатністю. Так, наприклад, α -випромінювання небезпечне тільки в безпосередній близькості від джерела випромінювання.

Неекрановане β -випромінювання цілком поглинається в поверхневому шарі біологічної тканини і може спричиняти руйнівну дію на шкіру, особливо на слизову оболонку і рогівку очей.

Проникна здатність γ -випромінювання значно більша, тому при захисті слід прагнути якщо не повністю позбутися його впливу, то хоча б знизити дозу опромінювання на робочому місці до межі допустимої.

Як захист від γ -випромінювання застосовуються зазвичай матеріали з високим атомним номером і великою густиною (свинець, залізо, чавун тощо).

Радіоактивні речовини, що проникли всередину організму через травний тракт, легені або кровоносними судинами (через рани), затримуючись у ньому тривалий час, можуть створити небезпечні дози навіть за малих концентрацій.

На сучасному етапі у практиці робіт з радіоактивними речовинами встановлені "безпечні" або гранично допустимі дози для різного роду випромінювань. Гранично допустимою дозою вважається доза випромінювання, яка не викликає незворотних змін в організмі людини навіть при систематичній роботі з цими випромінювачами протягом багатьох років.

Відповідними інструкціями, наприклад, встановлено такі гранично допустимі концентрації радіоактивних речовин у повітрі:

- а) радіоактивних еманцій (радону, торону) – 100 Бк/м^3 ;
- б) пилу розчинних сполук урану – $0,01 \text{ мг/м}^3$;
- в) пилу нерозчинних сполук урану – $0,5 \text{ мг/м}^3$;
- г) пилу сполук торію – $0,3 \text{ мг/м}^3$.

При проведенні лабораторних і польових робіт шкідливим для здоров'я, поряд з іншими факторами, може бути γ -випромінювання еталонних радіоактивних препаратів, зокрема радію.

Потужність дози γ -випромінювання на відстані R від еталона, що містить Q мг радію, обчислюється за формулою

$$P = \frac{D}{t} = \frac{840 \cdot Q}{R^2} \text{ мкР/год.}$$

Знаючи безпечну дозу, за допомогою цієї формули можна визначити безпечну відстань (у метрах), задаючись визначеною тривалістю робочого дня t (у годинах) і часом безпечної роботи на заданій відстані від еталону з відомим вмістом радію. Наприклад, найбільш активний з уживаних у практиці радіометричних робіт стандартний еталон № 4, який наближено еквівалентний за γ -випромінюванням 1,7 мг радію (потужність дози – 1650 мкР/год на відстані 1 м), є безпечним при роботі протягом 8 год на відстані більше 5 м. Проте зберігання подібного еталону при собі може створити небезпечну дозу вже за 10–15 хв.

Звідси випливає вимога зберігати і транспортувати радіоактивні еталони γ -випромінювання в спеціальних свинцевих контейнерах і на безпечних відстанях.

Граничні концентрації урану в досить потужних рудних тілах, що виходять на денну поверхню або розкриваються гірничими виробками, за яких доза γ -опромінювання ще буде безпечною, можуть бути визначені за формулами:

а) для тілесного кута $\omega = 2\pi$ (оголення, розчищення та ін.):

$$Q = 0,23 \cdot 10^{-3} I;$$

б) для тілесного кута $\omega = 4\pi$ (підземні гірничі виробки, глибокі шурфи і канали):

$$Q = 0,088 \cdot 10^{-3} I,$$

де I – потужність експозиційної дози, мкР/год.

При роботі на поверхні випромінювального і насиченого пласта впродовж 8 год небезпечна доза γ -опромінювання може бути отримана при концентрації урану в рудному тілі, що пе-

ревищує 1,4 %, а при роботі в підземних виробках – при концентраціях більше 0,55 %.

Загальним правилом при роботі з речовинами з підвищеною радіоактивністю має бути забезпечення якомога більшого віддалення від активного продукту і можливо найбільш короткочасного контакту з ним. Це досягається попереднім плануванням експерименту (дій з радіоактивними речовинами), чітким виконанням правил і прийомів поводження з радіоактивними речовинами.

Обов'язковим правилом для всіх працюючих з радіоактивними речовинами є акуратність і ретельність при роботі з ними, дотримання всіх положень, передбачених відповідними санітарними правилами роботи з радіоактивними речовинами та іншими джерелами іонізуючих випромінювань. У більшості випадків акуратність при роботі з радіоактивними речовинами виключає можливість потрапляння радіоактивних речовин усередину організму. Якщо радіоактивні речовини є в повітрі (напр., радон і продукти його розпаду в повітрі рудників), захист внутрішніх органів від радіоізотопів здійснюється застосуванням респіраторів, протигазів і пневмомасок. З досить великого арсеналу засобів захисту органів дихання від радону, продуктів його розпаду і радіоактивного пилу на уранових рудниках і в радіометричних лабораторіях рекомендують застосовувати протипилові респіратори типу ШБ-1 "Лепесток" та інші й пневмомаски типу ЛІЗ-3.

Не менш складні й більш різноманітні способи захисту від зовнішніх джерел радіоактивних випромінювань. Існують загальні правила захисту від дії зовнішніх випромінювань: захист часом, захист відстанню і за допомогою спеціальних екранів.

Для проведення робіт із джерелами на відстані застосовуються спеціальні дистанційні пристосування, щипці, захоплювачі тощо. Перенесення потужних джерел нейтронного або γ -випромінювання виконується на жердинах, зберігаються вони у спеціальних захисних контейнерах.

Екрани для захисту від радіоактивних випромінювань виготовляють з різних речовин залежно від виду випромінювання. Альфа-частинки мають малий пробіг і при зовнішньому опроміненні від них легко захиститися шаром повітря завтовшки 10 см або щільно закрити випромінювач листком паперу чи плексигласу. На руки досить надіти гумові рукавички. Для захисту від β -випромі-

нювання застосовуються екрани зі скла, плексигласу та інших речовин з малим порядковим номером задовшки приблизно $1,5 \text{ г/см}^2$ (довжина пробігу β -частинок). Для захисту від γ -випромінювання кращим екраном є свинцевий, але застосовуються екрани зі сталі, залізобетону та цегли. Товщина екранів і контейнерів для захисту від γ -випромінювання розраховується за спеціальними таблицями, наведеними в "Основних санітарних правилах роботи з радіоактивними речовинами". Наприклад, для практично повного поглинання γ -випромінювання від 1 мг Ra його слід тримати у свинцевому контейнері з товщиною стінок 5–6 см.

Захист від нейтронного випромінювання, що створюється джерелами, які застосовуються у практиці геологорозвідувальних робіт, здійснюється шляхом застосування спеціальних контейнерів – ємностей, наповнених водневмісною речовиною (вода, парафін), які поглинають швидкі нейтрони. Для поглинання повільних нейтронів до води (або парафіну) додають бор у вигляді борної кислоти, оточують контейнер листовим кадмієм або шаром борної кислоти.

Розрахунки і досвід показують, що при роботі з Po-Be джерелом, що генерує 10^6 нейтр./с, для зниження потоку нейтронів до допустимого рівня (10 нейтр./с) необхідний контейнер радіусом 20 см, наповнений водою з добавкою бору у вигляді борної кислоти.

Основні правила роботи з радіоактивними речовинами:

1) приміщення, де проводиться робота з радіоактивними речовинами, мають бути достатньо просторими і світлими (не менше 15 м^2 на одного працюючого). Поверхні робочих столів, стіни і підлога мають бути гладкими і витримувати їхнє регулярне промивання теплою водою з миючими засобами;

2) приміщення мають бути обладнані припливною вентиляцією з пристроєм підігріву повітря в зимовий час і місцевою витяжною вентиляцією (витяжні шафи) зі швидкістю обміну повітря при роботі не менше $1 \text{ м}^3/\text{с}$;

3) прибирання приміщення лабораторії має виконуватися щодня вологим способом з обов'язковим промиванням поверхонь столів і шаф;

4) працюючим з радіоактивними речовинами слід обов'язково мати спецодяг – халати, шапочки або косинки; працювати необхідно у хлорвінілових або гумових рукавичках;

5) для індивідуального захисту органів дихання від впливу радіоактивної пилу та радону необхідно користуватися респіратором типу ШБ-1 "Лепесток" і пневмомаскою ЛИЗ-3. Якщо робота виконується з радіоактивними розчинами, слід користуватися цератовим або хлорвініловим фартухами;

6) усі роботи, пов'язані з можливим потраплянням у повітря радіоактивних речовин шляхом розпилення, просочування, випаровування, слід виконувати тільки у витяжних шафах;

7) необхідно всіляко уникати переливань радіоактивних розчинів. Рекомендується завжди використовувати піпеткування. Розчин має затягуватися у піпетку і виливатися з неї за допомогою гумової груші або шприца. Категорично забороняється засмоктання розчину ротом;

8) радіоактивні речовини, необхідні для виконання всього циклу робіт, зберігаються в спеціальному зареєстрованому сховищі. Радіоактивні речовини, необхідні для виконання того чи іншого експерименту або серії їх, зберігаються у сховищі зі свинцевими контейнерами для γ -випромінювачів і парафіновими – для швидких нейтронів. Радіоактивні речовини, що виділяють гази, повинні міститися у витяжних шафах (у закритому стані);

9) транспортування нейтронних і γ -випромінювачів виконується в контейнерах із застосуванням у разі потреби дистанційних пристосувань;

10) категорично забороняється братися руками в забруднених рукавичках за дверні ручки, вимикачі та інші предмети загального користування;

11) до роботи з радіоактивними речовинами допускаються особи старші 18 років, які пройшли медичний профогляд і (після здачі іспиту) знають правила роботи з радіоактивними речовинами;

12) у гірських виробках і приміщеннях, в яких ведеться робота з радіоактивними речовинами, категорично забороняється палити і приймати їжу, зберігати харчові продукти;

13) необхідно здійснювати регулярний контроль забруднення робочих місць, спецодягу та загальний дозиметричний контроль приміщення;

14) спецодяг необхідно прати один раз у десять днів. Прання халатів та іншого спецодягу дома забороняється;

15) вихід з робочого приміщення до їдальні та інших приміщень, де не ведуться роботи з радіоактивними речовинами, у спецодязі заборонений;

16) перед виходом з роботи, перед їжею і курінням слід ретельно мити руки. Нігті мають бути завжди коротко зрізані. Радіологічна чистота рук перевіряється дозиметром;

17) згідно з НРБУ-97 усі роботи з радіоактивними речовинами супроводжуються регулярним дозиметричним контролем, результати якого заносяться до журналу дозиметричного контролю для робочих місць і приміщень для кожного працюючого.

Докладніші рекомендації з організації захисних заходів і техніки безпеки при роботі з радіоактивними речовинами наведено в спеціальній літературі.

7.2. Радіоекологічне обстеження і картування забруднених територій

У зв'язку з розвитком атомної енергетики, використанням радіоактивних ізотопів у промисловості, видобутком і переробкою радіоактивної сировини значну роль у техногенному забрудненні території України відіграють природні й штучні радіоактивні елементи, особливо після аварії на ЧАЕС. Це зумовило швидкий розвиток значних обсягів радіометричних робіт з обстеження природних об'єктів, сільськогосподарських угідь, населених пунктів, продуктів харчування на предмет їхнього забруднення радіонуклідами.

Основними джерелами радіоактивного забруднення навколишнього середовища служать ядерно-технічні установки, підприємства, що працюють з радіонуклідами, сховища радіоактивних відходів, сліди ядерних вибухів і аварій.

Радіоактивними забруднювачами є техногенні радіонукліди (ТРН), які акумулюються на ділянках санкціонованих і несанкціонованих звалищ, аварій, неконтрольованих збігів з технологічних мереж у ґрунти і ґрунтові води, а також у вигляді газоаерозольних викидів.

Радіонуклідний склад забруднень ґрунтів залежить від джерел забруднень, способу надходження в ґрунти (поверхневе, з ґрунтовими водами, з підземних захоронень) і сорбційних властивостей ґрунтів. Глибина проникнення радіонуклідів з поверхні у легких ґрунтах становить 50–100 см; основна маса техногенних радіонуклідів накопичується у верхньому 10-сантиметровому шарі ґрунту.

Ступінь радіоекологічної безпеки людини, що проживає на забрудненій території, визначається річною ефективною дозою радіоактивного опромінення від природних і техногенних джерел. При цьому доза від техногенних джерел згідно з НРБУ-97 не повинна перевищувати 1 мЗв/рік (0,1 бер/рік) у середньому за будь-які послідовні 5 років, що відповідає рекомендації Міжнародної комісії з радіологічної медицини.

Території, у межах яких середньорічні значення ефективної дози опромінення (понад природний фон) перебувають у діапазоні 5–10 мЗв/рік, належать до територій надзвичайної екологічної ситуації, а більше 10 мЗв/рік – до зон екологічного лиха.

Нормальний природний рівень потужності еквівалентної дози (ПЕД) зовнішнього γ -випромінювання на відкритих територіях становить від 0,1 до 0,2 мкЗв/год, а в окремих районах, наприклад у районах виходу на поверхню кристалічних порід – до 0,3 мкЗв/год.

Основними завданнями радіоекологічних досліджень є:

- виявлення ділянок радіоактивного забруднення (ДРЗ) антропогенного (неаварійного) походження, пов'язаних з несанкціонованими похованнями, утратами, розкраданнями, безконтрольним застосуванням джерел іонізуючого випромінювання та радіоактивних речовин у межах селітебної території в результаті діяльності підприємств, інститутів, медичних установ, військових частин і окремих громадян;
- виявлення ділянок радіоактивного забруднення, обумовлених використанням як будівельні матеріали гірських порід і відходів промислових підприємств з високими концентраціями природних і штучних радіоактивних елементів (відвали кар'єрів, шахт, зола енергетичних підприємств тощо);
- радіометричне обстеження територій, забруднених у результаті аварій на підприємствах ядерного циклу;

- здійснення радіометричного контролю при дезактивації та постдезактиваційного контролю території;
- оцінка природного і техногенного фонів γ -випромінювання;
- передача інформації з виявлених ДРЗ адміністрації міста для вживання заходів з дезактивації цих об'єктів.

Обстежується вся селітебна територія населеного пункту (тобто територія, не зайнята промисловими підприємствами), місця відпочинку населення, сквери і парки, пляжі, прибережна смуга, міські смітники, пустирі тощо.

Радіаційно-екологічні дослідження мають включати:

- оцінку γ -фону на території населених пунктів і площах нового будівництва;
- визначення радіаційних характеристик джерел водозабезпечення;
- оцінку радононебезпечності території.

Для виявлення й оцінки небезпеки джерел зовнішнього γ -опромінювання виконуються:

- радіометрична γ -зйомка (визначення потужності еквівалентної дози зовнішнього γ -випромінювання);
- радіометричне опробування аномальних ділянок з наступним γ -спектрометричним або радіохімічним аналізом проб у лабораторії (визначення радіонуклідного складу забруднення та їхньої активності).

Основним методом цих робіт є γ -метод як найбільш універсальний і який дозволяє виконувати дистанційні вимірювання.

З метою оперативної оцінки радіаційної обстановки великих територій застосовується аерогамма- та автогамма-зйомки. Методика польових радіоекологічних досліджень та обробки даних цих методів аналогічні, що й при γ -зйомках для вирішення геологічних завдань. Вимірювання параметрів γ -поля виконуються аерогаммаспектрометрами (СКАТ-77, ГСА-99, RS-500 та ін.) та автогамма-радіометрами (РСА-97, ДКГ-01 "Сталкер" та ін.).

При оцінці радіаційної обстановки в населених пунктах і при виборі ділянок під забудову нових територій вимірювання радіоактивності проводять за певними правилами в межах цих пунктів. При цьому застосовується пішохідна γ -зйомка у про-

фільно-площинному варіанті. Ділянки досліджень включають зони житлової забудови, адміністративно-виробничі й громадські ділянки, а також прилеглу місцевість завширшки 0,5 км від населених пунктів. Крім того, обстеженню підлягає також територія, безпосередньо прилегла до них на відстані 2,5 км (ареал населеного пункту).

У межах населеного пункту попередньо виконуються вимірювання потужності дози γ -випромінювання по квадратній сітці кроком 200 м, у межах ареалу населеного пункту – 400 м, а в межах прилеглих територій радіусом $5 \div 10$ км – кроком 2 км.

Вимірювання виконуються пішохідними радіометрами СРП-68-01, СРП-88, МКС-01, ДКС-96, дозиметрами ДРГ-01Т, ДБГ-06Т, ДКГ-02 "Арбітр" на висоті 1 м. Отримані дані заносяться до польового журналу і топографічної карти території.

Якщо в межах населеного пункту та його ареалу всі виміри у вузлах сітки не перевищують $0,3 \text{ мкЗв/год}$, то детальне обстеження не проводиться. При одержанні більш високих значень у будь-якій точці навколо неї в радіусі до 2 км додатково виконується не менше 10 вимірювань і розраховується середнє значення для точки. У випадку, якщо в межах населеного пункту виявляється пункт, в якому на 30 % і більше активність перевищує значення $0,3 \text{ мкЗв/год}$, тоді виконується детальне обстеження цієї ділянки. Воно включає: у межах проживання людей, у першу чергу на ділянках з поверхневою активністю вище 5 Ки/км^2 , обстеження не менше кожного другого подвір'я у трьох і більше характерних точках (за воротами, у середині городу, під стоками з даху тощо), а також два-три вимірювання в приміщеннях, у межах громадської зони (магазини, школи, дитячі заклади, медпункти) – не менше п'яти вимірювань навколо кожного об'єкта і два-три – у приміщеннях. Відстань точок вимірів від забудов у всіх випадках має бути не менше двох їхніх висот.

У випадку, коли в межах населеного пункту виявлено ділянки площею більше 30 м^2 з трикратним і більше підвищенням радіоактивності над фоном, виконується їхнє оконтурювання і документація в журналі, вони наносяться на схему населеного пункту.

Для вивчення природи аномалій виконується їхнє радіометричне опробування, відбираються проби для лабораторних дос-

ліджень з наступним γ -спектрометричним або радіохімічним аналізом проб у лабораторії (визначення радіонуклідного складу забруднень та їхньої активності).

7.3. Радіоекологічні дослідження ділянок нового будівництва

При будівництві нових об'єктів, радіаційно-екологічні дослідження мають включати:

- оцінку γ -фону на території будівництва;
- визначення радіаційних характеристик джерел водозабезпечення;
- оцінку радононебезпечності території.

Гамма-фон на території будівництва оцінюється шляхом γ -зйомки масштабу 1:1000–1:5000. Методика досліджень аналогічна пішохідній γ -зйомці, що здійснюється при виконанні геологічних завдань. Застосовуються ті ж прилади, що й при дослідженні радіаційного забруднення територій. Установлення придатності джерел водозабезпечення нових об'єктів виконується за допомогою їхнього радіогідрогеологічного опробування і лабораторного аналізу з визначенням складу і вмісту радіонуклідів.

7.3.1. Радонова складова радіоактивного опромінення

Радіоактивні елементи (U і Th) зустрічаються повсюдно, але в різних концентраціях у ґрунтах і породах різного складу. При α -розпаді ізотопів радію утворюються радіоактивні еманції (ізотопи радону), які шляхом дифузії й конвективних потоків переходять у водойми та атмосферу.

Лише відносно недавно стало відомо, що найнебезпечнішим для здоров'я людини природним джерелом радіації є радон.

Радон – один із найбільш рідкісних елементів. Вміст його в земній корі глибиною до 1,6 км становить близько 115 т. Радон, що утворюється в радіоактивних рудах і мінералах, поступово надходить на поверхню землі, у гідросферу та в атмосферу. Середня концентрація радону в атмосфері близько $6 \cdot 10^{-17} \%$ (за масою); у морській воді – до 0,001 пКі/л.

Розрахунки, виконані в різних країнах, показали, що вплив радону формує більше половини дози, що отримує людина від усіх джерел радіації. Наприклад, структура середніх річних ефективних доз опромінення населення України за рахунок джерел природного походження така: частка ^{222}Rn і ^{220}Rn (торон) у повітрі житлових приміщень – 62 і 13 % відповідно, радіоактивність будівельних матеріалів – 4 %, радіонукліди в питній воді – 3 %, зовнішнє опромінення – 13 %, внутрішнє опромінення – 5 %.

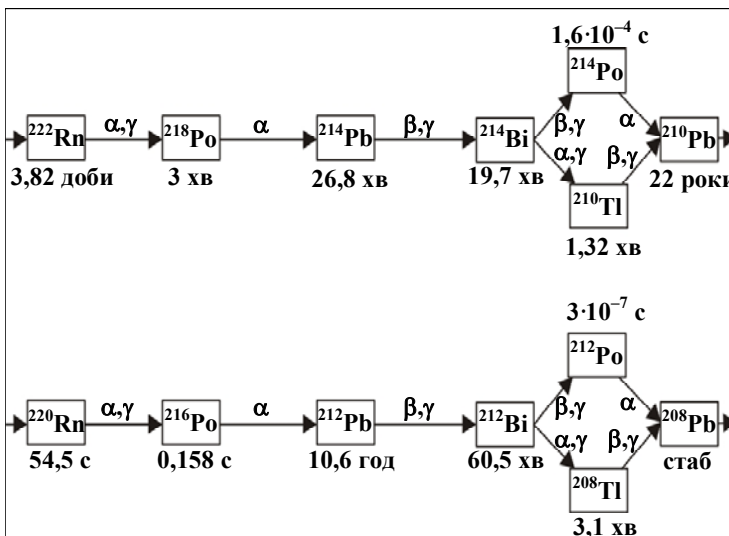


Рис. 7.1. Схема розпаду радону (^{222}Rn) і торону (^{220}Rn)

Об'єм радону, що вивільняється із земної кори в повітря, значно відрізняється в різних місцях земної кулі, в окремій країні, регіоні. У багатьох країнах (США, Канада, країни Європи, Австралія) на сучасному етапі вже проведені або виконуються ема-

наційні дослідження території з метою визначення зон з високими концентраціями радону. Обстежуються також тисячі будинків для виявлення виробничих, громадських і житлових приміщень, у яких вміст радону перевищує допустимий рівень. У Великобританії такі будинки становлять 10 %, у Португалії – 8,6 %, у Південній Норвегії – 10 % від кількості обстежених.

Існують різні розрахунки для оцінки ступеня небезпеки радону для здоров'я людини. Наприклад, для Великобританії називалися цифри від 1500 до 2500 випадків раку легенів у рік. Фахівці Агентства з охорони навколишнього середовища США вважають, що в них щорічно в результаті дії радону від раку легенів гине від 7 до 30 тис. людей. Не заглиблюючись більше в це питання, підкреслимо, що багато вчених вважають вплив радону другою за значимістю (після паління) причиною раку легенів у людини. Експерти Міжнародної комісії з радіаційного захисту населення вважають, що найнебезпечнішим є вплив радону на дітей і молодих людей у віці до 20 років.

Основну частину дози опромінювання від радону людина отримує в закритому приміщенні. Це пояснюється тим, що в зимовий період вміст радону в приміщенні, як показали вимірювання, значно вищий, ніж улітку, і це зрозуміло, оскільки умови провітрювання взимку значно гірші. У регіонах з помірним кліматом, за оцінками фахівців, концентрація радону в закритих приміщеннях у середньому в 5–8 разів вища, ніж у зовнішньому повітрі. Найчастіше радон надходить до житлових приміщень із ґрунту, просочуючись через щілини фундаменту. Можливе його надходження також із будівельних матеріалів, зовнішнього повітря, природного газу, який використовується для побутових потреб, з водою.

Наведемо відносний внесок кожного з названих джерел формування "радонового навантаження" на житло:

- ґрунт під будинком і будматеріали – 78 %;
- зовнішнє повітря – 13 %;
- вода, що застосовується в будинку – 5 %;
- природний газ – 4 %.

Це усереднені дані, які, однак, дозволяють досить об'єктивно оцінювати значення перерахованих джерел радону для ме-

шканця конкретного будинку. Зі сказаного зрозуміло, чому концентрація радону на верхніх поверхах багатоповерхових будинків, як правило, нижча, ніж на першому поверсі. Можливість і швидкість проникнення радону із землі до приміщень залежить від товщини міжповерхових перекриттів, а також від наявності й кількості тріщин у них. З огляду на те, що основним джерелом радону в житлових і виробничих приміщеннях є ґрунт, коротко зупинимося на цьому питанні. Різні типи ґрунтів містять різну кількість радіоактивних елементів. Найбільша концентрація їх, як правило, характерна для корінних гірських порід, глинистих ґрунтів, найменша – для ґрунтів піщаних, але трапляються і винятки. Крім типу ґрунту або породи, велике значення має їхня пористість або тріщинуватість – недостатньо, щоб ґрунт містив підвищену кількість ^{226}Ra , важливо, щоб утворений у процесі його радіоактивного розпаду радон і дочірні продукти могли досягти поверхні й потрапити в житло. Умовну класифікацію ґрунтів, з погляду небезпеки надходження радону в житло, наведено в табл. 7.1.

Ґрунт можна порівняти з губкою, просоченою радоном, на якій розташований будинок, а будинки – це своєрідні коробки, які вловлюють радон, що генерується ґрунтом. Більшу частину року будинок "підтягує" повітря з ґрунту, оскільки в холодну пору року повітря в приміщенні тепліше, ніж на вулиці, і виникає тяга, як у пічній трубі. Це сприяє надходженню в будинок додаткових доз радону.

Таблиця 7.1

Радіометрична характеристика ґрунтів

Рівень	Геологічна характеристика ґрунтів
Високий	Багаті ураном галунові глини, граніти, пегматити в зонах дроблення
Нормальний	Гнейси, вулканічні породи, глина з валунами, пісок
Низький	Дрібний пісок, мул, глина, ґрунти, непроничні для ґрунтового газу

Основними профілактичними заходами, що попереджають проникнення в приміщення і нагромадження там радону, є на-

самперед герметизація підлоги та стін підвальних і напівпідвальних приміщень з одночасною організацією ефективного провітрювання їх, а також проведення аналогічних заходів в інших приміщеннях будинку. Результати спеціальних досліджень, проведених у США, показали, що провітрювання підвальних приміщень може знизити в них концентрацію радону в 5–10 разів.

У сільській місцевості, а також у міських одно- і двоповерхових будинках ці заходи мають особливе значення. Наприклад, у Норвегії виявили, що в одноповерхових будинках концентрація радону на 43 % вища, ніж на верхніх поверхах у багатоповерхових.

Джерелом проникнення радону в житло є також будівельні матеріали. Найпоширеніші з них – дерево, цегла, бетон виділяють незначну кількість радону. Значно більшу радіоактивність мають граніт і пемза.

Середня питома радіоактивність будівельних матеріалів, що застосовувалися в різних країнах (у Бк/кг), наведена на рис. 7.2.

Міністерство охорони здоров'я Російської Федерації встановило такі контрольні рівні концентрації радону (Бк/м³) в житлових приміщеннях:

- у будинках, що споруджуються – не більше 100 Бк/м³;
- для існуючих житлових приміщень – не більше 200 Бк/м³;
- для існуючих житлових приміщень з концентрацією радону більше 400 Бк/м³ вирішується питання про переселення їхніх мешканців у безпечне місце.

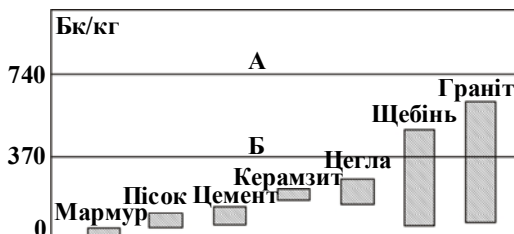


Рис. 7.2. Радіоактивність деяких будівельних матеріалів:

А – граничний рівень для виробничих приміщень;

Б – граничний рівень для житлових і громадських будівель

На курців радон діє набагато сильніше, ніж на некурців. Кинувши палити, можна в багато разів зменшити небезпеку, пов'язану з радоном. За оцінкою Агентства з охорони навколишнього середовища (США) ризик виникнення раку легенів під дією радону у курця в 15–20 разів вищий, ніж у людини, що ніколи не палила. У людей, що кинули палити, ступінь небезпеки поступово зменшується.

Геоєкологічні еманацийні дослідження виконують з метою:

- вивчення еманацийної обстановки на забудованих ділянках і ділянках майбутньої забудови.
- вивчення еманацийної обстановки в житлових і виробничих приміщеннях.

Радоннебезпека території визначається щільністю потоку радону з поверхні ґрунту і вмістом радону в повітрі будівель і споруд.

Оцінка потенційної радоннебезпеки території здійснюється за комплексом геологічних і геофізичних ознак. До геологічних ознак належать: наявність деяких петрографічних типів порід (напр., гранітів), розривних порушень, присутність радону в підземних водах і виходи радонових джерел на поверхню.

Геофізичні ознаки включають: високу питому активність радію в породах, які є складовими геологічного розрізу; високі рівні об'ємної активності (концентрації) радону в ґрунтовому повітрі, підвищену сейсмічну активність території, високу еквівалентну рівноважну об'ємну активність (ЕРОА) радону в будівлях і спорудах, що експлуатуються на досліджуваній території і в прилеглий зоні. Наявність даних про зареєстровані значення еквівалентної рівноважної об'ємної активності радону, що перевищують 100 Бк/м^3 в експлуатованих у досліджуваному районі будівлях, служить підставою для класифікації території як потенційно радоннебезпечної.

На передпроектних стадіях має бути виконана попередня оцінка потенційної радоннебезпеки території. На стадії проекту проводиться уточнення радоннебезпеки будівельного майданчика і визначення класу необхідного протирадонового захисту будівель. Виділяють три класи протирадонового захисту (рис. 7.3).

Для геоєкологічних еманацийних досліджень найчастіше застосовують модифікації методу з примусовим відбором повітря та тренову зйомки.

Еманаційну зйомку з примусовим відбором повітря виконують за допомогою спеціальних приладів – еманометрів. Типи: "Радон-М", РГА-04, РРА-11, РРА-01М-01 "Альфарад", РРА-01М-03, "Рамон" та ін.

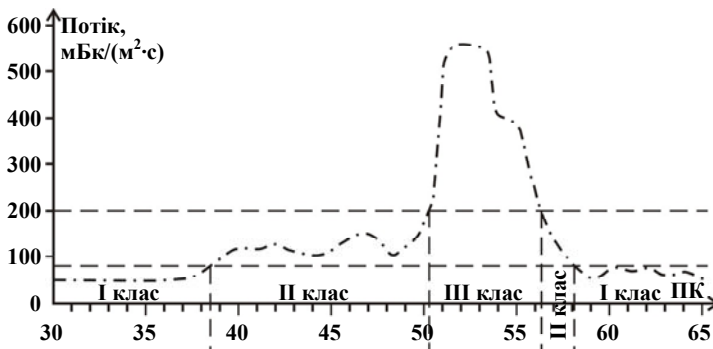


Рис. 7.3. Приклад еманаційних досліджень на будівельному майданчику виробничого комплексу:

I клас – протирадоновий захист не потрібен (поверхневий потік радону до 80 мБк/м²·с); II клас – помірний протирадоновий захист (поверхневий потік радону 80–200 мБк/м²·с); III клас – посилений протирадоновий захист (поверхневий потік радону більше 200 мБк/м²·с)

Методика виконання еманаційних досліджень на забудованих ділянках і ділянках майбутньої забудови (профільно-площинні зйомки, технологія вимірювань) аналогічна еманаційній зйомці, що виконується при вирішенні геологічних завдань.

Еманаційні дослідження в житлових і виробничих приміщеннях виконуються в основному за допомогою трекових детекторів. Для оперативних досліджень застосовуються прилади РРА-11, РРА-01М-01, РРА-01М-03, "Рамон" з примусовим відбором повітря.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які процеси відбуваються при дії радіоактивного випромінювання на біологічні об'єкти?
2. Назвіть джерела радіоактивних випромінювань, що можуть спричиняти опромінювання населення.
3. Що таке зовнішнє опромінювання?
4. Що таке внутрішнє опромінювання?
5. Що служить основними джерелами радіоактивного опромінювання при розвідці й розробці радіоактивних руд джерелами?
6. Чи є у людини та інших біологічних організмів органи чуття, які реагували б на дії радіоактивного випромінювання?
7. Що таке експозиційна доза рентгенівського і γ -випромінювання?
8. Що таке еквівалентна доза радіоактивного випромінювання?
9. Якими документами регламентуються протирадіаційні заходи?
10. Які основні правила техніки безпеки при лабораторних і польових ядерно-геофізичних дослідженнях?
11. Якими співвідношеннями визначаються величини гранично допустимих річних надходжень короткоіснуючих дочірніх продуктів розпаду радону, торону та актинону для персоналу?
12. Які гранично допустимі концентрації радіоактивних речовин у повітрі?
13. Які методи захисту від дії радіоактивного випромінювання ви знаєте?
14. Назвіть основні джерела радіоактивного забруднення довкілля.
15. Які території належать до територій надзвичайної екологічної ситуації й до зон екологічного лиха стосовно радіоактивного забруднення?
16. Які методи дозволяють оперативно оцінити радіаційну обстановку значних територій?
17. Назвіть основні методи радіоекологічних досліджень у межах населеного пункту.
18. Назвіть завдання радіоекологічних досліджень ділянок нового будівництва.

19. Наведіть основні риси радіоекологічних досліджень ділянок нового будівництва.

20. Що таке радіоактивні еманції? Який вплив вони спричиняють на живі організми?

21. Які шляхи потрапляння радону до приміщень?

22. Які основні радіоактивні продукти розпаду радону?

23. Які прилади контролю вмісту радіоактивних еманцій ви знаєте?

24. Які завдання геоєкологічних еманційних досліджень?

25. Назвіть і охарактеризуйте класи протирадонового захисту.

26. Яка концентрація радону в повітрі житлових і виробничих приміщень є небезпечною?

Література: [25, 30, 34, 35, 37, 40, 46, 48]

ЧАСТИНА 3

АКТИВНІ ЯДЕРНО-ГЕОФІЗИЧНІ МЕТОДИ

Під активними ядерно-геофізичними методами (ЯГМ) досліджень розуміють сукупність прямих методів оцінки складу хімічних елементів і фізичних властивостей порід і мінералів, які засновані на опромінюванні гірських порід нейтронами, γ -квантами та зарядженими частинками за допомогою штучних джерел іонізуючих випромінювань. ЯГМ суттєво доповнюють можливості інших геофізичних методів і мають такі особливості:

- 1) високу чутливість, яка досягає $10^{-8} \%$;
- 2) високу точність і відносно малий незначний вплив інших елементів на результати аналізу;
- 3) можливість проведення аналізу в умовах природного залягання гірської породи;
- 4) високу експресність визначень;
- 5) можливість дистанційного контролю складу породи.

Висока чутливість цих методів аналізу складу речовини дозволяє використовувати їх для вирішення геохімічних завдань. Висока точність визначення речовинного складу дозволяє використовувати ЯГМ для підрахунку запасів родовищ корисних копалин.

Значні перспективи ЯГМ мають для оперативного опробування родовищ корисних копалин без відбору проб, а також для дистанційного контролю за вмістом тих або інших елементів при технологічній переробці мінеральної сировини, що є передумовами для автоматизації цих процесів. Завдяки високій експресності визначень речовинного складу ЯГМ з великою ефективністю використовують для контролю за ходом технологічних процесів при радіометричному збагаченні руд.

Особливістю ядерно-геофізичних методів аналізу є використання різноманітних джерел випромінювання. За характером застосованих джерел методи аналізу можна умовно поділити на два

різновиди. До першого належать методи, основані на застосуванні відносно малопотужних джерел випромінювання – радіоактивних ізотопів, які дозволяють створити просту і компактну апаратуру. Другий різновид методів базується на використанні потужних потоків іонізуючого випромінювання від різного роду прискорювачів заряджених частинок та ядерних реакторів.

За типом первинного та вторинного радіоактивного випромінювання ЯГМ поділяються на дві основні групи:

- група γ -методів, основаних на використанні джерел γ -випромінювання і вимірюванні вторинних γ -полів;
- група нейтронних методів, в яких вивчають поля нейтронів або зв'язане з нейтронним полем вторинне γ -випромінювання. При цьому використовуються джерела нейтронів.

Класифікація методів досліджень і назва конкретних методів, як правило, будуються на визначенні первинного іонізуючого та вторинного випромінювання, яке генерується гірською породою під впливом радіоактивного опромінювання й аналізується детектором. Наприклад, гамма-гамма-метод, нейтрон-нейтронний метод, нейтронний γ -метод тощо.

До польових ядерно-геофізичних методів, що використовують особливості взаємодії γ -квантів з речовиною гірських порід і руд, належать такі методи: гамма-гамма-метод, рентгенорадіометричний, γ -активаційний та ядерного γ -резонансу.

До польових ядерно-геофізичних методів, що використовують особливості взаємодії нейтронів з речовиною гірських порід і руд, належать такі методи: нейтрон-нейтронний, нейтронний-гамма, нейтронно-активаційний і γ -нейтронний. Завдання, що розв'язуються за допомогою польових нейтронних методів, охоплюють різні етапи геологічних, геохімічних і гірничих робіт: картування, пошуки, розвідку, опробування гірських виробок, оцінку родовищ корисних копалини та радіометричне збагачення руд.

РОЗДІЛ 8

Джерела радіоактивних випромінювань

Джерело іонізуючого випромінювання – об'єкт, що містить радіоактивний матеріал (радіонуклід) або технічний пристрій, який генерує або здатний за певних умов генерувати іонізуюче випромінювання і призначений для отримання потоку іонізуючих частинок з певними властивостями.

Залежно від виду радіоактивного випромінювання виділяють джерела: γ -випромінювання, джерела заряджених частинок і нейтронів. Для радіонуклідних джерел такий поділ не є абсолютним, оскільки при ядерних реакціях основний вид випромінювання джерела може супроводжуватися істотним внеском супутніх радіоактивних випромінювань.

Зважаючи на фізичні принципи генерації випромінювання, виділяють: радіонуклідні джерела на основі природних і штучних радіоактивних ізотопів і фізико-технічні джерела (нейтронні та рентгенівські трубки, прискорювачі заряджених частинок). Розрізняють відкриті й закриті радіонуклідні джерела випромінювання. До відкритих джерел іонізуючого випромінювання належать джерела, при використанні яких можливе надходження радіоактивних речовин, що містяться в них, до навколишнього середовища. Закриті джерела іонізуючого випромінювання – в яких радіоактивний матеріал укладений в оболонку (ампула або захисне покриття), що запобігає контакту персоналу з радіоактивним матеріалом і його надходження в навколишнє середовище понад допустимі рівні неможливий в нормальних умовах експлуатації.

За призначенням виділяють калібрувальні (зразкові), контрольні (робочі) та промислові (технологічні) джерела. Калібрувальні джерела використовуються при калібруванні та метрологічній перевірці ядерно-фізичною апаратури. Контрольні джерела використовуються для перевірки та налаштування ядерно-фізичних приладів і установок (спектрометрів, радіометрів, до-

зиметрів та ін.) шляхом контролю за стабільністю і повторюваністю показань приладів у певній геометрії розташування джерела щодо детектора випромінювання. Промислові джерела випромінювання застосовують при ядерно-геофізичних дослідженнях та в різних виробничих процесах і установках виробничого призначення (ядерно-геофізичні методи досліджень та аналізу речовини, безконтактні методи контролю технологічних процесів, дефектоскопія та ін.).

Джерела випромінювання характеризуються такими технічними параметрами:

1. Вид випромінювання (для радіонуклідних – основний за призначенням).

2. Геометрія джерела (форма і розміри). Геометричні джерела можуть бути точковими і протяжними. Протяжні джерела можуть бути лінійними, поверхневими або об'ємними.

3. Активність (кількість розпадів в одиницю часу) та її розподіл для радіонуклідних джерел. Потужність або щільність потоку випромінювання для фізико-технічних джерел.

4. Енергетичний склад. Енергетичний спектр джерел може бути моноенергетичним (генеруються частинки або кванти однієї фіксованої енергії), дискретним (генеруються моноенергетичні частинки або кванти кількох енергій) або безперервним (генеруються частинки або кванти різних енергій в межах деякого енергетичного діапазону).

5. Кутовий розподіл випромінювання. Серед різноманіття кутових розподілів випромінювань джерел для розв'язання більшості практичних завдань зазвичай використовуються ізотропний, косинусоїдальний або мононаправлений.

8.1. Джерела альфа-випромінювання

Альфа-випромінювання – це корпускулярне іонізуюче випромінювання, що являє собою потік γ -частинок (ядер атомів гелію) з енергією до 10 MeV, початкова швидкість близько – 20 тис. км/с. Ці частинки генеруються при розпаді радіонуклідів з великим

атомним номером, в основному це трансуранові елементи з атомними номерами більше 92. Їхня іонізуюча здатність величезна, а проникна – незначна. Довжина пробігу в повітрі – 3–11 см (наближено дорівнює енергії частинок у мегаелектрон-вольтах), у рідких і твердих середовищах – соті частки міліметра. Шар речовини з поверхневою густиною 0,01 г/см² повністю поглинає випромінювання з енергією до 10 МеВ. Зовнішнє α -випромінювання поглинається в роговому шарі шкіри людини.

У радіонуклідних джерелах α -випромінювання використовуються α -розпад нестабільних ядер як природних, так і важких штучних ізотопів. Діапазон енергій α -частинок при α -розпаді становить від 4 МеВ до 8 МеВ. Енергетичний розподіл випромінювання дискретний і представлений α -частинками декількох груп енергій. Вихід α -частинок з максимальною енергією зазвичай найбільший, ширина енергетичних ліній випромінювання дуже мала. Для виготовлення радіонуклідних α -джерел використовуються ізотопи з максимальним виходом α -частинок і з мінімальним супутнім γ -випромінюванням (табл. 8.1). Виготовляються джерела в тонкошаровому варіанті на металевих підкладках.

Таблиця 8.1

Радіонуклідні джерела α -частинок

Ізотоп	Назва	Період піврозпаду	Енергія частинок, МеВ	Вихід %/ Бк
²¹⁰ Po	Полоній-210	138 діб	5,3	100
²²⁶ Ra	Радій-226	1620 років	4,78; 4,59	95; 5
²³⁸ Pu	Плутоній-238	86,4 років	5,49; 5,45	72; 28
²³⁹ Pu	Плутоній-239	24410 років	5,15; 5,13; 5,1	72; 17; 11
²⁴² Cm	Кюрій-242	163 діб	6,11; 6,07	74; 26
²⁴⁴ Cm	Кюрій-244	17,4 років	5,80; 5,76	77; 23
²⁵² Cf	Каліфорній-252	2,55 років	6,11; 6,07	85; 15

Практично чисті α -випромінювачі (напр., ²¹⁰Po) є чудовими джерелами енергії. Питома потужність випромінювача на базі ²¹⁰Po становить понад 1200 Вт/см³. Полоній-210 послужив обігрівачем на апараті "Луноход-2", підтримуючи температурні умови, необхідні для роботи апаратури. Як джерело енергії ²¹⁰Po широко використовується для живлення віддалених маяків. Застосовується

ся також він для видалення статичної електрики на текстильних фабриках, іонізації повітря для кращого горіння палива в мартенівських печах, і навіть для видалення пилю з фотоплівок.

Випускаються також низькоактивні джерела, які використовуються як еталон випромінювання для калібрування радіометрів, дозиметрів та іншої вимірювальної апаратури. Зразкові джерела α -випромінювання виготовляються на базі ізотопів ^{234}U і ^{238}U , ^{239}Pu .

До фізико-технічних джерел пучків іонів гелію, протонів або важких іонів належить циклотрон. Це прискорювач протонів (або іонів), в якому частота прискорювального електричного поля і магнітне поле постійні в часі. Частинки рухаються в циклотроні по плоскій спіралі, що розгортається. Максимальна енергія прискорених протонів – 20 MeV.

8.2. Джерела бета-випромінювання

Бета-випромінювання – корпускулярне іонізуюче випромінювання, потік електронів або позитронів, що виникає при β -розпаді атомних ядер з викидом з ядра електрона або позитрона зі швидкістю, близькою до швидкості світла. Бета-розпад радіонуклідів супроводжується випромінюванням нейтрино, при цьому розподіл енергії розпаду між електроном і нейтрино має випадковий характер. Це призводить до того, що енергетичний розподіл випромінюваних β -частинок є безперервним від 0 до визначеної для кожного ізотопу максимальної енергії E_{max} , мода розподілу зсунута в область низьких енергій, а середнє значення енергії частинок становить 0,25–0,45 E_{max} . Приклад енергетичного розподілу β -випромінювання наведено на рис. 8.1.

Чим менший період піврозпаду радіонукліда, тим більша максимальна енергія випромінюваних β -частинок. Інтервал значень E_{max} для різних радіонуклідів змінюється від десятків кілоелектрон-вольтів до десятків мегаелектрон-вольтів, але періоди піврозпаду нуклідів в останньому випадку дуже малі, що утруднює їхнє використання для розв'язання технологічних завдань.

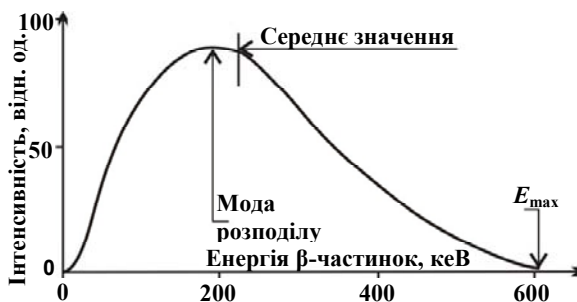


Рис. 8.1. Графік енергетичного розподілу випромінювання радіонуклідного β-джерела

Характеристика проникної здатності випромінювання зазвичай дається за середньою величиною поглинання енергії випромінювання при його проходженні через шар речовини з поверхневою густиною 1 г/см^2 . Поглинання енергії β-частинок при проходженні через речовину – близько 2 MeV на 1 г/см^2 , і захист від випромінювання радіонуклідних джерел не є проблемою. Шар свинцю товщиною 1 мм практично повністю поглинає β-випромінювання з енергією до $2,5 \text{ MeV}$.

Джерела β-випромінювання (дискові й точкові) виготовляються в тонкошаровому варіанті на спеціальних підкладках, від матеріалу яких істотно залежить коефіцієнт відбиття β-частинок від підкладки (збільшується зі збільшенням атомного номера матеріалу і може досягати десятків відсотків для важких металів). Товщина активного шару і наявність на ньому захисного покриття залежить від призначення джерела та енергії випромінювання. При спектрометричних вимірюваннях поглинання енергії частинок в активному шарі й захисному покритті не повинно перевищувати $2\text{--}3 \%$. Діапазон активності джерел – від $0,3$ до 20 ГБк .

Потужні джерела виготовляються у вигляді герметичних капсул із титану або нержавіючої сталі, що мають спеціальне вихідне вікно для β-випромінювання. Наприклад, ізоотопна установка СІРІУС-3200 на суміші ізоотопів Sr-Y з активністю 3200 Ки забезпечує вихідну щільність потоку електронів до $10^8 \text{ електр.}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$. У табл. 8.2 наведені найбільш поширені радіонуклідні джерела β-частинок.

Таблиця 8.2

Радіонуклідні джерела β -частинок

Ізотоп	Назва	Період піврозпаду	Максимальна енергія, кеВ
^3H	Тритій	12,6 років	18,6
^{35}S	Сірка-35	87,2 діб	167
$^{90}\text{Sr} +$ $+ ^{90}\text{Y}$	Стронцій-90 + + Ітрій-90	28 років 64,2 год	540 2270
^{147}Pm	Прометій-147	2,6 років	220
^{204}Tl	Талій-204	3,9 років	77

Бета-розпад для більшості радіонуклідів супроводжується інтенсивним γ -випромінюванням. Це пояснюється тим, що кінцеве ядро розпаду утворюється у збудженому стані, енергія якого знімається генерацією γ -квантів. Крім того, при гальмуванні β -частинок у середовищі з підвищеною густиною виникає гальмівне γ -випромінювання, а перебудова електронної оболонки нового атома супроводжується появою характеристичного рентгєнівського випромінювання.

Промислові фізико-технічні джерела заряджених частинок – прискорювачі електронів (мікротрони, бетатрони, лінійні хвильові прискорювачі) використовуються для генерації високоенергетичних потоків електронів (більше 3–5 МеВ).

На відміну від ізотопних джерел з безперервним спектром електронів прискорювачі дають пучок електронів фіксованої енергії, причому потік та енергія електронів можуть змінюватися в широких інтервалах.

У різних галузях господарства використовуються промислові прискорювачі серії ЕЛВ російського виробництва, що мають енергію 0,2–2,5 МеВ, потужність до 400 кВт, і серії ИЛУ з енергією 0,7–5 МеВ, потужністю до 50 кВт. Установки розраховані на безперервну роботу в промислових умовах, забезпечені різноманітними системами розгортки пучка електронів для опромінювання різних матеріалів. Вони застосовуються для радіаційно-хімічних технологій, що використовуються при виробництві кабельної продукції з термостійкою ізоляцією, полімерних труб гарячого водопостачання, термоусадочних труб, холодостійких полімерів, полімерних рулонних композитних матеріа-

лів і в ядерно-фізичних лабораторіях. Імпульсний прискорювач РИУС-5 створює струм електронів в імпульсах 0,02–2 мкс до 100 кА при енергії електронів до 14 МеВ. Малогабаритні імпульсні бетатрони використовуються для радіографічного контролю якості матеріалів і виробів у нестаціонарних умовах і в ядерно-геофізичних лабораторіях.

8.3. Джерела гамма-випромінювання

Гамма-випромінювання – короткохвильове електромагнітне випромінювання з довжиною хвилі менше 0,1 нм, яке виникає при розпаді радіоактивних ядер, переході ядер зі збудженого стану в основний, при взаємодії швидких заряджених частинок з речовиною, анігіляції електронно-позитронних пар і при інших перетвореннях елементарних частинок. Через те, що ядра мають тільки певні дозволені рівні енергетичного стану, спектр γ -випромінювання дискретний і складається, як правило, з кількох груп енергій в діапазоні від декількох кілоелектрон-вольтів до десятків мегаелектрон-вольтів. Для радіонуклідів з великими атомними номерами кількість енергетичних груп γ -квантів може досягати декількох десятків, але вони різко розрізняються за вірогідністю виходу. Кількість квантових ліній зі значним виходом зазвичай невелика.

Потік γ -квантів має хвильові й корпускулярні властивості й поширюється зі швидкістю світла. Висока проникна здатність γ -випромінювання пояснюється відсутністю електричного заряду і значним запасом енергії. Інтенсивність опромінювання γ -квантами знижується обернено пропорційно квадрату відстані від точкового джерела.

Шляхи пробігу γ -квантів у повітрі вимірюються сотнями метрів, у твердій речовині – десятками сантиметрів. Проникна здатність γ -випромінювання збільшується зі зростанням енергії γ -квантів і зменшується зі збільшенням густини середовища. Ослаблення фотонного іонізуючого випромінювання шаром речовини відбувається за експоненціальним законом. Для енергії випромінювання 1 МеВ товщина шару десятикратного ослаблення становить близько 30 г/см^2 (2,5 см свинцю, 4 см заліза або 12–15 см бетону).

Радіонуклідні джерела γ -квантів – природні й штучні β -активні ізотопи (табл. 8.3), дешеві та зручні в експлуатації. При β -розпаді нуклідів ядро – продукт розпаду утворюється у збудженому стані. Перехід збудженого ядра в основний стан відбувається з випусканням одного або декількох γ -квантів, що йдуть один за одним і знімають енергію збудження. Радіонуклідні джерела являють собою герметичні ампули з нержавіючої сталі або алюмінію, заповнені радіоактивним ізотопом. Енергія γ -квантів радіонуклідних джерел не перевищує 3 МеВ.

Таблиця 8.3

Радіонуклідні джерела γ -випромінювання

Ізотоп	Назва	Період піврозпаду	Енергія ліній випромінювання, кеВ	Вихід кван- тів, %/Бк
²⁴ Na	Натрій-24	14,9 год.	1380; 2760	110
⁵⁹ Fe	Залізо-59	45 діб	1100; 1290	56; 44
⁶⁰ Co	Кобальт-60	5,27 років	1170; 1330	110
⁶⁵ Zn	Цинк-65	245 діб	1120	45,5
⁷⁵ Se	Селен-75	127 діб	120; 136; 265; 280; 400	15; 54; 56; 36
⁸⁵ Sr	Стронцій-85	64 діб	513	100
¹¹³ Sn	Олово-113	119 діб	393	69,4
¹²⁴ Sb	Сурма-124	60,8 діб	610; 640–1450; 1690; 2080	100; 35; 50; 6,5
¹³¹ I	Йод-131	8,1 діб	360; 630–720	78; 12
¹³⁷ Cs	Цезій-137	26,6 років	661	92
¹⁴¹ Ce	Церій-141	32,5 діб	145	67
¹⁹² Ir	Іридій-192	74 доби	296–316	1,36
²²² Rn	Радон-222	3,82 діб	241–2452	2

На сьогоднішній день потужні джерела γ -випромінювання знайшли застосування в геології й гірничій промисловості (рудосортування), медицині (радіотерапія, стерилізація інструментів і матеріалів), у радіаційній хімії (радіаційно-хімічна модифікація матеріалів, синтез полімерів) і в багатьох інших галузях промислового виробництва та будівництва (дефектоскопія, масометрія, товщинометрія матеріалів та ін.).

Фізико-технічні джерела γ -випромінювання являють собою прискорювачі електронів, які використовуються для генерації γ -квантів. У цих прискорювачах електронний потік розганяється

до енергій в декілька мегаелектрон-вольтів і направляється на мішень (цирконій, барій, вісмут та ін.), в якій виникає потужний потік γ -квантів гальмівного випромінювання з безперервним спектром від нуля до максимальної енергії електронів.

Для створення потужних імпульсних потоків гальмівного γ -випромінювання використовуються установки ЛІУ-10, ЛІУ-15, УІН-10, РІУС-5. Імпульсний прискорювач РІУС-5 дозволяє створювати потужність дози гальмівного γ -випромінювання до 10^{13} Р/с із середньою енергією γ -квантів близько 2 MeV.

Малогабаритні імпульсні бетатрони використовуються для радіографічного контролю якості матеріалів і виробів у нестаціонарних умовах: на монтажних і будівельних майданчиках, при контролі зварних з'єднань і запірної арматури нафто- і газопроводів, контролі опор мостів та інших відповідальних будівельних конструкцій, а також контролі лиття та зварних з'єднань великої товщини. Максимальна енергія гальмівного γ -випромінювання установок – до 7,5 MeV, максимальна товщина просвічування матеріалів – до 300 мм.

8.4. Джерела рентгенівського випромінювання

Рентгенівське випромінювання за своїми фізичними властивостями аналогічне γ -випромінюванню, але природа його зовсім інша. Це відносно низькоенергетичне електромагнітне іонізуюче випромінювання, що займає спектральну область між γ -випромінюванням і ультрафіолетовим діапазоном. Воно являє собою фотони низьких енергій від одиниць до сотень кілоелектрон-вольтів, довжина хвилі яких лежить у діапазоні 10^{-12} – 10^{-8} м, а частота – 10^{16} – 10^{20} Гц. Рентгенівське випромінювання виникає при збудженні атомів елементів потоком електронів, α -частинок або γ -квантів, при якому відбувається вибивання електронів із внутрішніх електронних оболонок атома. Відновлення електронних оболонок атома супроводжується випромінюванням рентгенівських квантів і має лінійчастий спектр енергій зв'язку електронів з ядром.

Рентгенівське випромінювання супроводжує також β -розпад радіонуклідів, при якому ядро елемента збільшує свій заряд на +1 і відбувається перебудова його електронної оболонки. Цей процес дозволяє створювати досить потужні й дешеві радіонуклідні джерела рентгенівського випромінювання (табл. 8.4). Природно, що такі джерела одночасно є джерелами β - і γ -випромінювання. Для виготовлення таких джерел використовуються радіонукліди з мінімальною енергією випромінюваних β -частинок і γ -квантів.

Таблиця 8.4
Радіонуклідні джерела квантів низьких енергій

Ізотоп	Назва	Період піврозпаду	Енергія ліній випромінювання, кеВ	Вихід квантів, %/Бк
⁵⁵ Fe	Залізо-55	2,7 років	5,9	26
⁵⁷ Co	Кобальт-57	270 діб	6,4; 122; 136; 144	51; 85; 11; 9,7
¹⁰⁹ Cd	Кадмій-109	453 діб	22,1; 88	96; 4
¹¹⁹ Sn	Олово-119	250 діб	25,2; 23,8	100; 100
¹⁵³ Gd	Гадоліній-153	236 діб	41,5; 70; 97; 103	110; 3; 30; 20
¹⁷⁰ Tm	Тулій-170	129 діб	52,3; 84	100; 3
²⁴¹ Am	Америцій-241	458 років	14–17; 59,6; 26,4	37; 36; 30

З речовиною рентгенівське випромінювання взаємодіє шляхом когерентного розсіяння, фотоефекту або (незначною мірою) комптонівського розсіяння фотонів.

Захист від рентгенівського випромінювання істотно простіший, ніж від γ -випромінювання. Шар свинцю 1 мм забезпечує десятикратне ослаблення випромінювання з енергією 100 кеВ.

Фізико-технічними джерелами цього виду випромінювання є рентгенівські трубки (рис. 8.2), в яких під впливом потоку електронів, розігнаних до декількох десятків кілоелектрон-вольтів, на мішені (аноді трубки) збуджується рентгенівське випромінювання.

Рентгенівська трубка складається зі скляного вакуумного балона із впаяними електродами – катодом, що нагрівається до високої температури, і анодом. Електрони, що генеруються катодом у результаті термоемісії, прискорюються у просторі між електродами сильним електричним полем (до 50 кВ для потужних трубок) і бомбардують анод. При ударі електронів об анод

їхня кінетична енергія частково перетворюється в енергію характеристичного і гальмівного рентгенівського випромінювання. Коефіцієнт корисної дії рентгенівських трубок зазвичай не перевищує 3 %. Оскільки велика частина кінетичної енергії електронів перетворюється у тепло, анод виконується з металу з високою теплопровідністю, а на його поверхню (під кутом 45° до потоку електронів) у зоні фокусування потоку наноситься мішень з матеріалу з великим атомним номером (напр., вольфраму або срібла). Для потужних рентгенівських трубок застосовується примусове охолодження анода (водою або спеціальним розчином). Питома потужність, що розсіюється анодом у сучасних трубках, становить $10\text{--}10^4 \text{ Вт/мм}^2$.

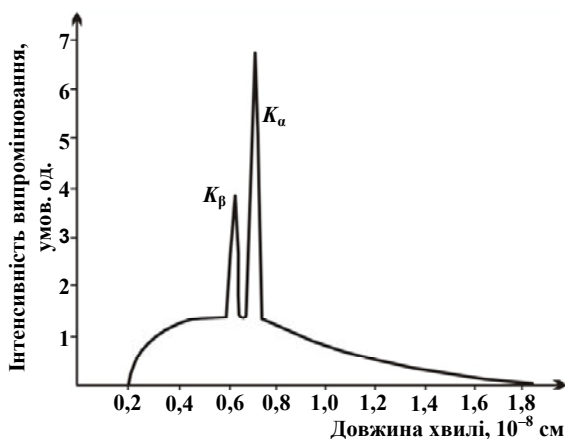


Рис. 8.2. Спектр випромінювання рентгенівської трубки

Типовий спектр випромінювання рентгенівської трубки наведений на рис. 8.2. Він складається з безперервного спектра гальмівного випромінювання електронного пучка та характеристичних ліній рентгенівського випромінювання (гострі піки) при порушенні внутрішніх електронних оболонок атомів мішені.

8.5. Джерела нейтронів

Нейтронне випромінювання – це потік нейтральних частинок, які мають масу, наближено рівну масі протона. Ці частинки вилітають з ядер атомів при деяких ядерних реакціях, зокрема при реакціях поділу ядер урану і плутонію. Унаслідок того, що нейтрони не мають електричного заряду, нейтронне випромінювання взаємодіє переважно з атомними ядрами середовища і має досить велику проникну здатність. Залежно від кінетичної енергії (порівняно із середньою енергією теплового руху $E_t \approx 0,025$ eВ) нейтрони умовно поділяють на теплові ($E \sim E_t$), повільні ($E_t < E < 1$ кеВ), проміжні ($1 < E < 500$ кеВ) і швидкі ($E > 500$ кеВ).

Процес ослаблення нейтронного випромінювання при проходженні через речовину складається з процесів уповільнення швидких і проміжних нейтронів, дифузії теплових нейтронів та їхнього захоплення ядрами середовища.

У процесах уповільнення швидких і проміжних нейтронів основну роль відіграє передача нейтронами енергії ядрам середовища при прямих зіткненнях з ними (непружне і пружне розсіяння). При neprужному розсіянні частина енергії нейтронів витрачається на збудження ядра, яке знімається шляхом випромінювання γ -квантів. При пружному розсіянні чим менша маса ядра і більший кут розсіювання, тим більшу частину своєї енергії нейтрон передає ядру. Вірогідність пружного розсіяння практично постійна до енергій 200 кеВ, і зменшується в 3–5 разів зі зростанням енергії нейтронів.

Радіаційне захоплення нейтронів можливе будь-якими ядрами, за винятком ядер гелію. При захопленні утворюється збуджене ядро, яке переходить в основний стан з випусканням γ -випромінювання, характерного для кожного нукліда, що широко використовується для нейтронно-активаційного аналізу хімічного складу середовищ з високим ступенем точності (до 10^{-8} %). На легких ядрах спостерігаються ядерні реакції з вильотом протонів. Важкі ядра при захопленні нейтронів можуть ділитися на два більш легких ядра із звільненням енергії до 200 МеВ, з яких близько 160 МеВ передається осколкам поділу. Імовірність захоплення має індивідуальну для нуклідів залежність від енергії нейтронів, з резонансними піками і спадом до області високих енер-

гій. Процес радіаційного захоплення нейтронів переважає для повільних і теплових нейтронів.

Захист від опромінювання нейтронами виконується за допомогою спеціальних екранів, які складаються з таких шарів: 1) шар легких водне- і вуглецевмісних речовин (вода, парафін, графіт – забезпечують пружне розсіяння нейтронів); 2) шар важких елементів (залізо, свинець для непружного розсіяння нейтронів); 3) шар елементів з підвищеним перерізом захоплення теплових нейтронів (кадмій, бор). При середньому співвідношенні 1:4 важких і легких елементів ослаблення потоку нейтронів у 10:100:1000 разів досягається в шарах із співвідношенням наближено 20:32:40 см.

З усіх видів зовнішніх радіаційних впливів на людину нейтронне опромінювання найбільш небезпечне, оскільки воно інтенсивно сповільнюється і поглинається водневмісними тканинами організму і викликає ядерні реакції в його внутрішніх органах.

Радіонуклідні джерела нейтронів (табл. 8.5) побудовані на основі збудження у певних хімічних елементах ядерних реакцій типу (α, n) – поглинання α -частинки з випусканням нейтрона, або (γ, n) – поглинання γ -кванта з випусканням нейтрона. Вони являють собою, як правило, однорідну спресовану суміш елемента-випромінювача α -частинок або γ -квантів та елемента-мішені, в якому збуджується ядерна реакція. Як α -випромінювачі використовуються полоній, радій, плутоній, америцій, кюрій, як γ -випромінювачі – сурма, ітрій, радій, мезоторій. Елементи-мішені для α -випромінювачів – берилій, бор, для γ -випромінювачів – берилій, дейтерій. Суміш елементів запаюється в ампули з нержавіючої сталі.

Найбільш відомими ампульними джерелами є радій-берилієві й полоній-берилієві. Полоній-210 – практично чистий α -випромінювач. Розпад полонію супроводжується γ -випромінюванням слабкої інтенсивності. Основний недолік – невеликий термін служби, який визначається періодом піврозпаду полонію ($T = 128$ діб).

У каліфорнієвому нейтронному джерелі використовується ядерна реакція спонтанного ділення ядра з викидом нейтрона, що супроводжується сильним γ -випромінюванням. При кожному поділі ядра виділяються чотири нейтрони. 1 г джерела в секунду виділяє $2,4 \cdot 10^{12}$ нейтронів, що відповідає нейтронному

потіку середнього ядерного реактора. Джерела мають постійний потік нейтронів, "точкове" випромінювання, тривалий ресурс (понад три роки), порівняно низьку вартість.

Джерела теплових нейтронів виконуються аналогічно і додатково містять парафіновий або графітовий екран-сповільнювач.

Енергетичні спектри α -нейтронних джерел неперервні, від теплових до 6–8 MeV, γ -нейтронних – наближено моноенергетичні, десятки або сотні кілоелектрон-вольтів. Вихід нейтронів γ -нейтронних джерел на 1–2 порядки менший, ніж α -нейтронних, і супроводжується сильним γ -випромінюванням. У α -нейтронних джерел супутнє γ -випромінювання, як правило, низькоенергетичне і достатньо слабе, за винятком джерел з радієм (випромінювання радію і продуктів його розпаду) і америцієм (низькоенергетичне випромінювання америцію).

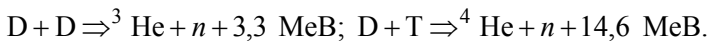
Таблиця 8.5

Радіонуклідні джерела нейтронів

Склад	Назва	Реакція	Період пів-розпаду, років	Середня енергія, MeV	Вихід, нейтр./3.7·10 ⁴ Бк
²¹⁰ Po-Be	Полоній – берилій	⁹ Be(α ,n)	0,39	4,3	1,8·10 ⁶
²³⁹ Pu-Be	Плутоній-239 – берилій	⁹ Be(α ,n)	24360	4,5	2·10 ⁶
²³⁸ Pu-Be	Плутоній-238 – берилій	⁹ Be(α ,n)	86,4	4,5	2,8·10 ⁶
²²⁶ Ra-Be	Радій – берилій	⁹ Be(α ,n)	1620	3,63	(1–1,7)·10 ⁷
²⁴¹ Am-Be	Америцій – берилій	⁹ Be(α ,n)	458	4,3	(2,1–2,5)·10 ⁶
²²⁷ Ac-Be	Актиній – берилій	¹⁰ B(α ,n)	21,7	4,5	(1,7–2,5)·10 ⁷
²¹⁰ Po-B	Полоній – бор	⁹ Be(γ ,n)	0,39	2,7	2·10 ⁵
¹²⁴ Sb-Be	Сурма – берилій	⁹ Be(γ ,n)	0,17	0,024	2·10 ⁵
⁸⁸ Y-Be	Ітрій – берилій	⁹ Be(γ ,n)	0,29	0,158	10 ⁵
MsTh-Be	Мезоторій – берилій	⁹ Be(γ ,n)	6,7	0,827	3,5·10 ⁴
²²⁶ Ra-Be	Радій – берилій	⁹ Be(γ ,n)	1620	0,1	3·10 ⁴
⁸⁸ Y-D	Ітрій – дейтерій	² D(γ ,n)	0,29	0,31	0,3·10 ⁴
MsTh-D	Мезоторій – дейтерій	² D(γ ,n)	6,7	0,197	9,5·10 ⁴
²²⁶ Ra-D	Радій – дейтерій	² D(γ ,n)	1620	0,12	10 ³
²⁵² Cf	Каліфорній	²⁵² Cf(n)	2,55	1,9	1,4·10 ¹¹

Альфа-нейтронні джерела зазвичай обмежені щодо застосування терміном 5–10 років, що викликано можливістю розгерметизації ампули при накопиченні в ній гелію і підвищення внутрішнього тиску.

Фізико-технічним джерелом нейтронів є нейтронна трубка. Вона являє собою малогабаритний електростатичний прискорювач заряджених частинок – дейтонів (ядер атомів дейтерію ^2H ; D), які розганяються до енергії понад 100 кеВ і спрямовуються на тонкі мішені з дейтерію або тритію (^3H ; T), в яких відбуваються ядерні реакції типу



Більшу частину виділеної при реакції енергії забирає нейтрон. Розподіл енергії нейтронів досить вузький і практично моноенергетичний по кутах вильоту. Працюють нейтронні трубки, як правило, в імпульсному режимі, при цьому потужність виходу нейтронів може перевищувати 10^{12} нейтр./с. Портативні нейтронні генератори практично не являють радіаційну небезпеку у вимкненому стані, мають можливість регулювання режиму випромінювання нейтронів. До недоліків генераторів належить обмежений ресурс роботи (100–300 год) і нестабільність виходу нейтронів від імпульсу до імпульсу (до 50 %). Важливою перевагою нейтронних генераторів є можливість їхньої роботи в імпульсному режимі, керування виходом нейтронів і відносно вузький діапазон їхніх енергій.

Основними частинами генератора нейтронів є джерело іонів, прискорювальна трубка, мішень, вакуумна система та джерело високої напруги. У свердловинах і багатьох лабораторних генераторах використовують так звані відпаяні трубки, що не вимагають спеціальної вакуумної системи. Вони містять джерело іонів, прискорювальний проміжок і мішень, а також сховище дейтерію.

Приклад такої трубки, що використовується у свердловинному генераторі ИГН-4, наведено на рис. 8.3. Вона являє собою скляний балон 1, заповнений дейтерієм під тиском 0,02–0,05 Па.

Усередині трубки розташовані високовольтний електрод 2 з титановою мішенню 3, насиченою тритієм (^3H) до $4 \cdot 10^{10}$ Бк. Електрони, емісовані катодом 4 іонного джерела, прискорюються різницею потенціалів у декілька сотень вольтів, прикладеною між катодом і анодом іонного джерела 5, при цьому іонізують дейтерій в трубці. Для подовження шляху електронів і посилення їхньої іонізуючої дії на трубку поміщають котушку 6, що створює позовдовжнє магнітне поле. Це поле спільно з електричним при-

мушує електрон рухатися по спіралі. Іони дейтерію, що утворилися, притягуються мішенню, що перебуває під високою (близько 10^5 В) негативною напругою. При бомбардуванні ними ядер ^3H , сорбованого в мішені, утворюються нейтрони. Подаючи імпульсну напругу на анод 5 іонного джерела, одержують імпульсні потоки нейтронів. Витрата дейтерію компенсується за рахунок його виділення із сховища 7 при подачі на нього електричного струму.

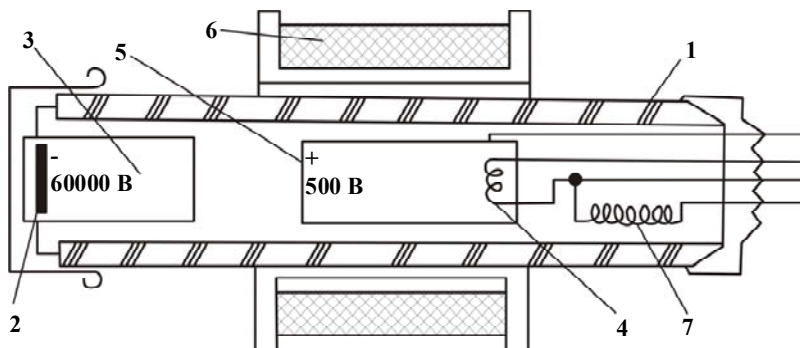


Рис. 8.3. Схема нейтронної трубки

Для свердловинних генераторів, розроблено серію нейтронних трубок (НТ-10, НТ-16, НТ-21 та ін.) з виходом нейтронів 10^8 – 10^9 с $^{-1}$, а для лабораторних генераторів (НТ-8, НТ-22) – з виходом нейтронів 10^8 – $1,5 \cdot 10^9$ с $^{-1}$. Крім того, випускають складніші генератори з вакуумною системою з виходом нейтронів до $2 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$.

Найбільш потужними джерелами нейтронів є ядерні реактори із самочинною реакцією ділення урану або плутонію. Потік нейтронів в їхніх каналах опромінення досягає 10^9 – 10^{11} нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) для швидких і 10^{12} – 10^{14} нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) для повільних нейтронів.

Спеціально для активаційного аналізу складу речовини розроблено ядерний реактор ИИН-3 з тепловою потужністю 10 кВт і потоком теплових нейтронів до 10^{12} нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$).

Для аналізу складу речовини розроблені також підкритичні реактори, які ще називаються розмножувачами нейтронів. Коефіцієнт критичності таких установок менше одиниці, і підтримка самочинної реакції ділення в них неможлива. Проте при введенні до їхньої активної зони ампульного джерела або генерато-

ра нейтронів відбувається реакція ділення, і потік нейтронів виявляється на декілька порядків вищий, ніж від самого ампульного джерела. Розмножувачі нейтронів достатньо компактні для установки їх на автомобілі й використання в польових умовах. У них найчастіше застосовують твердогомогенні активні зони. Це поліетиленовий блок, в якому поміщається диспергований оксид урану. В одній із таких установок (СО-1) щільність потоку нейтронів у центрі активної зони (при використанні Ро-Ве джерела активністю $6 \cdot 10^{11}$ Бк) досягає $2,5 \cdot 10^7$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) для швидких і $7 \cdot 10^7$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) для теплових нейтронів.

Джерела нейтронів у зв'язку з їхнім великим діапазоном взаємодії з ядрами хімічних елементів і внаслідок супутніх явищ використовують в ядерній геофізиці найбільш широко.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які джерела нейтронів найчастіше використовуються в ядерній геофізиці?
2. Які елементи є кращими сповільнювачами нейтронів?
3. Яка реакція поглинання найтиповіша для теплових нейтронів?
4. Якими особливостями В і ^3He пояснюється їхнє застосування в детекторах нейтронів?
5. Що розуміють під активними ядерно-геофізичними методами досліджень? Назвіть основні їхні риси.
6. Назвіть основні групи ядерно-геофізичних методів.
7. На якій основі будується класифікація методів досліджень і назви конкретних методів ядерної геофізики?
8. Що таке джерело іонізуючого випромінювання?
9. Які види джерел іонізуючих випромінювань виділяються, зважаючи на фізичні принципи генерації випромінювання?
10. Охарактеризуйте радіонуклідні джерела α -випромінювання.
11. Які фізико-технічні установки використовують для створення потужних пучків α -частинок та інших іонів?
12. Охарактеризуйте радіонуклідні джерела β -випромінювання.

13. Які фізико-технічні джерела заряджених частинок використовуються для отримання потужних потоків β -випромінювання?
14. Яка будова радіонуклідного джерела γ -квантів?
15. Наведіть основні характеристики фізико-технічних джерел γ -випромінювання.
16. Які джерела рентгенівського випромінювання ви знаєте?
17. Який принцип дії рентгенівської трубки?
18. Що таке нейтронне випромінювання? Які ядерні реакції лежать в основі радіонуклідних джерел нейтронів?
19. Що таке нейтронна трубка? Який принцип її дії?
20. Що таке розмножувачі нейтронів? Дайте їхні характеристики.

Література: [1–7, 10–12, 14, 17, 19, 20, 22–24, 28, 29, 33, 37, 39, 43, 47, 50–52, 54, 56, 57]

РОЗДІЛ 9

Гамма-гамма-метод

Гамма-гамма-метод оснований на реєстрації розсіяного гирською породою γ -випромінювання джерела, розміщеного в геологічному середовищі або на його поверхні.

9.1. Фізичні основи методу

Гамма-гамма-метод оснований на двох процесах взаємодії γ -випромінювання з речовиною – комптонівського розсіювання та фотоелектричного ефекту. При постійних умовах вимірювання потік розсіяного γ -випромінювання є функцією густини та ефективного атомного номера середовища: $\Phi = f(\rho, Z_{\text{ef}})$.

Ефект Комптона полягає в некогерентному (зі зміною енергії або довжини хвилі) розсіянні γ -квантів на електронах атома. Комптон-ефект має найбільшу ймовірність для γ -квантів з енергією 0,5–5 MeV.

Фотоэффект відіграє основну роль при взаємодії "м'яких" γ -квантів (з енергією $< 0,5$ MeV) з речовиною, коли їхня енергія наближається до енергії зв'язку електронів в атомі. При фотоэффекті γ -квант передає всю свою енергію електрону (частіше за все із внутрішніх оболонок), тобто повністю поглинається. Фотоэффект не є закінченим процесом. У результаті фотоэффекту атом, з якого вибито електрони, переходить у збуджений стан і, повертаючись у стійкий стан, випускає кванти характеристичного рентгенівського випромінювання, що називається флуоресценцією. Найбільш інтенсивне флуоресцентне рентгенівське випромінювання виникає при поглинанні γ -квантів електронами К-оболонки. Енергія його для елементів з великим атомним номером може досягати 50–100 keV.

Явище флуоресценції, що супроводжує процес фотопоглинання, за певних умов проявляється в ГГМ, однак найповніше воно використовується в рентгенорадіометричному методі, про який ідеться в розд. 10.

Розсіяння γ -випромінювання при енергії падаючих γ -квантів вище 30–50 кеВ є повторюваним, багатоступінчастим процесом. При кожному подальшому зіткненні з електроном енергія γ -квантів дедалі зменшується. У підсумку на деякій відстані від джерела в середовищі може формуватися своєрідне γ -поле багаторазово розсіяних фотонів, просторово-енергетичний і кутовий розподіл яких залежить від енергії γ -квантів джерела, геометрії вимірювань і співвідношення перерізів комптон- і фотоефекту. Для практики найбільш важливою є інформація, яку розсіяні γ -кванти можуть нести про склад і властивості середовища. Цю інформацію в ГТМ отримують, вимірюючи ослаблення потоку розсіяного γ -випромінювання в гірських породах і рудах.

Повний лінійний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання в речовині μ , фізичний зміст якого впливає з розгляду проходження вузького паралельного пучка γ -квантів через поглинач, може бути представлений сумою перерізів комптонівської взаємодії σ і фотопоглинання τ : $\mu = \tau + \sigma$. Виражаючи τ і σ через "мікроскопічні" перетини ${}_a\tau$ і ${}_a\sigma$ та враховуючи, що в 1 см^3 кількість атомів речовини становить ${}_an = \rho \frac{N}{A}$, а кількість електронів ${}_en = \rho \frac{N}{A} Z$, повний лінійний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання визначається виразом

$$\mu = \rho \frac{Z}{A} N \left[{}_a\tau(E) Z^{-1} + {}_a\sigma(E) \right], \quad (9.1)$$

де ρ , Z , A – відповідно густина, атомний номер, атомна вага елемента-розсіювача; N – число Авогадро. Повнішу інформацію про ці процеси наведено в розд. 2.

Вище йшлося про взаємодію γ -квантів із середовищем, представленим будь-яким одним хімічним елементом. Користуючись правилом адитивності, формулу (9.1) можна перенести і на багатокomпонентні середовища, якими є гірські породи і руди. Для цього в ній необхідно перейти від μ до ефективного масового коефіцієнта ослаблення $\mu_{\text{еф}}$, який знаходять усередненням масових

коефіцієнтів ослаблення кожного i -елемента $\overline{\mu_{\text{еф}}} = \frac{\mu_i}{\rho_i}$ з вагою,

рівною ваговому вмісту цього елемента q (%) у середовищі

$$\overline{\mu_{\text{еф}}} = \sum_{i=1}^n \overline{\mu_i} \cdot q_i. \quad (9.2)$$

Аналогічно для опису взаємодії γ -квантів із середовищами неоднорідного складу вводяться поняття ефективного атомного номера $Z_{\text{еф}}$ та ефективного масового числа $A_{\text{еф}}$. Величину $Z_{\text{еф}}$ відносно фотоелектричного поглинання в області енергій, менших 0,5 MeB, можна обчислити за допомогою наближеної формули

$$Z_{\text{еф}} \approx \sqrt[3]{\sum_{i=1}^n Z_i^3 \cdot q_i}. \quad (9.3)$$

Методика досліджень гамма-гамма-методом полягає в опромінюванні гірської породи γ -квантами штучного джерела і реєстрації інтенсивності розсіяного (ослабленого) γ -випромінювання, яке досягає детектора, розташованого на деякій відстані R від джерела (рис. 9.1). Ця відстань називається довжиною зонда. Екран з важкого металу (частіше із Pb, Fe, W), установлений між джерелом і детектором, практично повністю поглинає пряме γ -випромінювання джерела. Тому вимірюване в цьому методі γ -випромінювання майже повністю складається з γ -квантів, що зазнали хоча б одне розсіяння на атомах середовища, яке оточує джерело.

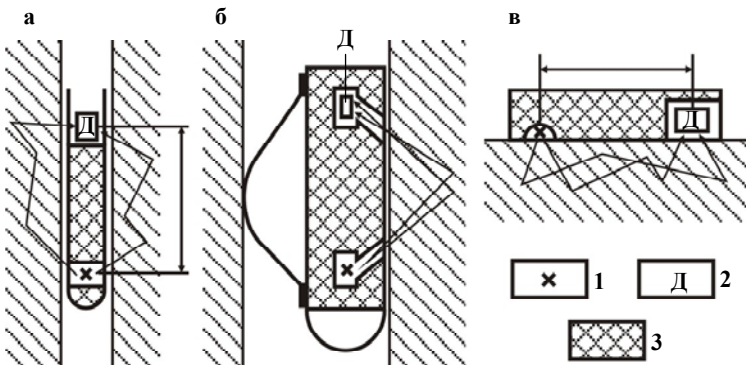


Рис. 9.1. Схема зондів гамма-гамма-методу:

1 – джерело γ -випромінювання; 2 – детектор; 3 – свинцевий (вольфрамовий, сталевий) екран. Зонди: а – осесиметричний; б – з коліматорами та притискним пристроєм; в – поверхневий

Коли γ -кванти великої енергії, що генеруються джерелом, знають декілька актів розсіювання і значно зменшують свою енергію, вони можуть поглинатися в результаті фотоэффекту. Оскільки взаємодія γ -кванта з речовиною є випадковим процесом, різні кванти до свого поглинання встигають пройти різні відстані від джерела. З віддаленням від джерела потік γ -квантів зменшується з відстанню тим швидше, чим вища густина середовища і концентрація важких елементів у ньому, тобто чим більший коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання μ .

Для визначення розподілу γ -квантів навколо точкового джерела використовують рівняння дифузії, що має вигляд

$$\Phi_{\gamma} = \frac{Qc}{4\pi D_{\gamma} R} e^{-R/L_{\gamma}}, \quad (9.4)$$

де Φ_{γ} – потік γ -квантів, c – швидкість світла, D_{γ} – коефіцієнт дифузії γ -квантів; L_{γ} – довжина пробігу γ -квантів; Q – інтенсивність джерела; R – відстань до точки спостережень (довжина зонда).

В області комптонівського розсіювання та при $Z < 20-30$ – D_{γ} і L_{γ} , як і коефіцієнт лінійного поглинання μ , визначаються енергією γ -квантів E_{γ} і густиною середовища ρ . Коефіцієнт дифузії D_{γ} і довжина пробігу γ -квантів L_{γ} обернено пропорційні густині: $D_{\gamma} = a/\rho$ і $L_{\gamma} = b/\rho$, де коефіцієнти a і b залежать від початкової енергії γ -квантів. З урахуванням цього попередню формулу можна записати у вигляді

$$\Phi_{\gamma} = \frac{Qc\rho}{4\pi aR} e^{-R\rho/b}. \quad (9.5)$$

Щоб одержати достатню для розв'язання практичних завдань чутливість приладу, довжину зонда ГМ, тобто відстань R між детектором і джерелом, вибирають, виходячи із співвідношення $R \cdot \rho = 40-100$ г/см². Мінімальна довжина зонда часто обмежується товщиною екрана, яка має бути не менша 5–7 см при використанні джерела ^{137}Cs ($E_{\gamma} = 0,662$ МеВ) і 10–12 см для ^{60}Co (E_{γ} становить 1,17 і 1,33 МеВ).

У породах, що містять важкі елементи, на ослаблення γ -випромінювання, крім ρ , помітно впливає також ефективний

атомний номер геологічного середовища, особливо за малої енергії реєстрованих γ -квантів. При використанні великих зондів показання детектора зменшуються зі збільшенням як густини гірської породи, так і концентрації в ній важких елементів. Ступінь впливу останнього чинника на показання ГГМ можна змінювати вибором початкової енергії γ -квантів (вибором джерела) та енергії квантів, що переважно реєструються детектором (вибором детектора).

З рівності (9.1) випливає, що ослаблення γ -випромінювання в загальному випадку залежить як від густини середовища, так і від його ефективного атомного номера. Однак за певних умов вплив ρ і $Z_{\text{еф}}$ можна виділити окремо. При цьому має виконуватись умова

$$\frac{Z}{A} \left[{}_a\tau(E)Z^{-1} + {}_a\sigma(E) \right] = \text{const} . \quad (9.6)$$

Умова (9.6) виконується при $E > 0,20$ MeV для більшості гірських порід ($Z_{\text{еф}} \approx 12-15$) у зв'язку з переважанням при таких енергіях і $Z_{\text{еф}}$ комптон-ефекту і постійністю відношення Z/A , яке приблизно дорівнює 0,5 для всіх породотвірних елементів.

Модифікацію ГГМ, що реалізує визначення густини гірських порід, називають густинним гамма-гамма-методом.

Величину $Z_{\text{еф}}$ можна визначити, якщо ${}_a\tau(E)Z^{-1} \gg {}_a\sigma(E)$, що має місце при $E < 0,2$ MeV для руд важких металів, тобто в області переважного прояву фотоефекту.

Модифікацію ГГМ із джерелами м'яких γ -квантів, що використовує переважне ослаблення розсіяного γ -випромінювання шляхом фотоелектричного поглинання, у зв'язку з високою чутливістю її до наявності домішок елементів з великим Z називають селективним гамма-гамма-методом.

Необхідно відзначити, що й у випадку переважання фотоефекту коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання згідно з формулою (9.1) залежить не тільки від $Z_{\text{еф}}$, але й від густини ρ середовища. Тому слід урахувати, який із множників ${}_a\tau(E, Z)$ або ρ робить у величину μ вирішальний внесок. Полегшити розв'язання завдань, пов'язаних з визначенням $Z_{\text{еф}}$, може сталість густини або пряма кореляція між $Z_{\text{еф}}$ і ρ . Тоді ослаблення розсіяного γ -ви-

промінювання також відбуватиметься пропорційно $Z_{\text{еф}}$. Проте зв'язок між $Z_{\text{еф}}$ і ρ буває неоднозначним і не виключені випадки, коли збільшення μ за рахунок $Z_{\text{еф}}$ може виявитися скомпенсованим зменшенням густини середовища через збільшення його пористості. За певних умов спадання потоку розсіяних фотонів може компенсуватися також утворенням характеристичного рентгєнівського випромінювання. Тому вибірковість селективного гамма-гамма-методу слід вважати умовною.

Величину $Z_{\text{еф}}$ можна визначити, комбінуючи виміри, в яких забезпечуються умови для переважного прояву в одному випадку комптон-ефекту, в іншому – фотоефекту. Потім розв'язують систему з двох рівнянь, в одному з яких μ тісніше пов'язаний з ρ , а в іншому – із Z . Розділити ці параметри можна, наприклад, комбінуючи вимірювання за різної енергії падаючих γ -квантів.

Обидві модифікації гамма-гамма-методу переважно застосовуються при геофізичних дослідженнях свердловин.

9.2. Густинна модифікація гамма-гамма-методу

У гамма-гамма-методі густинному застосовують джерела γ -квантів відносно великої енергії, частіше всього ^{60}Co , що генерує γ -кванти з енергією 1,17 і 1,33 MeB, або ^{137}Cs ($E_{\gamma} = 0,662$ MeB). Гамма-активність джерел становить у середньому 1–2 мкКі (37–74 МБк). За такої γ -активності джерел інтенсивність розсіяного γ -випромінювання перевищує її значення для природного γ -випромінювання в 10–15 разів, тобто практично γ -випромінювання природних радіоактивних елементів можна не брати до уваги. Детектор γ -випромінювання розміщують у товстому корпусі з важкого металу (залізо), що майже повністю поглинає м'які γ -кванти з енергією менше 0,2 MeB. У результаті реєструють γ -випромінювання з енергією більше 0,2 MeB, а на інтенсивність таких квантів не спричиняє помітного впливу фотоелектричне поглинання, а отже, і хімічний склад середовища. Показання вимірювального приладу практично визначаються комптонівським розсіянням на атомах гірської поро-

ди і залежать лише від густині середовища: чим більша густина, тим менші показання гамма-гамма-каротажу густинного (ГГМ-Г). Коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання μ для даного випадку виражається виразом: $\mu = \sigma \cdot \rho \cdot N \frac{Z}{A}$, де σ – переріз комптонівського розсіяння, ρ – густина породи, N – число Авогадро, Z – порядковий номер хімічного елемента, A – його атомна вага. Як уже зазначалося, для легких елементів, що є складовою більшості гірських порід $\frac{Z}{A} \approx 0,5$, σ і N – практично постійні, тому коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання μ прямо пропорційний густині гірської породи.

При дослідженнях ГГМ-Г оптимальні так звані заіверсійні 2π -зонди з приведеною довжиною $\xi > 2$ ($\xi = R/L_\gamma$), для яких характерний монотонний експоненціальний спад інтенсивності розсіяного випромінювання зі збільшенням густини середовища ρ . Для зменшення впливу ефективного атомного номера гірських порід $Z_{\text{еф}}$ у ГГМ-Г необхідно використовувати випромінювачі "жорстких" γ -квантів. З урахуванням діапазону зміни ρ і значень $\mu_{\text{еф}}$ для цих енергій реальна довжина зондів у ГГК-Г становить 15–40 см. Для зниження впливу $Z_{\text{еф}}$ в ГГМ-Г додатково зменшують внесок "м'якої" компоненти розсіяного випромінювання застосуванням залізних і свинцевих фільтрів або шляхом вилучення імпульсів малих амплітуд за допомогою інтегральних дискримінаторів. Радіус дослідження ("глибинність") зондів ГГК-Г залежить від густини середовища і для більшості гірських порід лежить у межах $\rho \cdot R = 20\text{--}25 \text{ г/см}^2$ при вимірюваннях із ^{137}Cs і $35\text{--}40 \text{ г/см}^2$ – із ^{60}Co .

При визначенні об'ємної маси (густини) ґрунтів і порід в одному з варіантів досліджень джерело випромінювання і детектор можуть розміщуватись з обох боків контрольованого об'єму. У цьому випадку залежність кількості γ -квантів від об'ємної маси ґрунту, що реєструється детектором, виражається формулою

$$I = \frac{Q}{4\pi R^2} e^{-\bar{\mu} \cdot \rho \cdot d}, \quad (9.7)$$

де I – швидкість розрахунку (інтенсивність) γ -квантів, зареєстрована детектором; Q – кількість γ -квантів, які випромінюються

джерелом; R – відстань між джерелом і детектором; d – товщина шару ґрунту (породи); $\bar{\mu}$ – масовий коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання; ρ – об'ємна маса ґрунту.

Оскільки $\bar{\mu}$ для конкретного джерела випромінювання і ґрунту (породи) відомо, а R і d є сталими для заданих умов вимірювань, то за величинами Q та I можна визначити об'ємну масу ґрунту за формулою

$$\rho = \frac{1}{\bar{\mu} \cdot d} \ln \frac{Q}{I \cdot 4\pi \cdot R^2}. \quad (9.8)$$

Визначення об'ємної маси породи за ослабленням потоку γ -випромінювання проводять у двох свердловинах, переміщуючи по одній із них джерело γ -випромінювання, а по другій – детектор. Визначення густини гірських порід у такій геометрії розташування джерела γ -квантів і детектора застосовується в лабораторних умовах.

На практиці не завжди вдається забезпечити можливість розміщення джерела випромінювання і детектора з різних боків контрольованого об'єму ґрунту. У цьому випадку джерело і детектор розташовують в одному корпусі всередині контрольованого об'єму ґрунту. При цьому реєструють розсіяне випромінювання, що пройшло через породу. Пряме випромінювання джерела не дає інформації про властивості породи, тому для його поглинання між джерелом і детектором установлюють спеціальний екран із свинцю або вольфраму.

Залежність між швидкістю розрахунку розсіяних γ -квантів і об'ємною масою породи має складніший характер, ніж у попередньому випадку, і наближено описується формулою

$$I = \frac{Q}{4\pi \cdot R^2} (\bar{\mu} \cdot \rho \cdot R)^n e^{-\bar{\mu} \cdot \rho \cdot R}, \quad (9.9)$$

де n – коефіцієнт, значення якого встановлюється експериментально при градуванні апаратури. Для джерела γ -випромінювання ^{137}Cs значення цього коефіцієнта становить $n = 0,75 \div 0,051 \cdot R$, а для джерела ^{60}Co – $n = 1,0 \div 0,03 \cdot R$. Глибина дослідження при такому варіанті ГГМ-Г буде до 10–15 см.

Для еталонування приладів, що застосовуються при дослідженнях ГГМ-Г, як еталонні середовища використовують блоки з матеріалів різної (відомої) густини (алюміній, бетон тощо), які мають циліндричні виїмки для розміщення зондової частини приладу. Відповідно до експоненціальної залежності між інтенсивністю розсіяного γ -випромінювання I та густиною середовища ρ градувальний графік ГГМ-Г, отриманий на еталонах різної густини в напівлогарифмічному масштабі, являє собою пряму лінію.

Густиnnий ГГМ застосовують для виділення в розрізі свердловин порід з різною густиною, наприклад для розчленовування галогенових порід, для виділення руд з великою густиною (хромітових, марганцевих, залізних та ін.), кам'яного вугілля та горючих сланців (що мають малу густину порівняно із вмісними породами), а також для визначення густини і пористості порід.

Мінімальними значеннями кривої ГГК-Г відзначаються хромітові руди ($\rho = (3,7-4,5) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$) серед змійовиків і серпентинітів ($\rho = (2,5-2,6) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$), сульфідні руди ($\rho = (3,5-4,5) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$) серед умісних порід ($\rho = (2,6-2,8) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$), марганцеві ($\rho = 4,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$), залізні ($\rho = (3,2-4,2) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$) та поліметалеві руди ($\rho = 4,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$).

Найсприятливіші результати дає метод ГГК-Г у разі досліджень однокомпонентних руд (свинцю, ртуті, сурми, заліза, марганцю). Руди складних сполук крива ГГК-Г не розчленовує на окремі компоненти, але виділяє зону зрудніння загальною аномалією мінімальних показань. Це, наприклад, стосується барит-свинцевих і поліметалевих руд. Інтерпретація даних ГГК-Г ускладнюється під час досліджень вилугуваних і перевідкладених руд мартитового й гідрогематитового складу, які через підвищену пористість мало відрізняються від роговиків і джеспілітів із суттєво меншим вмістом заліза, що є характерним, наприклад, для Криворізького залізорудного басейну.

Кам'яна та калійна солі, флюорити, самородна сірка, боксити на кривих ГГК-Г відзначаються підвищеними показаннями у зв'язку з їхньою меншою густиною стосовно вмісних порід. Крім того, підвищена кавернозність соленосних відкладів додатково завищує показання кривої ГГК-Г.

Відомо, що вугільні пласти мають набагато меншу густину стосовно вмісних порід, тому за даними ГГК-Г вони відзначаються чіткими максимумами. Це особливо характерно для пластів ве-

ликої товщини, простої будови та малої зольності. У вугільних пластах складної будови методом ГГК-Г надійно виділяються породні прошарки завтовшки 10–15 см. Індивідуальна інтерпретація кривої ГГК-Г утруднена за наявності каверн, що виділяються так само, як і вугільні пласти невеликої зольності. А тому криву ГГК-Г інтерпретують сумісно з даними інших геофізичних методів.

У нафтовій геології дані ГГМ-Г можуть використовуватися з метою визначення колекторських властивостей пластів. Безпосередньо за показаннями ГГМ-Г визначають об'ємну густину гірської породи. Визначення коефіцієнта пористості k_p за густиною породи можливо за наявності відомостей про густину мінерального скелета та пластового флюїду. Пласти-колектори на кривій ГГК-Г відзначаються більшими показаннями щодо ущільнених порід, оскільки мають меншу густину внаслідок підвищеної пористості й присутності глинистих частинок.

Визначення густини гірських порід і руд використовується для вивчення гірничотехнічних характеристик порід і при підрахунку запасів корисних копалин. Дані про густину ґрунтів і порід верхньої частини розрізу використовуються при інженерно-геологічних і меліоративних дослідженнях.

Через малу глибинність дослідження ГГМ для вивчення геологічного розрізу свердловин спостереження проводять у необсаджених свердловинах.

В обсаджених свердловинах дані ГГМ залежно від типу джерела і конструкції зонда визначаються в основному товщиною і густиною цементного кільця, товщиною обсадної колони і тому їх застосовують для визначення якості цементування, товщини обсадної колони. В основу оцінки якості цементування обсадних колон методом ГГК-Г покладена різниця між густиною цементного каменю ($\rho = 1,8\text{--}1,9 \text{ г/см}^3$) і контактуючою з ним промивальною рідиною або водою ($\rho = 1\text{--}1,3 \text{ г/см}^3$).

Метод ГГК-Г застосовують в експлуатаційних нафтових свердловинах під час визначення інтервалів, з яких через перфораційні отвори або тріщини в обсадній колоні до свердловини надходить вода. Оскільки нафта й вода різняться густиною, то межу між ними можна визначити за розсіяним γ -випромінюванням. Зважаючи на те, що густина нафти менша від густини води, перехідна зона від води до нафти відзначається зростанням розсіяного γ -випромінювання.

9.3. Селективний гамма-гамма-метод

Гамма-гамма-метод селективний оснований на явищі фотоелектричного поглинання γ -квантів атомами важких елементів. Вимірюється інтенсивність "м'якої" компоненти розсіяного γ -випромінювання. Застосовуються джерела "м'якого" γ -випромінювання (менше 0,3 MeV), такі як: селен $^{75}_{34}\text{Se}$ ($T = 127$ діб, $E_\gamma = 0,269$ MeV), тулій $^{170}_{69}\text{Tm}$ ($T = 129$ діб, $E_\gamma = 0,084$ MeV), телур $^{123}_{52}\text{Te}$ ($T = 105$ діб, $E_\gamma = 0,089$ MeV), олово $^{113}_{50}\text{Sn}$ ($T = 118$ діб, $E_\gamma = 0,396$ MeV), барій $^{133}_{56}\text{Ba}$ ($T = 10$ років, $E_\gamma = 0,360$ MeV), америцій $^{241}_{95}\text{Am}$ ($T = 470$ років, $E_\gamma = 0,0595$ MeV), кадмій $^{109}_{48}\text{Cd}$ ($T = 464$ доби, $E_\gamma = 0,088$ MeV), ртуть $^{203}_{80}\text{Hg}$ ($E_\gamma = 0,280$ MeV), кобальт $^{57}_{27}\text{Co}$ ($E_\gamma = 122$ і 136 MeV) та ін. Активність джерел γ -квантів становить 500–800 МБк. Радіус дослідження не перевищує 3–5 см залежно від довжини зонда й енергії γ -квантів джерела. При виконанні ГГМ-С детектор налаштовують на реєстрацію "м'якого" γ -випромінювання.

Наприклад, переносний рудничний аналізатор ПАКС-4 має два джерела "м'яких" γ -квантів ^{57}Co та ^{241}Am . Аналізатор дозволяє виконувати оперативний контроль вмісту корисного компонента в рудах чорних металів у відбитій масі, в умовах природного залягання та у свердловинах глибиною до 500 м.

Лінійний коефіцієнт фотопоглинання передусім залежить від порядкового номера хімічного елемента Z , а потім уже від його густини ρ . Гірські породи складаються з різних хімічних елементів, кожен з яких бере участь у поглинанні "м'якого" γ -випромінювання, тому вводиться спеціальний параметр – ефективний атомний номер речовини $Z_{\text{еф}}$, згідно з яким і треба розглядати лінійний коефіцієнт фотопоглинання гірських порід відповідної густини ρ . Залежність між інтенсивністю реєстрованого розсіяного "м'якого" γ -випромінювання і $Z_{\text{еф}}^{4-5}$ та густиною ρ порід обернена, що покладено в основу інтерпретації матеріалів методу ГГК-С. Показання ГГМ-С в основному визначаються концентрацією важких елементів – чим більший їхній вміст у породі, тим менші показання приладу.

Середні значення $Z_{\text{еф}}$ для деяких середовищ такі: вода – 7,42; вугілля кам'яне – 6,3–6,5; вугілля буре – 6,5–6,8; пісковик

– 12,9; глина – 13; мергель – 14,7; ангідрит – 15,3; вапняк – 15; гіпс – 16,4; граніт – 13,6; пегматит – 13–14; пірит і хроміт – 22; гематит і магнетит – 23; халькопірит – 24,6; барит – 45,6; кіновар – 76; галеніт – 77.

Оптимальна довжина зонда ГГМ-С становить 10–30 см. ГГМ-С при реєстрації інтегрального γ -випромінювання дає можливість виявити наявність важких елементів у гірських породах і оцінити їхню перспективність на зрудніння.

На сучасному етапі при дослідженнях ГГМ-С, крім інтегрального варіанта методу, часто проводять спектрометрію γ -випромінювання, що дозволяє визначити, які з важких елементів присутні в породі та концентрацію окремо кожного з цих елементів. Така можливість обумовлена тим, що вірогідність поглинання γ -кванта атомами даного елемента досягає максимуму при збігу величини енергії кванта з енергією зв'язку електронів внутрішніх оболонок атома (т. з. *K*- або *L*-стрибок). Присутність у породі даного елемента приводить до зменшення інтенсивності γ -квантів відповідної енергії. Оскільки енергія зв'язку електронів однозначно пов'язана з атомним номером елемента, значення енергії, для якої спостерігається мінімум на спектрі γ -випромінювання, дозволяє визначити різновид важкого елемента, а інтенсивність випромінювання цієї енергії – його концентрацію. Через взаємний вплив елементів з близькими атомними номерами *Z* застосування таких спектрометричних досліджень дозволяє одночасно визначати вміст у гірській породі одного-двох важких елементів.

Таким чином, ГГМ-С використовують для виділення порід, збагачених важкими елементами (свинець, ртуть, вольфрам та ін.), і кількісного визначення їхньої концентрації. Оскільки показання ГГМ-С залежать і від густини гірських порід, для підвищення надійності інтерпретації його результати необхідно розглядати спільно з даними ГГМ-Г.

Обидві модифікації ГГМ мають малу глибинність дослідження (до 10–15 см для ГГМ-Г і ще меншу для ГГМ-С). Тому на їхні результати мають значний вплив розташування приладу у свердловині, зміни ближньої зони під впливом промивальної рідини, товщина глинистої кірки, діаметр свердловини, наявність обсадки та ін. Оскільки густина глинистого розчину і гли-

нистої кірки менша густини гірських порід, збільшення товщини глинистої кірки або віддалення приладу від стінки свердловини внаслідок наявності каверн зменшує середню густину середовища навколо зонда ГГМ і приводить до збільшення показань приладу. Це може бути помилково інтерпретовано як зменшення густини гірської породи.

Для підвищення надійності інтерпретації необхідно мати калібри свердловини. Для зменшення впливу свердловини прилад притискають до стінки свердловини, а джерело і детектор розділяють екраном з важкого металу, за винятком сторони, повернутої до породи.

У нафтових і газових свердловинах для врахування змін товщини глинистої кірки застосовують одночасні вимірювання двома зондами різної довжини. За сукупністю показань двох зондів проти даного пласта і показань у двох еталонних середовищах (вимірювання на еталонах) обчислюють густину гірських порід.

У рудних свердловинах часто використовують зонди, в яких виключення впливу коливань (у деяких межах) як густини гірських порід, так і товщини проміжного шару зниженої густини (повітряний зазор, глиниста кірка) безпосередньо в процесі вимірювань досягається за рахунок використання одного із прийомів.

1. *Застосування інверсійних зондів.* З метою виключення впливу густини в ГГМ-С вигідно використовувати інверсійні зонди з ξ ($\xi = R/L_\gamma$), що лежать в області екстремуму функції $\psi(\xi)$, де показання приладу не залежать від ρ . Залежність показань ГГМ від густини гірських порід (і від товщини проміжного шару) при малому розмірі зонда R зростає, а при великому R – зменшується. При деякому проміжному (інверсійному) розмірі зонда показання методу практично не залежать від змін густини в межах 20–30 % і коливань товщини проміжного шару в межах 2–3 см. Розмір зонда підбирається. Однак вплив густини при роботі з інверсійними зондами виключається лише в незначних межах.

2. *Застосування подвійного зонда.* З метою розширення області компенсації впливу ρ застосовують так звані подвійні зонди, які містять два джерела, розташовані на різних відстанях від детектора. У даному випадку вимірювання виконуються одночасно двома зондами. Характеристика одного з них має лежати в доін-

версійній, а іншого – у заінверсійній області кривої функції розсіювання $\psi(\xi)$. Оскільки при $\xi < 1$ інтенсивність розсіяного випромінювання зі збільшенням ρ зростає, а при $\xi > 1$ – зменшується, можна підібрати подвійний зонд, для якого компенсація впливу густини буде здійснюватися в досить широких межах. Завдання полягає в підборі потужності джерел – із зростанням довжини зонда остання збільшується приблизно пропорційно R_2/R_1 (R_2 і R_1 – довжини великого і малого зонда відповідно).

Одночасно з компенсацією впливу густини в подвійних зондах у деяких межах виключається вплив повітряного проміжку між корпусом свердловинного приладу і стінкою свердловини, а також вплив проміжного шару. Таким чином, подвійні зонди в ГГМ-С найбільш завадостійкі. Вони можуть бути сконструйовані як на основі 2π -зондів, так і з використанням колімованих зондів, оскільки залежності показань від густини, за винятком деяких окремих випадків, для них однотипні. Подвійні колімовані зонди, звані також двопроменевими, вигідніші, оскільки вони найбільш ефективно усувають вплив проміжного шару. Таким чином виключають вплив цих факторів.

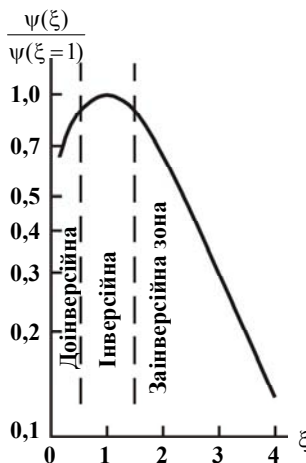


Рис. 9.2. Графік функції розсіювання $\bar{\psi}(\xi) = \frac{\psi(\xi)}{\psi(\xi=1)}$ для 2π -зонда

3. *Реєстрація відношення інтенсивності розсіяного випромінювання у двох енергетичних інтервалах ("м'яка" складова з енергією до 0,2 MeV, "жорстка" складова – більше 0,2 MeV).* Вплив густини порід і проміжної зони на ці складові приблизно однакові, а вплив усередненого атомного номера середовища істотний лише для м'якої складової. Тому їхнє відношення досить чутливе до присутності в гірських породах важких елементів, але практично нечутливе до коливань густини і товщини проміжного шару.

4. *Сприятливі для ГГМ-С у сенсі усунення впливу густини так звані "нульові" зонди ($R \rightarrow 0$), що працюють у геометрії прямої видимості.* Залежність їхніх показань від властивостей середовища найбільш проста, оскільки величина відносної інтенсивності випромінювання I_v обернено пропорційна μ_{ef} і не залежить від густини. Однак глибинність нульових зондів, для яких справедлива ця проста залежність, унаслідок застосування джерел "м'якого" випромінювання вимірюється першими міліметрами, що призводить до значного впливу проміжного шару. При вимірюваннях у геометрії прямої видимості до того ж створюються найбільш вигідні умови для реєстрації рентгенівської флуоресценції, внесок якої при вимірюваннях інтегрального потоку може компенсувати і навіть з надлишком переважати спадання інтенсивності розсіяного γ -випромінювання за рахунок фотоелектричного поглинання. У зв'язку з цим зонди з геометрією прямої видимості використовуються переважно в рентгенорадіометричному методі.

Принциповим недоліком ГГМ-С є складність розділення ефектів фотопоглинання різних елементів. Визначення Z_{ef} дає валовий хімічний склад. Кількісне опробування руд за допомогою ГГМ-С можливо практично тільки на монометалевих родовищах і в тих порівняно рідкісних випадках, коли між декількома рудними компонентами є стійкий (прямий або зворотний) кореляційний зв'язок. При дослідженні типових поліметалевих, барит-свинцевих, вольфрамowo-молібденових, ртутно-сурм'яних та інших руд складного речовинного складу інтегральний ГГМ-С можна використовувати лише для оконтурювання зон зрудніння, тобто як індикаторний.

Визначення ефективного атомного номера за допомогою селективного гамма-гамма-методу дозволяє розрізняти природні утворення за речовинним складом. Чутливість ГГМ-С порівняно

з ГГМ-Г при виділенні об'єктів різного речовинного складу, як правило, вища. Виграш у чутливості при використанні ГГМ-С тим значніший, чим більший Z визначуваних елементів. Так, при дослідженні свинцевих руд із вмістом свинцю $q_{\text{Pb}} < 1 \%$ густина, і отже, показання ГГМ-Г змінюються незначною мірою. Одночасно за допомогою ГГМ-С упевнено фіксується навіть бідне свинцеве зрудніння чіткими аномаліями.

Найбільш сприятливі об'єкти для застосування гамма-гамма-методу – родовища залізних руд, вугілля і горючих сланців, на яких густинний і селективний ГГМ може бути використаний при розвідувальному бурінні та опробуванні гірських виробок як провідний метод геологічної документації розрізів свердловин і виробок і кількісної оцінки корисних копалин при підрахунку запасів.

На більшості залізрудних родовищ типу залізістих кварцитів, магматогенних і контактово-метасоматичних спостерігається однозначний зв'язок не тільки Z_{ef} , але й густини із вмістом заліза. Тому для визначення меж промислового зрудніння і підрахунку запасів можуть бути використані дані як ГГМ-Г, так і ГГМ-С. Порівняння діаграм ГГМ-Г і ГГМ-С показує, що вони практично повністю повторюють одна одну, включаючи дрібні деталі. У таких умовах геологічне завдання може бути вирішено за допомогою будь-якої з модифікацій ГГМ. Це стосується також багатих руд важких елементів, аномальних і за своєю густиною.

Гамма-гамма-метод застосовується не тільки на родовищах залізних руд, але і при розвідці родовищ поліметалевих руд, хромітів тощо. Умови цих об'єктів у цілому не можна вважати сприятливими для ГГМ (складність розділення ефектів фотопоглинання різних елементів), тому одержувані на них результати використовуються як індикаторні.

При розвідці родовищ твердих горючих корисних копалин завдання ГГМ полягають у детальному розчленуванні вугленосних світ, визначенні потужності продуктивних пластів і прошарків та оцінці їхніх якісних показників, основним з яких є мінеральний залишок (зольність).

Оскільки вугілля і горючі сланці характеризуються найменшими значеннями густини і Z_{ef} порівняно із вмісними піщано-глинистими і карбонатними породами, для дослідження свердловин вугільних родовищ може бути використаний як густинний, так і селективний гамма-гамма-метод. Між тим багаторічний досвід

застосування ГГМ на родовищах вугілля дозволив віддати перевагу селективному гамма-гамма-методу завдяки тому, що:

- у ГГМ-С можна використовувати зонди малої довжини, це дозволяє детальніше досліджувати тонкошаруваті пачки і виділяти малопотужні породні прошарки, які можуть мати різну зольність;
- величина $Z_{\text{еф}}$ однозначніше пов'язана із зольністю, ніж густина;
- селективний гамма-гамма-метод чутливіший до змін зольності завдяки степеневій залежності фотопоглинання "м'яких" γ -квантів від $Z_{\text{еф}}$.

Завдяки високій роздільній здатності порівняно із зондами ГГМ-Г і 2π -зондами ГГМ-С завдовжки 10 см колімовані зонди ГГМ-С невеликої довжини отримали назву *мікрозонди ГГМ*, а модифікація ГГМ-С з використанням цих зондів – *мікроселективного гамма-гамма-методу* (мкГГМ-С). Перевагами мкГГМ-С є низький рівень фонові інтенсивності розсіяного γ -випромінювання I_0 та підвищена чутливість до змін зольності, що пояснюється такими його особливостями.

Геометрія вимірювань у мкГГМ-С, яку можна змінювати, регулюючи R , E_γ і кути нахилу коліматорів джерела та детектора, обирається так, щоб максимальна довжина пробігу γ -квантів джерела в породах середньої густини і $Z_{\text{еф}}$ була дещо меншою відстані до розсіювального об'єкта, видимого з боку детектора. Оскільки внесок багатократного розсіяння при малих E_γ незначний, фонові інтенсивність I_0 у вмісних породах близька до нуля ($\mu_{\text{еф}} \rightarrow \infty$).

При попаданні зонда на вугільні прошарки у зв'язку зі зменшенням $\mu_{\text{еф}}$ довжина пробігу фотонів джерела в середовищі $L_\gamma = \mu_i^{-1}$ збільшується і розсіювальний об'єкт потрапляє до "зони видимості" детектора. Завдяки вимірюванням у пучках, що пересікаються, забезпечується значна контрастність діаграм мкГГМ-С, які мають практично нульовий фон I_0 при майже трикратному виграші в чутливості.

За допомогою мікроселективного гамма-гамма-методу успішно розв'язується також завдання детального дослідження пачок горючих сланців, що мають досить складну будову. Інтенсивність розсіяного γ -випромінювання в цьому випадку залежить від співвідношення вуглистих речовини і породних прошарків.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. На яких фізичних принципах заснований гамма-гамма-метод?
2. Які модифікації гамма-гамма-методу ви знаєте? Чим вони відрізняються і для розв'язання яких завдань використовуються? Які джерела найчастіше використовуються в цих модифікаціях?
3. Поясніть фізичний зміст повного лінійного коефіцієнта ослаблення γ -випромінювання в речовині.
4. Які фізичні явища відбуваються при взаємодії γ -квантів з речовиною?
5. Що означає поняття ефективний масовий коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання?
6. Що таке заінверсійний зонд?
7. Які особливості має детектор γ -випромінювання при густинному гамма-гамма-методі?
8. Які завдання розв'язуються за допомогою густинного гамма-гамма-методу в експлуатаційних нафтових свердловинах?
9. Які особливості має детектор γ -випромінювання при селективному гамма-гамма-методі?
10. Від чого залежить лінійний коефіцієнт фотопоглинання?
11. Що таке ефективний атомний номер речовини?
12. З якою метою застосовуються подвійні зонди при селективному гамма-гамма-методі?
13. Наведіть суть способу реєстрації відношення інтенсивності розсіяного випромінювання.
14. Які типові розміри зондів, що використовуються при гамма-гамма-методі густинному і гамма-гамма-методі селективному?
15. Яким чином ураховують (або виключають) при гамма-гамма-методі селективному вплив густини геологічного середовища?
16. Який принциповий недолік гамма-гамма-методу селективного?
17. Наведіть суть мікроселективного гамма-гамма-методу та сферу його застосування.

Література: [1, 3–7, 10–13, 14, 17, 22, 24, 29, 47, 50, 52, 56, 57]

РОЗДІЛ 10

Рентгенорадіометричний метод

Рентгенорадіометричний метод (РРМ) у польових умовах уперше був застосований в 1962 р. для визначення концентрації важких елементів у свердловинах. Даний метод дозволяє виконувати експресну оцінку вмісту багатьох елементів безпосередньо в умовах природного залягання гірських порід. На сучасному етапі РРМ застосовується для опробування стінок гірських виробок і відслонень, рентгенорадіометричної зйомки при геологічному картуванні, рентгенорадіометричного каротажу свердловин і лабораторного рентгенорадіометричного аналізу зразків порід і руд. В останній час є приклади успішного застосування РРМ при геоекологічних дослідженнях з метою експресного визначення вмісту важких металів у ґрунтах і породах верхньої частини геологічного розрізу. Ці модифікації РРМ відрізняються між собою особливостями апаратури та методики виконання вимірювань.

Рентгенорадіометричний метод оснований на збудженні й вимірюванні інтенсивності *K*- або *L*-ліній рентгенівського випромінювання хімічних елементів, а також різних компонент розсіяного випромінювання, що виникають у результаті взаємодії первинних γ -квантів радіоізотопних або рентгенівських джерел з електронами атомів речовини порід і руд. Лінії характеристичного рентгенівського випромінювання, що виділяються за допомогою спектрометра, дозволяють визначати склад речовини, а спектральна інтенсивність цих ліній пов'язана із вмістом елементів у речовині.

Найширше використовується модифікація рентгенорадіометричного методу – рентгенофлуоресцентний аналіз (РФА), оснований на збудженні атомів аналізованих елементів за допомогою рентгенівського або γ -випромінювання і реєстрації характеристичного рентгенівського випромінювання збуджених атомів. Цим методом можна визначати елементи з порядкови-

ми номерами $Z > 12$, однак найширше його застосовують для визначення елементів із $Z > 20$.

Інша модифікація РРМ – рентгеноабсорбційний аналіз (РАА) заснований на тому, що масові коефіцієнти поглинання визначуваного елемента для випромінювань з енергіями фотонів меншими і більшими, ніж енергія K -, іноді L -краю поглинання елемента, значно відрізняються.

На сучасному етапі розроблено методики лабораторного аналізу на більшість елементів із $Z > 30$ (цинк) і на деякі елементи із $Z > 20$ (скандій).

При РРМ для збудження характеристичного рентгенівського випромінювання застосовуються радіоізотопні джерела γ -випромінювання з енергією менше 150–200 кеВ або рентгенівські трубки.

Енергія рентгенівського випромінювання, що реєструється при РРМ, відносно низька. Наприклад, енергія найжорсткішої $K_{\beta 1}$ -лінії становить 88 кеВ для свинцю Pb і 4 кеВ – для кальцію Ca. Тому в аналізаторах випромінювання при РРМ використовують тонкі спектрометричні кристали NaI(Tl) або CsI(Tl) і ФЕП з низьким рівнем власних шумів. Для підвищення енергетичного розділення застосовують також пропорційні лічильники, а нині все частіше – напівпровідникові детектори.

10.1. Фізичні основи методу

Електронні переходи в атомі мають імовірнісний характер, тому відносна інтенсивність характеристичних ліній окремого елемента різна. Згідно із законами квантової механіки найбільш вірогідні переходи електронів з L - на K -оболонку.

Енергія зв'язку електронів в атомі швидко зменшується при переході із внутрішніх електронних оболонок атома на зовнішні. Для K -оболонки вона приблизно в 5–10 разів вища, ніж для L -оболонки. Для хімічних елементів від Si до U енергія зв'язку для електронів K -оболонки становить від 1 до 100 кеВ, а для хімічних елементів від Zr до U енергія зв'язку для електронів L -оболонки становить від 2 до 20 кеВ.

Імовірність (перетин) фотопоглинання збільшується зі зростанням енергії зв'язку електрона. При $E_\gamma > E_K$ фотоефект відбувається в основному на K -електронах, при $E_L < E_\gamma < E_K$ – на L -електронах і т. д.

Вакантне місце, що утворилося при видаленні фотоелектрона, практично миттєво (за 10^{-7} – 10^{-16} с) заповнюється електроном з вищого рівня, а різниця енергії двох оболонок передається фотону рентгенівського випромінювання, що супроводжує такий процес. Енергетичні рівні електронів в атомі квантовані й визначаються порядковим номером елемента Z (згідно із законом Мозлі $\sqrt{E} \approx Z$). Зв'язок між довжиною хвилі даної лінії лінійчатого спектра характеристичного випромінювання і порядковим номером елемента встановлюється законом Мозлі, який у спрощеному вигляді можна записати так:

$$\frac{1}{\lambda} = A(Z - a)^2, \quad (10.1)$$

де λ – довжина хвилі спектральної лінії; Z – порядковий номер елемента; A – постійна Ридберга; a – постійна екранування.

Ці постійні не залежать від порядкового номера елемента, але різні для різних ліній спектра. Формула (10.1) дозволяє за знайденою довжиною хвилі (енергії) лінії рентгенівського спектра визначити порядковий номер елемента. Наприклад, за допомогою цього закону відкрито такі елементи, як гафній, реній і технецій.

Отже, характеристичне рентгенівське випромінювання має дискретний спектр, який складається із серії ліній, що відповідають дозволеням квантовою механікою електронним переходам, а енергія серій ліній строго специфічна для кожного елемента. Сукупність усіх ліній, що утворюються в результаті переходу з різних рівнів на K -рівень, називають K -серією, на L -рівень – L -серією і т. д. (рис. 10.1).

Окремі оболонки діляться на підрівні з близькими значеннями енергії (напр., підрівні L_I , L_{II} і L_{III} і т. д.). Тому теоретично можлива велика кількість варіантів переходу електронів з однієї оболонки в інші. Але ймовірність багатьох переходів мала, й у спектрі випромінювання збуджених атомів (при видаленні електронів з фіксованого рівня) переважає незначна кількість енергетичних ліній.

Кожна лінія даної серії має своє позначення. При видаленні K -електрона приблизно в половині збуджених атомів відбувається перехід з підрівня L_{III} на K -рівень (т. зв. $K_{\alpha 1}$ -лінія). Далі за інтенсивністю йдуть лінії $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$, пов'язані з переходом з підрівнів L_{II} , M_{III} і N_{III} . На цьому в основному і закінчується список ліній K -серії практично всіх елементів. Вони відрізняються лише енергією фотонів. Відношення їхньої інтенсивності $\alpha_1:\alpha_2:\beta_1:\beta_{2,5}$ становить наближено 100:50:25:5.

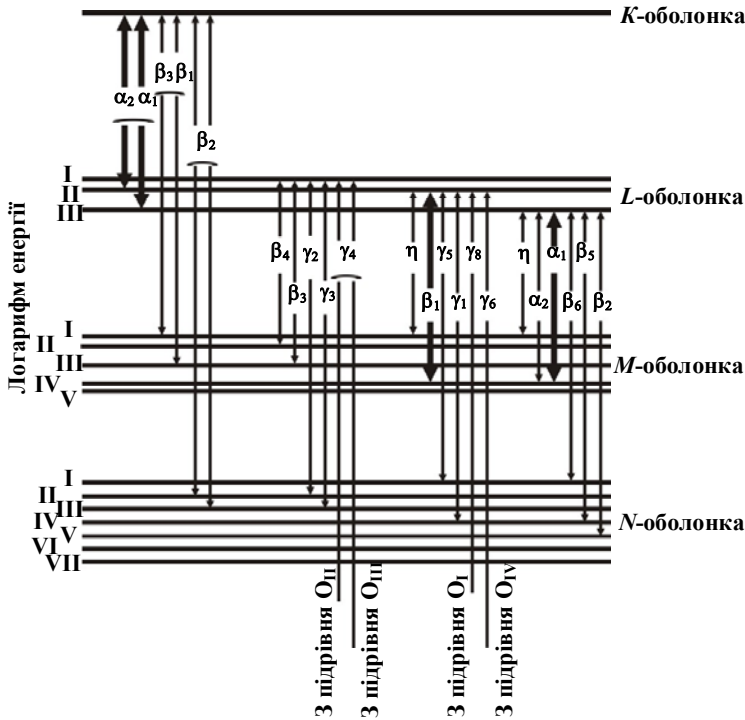


Рис. 10.1. Схема основних переходів для K - і L -серій характеристичного рентгенівського випромінювання

Спектр L -серії набагато складніший, оскільки тут відбуваються переходи з різних підрівнів M -, N -оболонки на три підрівні L -оболонки. У L -серії спостерігаються декілька груп ліній – α , β , γ .

У кожній із цих груп від 2 до 10 ліній. Відношення їхньої інтенсивності $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \beta_3, \gamma_1, \gamma_2$ становить 100:11:52:20:10:10:1,5. Такі співвідношення, характерні для чистих елементів, у хімічних з'єднаннях можуть порушуватись.

Слід відзначити, що зі збільшенням порядкового номера елемента енергії фотонів характеристичного рентгенівського випромінювання відповідних ліній закономірно збільшуються. Для одного й того самого елемента енергії фотонів характеристичного рентгенівського випромінювання K -серії приблизно в 7–8 разів більші за енергію фотонів L -серії.

Строго визначена енергія квантів характеристичного рентгенівського випромінювання для кожного елемента, а також доволі проста (порівняно з оптичними) систематика спектрів різних елементів лежать в основі кількісного елементного аналізу речовини за рентгенівськими спектрами.

У РРМ частіше всього використовуються лінії K - та L -серій. Лінії M -серії слабкі й при аналізі не використовуються.

10.2. Рентгенорадіометричний флуоресцентний аналіз

Схему рентгенофлуоресцентного аналізу наведено на рис. 10.2.

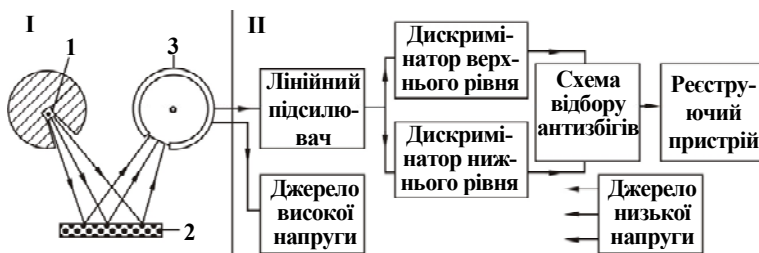


Рис. 10.2. Принципова схема рентгенофлуоресцентного аналізу:

I – блок збудження і реєстрації рентгенівського випромінювання:

1 – радіоізотопне або рентгенівське джерело первинного випромінювання;

2 – проба; 3 – детектор випромінювання.

II – амплітудний аналізатор імпульсів (спектрометр)

Рентгенорадіометричний аналіз можливий при різному взаємному розташуванні джерела, зразка і детектора. Для підвищення чутливості методу застосовують два або декілька джерел (рис. 10.3). Іноді використовують кільцеві джерела, розміщені по периферії сприймальної поверхні детектора. Для зменшення фону первинного γ -випромінювання, розсіяного від зразка, джерело і детектор щодо проби розташовують так, щоб кут між пучком γ -квантів, що падає на зразок, і вторинним випромінюванням від зразка був близький до 90° . Інтенсивність розсіяного γ -випромінювання мінімальна при куті розсіяння 90° .

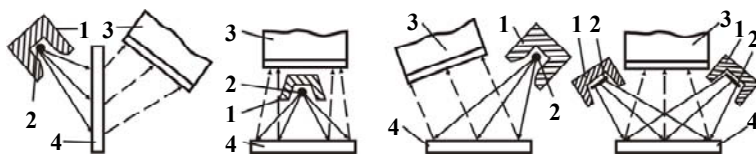


**Рис. 10.3. Геометрія вимірювань
при рентгенорадіометричному аналізі:**
1 – екран; 2 – джерело; 3 – детектор; 4 – проба

Енергетичне розділення сцинтиляційних спектрометрів погіршується зі зменшенням енергії випромінювання і в інтервалі 10–100 кеВ становить від 100 до 20 %. Тому, крім досліджуваної аналітичної лінії рентгенівського випромінювання елемента, що визначається, реєструють також деяку частину випромінювання інших елементів і розсіяне випромінювання джерела. Найбільший внесок дають елементи з атомним номером, близьким до номера визначуваного елемента. Для підвищення надійності розділення сигналу від визначуваного елемента і випромінювань-завад перед сцинтиляційним детектором розміщують кристал-аналізатор або диференціальні фільтри Роса.

Кристал-аналізатор виготовляють із кварцу і згинають у вигляді циліндричної поверхні. Рентгенівське випромінювання різної енергії у зв'язку зі зміною коефіцієнта заломлення кристалом розкладається у спектр. При розміщенні на шляху заломленого пучка спеціальної пластинки з коліматором до детектора пропускається та або інша ділянка спектра. Таким чином ство-

рюється система реєстрації характеристичного рентгенівського випромінювання конкретного елемента, що аналізується.

Принцип дії фільтрів Роса подано на рис. 10.4, а. При необхідності визначення інтенсивності випромінювання з енергією E за таблицею енергій K -країв поглинання (табл. 10.1) вибираємо речовину з таким атомним номером Z , щоб енергія K -краю E'_K для елемента Z була дещо менша, а енергія K -краю E''_K для елемента $Z + 1$ – дещо більша, ніж E (рис. 10.4). В області $E < E'_K$ і $E > E''_K$ перетини поглинання цих елементів різняться мало, і з них можна виготовити фільтри з такою масовою товщиною m_i , щоб добуток $\mu_m m$, а отже, і поглинання γ -квантів в обох фільтрах були однакові (рис. 10.4, б).

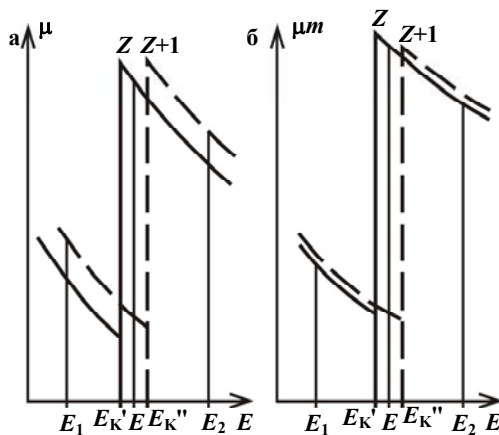


Рис. 10.4. Принцип дії диференціальних фільтрів Роса:

а – залежність масових коефіцієнтів поглинання диференціальних фільтрів від енергії γ -квантів; б – залежність добутку масових коефіцієнтів поглинання та їхньої товщини ($m \cdot \mu$) від енергії γ -квантів для збалансованих фільтрів

Якщо між зразком і детектором поміщати по черзі такі збалансовані фільтри, то випромінювання в області енергії $E < E'_K$ і $E > E_K''$, наприклад лінії-завади E_1 або E_2 , ослаблятимуться обома фільтрами однаково. Різниця показань детектора при двох фільтрах для таких ліній дорівнює нулю. У той же час аналітична лінія E , яка лежить в інтервалі (E'_K, E_K'') , ослаблю-

ється неоднаково і показання приладу при вимірюваннях з двома фільтрами будуть відповідно: $I_1 = I_0 e^{-(\mu_m m)_{Z,E}}$; $I_2 = I_0 e^{-(\mu_m m)_{Z+1,E}}$, де $(\mu_m m)_{Z,E}$, $(\mu_m m)_{Z+1,E}$ – добуток масового коефіцієнта ослаблення γ -випромінювання μ_m на масову товщину m для енергії E ; I_0 – інтенсивність випромінювання з енергією в інтервалі (E'_κ, E''_κ) , що зареєстрована без фільтра. Різниця цих показань $\Delta I = I_1 - I_2 = I_0 e^{[(\mu_m m)_{Z+1,E} - (\mu_m m)_{Z,E}]}$ пропорційна інтенсивності випромінювання в інтервалі (E'_κ, E''_κ) і на неї не впливає γ -випромінювання з іншою енергією. Оскільки різниця $E''_\kappa - E'_\kappa$ для сусідніх елементів становить 0,3–0,4 кеВ, в області $E_\kappa - 1,5$ –2 кеВ і 2–2,5 кеВ в області E_κ 70–100 кеВ, енергетичне розділення такого методу становить від 20 до 3 %, що значно вище, ніж у сцинтиляційного спектрометра. У цих умовах роль сцинтиляційного спектрометра зводиться до вилучення імпульсів від фотонів з енергією, що істотно відрізняється від енергії визначуваної лінії.

Роздільна здатність напівпровідникових детекторів на відміну від сцинтиляційних достатня, щоб обійтися без додаткового використання фільтрів Роса або кристалів-аналізаторів.

Як джерела випромінювання використовують радіоізотопні джерела (табл. 10.2) або рентгенівські трубки. Вибір джерела випромінювання при РРМ з енергією E диктується вимогою отримання максимального виходу характеристичного рентгенівського випромінювання від аналізованого елемента. При цьому необхідно, щоб виконувалося співвідношення $1,1 E_K < E < 3,3 E_K$. Гамма-кванти з енергією, меншою $1,1 E_K$, практично не викликають характеристичного рентгенівського випромінювання визначуваного елемента з енергією К-оболонки E , а з енергією більшою $3,3 E_K$ створюють високий фон завад від комптонівського розсіяння первинного випромінювання.

Часто застосовують схему, при якій внаслідок гальмування β -частинок у речовині самого джерела генерується гальмівне γ -випромінювання. Найчастіше застосовують ізотоп ^{90}Sr (у рівновазі з його продуктом розпаду ^{90}Y) з енергією γ -квантів гальмівного випромінювання 44–400 кеВ.

Таблиця 10.2

**Основні радіоізотопні джерела,
що використовуються в ренгенорадіометричному методі**

№	Радіо- нуклід	Період піврозпаду	Енергія лінії випроміню- вання, кеВ	Тип розпаду	Z визначу- ваного елемента	Квантовий вихід лінії, %
1	^{55}Fe	2,7 років	5,9 (MnK)	K- захоплення	9–24	26
2	^{57}Co	270 діб	144 (γ) 136 (γ) 122 (γ) 6,4 (FeK)	K- захоплення	70–98	9,7 11 85 51
3	^{75}Se	119,8 доби	121 (γ) 136 (γ) 265 (γ) 280 (γ) 401 (γ)	K- захоплення	70–98	17 57 60 25 12
4	^{109}Cd	453 доби	87,7 (γ) 22,1 (AgK)	K- захоплення	20–43	4 96
5	^{170}Tm	128,6 доби	84	K- захоплення	20–43	3,3
6	^{238}Pu	86,4 роки	12–17 (UL)	α -розпад	23–38 56–82	10
7	^{241}Am	458 років	59,6 (γ) 26,4 (γ) 14–17 (NpL)	α -розпад	28–69	36 30 37

Для підвищення виходу реакції збудження визначуваного елемента, а також зменшення впливу розсіяного випромінювання вибирають джерело з енергією, що незначно перевищує енергію характеристичного випромінювання аналізованого елемента.

Наприклад, при аналізі на найважчі елементи (енергія K-лінії більше 80–90 кеВ) використовують джерело ^{57}Co ($E_\gamma = 122$ кеВ, 136 кеВ), при аналізі на V, Ti, Ca, K і Ba – джерело ^{55}Fe (5,9 кеВ). Але отримати набір радіоізотопних джерел, що задовольняють цю умову для різних елементів, практично неможливо.

Часто (при аналізі на елементи із $Z < 30$) застосовують спосіб двоступеневого збудження, в якому характеристичне випромінювання визначуваного елемента збуджується характеристичним випромінюванням проміжної мішені, що встановлюється між джерелом і пробой (рис. 10.5). При використанні мішеней з різними елементами отримують випромінювання, енергія якого змінюється з кроком усього в 5–10 % (від 0,4–1 кеВ при E 15–20 кеВ до 1–2 кеВ при $E > 20$ кеВ).

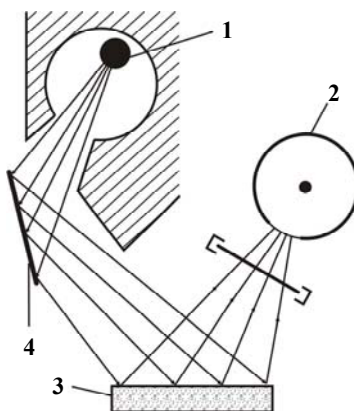


Рис. 10.5. Схема двоступеневого збудження рентгенівського випромінювання:

1 – радіоізотопне джерело γ -випромінювання; 2 – детектор; 3 – проба; 4 – мішень

Енергія характеристичного рентгенівського випромінювання ліній К-серії, найбільш жорсткої для всіх елементів, не перевищує 116 кеВ, а для легких елементів вона становить 0,05–0,87 кеВ (Be, Na). Таким чином, характеристичне рентгенівське випромінювання є м'яким і слабкопроникним. Глибинність РРМ становить від 1 до 10 мм.

На інтенсивність аналітичної лінії впливає не тільки вміст визначуваного елемента, але також речовинний склад проби взагалі. Основний вплив спричиняють додаткове збудження досліджуваної лінії жорстким характеристичним випромінюванням інших елементів, а також різний ступінь ослаблення γ -випромінювання у зразках різного речовинного складу. Виключення або зменшення впливу цих факторів досягають різни-

ми способами, зокрема: 1) вимірюванням у тонких зразках, що практично повністю може виключити фактор поглинання випромінювання у пробі; 2) використанням внутрішнього стандарту, тобто введенням в аналізовану пробу відомої кількості аналізованого елемента (при порівнянні результатів аналізу на цей елемент з відомим його вмістом визначають поправки на вплив речовинного складу); 3) визначенням поправок за даними методів розсіяного γ -випромінювання, які залежать від ефективного атомного номера середовища.

При рентгенорадіометричному методі перед рядовими вимірюваннями прилади еталонують відповідно до інструкції з експлуатації. Еталонування виконують за допомогою спеціальних еталонів або на еталонних ділянках з відомим вмістом визначуваного елемента. За результатами еталонування будують графіки еталонування $I=f(C)$, де I – показання приладу (швидкість розрахунку імпульсів), C – вміст визначуваного елемента. Графіки еталонування є основою для встановлення зв'язку між показаннями приладу і вмістом визначуваного елемента в геологічному середовищі.

У лабораторних умовах для аналізу беруть пробу масою 20–100 мг, подрібнену до 75 мкм. При аналізі використовують два види еталонів: фоновий еталон (т. зв. матриця) і еталон з відомим вмістом визначуваного елемента (бажано, щоб вміст в еталоні був близький до вмісту в партії рядових проб). Фоновий еталон являє собою пробу, близьку за речовинним складом до партії рядових проб, але без вмісту аналізованого елемента. Фоновий еталон використовується для визначення величини фону, що утворюється в результаті розсіяння збуджувального випромінювання, а також характеристичного рентгеновського випромінювання елементів, близьких за порядковим номером до визначуваного.

При аналізі з диференціальним спектрометром, коли вимірюється інтенсивність характеристичного випромінювання в області ліній спектра аналізованого елемента, вміст його у пробі визначається за формулою

$$C_{\text{пр}} = \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{е}}} \frac{P_{\text{е}}}{P_{\text{пр}}}, \quad (10.2)$$

де $I_{\text{пр}} = I'_{\text{пр}} - I_0$; $I'_{\text{пр}}$ – швидкість рахування імпульсів від аналізованої проби з фоном; $I_{\text{е}} = I'_{\text{е}} - I_0$; $I'_{\text{е}}$ – швидкість рахування імпу-

льсів від еталону з фоном; I_0 – швидкість рахування імпульсів від фонові проби; $P_e, P_{пр}$ – вага еталону і проби.

Методика вимірювань РРМ при польових дослідженнях визначається енергетичною областю рентгенівського спектра та характером мінералогічного складу і текстури гірських порід. При цьому застосовують способи спектральної інтенсивності та стандарт-фону.

Спосіб спектральної інтенсивності застосовується при дослідженнях низькоенергетичної області спектра характеристичного рентгенівського випромінювання. При цьому використовують безпосередньо величину спектральної інтенсивності флуоресцентного випромінювання N_i елемента, яка вимірюється разом із фонові складові N_{ϕ} . Сумарна складові зв'язана з розсіяним випромінюванням і з функцією відгуку детектора: $N = N_i + N_{\phi} \approx k \cdot C$, де k – перерахунковий коефіцієнт, C – вміст визначуваного елемента. За наявності в середовищі елементів з близькими параметрами застосовуються селективні та диференціальні фільтри.

Спосіб спектральної інтенсивності, крім визначення вмісту елемента, дозволяє також отримати інформацію про ефективний атомний номер вмісної породи (матриці) на основі вимірювання спектральної інтенсивності в рівноважній енергетичній області спектра. Але вплив змін матриці породи може суттєво спотворити результати кількісних визначень аналізованого елемента, що обмежує застосування цього способу. У такому випадку необхідним є градування приладу за еталонами з елементним складом, що близький до складу аналізованих порід.

Спосіб стандарт-фону (спосіб спектральних відношень) застосовується при дослідженнях РРМ у високоенергетичній області рентгенівського спектра. При цьому аналітичним параметром є відношення η спектральної інтенсивності флуоресцентного N і розсіяного N_p випромінювань

$$\eta = \frac{N}{N_p}. \quad (10.3)$$

Спосіб спектральних відношень використовується для зменшення впливу складу руд та інших перешкод. При цьому реєструють відношення швидкостей розрахунку імпульсів у двох ка-

налах спектрометра, один з яких налаштований на лінію визначуваного елемента, а другий реєструє розсіяне γ -випромінювання в області енергії, що дещо перевищує енергію K -стрибка. Наприклад, при аналізі на Pb перший канал настроюють на енергію 70–80 кеВ, а інший – 90–100 кеВ. Експериментальна перевірка показала, що таке відношення лінійно залежить від вмісту аналізованого елемента і на його значення мало впливають зміни речовинного складу, густини порід, відстані від поверхні породи до джерела і детектора.

Основним недоліком способу стандарт-фону є підвищений вплив на результати РРМ проміжної плівки води, вологості й текстури порід порівняно із способом спектральної інтенсивності.

Для аналізу зразків рентгенорадіометричним методом застосовують прилади, що розрізняються за призначенням (визначуваними елементами), типом джерел випромінювання (радіоізотопне джерело або рентгенівська трубка), схемою детектування (кристал-аналізатор в поєднанні із сцинтиляційним детектором, газорозрядні пропорційні лічильники або напівпровідникові детектори). Частина з них ("Мінерал-4", "Гагара", БРА-6, "Барс-3", РКК-103 та ін.) придатна також для опробування гірських виробіток і відслонень. У приладах для аналізу на елементи з малим атомним номером $Z = 20 - 40$ використовують пропорційні лічильники та напівпровідникові детектори, при $Z > 40$ – сцинтиляційні та напівпровідникові детектори.

Зонди РРМ загалом подібні до зондів ГГМ (рис. 10.6). Відмінність полягає в тому, що при РРМ детектор сприймає випромінювання з поверхні породи, що безпосередньо опромінюється джерелом (геометрія прямої видимості). Цього добиваються відповідним розташуванням колімаційних каналів, що йдуть від джерела до породи і назад від неї до детектора випромінювання. Для зменшення впливу розсіяного γ -випромінювання колімаційні канали розташовують під кутом, близьким до 90° , оскільки інтенсивність розсіяних γ -квантів під цим кутом мінімальна. Крім того, для поглинання власного рентгенівського випромінювання матеріалу коліматора його внутрішню стінку покривають багат шаровим захистом з матеріалів, атомний номер яких зменшується від зовнішніх шарів до внутрішніх. Випромінювання коліматора із зов-

нішніх шарів поглинається внутрішніми шарами. Атомний номер самого внутрішнього шару беруть таким малим, щоб його характеристичне рентгенівське випромінювання було нижчим за робочий інтервал енергій, що реєструються детектором.

Вхідне вікно колімаційних отворів свердловинних приладів, виготовляють з берилію, щоб ослаблення у вікні м'якого випромінювання, що реєструється, було незначним. Товщина берилієвого вікна 1,5–2 мм достатня для того, щоб витримати тиск промивальної рідини до 20–30 МПа і одночасно добре пропускати γ -випромінювання ^{55}Fe (5,9 кеВ).

Зважаючи на малу глибинність, на результати РРМ впливають забруднення і нерівності досліджуваної поверхні. Для зменшення цього впливу використовують ефект інверсії, що спостерігається при невеликому віддаленні зонда від досліджуваної поверхні. Поріг чутливості опробування – 0,05–0,1 %. Точність в окремій точці неоднорідного розрізу може бути невисокою (близько 50 %), але усереднювання показань декількох вимірювань за профілем забезпечує точність середніх даних 10–20 %.

Рентгенорадіометрична зйомка (РР-зйомка) застосовується на стадії детальних пошуків і розвідки рудних родовищ як один із експресних методів виявлення і оконтурювання ореолів і потоків розсіяння елементів-індикаторів. При цьому успішне її застосування забезпечується при межі визначення елементів-індикаторів на рівні кларкового вмісту. Дослідження відрізняються високою мобільністю та експресністю.

РР-зйомка дає цінну інформацію про вміст елементів-індикаторів зрудніння, що перевищують кларкові, при визначенні суми концентрацій деяких елементів або супутніх елементів, що мають вищий кларковий вміст у земній корі. Опробування пухких відкладів спрощується можливістю ліквідації впливу нерівностей поверхні за рахунок її вирівнювання та ущільнення.

Частіше всього РР-зйомка виконується для визначення цирконію, ніобію, молібдену, ітрію. Наприклад, при пошуках кімберлітових тіл (прилад РРК-103, джерело ^{109}Cd) достовірно виділяються ореоли розсіяння цирконію (межа 0,001–0,002 %), що контролюють кімберліти.

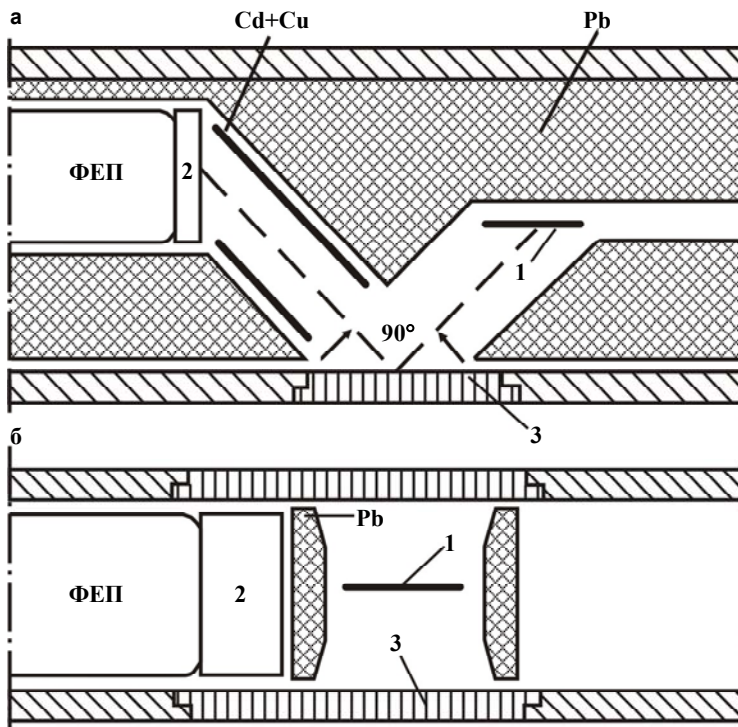


Рис. 10.6. Схема зондів рентгенорадіометричного методу:
а – з колімаційними каналами; б – без колімаційних каналів;
1 – радіоізотопне джерело; 2 – детектор; 3 – берилієве вікно

РР-зйомка виконується також з реєстрацією випромінювання від суми халькофільних елементів. При цьому реєструють флуоресцентне рентгенівське випромінювання цих елементів в енергетичному діапазоні 7,5–12 кеВ, в який потрапляють *K*- і *L*-серії Cu, Pb, Zn, As, Au, Tl, Ge, Ga, Se, Bi, Hg, тобто випромінювання 11 із 19 халькофільних елементів, об'єднаних однаковою поведінкою відносно сірки. До цього енергетичного діапазону не потрапляє випромінювання заліза ($\text{Fe}_K = 6,4 \text{ кеВ}$), вміст якого в породах становить перші відсотки, тому поріг чутливості зйомки – 0,002–0,003 %. Завдання зйомки – виявлення ореолів розсіювання з підвищеним вмістом халькофільних елементів. Наприклад, така зйомка досить ефективна при оцінці перспективності

території на золото. При цьому вміст миш'яку часто чітко корелюється із вмістом золота.

Масштаб зйомок – 1:10 000 і більше.

Рентгенорадіометричне опробування є експресним методом опробування порід і руд в умовах їхнього природного залягання і широко застосовується на всіх стадіях розвідки та експлуатації рудних родовищ. За даними рентгенорадіометричного опробування (РР-опробування) виділяють рудні тіла та вміст основних рудних і супутніх елементів. При цьому виділяють контури промислового зрудніння, визначають потужність рудних тіл і вміст рудних елементів для підрахунку запасів і визначення їхніх кондицій. Межі рудних зон устанавлюються за аномальними значеннями аналітичних параметрів, що визначаються як трикратне перевищення над фоновими показниками для території досліджень. Якість РР-опробування встановлюється на основі загальних вимог до оцінки достовірності ЯГМ. Межа визначення рудних елементів РРМ має бути в два рази нижчою їхнього бортового вмісту.

При опробуванні порід в умовах природного залягання рентгенофлуоресцентною модифікацією РРМ позитивні результати отримано на родовищах Sb, Sn, Cu, Ti. Можливе застосування методу і для інших важких елементів. Опробування проводиться з кроком від декількох метрів до 10 см.

Рентгенорадіометричний метод дослідження свердловин успішно застосовують для опробування свинцево-цинково-миш'якових руд на Pb; мідно-молібденових руд на Mo для визначення Pb і Ba у свинцево-баритових зрудніннях, а також Hg і Sb у складних рудах. Його застосування перспективне для визначення Sn, W та деяких інших елементів. Поріг чутливості для елементів із $Z = 50\text{--}85$ становить 0,2–0,4 %; похибка середніх показань проти пласта потужністю 2–5 м не перевищує 15–20 %, що достатньо для підрахунку запасів корисних копалини.

Перевага РРМ порівняно з ГГМ-С – можливість визначення вмісту окремих елементів у складних рудах (більша селективність) і підвищена чутливість для елементів із $Z = 40\text{--}50$. Недоліком РРМ є мала глибинність (від 1 до 10 мм) і пов'язаний із цим значний вплив характеру стінки свердловини.

Для підвищення ефективності РРМ конструкція свердловинного зонда і порядок досліджень свердловин змінюються залеж-

но від атомного номера визначуваних елементів. Наприклад, в області $Z \approx 50$ часто застосовують спосіб двох пучків. Крім основного джерела (звичайно ^{170}Tm), розташованого щодо детектора в геометрії прямої видимості, є допоміжне джерело із жорсткішим γ -випромінюванням. Його розташовують далі від детектора так, щоб γ -кванти до детектора потрапляли лише після декількох актів розсіювання. Дослідження показали, що при цьому завжди можна знайти такий інтервал енергій E у спектрі реєстрованого випромінювання, що відношення інтенсивності аналітичної лінії визначуваного елемента до інтенсивності розсіяного випромінювання не залежить або дуже слабо залежить від змін середнього атомного номера середовища.

10.3. Рентгеноабсорбційний аналіз

Характерна особливість залежності перерізу фотоелектричного поглинання від енергії фотонів γ -випромінювання полягає в різкій зміні його величини при енергії, що дорівнює енергії краю поглинання E_K (E_L і т. д.). Відносна зміна перерізу фотоелектричного поглинання при енергії фотонів поблизу краю поглинання елемента визначає величину стрибка поглинання для даного рівня. Залежно від порядкового номера елемента величина стрибка поглинання становить 5–10 для K -рівня і 2–5 – для L -рівня.

Наявність стрибка в перетині фотоефекту при енергії γ -кванта, відповідній K -, L -краям поглинання елемента, дозволило створити селективний метод для його визначення, який називається рентгеноабсорбційним аналізом (РАА). Цей метод застосовується при лабораторних дослідженнях проб гірських порід, а також при контролі технологічних продуктів переробки мінеральної сировини. Для аналізу на елемент з енергією K -стрибка, що дорівнює E_K , визначають ослаблення у зразку γ -квантів з енергіями $E_1 = E_K - \Delta E_1$ і $E_2 = E_K + \Delta E_2$ по різні боки від краю поглинання. Різниці енергій ΔE_1 і ΔE_2 вибирають достатньо малими, при цьому перетин поглинання випромінювань з енергіями E_1 і E_2 для всіх елементів, крім визначуваного, будуть прак-

тично однаковими. Разом із тим перетини поглинання μ_1 і μ_2 аналізованого елемента при E_1 і E_2 істотно різняться.

На рис. 10.7 наведено схему абсорбційного рентгенорадіометричного аналізу.

Значення перетину поглинання для пустої породи (μ) однакове для E_1 і E_2 . Тоді ослаблення ліній E_1 і E_2 буде

$$\frac{I_i}{I_{0i}} = e^{-[\mu(1-C_z) + \mu_i C_z]m}, \quad i = 1, 2, \quad (10.4)$$

де C_z – концентрація визначуваного елемента, г/г; m – поверхнева густина зразка, г/см²; I_{01} , I_{02} – інтенсивність ліній енергій E_1 і E_2 при відсутності зразка, I_1 , I_2 – інтенсивність ліній E_1 і E_2 при проходженні через зразок. При розв'язанні системи рівнянь отримаємо

$$C_z = \frac{A}{m} \left[\ln \frac{I_{01}}{I_1} - \frac{\mu_1}{\mu_2} \ln \frac{I_{02}}{I_2} \right], \quad \text{де } A = \frac{\mu_2}{\mu(\mu_2 - \mu_1)}. \quad (10.5)$$

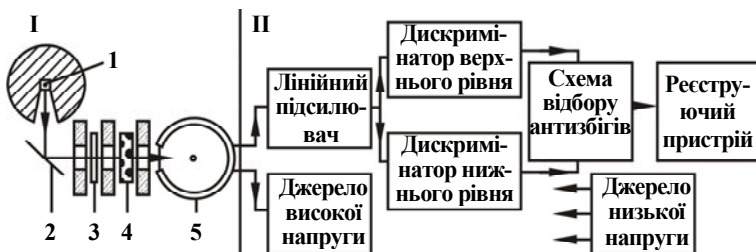


Рис. 10.7. Принципова схема рентгеноабсорбційного аналізу:

I – блок збудження і реєстрації рентгенівського випромінювання:

1 – радіоізотопне або рентгенівське джерело первинного випромінювання;

2 – мішень; 3 – селективний фільтр; 4 – проба; 5 – детектор

випромінювання. II – амплітудний аналізатор імпульсів (спектрометр)

Значення A розраховують або визначають експериментально на зразках з відомим вмістом аналізованого елемента. Пучки фотонів необхідної енергії E_1 і E_2 при абсорбційному РРМ отримують опромінюванням тієї або іншої мішені γ -квантами радіоізотопних джерел подібно до двоступеневого збудження при флуоресцентному РРМ. Оскільки спектр випромінювання мішені

складний, то для виділення необхідної лінії між мішенню і зразком поміщають селективний фільтр з матеріалу, K -край поглинання якого між K_{α} - і K_{β} -лініями мішені. Оскільки перетин поглинання такого фільтра для K_{α} -лінії значно менший, ніж для K_{β} -лінії, відбувається її відносне ослаблення. Схему вимірювання при абсорбційному РРМ наведено на рис. 10.7. Чутливість аналізу на різні елементи становить $n \cdot 10^{-2} \%$, відносна похибка – 5–7 % для легких ($Z < 40$) і 1–3 % для важких елементів.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Яка фізична суть рентгенорадіометричного методу?
2. На чому заснована флуоресцентна модифікація рентгенорадіометричного методу?
3. Назвіть сферу застосування рентгенорадіометричного методу?
4. Які елементи важче визначаються рентгенорадіометричним методом і чому?
5. В яких межах змінюється енергія найбільш жорстких ліній характеристичного рентгенівського випромінювання хімічних елементів?
6. Наведіть механізм утворення характеристичного рентгенівського випромінювання.
7. Чи є помітна різниця спектрів рентгенівського випромінювання різних ізотопів одного елемента?
8. Які детектори застосовують при флуоресцентному рентгенорадіометричному методі?
9. Які засоби використовують для виділення аналітичної лінії випромінювання на фоні випромінювання інших елементів?
10. Поясніть принцип дії кристал-аналізатора і фільтрів Росса.
11. Які джерела використовують при флуоресцентному рентгенорадіометричному методі?
12. Які перешкоди впливають на результати рентгенорадіометричного методу при аналізі зразків? Як їх ураховують або виключають?
13. Чим відрізняються зонди рентгенорадіометричного методу і гамма-гамма-методу? Чим зумовлені ці відмінності?

14. Які перешкоди зустрічаються при використанні рентгенорадіометричного методу у свердловинах та як їх ураховують?

15. У чому перевага рентгенорадіометричного методу перед гамма-гамма-методом селективним при визначенні вмісту важких елементів?

16. Назвіть основні відмінності рентгенорадіометричного методу при визначенні елементів з великими та середнім ($Z > 50$) і малим ($Z \approx 30$) атомними номерами.

17. Для чого використовується і на чому заснований абсорбційний рентгенорадіометричний метод?

18. Чим абсорбційний рентгенорадіометричний метод відрізняється від методу неселективної абсорбції γ -квантів?

19. Які вимоги ставляться до джерел γ -випромінювання в абсорбційному рентгенорадіометричному методі?

20. Які типи джерел застосовують при рентгенорадіометричному методі?

21. Назвіть недоліки рентгенорадіометричного методу.

22. У чому суть рентгенорадіометричного опробування?

23. Для чого використовують неселективний γ -абсорбційний аналіз?

24. У чому суть способу двоступеневого збудження характеристичного випромінювання?

25. У чому суть способу спектральної інтенсивності при дослідженнях рентгенорадіометричним методом?

26. У чому суть способу спектральних відношень при дослідженнях рентгенорадіометричним методом?

27. З якою метою проводиться рентгенорадіометрична зйомка? Умови її виконання?

Література: [1, 3–7, 10–12, 22, 39, 50–52, 57]

РОЗДІЛ 11

Гамма-активаційний аналіз

Активаційний аналіз оснований на вимірюваннях інтенсивності випромінювання радіоактивних ізотопів, які утворюються в результаті ядерних реакцій при опромінюванні гірських порід у природному заляганні або проби в лабораторних умовах потоком γ -квантів, нейтронів, або заряджених частинок і застосовується для визначення вмісту в породі певних елементів.

При γ -активаційному аналізі активація зразків гірських порід здійснюється γ -квантами високих енергій (> 10 MeV). За таких енергій найбільш імовірні ядерні реакції типу (γ, γ') , (γ, n) , (γ, p) , (γ, f) , $(\gamma, 2n)$, (γ, pn) . Особливе значення на сучасному етапі ядерно-геофізичних досліджень мають реакції типу (γ, γ') і (γ, n) .

У результаті фотоядерних реакцій часто утворюються штучні радіоактивні ізотопи з періодом піврозпаду, зручному для наступного аналізу (від секунд до кількох годин). Залежність перетину фотоядерних реакцій від енергії γ -квантів має резонансний характер.

У гірських породах зазвичай одночасно активується декілька ізотопів. Для їхньої ідентифікації використовують відмінності ізотопів за періодом піврозпаду або хімічне розкладання зразка з виділенням певного радіоактивного ізотопу. У зв'язку із цим існують два основні варіанти активаційного аналізу. Перший оснований на використанні специфічних ядерних характеристик елементів (перетин активації, розповсюдженість ізотопів тощо), а також новоутвореного радіоактивного ізотопу (енергія γ -випромінювання, період піврозпаду тощо). Він отримав назву інструментального активаційного аналізу. Інший варіант оснований на хімічному виділенні досліджуваних ізотопів і наступному вимірюванні їхньої радіоактивності. Цей аналіз називається радіохімічним. В обох варіантах вміст елементів визначають відносним способом, шляхом порівняння активності проби та еталонів. Еталони опромінюють, обробляють і вимірюють у тих же умовах, що й проби.

Якщо під дією випромінювання активуються лише ті елементи, які цікавлять нас, а наведена радіоактивність інших незначна, то їхнє визначення зводиться до вимірювання активності проби та еталону після опромінення. Але гірські породи є складними системами за своїм речовинним складом, у них одночасно можуть активуватися декілька елементів. У зв'язку із цим одним з основних завдань активаційного аналізу є розділення сумарного активаційного ефекту на моноізотопні складові. При цьому використовуються відмінності в періодах піврозпаду і енергетичному спектрі випромінювання активованих елементів. На цій основі розроблено різноманітні способи розділення наведеної активності на складові: графічний, з використанням номограм найменших квадратів, аналітичний.

Для активації γ -квантами застосовуються прискорювачі елементарних частинок – прискорювачі Ван-де-Граафа, бетатрони і мікротрони. Гальмівне високоенергетичне γ -випромінювання, що використовується для активації ядерних реакцій в гірських породах, виникає при дії потоку електронів високої енергії на мішень з важкого елемента (W, Au, Pt).

Селективність в інструментальному γ -активаційному аналізі досягається такими ж прийомами, що і в нейтронному активаційному аналізі: γ -спектрометрією наведеної активності й вибором оптимальних часу активації та часу "охладження". Детальніше методика активаційного аналізу наводиться при викладенні основ нейтронно-активаційного методу у зв'язку з тим, що нейтронно-активаційний аналіз застосовується в ядерній геофізиці найширше. У γ -активаційному аналізі можна також вилучити активацію ізотопів-завад шляхом зміни максимальної енергії гальмівного γ -випромінювання.

Перетини фотоядерних реакцій на один-два порядки нижчі за типові значення перетину активації нейтронами. Це, а також великі розміри і складність існуючих джерел γ -квантів, зумовило незначне поширення γ -активаційного аналізу порівняно з нейтронно-активаційним.

Разом із тим, при γ -активаційному аналізі на деякі елементи утворюються більш короткоіснуючі ізотопи, що підвищує експресність аналізу. Відсутність ефекту самоекранування дозволяє

для підвищення чутливості й "представництва" аналізу використовувати великі об'єми проби. При γ -активаційному аналізі на відносно важкі елементи з використанням γ -випромінювання з енергією, яка менше 12 МеВ, вдається виключити завади від більшості породотвірних елементів, енергія порогу реакції для основних ізотопів яких більша 12–14 МеВ.

Характеристику найбільш розповсюджених ядерних реакцій, що використовуються в ядерній геофізиці, наведено в табл. 11.1.

Таблиця 11.1

Реакції активації деяких елементів γ -квантами

Ізотоп, що активується (частка ізотопу в природ- ній суміші ізотопів даного елемента, %)	Реакція	Радіоактивний продукт реакції	Період піврозпаду	Енергія випроміню- вання радіо- активного продукту		Енергія порогу реакції, МеВ	Резонансна енергія, МеВ	Максимальний перетин активації, 10^{-1} м^2
				частинки	γ -кванти			
^{12}C (98,89)	(γ, n)	^{11}C	20,5 хв	0,96	—	18,6	22,8	10,4
^{16}O (99,76)	(γ, n)	^{15}O	2,03 хв	1,73	—	15,6	21,9	14,0
^{28}Si (92,27)	(γ, n)	^{27}Si	4,2 с	3,85	0,84	17,1	20,9	21,0
^{29}Si (4,68)	(γ, p)	^{28}Al	2,3 хв	2,87	1,78	12,8	19,6	31,0
^{30}Si (3,05)	(γ, p)	^{29}Al	6,6 хв	2,5	1,28	12,9	21,0	32,0
				1,4	2,43			
^{32}S (95,0)	(γ, n)	^{31}S	2,6 с	4,42	1,28	14,7	20,1	15,0
^{27}Al (100)	(γ, n)	^{26}Al	6,5 с	3,21	—	12,8	19,6	22,0
^{40}Ca (96,97)	(γ, n)	^{39}Ca	0,9 с	5,5	2,5	15,9	19,6	15,0
^{63}Cu	(γ, n)	^{62}Cu	9,6 хв	2,9	0,66	10,8	18,1	100
^{64}Zn	(γ, n)	^{63}Zn	38 хв	2,32	2,24	11,6	18,7	120
	(γ, n)				0,96			
^{90}Zr	(γ, n)	$^{89\text{m}}\text{Zr}$	4,4 хв	—	1,84	12,5	18,0	270
^{46}Ti	(γ, n)	^{45}Ti	3,1 роки	1,02	2,6	13,3	—	—

Пороги чутливості на деякі елементи, для визначення яких застосовують γ -активаційний метод, становлять $n \cdot 10^{-5} - n \cdot 10^{-10}$ г/г (табл. 11.1). На сучасному етапі розроблено методики визначення багатьох елементів, у тому числі С, О, F, Cu, Zn, Zr, Ti, Au за допомогою γ -активаційного методу.

Таблиця 11.2

Пороги чутливості γ -активаційного аналізу (за В.В. Суліним)

Аналізований елемент	Поріг визначення, г/г
Ga, Rh, Re, Ti	$n \cdot 10^{-5}$
Ca, Rb, Y, In, Ce, Gd, W, Rb	$n \cdot 10^{-6}$
B, Ne, Mg, Al, Si, S, K, Cr, Fe, Br, Mo, I	$n \cdot 10^{-7}$
C, N, O, F, P, Ti, Zn, Sr, Zr, Ag, Ta, Au	$n \cdot 10^{-8}$
Mn, Ni, Hf, Cu, Sb, Hg	$n \cdot 10^{-9}$
Co, As, Nb, Cd	$n \cdot 10^{-10}$

Якщо енергія γ -квантів більша за енергію першого рівня збудження ядра, може відбуватися їхнє непружне розсіяння з передачею частини енергії на збудження ядра. Активація в результаті реакції (γ , γ'), тобто непружного розсіяння γ -квантів, не відрізняється за технікою і методикою від γ -активаційного аналізу. При цьому іноді утворюються метастабільні ядра (табл. 11.3), тобто ядра, середній час життя яких на збудженому рівні значно більший за звичайну величину (10^{-12} с).

Таблиця 11.3

**Характеристика деяких реакцій (γ , γ')
зі збудженням метастабільного стану**

Ізомер	Період піврозпаду	Енергія гамма- випромінювання ізомеру, кеВ	Поріг чутливості аналізу, 10^{-5} г/г
^{87m}Sr	2,8 років	388	13
^{107m}Ag	44,3 с	93	20
^{109m}Ag	39,6 с	88	20
^{137m}Ba	2,6 хв	662	170
^{179m}Hf	19 с	215	0,67
^{197m}Au	7,2 с	279 70	1
^{199m}Hg	42 хв	159	4

Наприклад, у результаті реакції $^{107}\text{Ag}(\gamma, \gamma')$ утворюється ізомер $^{107\text{m}}\text{Ag}$ з періодом піврозпаду $T = 44$ с. Причина утворення метастабільних станів полягає в особливостях значень квантово-механічних параметрів ядра – спіна (спін ядра – повний момент кількості руху) і парності (характеристика частинок із сильною (ядерною) взаємодією та фотонів). Перехід ядра з одного збудженого стану в інший або на основний рівень супроводжується γ -випромінюванням і відбувається за тим же законом, що і радіоактивний розпад: радіоактивність метастабільних ізотопів зменшується із часом за експоненціальним законом. Для атомів срібла (^{107}Ag) характерні такі стани (табл. 11.4).

Таблиця 11.4

Характеристика станів збудження і стабільності атомів срібла

Стан	Енергія, кеВ	Спін	Парність	Час процесу, с
Збуджений	423	5/2	–	$30 \cdot 10^{-12}$
Збуджений	325	3/2	–	$5 \cdot 10^{-12}$
Збуджений	93	7/2	+	44
Нормальний	0	1/2	–	∞ (стабільне ядро)

При енергії квантів, яка менше 5 МеВ, збудження метастабільних станів є практично єдиним видом активації ядер. Оскільки фотозбудження метастабільних станів з періодом піврозпаду, зручним для аналізу, спостерігається для відносно незначної кількості ізотопів, то цей спосіб має високу селективність.

Для збудження метастабільних ізомерів використовують γ -випромінювання від прискорювачів або радіоізотопних джерел великої активності. Для виключення впливу фотоядерних реакцій енергію випромінювання вибирають нижчу за порогову енергію ядерної реакції для основних супутніх елементів.

Підбираючи оптимальну енергію джерела γ -випромінювання і часові режими опромінювання та вимірювання з урахуванням присутності елементів-завад, добиваються найкращого співвідношення між виходами ізомерів визначуваного елемента і радіоактивних ізотопів-завад. Наприклад, для епітермальних золото-срібних родовищ для збудження метастабільних станів основних рудних елементів оптимальним є γ -випромінювання з енер-

гією 10 МеВ. При цьому, крім аналітичних ліній золота (279 кеВ) і срібла (88 і 93 кеВ), помітний внесок у вимірюваний спектр дають ізомери гафнію ^{179m}Hf і барію ^{137m}Ba , характеристики яких наведено в табл. 11.3.

За допомогою напівпровідникової γ -спектрометрії достатньо надійно виділяються лінії срібла і золота, що дозволяє визначати Au при його вмісті в межах від 0,5 до 500 г/т і Ag від 10 до 2000 г/т.

Гамма-активаційний аналіз порівняно з нейтронним має такі переваги:

- усі фотоядерні реакції мають пороговий характер. Величина порогової енергії залежить від типу фотоядерної реакції та ядра, на якому вона відбувається. Важкі елементи мають більш низькі пороги активації, легкі елементи – більш високі (виняток становлять берилій і літій). Це дає можливість при енергії γ -квантів 7–8 МеВ визначати до 20 елементів у гірських породах без активації матриці. При ступінчастій зміні енергії (6–8 – 10–12) МеВ змінюється кількість активованих елементів;

- відсутність ефекту самоекранування дозволяє використовувати для аналізу великі представницькі наважки проб, наприклад, при аналізі на золото беруть пробу вагою 500 г при крупності дроблення 1 мм.

Недоліки методу:

- незначні перетини активації фотоядерних реакцій;
- потрібна досить значна енергія γ -випромінювання для активації ядерних реакцій.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. У чому суть γ -активаційного аналізу зразків гірських порід?
2. Гамма-кванти яких енергій застосовуються при γ -активаційному аналізі?
3. Які ядерні реакції ймовірні при взаємодії γ -квантів з гірськими породами?
4. Які ядерні реакції, що виникають при взаємодії γ -квантів з породами, найширше використовуються в ядерній геофізиці?

5. У чому переваги γ -активаційного аналізу?
6. Які джерела використовуються при γ -активаційному аналізі?
7. Що стримує застосування γ -активаційного аналізу при геофізичних дослідженнях?
8. На чому заснований метод активації атомів у результаті непружного розсіювання γ -квантів?
9. Наведіть приклади елементів, для визначення яких застосовується метод непружного розсіювання γ -квантів.
10. Яка різниця в джерелах, що застосовуються для збудження реакцій (γ , γ') та фотонейтронних?
11. Які пороги чутливості γ -активаційного аналізу при визначенні вмісту хімічних елементів у гірських породах?
12. Які переваги γ -активаційного аналізу перед рентгено-радіометричним методом?

Література: [4–6, 10–12, 20]

РОЗДІЛ 12

Метод ядерного гамма-резонансу

Ефект Мессбауера, відкритий 1958 р., поклав початок новій галузі спектrometerії, пов'язаної з γ -резонансним дослідженням мінералів, гірських порід і руд. Метод ядерного γ -резонансу заснований на ефекті γ -резонансної взаємодії γ -випромінювання з ядрами атомів кристалічної структури і дозволяє дуже тонко вивчати внутрішню будову речовини, оскільки багато фізичних і хімічних процесів розглядаються щодо окремого атома. У результаті γ -резонансних (мессбауерських) досліджень отримують інформацію про зміну електронної густини поблизу окремого ядра, про локальні електричні й магнітні поля, які існують усередині кристала. Для застосування γ -резонансної спектrometerії в геології особливо важлива та обставина, що об'єкти можуть досліджуватися не тільки у вигляді монокристалів без їхнього руйнування, але й у вигляді роздроблених зразків порід і руд, які являють собою тонкодисперсні й рентгеноаморфні фази, скло, адсорбовані плівки. Елемент, на ядрах якого вивчається резонансне поглинання або розсіяння γ -випромінювання, може бути як мінералотвірним, так і домішковим. Кількість хімічних елементів, для яких на сучасному етапі доступне спостереження ефекту Мессбауера, незначне. Але явище γ -резонансу досліджено досить детально для ізотопу ^{57}Fe , а залізо, як відомо, має значне поширення. За допомогою мессбауерівської спектrometerії може бути отримана повна характеристика стану заліза в мінералах або породах, що включає також дані про його валентність, координації, спіновий стан, тип хімічного зв'язку. За параметрами γ -резонансних спектрів можна судити про розподіл Fe^{2+} і Fe^{3+} за нееквівалентним структурним положенням, наявність неупорядкованого або впорядкованого стану в кристалі, внутрішні кристалічні поля. Важливе застосування знаходить метод ядерного гамма-резонансу при дослідженні фазового складу гірських порід і фазових перетворень окремих мінералів.

Детальна інформація про стан заліза в мінеральній речовині має безпосереднє відношення до проблем мінералогії, петрографії, літології, учення про рудні родовища, розвідки і збагачення мінеральної сировини. Крім ядра ^{57}Fe , найхарактернішими "мессбауєрівськими" ядрами є ядра ^{119}Sn , ^{125}Te , ^{127}I , ^{197}Au , ^{191}Ir і деяких рідкісноземельних елементів. Розширення можливостей γ -резонансної спектроскопії відкриває перед геологічними науками нові перспективи в пізнанні речовини.

12.1. Фізичні основи методу

Явище резонансного поглинання електромагнітного випромінювання характерно для всіх квантових мікросистем: молекул, атомів, атомних ядер. Атом тільки тоді поглинає кванти світла, коли їхня енергія точно відповідає енергії одного з можливих станів атома. Якщо така відповідність має місце, то поглинання кванта приводить до виникнення збудженого стану, в якому атом перебуває протягом 10^{-7} – 10^{-8} с. Потім атом повертається в основний стан, випускаючи квант світла, частота якого дорівнює частоті поглиненого кванта. Випромінювані кванти називаються резонансно-розсіяними, а сам процес – атомною (оптичною) резонансною флуоресценцією. Очевидно, що ймовірність атомної резонансної флуоресценції буде максимальною, якщо випромінювальні й поглинальні атоми ідентичні, тобто є атомами одного хімічного елемента. Енергії збуджених станів атомів різних елементів становлять декілька електрон-вольт, тому процес атомної флуоресценції можна спостерігати, використовуючи кванти з енергіями 1–10 еВ (так званий оптичний діапазон).

Атомним ядрам також притаманні збуджені стани. Як і у випадку атомів, енергія збудження квантована, причому для ядер кожного хімічного елемента вона може мати тільки певні значення. Перехід із збудженого стану в основний супроводжується випусканням короткохвильового електромагнітного випромінювання, тобто γ -квантів. Можна припускати, що ядерна, або γ -резонансна, флуоресценція спостерігатиметься, якщо дотримується умова рівності енергії γ -квантів та енергії збудженого стану даного ядра.

Енергія γ -квантів більше 10 кеВ і значно перевищує енергію оптичних квантів. Випускання ядром кванта з такою енергією призводить до того, що після зняття збудження ядро отримує значну енергію віддачі. Із закону збереження імпульсу випливає, що ядро, випустивши квант з імпульсом p_γ , має отримати рівний за величиною, але спрямований у протилежний бік імпульс $-p$.

Імпульс γ -кванта p_γ визначається як частка від ділення його енергії E_γ на швидкість світла c

$$p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}. \quad (12.1)$$

Кінетична енергія віддачі ядра масою M дорівнює

$$E_R = \frac{Mv_R^2}{2} = \frac{p^2}{2M}, \quad (12.2)$$

де v_R – швидкість ядра віддачі.

Імпульс p , що отримує ядро віддачі, дорівнює

$$p_\gamma = \sqrt{2ME_R}. \quad (12.3)$$

Згідно із законом збереження імпульсу $p_\gamma = p$, тому енергія ядра віддачі визначається виразом

$$E_R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}. \quad (12.4)$$

Таким чином, якщо в атомному ядрі відбувається перехід із збудженого стану в основний, то випромінюваний γ -квант забирає із собою не всю енергію збудження E , а тільки $E - E_R$.

Кожен рівень збудження ядра, крім резонансної енергії E , характеризується енергетичною шириною резонансу Γ (її називають природною шириною). Ця ширина пов'язана із середнім часом життя τ збудженого стану співвідношенням

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar. \quad (12.5)$$

де $\hbar$ – стала Планка, рівна $1,05 \cdot 10^{-27}$ ерг·с, або $0,66 \cdot 10^{-15}$ еВ·с. Величина Γ визначає умови резонансу: якщо розглядати взаємо-

дію ядра з γ -квантом, то резонансне поглинання відбудеться тільки тоді, коли енергія кванта відрізняється від необхідної енергії збудження на величину, меншу Γ .

Припустимо, що випромінювальне і поглинальне ядра однакові, кожне з них характеризується однаковим рівнем збудження, енергія якого дорівнює E . Унаслідок віддачі квант, що випромінюється, має енергію $E - E_R$. Поглинальне ядро також має отримати енергію віддачі E_R , тому для здійснення резонансу γ -квант повинен мати енергію $E + E_R$. Таким чином, резонансні максимуми для випромінювального і поглинального ядер виявляються зміщеними відносно один одного на величину $2E_R$.

У разі атомної флуоресценції енергія віддачі значно менша енергетичної ширини ($E_R^{am} \ll \Gamma^{am}$), тому віддача не впливає на ймовірність резонансного поглинання. Ядерна віддача прямо пропорційна квадрату енергії γ -квантів, вона в мільйони разів більша, ніж при атомній флуоресценції. Наприклад, перший збуджений рівень ізотопу ^{57}Fe має енергію 14,4 кеВ, а час його життя τ дорівнює 10^{-7} с. Енергетична ширина цього рівня становить

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{0,66 \cdot 10^{-15}}{1 \cdot 10^{-7}} = 6,6 \cdot 10^{-9} \text{ еВ.} \quad (12.6)$$

Енергія віддачі ядра заліза при випромінюванні із зазначеного рівня становить 10^{-3} еВ. Через те, що $E_R^{яд} \gg \Gamma^{яд}$, умова резонансу виявляється невиконаною і спостереження резонансного поглинання γ -квантів стає практично неможливим.

1958 р. Мессбауер показав теоретично й експериментально, якщо випромінювальні й поглинальні ядра входять у кристалічну решітку твердого тіла, то за такої умови існує ймовірність випускання і поглинання γ -квантів без утрати енергії на віддачу. Це відбувається тому, що коли випромінюють і поглинають ядра, поміщені в решітку кристала, то порушується зв'язок між імпульсом γ -кванта та енергією віддачі: формула $p_\gamma = \sqrt{2M \cdot E_R}$, отримана для вільного ядра, незастосовна для ядер, зв'язаних у кристалічних решітках. Кристалічна решітка є квантовою системою в тому розумінні, що вона приймає енергію тільки дискретними

порціями. Кванти колективного збудження решітки (фонони) можуть мати енергію решітки $E = n \cdot \hbar \cdot \omega$, де $\hbar \cdot \omega$ – енергія, рівна $\sim 10^{-2}$ еВ, n – ціле число. При $n = 0$ порушення фононів не відбувається (безфононний перехід), а віддачу відчуває решітка в цілому, тобто весь кристал. Масою M у формулі для енергії віддачі служить уже не маса окремого ядра, а маса всього кристала. У результаті енергія віддачі стає в багато разів меншою за ширину резонансу $E_R^{\text{крис}} \ll \Gamma^{\text{яд}}$.

Таким чином, при безфононних переходах (вони більш імовірні за низьких температур) емісія γ -квантів відбувається практично без віддачі, що робить здійсненною ядерну, або γ -резонансну флуоресценцію. У цьому суть ефекту Мессбауера.

12.2. Методичні особливості досліджень ядерного гамма-резонансу

Найширше при дослідженнях на базі ефекту Мессбауера застосовуються нукліди ^{57}Co та $^{119\text{m}}\text{Sn}$, схеми розпаду яких наведено на рис. 12.1.

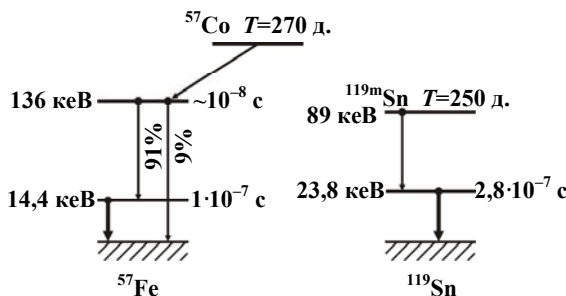


Рис. 12.1. Схема розпаду ядер ^{57}Co та $^{119\text{m}}\text{Sn}$
(жирними стрілками позначено мессбауерівські переходи між рівнями)

Ядро ^{57}Co шляхом електронного захоплення перетворюється у ^{57}Fe , у схемі розпаду якого є мессбауерівський рівень збудження з

енергією 14,4 кеВ. Ядро ^{119}Sn має довгоіснуючий стан, званий ізомерним ($^{119\text{m}}\text{Sn}$, енергія збудження становить 89 кеВ); перехід із цього стану в основний здійснюється через мессбауєрівський рівень, енергія якого 23,8 кеВ, а середній час життя – $2,8 \cdot 10^{-8}$ с.

Ядерний γ -резонанс на ядрах олова можна спостерігати, використовуючи як джерело випромінювання $^{119\text{m}}\text{Sn}$ (енергія резонансних γ -квантів 23,8 кеВ). На ядрах заліза ядерний γ -резонанс спостерігатиметься, якщо використовується ізоотоп ^{57}Co ; при цьому фактично джерелом γ -випромінювання слугить ^{57}Fe , а енергія резонансних γ -квантів становить 14,4 кеВ.

Схема досліджень методом ЯГР така. Джерело випромінювання, наприклад ізоотоп ^{57}Co (^{57}Fe), поміщений в деяку кристалічну решітку (рис. 12.2). Резонансні γ -кванти реєструються детектором. Між джерелом і детектором розміщений поглинач (рис. 12.2, а), що містить залізо, а отже, і ядра ^{57}Fe (розповсюдження ізоотопу ^{57}Fe у природній суміші становить близько 2 %). Джерело випромінювання може рухатися відносно поглинача зі швидкістю $\pm v$. Коли джерело нерухоме, то γ -кванти з енергією 14,4 кеВ із джерела потрапляють у поглинач і частина з них резонансно поглинається ядрами ^{57}Fe . Якщо джерело наближається до поглинача (швидкість $+v$), то енергія γ -квантів, що потрапляють у поглинач, збільшується на ΔE_D за рахунок ефекту Допплера

$$\Delta E_D = \frac{v \cdot E}{c} \quad (12.7)$$

При віддаленні джерела від поглинача (швидкість $-v$) енергія γ -квантів зменшується на ΔE_D . Оскільки через ефект Допплера енергія γ -квантів, що генеруються рухомим джерелом, відрізняється від E , то резонансне поглинання зменшується. Крива залежності швидкості рахунку імпульсів детектором від швидкості відносного руху джерела і резонансного поглинача називається спектром ядерного γ -резонансу, або мессбауєрівським спектром. Такий спектр наведено в правій частині рис. 12.2, а (по осі ординат відкладають швидкість рахунку імпульсів детектором або величину пропускання випромінювання, по осі абсцис – швидкість руху джерела).

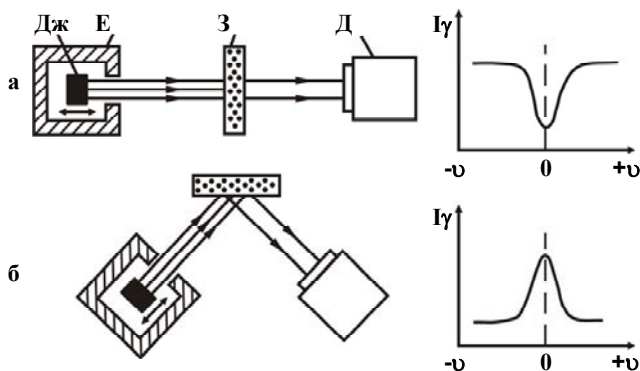


Рис. 12.2. Схема експериментальної установки для спостереження ефекту Мессбауера:

Дж – джерело резонансного γ -випромінювання; Д – детектор; Е – свинцевий екран; З – зразок; I_γ – швидкість рахунку імпульсів; $\pm v$ – швидкість руху джерела γ -квантів: а – спосіб резонансного поглинання; б – спосіб резонансного розсіяння

При дослідженнях з використанням ядер ^{57}Fe при швидкості руху джерела $v = 0,1$ мм/с зміна енергії γ -квантів за рахунок ефекту Допплера $\Delta E_D = 5 \cdot 10^{-9}$ еВ. Зважаючи на те, що ширина резонансу Γ у ядра ^{57}Fe $6,6 \cdot 10^{-9}$ еВ, то розбалансування резонансу є суттєвим і поглинання зменшується в декілька разів порівняно з поглинанням при нерухомому джерелі випромінювання.

Резонанс у системі *рухоме джерело – зразок* спостерігається також в експериментах із розсіянням γ -квантів (рис. 12.2, б). Ядро, що резонансно поглинуло γ -квант, через час τ випускає квант тієї ж енергії під довільним кутом до напрямку первинних квантів. Спектр резонансного розсіяння має максимум при виконанні умови резонансу (нульова швидкість джерела).

Зважаючи на сказане вище, за допомогою ефекту Мессбауера можлива надзвичайно точна реєстрація змін енергії γ -квантів. Змінюючи швидкість джерела резонансного γ -випромінювання всього на декілька міліметрів на секунду, можна керувати поведінкою γ -квантів, швидкість яких $3 \cdot 10^8$ м/с. Метод ядерного γ -резонансу має виняткову чутливість, що значно перевищує чутливість будь-яких інших сучасних методів спектроскопії.

Застосовуючи ефект Мессбауера, вдається дослідити особливості хімічного зв'язку, структурні зміни кристалічних решіток, залежність будови речовин від температури і тиску. Ефект резонансного поглинання можна спостерігати при випромінюванні як кристалічних, так і аморфних речовин. Серед усіх елементів періодичної системи більше половини здатні до γ -резонансного поглинання. На сучасному етапі використовується порівняно небагато мессбауерівських ядер: Fe, Sn, Ir, Au, Sb, I, Eu, Dy. Для лабораторних досліджень застосовується універсальний γ -резонансний спектрометр ЯГРС-4 ("Медея") та інші модифікації.

Параметри спектрів ядерного γ -резонансу. Спектри ЯГР можуть бути різної складності. Простий спектр складається з однієї лінії резонансного поглинання, у складних спектрах спостерігається декілька ліній.

Величина ефекту резонансного поглинання визначається виразом

$$\varepsilon(v) = \frac{I_{\infty} - I_v}{I_{\infty}}, \quad (12.8)$$

де I_v – інтенсивність γ -випромінювання (швидкість рахунку імпульсів), що пройшло через зразок за даної швидкості руху джерела v ; I_{∞} – інтенсивність γ -випромінювання, що пройшло через зразок у випадку відсутності резонансу. При швидкості 1 мм/с, у деяких випадках навіть менше, резонансне поглинання практично повністю відсутнє і $\varepsilon = 0$.

Крім резонансного γ -випромінювання, у спектрі мессбауерівських джерел є випромінювання інших енергій, яке через розсіювання на деталях, що оточує джерело, створює фон, тому величина ефекту резонансного поглинання визначається виразом

$$\varepsilon(v) = \frac{I_{\infty} - I_v}{I_{\infty} - I_{\phi}}, \quad (12.9)$$

де I_{ϕ} – фонові швидкості рахування імпульсів детектором. Наприклад, у спектрі ізоотопу ^{57}Co , крім мессбауерівської лінії з енергією 14,4 кеВ, присутні γ -кванти з енергіями 122 і 136 кеВ, а також характеристичне рентгенівське випромінювання заліза.

Величина ефекту прямо пов'язана з імовірністю випускання і поглинання γ -квантів без віддачі, вона залежить від товщини поглинача і часто істотно збільшується при зниженні температури. У деяких хімічних з'єднаннях ефект значний за звичайної температури.

Якщо джерело і поглинач виготовлені з одного матеріалу і розміщені в однакових умовах, то лінія поглинання збігається за енергією з лінією випускання і резонанс спостерігається при нульовій швидкості. Якщо ж випромінювальні й поглинальні ядра є в різних хімічних сполуках, то лінія поглинання може бути зміщена щодо лінії випускання на величину σ , яка називається хімічним, або ізомерним зсувом. Цей зсув проявляється в мессбауерівському спектрі: лінія резонансного поглинання зміщена щодо нульової швидкості (рис. 12.3, а).

Таким чином, відміни в хімічному стані атома елемента приводять до зміни енергії резонансного поглинання.

Величина ізомерного зсуву є мірою щільності електронів, розташованих у безпосередній близькості від випромінювального і поглинального ядер. Визначення величини ізомерного зсуву дозволяє говорити про природу хімічних зв'язків, вид хімічної сполуки, до якої входить мессбауерівський ізоотоп.

Наявність внутрішніх електричних і магнітних полів приводить до розщеплення ліній у спектрах ядерного γ -резонансу. У результаті надтонких взаємодій основний енергетичний рівень ядра резонансного ізоотопу може зміщуватись на енергетичній шкалі й при цьому розщеплюватися на два підрівня (квадрупольне розщеплення) або на шість (магнітне розщеплення). У багатьох атомних ядрах розподіл електричного заряду відрізняється від сферично-симетричного. При цьому в ядрах з'являється квадрупольний електричний момент, який взаємодіє з електричним полем, що оточує ядро. Це поле створюється, по-перше, власними електронами даного атома і, по-друге, електричним оточенням, тобто зарядами вузлів кристалічної решітки (внутрішньокристалічне поле).

Якщо симетрія внутрішньокристалічного поля нижча кубічної, то електричне поле, що оточує мессбауерівське ядро, неоднорідне. Взаємодія ядра, що має квадрупольний електричний момент, з неоднорідним електричним полем приводить до роз-

щеплення енергетичних рівнів на підрівні. Це розщеплення називається надтонким, оскільки відстань між підрівнями набагато менша енергії розщеплюваного рівня. Так, рівень ядра ^{57}Fe з енергією 14,4 кеВ розщеплюється на два, із кожного з яких можливий перехід в основний стан. У мессбауерівському спектрі з'являється дуплет, тобто дві лінії, відстань між якими ΔE характеризує величину квадрупольної електричної взаємодії (рис. 12.3, б). Квадрупольне розщеплення несе додаткову інформацію про особливості будови електронних оболонок. Воно допомагає зробити висновки про структуру і симетрії сполук, в яких міститься мессбауерівський ізоотоп.

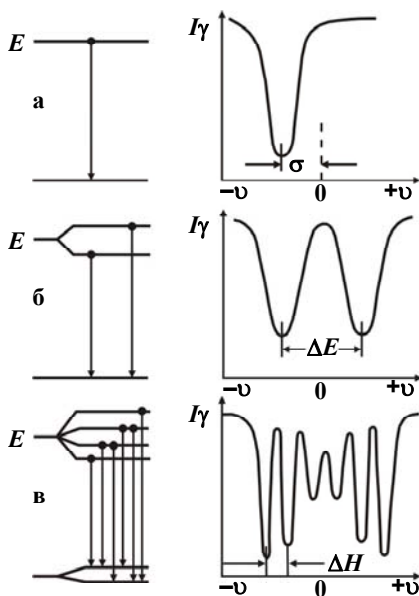


Рис. 12.3. Особливості γ -резонансних спектрів:

а – σ -ізомерний (хімічний) зсув; б – розщеплення рівня в електричному полі,
 ΔE – квадрупольне електричне розщеплення; в – розщеплення рівнів
у магнітному полі, ΔH – магнітне розщеплення

Крім електричного надтонкого розщеплення, існує магнітне надтонке розщеплення. Воно викликано взаємодією магнітного моменту ядра μ з магнітним полем на ядрі H_i (внутрішнє лока-

льне магнітне поле). На рис. 12.3, в показано розщеплення рівнів ядра ^{57}Fe у магнітному полі: верхній рівень розщеплюється на 4, а нижній (основний) – на 2 підрівні. Квантово-механічні правила відбору допускають шість (із восьми можливих) переходів між цими підрівнями. Відповідно у спектрі резонансного поглинання фіксуються шість ліній, обумовлених магнітною взаємодією. Мірою магнітної взаємодії служить відстань між окремими лініями ΔH . Вимірюючи ΔH , можна визначити внутрішнє магнітне поле H_i , що існує в даній речовині. Це особливо важливо при вивченні магнітних властивостей різних матеріалів, зокрема магнітної структури кристалів.

12.3. Застосування ядерного гамма-резонансу при геологічних дослідженнях

На сучасному етапі найбільш широко метод ЯГР застосовується для визначення вмісту ^{119}Sn і ^{57}Fe у пробах гірських порід. При цьому ефект Мессбауера для ^{119}Sn за кімнатної температури спостерігається лише на каситериті (SnO_2) – основному промисловому мінералі олова, так що цей метод є методом визначення каситериту, а не олова взагалі.

Для визначення каситериту застосовується апаратура типу МАК-1, що дозволяє аналізувати порошкові проби в режимі поглинання випромінювання і проводити опробування поверхні гірських виробок і оголень за резонансним розсіянням випромінювання, що також зростає зі зростанням концентрації каситериту. Прилад складається з вимірювального пульта і двох вимірювальних головок (для лабораторного аналізу і опробування в умовах природного залягання) з п'єзоелектричним вібратором. Схему аналізу зразків (з поглинання) і дослідження порід з розсіяння наведено на рис. 12.4.

Використовують джерело $^{119\text{m}}\text{SnO}_2$ масою 3 г з виходом γ -квантів $1,5 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ з енергією 23,8 кеВ. Детектором випромі-

нювання є кристал NaI(Tl) товщиною 1 мм. Поріг чутливості не перевищує 10^{-2} % SnO_2 для лабораторного і 0,1 % для польового варіантів. Час вимірювання – до 10 хв. Відносна похибка визначення концентрації польового варіанта становить 10–40 % залежно від концентрації.

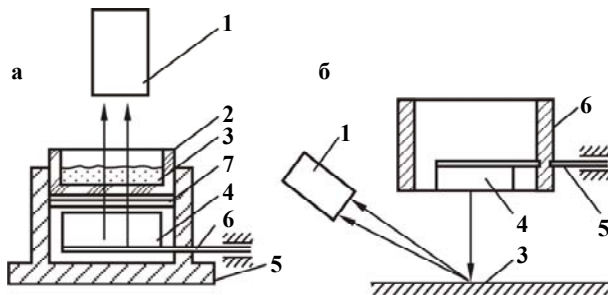


Рис. 12.4. Схема вимірювань резонансного поглинання (а) і розсіювання (б) за допомогою апаратури типу МАК-1:

- 1 – детектор γ -випромінювання; 2 – касета для проб; 3 – проба або поверхня виробітки; 4 – джерело резонансних γ -квантів; 5 – колімпатор;
6 – п'єзоелементний вібратор; 7 – паладієвий фільтр

Вміст SnO_2 у порошкових пробах визначають за різницею швидкості рахування імпульсів при нерухомому джерелі (коли випромінювання ослаблюється як резонансним поглинанням Sn, так і поглинанням інших елементів) і рухомому джерелі (коли резонансного поглинання немає). За результатами вимірювань з еталонними зразками, вміст SnO_2 в яких відомий, будують еталонний графік, який для польового варіанта одержують на моделях, які являють собою 20–50 г руди, розсипаної на листі у вигляді круга діаметром 120 мм.

Ефект Мессбауера дозволяє досліджувати цілу низку ознак, що визначають внутрішню будову мінералів. У багатьох випадках важливо знати зарядовий стан мінералотвірних елементів або елемента, що входить до складу мінералу у вигляді ізоморфної домішки. Валентність іонів належить до тих факторів, без яких неможливо відтворити окисно-відновну обстановку геологічних процесів (до таких процесів належить, напр., окиснення магми). Іони одного і того ж хімічного елемента, маючи різну валентність, мають різні властивості при утворенні мінералів і гірських порід.

Визначення валентного стану, що проводиться в межах хімічного аналізу, пов'язано з необхідністю переведення зразка в розчин. При цьому можливі неконтрольовані процеси окиснення, порушення окисно-відновної рівноваги. Безперечною перевагою методу ядерного γ -резонансу є можливість визначення валентності без розчинення зразка.

У мессбауерівських спектрах інформація про валентності зосереджена у величині ізомерного (хімічного) зсуву. На рис. 12.5 для прикладу наведено γ -резонансні спектри поглинання сполук рутенію. Для металічного рутенію ізомерний зсув дорівнює нулю. З переходом до більш окисненого стану величина ізомерного зсуву зростає, це пояснюється зміною електронної густини поблизу ядра.

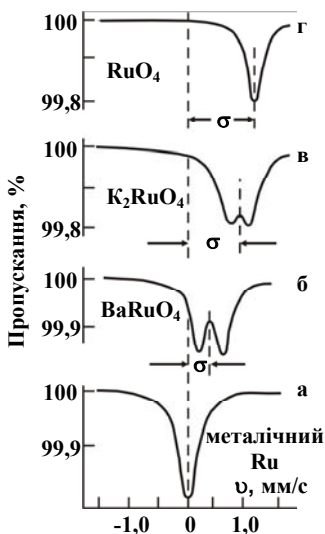


Рис. 12.5. Залежність ізомерного (хімічного) зсуву в спектрах ядерного γ -резонансу рутенію:
а – металічний Ru; б – BaRuO_4 ; в – K_2RuO_4 ; г – RuO_4

Велике значення для геологічних досліджень має той факт, що в коло мессбауерівських ядер входить ядро ^{57}Fe . Залізо – один з найпоширеніших елементів у земній корі. Відомо більше 170 мінералів заліза; крім того, залізо дуже часто заміняє різні елементи в їхніх мінералах. Співвідношення між окисною і закисною фор-

мами заліза – важлива петрохімічна характеристика. У більшості гірських порід залізо перебуває у двовалентній формі, причому іон Fe^{2+} ізоморфно заміщає іон Mg^{2+} . Найбільш різко FeO переважає над Fe_2O_3 в ультраосновних породах. Навпаки, у лужних породах, як правило, переважає Fe_2O_3 , що є наслідком зниження окисно-відновного потенціалу в лужному середовищі.

Спектри ядерного γ -резонансу, отримані з використанням ізотопу ^{57}Fe , безпосередньо ідентифікують валентні стани заліза у зразку. На рис. 12.6 зображено мессбауерівські спектри сполук дво- і тривалентного заліза.

Спектр тривалентного заліза містить два близьких піки, причому їхній спільний центр відповідає дуже малому зміщенню від нульової швидкості. Спектр двовалентного заліза істотно інший, лінії розташовані далеко, а дуже значний зсув значно більший, ніж у випадку тривалентного заліза (якщо у спектрі є віддалені одна від одного лінії, то ізомерний зсув визначається як відстань між "центром ваги" спектра і нульовою швидкістю). Якщо в об'єкті присутні одночасно Fe^{2+} і Fe^{3+} , то за мессбауерівським спектром можна визначити вміст кожного компонента. Для цього слід виміряти площі, що охоплюються відповідними піками резонансного поглинання.

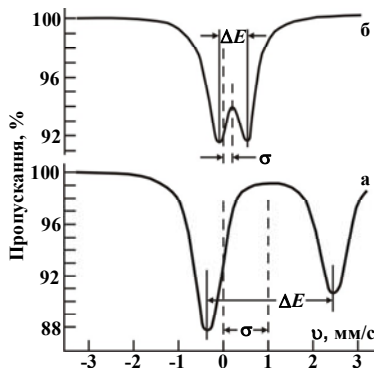


Рис. 12.6. Спектри ядерно-магнітного резонансу заліза:
а – двовалентне; б – тривалентне

Одночасно з валентністю ізомерний зсув у γ -резонансному спектрі дозволяє встановити деталі хімічного зв'язку заліза в

мінералах. У найважливіших породотвірних мінералів ізомерний зсув Fe^{2+} близький до 1,20 мм/с, ця величина типова для іонних сполук. Ковалентні з'єднання двовалентного заліза характеризуються значно меншим ізомерним зсувом. У цьому відношенні є достатньо показовими дані мессбауерівської спектроскопії, отримані при дослідженні сульфідних мінералів. Значення ізомерного зсуву Fe^{2+} в сульфідах варіюють у широкому діапазоні й охоплюють величини, характерні як для найбільш ковалентних (близько 0,4 мм/с), так і для іонних.

Порівняно з оксидами і силікатами ізомерний зсув у сульфідах менший, це пояснюється тим, що ступінь іонності сульфідних мінералів нижча. Іншими словами, щільність електронів поблизу ядер заліза, що є в структурах мінералів, значно відрізняється у випадку оксидів і силікатів, з одного боку, і сульфідів – з іншого. Найменші значення ізомерного зсуву спостерігаються для Fe^{2+} у сульфідах з комплексними ковалентними радикалами $[\text{S}_2]^{2-}$ і $[\text{As}_2]^{2-}$.

Слід зазначити, що в сульфідах і деяких інших мінералах важко ідентифікувати валентні стани заліза тільки за величиною ізомерних зсувів. Значення ізомерних зсувів для Fe^{2+} і Fe^{3+} в сульфідах можуть перекриватися. У цьому випадку потрібно залучати другий параметр мессбауерівського спектра – квадрупольні розщеплення.

Ефект Мессбауера на олововмісних мінералах дає можливість ідентифікувати дво- і чотиривалентний стан олова. Ізомерні зсуви для Sn^{2+} і Sn^{4+} лежать у різних областях спектра: двовалентне олово має позитивний зсув, а чотиривалентне – негативний (так, у SnO і SnO_2 ізомерні зсуви становлять +0,7 і –2,2 мм/с, у SnS і SnS_2 – відповідно +1,4 і –0,8 мм/с). У деяких випадках вдається визначити валентність олова, що входить до мінералу як ізоморфна домішка. Ізомерні зсуви чотиривалентного олова прямо пропорційні ступеню іонності зв'язку.

Величина ізомерного зсуву в поєднанні з іншим параметрами мессбауерівського спектра – квадрупольним розщепленням – може бути використана для визначення координаційних чисел мессбауерівських елементів (насамперед заліза), що містяться в ґратках мінералів.

Ефект Мессбауера може використовуватися для вивчення ступеня впорядкованості катіонів у мінералах. При цьому метод ядерного γ -резонансу має певні переваги перед звичайно застосовуваним рентгеноструктурним аналізом: він не вимагає наявності монокристалів і має більшу точність.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. На якому ефекті заснований метод ядерного γ -резонансу?
2. У чому суть ефекту Мессбауера?
3. За яких умов спостерігається ефект Мессбауера?
4. Для визначення яких елементів застосовується метод ядерного γ -резонансу при геологічних дослідженнях?
5. Що таке енергетична ширина резонансу? Яким чином вона пов'язана із середнім часом життя збудженого стану?
6. Який ізотоп застосовується як джерело при вивченні сполук заліза методом ядерного γ -резонансу?
7. Наведіть схему методу ядерного γ -резонансу способом резонансного поглинання.
8. Наведіть схему методу ядерного γ -резонансу способом резонансного розсіювання.
9. Що таке квадрупольне електричне розщеплення?
10. Від чого залежить ізомерний зсув у спектрах ядерного γ -резонансу?
11. Назвіть особливості спектрів ядерно-магнітного резонансу заліза.
12. Назвіть особливості застосування методу ядерно-магнітного резонансу при аналізі олововмісних руд.
13. Про які властивості речовини несе інформацію магнітне надтонке розщеплення?

Література: [4–6, 10–12, 22–23, 57]

РОЗДІЛ 13

Гамма-нейтронний метод

Крім трьох основних типів взаємодії γ -випромінювання з речовиною (фотоелектричне поглинання, комптонівське розсіювання та ефект утворення електрон-позитронних пар), γ -кванти викликають ще низку ядерних реакцій, вторинне випромінювання яких використовують в ядерній геофізиці. Найбільш важливі з них фотоядерні реакції типу (γ, n) , (γ, p) , (γ, α) . Крім того, продукти цих реакцій є радіоактивними, і на вивченні їхнього γ -випромінювання оснований γ -активаційний аналіз.

13.1. Фізичні основи гамма-нейтронного методу

Гамма-нейтронний метод оснований на явищі розщеплення ядер елементів під дією жорстких γ -квантів за реакцією (γ, n) . Ця фотоядерна реакція характеризується поглинанням γ -кванта ядром з наступною емісією з нього нейтрона. Ядерний фотоэффект відбувається під дією γ -квантів, енергія яких перевищує енергію зв'язку нейтрона в ядрі. Тобто фотонейтронні (γ -нейтронні) реакції порогові. Енергія $E_{\text{пор}}$ для більшості хімічних елементів змінюється від 8 до 16 MeV, для деяких ізотопів вона становить 4–8 MeV. Виняток становлять лише два елементи – берилій і дейтерій, поріг реакції яких 1,666 MeV для ${}^9\text{Be}$ і 2,226 MeV для ${}^2_1\text{D}$. Щоб викликати реакції на інших ізотопах, необхідно використовувати жорсткіше γ -випромінювання, у зв'язку з чим такого роду дослідження проводять поки що лише в лабораторіях із застосуванням прискорювачів заряджених частинок (бетатрони, мікротрони).

Характерною рисою методу є його висока вибірковість. Як уже згадувалось, із стабільних ядер лише два – берилій і дейтерій (ядро важкого водню) мають низькі пороги фотонейтронної реакції (γ, n) . В інших ядрах нейтрони зв'язані значно сильніше.

Для реєстрації нейтронів при ГНМ використовується реакція $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$. Вимірюється сумарний імпульс, який формується α -частинкою і ядром літію. Ця реакція екзотермічна, вона проходить навіть при невеликих енергіях нейтронів. При цьому застосовуються газорозрядні (наповнені BF_3) або сцинтиляційні (на базі $\text{ZnS} + \text{B}$) детектори нейтронів.

Вплив нейтронних і γ -променевих властивостей середовища. Первинне випромінювання в ГНМ являє собою потік γ -квантів, зареєстроване – потік вторинних нейтронів ("фотонейтронів"), тому щільність нейтронів, що вимірюється в ГНМ, залежить як від γ -променевих, так і від нейтронних властивостей середовища.

Урахування γ -променевих властивостей середовища спрощується за рахунок того, що для γ -квантів джерела ^{124}Sb з енергією 1,69 MeV імовірність фотоелектричного поглинання дуже мала і взаємодія їх з електронними оболонками атомів визначається лише комптон-ефектом та ефектом утворення електрон-позитронних пар. Тому інтенсивність жорстких γ -квантів, а відповідно і потік генерованих ними фотонейтронів, залежать від густини ρ досліджуваного середовища і не залежать від його ефективного атомного номера $Z_{\text{еф}}$.

За впливом нейтронних параметрів гірських порід ГНМ близький до ННМ. Хоч фотонейтрони і утворюються на невеликій відстані від детектора (8–10 см) і на шляху до нього не встигають повністю сповільнитися до теплових, енергія їх становить $\sim 0,02$ MeV – значно нижча, ніж енергія швидких нейтронів ($\sim 4\text{--}6$ MeV) від ампульних джерел нейтронів. Тому вологість і нейтрон-поглинаючі властивості середовища на показання ГНМ впливають майже так, як і на ННМ. Зміна показань зі збільшенням вологості пов'язана з різним геометричним розташуванням уповільнених і розсіяних нейтронів відносно детектора. За малої вологості у зв'язку з невеликим вмістом у гірській породі водню, який є найбільш ефективним сповільнювачем нейтронів, середня довжина пробігу їх у такому середовищі чимала, і нейтронна хмара формується на значній відстані від детектора, якого досягає лише невелика кількість нейтронів. Зі збільшенням вмісту водню завдяки зменшенню довжини пробігу нейтронна хмара поступово наближається до детектора, чим і викликані макси-

мальні показання приладу. За значної вологості хмара нейтронів знову віддаляється від детектора, тепер уже наближаючись до джерела, і показання приладу зменшуються.

Уявлення про вплив на результати ГНМ елементів з великим перерізом поглинання нейтронів, які зустрічаються на рідкісно-металевих берилієносних родовищах, дає табл. 13.1, в якій наведена їхня кількість, еквівалентна зменшенню вмісту Be на 1 %.

Таблиця 13.1

**Еквівалентний вміст нейтронопоглинальних елементів
(за В.Б. Сальцевичем і С.І. Крапивським)***

Елемент	σ , барн	Σ/ρ , см ² /г	Еквівалентний вміст, %
Gd	44 000	210,0	0,006
B	757	42,0	0,031
Cd	2 537	17,5	0,075
Li	71	6,15	0,21
Hg	374	1,07	1,22
In	194	1,02	1,28
Cl	33	0,56	2,36
Co	38	0,039	2,38
Ag	64,8	0,36	3,64
Mn	13,2	0,14	9,4
Ta	21,0	0,07	18,7
W	19,2	0,063	20,8
Fe	2,6	0,038	47,0
*Перетини σ і Σ та еквівалентний вміст даються для теплових нейтронів.			

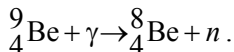
Отже, на показання ГНМ, крім концентрації Be, впливають γ -променеві й особливо нейтронні властивості гірської породи. При використанні звичайних зондів зростання густини породи збільшує показання ГНМ, а вплив вмісту водню різний залежно від розміру зонда і діаметра свердловини. Присутність у породі елементів з високим перетином поглинання нейтронів в усіх випадках зменшує показання ГНМ. При реєстрації теплових нейтронів цей вплив становить кілька відсотків на 0,01 % бору.

Найповніше вплив усіх перерахованих факторів у ГНМ можна врахувати градуванням апаратури в умовах, характерних для ділянки досліджень.

13.2. Польова гамма-нейтронна зйомка

Гамма-нейтронний метод найчастіше застосовують для визначення вмісту Be у зразках гірських порід та в умовах їхнього природного залягання. Польова γ -нейтронна зйомка використовується в основному для пошуків та оцінки родовищ берилію.

Берилій є моноізотопом, в усіх природних з'єднаннях його атоми містять тільки ядра ${}^9\text{Be}$. У будові цих ядер є одна особливість – один із нейтронів порівняно слабо зв'язаний з іншими нуклонами, які формують своєрідний "остов". Для від'єднання цього нейтрона потрібна енергія лише 1,666 MeV (порогова енергія). Опромінювання берилію γ -квантами викликає ядерну реакцію типу (γ, n) , яку називають фотонейтронною реакцією, або ядерним фотоефектом. Схема цієї реакції:



При визначенні вмісту ${}^9\text{Be}$ в гірських породах як γ -випромінювач застосовують ізоотоп сурми ${}^{124}\text{Sb}$, що розпадається з випусканням γ -квантів різної енергії, серед яких найбільш інтенсивні мають енергію 1,691 MeV (на кожні 100 розпадів припадає 50 γ -квантів з цією енергією). Випромінювання ізоотопу ${}^{124}\text{Sb}$ здатне викликати єдину фотоядерну реакцію – на берилії.

Активність ізоотопу ${}^{124}\text{Sb}$ в сучасних берилометрах (приладах для визначення вмісту берилію в гірських породах) досягає кількох десятків мілікюри, а джерело γ -квантів і нейтронний детектор розташовані близько один до одного, тому кількість розсіяних квантів, які потрапляють до детектора, завжди велика. Пропорційні та сцинтиляційні детектори, що використовують реакцію (n, α) на ізотопі ${}^{10}\text{B}$, дозволяють ресструвати окремі

нейтрони в умовах інтенсивного фону від розсіяного γ -випромінювання. Недоліком джерела ^{124}Sb є порівняно невеликий період піврозпаду (60 днів).

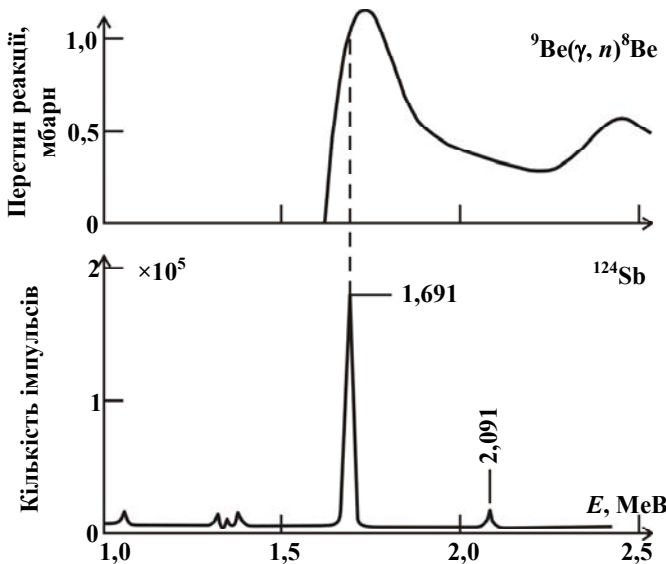


Рис. 13.1. Залежність перетину реакції $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ від енергії γ -квантів і спектр γ -випромінювання ізоотпу ^{124}Sb , (виміряно напівпровідниковим детектором)

У результаті фоторозщеплення берилію випускаються нейтрони, енергія яких становить приблизно 0,02 MeB. Нейтрони з такою енергією називаються проміжними, їх простіше реєструвати, ніж швидкі нейтрони. Випромінювання нейтронів ізотропне, тобто виліт нейтронів під будь-яким кутом однаково ймовірний.

Оскільки утворювані нейтрони не є тепловими, детектор оточують уповільнювачем із оргскла. Уповільнювач одночасно є світловодом спалахів (сцинтиляцій) від детектора до фотоелектронного помножувача. Для захисту детектора від прямого попадання γ -квантів застосовують свинцевий екран.

Щільність потоку фотонейтронів прямо пропорційна концентрації берилію в досліджуваній гірській породі: $\Phi_n = Kq$, де

K – коефіцієнт пропорційності, який ще називається перерахунковим коефіцієнтом і виражається числом імпульсів, що реєструються протягом 1 хв при вмісті берилію 1 %. Він залежить від густини середовища, його здатності поглинати γ -кванти, уповільнювати і захоплювати нейтрони, а також від геометричних умов реєстрації нейтронів. Цей коефіцієнт визначається на рудних моделях з відомим (і різним) вмістом берилію.

Чутливість γ -нейтронної зйомки на берилій досить висока, що зумовлено великою проникною здатністю γ -випромінювання і досить значною ефективною масою досліджуваної гірської породи. Глибинність дослідження становить 5–20 см при густині породи, близькій до $2,7 \text{ г/см}^3$ і частково компенсує незначну ймовірність взаємодії γ -квантів з ядрами берилію.

На результати γ -нейтронної зйомки впливають підвищені концентрації природних радіоактивних елементів (урану і торію), випромінювання яких може викликати на ядрах берилію ядерну реакцію типу (α, n) та елементів, які інтенсивно поглинають нейтрони (бор, кадмій, рідкісноземельні метали, хлор та ін.). Підвищений вміст радіоактивних елементів може призвести до збільшення нейтронного фону і зниження чутливості методу. Присутність елементів зі значним перерізом захоплення нейтронів навпаки знижує показання польового вимірювального приладу і відповідно знижує вміст Be. Зміна вмісту водню (вологості) і густини середовища спричиняють незначний вплив на дані γ -нейтронної зйомки. Але зі збільшенням щільності або вологості глибинність методу зменшується.

Для польової γ -нейтронної зйомки використовують прилади типу "Берил-2", "Берил-3" і "Берил-4" (рис. 13.2), призначені для лабораторних досліджень, для опробування берилієвих руд по стінках гірських виробок і для γ -нейтронної зйомки при пошуках родовищ Be за ореолами розсіяння. Активність γ -джерела, наприклад у приладі "Берил-4", – 30–40 мКі. Межа визначення берилію становить 6 г/т, ця величина збігається із кларком Be в земній корі.

Комплект берилометра включає блок детектора, пульт управління, змінні блоки уповільнювача нейтронів і свинцевий екран.

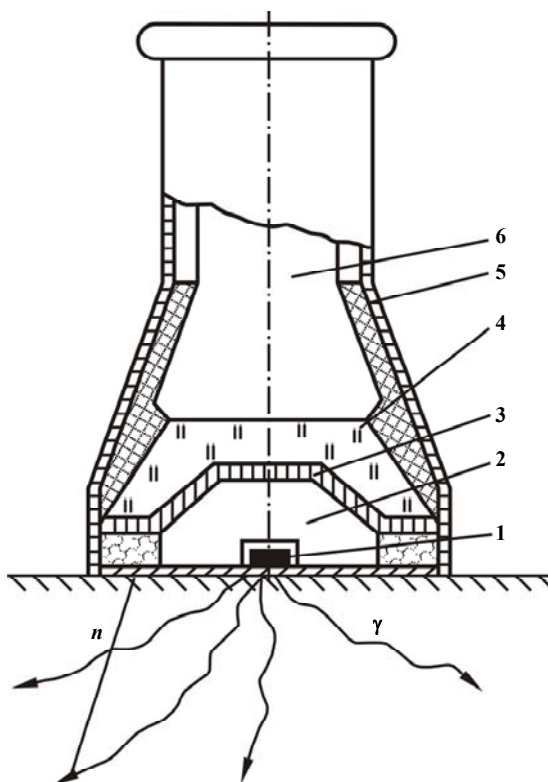


Рис. 13.2. Схема датчика γ -нейтронного приладу "Берил-4":

- 1 – джерело γ -випромінювання; 2 – захисний свинцевий екран;
 3 – детектор нейтронів; 4 – світлопровід; 5 – парафіновий уповільнювач;
 6 – фотопомножувач

У польовому варіанті приладу до нижньої частини лічильника кріпиться парафіновий циліндричний блок (приставка), у центрі якого розташований свинцевий конічний екран, призначений для біологічного захисту та захисту детектора нейтронів від γ -випромінювання джерела, а між ним і дном блока – джерело. Фотонейтрони, які утворюються в породі, уповільнюються парафіновим блоком і реєструються лічильником, який складається із ФЕП, світлопроводу – відбивача нейтронів і люмінофора у вигляді диска із плексигласу, в якому рівномірно розподілені зерна $\text{ZnS(Ag)} + \text{B}$. У лабораторному варіанті приладу детектор розмі-

щений у приставці, яка складається з корпусу і свинцевого екрана. Для підвищення виходу фотонейтронів джерело входить у канал на осі касети із зразком. Екран захищає детектор від прямого γ -випромінювання джерела. Як уповільнювач нейтронів використовується парафіновий блок. У верхній частині екрана є циліндричний отвір, закритий при вимірюваннях свинцевою пробкою. При зміні проби її разом із пробкою піднімають за допомогою пристрою для дистанційної заміни проб.

Чутливість такої установки 2000 імп./хв на 1 % Ве в польовому варіанті та 5000 імп./хв – у лабораторному. Фон від джерела активністю 10^9 Бк становить відповідно 5–6 і 2–3 імп./хв. Це дозволяє визначати концентрації Ве більші за $(3-6) \cdot 10^{-4}$ %.

Незважаючи на наявність у берилометрах екранів між джерелом і детектором нейтронів, інтенсивність γ -квантів, які досягають детектора, досить висока. Однак амплітуда імпульсів від них у детекторі ZnS(Ag) + В значно менша, ніж від нейтронів і легко відсікається дискримінатором.

Певні спотворення при аналізі вносить наявність у породі елементів з високим перетином поглинання нейтронів. Вміст 2,5 % В₂O₃ або 0,25 % CdO₃ при аналізі проб масою 100–150 г призводить до похибки у визначенні Ве до 10–15 %.

Гамма-нейтронна зйомка на берилій проводиться в умовах як відкритих (таких, що виходять на денну поверхню) ореолів розсіювання цього елемента, так і закритих (похованих). В останньому випадку виконують шпурову зйомку.

Відкриті ореоли досліджують шляхом пішохідної або автомобільної γ -нейтронної зйомки. У процесі зйомки вимірюють швидкість рахування імпульсів від фотонейтронів у різних точках денної поверхні. Для кращого контакту датчика приладу з досліджуваною поверхнею знімають шар дерну. Тривалість вимірювання на кожній точці залежить від концентрації Ве та активності γ -випромінювача. Якщо активність ізотопу ^{124}Sb – 30 мКи, то при дослідженні ореолів розсіювання берилію достатній час вимірювання – 2–3 хв. Відносна похибка вимірювань приладом типу "Берил-4" для вмісту Ве, що становить 0,001–0,01 %, не перевищує 20 %.

Розпочинають вимірювання з реєстрації природного нейтронного фону. Одна із компонент цього фону пов'язана з космічним випромінюванням, інша обумовлена реакцією (α , n), тобто

розщепленням ядер берилію під дією α -частинок при розпаді урану і торію, які присутні в гірській породі. Потім ставлять у точку вимірювання приставку з γ -джерелом і через 2–3 хв знімають показання приладу.

Застосування γ -нейтронної зйомки на берилій найбільш ефективно в масштабах 1:10 000 (мережа 100×10 м) і більше. Результати зйомки зображують у вигляді карти ізоконцентрат берилію, нанесених на геологічну або топографічну основу.

За сприятливих ландшафтних і геологічних умов застосовують автомобільну γ -нейтронну зйомку. Методика робіт аналогічна автогамма- або автомобільній нейтронно-активаційній зйомкам. При автомобільній γ -нейтронній зйомці використовується γ -джерело ^{124}Sb з високою активністю – близько 500 мКі, що забезпечує межу визначення берилію 0,001 % при безперервних вимірюваннях зі швидкістю 2–3 км/год. Радіаційна безпека досягається розміщенням вимірювального блока на спеціальному автомобільному причепі, а пульт управління з ресстратором (ЕОМ) – у салоні автомобіля.

Якщо верхні кромки ореолів розсіяння розташовані на глибині від кількох метрів до десятків метрів, застосовується шпуровий варіант зйомки. Для проведення геологорозвідувальних робіт на родовищах берилію з глибокозалягаючими рудними тілами застосовується модифікований блок детектування нейтронів, призначений для використання з каротажною станцією ГНК-2М при дослідженні руд берилію у свердловинах. При цьому межа визначення Ве становить 40 г/т. Шпурова зйомка суттєво збільшує ефективну глибинність пошуків берилієвого зрудніння (рис. 13.3).

Одночасно з польовою фотонейтронною берилометричною зйомкою рекомендується проводити відбір проб для аналізу на берилій лабораторним фотонейтронним методом. Для лабораторного аналізу може бути використаний прилад типу "Берил-2". Зіставлення польових і лабораторних даних значно підвищує надійність результатів.

Гамма-нейтронна зйомка – прямий і ефективний метод виявлення руд берилію. На деяких об'єктах (сприятливих для ГНМ) цей метод може повністю замінити всі інші методи пошуків Ве. Слід відмітити, що природні концентрації Ве часто супроводжуються підвищенням вмістом інших рідкісних елементів. Ко-

жен тип берилієвих родовищ характеризується специфічною асоціацією рідкісних елементів, яка обумовлена парагенезисом мінералів берилію (берил, фенакіт, берtrandит та ін.) з молібденітом, каситеритом, вольфрамітом, колумбітом, літій- і цезіймісними слюдами тощо. Для пегматитів характерна асоціація Be із Sn, Nb, Li, Rb, Cs, Ta, U, Th, Zr, Hf, рідкісноземельними елементами. У скарнах проявляється зв'язок Be з Mo, W, Zn, Cu, Pb; у грейзенах – з W і Sn. Гамма-нейтронна зйомка на берилій може бути засобом пошуків і оцінки рудопроявів цих металів.

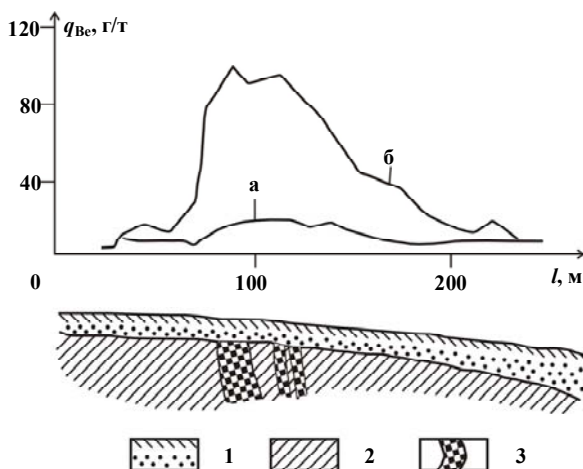


Рис. 13.3. Результати поверхневої (а) і шпурової (б) γ -нейтронної зйомки над закритим рудним тілом (пунктирні лінії – повторні вимірювання):

1 – пухкі відклади; 2 – сланці; 3 – рудне тіло

Фотонейтронний аналіз на Be не поступається за точністю і чутливістю хімічному і має значно вищу продуктивність і оперативність.

Гамма-нейтронний метод визначення дейтерію. Як уже зазначалося, крім реакції ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$, відома ще одна фотоядерна реакція з аномально низьким енергетичним порогом – реакція фоторозщеплення дейтерію ${}^2\text{H}(\gamma, n){}^1\text{H}$. Для фоторозщеплення дейтерію застосовуються γ -кванти з енергією, вищою за енергію

зв'язку нейтрона в ядрі дейтерію, яка становить 2,226 МеВ. Для її здійснення замість джерела ^{124}Sb застосовується ізотоп з високою енергією γ -випромінювання. При визначенні дейтерію фотонейтронним методом як джерело γ -квантів найчастіше використовують ізотоп ^{24}Na , енергія γ -випромінювання E_γ якого – 1,38 і 2,75 МеВ, іноді ^{56}Co з $E_\gamma = 3,25$ МеВ.

Експресне γ -нейтронне визначення дейтерію в природних водах має важливе значення для вирішення багатьох завдань, зокрема при гідрогеологічних дослідженнях, пошуках родовищ нафти і газу тощо. Дослідження з визначення дейтерію проводяться в лабораторних і свердловинних умовах.

Можливості польового γ -нейтронного методу різко розширюється з появою портативних керованих генераторів γ -квантів. Поки що такі генератори застосовуються лише в лабораторних умовах, на основі їхнього використання розроблено методики γ -нейтронного та γ -активаційного аналізів визначення вмісту багатьох елементів у гірських породах і рудах.

Крім польового і лабораторного варіантів, широке застосування ГНМ має при геофізичних дослідженнях свердловин.

Застосування ГНМ при геофізичних дослідженнях свердловин. Природний нейтронний фон у свердловинах незначний. Пласти, що містять навіть у невеликих концентраціях берилій або дейтерій на кривій ГНМ, виділяються підвищеними значеннями щільності теплових нейтронів. Завдяки високій чутливості ГНМ використовують при пошуках родовищ берилію і супутніх йому елементів шляхом дослідження вторинних ореолів і потоків розсіяння Ве в пухких відкладах. Гамма-нейтронний метод широко застосовують при пошуках і розвідці берилієвмісних рідкіснометалевих родовищ і підрахунку запасів Ве.

У нафтових свердловинах γ -нейтронним методом можна відбивати водонафтові контакти, що базується на різниці вмісту у воді й нафті дейтерію, а також ізотопу вуглецю ^{13}C . Вміст дейтерію в нафті приблизно в 1,5 рази вищий, ніж у воді, а вуглецю у воді взагалі немає, тому нафтоносна частина пласта має відзначатися підвищеною інтенсивністю теплових нейтронів $I_{\gamma n}$, що утворюються в результаті ядерної реакції (γ, n). Основна перевага цього методу при визначенні водонафтового контакту – незалежність його результатів від мінералізації пластових вод. Од-

нак при визначенні ^{13}C потрібно джерело γ -квантів з енергією близько 5 МеВ, оскільки цей ізотоп вуглецю характеризується порогом реакції (γ, n), що становить 4,95 МеВ.

При використанні свердловинних джерел γ -квантів великих енергій сфера застосування γ -нейтронного методу може бути розширена. Зокрема, ним можна визначати й оцінювати вміст у гірських породах майже всіх елементів.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. На якій ядерній реакції заснований γ -нейтронний метод?
2. Для визначення яких елементів застосовується γ -нейтронний метод при ядерно-геофізичних дослідженнях на сучасному етапі?
3. Чим обмежується застосування γ -нейтронного методу для визначення вмісту важких елементів?
4. Яке джерело і який детектор використовуються в установках типу "Берилл"?
5. Яке джерело використовують при визначенні берилію γ -нейтронним методом?
6. Які джерела використовують при визначенні дейтерію γ -нейтронним методом?
7. Для вирішення яких завдань у свердловинах перспективний γ -нейтронний метод визначення вуглецю?
8. Що затримує розробку свердловинної модифікації ГНМ на елементи більш важкі, ніж берилій?
9. З якою метою виконується польова γ -нейтронна зйомка?
10. Які фактори впливають на результати γ -нейтронної зйомки?
11. У чому суть автомобільної γ -нейтронної зйомки?
12. З якою метою виконуються визначення вмісту дейтерію у свердловинах?

Література: [1, 3–7, 10–12, 24, 50, 52, 56, 57]

РОЗДІЛ 14

Нейтрон-нейтронний метод

До ядерно-геофізичних методів, що використовують особливості взаємодії нейтронів з речовиною гірських порід і руд, належать стаціонарні нейтрон-нейтронний, нейтронно-активаційний і нейтронний γ -методи та їхні імпульсні варіанти. Завдання, що виконуються за допомогою польових нейтронних методів, охоплюють різні етапи геологічних, геофізичних і геохімічних досліджень: картування, пошуки, розвідку, оцінку родовищ корисних копалин, а також опробування руд. Нейтронні методи застосовуються в польовому і лабораторному варіантах, але найширше – при геофізичних дослідженнях свердловин.

Нейтронні методи засновані на взаємодії нейтронів, що генеруються джерелом нейтронів, з речовиною гірських порід. Ці взаємодії можуть приводити до цілої низки вторинних ефектів: пружного розсіяння (n, n'), випускання миттєвих γ -квантів у результаті реакцій ($n, n'\gamma$) і (n, γ), заряджених частинок і нейтронів унаслідок реакцій (n, α), (n, p), ($n, 2n$) і появи радіоактивних ізотопів. Перераховані ефекти використовуються в нейтронних методах, розглянутих нижче.

Нейтрон-нейтронний метод при ядерно-геофізичних дослідженнях застосовується в стаціонарному та імпульсному варіантах. При стаціонарному нейтрон-нейтронному методі використовуються радіоізотопні джерела нейтронів, імпульсний нейтрон-нейтронний метод (ІННМ), оснований на застосуванні імпульсних генераторів нейтронів.

14.1. Фізична суть стаціонарного нейтрон-нейтронного методу

Стаціонарний нейтрон-нейтронний метод заснований на дослідженні трансформації первинного нейтронного випроміню-

вання радіоізотопного джерела гірськими породами, тобто особливостей нейтронного поля, що встановилось у даній породі або руді після поміщення в неї джерела швидких нейтронів. В основі методу лежать процеси непружного розсіяння ($n, n'\gamma$) та радіаційного захоплення (n, γ) нейтронів.

В ядерній геофізиці використовується стаціонарний ННМ з реєстрацією теплових або надтеплових нейтронів. Відповідні модифікації методу називають нейтрон-нейтронним методом з теплових (ННМ-Т) і надтеплових (ННМ-НТ) нейтронів.

Поле нейтронів визначається сповільнювальними і поглинальними властивостями середовища. Найважливіші параметри сповільнення нейтронів: довжина сповільнення L_c і час сповільнення t_c в основному залежать від концентрації водню в гірських породах. Ці залежності покладено в основу конструкції польових нейтронних вологомірів. Поглинальні властивості середовища визначаються такими параметрами: довжиною дифузії L_d , коефіцієнтом дифузії D і середнім часом життя нейтрона τ , які залежать від вмісту в середовищі елементів з великим перетином захоплення нейтронів (В, Li, Cd, Mn, Gd, Cl та ін.). Серед таких елементів особливе місце посідає бор, для пошуків якого розроблено польові нейтронні борметри.

Розподіл розсіяного нейтронного випромінювання в середовищі описується досить складним інтегрально-диференціальним рівнянням Больцмана, точне рішення якого отримано лише для незначної кількості часткових випадків. У зв'язку із цим просторово-енергетичний розподіл нейтронів у середовищі визначають експериментально або шляхом застосування наближених методів. У загальному вигляді залежність щільності потоку теплових і надтеплових нейтронів від нейтронних характеристик гірських порід наближено описується емпіричною формулою

$$\Phi_i = \frac{Q \cdot (1 - \eta) \cdot \tau_i \cdot v_i}{2\sqrt{2} \cdot \pi \cdot L_i^3} e^{-\frac{r\sqrt{2}}{L_i}}, \quad (14.1)$$

де Φ_i – щільність потоку нейтронів (i – теплових або надтеплових), Q – інтенсивність (потужність) джерела швидких нейтронів, c^{-1} ; τ_i – середній час життя нейтронів (i – теплових або надтепло-

вих); v_i – швидкість руху теплових або надтеплових нейтронів; L_i – довжина міграції відповідного випромінювання, яка дорівнює L_c для надтеплових, L_o – для теплових нейтронів; η – імовірність поглинання нейтрона в процесі сповільнення (звичайно ця величина становить не більше 0,2–0,3).

Аналіз формули (14.1) показує, що розподіл надтеплових нейтронів визначається довжиною сповільнення L_c , яка залежить в основному від вмісту водню у породах. Вплив інших елементів на результати ННМ зумовлений їхньою дією на параметр τ_t (при ННМ-Т). Тобто на щільність потоку надтеплових нейтронів (Φ_{nt}) впливає довжина сповільнення L_c (вміст водню), а на щільність потоку теплових нейтронів (Φ_t) – крім вмісту водню, ще й середній час життя нейтронів (τ_t). Відповідно до цього ННМ найчастіше використовується для визначення:

- вологості (водонасичення) ґрунтів і порід;
- пористості ґрунтів і порід;
- вмісту елементів зі значним перерізом захоплення теплових нейтронів (Cd, Gd, B, Mn, Li, TR, Hg, Cl та ін.).

14.2. Нейтронні вологоміри

Вологість (водонасичення) поряд із густиною є однією з найважливіших характеристик гірських порід і ґрунтів. Використання особливостей взаємодії нейтронів з ядрами різних елементів дозволило перейти до вимірювань вологості порід безпосередньо в умовах їхнього природного залягання. Це завдання виконується за допомогою польових приладів – нейтронних вологомірів.

Основу нейтрон-нейтронного методу визначення вологості становить пряма залежність щільності потоку нейтронів, що сповільнились у досліджуваній породі, від вмісту в ній водню. Водень – найбільш ефективний сповільнювач швидких нейтронів. Уже після перших зіткнень з протонами (ядрами водню) енергія розсіяних нейтронів різко знижується. Довкола джерела швидких нейтронів, поміщеного в аналізоване середовище, утворюється "хмара" повільних нейтронів, кількість яких пропорційна вмісту водню, а отже, об'ємній вологості.

Польові прилади (нейтронні вологоміри), що застосовуються для визначення вологості нейтронним методом, призначені як для поверхневих, так і для глибинних вимірів. Глибинно-поверхневі прилади можуть використовуватися в стандартних свердловинах зазвичай на глибинах до 30 м. Джерелом нейтронного випромінювання є ампула, яка містить суміш або сплав плутонію і берилію. Вихід нейтронів, що утворюються в результаті реакції ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$, становить $5 \cdot 10^4$ – 10^5 нейтр./с. Нейтронні вологоміри можуть реєструвати теплові або надтеплові нейтрони, в останньому випадку детектор оточується кадмієвим екраном завтовшки 1 мм. Час вимірювання обернено пропорційний об'ємній вологості $W_{\text{об}}$ – при великих значеннях $W_{\text{об}}$ достатньо 10–30 с, малі величини $W_{\text{об}}$ вимагають тривалості вимірювання до 100–300 с, при цьому знижується статистична похибка визначення кількості зареєстрованих імпульсів.

Сьогодні використовуються прилади типу ВПГР-1, УР-70, РАВП-1, ЛКС-1К та інші модифікації. Перед польовими вимірюваннями вологоміри еталонуються на спеціальних моделях. Градуальні графіки нейтронного вологоміра типу ВПГР-1 подано на рис. 14.1. Чутливість такого приладу характеризується збільшенням швидкості рахування імпульсів на перші десятки імпульсів за секунду при зростанні об'ємної вологості на 1 %.

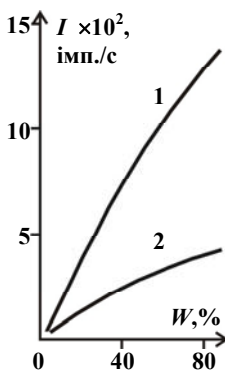


Рис. 14.1. Градуальні графіки нейтронного вологоміра типу ВПГР-1:
1 – при заглибленні зонда на глибину до 30 м; 2 – приповерхневі виміри
(при заглибленні зонда до 0,1 м)

Важливою перевагою нейтронного методу визначення вологості в умовах природного залягання порід є значне об'ємне представництво вимірювань. Розсіяння та уповільнення нейтронів відбувається в деякому об'ємі досліджуваного середовища, і отримувані результати є усереднені по цьому об'єму. Об'ємне представництво оцінюється глибинністю $R_{0,9}$, тобто радіусом сфери навколо джерела нейтронів, в якій розсіюються і сповільнюються 90 % реєстрованих нейтронів (рис. 14.2).

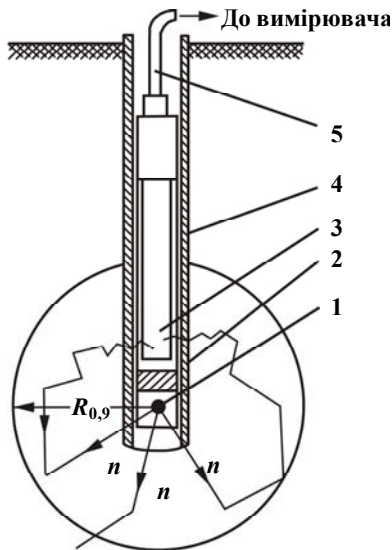


**Рис. 14.2. Вимірювальна схема
для визначення вологості гірських порід:**

1 – радіоізотопне джерело нейтронів; 2 – захисний екран; 3 – детектор нейтронів; 4 – корпус зонда; 5 – кабель зв'язку; $R_{0,9}$ – глибинність досліджень

Глибинність прямо пропорційна одному з основних параметрів, що характеризує взаємодію нейтронів з речовиною породи, – довжині сповільнення: $R_{0,9} \approx 2L_c$.

Зі збільшенням вмісту водню в середовищі параметр L_c зменшується, отже, з ростом об'ємної вологості глибинність нейтронного методу падає.

Для оцінки цього зв'язку використовують наближену формулу

$$R_{0,9} \approx 15 \sqrt{100/W_{об}}, \quad (14.2)$$

де $W_{об}$ – об'ємна вологість, виражена у відсотках. У діапазоні вологості від 50 до 15 % об'єм аналізованої проби становить 40–240 дм³. Ці цифри показують, що за величиною досліджуваного об'єму середовища нейтронний метод у багато разів перевершує метод визначення вологості, пов'язаний з відбором проб, їхнім сушінням і зважуванням.

При інженерно-геологічних дослідженнях вологості ґрунтів у свердловинах малого діаметра або зондами, що забиваються в ґрунт, використовують малі зонди (розміри до 5–10 см). Крім того, використовують також поверхневі (приставні) датчики (рис. 14.3).

Слід зазначити, що сповільнені до теплової енергії нейтрони поглинаються ядрами елементів, присутніх у даній породі. Серед породотвірних елементів до інтенсивного поглинання нейтронів здатні Fe, Na, K, Cl. Із розсіяних елементів високим перетином реакції (n, γ) характеризуються B, Cd, Li, Gd, рідкісноземельні метали та ін. Для бору характерний досить значний перетин реакції (n, α). Наявність цих елементів у гірських породах може призвести до заниженої оцінки справжньої водонасиченості аналізованого середовища. Оскільки перетин захоплення нейтронів сильно змінюється від одного елемента до іншого, вплив поглиначів на точність визначення вологості неоднаковий. Так, концентрації бору в гірських породах близько 10⁻³ % вже достатньо, щоб викликати похибку вимірювання, яка становить 1 % абсолютного вмісту води, тоді як для створення такої ж похибки концентрація хлору має бути 10⁻² %, а калію – близько 1 %. Різкого зниження впливу всіх названих вище елементів можна добитися, якщо детектор вологоміра буде реєструвати надтеплові нейтрони.

Повний вміст водню в породі або ґрунті пов'язаний не тільки з вільною водою, але також зі зв'язаною водою, що є в мінералах та органічній речовині.

Сповільнення нейтронів ядрами водню практично не залежить від форми знаходження його в даному середовищі, тому присутність зв'язаного водню може завищувати оцінку вологос-

ті, що отримується при використанні нейтронних приладів. Однак насправді роль зазначеної обставини мала. Річ у тому, що найбільші кількості зв'язаної (кристалізаційної) води характерні для мінералів, що входять до складу глинистих порід. Але ці ж мінерали містять у відносно підвищених концентраціях домішки елементів, які інтенсивно поглинають нейтрони. Таким чином, зв'язаний водень і елементи-поглиначі вносять у результати вимірювання вологості протилежні за знаком похибки, унаслідок чого відбувається взаємна компенсація розглянутих ефектів.

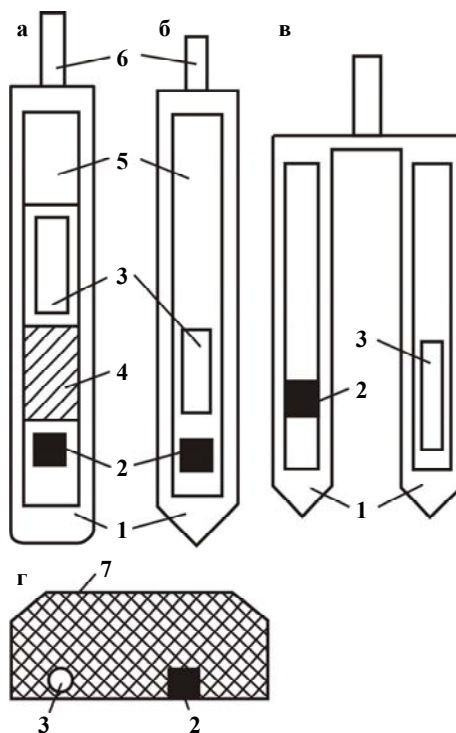


Рис. 14.3. Схеми зондів нейтрон-нейтронного методу для визначення вологості гірських порід в умовах їхнього природного залягання:

а – свердловинний прилад; б, в – звичайний і вилковий зонди для визначення вологості пухких відкладів; г – приставний зонд для вивчення поверхневих відкладів. 1 – корпус; 2 – джерело нейтронів; 3 – детектор нейтронів; 4 – екран; 5 – електронний блок; 6 – кабель зв'язку; 7 – сповільнювач-відбивач нейтронів (спеціальна пластмаса)

В окремих випадках слід враховувати залежність щільності потоку нейтронів, що сповільнюється в середовищі, від густини його скелета. Зміна густини скелета породи викликає зміщення градувальної лінії. Підраховано, що похибка вимірів вологості може досягати 3 % абсолютного вмісту води при варіації густини скелета породи від 1,4 до 1,8 г/см³. Отже, при змінній густині порід потрібно використовувати не один, а кілька градувальних графіків, кожен з яких відповідає певному значенню густини середовища. Введення подібних поправок не являє собою складності, оскільки сучасна апаратура дозволяє вимірювати не тільки вологість, але й густину породи. Так, до комплектів польових приладів типу УР-70, РАВП-1, РВПП-1, ЛКС-1К, крім нейтронних вологомірів, входять γ -густиноміри. Ще один комбінований прилад – портативний нейтронний вологохлоромір типу ВХНПГ-1, в якому нейтрон-нейтронний метод вимірювання вологості поєднується з експресним нейтронним гамма-аналізом породи на вміст хлору (діапазон визначуваних концентрацій С становить від 1 до 20 %).

Отже, можна назвати такі переваги нейтронного методу визначення вологості. Метод дозволяє вимірювати вологість незалежно від фізичного стану породи або ґрунту (напр., дослідження в мерзлих ґрунтах ведуться аналогічним чином). Вимірювання здійснюються безпосередньо в досліджуваному масиві гірської породи без порушення її природного складу і процесів, що відбуваються в ній. Вологість усереднюється за об'ємом, що становить кілька десятків, а іноді кілька сотень кубічних дециметрів. Нейтронний метод визначення вологості є експресним і характеризується високою відтворюваністю (вимірювання в одній точці можуть бути повторені довільну кількість разів). Вимірювання з нейтронними вологомірами можуть бути автоматизовані, що особливо важливо при тривалих режимних спостереженнях. Усе це є основою широкого застосування розглянутого методу в геології нафти і газу, гідрогеології, інженерній геології, гідромеліорації, гідротехніці, ґрунтознавстві, сільському господарстві.

Порівняно великий вміст атомів водню, як правило, характерний для водонасичених пісків, глин, аргілітів і мергелів: вони мають велику пористість, а також містять значну кількість хімі-

чно зв'язаної води у складі глинистих мінералів. Ці породи, а також гіпс, що містить багато зв'язаної води, відмічаються мінімальними значеннями показань ННМ. Крім того, такими ж параметрами характеризуються і водонасичені піски та супіски.

Неводонасичені породи відмічаються підвищеними значеннями параметрів кривих ННМ.

Проміжними значеннями характеризуються породи помірної пористості: супіски, суглинки, пористі вапняки і доломіт, пісковики та ін.

Нейтрон-нейтронний метод вимірювання вологості успішно використовується в морських дослідженнях при вивченні глибоководних відкладів. Об'ємна вологість донних осадів визначається безпосередньо в пробовідбірниках, піднятих з глибини на борт судна. Це виключає вплив розуцільнення осадів, що настає після зняття з них гідростатичного тиску. Експресні вимірювання вологості та густини забезпечують отримання відомостей про мінливість фізико-механічних властивостей розрізу морських глибоководних утворень.

14.3. Нейтронні борметри

Для експресного визначення концентрації бору на виходах корінних порід і в місцях розвитку геохімічних ореолів розсіяння бору застосовуються портативні прилади, в яких використовується аномально висока здатність ядер ^{10}B поглинати теплові нейтрони. Переріз екзоенергетичної реакції $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ на теплових нейтронах становить $4 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$, а для суміші ізотопів природного бору – $7,6 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2$. У силу цього нейтронні дифузійні параметри боратів характеризуються дуже малими значеннями. У таких мінералів, як бура, ашарит, людвігіт та інших, коефіцієнт дифузії теплових нейтронів D не перевищує $10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, а середній час життя цих нейтронів τ менше 1 мкс. У результаті довжина дифузії теплових нейтронів, що визначається співвідношенням $L_d = \sqrt{\tau \cdot D}$, для мінералів бору становить усього декілька міліметрів. Отже, присутність таких мінералів у породі викликає швидкий спад просторової щільності сповільнених нейтронів.

Метод вимірювання вмісту бору за допомогою опромінювання середовища нейтронами називають ще нейтронно-абсорбційним. У приладах здійснюється детектування нейтронів, яке фіксує зміну (ослаблення) їхнього первинного потоку. За використанням фізичним явищем різновид нейтронно-нейтронного методу для визначення бору відрізняється від варіанта ННМ, що служить для вимірювання вологості порід. Тут корисні сигнали зумовлені не сповільненням нейтронів, а їхньою дифузією і поглинанням.

Схему борметра, призначеного для вимірювань на денній поверхні та в гірських виробках, наведено на рис. 14.4.

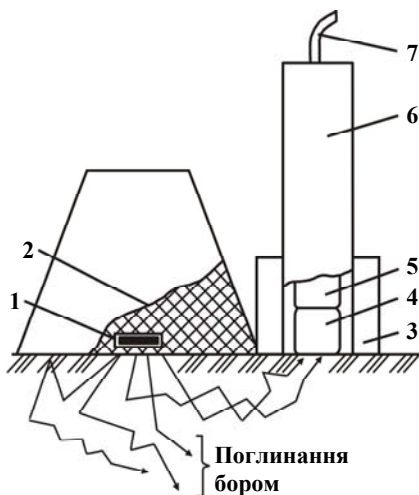


Рис. 14.4. Схема поверхневого нейтронного борметра:

- 1 – радіоізотопне джерело нейтронів; 2 – захисний блок (парафін або пластмаса); 3 – обійма для кріплення блоків джерела і детектора;
- 4 – детектор теплових нейтронів; 5 – фотоелектронний помножувач;
- 6 – корпус детектора; 7 – кабель зв'язку з пультом керування та реєстрації

Прилад складається з приставного блока із джерелом нейтронів і радіометра. Приставний блок має вигляд усіченого конуса висотою 15 см і діаметром верхнього основи 10 см, нижньої – 20 см. У нижній частині блока розміщено радіоізотопне нейтронне джерело з виходом $1,5 \cdot 10^6$ нейтр./с. Джерело оточено захисним

блоком (парафін або спеціальна пластмаса), що виконують функції сповільнювача та радіаційного захисту оператора. Крім того, для радіаційного захисту сповільнені парафіном (спеціальною пластмасою) нейтрони поглинаються шаром кадмію завтовшки 1 мм, що покриває зовнішню поверхню приставного блока.

Відстань між джерелом і детектором нейтронів (довжина зони приладу) може змінюватися від 13 до 23 см. Для реєстрації нейтронів використовується сцинтилятор-люмінофор $\text{ZnS}(\text{Ag})$ із додаванням ізоотопу ^{10}B . Разом з фотоелектронним помножувачем люмінофор розташований у датчику радіометра типу СРП-68. Маса приставного блока і радіометра становить 6 кг.

Перед початком польових досліджень борметр еталонують на спеціальних моделях, за результатами цих досліджень будують спеціальний графік (рис. 14.5), за яким швидкість рахування приладу при вимірюваннях у рядових точках трансформують у вміст бору в досліджених породах.

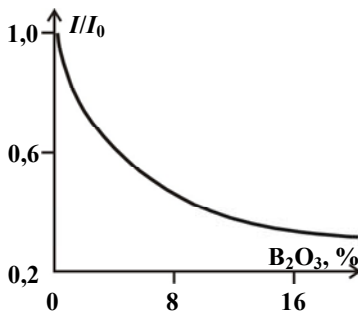


Рис. 14.5. Градувальний графік польового нейтронного борметра:

I – швидкість рахування імпульсів від проби з певною (відомою) концентрацією C бору; I_0 – швидкість рахування імпульсів від проби без вмісту бору

Розглянемо методику досліджень з борметром. Приставний блок і радіометр установлюють на досліджувану поверхню. Нейтрони, що генеруються радіоізотопним джерелом, потрапляють до породи, де розсіюються і поглинаються. При цьому, чим більше бору міститься в гірській породі, тим сильніше ослаблення потоку і тим менша швидкість рахування імпульсів,

зареєстрованих приладом. Вміст бору розраховують за градуальною кривою, яка пов'язує відносну швидкість рахування імпульсів I/I_0 з концентрацією B_2O_3 (рис. 14.5). За I_0 береться швидкість рахування над породою, що не містить елементів, які інтенсивно поглинають нейтрони. При низькому вмісті бору наведена вище залежність характеризується різким спадом, тоді як при високих концентраціях крива йде полого (концентраційне виродження). Відповідно до цього точність вимірювань високих концентрацій B_2O_3 нижча, ніж незначний його вміст (0,1–1 %). Час спостережень на одній точці становить 15–20 хв.

Глибинність дослідження залежить від хімічного складу порід і вмісту в них води. Зі збільшенням вологості зростає вміст водню і тому підвищується сповільнювальна здатність середовища. У породах з великим вмістом водню нейтрони сповільнюються в декількох сантиметрах від джерела і швидко захоплюються ядрами атомів. Якщо вологість породи не перевершує 5 %, а вміст елементів-поглиначів (хлор, кадмій та інші) не більше часток відсотка, то глибинність зони дослідження дорівнює 20–30 см.

Межа виявлення бору за допомогою польового борметра – 0,1 %. Ця величина вища за кларк бору в осадових породах, який становить 0,01 %. Разом із тим, деякі осадові породи виступають концентраторами бору, наприклад у морських глинистих сланцях та ілітах його вміст досягає 0,2 %. В ореолах розсіювання на родовищах і рудопроявах бору концентрації B_2O_3 також значні, вони становлять декілька десятків часток відсотка. Таким чином, застосування польових борметрів дозволяє значно поліпшити ефективність пошукових робіт навіть з підвищеною межею виявлення.

Існують модифікації польового борметра, що характеризується кращою чутливістю, для яких мінімальний вимірюваний вміст B_2O_3 становить 0,01 %. Вихід нейтронного джерела – $2 \cdot 10^6$ нейтр./с, довжина зонда – 20 см. Зважаючи на концентраційне виродження, визначення цим приладом порівняно високого вмісту бору викликає певні труднощі, тому кількісна інтерпретація може проводитися тільки до концентрацій 0,5–0,7 % B_2O_3 .

На показання польових борметрів може впливати присутність у досліджуваних породах підвищеного вмісту елементів, що є сильними поглиначами нейтронів. Із хімічних елементів тільки

літій має властивості подібні бору у відношенні реакції (n, α). Однак парагенезис літію і бору малоімовірний, тому при пошуках бору за допомогою ННМ впливом літію можна знехтувати.

Значні перешкоди можуть виникнути через наявність у породах таких елементів, як хлор, марганець, залізо, кадмій, лантаноїди. Ядра цих елементів не здатні до реакції (n, α), але інтенсивно поглинають теплові нейтрони за реакцією радіаційного захоплення (n, γ). При вивченні родовищ боратів осадового типу елементом-завадою є хлор, що входить у вигляді NaCl і KCl до складу порід, а також у деякі мінерали (напр., у борацит).

Оцінка вмісту елемента, еквівалентного за поглинанням теплових нейтронів певній кількості бору, оцінюється за формулою

$$q = \frac{q_B \cdot \sigma_B \cdot M}{\sigma \cdot M_B}, \quad (14.3)$$

де q – вміст елемента; σ – переріз поглинання елемента; M – атомна маса елемента; q_B , σ_B , M_B – ті ж параметри для бору. Перетин захоплення теплових нейтронів ядрами хлору становить $3,2 \cdot 10^{-27} \text{ м}^2$; Згідно з формулою (14.3) визначено, що за нейтронно-поглинальними властивостями 0,01 % бору еквівалентний 0,76 % хлору. На родовищах гіпогенних боратів нейтронно-абсорбційні визначення бору можуть спотворюватися залізом, що входить до складу людвігітових руд і приурочених до них магнетитових покладів. Перетин захоплення нейтронів у Fe становить $2,6 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$; відповідно вміст заліза, еквівалентний за поглинанням нейтронів 0,01 % бору, значно більший – близько 15 %. Таким чином, елементи з високим перетином захоплення впливають на точність визначення бору лише при вмісті останнього, близького до межі виявлення польовими приладами.

Крім портативних приладів, за допомогою яких можуть проводитися пішохідні борометричні зйомки, профілювання і опробування по стінках гірничих виробок, розроблена методика безперервного визначення бору в поверхневих відкладах. За цією методикою нейтронно-абсорбційна установка монтується на спеціальному причепі, що буксирується автомобілем підвищеної прохідності типу УАЗ. В установці використовується відносно потужне радіоі-

зотопне джерело нейтронів, його вихід досягає 10^7 нейтр./с. При цьому гранична чутливість визначення B_2O_3 – 0,01 %. Загальна маса причепа з апаратурою – 170 кг. Борометричне профілювання в автомобільному варіанті нейтронно-абсорбційного методу має високу чутливість та ефективність. Однак такий варіант профілювання може застосовуватися лише в умовах згладженого рельєфу, у степових і пустельних районах.

Слід підкреслити важливість бору як індикатора процесів породо- та рудоутворення. Геохімічні зміни порід і формування руд часто супроводжуються помітним накопиченням цього елемента, хоча й далеким від промислових концентрацій. Установлено, що у змінених різновидах гранітоїдів вміст бору може бути в декілька разів вищий, ніж у вихідних породах. Значна кількість бору зосереджується у вторинних мінеральних утвореннях, що виникають у результаті автометасоматичних і гідротермальних змін. Отже, підвищений вміст бору можуть указувати на розвиток таких пов'язаних з рудоутворенням процесів, як серицитизація, хлоритизація та ін. За даними нейтронно-абсорбційної зйомки можливе виявлення руд кольорових і рідкісних металів.

Пряма кореляція вмісту бору (до 2 %) з концентраціями свинцю і цинку була визначена в результаті експериментальних досліджень ННМ. Борні аномалії чітко фіксують рудні зони. Для виявлення таких аномалій чутливість польових борметрів є достатньою.

14.4. Лабораторні дослідження нейтрон-нейтронним методом

Лабораторні дослідження зразків засновані на вивченні ослаблення пучка теплових нейтронів при проходженні через зразок, (нейтронно-абсорбційний аналіз) або реєстрації спектра γ -випромінювання радіаційного захоплення атомів, що опромінюються тепловими нейтронами (лабораторний нейтронний γ -метод).

Нейтронно-абсорбційний аналіз зразків гірських порід дозволяє визначати концентрацію елементів з високим перетином поглинання теплових нейтронів, таких як B, Li, Cd, Cl, Gd, Hg, In,

Ag, Co, Mn та ін. Ослаблення паралельного пучка нейтронів при проходженні через тонкий (порівняно з довжиною пробігу нейтронів між зіткненнями) зразок завтовшки h визначається виразом

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = e^{-\Sigma \cdot h}, \quad (14.4)$$

де Φ_0 , Φ – щільність потоку нейтронів до і після проходження через зразок; $\Sigma = \Sigma_p + \Sigma_s$ – сумарний макроскопічний перетин ослаблення (макроскопічні перетини розсіяння і захоплення) нейтронів для породи в цілому.

Нейтронний абсорбційний аналіз належить до неселективних методів: значення Σ , а отже і Φ/Φ_0 , залежать від відповідних перетинів і концентрацій всіх елементів, що входять до складу гірської породи, проте часто основний внесок в Σ дає один з елементів, тоді величини Σ і Φ/Φ_0 виявляються достатньо тісно пов'язаними з його концентрацією, і вміст такого елемента в породі визначається з достатньою для практичного застосування точністю. До них належать B, Li, Cl, Mn, Cd, Gd та інші, межа визначення яких становить від 0,005 % до одиниць відсотків.

Деякий негативний вплив на аналіз спричиняє вологість зразка, оскільки водень має високий перетин розсіяння. Вологість $\omega = 1$ % завищує результати аналізу на 0,15 % з розрахунку на B_2O_3 або еквівалентної кількості іншого елемента. Вплив поглинання нейтронів основними породотвірними елементами значно менший, і він може бути практично зведений до нуля при використанні еталонів, близьких за хімічним складом до досліджуваних зразків.

Селективність нейтронно-адсорбційного методу для деяких елементів можна підвищити, якщо використовувати поглинання не теплових, а резонансних нейтронів, тобто нейтронів з енергією, яка збігається з енергією одного з різко виражених резонансів у перетині поглинання елемента. До елементів з високими резонансами поглинання належать, наприклад, In (енергія резонансних нейтронів – 1,45 eB, перетин поглинання – $28,5 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$), Au (4,94 eB, $30,6 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$), Ag (5,2 eB, $7,6 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$), Co (134 eB, $7 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$) та ін.

Потік нейтронів, направлений від блока сповільнювача на зразок, має широкий спектр, а інтенсивність нейтронів плавно змінюється з їхньою енергією. Присутність у зразку елемента A з енергією резонансного поглинання E_A послаблює потік у вузькій області енергії $E_A \pm \Delta E$. Щоб підвищити чутливість аналізу на елемент A , нейтрони реєструють саме в цій області, використовуючи ефект активації фольги з того ж елемента A . Активність фольги, поміщеної після досліджуваного зразка, пропорційна потоку нейтронів з резонансною енергією, а отже, зменшується із зростанням концентрації елемента A у зразку. Елементи, що не мають резонансів в області $E_A \pm \Delta E$, мало впливають на потік нейтронів у цій області й на активність фольги.

При реєстрації й порівнянні між собою ослаблення двох потоків нейтронів з різним спектром нейтронів чутливість аналізу підвищується. Зміни спектра досягають розміщенням фільтра з визначуваного елемента на шляху пучка нейтронів. Різниця показань при двох вимірюваннях (при опромінюванні проби повним потоком нейтронів і потоком нейтронів, що пройшли через фільтр) майже виключно залежить від поглинання нейтронів визначуваним резонансним елементом, і його концентрацію вдається визначити навіть за наявності в пробі інших елементів з відносно високим перетином поглинання нейтронів.

При лабораторних дослідженнях реєстрація повільних нейтронів виконується за допомогою газорозрядних лічильників, наповнених BF_3 або ^3He і сцинтиляційних детекторів на базі $\text{ZnS} + \text{B}$. Для аналізу зразків нейтрон-нейтронним методом застосовуються лабораторні установки типу "Нейтрон" (рис. 14.6).

У цій установці нейтрони від ампульного джерела сповільнюються в парафіні, і їхня частина, що проходить через зразок (пробу) 1, реєструється детектором. Висока чутливість сцинтиляційного детектора дозволяє застосовувати джерела невеликої потужності (близько 10^4 нейтр./с).

Найчастіше використовують відносний спосіб вимірювань, тобто вміст аналізованого елемента в досліджуваній пробі визначають порівняно із вмістом цього елемента в еталонному зразку. Заздалегідь на підставі вимірювань з еталонними зразками будують еталонний графік, що є залежністю відношення інтенсивності

нейтронів, які проходять через еталонний зразок, до інтенсивності нейтронів, що проходять через пробу пустої породи, від концентрації визначуваного елемента у зразку (рис. 14.7).

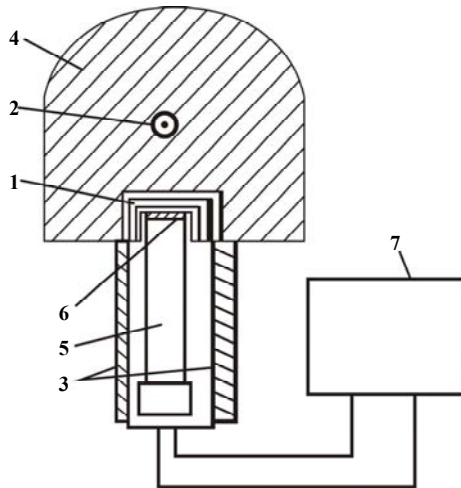


Рис. 14.6. Схема лабораторної установки "Нейтрон":

1 – проба; 2 – ампульне джерело нейтронів; 3 – люмінофор; 4 – парафіновий сповільнювач нейтронів; 5 – фотоелектронний помножувач; 6 – кадмієвий екран; 7 – блок керування та реєстрації

Еталонні проби одержують, змішуючи в певних пропорціях препарат з аналізованим елементом і пусту породу, склад якої близький до складу досліджуваних порід.

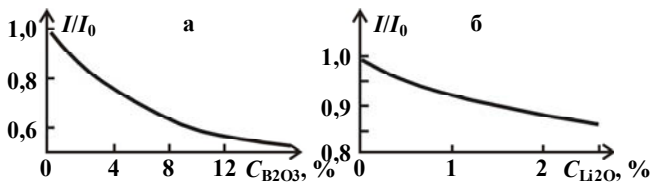


Рис. 14.7. Графіки еталонування установки "Нейтрон":

а – для визначення вмісту бору; б – для визначення вмісту літію.

I – швидкість рахування імпульсів від проби з певною (відомою) концентрацією бору (а) або літію (б); I_0 – швидкість рахування імпульсів від проби без вмісту бору (а) або літію (б)

14.5. Імпульсний нейтрон-нейтронний метод

При дослідженнях імпульсним нейтрон-нейтронним методом, гірська порода опромінюється короткочасними потоками нейтронів тривалістю $t_{\text{імп}}$, які генеруються один за одним через певні проміжки часу з періодом $T = 10^{-3} - 10^{-1} \text{ с}^{-1}$. Через деякий час (час затримки) $t_{\text{зат}}$ після закінчення генерації нейтронного імпульсу, протягом часу (час вимірювання, або часове "вікно") $t_{\text{в}}$ проводиться вимірювання щільності теплових нейтронів Φ (рис. 14.7).

При змінному нейтронному полі процеси уповільнення і дифузії нейтронів відбуваються послідовно і можуть бути досліджені окремо залежно від часу затримки з моменту генерації нейтронів джерелом.

Час уповільнення швидких нейтронів ($10 - 10^2 \text{ мкс}$) характеризує вміст водню в гірських породах. Час дифузії теплових нейтронів ($10^2 - 10^4 \text{ мкс}$) визначається вмістом водню і наявністю в середовищі ядер з великим перетином захоплення теплових нейтронів (зокрема, вмістом хлору в підземних водах).

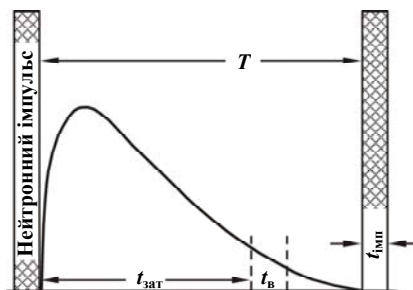


Рис. 14.7. Схема роботи генератора нейтронів і розподіл теплових нейтронів у часі при імпульсному нейтрон-нейтронному методі

Зважаючи на велику різницю в часі сповільнення швидких нейтронів і дифузії теплових нейтронів, зі збільшенням часу затримки щільність теплових нейтронів визначається більшою мірою поглинальними нейтронними властивостями середовища.

Імпульси швидких нейтронів, що генеруються джерелом, короткочасні. Їхня тривалість становить одиниці-десятки мік-

росекунд. Джерелом нейтронів служить нейтронний генератор (див. розд. 8), в якому прискорені до енергії 100–150 кеВ ядра дейтерію (дейтони) бомбардують тритієву мішень. У результаті ядерної реакції (${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$) генеруються нейтрони з енергією 14 МеВ. У процесі взаємодії з речовиною гірської породи швидкі нейтрони сповільнюються до теплової енергії. Теплові нейтрони розповсюджуються шляхом дифузії практично без зміни швидкості. Дифузія супроводжується поглинанням теплових нейтронів, у результаті чого всі нейтрони, які належать до одного й того ж імпульсу джерела, захоплюються ядрами гірської породи.

Одразу після закінчення імпульсу кількість уповільнених нейтронів незначна, і в точці, що віддалена на відстань R від джерела, вона зростає із часом. Потім усе більше дається взнаки поглинання теплових нейтронів, їхній розподіл у часі переходить через максимум. Найбільш інформативний спад у часі потоку теплових нейтронів. Швидкість цього спаду безпосередньо пов'язана з нейтронною характеристикою даної гірської породи – середнім терміном життя теплових нейтронів τ . Якщо детектор умикається для реєстрації нейтронів через час $t_{\text{зат}1}$, $t_{\text{зат}2}$ і т. д. після закінчення імпульсу (змінний час затримки), то за кількістю імпульсів, отриманих за інтервали $t_{\text{в}}$ ("часові вікна"), можна оцінити затухання нейтронної щільності, а отже, і величину τ .

Частота нейтронних імпульсів має бути такою, щоб до появи кожного наступного імпульсу нейтрони, які належать до попереднього імпульсу, були повністю захоплені гірською породою.

Просторово-часовий розподіл щільності потоку нейтронів, що сповільнюються в однорідному і безмежному середовищі у випадку імпульсного точкового джерела, розраховується згідно з теорією нестационарної дифузії нейтронів

$$\Phi(R, t) = \left\{ Q / \left[4\pi (L_c^2 + Dt) \right]^{3/2} \right\} e^{-R^2 / 4(L_c^2 + Dt)} e^{-t/\tau}, \quad (14.5)$$

де Q – кількість нейтронів, генерованих джерелом; L_c – довжина уповільнення нейтронів у даному середовищі; D – коефіцієнт дифузії теплових нейтронів; τ – середній час життя теплових нейт-

ронів. Формула (14.5) справедлива для середовищ із мінімальною концентрацією водню. Однак вона може застосовуватися для водневмісних гірських порід за умови, що $R < L_c^2 / \lambda_0$, де λ_0 – середня довжина пробігу нейтронів до першого зіткнення.

Величина $\theta = L_c^2 + Dt$ називається узагальненим, або символічним, віком нейтронів. Якщо при дослідженні даної породи вимірюється затухання щільності теплових нейтронів із часом у двох різних точках, які лежать на одній прямій, але віддалені від джерела на відстань R_1 і R_2 , то

$$\frac{\Phi(R_1, t)}{\Phi(R_2, t)} = e^{-(R_1^2 - R_2^2)/4\theta}. \quad (14.6)$$

Узагальнений вік нейтронів θ у даному середовищі визначається так:

$$\theta = L_c^2 + Dt = (R_2^2 - R_1^2) / 4 \ln[\Phi(R_1, t) / \Phi(R_2, t)]. \quad (14.7)$$

У випадку, коли сповільнення нейтронів уже закінчилося до початку вимірювань $\Phi(R_1, t)$ і $\Phi(R_2, t)$, залежність $\theta(t)$ буде лінійною. У координатах θ і $t_{\text{зат}}$ (змінний час затримки) значення узагальненого віку θ лягають на пряму лінію, нахил якої визначається коефіцієнтом дифузії D , а відрізок осі ординат, який відтинається цією прямою, визначається квадратом довжини сповільнення L_c^2 . Тому використання в ІНМ двох зондів довжиною R_1 і R_2 дає можливість визначити нейтронні властивості гірської породи, які відповідають за процес сповільнення і дифузії нейтронів, тобто ті її характеристики, які пов'язані із вмістом у ній водню.

При виконанні умов: $t \gg t_c$ (t_c – час сповільнення нейтронів) і $D \cdot t \gg L_c^2$ формула (14.5) спрощується

$$\Phi(R, t) = \left[Q / (4\pi \cdot D \cdot t)^{3/2} \right] \cdot e^{-R^2/4Dt} \cdot e^{-t/\tau}. \quad (14.8)$$

У даному виразі кожний із трьох співмножників, що включають t , має чіткий фізичний зміст. Експонента $e^{-R^2/4Dt}$ визначає "підтікання" нейтронів до точки простору, яка розташована на

відстані R від джерела, тобто характеризує збільшення щільності теплових нейтронів у даній точці за рахунок їхньої дифузії з області з більшою щільністю, що лежить ближче до джерела. Множник $(4\pi \cdot D \cdot t)$ характеризує зменшення щільності в даній точці за рахунок подальшої дифузії нейтронів у бік більших відстаней від джерела ("розтікання" нейтронів), експонента $e^{-t/\tau}$ визначає зменшення теплових нейтронів за рахунок поглинання їх ядрами.

Таким чином, починаючи з деякого часу t розподіл нейтронів не залежить від уповільнювальних властивостей середовища і визначається тільки процесами дифузії й поглинанням теплових нейтронів. При досить великому t внесок перших двох співмножників у формулі (14.8) стає незначним і щільність потоку теплових нейтронів залежатиме лише від величини їхнього середнього терміну життя в даній породі

$$\Phi(t) \sim e^{-t/\tau}. \quad (14.9)$$

Звідси випливає, що вимірювання швидкості зменшення нейтронів, виконані при великих затримках, дають інформацію про спроможність середовища поглинати нейтрони.

Отже, ІНМ дає можливість визначати основні нейтронні параметри гірських порід: D , L_c і τ . Як уже зазначалося, особливу цінність мають відомості про τ – у цьому відношенні ІНМ має значно більшу чутливість і селективність, ніж стаціонарний НМ. Якщо досліджуються дві гірські породи з різними значеннями τ , то відношення щільності нейтронів у них, виміряних через великий проміжок часу після нейтронного імпульсу, буде

$$\Phi(t_2)/\Phi(t_1) = e^{-t(1/\tau_2 - 1/\tau_1)}. \quad (14.10)$$

Таким чином, якщо $\tau_2 > \tau_1$, то при $t \rightarrow \infty$ відношення $\Phi_2/\Phi_1 \rightarrow \infty$, якщо $\tau_2 < \tau_1$, то при $t \rightarrow \infty$ це відношення прямує до нуля. Тобто можна отримати досить значну відмінність у показаннях ІНМ при переході від однієї породи до іншої. У стаціонарному НМ при дослідженні пластів з різними поглинальними властивостями відношення Φ_2/Φ_1 обмежене величиною відношення τ_2/τ_1 .

Як і у випадку стаціонарного НМ глибиною дослідження ІНМ вважається радіус такого циліндра, в якому щільність

нейтронів на його осі менша (до 10 %) від щільності в такому самому за речовинним складом, але безмежному середовищі на тій же відстані від джерела. Розрахунок для однорідного середовища, поглинання нейтронів в якому порівняно незначне, дає наближений вираз для глибинності ІНМ (розглядається реєстрація теплових нейтронів)

$$R_{0,9} \approx 2,1\sqrt{L_c^2 + D(t - t_c)}. \quad (14.11)$$

Довжина сповільнення нейтронів L_c тим більша, чим більша початкова енергія нейтронів. Оскільки в ІНМ початкова енергія (14 МеВ) вища, ніж при дослідженнях з радіоізотопними джерелами, глибинність ІНМ більше глибинності НМ.

Як видно з формули (14.11), збільшується глибинність $R_{0,9}$ із збільшенням часу затримки t . При цьому відносний приріст $R_{0,9}$ тим більший, чим більший коефіцієнт дифузії D , величина якого визначається, головним чином, вмістом водню в середовищі. У середовищах з підвищеним вмістом водню глибинність імпульсного нейтрон-нейтронного методу на 20–25 % більша ніж глибинність стаціонарного НМ. Вплив часу затримки може бути значним: наприклад, у піску з вологістю ~10 % глибинність ІНМ при $t_{\text{зат}} = 1$ мс буде до 55 см, а при $t_{\text{зат}} = 4$ мс вона збільшується до 75 см.

Імпульсний нейтрон-нейтронний метод широко використовується при геофізичних дослідженнях свердловин, в основному в нафтогазовій геології. Метод дає змогу проводити літологічне розчленування гірських порід і визначення їхніх характеристик за основними нейтронними параметрами – середнім терміном життя нейтронів τ і коефіцієнтом дифузії нейтронів D , останній тісно пов'язаний з пористістю породи.

Досить позитивні результати отримано при використанні ІНМ для визначення положення водонафтового контакту (ВНК). Нафта і прісна вода мають близькі значення τ (напр., при 14 °С відповідно 214 і 207 мкс). Зі збільшенням концентрації NaCl у підземних водах, середній термін життя нейтронів швидко зменшується внаслідок підвищеного поглинання їх ядрами хлору. Так, при мінералізації підземних вод 100 г/л величина τ

зменшується до 100 мкс. Чим більша мінералізація пластових вод, тим вища чутливість ІННМ до визначень ВНК.

За допомогою ІННМ можуть визначатися пористість і нафтонасиченість порід-колекторів. Коефіцієнт пористості k_p і значення середнього терміну життя нейтронів у пласті ($\tau_{пл}$), матриці гірської породи (τ_m) і флюїді ($\tau_{фл}$), що насичує гірську породу, пов'язані співвідношенням

$$\frac{1}{\tau_{пл}} = \frac{k_p}{\tau_{фл}} + \frac{1 - k_p}{\tau_m}. \quad (14.12)$$

Для нафтонасиченої породи, яка містить зв'язану воду, має місце таке співвідношення:

$$\frac{1}{\tau_{пл}} = \frac{k_p(1 - k_n)}{\tau_v} + \frac{k_p \cdot k_n}{\tau_n} + \frac{1 - k_p}{\tau_m}, \quad (14.13)$$

де k_n – коефіцієнт нафтонасиченості; τ_n і τ_v – значення середнього терміну життя нейтронів у нафті й воді (з урахуванням її мінералізації). При дослідженні колектора даного типу частина параметрів, які входять у формули (14.12) і (14.13), визначаються на моделях свердловин.

Важливим завданням, яке успішно розв'язується шляхом застосування ІННМ, є визначення газонафтового (ГНК) та газоводяного (ГВК) контакту. Перехід від насиченої рідиною до газонасиченої частини пласта супроводжується зниженням густини породи і вмісту водню, що призводить до збільшення значень τ і D .

При розв'язанні наведених вище завдань ІННМ має значну перевагу порівняно зі стаціонарним нейтрон-нейтронним методом.

У рудній геології ІННМ застосовується для визначення в породах елементів з високим перерізом захоплення нейтронів (кадмій, бор, літій, марганець, ртуть, рідкісноземельні елементи та ін.).

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Назвіть методи ядерної геофізики, що використовують особливості взаємодії нейтронів з речовиною гірських порід.
2. Яка фізична суть нейтронних методів?
3. Які ядерні реакції можуть відбуватися при взаємодії нейтронів з речовиною гірських порід?
4. Назвіть сферу застосування стаціонарних нейтронних методів.
5. На чому заснований стаціонарний нейтрон-нейтронний метод?
6. Назвіть модифікації нейтрон-нейтронного методу.
7. Від яких параметрів гірських порід залежить щільність потоку теплових і надтеплових нейтронів?
8. Який нейтронний параметр середовища має найбільший вплив на розподіл надтеплових нейтронів?
9. Який нейтронний параметр середовища має найбільший вплив на розподіл теплових нейтронів?
10. Які геологічні завдання розв'язуються за допомогою нейтрон-нейтронного методу?
11. Що є основою нейтрон-нейтронного методу визначення вологості?
12. Наведіть схему роботи польового нейтронного вологоміра.
13. Назвіть переваги нейтронного методу визначення вологості.
14. Яка глибинність нейтрон-нейтронного методу при визначенні водонасичення і від яких факторів вона залежить?
15. Як впливають глинистість і загіпсованість порід на результати визначення водонасичення нейтрон-нейтронного методу?
16. Наведіть схему роботи польового нейтронного борметра.
17. Наведіть методику досліджень з польовим нейтронним борметром.
18. Від яких факторів залежить глибинність досліджень при польових визначеннях вмісту бору?
19. Які особливості автомобільної борометричної зйомки?
20. Для визначення яких елементів застосовується лабораторний нейтронно-абсорбційний аналіз зразків?

21. Які шляхи підвищення селективності нейтронно-абсорбційного методу?

22. Наведіть схему лабораторної установки типу "Нейтрон".

23. У чому суть імпульсного нейтронного методу досліджень? Які процеси відбуваються в геологічному середовищі після імпульсу нейтронів?

24. Яке джерело нейтронів застосовується в імпульсному нейтрон-нейтронному методі?

25. Які параметри геологічного середовища визначаються за допомогою імпульсного нейтрон-нейтронного методу?

Література: [1, 2–7, 10–12, 24, 50, 52, 54, 56, 57]

РОЗДІЛ 15

Нейтронний гамма-метод

Взаємодія нейтронів з гірськими породами може призводити до реакцій непружного розсіяння ($n, n'\gamma$) та радіаційного захоплення (n, γ) з генерацією γ -квантів. У процесі опромінення порід швидкими нейтронами перше збудження ядра елемента відбувається внаслідок їхнього непружного розсіяння з генерацією γ -квантів великої енергії, а друге – у процесі захоплення теплових нейтронів ядрами елементів з утворенням радіаційного γ -випромінювання. Ці процеси взаємодії відбуваються протягом різного часу: непружне розсіяння швидких нейтронів відбувається лише на початковій стадії їхнього сповільнення, а радіаційне захоплення теплових нейтронів – у кінці їхнього існування.

Нейтронний γ -метод при ядерно-геофізичних дослідженнях застосовується в стаціонарному та імпульсному варіантах. При стаціонарному нейтронному γ -методі використовуються радіоізотопні джерела нейтронів, імпульсний нейтронний γ -метод, оснований на застосуванні імпульсних генераторів нейтронів.

15.1. Фізичні основи стаціонарного нейтронного гамма-методу

Визначення вмісту елементів за допомогою стаціонарного нейтронного γ -методу (він ще називається нейтронно-радіаційним методом) проводиться шляхом реєстрації миттєвого γ -випромінювання, що генерується відразу ж після захоплення нейтронів ядрами. В основі цього методу лежить реакція радіаційного захоплення нейтронів (n, γ). Єдиним винятком є визначення вмісту бору за реакцією $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{mLi}$; тут реєстрації під-

лягають γ -кванти, що випускаються збудженим ядром (ізомером) ${}^7\text{mLi}$. Час життя ядра ${}^7\text{mLi}$ у збудженому стані мізерно малий, і випромінювання γ -квантів при його переході в основний стан можна вважати також миттєвим.

Стаціонарний нейтронний гамма-метод має дві модифікації: інтегральний нейтронний γ -метод, при якому реєструється сумарне γ -випромінювання радіаційного захоплення і спектрометричний нейтронний γ -метод (НГМ-С), при якому вивчаються спектри γ -випромінювання радіаційного захоплення. Оскільки радіаційне захоплення характерне для теплових нейтронів, то інтегральний НГМ за своїми можливостями і сферою застосування дуже близький до ННМ-Т. Спектрометричний нейтронний γ -метод більш перспективний і застосовується для вивчення розподілу елементів, що мають значні перерізи радіаційного захоплення нейтронів і жорстке γ -випромінювання (Cl, Fe, Ni, Sr та ін.). Обидві польові модифікації НГМ застосовують, головним чином, у каротажному варіанті. На відміну від ННМ у нейтронному γ -методі корисним сигналом є γ -випромінювання і застосовуються детектори γ -квантів.

Як впливає з фізичної суті НГМ, інтенсивність вимірюваного γ -випромінювання визначається в основному характером розподілу повільних нейтронів у гірській породі. Тому в НГМ особливості сповільнення і дифузії нейтронів у різних гірських породах такі ж, що й в ННМ. Однак НГМ має також специфічні особливості, однією з яких є різниця в кількості γ -квантів, що генеруються на одне захоплення нейтрона ядрами елементів, які входять до складу гірських порід і руд. При захопленні теплових нейтронів ядрами хлору за рахунок каскадних переходів генерується в середньому до трьох γ -квантів на одне захоплення, тоді як при захопленні нейтрона ядром водню випускається один γ -квант. Така особливість використовується, наприклад, для визначення вмісту хлору з метою його врахування при пошуках ореолів розсіювання бору, а також широко застосовується в нафтогазовій геофізиці для визначення контакту "нафта–вода" в продуктивних горизонтах.

У загальному вигляді залежність густини потоку γ -квантів радіаційного захоплення від нейтронних характеристик гірських порід наближено описується емпіричною формулою

$$\Phi_{\gamma} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot Q(1 - \eta) \cdot \tau_{\gamma} \cdot v_{\gamma}}{2\sqrt{2} \cdot \pi \cdot L_{\gamma}^3} e^{-r\sqrt{2}/L_{\gamma}}, \quad (15.1)$$

де Φ_{γ} – щільність потоку γ -квантів радіаційного захоплення; Q – інтенсивність (потужність) джерела швидких нейтронів, с^{-1} ; τ_{γ} – середній час життя γ -квантів радіаційного захоплення; v_{γ} – коефіцієнт розмноження, який дорівнює кількості γ -квантів, утворених при поглинанні одного нейтрона, $3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість руху γ -квантів; L_{γ} – довжина міграції γ -випромінювання; η – імовірність поглинання нейтрона в процесі сповільнення (як правило, ця величина становить не більше 0,2–0,3).

Захоплення теплових нейтронів приводить до потужного збудження утвореного ядра. Зняття збудження здійснюється різними способами, у тому числі каскадними переходами, унаслідок чого спектр γ -випромінювання захоплення досить складний. У деяких ядрах (напр., заліза) кількість ліній, які формують γ -спектр захоплення, становить кілька десятків, у кадмію і гадолінію кількість ліній становить 10–15.

Таким чином, навіть у простій речовині, що складається з одного елемента, γ -спектр випромінювання, спричиненого радіаційним захопленням нейтронів, досить непростий. Якщо нейтронному опроміненню піддаються складніші об'єкти – гірські породи або руди, то спектр γ -випромінювання захоплення значно ускладнюється. Додаткові ускладнення γ -спектра пов'язані з тим, що через досить значну енергію реєстрованого випромінювання E_{γ} (до 10 MeV) і утворення електронно-позитронних пар, крім фотопіків повного поглинання, з'являються піки вильоту з енергіями ($E_{\gamma} = 0,511$ MeV) і ($E_{\gamma} = 1,022$ MeV). Однак завдяки високій роздільній здатності напівпровідникових детекторів можливе виділення вільних від перешкод спектральних ліній, і отже, визначення концентрацій відповідних елементів.

Швидкість рахування імпульсів I_{γ} , що утворюють пік аналітичної лінії в спектрі, визначається виразом

$$I_{\gamma} = \frac{6,02 \cdot 10^{23} \cdot \rho \cdot B_{\gamma}}{M} \int_V \int_{E_n} q(r) \cdot \Phi(E_n, r) \cdot \sigma_{n,\gamma}(E_n) \cdot \varepsilon(E_{\gamma}, r) \cdot dE_n dV, \quad (15.2)$$

де $6,02 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро; ρ – густина породи або руди; M – атомна маса визначуваного елемента; B_{γ} – квантовий вихід аналітичної γ -лінії; $q(r)$ – концентрація визначуваного елемента; $\Phi(E_n, r)$ – щільність потоку нейтронів; $\sigma_{n,\gamma}(E_n)$ – перетин ядерної реакції, що використовується для аналізу; $\varepsilon(E_{\gamma}, r)$ – імовірність реєстрації детектором γ -кванта з енергією E_{γ} у точці r .

При рівномірному розподілі елемента в середовищі та опроміненні його тепловими нейтронами вираз (15.3) для I_{γ} спрощується

$$I_{\gamma} = \frac{6,02 \cdot 10^{23} \cdot \rho \cdot B_{\gamma} \cdot q \cdot \sigma_{n,\gamma}}{M} \int_V \Phi(r) \cdot \varepsilon(E_{\gamma}, r) dV. \quad (15.3)$$

При дослідженні незначного об'єму середовища, поглинанням у ньому γ -квантів радіаційного захоплення можна знехтувати, оскільки ці кванти мають, як правило, досить високу енергію. Тоді замість функції $\varepsilon(E_{\gamma}, r)$ припустимим є використання значення ефективної ймовірності реєстрації квантів ε_{γ} з енергією E_{γ} даним детектором. Крім того, у цьому випадку щільність потоку нейтронів можна вважати постійною. При зроблених припущеннях формула для визначення швидкості рахування імпульсів набуде вигляду

$$I_{\gamma} = \frac{6,02 \cdot 10^{23} \cdot \rho \cdot B_{\gamma} \cdot q \cdot \sigma_{n,\gamma} \cdot V_{ef} \cdot \Phi \cdot \varepsilon_{\gamma}}{M}, \quad (15.4)$$

де V_{ef} – ефективний об'єм досліджуваного середовища.

15.2. Визначення елементного складу гірських порід за допомогою стаціонарного нейтронного гамма-методу

Спектрометрична модифікація стаціонарного нейтронного γ -методу (НГМ-С) заснована, на відміну від звичайного (інтегрального) НГМ, на реєстрації γ -спектра або інтенсивності γ -випромінювання радіаційного захоплення в окремих енергетичних інтервалах.

Оскільки спектр γ -випромінювання радіаційного захоплення нейтронів ядрами елементів, які складають гірські породи та руди, різний, є принципова можливість за даними спектрометрії цього випромінювання визначати вміст у породі тих або інших елементів. Отже, НГМ-С дозволяє визначення вмісту багатьох елементів гірської породи. Однак у польових умовах використання напівпровідникових спектрометрів з високою роздільною здатністю обмежене з технічних причин. Тому в польових умовах частіше всього використовуються сцинтиляційні спектрометри. Через недостатню роздільну здатність сцинтиляційних спектрометрів на апаратурних спектрах НГМ-С вдається виділяти лише найбільш інтенсивні лінії в жорсткій області спектра. В області менше 3 MeV, де великий внесок становить природне і розсіяне γ -випромінювання, виділити окремі γ -лінії часто не вдається. У зв'язку із цим НГМ-С нині в основному використовують для визначення елементів з жорстким γ -випромінюванням при відносно високому їхньому внеску в макроскопічний перетин поглинання нейтронів породою, тобто при високому значенні добутку мікроскопічного перетину на концентрацію елемента. Хоч виділення окремих ліній при $E_\gamma < 3$ MeV утруднено, але загальний характер спектра γ -випромінювання радіаційного захоплення для різних типів гірських порід і руд може істотно розрізнятися і допускати їхнє розділення шляхом реєстрації γ -випромінювання у відносно широких областях енергії. Наприклад, γ -спектр залізної руди порівняно зі спектрами вапняку і пісковика збагачений випромінюванням з енергією більше

6 MeV. У спектрі вапняку відносно високий відсоток становить випромінювання 5–6 MeV, а у спектрі нікелевої руди – 6–9 MeV.

У результаті теоретичного аналізу визначено, що найбільше абсолютні показання НГМ залежать від густини нейтронів поблизу детектора, а відповідно (як і при ННМ) вмісту водню в середовищі. Впливають також густина порід, конструкція зонда, діаметр свердловини та її заповнення. Однак вплив цих факторів у межах γ -спектра при $E_\gamma > 3$ MeV наближено однакове. Тобто

форма спектра, або спектральне відношення $k = \frac{\Phi_\gamma(E_i)}{\Phi_\gamma(E_j)}$

за будь-яких значень $E_i, E_j > 3$ MeV майже не залежать від перерахованих факторів. Спектральне відношення досить часто застосовують при дослідженні НГМ-С. Для прикладу, у табл. 15.1 наведено оптимальні параметри (енергетичні інтервали, спектральні коефіцієнти) для деяких руд, що використовуються при їхньому виділенні за допомогою НГМ-С.

Таблиця 15.1

**Оптимальні параметри
для виділення деяких руд, що застосовуються
при нейтронному гамма-методі спектрометричному**

Руда	Вмісні породи	Енергетичні інтервали, MeV		Спектральні коефіцієнти	
Залізна	Піщаник	3–5	5,2–9	2,38	0,94
Марганцева	Вапняк	4,8–5	6,2–10	5,25	1,44
Мідна	Ультраосновна порода	3–6,6	6,8–9	13,6	7,30
Нікелева	Філіт	3–4,4	7,6–10	29,5	8,60
Титанова	Пісковик	3–4,6	5–6,6	2,38	1,22
Хромово	Пісковик	3–5	7–10	7,43	1,58

На сучасному етапі НГМ-С застосовується в польових умовах для визначення і кількісної оцінки вмісту деяких елементів (S, Hg, Fe, Cr, Ti, Ni та ін.) при пошуках родовищ корисних копалин, а також для оцінки зольності вугілля.

Лабораторний нейтронний γ -метод заснований на опромінюванні зразка породи нейтронами і реєстрації спектра миттєвих γ -квантів радіаційного захоплення, що утворюються за реакцією (n, γ), або γ -квантів непружного розсіяння нейтронів. Для аналізу

зразків за γ -випромінюванням радіаційного захоплення застосовується установка УНА-1, в якій використовується джерело нейтронів на базі каліфорнію (^{252}Cf) і γ -спектрометр на базі германій-літійового детектора. Аналіз можна проводити в грубо роздроблених зразках. Інша перевага – можливість одночасного визначення до 15–20 елементів залежно від величини перетину реакції (n, γ), присутності "елементів-завад" з близькими спектрами γ -випромінювання, що заважають, та від деяких інших причин. Чутливість методу (при часі аналізу 30 хв і потужності джерела нейтронів $2 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$) становить від 10^{-4} – $10^{-5} \%$ для В, Cd, Sm, Gd до 0,1–10 % для основних породотвірних елементів (Al, Si, Ca, Na, K та ін.).

При дослідженнях з використанням γ -випромінювання непружного розсіяння нейтронів ядрами гірських порід головна відмінність полягає в тому, що енергетичний поріг цього процесу досить високий. Це вимагає застосування джерел нейтронів з високою енергією – генераторів нейтронів з енергією 14 MeV. Перевагою НГМ-С з використанням γ -випромінювання непружного розсіяння нейтронів є відносно простий спектр цього випромінювання.

Нейтронний γ -метод застосовується також при дослідженнях полів залізо-марганцевих конкрецій в умовах їхнього природного залягання на дні океану. Для визначення елементного складу конкрецій використовується спеціальна донна установка, що спускається з борту судна, схему якої наведено на рис. 15.1.

У глибоководній установці є хоботоподібний трубопровід, усередині якого спеціальним електричним насосом створюється знижений тиск. Через всмоктувальне сопло конкреції разом з мулом і водою надходять до роздільника. У роздільнику відбувається збагачення проби: за рахунок різниці у швидкості занурення конкреції відділяються від мулу і води і потрапляють у контейнер. У центрі контейнера розташована капсула з нейтронним джерелом (радіонуклід ^{252}Cf). Стінки контейнера подвійні, простір між ними заповнено парафіном, у результаті чого бокова поверхня здатна відбивати нейтрони, це збільшує щільність їхнього потоку в аналізованому об'єкті.

На деякій відстані від контейнера для конкрецій розташована барокамера з напівпровідниковим детектором γ -випромі-

нювання. Детектор охолоджується рідким повітрям, що готується за допомогою спеціального компресора. Між детектором і джерелом нейтронів змонтовано захист – свинцевий блок і літєво-парафіновий конус. Цей захист одночасно є коліматором пучка γ -квантів, що потрапляють до детектора. Електронні блоки, що в другій барокамері, забезпечують живлення апаратури і реєстрацію результатів аналізу.

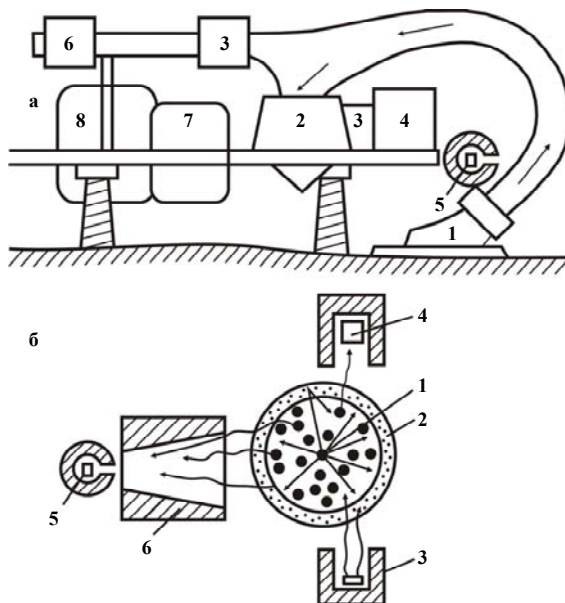


Рис. 15.1. Схема донної установки для нейтронного γ -аналізу конкрецій на дні океану (загальний вигляд – а і схема – б). Загальний вигляд (а): 1 – усмоктувальне сопло; 2 – контейнер для конкрецій; 3 – блок детектора; 4 – трансформатор; 5 – насос; 6 – електродвигун; 7 і 8 – блоки живлення та електроніки. Схема установки (б): 1 – джерело нейтронів; 2 – відбивач; 3 – джерело γ -квантів; 4 – сцинтиляційний детектор; 5 – напівпровідниковий детектор; 6 – захисний блок з коліматором

Коли контейнер заповнюється конкреціями, насос вимикається і починається нейтронний γ -аналіз. При цьому контролюється щільність потоку нейтронів усередині контейнера, для чого використовуються показання двох іонізаційних камер, в яких

міститься уран (чим більша щільність потоку нейтронів, тим більша швидкість рахування імпульсів від осколків, які утворюються в результаті поділу урану). Крім того, визначається густина відібраної проби. Вона просвічується вузьким пучком γ -квантів від зовнішнього джерела, після цього γ -випромінювання, що пройшло, реєструється сцинтиляційним детектором, розташованим у циліндричному свинцевому коліматорі.

За допомогою глибоководного нейтронного γ -аналізу отримують відомості про вміст п'яти металів: заліза, марганцю, нікелю, кобальту і міді. Перераховані елементи є рудними в родовищах конкрецій.

Оскільки ефективність реєстрації γ -випромінювання захоплення Ge(Li)-детектором порівняно незначна, краще використовувати фотопіки не повного поглинання, а піки парного вильоту, енергія яких зменшена на 1,022 MeV. Значний вміст хлору в морській воді та високе значення для нього перерізу реакції (n, γ) створює додаткові завади, які усуваються за допомогою спеціальних методів.

Для вимірювання концентрацій Fe, Mn, Ni, Co Cu у відібраній пробі конкрецій достатньо 10 хв. Після закінчення аналізу контейнер з пробною повертається навколо осі, вміст його викидається через отвір у корпусі й система переміщується на наступну точку вимірювання.

Найбільше застосування стаціонарний нейтронний γ -метод має при геофізичних дослідженнях свердловин. За його допомогою розв'язуються такі геологічні завдання:

- визначення літологічного складу гірських порід і розчленування розрізів свердловин;
- визначення пористості гірських порід в умовах природного залягання;
- виділення в розрізі свердловин нафтогазонасичених пластів;
- визначення водонафтових і газорідинних контактів.

15.3. Особливості імпульсного нейтронного гамма-методу

Імпульсний нейтронний γ -метод при ядерно-геофізичних дослідженнях застосовується у двох модифікаціях: Імпульсний нейтронний гамма-метод з реєстрацією γ -випромінювання радіаційного захоплення нейтронів (ІНГМ-РЗ) та імпульсний нейтронний γ -метод непружного розсіяння (ІНГМ-НР). Оскільки генератор нейтронів працює в імпульсному режимі, то є можливість реєструвати залежно від часу затримки окремо γ -кванти непружного розсіяння та радіаційного захоплення нейтронів.

Імпульсний нейтронний γ -метод з реєстрацією γ -випромінювання радіаційного захоплення нейтронів застосовується для розв'язання тих самих завдань, що і ІННМ. Порівняно зі стаціонарним НГМ, цей метод має ті ж переваги, що й ІННМ: вищу чутливість, вищу глибинність, можливість визначення τ та інших нейтронних параметрів досліджуваних порід.

Просторовий і часовий розподіл γ -квантів може різко відрізнятися від характеристик первинного поля теплових нейтронів. Це зумовлюється тим, що γ -випромінювання розповсюджується в породах практично миттєво і в окремих точках простору його поява може випереджувати появу теплових нейтронів. Поле γ -випромінювання радіаційного захоплення більш однорідне у просторі, до того ж однорідність досягається швидше, ніж у випадку поля теплових нейтронів. Тому щільність фотонів починає змінюватися з часом за експоненціальним законом раніше, ніж поле нейтронів. Отже, в ІНГМ-РЗ може використовуватися менший час затримки, і тим самим буде збільшена швидкість рахування імпульсів у часових "вікнах" t_b і підвищена статистична точність вимірів. Зі збільшенням розмірів зонда потік γ -випромінювання спадає повільніше, ніж потік теплових нейтронів.

Глибинність ІНГМ-РЗ визначається за формулою, подібною до формули для ІННК,

$$R_{0,9} \approx 2,1 \sqrt{[L_c^2 + D(t - t_c)] + 1/\mu^2}, \quad (15.5)$$

де L_c , t_c – довжина і час сповільнення; D – коефіцієнт дифузії нейтронів; μ – лінійний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання в

даній породі. Глибинність ІНГМ-РЗ залежить від тих самих факторів, що й глибинність ІННМ. За однакових умов глибинність ІНГМ-РЗ приблизно на 10 % перевищує глибинність ІННМ.

Істотна перевага ІНГМ-РЗ порівняно з ІННМ полягає в меншому впливі свердловинних умов на результати досліджень. Експерименти, проведені на моделях, показали, що при заповненні свердловини мінералізованою водою швидкість рахування імпульсів в ІННМ зменшується в багато разів, тоді як швидкість рахування імпульсів в ІНГМ майже не змінюється. Дані ІНГМ-РЗ також менше залежать від коефіцієнта дифузії D .

Особливість досліджень цим методом полягає у вимірюванні швидкості рахування імпульсів I_1 і I_2 у визначених часових "вікнах" при двох затримках t_1 і t_2 в області затухання поля, пропорційного $e^{-t/\tau}$. За даними польових досліджень визначають величину макроперетину захоплення теплових нейтронів Σ , обернено пропорційну τ ,

$$\Sigma = \frac{1}{v \cdot \tau} = \frac{\ln(I_1/I_2)}{v(t_2 - t_1)}. \quad (15.6)$$

Дослідження ІНГМ-РЗ застосовуються в основному на родовищах нафти і газу й обмежено на родовищах твердих корисних копалин.

ІНГМ-НР використовує особливості часового та енергетичного розподілу γ -квантів, які з'являються в результаті непружного розсіяння швидких нейтронів на ядрах породотвірних елементів. Непружне розсіяння може відбуватися лише до тих пір, поки нейтрони мають енергію в декілька мегаелектрон-вольтів, при подальшому сповільненні цей процес закінчується. Тому часове вікно t_v для реєстрації γ -випромінювання, обумовленого зняттям збудження ядер після непружного розсіяння на них нейтронів, має практично збігатися з тривалістю імпульсу первинного нейтронного випромінювання.

Тривалість цього імпульсу становить зазвичай декілька мікросекунд. За допомогою ІНГМ-НР на сучасному етапі найчастіше визначають вміст у гірських породах чотирьох елементів: ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si і ^{40}Ca . Оскільки кожний із перерахованих нуклідів має власну схему енергетичних станів, значення енергії квантів, випущених збудженими ядрами ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca , суттєво відрізняються. При

непружному розсіянні нейтронів виявляються головним чином перші рівні збудження, відмінності за якими в досліджуваних ядрах виражені особливо чітко. Енергія першого рівня збудження становить: ^{28}Si – 1,78; ^{40}Ca – 3,35; ^{12}C – 4,43; ^{16}O – 6,13 MeV.

Якщо в межах "вікна" t_b здійснити сортування імпульсів від γ -квантів за амплітудою (енергією), то окремо реєструватиметься випромінювання від кремнію, кальцію, вуглецю і кисню. Для цього вводяться такі енергетичні "канали" (MeV): $\Delta E^{\text{Si}} = 1,5\text{--}2,0$; $\Delta E^{\text{Ca}} = 2,6\text{--}3,6$; $\Delta E^{\text{C}} = 3,8\text{--}4,7$; $\Delta E^{\text{O}} = 4,9\text{--}6,6$ (рис. 15.2). Реєстрація γ -випромінювання виконується за допомогою багатоканальних амплітудних аналізаторів або γ -спектрометрів.

Блок управління апаратури ІНГМ-НР забезпечує синхронізацію роботи імпульсного нейтронного генератора і ланцюга детектування. Останній містить детектор γ -квантів, часовий селектор імпульсів і блок амплітудного аналізу (багатоканальний аналізатор імпульсів, або спектрометр). Часовий селектор виділяє імпульси від детектора, зареєстровані протягом інтервалу t_b . Імпульси, які виникли, сортуються за енергією в блоці амплітудного аналізу. Електронна схема включає також мікропроцесор, який здійснює ряд математичних операцій. Він визначає концентрації C, O, Si і Ca в гірських породах і відношення вмісту елементів (напр., Si/Ca C/O).

За відношенням C/O оцінюють водо- або нафтонасиченість пластів-колекторів. Це співвідношення не залежить від мінералізації пластових вод. Незалежність відношення C/O вигідно відрізняє дані ІНГМ-НР від інших імпульсних методів досліджень, пов'язаних із визначенням терміну життя теплових нейтронів у газо-, нафто- та водонасичених пластах. Тип колектора визначається за допомогою відношення Si/Ca: малі його значення характерні для карбонатних порід, а підвищені – для піщано-глинистих відкладів.

За відношенням C/O у розрізах вугільних свердловин можна чітко виділити вугільні пласти з малою зольністю, а за вмістом Si і Ca можна впевненіше визначати зольність вугілля.

ІНГМ-НР може застосовуватись у комплексі з ІНГМ-РЗ. Гамма-кванти радіаційного захоплення з'являються після сповільнення нейтронів до теплових і, відповідно, пізніше випромінювання, зв'язаного з neprужним розсіянням (рис. 15.2).

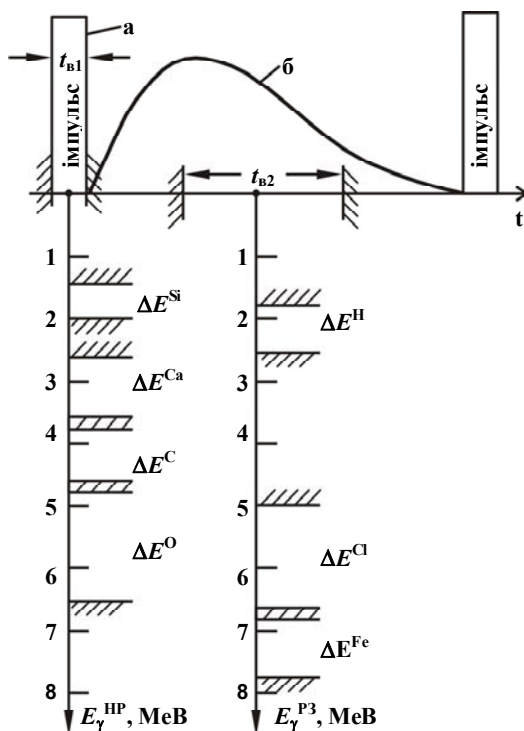


**Рис. 15.2. Енергетичні та часові співвідношення
в імпульсному нейтронному гамма-методі:**

а – імпульс швидких нейтронів; б – часовий розподіл теплових нейтронів.

Шкали: E_{γ}^{HP} (MeV) – енергія γ -квантів непружного розсіяння нейтронів;

E_{γ}^{P3} (MeV) – енергія γ -квантів радіаційного захоплення нейтронів;

t_{B1} – часове "вікно" вимірювання γ -випромінювання непружного розсіяння;

t_{B2} – часове "вікно" вимірювання γ -випромінювання радіаційного захоплення

При таких комплексних дослідженнях ІНГМ-РЗ у нафтовій геології застосовується для визначення вмісту в гірських породах водню, хлору та заліза. Поглинання ядрами водню нейтронів супроводжується генерацією γ -квантів з енергією 2,23 MeV; поглинання ядрами хлору нейтронів приводить до появи декількох груп γ -квантів, серед яких спостерігаються найбільш інтенсивні

γ -лінії з енергіями 6,11 і 6,64 MeV. Для основної групи γ -квантів, що генеруються в результаті захоплення ядрами заліза нейтронів, характерна інтенсивна γ -лінія з енергією 7,64 MeV. Роздільну реєстрацію γ -випромінювання від водню, хлору і заліза виконують у часовому інтервалі t_{b2} (рис. 15.2) в енергетичних каналах: $\Delta E^H = 1,8\text{--}2,5$ MeV; $\Delta E^{Cl} = 5,0\text{--}6,8$ MeV; $\Delta E^{Fe} = 6,9\text{--}7,7$ MeV.

При комплексуванні ІНГМ-НР та ІНГМ-РЗ отримується значно більша інформація про досліджені гірські породи та флюїди, що їх насичують. При цьому, крім показника нафто-, газо- та водонасичення (відношення C/O) та ознаки типу колектора (відношення Si/Ca), визначається також залізистість гірської породи (відношення Fe/(Ca + Si)), дається оцінка пористості порід (відношення H/(Ca + Si)) та показника мінералізації підземних вод (відношення Cl/H).

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. У результаті яких ядерних реакцій при взаємодії нейтронів з гірськими породами генеруються γ -кванти?
2. Яка фізична суть нейтронного γ -методу?
3. Назвіть модифікації стаціонарного нейтронного γ -методу та їхні особливості.
4. Назвіть сферу застосування нейтронного γ -методу.
5. Які елементи визначаються за допомогою спектрометричного нейтронного γ -методу?
6. Назвіть особливості γ -спектра випромінювання, спричиненого радіаційним захопленням нейтронів.
7. Які вимірювальні прилади використовуються при дослідженнях нейтронним γ -методом і нейтронним γ -методом спектрометричним?
8. Які особливості лабораторного нейтронного γ -методу?
9. Які переваги і нейтронного γ -методу спектрометричного з використанням γ -випромінювання непружного розсіяння нейтронів?
10. Наведіть схему й особливості нейтронного γ -аналізу конкрецій за допомогою донної установки.

11. Які геологічні завдання розв'язуються за допомогою стаціонарного нейтронного γ -методу при геофізичних дослідженнях свердловин?

12. Назвіть модифікації імпульсного нейтронного γ -методу та їхні особливості.

13. Які завдання розв'язуються за допомогою імпульсного нейтронного γ -методу з реєстрацією γ -випромінювання радіаційного захоплення нейтронів?

14. Які завдання розв'язуються за допомогою імпульсного нейтронного γ -методу непружного розсіювання?

15. Як визначається глибинність імпульсного нейтронного γ -методу радіаційного захоплення нейтронів?

16. Які переваги імпульсного нейтронного γ -методу радіаційного захоплення нейтронів порівняно з імпульсним нейтронно-нейтронним методом?

17. Які особливості використовує імпульсний нейтронний γ -метод непружного розсіювання у результаті непружного розсіювання швидких нейтронів на ядрах породотвірних елементів?

18. Які елементи визначаються за допомогою імпульсного нейтронного γ -методу непружного розсіювання в розрізах нафтогазових свердловин?

19. Які завдання розв'язуються імпульсним нейтронним γ -методом непружного розсіювання при дослідженні вугільних свердловин?

20. Які переваги при комплексуванні імпульсного нейтронного γ -методу непружного розсіювання та імпульсного нейтронного γ -методу радіаційного захоплення нейтронів?

21. Які особливості вимірювань імпульсного нейтронного γ -методу непружного розсіювання та імпульсного нейтронного γ -методу радіаційного захоплення?

Література: [1, 3–7, 10–12, 24, 50, 52, 54, 56, 57]

РОЗДІЛ 16

Нейтронно-активаційний метод

Активаційний аналіз оснований на вимірюваннях інтенсивності випромінювання радіоактивних ізотопів, які утворюються в результаті ядерних реакцій при опромінюванні гірських порід у природному заляганні або проби в лабораторних умовах потоком нейтронів, γ -квантів або заряджених частинок, і застосовується для визначення вмісту в породі певних елементів.

16.1. Фізичні основи методу

Нейтронно-активаційний метод (НАМ) оснований на явищі наведеної радіоактивності під впливом опромінювання гірських порід нейтронами різних енергій.

Визначення й оцінка вмісту елементів за радіоактивністю їхніх ізотопів основана, по-перше, на індивідуальному характері ядерних реакцій, а по-друге, на різноманітті властивостей утворених радіоактивних ізотопів, відмінності в періодах їхнього піврозпаду, видах і спектрах випромінювання тощо.

Ядерні реакції, які викликаються нейтронами, майже завжди приводять до утворення радіоактивних нуклідів. Як правило, утворені радіонукліди розпадаються шляхом β -розпаду, який супроводжується генерацією γ -квантів. За енергією цих квантів можна ідентифікувати випромінювач, а за їхньою кількістю визначити концентрацію відповідного елемента. Суть нейтронно-активаційного методу полягає у визначенні вмісту одного або декількох елементів в активованих при опромінюванні нейтронним потоком гірських породах і рудах. Основним типом взаємодії, що використовується в нейтронно-активаційному методі, є радіаційне захоплення теплових нейтронів, тобто реакція типу (n, γ) , за якої часто утворюються радіоактивні ядра. Для визначення концентрацій окремих елементів

істотне значення мають реакції типу (n, α) , (n, p) і $(n, 2n)$, що можуть викликатися швидкими нейтронами. Нейтронно-активаційний аналіз – це один з найбільш селективних методів ядерної геофізики.

У гірських породах зазвичай одночасно активується декілька ізотопів. Для їхньої ідентифікації використовують відмінності ізотопів за періодом піврозпаду або хімічне розкладання зразка з виділенням певного радіоактивного ізотопу.

Таким чином, існують два основні варіанти активаційного аналізу. Перший оснований на використанні специфічних ядерних характеристик елементів (перетин активації, розповсюдженість ізотопів тощо), а також новоутвореного радіоактивного ізотопу (енергія γ -випромінювання, період піврозпаду тощо). Він отримав назву інструментального НАМ. Інший варіант оснований на хімічному виділенні досліджуваних ізотопів і наступного вимірювання їхньої радіоактивності. Цей аналіз називається радіохімічним. В обох варіантах вміст елементів визначають відносним способом, шляхом порівняння активності проби і еталонів. У цьому випадку еталони опромінюють, обробляють і вимірюють у тих же умовах, що і проби.

Якщо під дією випромінювання активуються лише ті елементи, які цікавлять нас, а наведена радіоактивність інших незначна, то їхнє визначення зводиться до вимірювання активності проби та еталону після опромінення. Але гірські породи є складними системами за своїм речовинним складом, у них одночасно можуть активуватися декілька елементів. У зв'язку з цим одним з основних завдань активаційного аналізу є розділення сумарного активаційного ефекту на моноізотопні складові, при цьому використовуються відмінності в періодах піврозпаду та енергетичному спектрі випромінювання. На цьому базисі розроблено різноманітні способи поділу наведеної активності на складові: найменших квадратів, графічний, з використанням номограм тощо.

При опромінюванні речовини нейтронним потоком щільністю Φ із часом кількість радіоактивних ядер N змінюється відповідно до рівняння

$$\frac{dN}{dt} = \Phi \cdot \sigma \cdot q_a - \lambda \cdot N, \quad (16.1)$$

де σ – перетин реакції, що викликає утворення даного радіонукліда, λ – постійна розпаду нукліда; q_a – кількість атомів визна-

чуваного (активованого) елемента ($q_a = 6,02 \cdot 10^{23} \cdot \theta \cdot q \cdot m / M$, де $6,02 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро, θ – частка активованого нукліда в природній суміші ізотопів, q – концентрація визначуваного елемента, m – маса аналізованої проби, M – атомна маса елемента).

Розв'язок рівняння (16.1) записується виразом

$$N = \frac{\Phi \cdot \sigma \cdot q_a}{\lambda} [1 - e^{-\lambda \cdot t}]. \quad (16.2)$$

Наведена активність $A = \lambda \cdot N$, λ – обернено пропорційна періоду піврозпаду T , а накопичення активності утворених ядер описується формулою

$$A = \Phi \cdot \sigma \cdot q_a \left[1 - e^{-t(\ln 2 / T)} \right]. \quad (16.3)$$

При досить великих значеннях часу t активність наближається до постійної величини $\Phi \cdot \sigma \cdot q_a$, що називається активністю насичення $A_{\max}$. Залежність накопичення активності від відношення t/T наведено на рис. 16.1. З рисунка видно, що продовжувати опромінення після того, як активність досягне величини, близької до насичення, недоцільно. Насичення обумовлено тим, що в рівнянні (16.1) $\Phi \cdot \sigma \cdot q_a = \lambda \cdot N$ і $dN/dt = 0$, тобто кожен секунду розпадається стільки ж ядер, скільки утворюється.

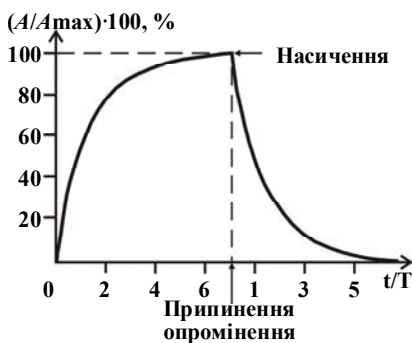


Рис. 16.1. Залежність відношення $A/A_{\max}$ (активності елемента A до активності насичення $A_{\max}$) від величини t/T

Після припинення опромінення активність зменшується за експоненціальним законом. Отже, якщо час активації становить t_a , а між кінцем опромінення та початком вимірювань зроблена пауза тривалістю t_n , то формула для визначення активності набуде вигляду

$$A = A_{\max} \left[1 - e^{-t_a (\ln 2 / T)} \right] \cdot \left[e^{-t_n (\ln 2 / T)} \right]. \quad (16.4)$$

Швидкість рахування γ -квантів I_γ пов'язана з активністю A співвідношенням

$$I_\gamma = A \cdot B_\gamma \cdot \varepsilon_\gamma \cdot R, \quad (16.5)$$

де B_γ – квантовий вихід γ -випромінювання, що формує аналітичну лінію в γ -спектрі; ε_γ – відносна ефективність реєстрації детектором γ -квантів з енергією відповідної аналітичної лінії; R – коефіцієнт використання γ -випромінювання, залежний від геометричних умов вимірювань. Концентрація визначуваного елемента прямо пропорційна швидкості рахування γ -квантів I_γ .

Глибина дослідження НАМ під час активації тепловими нейтронами становить 12–15 см, а швидкими – удвічі менше.

У польовому нейтронно-активаційному методі використовуються портативні радіоізотопні джерела нейтронів, в яких нейтрони виникають під дією випромінювання природних або штучних радіонуклідів. Таким випромінюванням може бути потік α -частинок, енергія яких достатня для здійснення реакції (α, n) на легких ядрах (найчастіше на ядрах ^9Be або ^{10}B). Найчастіше як α -випромінювачі застосовуються радіонукліди ^{210}Po , ^{238}Pu , ^{241}Am . Інша реакція, що використовується в радіоізотопних джерелах, – фоторозщеплення ^9Be (γ, n). Гамма-випромінювачем зазвичай служить радіонуклід ^{124}Sb . Радіоізотопними є також джерела на базі трансуранового елемента каліфорнію (^{252}Cf). Спонтанний поділ кожного ядра ^{252}Cf супроводжується вильотом у середньому 3,8 нейтронів, при цьому 1 мг ізоотопу випускає $2,3 \cdot 10^9$ нейтр./с.

Серед різновидів польового нейтронно-активаційного методу найбільшого поширення набула нейтронно-активаційна зйомка

на фтор. Для роботи в умовах експедицій або геологічних партій створені спеціалізовані нейтронно-активаційні установки, що дозволяють вести експрес-аналіз рудних і літогеохімічних проб. На сучасному етапі розвивається багатоелементний нейтронно-активаційний метод, призначений для дослідження гірських порід в умовах їхнього природного залягання.

16.2. Нейтронно-активаційна зйомка на фтор

Фтор утворює власні мінерали – фториди (напр., флюорит – CaF_2) і входить у вигляді ізоморфних домішок до багатьох інших мінералів. Він може заміщати кисень, наприклад у сфені, або іон гідроксилу в таких мінералах, як біотит і флогопіт.

У цілому ряді природних процесів виявляється здатність фтору до утворення комплексних сполук. Міграція у вигляді фторидних комплексів характерна для дуже широкого кола металів (Hf, Ta, W, Hg, U, Li, Be, Ti, V, Y, Zr, Nb, Mo, Sn і лантанодів). У результаті формування родовищ корисних копалин комплексні сполуки розпадаються, фтор стає вільним і мігрує самостійно. Це призводить до виникнення ореолів розсіяння фтору навколо родовищ і рудопроявів, причому протяжність ореолів набагато більша за розміри рудних тіл. Виняткова роль фтору в рудотвірних процесах визначає ефективність його використання як індикатора при прогнозуванні й пошуках корисних копалин.

Нейтронно-активаційна зйомка на фтор є прогресивним методом підвищення ефективності пошуків флюориту, фосфоритів, апатитів і рідкісних металів за ореолами фтору. Цей метод не вимагає відбору проб, дозволяє визначення фтору в польових умовах і відрізняється високою чутливістю, точністю та експресністю.

Зйомка на фтор базується на ядерній реакції $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$, перетин якої для нейтронів з енергією 4 MeV становить 10^{-29} м^2 . Як джерела нейтронів використовуються радіоізотопні Po-Be- або Pu-Be-джерела. Вихід таких джерел досягає

$n \cdot 10^7$ нейтр./с, а середня енергія нейтронів, що утворюються в реакції (α, n), становить 4 МеВ.

Радіонуклід ^{16}N шляхом β -розпаду перетворюється на стабільний ізотоп ^{16}O . Період піврозпаду його – 7,3 с, що обумовлює високу швидкість польових вимірювань. Бета-розпад ізотопу ^{16}N супроводжується генерацією γ -квантів, переважна більшість яких має енергію 6,1 МеВ. За квантами з такою енергією легко ідентифікувати нуклід ^{16}N , інші ізотопи (як природні, так і штучні, утворені в результаті дії нейтронів) генерують кванти з меншою енергією. Ця обставина надає нейтронно-активаційним вимірювання вмісту фтору високу селективність.

Радіонуклід ^{16}N , крім реакції (n, α) на ядрах ^{19}F , може бути утворений в реакціях $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ і $^{15}\text{N}(n, \gamma)^{16}\text{N}$. Незважаючи на присутність кисню та азоту в аналізованих об'єктах, зазначені реакції практично не впливають на визначення фтору. Реакція на ^{16}O має високий енергетичний поріг – 10,2 МеВ. Крім того, частка нейтронів з енергіями, що перевищують це значення від стандартних джерел, які звичайно застосовуються при дослідженнях, дуже мала і ними можна знехтувати. Друга реакція пов'язана з рідкісним ізотопом ^{15}N (його поширеність у природній суміші азоту 0,36 %) і має малий перетин (близько $2 \cdot 10^{-30} \text{ м}^2$).

Застосовуються розроблені два варіанти польової нейтронно-активаційної зйомки на фтор: пішохідний та автомобільний.

16.2.1. Пішохідна зйомка

Пішохідну зйомку виконують, використовуючи радіоізотопне нейтронне джерело і польовий портативний γ -спектрометр. Джерела нейтронів є радіаційно-небезпечними і транспортуються до місця робіт і назад у спеціальних контейнерах. В умовах зйомки на фтор радіаційна безпека забезпечується дотриманням необхідної відстані між джерелом і оператором (захист відстанню). Щільність потоку швидких нейтронів, що падають на людину, не повинна перевищувати 20 нейтр./см²·с. Такий рівень

може бути отриманий віддаленням на 3,5–4 м від джерела з виходом близько 10^7 нейтр./с. Усі операції з джерелом проводяться за допомогою спеціального дистанційного маніпулятора, для чого служать виготовлені з дюралюмінієвої трубки діаметром 20 мм довгі штанги. На кінці штанги різьбові замки з фіксатором, яким закріплюється ампульне нейтронне джерело.

Серійні γ -спектрометри розраховані на реєстрацію γ -квантів з енергією до 3 МеВ. Нейтронно-активаційна зйомка з випромінювання нукліда ^{16}N вимагає розширення енергетичного діапазону до 8 МеВ, тому радіотехнічна схема приладу має бути дещо змінена (досить змінити вхідний опір підсилювача) у спеціалізованій лабораторії. Ширина енергетичного вікна при вимірюванні наведеної γ -активності ядер нукліда ^{16}N установлюється на рівні 3–3,5 МеВ, і нижня межа енергій зареєстрованих γ -квантів (поріг дискримінації) становить 4 МеВ. Це повністю усуває вплив випромінювання природних радіонуклідів.

Польові вимірювання виконують на поверхні порід у точках, що відповідають обраній мережі зйомки. За наявності на осадових породах значного ґрунтово-рослинного шару на точках вимірювань роблять виїмки глибиною 15–20 см. Оскільки в ^{16}N період піврозпаду $T = 7,3$ с, а оптимальний час активації $t_a \approx 4 T$, то наведена активність практично досягає насичення за час $t_a = 30$ с. За допомогою дистанційного маніпулятора нейтронне джерело поміщають у виїмку на час $t_a = 30$ с. Потім джерело переносять на наступну точку, а на активоване місце встановлюють датчик γ -спектрометра. Час паузи між кінцем опромінення та початком вимірювань підтримують при всіх вимірах постійним ($t_n = 5$ с). Тривалість вимірювань також постійна ($t_b = 15$ с). Таким чином, один цикл спостереження на одній точці не перевищує 1 хв. У разі низьких концентрацій фтору (порядку 0,1 %), з метою збільшення статистичної точності результатів досліджень, проводять декілька циклів вимірювань на кожній точці.

Теоретична оцінка інтенсивності наведеного γ -випромінювання може бути зроблена з використанням схеми (рис. 16.2).

Корінні породи, що вміщують фтор, екрановані від точки спостереження шаром ґрунту, в якому фтору практично немає.

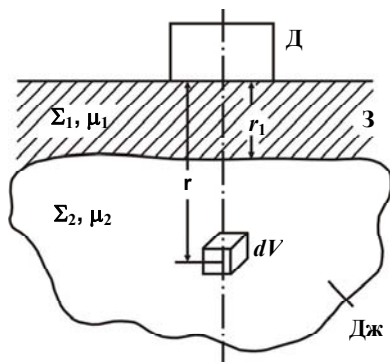


Рис. 16.2. Схема вимірювань γ -випромінювання при нейтронно-активаційній зйомці

Після активації фторовмісна порода починає випромінювати γ -кванти. Інтенсивність випромінювання від елемента dV , розташованого на відстані r від точки спостереження, визначається співвідношенням

$$dI_{\gamma} = \frac{Q \cdot N_A \cdot \sigma_{n,\alpha} \cdot B_{\gamma} \cdot \varepsilon_{\gamma} \cdot q_F \cdot \rho}{M(4\pi \cdot r)^2} e^{[-(\Sigma_1 + \mu_1)r_1 - (\Sigma_2 + \mu_2)(r - r_1)]} dV, \quad (16.6)$$

де Q – вихід нейтронів джерела; N_A – число Авогадро; $\sigma_{n,\alpha}$ – переріз реакції $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$, усереднений за енергетичним спектром нейтронів; B_{γ} – квантовий вихід γ -випромінювання нукліда ^{16}N ; ε_{γ} – ефективність реєстрації γ -випромінювання детектором; q_F – концентрація фтору в породі; ρ – густина випромінювального середовища; M – атомна маса фтору; Σ_1 та Σ_2 – макроперетини нейтронів для екранувального і випромінювального середовищ; μ_1 і μ_2 – лінійні коефіцієнти поглинання γ -випромінювання в екранувальному і випромінювальному середовищах; r_1 – товщина шару екранувального середовища.

Інтегрування виразу (16.6) визначається конкретними геометричними умовами. Крім того, інтенсивність наведеного γ -випромінювання I_{γ} залежатиме від параметрів Σ_1 , Σ_2 , μ_1 і μ_2 , тобто від нейтронних і γ -променевих властивостей розглянутих середовищ. Перераховані параметри обумовлені елементним

складом середовищ, а також енергією первинних нейтронів і γ -квантів, що випускаються. При розрахунках переважно використовуються масові коефіцієнти ослаблення випромінювання $\bar{\Sigma}$ і $\bar{\mu}$, які визначаються формулами

$$\bar{\Sigma} = \frac{\Sigma}{\rho}; \quad \bar{\mu} = \frac{\mu}{\rho}, \quad (16.7)$$

де ρ – густина середовища. При значеннях $E_n = 4$ MeV і $E_\gamma = 6,1$ MeV сумарний масовий коефіцієнт ослаблення випромінювання ($\bar{\Sigma} + \bar{\mu}$) для найбільш розповсюджених гірських порід і мінералів змінюється в досить вузькому інтервалі. У переважної більшості мінералів і гірських порід величина ($\bar{\Sigma} + \bar{\mu}$) близька до середнього значення, що становить $0,065 \text{ см}^2/\text{г}$. Отже, вплив змін речовинного складу порід на результати нейтронно-активаційного визначення фтору практично відсутній.

Оскільки один із хімічних елементів, що постійно присутній в гірських породах, – водень – характеризується аномальною здатністю сповільнювати нейтрони, оцінка сумарного масового коефіцієнта ослаблення випромінювання вимагає врахування вологості. Розрахунок показує, що збільшення вологості порід від 0 до 20 % призводить до зростання середнього значення ($\bar{\Sigma} + \bar{\mu}$) від $0,065$ до $0,081 \text{ см}^2/\text{г}$. Проте відповідне зниження інтенсивності наведеного γ -випромінювання порівняно незначне, близько 10 %.

Ще один параметр, що потребує розгляду при нейтронно-активаційному визначенні фтору, – густина порід. Варіації густини фторовмісних порід не перевищують $\pm 0,25 \text{ г/см}^3$, це не позначається на результатах вимірювань. У щільних гірських породах ($\rho = 2,4\text{--}3,3 \text{ г/см}^3$) активаційний ефект у середньому на 30 % більший, ніж у пухких ($\rho = 1,3\text{--}1,8 \text{ г/см}^3$). При переході від щільних порід до пухких потрібно вводити відповідну поправку. Якщо в досліджуваних породах зміна густини незначна (коли зйомка проводиться тільки на пухких або тільки на щільних породах), внеском цієї поправки можна знехтувати.

Глибинність нейтронно-активаційної зйомки на фтор при дослідженні пухких відкладів – до 7 см. Об'єм аналізованої проби

– до $1,4 \text{ дм}^3$, а маса – до 2,2 кг. Межа виявлення фтору при використанні джерела з виходом $1,5 \cdot 10^7$ нейтр./с і польового γ -спектрометра становить 0,04 %. Кларк фтору в осадових породах – 0,05 %, а в гранітоїдах – 0,08 %. Таким чином, за допомогою нейтронно-активаційної зйомки доступні виміри субкларкового вмісту фтору.

Пішохідна нейтронно-активаційна зйомка виконується, як правило, у масштабі 1:10 000, рідше в масштабах 1:5000 і 1:25 000. Досвід робіт показує, що мінімальна ширина ореолів фтору над рудними тілами флюориту і рідкісних металів на родовищах жильного типу зазвичай не менше 8–10 м. Оптимальний крок спостереження, отже, має бути 10 м з наступною деталізацією. При пошуках руд інших типів крок спостережень збільшують. Для детального вивчення виявлених аномалій цей крок, навпаки, зменшують.

Мінімальна аномальна інтенсивність наведеного γ -випромінювання визначається співвідношенням

$$I_{\gamma \min}^{\text{ан}} = I_{\phi} + 3S_{\gamma}, \quad (16.8)$$

де I_{ϕ} – середня інтенсивність γ -випромінювання фону; S_{γ} – середня квадратична похибка вимірювання інтенсивності γ -випромінювання. Мінімальна аномалія, що достовірно виявляється за концентрацією фтору, визначається співвідношенням

$$q_{\min}^{\text{ан}} = q_{\phi} + 3S, \quad (16.9)$$

де q_{ϕ} – середній фоновий вміст фтору на досліджуваній ділянці; S – середня квадратична похибка вимірювання концентрації фтору.

Як правило, аномальними є концентрації фтору, починаючи з 0,1–0,3 %. Флюоритові родовища, рудні тіла яких перекриті елювіально-делювіальними відкладами потужністю до 3–5 м, характеризуються аномаліями з концентраціями фтору вище 0,3 %. Родовища апатитів, фосфоритів і рідкісних металів, для яких фтор виступає елементом-індикатором, виявляються за аномаліями з концентрацією фтору більше 0,1 %. Рудні тіла жильного або пластового типу формують лінійно-витягнуті аномалії, штокверкові – площинні аномалії різної форми.

Нейтронно-активаційна зйомка на фтор застосовується також при пошуках і розвідці родовищ самоцвітів. Сформовані в грейзенізованих породах скупчення самоцвітів супроводжуються, як правило, підвищеними концентраціями фтору у вигляді ореолів розсіяння у вмісних корінних породах і відкладах, що їх перекривають. З грейзенами пов'язано утворення деяких різновидів топазу, а також його супутників: смарагду, аквамарину, геліодору. Топаз є фторовмісним мінералом, у решті самоцвітів фтор міститься у вигляді домішок. Установлено, що зони грейзенізації гранітів фіксуються досить контрастними аномальними значеннями вмісту фтору. Концентрація цього елемента в пухких утвореннях над тілами грейзенів досягає 1–2 %, що дозволяє легко виявити породи, які виступають можливими носіями самоцвітів.

Багато родовищ флюориту, апатитів, фосфоритів і фторовмісних руд рідкісних металів характеризуються наявністю таких потужних наносів, що ореоли фтору навколо рудних тіл є закритими, тобто не виходять на поверхню. Тому в деяких випадках застосовують глибинну нейтронно-активаційну зйомку та нейтронно-активаційний каротаж. Глибинна модифікація активаційної зйомки дозволяє отримати дані про вміст фтору за значної потужності пухких відкладів.

Для проведення глибинної фторометричної зйомки розроблено шпуровий зонд діаметром 45 мм і довжиною 180 см. У нижній його частині розташовані детектор γ -випромінювання – кристал CsI(Tl) розміром 30×70 мм і фотопомножувач ФЕП-35. У верхній частині зонда поміщається нейтронне джерело, вихід якого становить $(0,9\text{--}1,8) \cdot 10^7$ нейтр./с. Відстань між джерелом і детектором становить 150 см. Для захисту детектора від впливу нейтронів у зонді міститься суміш парафіну з бором. Датчик з'єднаний з пультом польового γ -спектрометра. Калібрування апаратури здійснюється на фторопластових циліндричних моделях. Межа визначення фтору при вимірюваннях зі шпуровим зондом – 0,1 %, якщо застосовується джерело з виходом $1,8 \cdot 10^7$ нейтр./с.

Глибинна активаційна зйомка проводиться у шпурах, мережа яких визначається обраним масштабом. Оскільки зйомка цього типу застосовується найчастіше в рудоносних районах, вибирають досить великий масштаб 1:5000 або 1:10 000. Крок вимірю-

вань у шпурах залежить від протяжності закритих ореолів фтору, а також від необхідної детальності їхнього дослідження. Зазвичай відстань між сусідніми точками вимірювань у шпурах лежить в інтервалі 25–50 см.

Часовий режим глибинної зйомки такий самий, як при вимірюваннях на поверхні: $t_a = 30$ с; $t_n = 5$ с; $t_b = 15$ с. Інтенсивність наведеного γ -випромінювання I_γ в точці вимірювання визначають: $I_\gamma = I_{a+\phi} - I_\phi$, де I_ϕ – фонові інтенсивності γ -випромінювання породи до її активації; $I_{a+\phi}$ – інтенсивність випромінювання після активації. Для визначення I_ϕ достатньо двох вимірювань: у найглибшій точці шпуру (якщо ця точка розташована за межами ореолу розсіяння) і поблизу поверхні.

При значних глибинах до продуктивного горизонту застосовують нейтронно-активаційний каротаж пошукових свердловин.

16.2.2. Автомобільна зйомка

Суттєве збільшення продуктивності активаційної зйомки на фтор досягається застосуванням її автомобільного варіанта. Установка для автомобільної зйомки змонтована на двовісному причепі спеціальної конструкції, складається із п'яти блоків (рис. 16.3) і буксирується автомобілем підвищеної прохідності.

Передній блок установки є активатором, в його вертикальному циліндричному каналі встановлена бор-парафінова пробка, до нижнього торця якої прикріплені тримачі нейтронних радіоізотопних джерел. Сумарний вихід трьох джерел може становити $1,2 \cdot 10^8$ нейтр./с. Другий, третій і четвертий блоки – захисні, вони заповнені парафіном з бурою та екранують детектори від випромінювання нейтронних джерел, знижуючи тим самим кількість реєстрованих фонових імпульсів.

У п'ятому блоці розташовані детектори – два кристали NaI(Tl) розміром 150×100 мм з фотоелектронними помножувачами типу ФЕП-49. Сцинтиляційні детектори розташовані на дні блока детектування, з боків і зверху вони оточені додатковим захистом – шаром свинцю товщиною 5 см. Між детекторами

поміщено реперне джерело γ -квантів – ізоотоп ^{60}Co , ^{65}Zn або ^{137}Cs низької активності, яке служить для контролю стабільності енергетичної шкали γ -спектрометра.

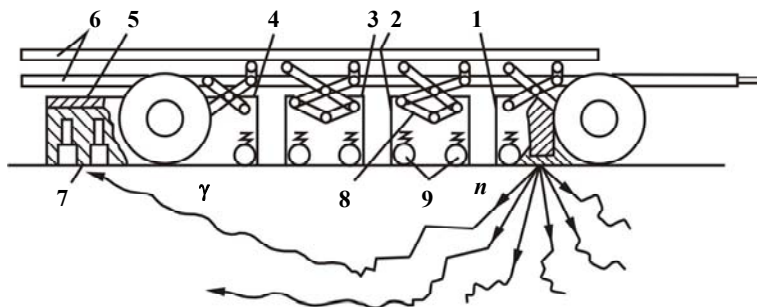


Рис. 16.3. Схема установки для автомобільної нейтронно-активаційної зйомки на фтор:

1 – блок активатора; 2–4 – захисні блоки; 5 – блок детектування; 6 – рама;
7 – реперне джерело γ -квантів; 8 – важільні підвіски; 9 – амортизуючі колеса

Усі блоки з'єднані з рамою установки важільно-шарнірними механізмами, які допускають їхнє переміщення у вертикальному напрямку незалежно один від одного. Крім того, кожен блок спирається на власні колеса з амортизаторами, чим зменшується тиск блоків на ґрунт і полегшується буксирування причіпного пристрою в робочому положенні. Незалежна підвіска блоків дозволяє їм плавно "обтікати" нерівності рельєфу, що зустрічаються на шляху, чим забезпечується практично постійний рівень фону при проходженні установки над даним типом порід, а отже, і незмінна чутливість вимірювань. У транспортному стані всі блоки мають бути підняті.

Як реєструюча апаратура, що поміщається в салон автомобіля підвищеної прохідності, використовується польовий γ -спектрометр із записом інформації на ЕОМ.

Порівняно велика потужність нейтронних джерел, що застосовуються при автомобільному варіанті зйомки, вимагає посиленого захисту детекторів та їхнього значного віддалення від джерел. Відстань між детекторами γ -випромінювання і джерелом нейтронів (довжина зонда) становить не менше 3 м.

Для забезпечення в процесі автомобільної нейтронно-активаційної зйомки максимальної швидкості рахування корисних імпульсів, потрібно вибрати оптимальну швидкість руху. Установлено такий зв'язок між оптимальною швидкістю v , довжиною зонда R і постійною розпаду визначуваного нукліда λ : $v = R \cdot \lambda$. При мінімальній ширині ореолів розсіювання фтору $h = 5$ м та при $v = 3$ км/год постійна часу $\tau = h/4v = 2,4$ с.

Чутливість автомобільної зйомки залежить від ширини енергетичного "вікна" в γ -спектрі ΔE , значень v і h , а також від потужності джерела нейтронів. Величина ΔE обмежена нижнім (3,7–4,0 MeV) і верхнім (7,5–8,0 MeV) порогами і становить зазвичай 4 MeV. З підвищенням протяжності ореолів межа виявлення фтору в русі знижується. При $h = 5$ м, $v = 3$ км/год і нейтронному виході $5 \cdot 10^7$ нейтр./с, межа виявлення фтору становить 0,1 %.

Автомобільну нейтронно-активаційну зйомку доцільно виконувати в масштабах 1:50 000 і 1:25 000. Для окремих маршрутів зйомка може проводитися в масштабах 1:100 000 і 1:10 000. Дрібномасштабні вимірювання виконуються головним чином з метою вивчення фтороносних порід, на їхній основі виявляють площі, перспективні для пошуків. Автомобільна нейтронно-активаційна зйомка у значних масштабах застосовується при пошуках родовищ корисних копалин і рудних тіл за ореолами розсіювання фтору. Середня продуктивність зйомки становить 12–15 км за зміну.

При опробуванні автомобільної нейтронно-активаційної зйомки на багатьох флюоритових і рідкіснометалевих родовищах були показані високі результати. На пересіченій місцевості автотоймка проводиться за окремими маршрутами (профілями), прокладеними на доступних ділянках.

16.3. Спеціалізовані активаційні установки для експедиційних лабораторій

На сучасному етапі використання нейтронно-активаційного методу для прискореного аналізу проб руд і порід у польових лабораторіях має тенденцію до розширення. Розроблено спеціалізовані вимірювальні пристрої, серед яких важливе місце посідають установки для аналізу фторовмісних, алюмосилікатних і золотоносних утворень (рис. 16.4).

Як і у випадку польової зйомки на фтор, аналітичною реакцією служить реакція $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$. З урахуванням малого періоду піврозпаду нукліда ^{16}N передбачено циклічний варіант аналізу.

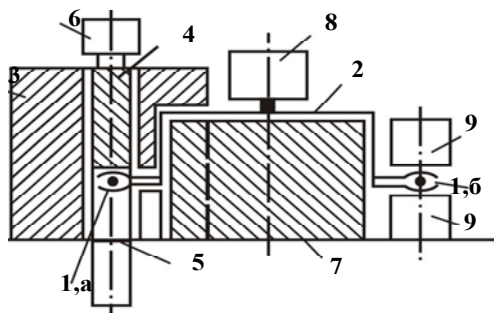


Рис. 16.4. Схема активаційної установки для експрес-аналізу з горизонтальним переміщенням зразків

Одночасно в установці розміщуються дві пари касет із зразками: одна піддається опроміненню (1,а), друга в цей час розташовується у вимірювальному блоці (1,б). Пари касет установлені на протилежних кінцях коромисла 2.

Ампула з ізотопним джерелом нейтронів поміщена в направляючій трубі, яка проходить по осі бака-активатора 3, діаметр якого 120 см, а висота – 160 см. Верхня частина направляючої труби закривається бор-парафіновим циліндром 4; нижня частина труби (глибиною 150 см) закрита люком 5. У цей люк опускають джерело нейтронів після закінчення вимірювань, для чого використовують механізм 6.

У баку-активаторі є фігурний виріз, в який входить другий бак – захисний 7. Обидва баки виготовлені з листової сталі й заповнюються водою або парафіном. На кришці захисного бака закріплено механізм переміщення касет із зразками 8. Він повертає коромисло 2 на 180° , у результаті чого касети міняються місцями. Рух касет відбувається по колу в горизонтальній площині (для проходження касет при обертанні коромисла в баку-активаторі зроблено горизонтальну щілину).

Для вимірювань активності опромінених нейтронами зразків в установці є два блоки детектування 9, у кожному з них розташований кристал NaI(Tl) розміром 150×100 мм і ФЕП-49. З метою зменшення фону детектори екрановані з усіх боків шарами свинцю (5 см) і парафіну з бурою (10 см). Сигнали від детекторів надходять на двоканальний амплітудний аналізатор. Виходи аналізатора з'єднані з реєструючим приладом (або ЕОМ).

Вихід джерела – $2 \cdot 10^7$ нейтр./с, маса аналізованого зразка становить від 50 до 200 г, середня величина зерен проби – близько 3 мм. Оптимальний режим одного циклу: $t_a = 15$ с, час витримки (переміщення опроміненого зразка до вимірювального пристрою) $t_n = 5$ с, час вимірювання $t_b = 15$ с. Як правило, автоматично здійснюються п'ять циклів вимірювань, після чого установку зупиняють, записують показання реєструючих приладів і виконують зміну касет із зразками. Для калібрування установки використовуються еталонні зразки, приготовлені із суміші подрібненого кварцу і флюоритового концентрату. Вміст CaF_2 в еталонних зразках у діапазоні від 0,2 до 40 мас. % визначають за даними багаторазового хімічного аналізу. В означеному діапазоні вмісту CaF_2 залежність величини наведеної активності нукліда ^{16}N від концентрації фтору лінійна. Межа виявлення CaF_2 – 0,02 %.

Перевірка точності визначень проводиться шляхом зіставлення даних активаційного і хімічного аналізів великої вибірки проб (зовнішній контроль). Систематичні розбіжності, значимість яких оцінюється за t-критерієм, є несуттєвими. Відносна середня квадратична розбіжність між двома видами аналізу в класі вмісту 0,10–0,49 мас. % становить 16 % (при допуску 37 %), а в класі вмісту 0,50–1,99 мас. % – 11 % (при допуску 25 %). Таким чином,

за точністю нейтронно-активаційний метод визначення фтору за допомогою наведеної вище лабораторної установки не поступається хімічному аналізу. При цьому активаційний метод характеризується високою продуктивністю: за допомогою такої установки можна аналізувати не менше 50 проб за зміну.

Нейтронно-активаційна установка типу "Нейтрон-2М" (рис. 16.5) застосовується в основному для масових аналізів зразків порід і руд на вміст алюмінію на теплових нейтронах з одночасним вимірюванням концентрації кремнію в польових умовах.

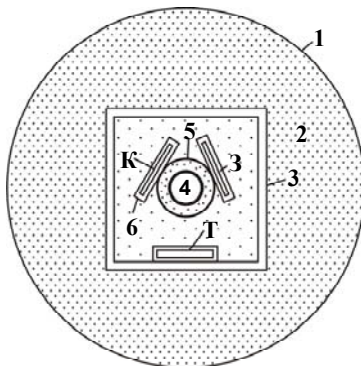


Рис. 16.5. Блок опромінення нейтронно-активаційної установки "Нейтрон-2М":

1 – корпус; 2 – сповільнювач (парафін); 3 – внутрішній корпус (органічне скло); 4 – джерело нейтронів; 5 – фільтр; 6 – кадмієвий фільтр.
 Канали для активації: К – швидкими нейтронами; 3 – змішаними нейтронами; Т – тепловими нейтронами

Установка являє собою парафіновий блок у формі кулі з декількома каналами для опромінення. Радіоізотопне Po-Be- або Pu-Be-джерело нейтронів розміщено в центрі блока. Установка має три канали. Канал К, екранований шаром кадмію, призначений для опромінювання проб швидкими нейтронами, канал Т – для активації тепловими нейтронами та канал 3 – змішаним потоком, що містить різні за енергією компоненти.

При опромінюванні змішаним потоком нейтронів відбуваються реакції $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$ на теплових і $^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$ на швидких нейтронах. Остання реакція є пороговою в області енергії

нейтронів 4,5 MeV. У разі використання джерела з виходом $2 \cdot 10^7$ нейтр./с максимальна щільність потоку швидких і теплових нейтронів у каналах опромінення досягає 10^5 нейтр./см²·с. Якщо частки потоків швидких і теплових нейтронів приблизно однакові, то алюміній і кремній активуються однаковою мірою. Розділити внески від зазначених реакцій тоді неможливо, оскільки в них утворюється один і той самий радіонуклід. Але при опромінюванні в каналі екранованим кадмієм, де різко знижена щільність потоку теплових нейтронів, реакція (n, γ) практично не відбувається і активація алюмінію істотно зменшена.

Після опромінювання двох наважок однієї й тієї ж проби в різних каналах отримують два значення активності: A_1 і A_2 . Розрахунок концентрації алюмінію і кремнію (q_{Al} і q_{Si}) тоді виконують, виходячи з рівнянь

$$A_1 = a \cdot q_{Al} + b \cdot q_{Si}; \quad A_2 = c \cdot q_{Al} + d \cdot q_{Si}, \quad (16.10)$$

де a , b , c і d – коефіцієнти, які визначаються при аналізі проб з відомим вмістом Al і Si. Таким чином, опромінювання проби в каналах, що розрізняються енергетичним спектром нейтронів, дозволяє визначити концентрації алюмінію і кремнію окремо.

Період піврозпаду нукліда ^{28}Al становить 2,3 хв, тривалість опромінювання та вимірювання – 4–5 хв. Розпад ^{28}Al супроводжується випусканням γ -квантів з енергією 1,78 MeV. Гамма-випромінювання реєструють за допомогою сцинтиляційного спектрометра.

Поріг визначення Al_2O_3 на установці "Нейтрон-2М" залежить від виходу нейтронів і може бути досить низьким, близько 0,1 %. Однак основне призначення установки – визначення алюмінію в рудних пробах при дослідженні родовищ бокситів. Тут більш важливим фактором виступає точність аналізів, яка характеризується похибкою в середньому 1,3 %. Слід зазначити, що до утворення нукліда ^{28}Al може призвести ще одна реакція – активація фосфору $^{31}P(n, \alpha)^{28}Al$. Але концентрація фосфору в бокситах зазвичай настільки низка (0,1–0,2 %), що його впливом можна знехтувати.

Продуктивність установки "Нейтрон-2М" становить 20–25 аналізів на алюміній і кремній за день. Висока точність визначень і малий вплив речовинного складу на результати дослі-

джень дозволяють використовувати безпосередньо для підрахунку запасів дані, отримані на цій установці.

Установку "Нейтрон-2М" можна застосовувати також для активаційного аналізу порід і руд у польових умовах на фтор, ванадій, марганець, мідь та інші елементи шляхом підбору відповідних джерел нейтронів і режимів активації та вимірювання наведеної радіоактивності.

Експресне визначення вмісту золота в пробах порід і руд має винятково важливе значення при геолого-пошукових роботах. Розроблена методика нейтронно-активаційних експресних визначень золота заснована на використанні каліфорнієвого джерела нейтронів та ядерної реакції $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$. Застосування цієї методики в спеціально створеній активаційній установці показали, що вона цілком може замінити трудомісткий і дорогий пробірний аналіз. Установа являє собою паралелепіпед розміром $1,8 \times 1,8 \times 1,4$ м, більшу частину якого займають уповільнювачі нейтронів і матеріали, що поглинають нейтрони і виконують функцію біологічного захисту. Через центральну вісь установи йде циліндричний отвір, в якому розташований рухомий утримувач джерела. Він оточений сповільнювачами – органічним склом і водою. У сповільнювача є канали для зразків, що піддаються опроміненню. Зразки поміщаються в циліндричні поліетиленові касети діаметром 65 мм і висотою 55 мм. Маса кожного зразка – 200 г. До сповільнювача примикає захист із блоків, виготовлених з боровмісного бетону. Маса блоків становить 30 кг. Захист легко розбирається, що важливо при використанні установи в пересувних лабораторіях. Захист забезпечує таке поглинання нейтронів, що на її поверхні потужність дози в 5–7 разів нижче гранично допустимого рівня.

Одночасно в установці може опромінюватись до 100 зразків руд і порід. Максимальні щільності потоків теплових і резонансних (надтеплових) нейтронів у каналах для опромінювання становлять відповідно 10^7 і $4 \cdot 10^5$ нейтр./см²·с при виході джерела $6 \cdot 10^8$ нейтр./с. Аналіз розрахований на активацію радіонукліда ^{198}Au , період піврозпаду якого – 64 год. Оптимальний час опромінювання – 24 год, за який же час відбувається "охладження" проби. За час "охладження" різко падає активність

ряду радіонуклідів з відносно невеликими періодами піврозпаду (^{24}Na , ^{56}Mn , ^{76}As), що створюють завади.

Вимірювання активності зразків проводять напівпровідниковим Ge(Li) -детектором, сполученим через підсилювач з багатоканалним аналізатором. Реєструють кількість імпульсів у фотопіку γ -лінії з енергією 412 кеВ – головної лінії спектра γ -випромінювання, що супроводжує β -розпад ядер ^{198}Au . Якщо порода або руда містить підвищену кількість натрію (що може бути у випадку зрудніння, сформованого під впливом натрієвого метасоматозу) або заліза (це буває за підвищеної концентрації піриту), касети зі зразками оточують шаром кадмію товщиною 1 мм. Кадмій поглинає теплові нейтрони, але прозорий для резонансних нейтронів з енергією в декілька електрон-вольтів. Енергетична залежність перетину реакції $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ характеризується різким резонансом при енергії нейтронів 4,9 еВ. При цьому у реакцій $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ і $^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}$ резонансів у перетині немає. Тому опромінювання зразків у кадмієвому екрані призводить до істотного зниження утворення радіонуклідів натрію і заліза.

Кількість імпульсів, зареєстрованих у піку γ -лінії з енергією 412 кеВ, прямо пропорційна масі золота в аналізованому зразку. Із джерелом на базі ^{252}Cf , яке генерує $6 \cdot 10^8$ нейтр./с, межа виявлення золота становить 0,4 г/т. При застосовуванні джерела з більшим виходом ($8 \cdot 10^9$ нейтр./с) межа виявлення золота знижується до 0,1 г/т. Для обробки γ -спектрів активованих зразків порід і руд у процесі їхнього масового аналізу широко використовуються ЕОМ.

Дослідження точності активаційних даних із залученням зовнішніх контрольних методів (пробірного та атомно-абсорбційного аналізів) показує, що в усіх інтервалах вмісту золота, починаючи з 0,50–0,99 г/т, проби проходять контроль з довірчою ймовірністю не менше 0,95. На цій підставі було зроблено висновок про правомірність заміни пробірного аналізу на золото нейтронно-активаційним. Розглянута установка може використовуватися також для визначення марганцю, срібла, миш'яку, вольфраму, урану, бромів та лантановидів.

16.3.1. Багатоелементний активаційний аналіз у пересувній лабораторії

Удосконалення радіаційної техніки зумовило появу пересувних лабораторій, які дозволяють проводити експресний активаційний аналіз геологічних об'єктів на широке коло елементів. Польова лабораторія монтується у трейлері, який буксирується автомобілем. Установка містить сурм'яно-берилієве нейтронне джерело. Активність ізотопу становить $1,5 \cdot 10^{14}$ Бк, що забезпечує вихід 10^{11} нейтр./с. Маса аналізованих зразків – 10 г. Гамма-спектри активованих нейтронами зразків реєструються напівпровідниковими детекторами. Для розшифровки спектрів і визначення концентрацій елементів служить розташована в автомобілі ЕОМ.

Опромінення в потужних потоках нейтронів і застосування детекторів з високою енергетичною роздільною здатністю дозволяють одночасно ідентифікувати більше 20 рідкісних елементів з межами виявлення порядку 10^{-4} %. Важливо, що до елементів, які визначаються в пересувній лабораторії з Sb-Be-джерелом, належать благородні метали: золото, срібло, родій, паладій та іридій.

У польових умовах може також експлуатуватися малогабаритна установка для багатоелементного нейтронно-активаційного аналізу, розроблена в США. В установці використовується джерело на базі ^{252}Cf масою 12 мкг, його вихід становить $2,8 \cdot 10^7$ нейтр./с. Опромінення зразків автоматизовано. Аналіз проводиться за короткоіснуючими нуклідами (ізотопами або ізомерами) алюмінію і 13 кольоровими і рідкісними елементами (^{28}Al , $^{46\text{m}}\text{Sc}$, ^{51}Ti , ^{52}V , $^{60\text{m}}\text{Co}$, ^{66}Cu , $^{79\text{m}}\text{Se}$, ^{80}Br , $^{104\text{m}}\text{Rh}$, ^{108}Ag , ^{110}Ag , $^{116\text{m}}\text{In}$, ^{161}Gd , $^{165\text{m}}\text{Dy}$), що виникають у результаті реакції (n , γ). Загальна тривалість опромінення зразків на установці варіює від 2 до 60 хв, для вимірювання γ -активності використовуються напівпровідникові детектори. Межі виявлення Sc, V, Co, Se, Br, Ag і Dy – менше 1 мкг/кг; Al, Ti, Cu та Gd – між 1 і 10 мкг/кг; Rh і In – між 10 і 100 мкг/кг.

16.4. Багатоелементний активаційний аналіз порід в умовах природного залягання

Основний вузол активаційної установки, змонтований на металевій конструкції, опускається в обраному місці з борту судна на морське дно за допомогою троса. На рухомому коромислі закріплені блок активатора та вимірювальний блок. У першому блоці розміщується джерело нейтронів – ізоотоп ^{252}Cf масою 1 мг і з виходом $2,3 \cdot 10^9$ нейтр./с. У другому блоці розташований Ge(Li)-детектор γ -випромінювання, охолодження якого здійснюється твердим холодоагентом – сумішшю пропану і фреону. Суміш забезпечує безперервні вимірювання під водою близько 40 год. Дистанційно керованим електроприводом блоки можуть мінятися місцями. Спочатку до досліджуваної ділянки поверхні впритул наближається нейтронне джерело, яке опромінює породу (див. рис. 16.6).

Потім на це місце ставиться вимірювальний блок і проводяться вимірювання наведеної активності (див. рис. 16.6, б). Гамма-спектри ресструються й обробляються за допомогою багатоканального аналізатора та ЕОМ, розміщених в бортовій лабораторії судна.

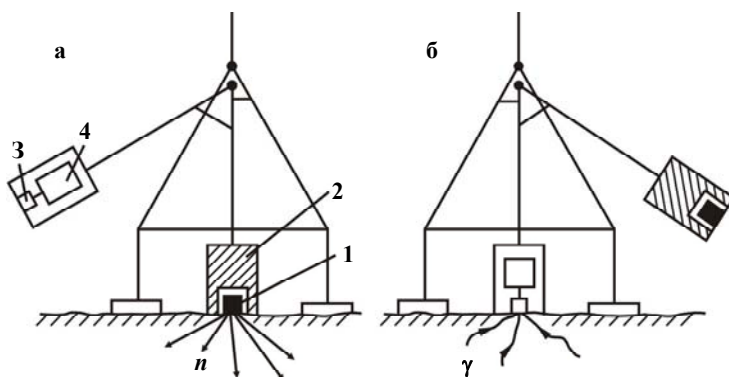


**Рис. 16.6. Схема донної установки
для багатоелементного нейтронно-активаційного аналізу:**
а – процес активації; б – процес вимірювання: 1 – джерело нейтронів; 2 – захист;
3 – напівпровідниковий детектор; 4 – суміш для охолодження детектора

Гамма-спектрометри, що застосовуються для багатоелементного нейтронно-активаційного аналізу, працюють з напівпровідниковими Ge(Li)-детекторами, які вимагають глибокого охолодження. Термоелектричне охолодження, що використовується для Si(Li)-детекторів, не забезпечує достатньо низьку температуру. Незважаючи на це, застосування Ge(Li)-детекторів у польових умовах можливе. Розглянуті вище польові лабораторії забезпечуються рідким азотом за допомогою автомобільного транспорту або вертольотів. Інший шлях охолодження детекторів полягає у використанні кріогенних систем із твердими газами, здатними підтримувати потрібну температуру протягом декількох десятків годин. Подібна система входила до складу устаткування, сконструйованого для багатоелементного нейтронно-активаційного аналізу ділянок поверхні морського дна з метою розробки нових методик геохімічних пошуків корисних копалин на шельфі.

Багатоелементний активаційний аналіз донних відкладів з різним речовинним складом, опробований на глибинах 300 м. Один цикл вимірювань на кожній точці займає 5 хв ($t_a = 2$ хв; $t_n = 1$ хв; $t_b = 2$ хв). Отримано такі межі виявлення елементів: скандій, селен, індій, гафній – від 10^{-4} до 10^{-3} %; ванадій, титан, срібло, золото, рідкісноземельні елементи (диспрозій) – від 10^{-3} до 10^{-2} %; фтор, марганець, молібден – від 10^{-2} до 10^{-1} %; кобальт, миш'як, мідь, стронцій, барій, вольфрам – близько 10^{-1} %. На сучасному етапі можливо одночасне визначення вмісту близько 20 рідкісних хімічних елементів.

Установка багатоелементного нейтронно-активаційного аналізу на морському дні була опробована для виявлення та картування зон шельфових розсипів. Дослідження показали, що досить ефективним є використання як індикаторів елементів, що відрізняються високим перетином захоплення нейтронів. Наприклад, активація гафнію (хімічного аналога цирконію) дає можливість виявляти поклади пісків, збагачених цирконом. Застосування багатоелементного активаційного аналізу на шельфі має важливе значення при пошуках і оцінці родовищ морських залізо-марганцевих конкрецій.

Нейтронно-активаційний метод широко використовується при геофізичних дослідженнях свердловин. При цьому можливе

визначення вмісту багатьох хімічних елементів, у тому числі кольорових і рідкісних металів, у гірських породах в умовах їхнього природного залягання. Найчастіше НАМ у свердловинному варіанті застосовується для визначення фтору (реакція $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$), алюмінію ($^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$), кремнію ($^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$), кальцію ($^{48}\text{Ca}(n, \gamma)^{49}\text{Ca}$), міді ($^{65}\text{Cu}(n, \gamma)^{66}\text{Cu}$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$), марганцю ($^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$), натрію ($^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$), хлору ($^{37}\text{Cl}(n, \gamma)^{38}\text{Cl}$), кисню ($^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$). Останні три реакції використовуються при визначенні водонафтового контакту у складних умовах, коли інші ядерно-геофізичні методи при розв'язанні цього завдання дають незадовільні результати.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. У чому фізична суть нейтронно-активаційного методу досліджень?
2. Для визначення яких елементів у зразках гірських порід використовують нейтронно-активаційний аналіз?
3. У чому суть інструментального активаційного аналізу?
4. Які способи розділення сумарного активаційного ефекту від декількох елементів?
5. Що таке час активації та час охолодження?
6. Яка глибинність дослідження нейтронно-активаційного методу?
7. Які джерела нейтронів використовуються в польовому нейтронно-активаційному методі?
8. У чому суть нейтронно-активаційної зйомки?
9. На якій ядерній реакції базується нейтронно-активаційна зйомка на фтор?
10. Наведіть методику пішохідної нейтронно-активаційної зйомки на фтор.
11. Які особливості методики автомобільної нейтронно-активаційної зйомки на фтор?
12. Чому відомості про вміст фтору в гірських породах мають важливе геологічне значення?

13. Для пошуку яких корисних копалин використовується нейтронно-активаційна зйомка на фтор?

14. Який поріг визначення різних хімічних елементів за допомогою лабораторної нейтронно-активаційної установки?

15. Наведіть особливості нейтронно-активаційної установки типу "Нейтрон-2М".

16. Яка ядерна реакція лежить в основі нейтронно-активаційного визначення золота?

17. Яка ядерна реакція лежить в основі нейтронно-активаційного визначення міді та алюмінію?

18. Які відмінності в методиці активаційного аналізу в свердловинах для ізотопів з малим і великим періодом піврозпаду?

19. Наведіть особливості донної установки багатоеlementного нейтронно-активаційного аналізу.

20. Які завдання розв'язуються нейтронно-активаційним методом у свердловинах?

Література: [1–7, 10–12, 20, 24, 33, 50, 52, 56]

РОЗДІЛ 17

Ядерно-геофізичні методи контролю якості руд у гірничодобувній промисловості

Висока ефективність і мобільність ядерно-геофізичних методів дослідження руд дозволяють використовувати їх як експресні та економічні засоби контролю багатьох технологічних процесів, серед яких особливе місце за різноманітністю об'єктів і складністю експлуатаційних умов посідає контроль якості руд у гірничодобувній промисловості. Це перш за все процеси гірничих робіт і сортування відбитої гірської маси за вмістом у ній цінних компонентів до подачі на збагачувальну фабрику. Ці відповідальні й найбільш трудомісткі етапи гірничоексплуатаційних робіт найменше забезпечені аналітичними засобами. Однак саме тут можливі максимальні втрати мінеральної сировини через неповне вилучення руд із надр і збіднювання їх пустою породою. Засновані на відборі проб та їхньому аналізі в лабораторних умовах традиційні методи геологічного опробування корисних копалин на сучасному етапі не можуть дати задовільних результатів через їхню неоперативність і недостатність представництва аналізованого матеріалу.

Ефективність ядерно-геофізичного контролю гірничоексплуатаційних робіт уперше була доведена досвідом розробки та впровадження рудникової радіометрії, яка сприяла корінному вдосконаленню видобутку і використанню радіоактивної сировини (розд. 6). У подальшому було створено групу методів, заснованих на взаємодії ядерних випромінювань з речовиною, що дозволило здійснювати ядерно-геофізичний контроль також при експлуатації родовищ багатьох нерадіоактивних корисних копалин. Найширше ядерно-геофізичні методи контролю застосовуються на гірничодобувних підприємствах кольорової металургії, де найбільш гостро стоїть проблема поліпшення повноти та комплексності використання мінеральної сировини.

17.1. Ядерно-геофізичні методи опробування руд у вибоях гірничих виробок

Вибійне опробування виконується у значних обсягах і має важливе значення для ефективної експлуатації родовищ, оскільки відбиття руди, визначення ширини очисних забоїв і планування роботи комбінатів ґрунтуються на даних про розподіл зрудніння в стінках гірничих виробок, яке враховується також при оперативному підрахунку запасів.

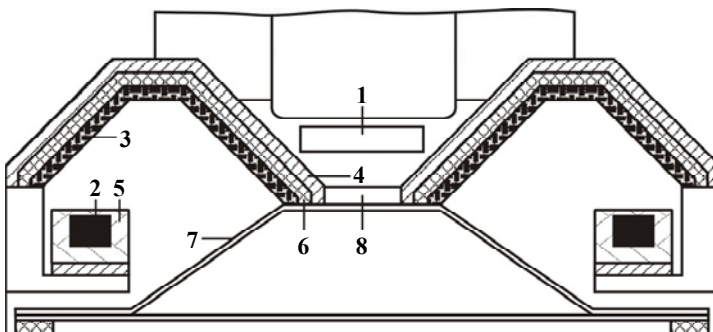
Раніше, до розробки ядерно-геофізичних методів дослідження, вибійні опробування виконувалися борозновим способом. Матеріал борозни аналізувався в стаціонарних лабораторіях. Недоліками борознового опробування є низька продуктивність і часто недостатня їхня достовірність у зв'язку з неконтрольованим штучним збагаченням борознаної проби рудним матеріалом через його крихкість і краще сколювання при відборі цієї проби.

Застосування ядерно-геофізичних методів для вибійного опробування має багато спільного з каротажними дослідженнями, оскільки тут використовуються ті самі фізичні принципи і подібна вимірювальна апаратура. Разом із тим, є також деякі відмінності від каротажних досліджень: 1) вибійні опробування практично виключають використання потужних джерел нейтронів і жорсткого γ -випромінювання через неможливість забезпечення вимог техніки радіаційної безпеки; 2) для вибійного опробування необхідне використання спеціальних детекторів з великою площею "огляду" і кращою радіальною характеристикою для усунення впливу нерівностей стінок гірничих виробок; 3) при вибійному опробуванні необхідна більш компактна та економічна апаратура.

У зв'язку з тим, що при вибійному опробуванні практично не застосовуються нейтронні методи, головну роль у ньому відіграють рентгено-радіометричний і гамма-гамма-методи з джерелами γ -випромінювання низької енергії.

17.1.1. Вибійне рентгенорадіометричне опробування

Варіант конструкції датчика для вибійного рентгенорадіометричного опробування (ВРРО) показано на рис. 17.1. У ньому використовується сцинтиляційний або газорозрядний пропорційний детектор характеристичного рентгенівського випромінювання. Конструкція датчика передбачає двоступеневе збудження рентгенівської флуоресценції через проміжну мішень. Датчиками такого типу забезпечується апаратура РРША-1 при використанні його для вибійного опробування. Подібними датчиками комплектуються рентгенорадіометричні аналізатори "Гагара" (РПС4-01), "Мінерал-4", "Барс-3", РРК-103 та ін.



Завдяки вимірюванням в геометрії зворотного розсіювання ($\theta = 180^\circ$) спектральні відношення η , які широко використовуються при ВРРВ, а в деяких випадках і просто інтенсивності характеристичного рентгенівського випромінювання, не залежать від зміни зазору між датчиком і об'єктом у межах до 100 мм, а іноді більше. При діаметрі робочої частини датчика ~ 100 мм це дозволяє виконувати вибійне рентгенорадіометричне опробу-

вання при значних нерівностях стінки виробки. Вимірювання при ВРРВ виконуються по "точках" з послідовною перестановкою датчика, що забезпечує безперервність дослідження перетину виробки. Результати вибірного опробування зображують у вигляді гістограм, сходинки якої рівні діаметру датчика.

Важливим питанням вибірного рентгенорадіометричного опробування є визначення перерахункових коефіцієнтів, що дозволяють від даних ядерно-геофізичних вимірювань перейти до вмісту металу в рудному тілі q . При лінійному характері залежності спектрального відношення $\eta = \eta(q)$ або швидкості рахування імпульсів $I = I(q)$ перерахункові коефіцієнти мають зміст коефіцієнтів пропорційності або масштабних множників до гістограм. У лабораторній практиці перерахункові коефіцієнти порівняно просто встановлюються за вимірюваннями штучних еталонних проб, які виготовляються з відповідних рудних сумішей.

Вибірне рентгенорадіометричне і борознове опробування у загальному випадку дають близькі результати. Збіг їхніх даних підтверджується також експериментальними підрахунками за пасів. Однак продуктивність рентгенорадіометричних досліджень навіть при двократному опробуванні приблизно у два рази вища, ніж у борознового способу при тому ж штаті обслуговуючого персоналу. ВРРО має значну ефективність для випробування не тільки олов'яних, але й комплексних родовищ корисних копалин. Зіставлення даних ВРРО з даними борознового опробування показує, що, незважаючи на досить складний характер руд, відносна похибка кількісних визначень вмісту олова, вольфраму, міді та миш'яку лежить у межах, установлених для руд простішого складу.

17.1.2. Ядерно-геофізичні методи при контролі меж зрудніння в експлуатаційно- розвідувальних свердловинах

При розробці родовищ кольорових і рідкісних металів, яка зазвичай проводиться підземним способом, буриться велика кількість експлуатаційно-розвідувальних свердловин. З їхньою

допомогою визначаються контури промислових руд і здійснюється оперативний підрахунок запасів. Матеріалом для оцінок зрудніння довгий час служив kern або шлам цих свердловин, утрати якого відбувалися переважно в рудних зонах, найбільш ослаблених у сенсі механічної міцності. Тому дані експлуатаційної розвідки часто були недостатньо об'єктивними.

Підвищити якість експлуатаційно-розвідувальних робіт дозволяють ядерно-геофізичні методи каротажу, серед яких частіше застосовуються рентгенорадіометричний каротаж (РРК) і гамма-гамма-каротаж (ГГК).

Оконтурювання покладів свинцево-цинкових руд виконується за системою підземних свердловин. Оскільки картина просторової локалізації руд і співвідношення між основними компонентами отримуються оперативно, після закінчення буріння, РРК дає можливість своєчасно коригувати напрямок експлуатаційно-розвідувальних робіт. Застосування РРК до того ж дозволяє перейти на більш продуктивне безкernове буріння і тим самим прискорити й здешевити експлуатаційно-розвідувальні роботи. Сам процес РРК забирає порівняно небагато часу: одночасні визначення свинцю і цинку здійснюються зі швидкістю 30–60 м/год.

У зв'язку зі значною нерівномірністю вольфрамомолібденового зрудніння, зосередженого зазвичай у жилах, гніздах і прожилках, і яке досить рідко зустрічається у вигляді більш-менш рівномірної вкрапленості шееліту і молібденіту, використання РРК при вивченні вольфрамо-молібденового зрудніння дозволяє скоротити кількість свердловин, що буряться з відбором kernа, і більш об'єктивно й точно порівняно з опробуванням kernа визначати контури промислових вольфрамо-молібденових руд. Це дозволяє на вольфрамо-молібденових родовищах ефективно використовувати дані РРК при експлуатаційно-розвідувальних роботах.

Об'єктом широкого застосування РРК при експлуатаційній розвідці є також оловорудні родовища. При дослідженні свердловин підземного буріння зазвичай використовуються зонди РРК з круговим оглядом, тому їхня чутливість до олова трохи нижча, ніж при вимірюваннях з колімованими зондами, але цілком достатня для розв'язання завдань експлуатаційної розвідки.

Уточнення меж багатих, промислових, балансових і бідних руд при розробці олов'яних родовищ виконується за допомогою рентгенорадіометричного методу дослідження свердловин шляхом уточнення відпалочного контуру за системою свердловин, пробурених з гірничої виробки. Дані РРК дозволяють виявити блоки промислових руд, які залишилися за межами контуру виробітки. При цьому завдяки оперативності цих даних є можливість вести вибіркове добування руди.

Застосування ядерно-геофізичного контролю на родовищах каситерит-сульфідного типу з комплексним олово-вольфрамомідним зруднінням не обмежується уточненням контурів олов'яних руд. Крім олова, промислово цінність мають мідь і вольфрам, а технологічно шкідливою домішкою є миш'як. Застосовуючи спеціальні методичні прийоми, визначають окремо концентрації олова, міді, вольфраму та миш'яку. При цьому вольфрам, *L*-серія характеристичного випромінювання якого має майже таку ж енергію, що й міді, виділяють за його *K*-серією. Таким чином, за допомогою РРМ виконується опробування руд на всі чотири елементи. Це забезпечує отримання даних, необхідних для всебічної оцінки якості комплексних руд.

На сучасному етапі доступні для визначення за допомогою рентгенорадіометричного методу дослідження свердловин ряд елементів (Cu, Zn, As, Mo, Sn, Sb, Ba, W, Hg, Pb), які мають основну промислову цінність і характерні для великої групи поліметалевих і рідкіснометалевих родовищ. Об'єктами вивчення рентгенорадіометричного каротажу є також мідні, мідно-свинцеві та інші комплексні родовища, де зрудніння представлено сполученнями перерахованих елементів.

Завдання оконтурювання руд при експлуатаційній розвідці в деяких випадках можуть бути розв'язані й з допомогою гамма-гамма-каротажу, більш простого порівняно з рентгенорадіометричним каротажем з апаратурного забезпечення. Дослідження гамма-гамма-методом розрізу свердловин дають задовільні результати на поліметалевих родовищах, руди яких хоч і є комплексними свинцево-цинково-мідними або мідно-цинково-свинцевими, але між вмістом цих металів спостерігається досить стійкий кореляційний зв'язок.

Величина аномалії при застосуванні ГГК залежить головним чином від вмісту свинцю, що має високий атомний номер ($Z = 82$). Внесок міді ($Z = 29$) і цинку ($Z = 30$) в ефективний атомний номер $Z_{\text{еф}}$ руд приблизно у 20 разів менший внеску свинцю. Еквівалентний вмісту 1 % свинцю вміст заліза становить близько 30 %. Дані ГГК з визначення вмісту свинцю в такій ситуації дозволяють виділити промислові поліметалеві руди.

Гамма-гамма-метод дослідження шахтних свердловин на комплексних свинцево-цинково-мідних родовищах досить ефективний та економічний вигідний засіб контролю за правильністю буріння експлуатаційних свердловин при погашенні ціликів і відбиванні (відбій корисних копалин) руд за системою масового обвалювання. За допомогою ГГК вдається зменшити обвалювання пустої породи і запобігти так званому "збідненню" руд при їхньому відбиванні. В інших випадках, навпаки, матеріали ГГК підземних свердловин можуть сприяти розширенню контурів балансових руд. Приріст запасів з окремих блоків за рахунок застосування ГГК може досягати декілька відсотків, що дає відчутний виробничий та економічний ефект.

Ядерно-геофізичний контроль з допомогою ГГК виконується також при експлуатації мідно-нікелевих родовищ, незважаючи на складний характер руд. Підрахунки вмісту нікелю за даними ГГК, засновані на кореляції вмісту нікелю із загальним вмістом сульфідів у рудах, підтверджують високу ефективність ядерно-геофізичного контролю. На монометалевих родовищах свинцю, міді, вольфраму і деяких інших металів застосування гамма-гамма-методу дослідження експлуатаційних свердловин досить ефективне.

17.2. Застосування ядерно-геофізичних методів при радіометричному збагаченні руд

Ядерно-геофізичні методи, що використовуються для збагачення рудної маси (надалі будемо їх називати методами радіометричного збагачення), за порівняно незначних витрат дозволяють

виділити з відбитої руди переважну частину нерудного матеріалу. За рахунок цього підвищується якість сировини, що подається на гірничо-збагачувальні фабрики, де виключається необхідність переробки значної частини нерудного матеріалу і тим самим знижується вартість отримання мінеральних концентратів.

Ядерно-геофізичні методи збагачення руд засновані на використанні відмінностей в ядерно-фізичних властивостях корисних копалин і гірських порід. Ці методи застосовуються в процесі механічної обробки видобутої гірничорудної маси, при якому поділ її на продукти, що розрізняються за вмістом одного або декількох цінних компонентів, проводиться автоматично на основі реєстрації корпускулярних випромінювань або електромагнітних хвиль, вимірюваних радіоелектронними пристроями. Радіометричне збагачення руд можливе, якщо між вмістом цінного компонента або іншими властивостями корисної копалини (колір, блиск, прозорість, густина), що відрізняють її від породи, і виміряним радіоактивним випромінюванням існує тісно виражений зв'язок. При цьому використовується випромінювання, яке найбільш тісно пов'язано з властивостями корисної копалини і вмістом цінного компонента.

У технології радіометричного збагачення можна виділити дві основні операції: радіометричне великопорційне сортування і радіометричну сепарацію.

Радіометричне великопорційне сортування – процес розділення руди на сорти на основі вимірювання інтенсивності випромінювання великих її обсягів, завантажених у транспортні ємності (вагонетки, автосамоскиди тощо).

Радіометрична сепарація здійснюється на спеціальних радіометричних сепараторах. При цьому досліджується рудний матеріал від 200–250 до 0,5 мм.

У технології радіометричного збагачення руд великопорційне сортування та сепарація зазвичай поєднуються. Спочатку добута гірничорудна маса піддається радіометричному сортуванню, а потім кондиційна, але збіднена породою руда направляється на радіометричну сепарацію.

17.2.1. Технологічні схеми радіометричного збагачення

Технологічні схеми радіометричного збагачення корисних копалин різні. Їхня побудова залежить від властивостей корисної копалини і того завдання, що розв'язується за допомогою радіометричного збагачення. Проте в технологічних схемах радіометричного збагачення частково або повністю використовуються порівняно невеликий комплекс збагачувальних операцій. Такими операціями є: радіометричне сортування, дроблення, просівання, промивка і радіометрична сепарація.

Радіометричне великопорційне сортування. Гірничорудна маса, що видобувається, надходить на рудосортувальний контрольний пункт, де з допомогою радіометричної контрольної станції сортується на багату, рядову, позабалансову руду і відвальні породи.

До багатой руди відносять руду, в якій є настільки незначний вміст пустої породи, що виділення її з допомогою радіометричної сепарації економічно недоцільно.

Рядова руда – збіднена руда, в якій є багато пустої породи. Вміст останньої може коливатися від 15–20 % до 95–97 %. Рядова руда є сировиною для радіометричних збагачувальних фабрик.

Позабалансовою вважається руда, яку переробляти при сучасному рівні технології й техніки збагачення економічно не вигідно. Позабалансова руда зберігається в спеціальному відвалі.

Порода являє собою гірничорудну масу, в якій корисний компонент або відсутній, або перебуває в малих концентраціях, що виключає можливість його вилучення навіть у перспективі. Порода може бути використана для закладки очисних виробок або для будівельних робіт. Межі вмісту цінного компонента для перерахованих сортів гірничорудної маси задаються на підставі аналізу економічної доцільності вилучення цінного компонента руди та її радіометричної збагачуваності. Звідси випливає, що для правильної організації процесу сортування необхідно попередньо вивчити радіометричну збагачуваність гірничої маси з різним вмістом цінної компоненти. Слід зазначити, що процес радіометричного великопорційного сортування можна застосу-

вати не для всіх корисних копалин. Прикладом можуть служити алмазні руди. Виявити алмази всередині об'єму руди, що заповнює вагонетку, практично неможливо. Радіометричне сортування незастосовне для корисних копалин, в яких основною властивістю, що відрізняє шматки цінного компонента від породи, є колір, блиск, прозорість. Причина в тому, що поверхня шматків гірської маси забруднена мулом і шламом, які нівелюють різницю шматків руди і породи за кольором, блиском і прозорістю. Рядова руда, відсортована за допомогою радіометричної контрольної станції (РКС), направляється на радіометричну збагачувальну фабрику. Обробка на збагачувальній фабриці поділяється на два етапи: підготовку руди і радіометричну сепарацію.

Підготовка руди перед радіометричною сепарацією включає дроблення, просівання та промивку.

Дроблення. Крупне дроблення є першою підготовчою операцією. Максимальна величина шматків руди після крупного дроблення не перевищує 150 або 250 мм. У технологічних схемах радіометричних збагачувальних фабрик іноді застосовують середнє і дрібне дроблення, які чергуються з операціями радіометричної сепарації для повнішого розкриття зерен цінних мінералів при стадійному процесі збагачення, що характерно, наприклад, для алмазних руд.

Просівання руди зазвичай проводиться у дві стадії. На першій стадії після крупного дроблення виділяється більш дрібний матеріал (менше 30 мм). На другій стадії просівання звільнений дрібний рудний матеріал поділяється на окремі класи крупності, що дозволяє підвищити селективність радіометричної сепарації, якщо реєстроване випромінювання залежить не тільки від вмісту цінного компонента у шматку руди, але й від його крупності. Така залежність характерна для корисних копалин, що збагачуються γ -квантовими і нейтронними способами радіометричної сепарації. Якщо шматки руди сильно розрізняються за крупністю, то дрібні шматки, кондиційні за вмістом цінного компонента, можуть потрапляти у хвости, а великі, некондиційні шматки – у концентрат. У результаті селективність розділення руди і породи знижується. Розділяючи руду за класами крупності і збагачуючи кожний з них окремо, можна поліпшити селективність радіометричної сепара-

ції. Необхідність просівання руди перед радіометричною сепарацією викликана ще й тим, що при великому розходженні шматків руди за крупністю важко здійснити пошматковий режим сепарації. Порушення пошматкового режиму сепарації може негативно вплинути на селективність процесу.

Мул і шлам, що обволікають шматки руди, згладжують відмінність рудних і нерудних шматків за радіоактивністю, кольором, блиском і прозорістю. Промивання руди посилює цю різницю і тим самим сприяє підвищенню селективності розділення рудних і нерудних шматків. Високий вміст шламу в матеріалі для сепарації забруднює обладнання, ускладнює його роботу особливо блоків детектування. Крім того, висохлі мул і шлам є джерелами пилоутворення, що погіршує санітарно-гігієнічні умови праці.

Радіометрична сепарація можлива в пошматковому і порційному режимах. Пошматковий режим характерний тим, що поділ руди на продукти збагачення здійснюється на підставі реєстрації випромінювання, обумовленого індивідуально кожним шматком матеріалу для сепарації. При порційному режимі реєстрації випромінювання зумовлено присутністю біля блока детектування двох чи більшої кількості шматків рудного матеріалу для сепарації. Тому до концентрату додається не один, а одночасно декілька шматків, які становлять порцію. Порційний режим продуктивніший, ніж пошматковий. Однак селективність його менша, оскільки до концентрату разом з рудними шматками можуть потрапляти і шматки пустої породи, а до відвалів – рудні шматки.

17.2.2. Промислова класифікація способів радіометричного збагачення

На сучасному етапі промислове радіометричне збагачення видобутої гірничорудної маси найчастіше здійснюється на основі реєстрації трьох видів випромінювання: нейтронного, γ -квантового і світлового (фотовипромінювання). У кожному класі способи радіометричного збагачення можуть бути поділені на емісійну та абсорбційну групи.

Емісійна група об'єднує способи радіометричного збагачення, засновані на вимірюванні випромінювань, що генеруються гірничорудною масою. Ці випромінювання можуть бути природними або утворюватись при опроміненні гірничорудної маси потоком γ -квантів, нейтронів, рентгенівських або світлових променів та електромагнітних хвиль.

Абсорбційна група об'єднує способи радіометричного збагачення, засновані на реєстрації потоків випромінювань, що пройшли через гірничорудну масу. Ці потоки утворюються при опроміненні гірничорудної маси джерелами нейтронів, рентгенівських променів і γ -квантів, світла та електромагнітних хвиль. Існуючими промисловими способами радіометричного збагачення можуть оброблятися багато рудних і нерудних корисних копалин. Однак промислового збагачення піддають лише деякі з них. Однією з головних причин, яка гальмує впровадження радіометричних способів збагачення, є відсутність даних, що характеризують ефективність радіометричного збагачення корисних копалин, які розвідують і видобувають.

На сучасному етапі для промислового радіометричного збагачення руд використовують головним чином радіоактивні випромінювання. Більшість зазначених способів засновані на реєстрації потоку γ -квантів і нейтронів. Це дозволяє виявити цінний компонент не тільки на поверхні шматка або порції руди, а й усередині їхнього об'єму, що підвищує точність визначення вмісту цінного компонента у шматку чи порції руди. При використанні для радіометричного збагачення м'якого електромагнітного випромінювання, що дозволяє вивчати лише поверхню шматків або порцій гірничорудної маси, необхідна попередня промивка останньою для видалення піску і шламу. Для цього необхідно мати спеціальне водно-шламове господарство, будівництво та експлуатація якого приводить до значного збільшення вартості процесу радіометричного збагачення. Обидві причини обумовлюють переважне використання радіоактивних випромінювань при радіометричному збагаченні.

17.2.3. Методика радіометричного великопорційного сортування

Для запобігання надходження до технологічного процесу збагачення некондиційної руди необхідно організувати систематичне опробування гірської маси перед випуском її із блоків і на шляху до бункерів гірничо-збагачувальної фабрики.

Опробування товарних руд кольорових і рідкісних металів раніше виконувалося недостатньо ефективним і непродуктивним "гостьовим" способом відбору та наступного хіманалізу проб рудної маси. На сучасному етапі при високих темпах гірничо-експлуатаційних робіт і необхідної експресності кількісних оцінок проблема товарного опробування може бути розв'язана тільки шляхом широкого застосування ядерно-геофізичних методів, що дозволяють отримувати оперативні дані про вміст корисних компонентів безпосередньо на місцях опробування.

За умовами досліджень опробування гірської маси схоже із забійним опробуванням, оскільки і в тому, і в іншому випадку необхідно виключити вплив нерівностей досліджуваної поверхні. Аналогічними є техніка вимірювань і принцип градуювання апаратури. Застосовувані ядерно-геофізичні методи мають бути безпечними в роботі у зв'язку з такими ж вимогами захисту від іонізуючих випромінювань. Однак при розробці ядерно-геофізичного товарного опробування виникають додаткові проблеми. Головні з них полягають у з'ясуванні впливу можливої сегрегації, тобто гравітаційного розшарування руди через більш високу густину рудних мінералів, при навантажуванні та транспортуванні її на значні відстані. При цьому вимірювання виконується по поверхні для всього обсягу дослідженої партії руди.

Радіометричне великопорційне сортування забезпечується за допомогою спеціальних радіометричних контрольних станцій (РКС), робота яких основана на використанні того або іншого виду радіоактивного випромінювання. Радіометрична контрольна станція дозволяє визначити вміст і сортність гірничорудної маси.

Основними вузлами рентгенорадіометричної контрольної станції є: ізотопне джерело м'якого γ -випромінювання, поміщене в коліматор, напівпровідниковий детектор характеристичного

рентгенівського випромінювання, посудина Дьюара з кріостатним пристроєм для охолодження детектора рідким азотом та γ -спектрометр (рис. 17.2).

Наведемо принцип дії рентгенорадіометричної контрольної станції. Гірничорудна маса, що перебуває у вагонетці, опромінюється γ -квантами від радіоізотопних джерел. Рентгенівське характеристичне випромінювання, що виникає при цьому, сприймається напівпровідниковим (або скінтіляційним) детектором, який перетворює його в імпульси електричного струму, що надходять до спектрометра. У спектрометрі є процесор-аналізатор, який здійснює амплітудну селекцію імпульсів і за накопиченою інформацією згідно із заданим алгоритмом обчислює вміст цінного компонента в гірничорудній масі й формує команди, на основі яких відбувається процес сортування руди. Рентгенорадіометричні контрольні станції застосовують для сортування рудної маси, яка містить елементи з атомними номерами більше 20. Для кожного елемента підбирається відповідне радіоізотопне джерело, налаштовуються канали амплітудної селекції та відповідний алгоритм для розрахунку вмісту визначуваного елемента.

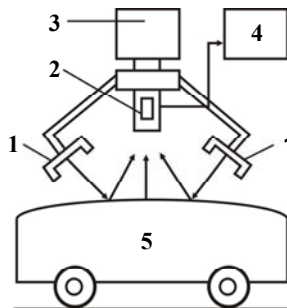


Рис. 17.2. Рентгенорадіометрична контрольна станція:

- 1 – радіоізотопні джерела γ -випромінювання в коліматорах;
2 – напівпровідниковий детектор; 3 – посудина Дьюара; 4 – γ -спектрометр;
5 – вагонетка з рудою

Дослідними роботами встановлено, що ефективність рентгенорадіометричного опробування може бути забезпечена вибором необхідної кількості точок вимірювань та оптимальної ме-

режі опробування. Оптимальна кількість точок опробування становить 30 на 1 автосамоскид, що забезпечує необхідну експресність рентгенорадіометричного опробування і сортування руд (60–80 с на 1 автомашину).

За аналогічною методикою знайдено оптимальну кількість точок опробування для вагонів вантажопідйомністю 40 т (100 вимірів), вагонеток вантажопідйомністю 1–3 т (12–15 вимірів), транспортерів довжиною 20 м (30 вимірів) і відвалів (на 1 м³–4 виміри).

Обґрунтованість вибору оптимальних кількостей точок опробування була надалі перевірена за даними 100 % лабораторного контролю.

Вплив сегрегації гірської маси при транспортуванні було оцінено за результатами дворазового опробування руди в автомашинах. Дослідження показали, що вплив сегрегації не призводить до появи систематичних похибок і тому ним можна знехтувати. Якщо з будь-яких причин вплив сегрегації при транспортуванні виявиться значимим (транспортування гірничої маси на великі відстані, високий вміст металу в руді тощо), то він може бути врахований введенням поправки, яка має бути визначена для кожного конкретного випадку дослідним шляхом.

За достовірністю рентгенорадіометричне опробування не поступається, а за точністю перевершує "горстьове" опробування, на що вказує зіставлення даних цих двох способів.

Таким чином, перевірка впливу сегрегації руди, повторюваність даних рентгенорадіометричного опробування і результати завірочних лабораторних робіт указують на реальну можливість використання рентгенорадіометричного методу, що має малу глибину досліджень, для опробування великих мас необробленої кускової руди, яке виявляється цілком достовірним при достатній кількості вимірів.

Товарне опробування не повинно затримувати хід гірничо-експлуатаційних робіт. Тому ефективність рентгенорадіометричного опробування значною мірою залежить від його апаратурного забезпечення. Із суті рентгенорадіометричного опробування випливає, що основним завданням при товарному опробуванні є визначення вмісту шуканих елементів, усередненого за площею навалу руди або транспортної ємності. Середніми пока-

зниками (за перерізом, інтервалом, часом тощо) користуються також при забійному опробуванні, каротажі та контролі якості руд на транспортерах.

При проведенні безперервних вимірювань управління обробкою даних проводиться від додаткових зовнішніх пристроїв (датчика швидкості руху транспортера або транспортних ваг). Блок обробки має функціональний перетворювач для випрямлення градуовальної кривої при її нелінійності, а також схему множення для трансформації швидкостей рахування імпульсів датчика або відношень швидкостей рахування у відсотковий вміст визначуваного елемента. Аналізатор підключають до ЕОМ, яка визначає сорт гірської маси, наприклад: "пуста порода", "некондиційна руда", "руда", "багата руда" і керує технологічним процесом при сортуванні руд.

При товарному опробуванні аналізатор з автоматичною обробкою інформації забезпечує продуктивність 5–10 т/хв.

Для радіометричного збагачення берилієвих руд застосовуються фотонейтронні РКС. Принцип дії фотонейтронної радіометричної контрольної станції показано на рис. 17.3.

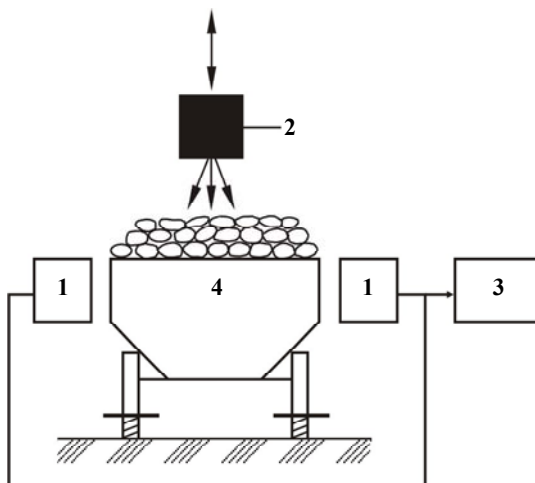


Рис. 17.3. Фотонейтронна радіометрична контрольна станція:

- 1 – детектори теплових нейтронів, поміщені в парафінові блоки;
2 – радіоізотопне джерело ^{124}Sb ; 3 – радіометр; 4 – вагонетка з рудою

Вагонетка, завантажена берилієвою рудою, поміщається між радіоізотопним джерелом ^{124}Sb і детекторами теплових нейтронів, укладеними в парафіновий блок. У результаті фотоядерної реакції (γ, n) ізоотоп ^9Be випускає нейтрони, які сповільнюються парафіновим блоком до теплових і сприймаються детектором теплових нейтронів. Сортування вагонеток здійснюється на підставі зареєстрованої радіометром швидкості рахування імпульсів, спричинених тепловими нейтронами, що пропорційна вмісту берилію в руді. На основі отриманих даних виконується сортування рудної маси.

Основними вузлами нейтронно-активаційної радіометричної контрольної станції є: радіоізотопне джерело нейтронів, напівпровідниковий (або сцинтиляційний) детектор γ -випромінювання та γ -спектрометр (рис. 17.4).

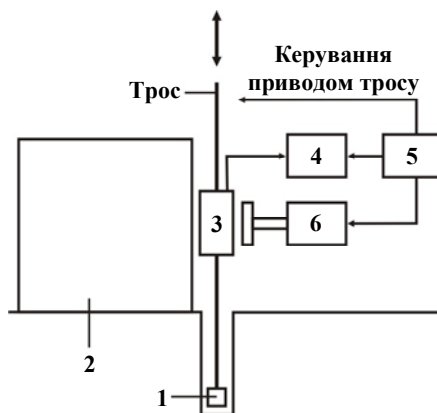


Рис. 17.4. Нейтронно-активаційна радіометрична контрольна станція:

1 – джерело нейтронів; 2 – вагонетка з рудою; 3 – детектор γ -випромінювання;

4 – γ -спектрометр; 5 – блок управління виконавчими механізмами;

6 – притискний пристрій

Принцип дії нейтронно-активаційної радіометричної контрольної станції. Гірничорудна маса, що перебуває у вагонетці, опромінюється нейтронами від радіоізотопного джерела. Гамма-випромінювання, що виникає внаслідок активації корисного елемента, сприймається напівпровідниковим (або сцинтиляцій-

ним) детектором, що перетворює його в імпульси електричного струму, які надходять до спектрометра. Щільність потоку γ -квантів пропорційна вмісту цінного компонента в гірничорудній масі. Після закінчення активації нейтронне джерело опускається в колодязь і його місце займає детектор γ -випромінювання.

У спектрометрі є процесор-аналізатор, який здійснює амплітудну селекцію імпульсів і за накопиченою інформацією згідно із заданим алгоритмом обчислює вміст цінного компонента в гірничорудній масі й формує команди, на основі яких відбувається процес сортування руди. Час активації, час вимірювання та енергетичний інтервал γ -випромінювання наведеної активності вибирається дослідним шляхом при еталонуванні станції. Для кожного елемента налаштовуються канали амплітудної селекції та відповідний алгоритм для розрахунку вмісту визначуваного елемента.

Гамма-гамма радіометричні контрольні станції використовуються при опробуванні руд простого складу або з витриманим співвідношенням між усіма важкими елементами. Таким методом опробування руд реалізовано на рудниках кольорових металів з метою контролю якості відбитої гірничої маси і своєчасного припинення випуску некондиційної руди з блоків. Товарне гамма-гамма-опробування ведеться також у вагонетках рудовозних потягів та на ваговій збагачувальній фабрики.

Цинк визначається за кореляцією зі свинцем. У даному випадку коефіцієнт кореляції стійкіший, ніж у забійному опробуванні та каротажі, завдяки перемішуванню та більш рівномірному розподілу рудних мінералів у товарній руді.

Для вдосконалення та автоматизації гамма-гамма-опробування руд розроблена і застосовується рудникова установка "Скат". У ній досліджувана руда у вагонетці опромінюється колімованим пучком γ -квантів від ізотопу ^{137}Cs . Для усунення завад обрано геометрію, коли джерело γ -випромінювання розташовано на одній осі з детектором по нормалі до площини стінки вагонетки. При цьому блок джерела пневматичним пристроєм притискається до бічної стінки вагонетки, а блок детектора розміщується від неї на відстані ~ 50 см. Ресструється назад розсіяне випромінювання. Фонове розсіяне випромінювання від стінки вагонетки екранується вольфрам-свинцевим контейнером. Імпульси детектора над-

ходять на два диференціальні дискримінатори і блок обробки та контролю з подальшим виведенням на ЕОМ. Для зменшення впливу завад при опробуванні свинцю застосовується спосіб спектральних відношень з вимірюванням назад розсіяного γ -випромінювання у двох ділянках спектра – "м'якої" складової (90–110 кеВ) і "жорсткої" (200–220 кеВ). У цьому випадку приріст величини спектрального відношення на товарній руді із вмістом 1 % свинцю порівняно з пустою породою становить 23–27 %. Межа виявлення становить $\sim 0,3$ % свинцю.

Вимірювання може виконуватися при русі вагонеток у шахті. У момент проходження вагонетки поблизу вимірювальної установки спеціальне пристосування автоматично забезпечує щільний контакт блока джерела зі стінкою рухомого вагона, а оператор відзначає усереднений відсоток вмісту свинцю в руді. Час опробування однієї вагонетки – 3–5 с. Коефіцієнт кореляції між даними гамма-гамма-опробування руд і геологічного опробування становить не менше 0,9. Завдяки оперативності визначення якості гірської маси товарне ядерно-геофізичне опробування дозволяє знизити збіднення і здійснити сортування руд.

Процес радіометричного сортування здійснюється за допомогою автоматичних сортувальних пунктів, які управляються за допомогою радіометрів або спектрометрів радіометричної контрольної станції. Поєднання радіометричних контрольних станцій і рудосортувальних пристроїв являє собою рудосортувальний контрольний пункт (рис. 17.5).

Принцип дії рудосортувального контрольного пункту. На підставі зареєстрованого випромінювання та результатів еталонування радіометричної контрольної станції процесор-аналізатор визначає вміст цінного компонента у вагонетці. Отримана інформація направляється до відповідного даному сорту блока накопичення інформації. Одночасно включається стрілочний перевід, що направляє вагонетку до відповідного даному сорту бункера. Пуста порода направляється до відвалу. Порожні вагонетки збираються на одному рейковому шляху і направляються під навантаження.

За накопиченою інформацією процесор-аналізатор обчислює кількість вагонеток кожного сорту і середній вміст у них цінного компонента, що є підставою для визначення ефективності гірничо-збагачувального процесу.

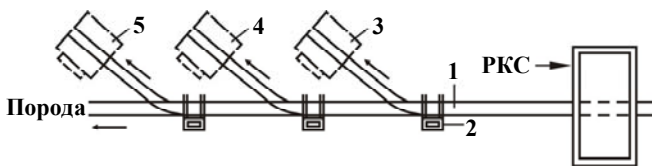


Рис. 17.5. Рудосортувальний контрольний пункт:

1 – рейкова дорога; 2 – стрілкові переводи; 3, 4, 5 – бункери для руди різної сортності; РКС – радіометрична контрольна станція

Сортування видобутої гірничорудної маси за допомогою РКС має значний економічний ефект. На деяких шахтах відсортовуються до 45 % відвальних продуктів. За рахунок цього вміст цінного компонента в сировині, що надходить на переробку, підвищується в 1,2–1,5 рази. Ефективність радіометричного сортування залежить від трьох головних чинників: нерівномірності зрудніння в цілику, ступеня усереднення різних за вмістом сортів гірничорудної маси при видобутку і транспортуванні, а також відповідності між щільністю зареєстрованого потоку радіоактивного випромінювання і вмістом цінного компонента в аналізованому об'ємі гірничорудної маси. Чим надійніший зв'язок між випромінюванням, що реєструється, і вмістом цінного компонента в гірничорудній масі, тим кращі результати радіометричного сортування.

Для радіометричного сортування автосамоскидів, опробування залізничних вагонів застосовують авторыдіометричні контрольні станції.

17.2.4. Радіометрична сепарація

Процес радіометричної сепарації здійснюється за допомогою радіометричних сепараторів, призначених для пошматкового сортування руди. Основними конструктивними вузлами радіометричного сепаратора є блок детектування, пристрій, який транспортує руду, радіометр (спектрометр), розподільний механізм, живильник та екрани. Головним із перерахованих вузлів є блок детектування. Від нього залежать конструкція і розташування інших вузлів радіометричного сепаратора.

Пристрій, що транспортує руду, подає шматки руди і породи до блока детектування, а потім до розподільного механізму. Блок детектування сприймає випромінювання, яке використовується для сортування шматків руди і породи. Радіометр (спектрометр) обробляє інформацію, що надходить з блока детектування, визначає належність шматків сепарованого матеріалу до того чи іншого продукту збагачення і управляє роботою розподільного механізму. Живильник забезпечує необхідну розкладку шматків матеріалу для сепарації на транспортний пристрій. Екрани виконують дві функції: захищають детектор від впливу зовнішніх джерел випромінювання і застосовуються як засіб біологічного захисту від радіоактивного випромінювання, що використовується у блоці детектування.

Промислові радіометричні сепаратори можна поділити на три класи: γ -квантові, нейтронні та фотосепаратори. Кожен клас поділяється на дві групи сепараторів: емісійні та абсорбційні.

Гамма-квантові сепаратори. До цього класу відносять емісійні авторадіометричний і рентгенорадіометричний сепаратори, а також γ -абсорбційні сепаратори.

Одноканальний стрічковий авторадіометричний сепаратор (рис. 17.6) включає вібраційний живильник, який поштучно подає шматки матеріалу для сепарації на рухомий конвеєр. Шматки по черзі проходять над детектором γ -випромінювання. Останній складається із сцинтиляційного кристала NaI(Tl) і фотопомножувача. При переміщенні над детектором шматок руди збуджує в сцинтиляторі світлові спалахи. Фотопомножувач перетворює їх в імпульси електричного струму, які по кабелю подаються до радіометра.

Визначивши за швидкістю рахування імпульсів належність шматка матеріалу для сепарації до руди, радіометр включає шибєр, що направляє шматок руди до концентрату. Щоб з'ясувати належність шматків матеріалу для сепарації до даного продукту, необхідно визначити середню щільність потоку γ -квантів, що реєструється від нього. Оскільки радіоактивне випромінювання має статистичні флуктуації, для розв'язання зазначеного завдання необхідний достатній проміжок часу. Ця обставина обмежує швидкість руху конвеєра, а отже, і продуктивність сепаратора.

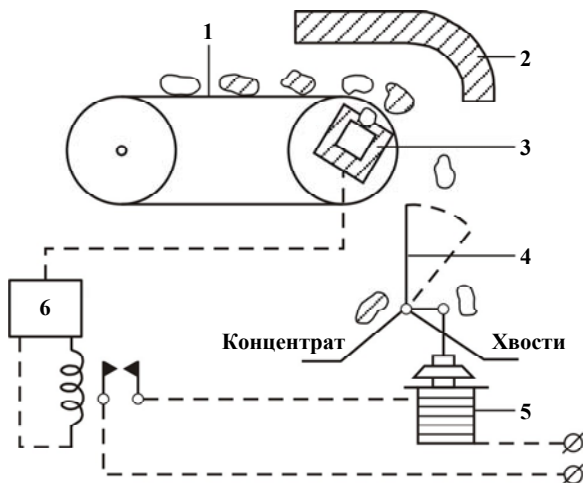


Рис. 17.6. Одноканальний стрічковий авторадіометричний сепаратор з електромагнітним роздільним механізмом:

1 – стрічковий конвеєр; 2 – екран; 3 – сцинтиляційний детектор;
4 – шибєр; 5 – електромагніт; 6 – радіометр

Для підвищення продуктивності сепаратора і поліпшення селективності сортування використовують так званий естафетний спосіб реєстрації випромінювання. При цьому способі реєстрації по осі конвеєра розташовують декілька послідовно з'єднаних детекторів γ -випромінювання. Кількість імпульсів електричного струму, які збуджуються шматком руди в кожному детекторі, підсумовується. Чим більше кількість детекторів, тим більший сумарний час реєстрації γ -випромінювання від шматка руди і вища селективність сортування шматків за їхньою радіоактивністю. Досвід показав, що застосування естафетного способу реєстрації дозволяє різко підвищити продуктивність радіометричних сепараторів.

Зі збільшенням кількості детекторів підвищується чутливість радіометричних сепараторів. Це дозволяє піддавати радіометричній сепарації дрібношматковий матеріал. Кількість імпульсів електричного струму, що збуджуються в детекторі, залежить не тільки від вмісту радіоактивного елемента в шматку, але й від маси останнього. Тому на точність діагностики шматків руди і породи впливає різниця в масі шматків для сепарації. Щоб зменшити цей

вплив, блок детектування оснащується оптичним пристроєм, що реєструє розміри шматка руди. На підставі зареєстрованої кількості імпульсів і сигналів оптичного пристрою радіометр за заданим алгоритмом точніше визначає вміст радіоактивного елемента. У результаті селективність радіометричної сепарації підвищується.

У промисловості широко застосовують багатоканальні радіометричні сепаратори, що мають два або більше рудосортувальні канали, кожен з яких сортує окремий ланцюжок шматків матеріалу для сепарації. Завантаження таких сепараторів проводиться вібраційним живильником з V-подібними жолобами. Кожен із жолобів призначений для пошматкової розкладки матеріалу у відповідному рудосортувальному каналі. Багатоканальність підвищує продуктивність сепараторів і тим самим знижує капітальні та експлуатаційні витрати на радіометричну сепарацію.

На авторадіометричних сепараторах можуть успішно збагачуватися комплексні руди, якщо між вмістом цінних компонентів і радіоактивних елементів існує тісний кореляційний зв'язок. За цієї умови радіометричне збагачення може істотно поліпшити комплексне вилучення цінних компонентів з руди.

Гамма-абсорбційні сепаратори відрізняються від авторадіометричних конструкцією блока детектування (рис. 17.7). Над стрічкою конвеєра, проти детектора, розміщено радіоізотопне джерело γ -випромінювання в коліматорі.

Перемішуючись між джерелом і детектором, шматки матеріалу для сепарації послаблюють і розсіюють γ -кванти. У результаті щільність потоку γ -квантів знижується. Тому швидкість рахування імпульсів, що реєструються радіометром, зменшується. Якщо вона виявляється нижчою, ніж задане порогове число, радіометр включає розподільний механізм і шматок руди, що має високий ступінь поглинання γ -квантів, спрямовується в концентрат. Чим тісніший зв'язок між щільністю ослабленого потоку γ -випромінювання і вмістом цінного компонента у шматках руди, тим селективність вища. Надійність згаданого зв'язку залежить від енергії γ -квантів, що випускаються джерелом, речовинного складу і розмірів матеріалу для сепарації. Тому радіоізотопні джерела вибирають з урахуванням перерахованих фак-

торів. Наприклад, для γ -абсорбційної сепарації залізних руд розміром 100–150 мм використовують ізомери ^{137}Cs ; для 50–100 мм – ^{241}Am ; для 20–50 мм – ^{14}C .

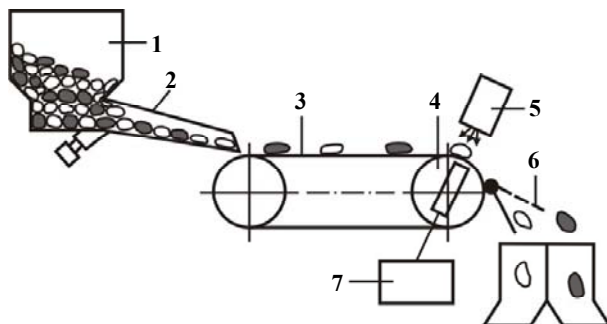


Рис. 17.7. Схема γ -абсорбційного сепаратора:

- 1 – бункер; 2 – віброживильник; 3 – стрічковий конвеєр;
4 – детектор γ -випромінювання; 5 – радіоізотопне джерело γ -випромінювання;
6 – шибєр; 7 – радіометр

Ступінь поглинання первинного потоку γ -випромінювання зростає зі збільшенням вмісту заліза у шматках руди. Зважаючи на те, що між вмістом цінного компонента у шматку руди, щільністю потоку γ -випромінювання, що пройшов через нього, і швидкістю рахування імпульсів електричного струму, зареєстрованих радіометром, існує зв'язок, дослідами шляхом порогова кількість імпульсів вибирається таким, щоб некондиційні за вмістом заліза шматки руди видалялися у хвости.

Рентгено-радіометричні сепаратори. Блок детектування рентгенорадіометричного сепаратора показано на рис. 17.8.

Над стрічкою конвеєра встановлено напівпровідниковий детектор, охолоджуваний за допомогою кріостатного пристрою рідким азотом, що міститься в посудині Дьюара. По обидва боки від напівпровідникового детектора розташовуються колімовані радіоізотопні джерела γ -випромінювання.

За допомогою радіоізотопних джерел у рудній масі генерується характеристичне випромінювання атомів цінного елемента, а також елементів, близьких до нього за атомним номером. Енергія характеристичного рентгенівського випромінювання

залежить від атомного номера елемента. Потік характеристичного випромінювання різних елементів сприймається напівпровідниковим детектором, що перетворює його в імпульси електричного струму, амплітуда яких пропорційна енергії характеристичного випромінювання. Амплітудний аналізатор спектрометра фіксує енергетичний спектр характеристичного випромінювання шматка матеріалу для сепарації й за заданим алгоритмом визначає належність його до того чи іншого продукту збагачення і подає відповідний сигнал на сортувальний механізм.

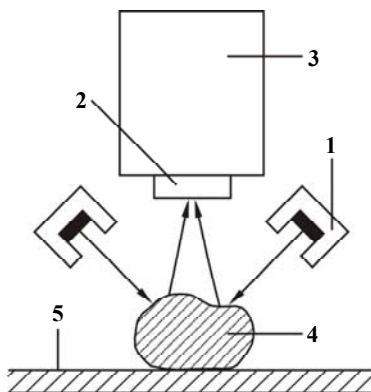


Рис. 17.8. Блок детектування рентгенорадіометричного сепаратора:
1 – радіоізотопні джерела в коліматорах; 2 – напівпровідниковий детектор;
3 – посудина Дьюара; 4 – шматок руди; 5 – конвеєрна стрічка

Нині рентгенорадіометрична сепарація застосовується для збагачення олов'яних руд. Принципово рентгенорадіометрична сепарація може бути використана для збагачення корисних копалин, що містять елементи з атомним номером, більшим 20, зокрема для руд кольорових, рідкісних і чорних металів. Для сепарації даного виду сировини необхідне певне ізотопне джерело, а також алгоритм обробки енергетичного спектра характеристичного рентгєнівського випромінювання, що дозволяє визначати належність їх до того чи іншого продукту збагачення і сортувати шматки корисної копалини.

Використання м'яких γ -квантів для порушення характеристичного випромінювання дозволяє обстежувати тільки поверхню

шматків руди. Виявити за допомогою м'якого γ -випромінювання цінні мінерали всередині шматка руди неможливо. Тому селективність рентгенорадіометричної сепарації залежить від характеру мінералізації. Чим рівномірніше розподілені цінні мінерали в руді, тим вища селективність рентгенорадіометричної сепарації, оскільки за цієї умови поліпшується кореляція між вмістом цінного компонента в поверхневому шарі шматка руди і в його об'ємі.

До класу γ -квантових можна віднести радіометричні сепаратори, засновані на використанні γ -випромінювання, викликаного потоком нейтронів (нейтронної активації). Проте на сьогоднішній день сепаратори для нейтронно-активаційного способу збагачення корисних копалин відсутні. Причина в тому, що для реалізації пошматкової нейтронно-радіометричної сепарації необхідні нейтронні джерела, потужність яких на декілька порядків вища, ніж ампульних. Такі джерела існують, але вони не можуть бути використані в радіометричних сепараторах через відносно великі габарити.

Нейтронні сепаратори включають два види сепараторів: фотонейтрони та нейтронно-абсорбційні.

Фотонейтронні сепаратори. На сучасному етапі фотонейтронні сепаратори (рис. 17.9) застосовують для збагачення берилієвих руд. Шматки руди за допомогою вібраційного подавача поштучно направляються в тунель, зроблений в парафіновому циліндрі, де у вільному падінні опромінюються радіоізотопним γ -джерелом ^{124}Sb активністю близько $7,4 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$. У результаті фотоядерної реакції (γ, n) шматки берилієвої руди випромінюють потік нейтронів, які сповільнюються в парафіні, потім реєструються сцинтиляційним детектором, збуджуючи в ньому імпульси електричного струму, кількість яких реєструється радіометром. Якщо останнє перевищує порогове значення, радіометр включає пневматичний сортувальний механізм, розташований на виході тунелю і направляє шматок у концентрат.

Ізотоп берилію ^9Be має низький енергетичний поріг фотоядерної реакції – 1,67 МеВ. При підвищенні енергії γ -квантів у фотонейтронну реакцію вступає все більша кількість породотвірних елементів. Тому виділити нейтрони, що випромінюються цінним елементом у загальному потоці нейтронів, що випромінюються шматком руди, досить важко. Якщо пуста порода складається з елементів з високим порогом фотоядерної реакції (бі-

льше 10 MeB), а руда з низьким, то фотоядерна сепарація полегшується. Реалізація фотоядерної сепарації вимагає жорстких заходів щодо забезпечення радіаційної безпеки, що ускладнює її впровадження у виробництво.

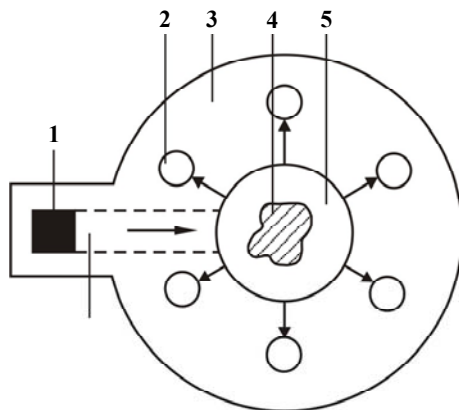


Рис. 17.9. Блок детектування фотонейтронного сепаратора:

1 – радіоізотопне джерело в коліматорі; 2 – детектори нейтронів;

3 – парафіновий циліндр; 4 – шматок руди;

5 – тунель для переміщення шматків руди

Нейтронно-абсорбційні сепаратори призначені для сортування шматків корисної копалини, що розрізняються за вмістом елементів, атоми яких мають великий перетин захоплення теплових нейтронів, наприклад бору, літію, кадмію і рідкісноземельних елементів. Нині розроблено промислові нейтронно-абсорбційні сепаратори для збагачення борних руд. Принципову схему блока детектування цих сепараторів наведено на рис. 17.10.

Над стрічкою конвеєра проти детектора поміщається джерело швидких нейтронів, що складається з ампульного плутоній-берилієвого джерела нейтронів, поміщеного в парафін, і відбивача, виготовленого з матеріалу з високим коефіцієнтом відбиття теплових нейтронів. Нейтрони, що випромінюються ампульним джерелом, сповільнюються парафіном, колімуються відбивачем і через руду потрапляють до детектора теплових нейтронів, розташованого під стрічкою конвеєра. Пошматкова розкладка матеріалу для сепарації на стрічці конвеєра виконується віб-

роживильником. Переміщуючись між джерелом і детектором, шматки руди ослаблюють потік теплових нейтронів. Зі збільшенням вмісту бору ступінь поглинання потоку нейтронів зростає, а кількість імпульсів електричного струму, які збуджуються тепловими нейтронами в детекторі, зменшується. Якщо кількість імпульсів струму, що реєструються радіометром, виявляється нижче від цього порога, включається розподільний механізм, що направляє шматок руди в концентрат.

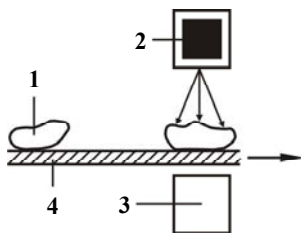


Рис. 17.10. Блок детектування нейтронно-абсорбційного сепаратора:

- 1 – шматок руди; 2 – радіоізотопне джерело нейтронів;
- 3 – детектор теплових нейтронів; 4 – стрічка конвеєра

У результаті переробки борної руди на нейтронно-абсорбційному сепараторі значно зменшуються викиди рудного матеріалу до відвальних хвостів порівняно із збагаченням методом флотації.

Фотометричні сепаратори. Фотометрична сепарація корисних копалин заснована на реєстрації світлових променів і поділяється на емісійну та абсорбційну. Емісійні способи засновані на реєстрації світла, відбитого поверхнею шматків руди і породи, або штучно викликаного світіння мінералів. При абсорбційній фотосепарації сортування проводиться на підставі реєстрації світла, що пройшло через шматки або частки руди і породи.

Емісійні фотометричні сепаратори. Нині у промисловості застосовують два способи емісійної фотосепарації: фотометричний і люмінесцентний. Перший заснований на реєстрації відбитого світла, а другий – люмінесценції рудних мінералів. Обидва способи реалізуються за допомогою відповідних радіометричних емісійних фотосепараторів.

У фотометричних сепараторах використовуються два способи реєстрації світла, відбитого поверхнею шматків руди і поро-ди: інтегральний і диференціальний. Інтегральний спосіб харак-терний тим, що одночасно реєструється світло, відбите всією видимою поверхнею шматка руди. Особливість диференціаль-ного способу в тому, що відбите світло реєструється послідовно від окремих ділянок видимої поверхні. Сепаратори, в яких вико-ристовуються інтегральний або диференціальний способи ре-єстрації відбитого світла, різняться між собою, головним чином, конструкцією і розташуванням блоків детектування.

Блок детектування фотометричного сепаратора для інтегра-льної реєстрації відбитого світла подано на рис. 17.11.

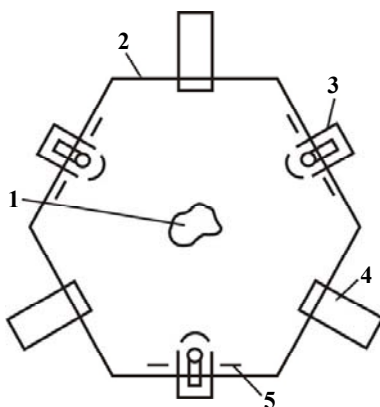


Рис. 17.11. Блок детектування фотометричного сепаратора:
1 – шматок руди; 2 – вимірвальна камера; 3 – випромінювач;
4 – фотодетектори; 5 – фонові пластина

На гранях камери, внутрішні стінки якої пофарбовані в чор-ний колір, попарно один проти одного встановлені джерела роз-сіяного світла і фотодетектори. Інтенсивність світлового потоку, що сприймається детекторами, може регулюватися за рахунок зміни кольору фонових пластин, що дифузно розсіюють світло від джерела. При переміщенні через камеру шматка матеріалу для сепарації зі світлою поверхнею, що добре відбиває світло, інтенсивність світлового потоку, сприйнятого детектором, наро-

стає порівняно зі світловим фоном, створюваним фоновими пластинами. Це перевищення перетворюється радіометром на імпульси електричного струму, що включає пневматичний розподільний механізм. На шматки матеріалу для сепарації, поверхня яких поглинає або слабо відбиває світло, що призводить до зниження освітленості детектора порівняно з фоном, радіометр не реагує. У результаті матеріал для сепарації ділиться на два продукти. Чим різкіше виражена відмінність шматків руди і породи з відбиття світла, тим вища селективність їхнього поділу. Щоб підсилити це розходження, матеріал для сепарації попередньо промивається або змочується. Подача шматків матеріалу для сепарації в блок детектування проводиться V-подібним конвеєром, який завантажується віброживильником. Реєстрація відбитого світла від шматків руди або породи відбувається в процесі їхнього вільного падіння. Пневматичний сортувальний пристрій розміщується під блоком детектування.

Фотометричні сепаратори, що використовують диференціальний спосіб реєстрації відбитого світла, мають блок детектування, принцип дії якого показано на рис. 17.12. Світловий промінь діаметром близько 2 мм, генерований гелій-неоновим лазером, падає на барабан із дзеркальними гранями, що швидко обертається. Відбитий від дзеркальних граней лазерний промінь завдяки обертанню барабана переміщується поперек стрічки конвеєра із частотою близько 2 кГц. Відбиваючись від поверхні стрічки або рухомого шматка матеріалу для сепарації, лазерний промінь падає на одну із граней барабана і потрапляє до детектора у вигляді короткого світлового імпульсу.

Детектор перетворює його на імпульс електричного струму, амплітуда якого пропорційна енергії відбитого лазерного променя. Цей імпульс надходить до аналізатора імпульсів радіометра. Траєкторія лазерного променя на стрічці конвеєра розділена на елементарні відрізки. Кожному із цих відрізків відповідає окремий канал реєстрації, який відкривається тільки під час пробігу лазерного променя по елементарному відрізку своєї траєкторії, контрольованому даним каналом. При русі шматка лазерний промінь багаторазово пробігає його поверхнею. Оскільки контрольовані елементарні відрізки траєкторії лазерного проме-

ня на стрічці конвеєра малі, то кожен пробіг фіксується радіометром у вигляді серії імпульсів струму. Кожний імпульс має амплітуду, пропорційну енергії лазерного променя, відбитого від ділянки поверхні, площа якого дорівнює добутку елементарного відрізка траєкторії й діаметра променя.

Диференціальний спосіб реєстрації дає інформацію, яка дозволяє оцінити співвідношення світлих і темноколірних мінералів – ознакою, що визначає належність шматка матеріалу для сепарації до даного продукту. Розв'язавши це завдання, радіометр у визначений момент включає розподільчий механізм, у напрямку якого рухається шматок руди. Блок цих механізмів розташований в кінці конвеєра.

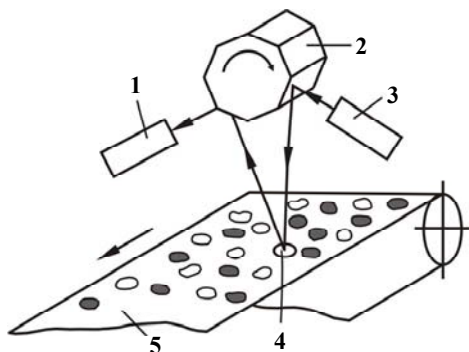


**Рис. 17.12. Блок детектування
фотометричного диференціального сепаратора:**

1 – фотодетектор; 2 – дзеркальний барабан; 3 – опромінювач;
4 – шматки руди; 5 – стрічка конвеєра

Перевага диференціального способу реєстрації полягає в тому, що він не вимагає строгої орієнтації шматків матеріалу для сепарації щодо детектора. Це дає можливість сепарувати суцільний шар і тим самим розвинути велику продуктивність сепаратора. Недолік у тому, що значна частина поверхні шматка звернена до стрічки конвеєра і недоступна для огляду. Остання обставина може знизити селективність розділення.

Люмінесцентні сепаратори призначені для радіометричного збагачення гірничорудної маси, шматки якої розрізняються за

здатністю мінералів світитися при опроміненні їх рентгенівськими або ультрафіолетовими променями. По виду випромінювання, що використовується для збудження світлового потоку люмінесценції, розрізняють два види сепараторів: рентгенолюмінесцентні та фотолюмінесцентні.

Рентгенолюмінесцентні сепаратори мають блок активування, що складається з рентгенівської трубки і фотопомножувача (рис. 17.13).

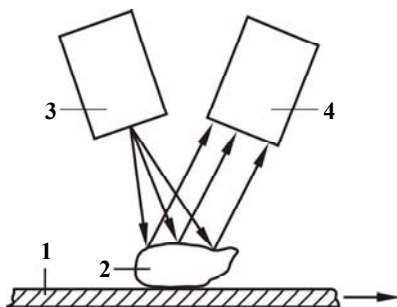


Рис. 17.13. Блок детектування рентгенолюмінесцентного сепаратора:

1 – стрічка конвеєра; 2 – шматок корисної копалини; 3 – джерело рентгенівських променів; 4 – фотопомножувач з радіометром

Світловий потік люмінесценції мінералів, збуджений рентгенівськими променями, сприймається фотопомножувачем, який перетворює його на електричний струм. Сила струму зростає зі збільшенням світлового потоку люмінесценції. Якщо на поверхні шматка матеріалу для сепарації присутній мінерал, люмінесценція якого аномальна порівняно з іншими породотвірними мінералами, сила струму, що реєструється радіометром, різко зростає. Якщо вона перевищує заданий поріг, радіометр включає розподільний механізм, що направляє шматки руди до концентрату.

Фотолюмінесцентні сепаратори характерні тим, що люмінесценція мінералів збуджується потоком ультрафіолетових променів, джерелом яких є кварцова лампа.

Фотометричні абсорбційні сепаратори призначені для розділення мінералів за ступенем їхньої прозорості. За своєю конструкцією ці сепаратори схожі з фотометричними, що використовують інтегральний спосіб реєстрації світлового потоку. Основним

критерієм для поділу служить інтенсивність дифузно відбитого світла білою фоновною пластиною, що пройшло через шматки руди. Чим більше в шматку мінералу газово-рідинних включень, тим нижча інтенсивність реєстрованого світлового потоку.

17.3. Рентгенорадіометричний контроль якості вихідної сировини і концентрату на транспортерах збагачувальних фабрик

Опробування вихідної сировини збагачувальних фабрик і кінцевого продукту – концентрату підводить підсумки заходам з підвищення вилучення руд із надр і сприяє зменшенню втрат кольорових і рідкісних металів, дозволяючи підтримувати запланований склад шихти і регулювати процес збагачення. Безперервний контроль якості вихідної сировини і концентрату на підприємствах кольорової металургії здійснюється в основному рентгенорадіометричним методом.

Специфіка рентгенорадіометричного опробування вихідної сировини (РРО-ВС) полягає в необхідності врахування поряд із факторами, притаманними іншим видам рентгенорадіометричного опробування, впливу непостійності продуктивності транспортера, що зумовлена різною насипкою руди на стрічці. Способи безперервного опробування, засновані на інтегруванні величини спектрального відношення η за часом t або протяжності об'єкта, у даному випадку не розв'язують проблеми, оскільки похибка їх тим значніша, чим більше змінюється товщина шару руди на стрічці. Усунути вплив змінної товщини насипки руди на стрічці можна при інтегруванні величини η з урахуванням миттєвої продуктивності q транспортера, що виражається співвідношенням

$$\bar{\eta} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} \eta(t) \cdot q(t) dt}{t_2 - t_1}. \quad (17.1)$$

Однак таке інтегрування вимагає досить складного апаратного забезпечення. Значно простіше реалізується спосіб, заснований на вимірюванні параметра η для заздалегідь вибраних постійних за вагою порцій руди, у кожній з яких вміст шуканого елемента можна вважати практично незмінним. У цьому випадку вага металу в руді P знаходять за сумою вимірянних значень спектрального відношення

$$P = k \sum_{i=1}^n \Delta\eta_i, \quad (17.2)$$

де k – коефіцієнт пропорційності; $\Delta\eta = \eta_i - \eta_0$ – приріст спектрального відношення η_i для i порції руди відносно η_0 при нульовому вмісті визначуваного елемента ($C_i = 0$).

Із суті спрощеного способу РРО-ВС випливає, що час вимірювання величини $\Delta\eta_i$ повинен бути менший часу переміщення будь-якої з n порцій руди щодо датчика і має встановлюватися з урахуванням максимально можливої продуктивності транспортера. В іншому випадку виміряне значення η_i включатиме інформацію від іншої порції, в якій вміст елемента може бути іншим. Крім того, і ΔP не буде постійним, отже, обчислення P виявляться неточними.

Практичний вибір порції речовини ΔP не викликає труднощів і здійснюється за діаграмою спектральних відношень, яка знімається так само, як і в рентгенорадіометричному каротажі. Завдяки багаторазовому перемішуванню в дробильних млинах, пересипанню руди з одного транспортера на інший тощо величина ΔP становить десятки і навіть сотні кілограмів залежно від схеми технологічного процесу. Спрощений спосіб безперервного РРО-ВС придатний для аналізу руд як з високим, так і з низьким вмістом визначуваного елемента. Проте в другому випадку для зниження похибки вимірювань при визначенні P слід скористатися виразом

$$P = k \sum_{i=1}^n \Delta\eta_i - k \cdot n \cdot \eta_0. \quad (17.3)$$

Підвищення точності в цьому випадку досягається за рахунок усунення статистичних помилок. При вимірюванні малих різниць $\Delta\eta_i$ статистичні похибки зменшуються в декілька разів.

При проведенні РРО-ВС використовується апаратура, подібна до застосовуваної при товарному рентенорадіометричному опробуванні, оскільки в основі РРО-ВС також лежить підсумовування одиничних вимірювань. Різниця полягає лише в тому, що управління блоком обробки має здійснюватися від імпульсів датчика продуктивності конвеєра, який приводиться в дію від транспортних ваг.

Датчик продуктивності встановлюється на валику ваг і складається з диска з отворами, освітлювача, фотодіода та електронної схеми, яка видає імпульси напруги в моменти, коли через отвори диска освітлюється фотодіод. Кожен повний оборот диска відповідає переміщенню транспортером деякої порції руди (сотні кілограмів). За кількістю імпульсів, що генеруються електронною схемою, визначається вага руди, перенесеної транспортером.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які характеристики ядерно-геофізичних методів зумовлюють їхнє застосування для забезпечення технологічних процесів при гірничих і гірничо-збагачувальних роботах?
2. Які відмінності ядерно-геофізичних методів для вибієного опробування порівняно з каротажем свердловин?
3. Які особливості апаратури та застосування вибієного рентгенорадіометричного опробування?
4. З якою метою використовується рентгенорадіометричний каротаж і гамма-гамма-каротаж (ГГК) на родовищах корисних копалин?
5. Яким чином виконується ядерно-геофізичний контроль на родовищах каситерит-сульфідного типу з комплексним олово-вольфрамо-мідним зруднінням? Які завдання при цьому розв'язуються?
6. Які рудні елементи доступні для визначення за допомогою рентгенорадіометричного методу дослідження свердловин на сучасному етапі при розробці родовищ корисних копалин?

7. Які завдання розв'язуються ядерно-геофізичним контролем з допомогою ГГК на родовищах корисних копалин?
8. На яких принципах засновані ядерно-геофізичні методи збагачення руд?
9. Які основні операції виділяються в технології радіометричного збагачення руд?
10. Що таке радіометричне великопорційне сортування?
11. З якою метою застосовується радіометрична сепарація?
12. Охарактеризуйте поняття: багата, рядова, позабалансова руда і відвальні породи.
13. Що розуміють під радіометричною сепарацією?
14. На реєстрації яких видів випромінювання здійснюється промислове радіометричне збагачення видобутої гірничорудної маси?
15. Що розуміють під радіометричною контрольною станцією?
16. Наведіть принцип дії рентгенорадіометричної контрольної станції.
17. Наведіть принцип дії фотонейтронної радіометричної контрольної станції.
18. Назвіть основні вузли нейтронно-активаційної радіометричної контрольної станції.
19. Яким чином виконується товарне гамма-гамма-опробування руд?
20. Наведіть схему та принцип дії рудосортувального контрольного пункту.
21. Поясніть принцип дії та назвіть сферу застосування емісійного авторадіометричного, рентгенорадіометричного та γ -абсорбційного сепараторів.
22. Для яких руд застосовується фотонейтронна сепарація?
23. Дайте характеристику фотометричному способу сепарації корисних копалин.
24. Охарактеризуйте специфіку рентгенорадіометричного опробування вихідної сировини гірничо-збагачувальних фабрик.

Література: [5–7, 9, 13, 14, 32, 39, 43, 50, 52, 57]

ЧАСТИНА 4

ЯДЕРНА ГЕОТЕРМІЯ ТА ЯДЕРНА ГЕОХРОНОЛОГІЯ

РОЗДІЛ 18

Ядерна геотермія

Про наявність у надрах Землі зон з дуже високою температурою свідчать діяльність вулканів і прояви термальних вод. Спостереження в бурових свердловинах і шахтах говорять про підвищення температури з глибиною. До відкриття радіоактивності це пояснювали залишковим теплом охолоджуваної Землі. Однак в кінці XIX ст. розрахунки У. Кельвіна показали, що для охолодження Землі від розплавленого стану до сучасних температур достатньо часу $n \cdot 10^7$ років, а це не збігається з набагато більшими інтервалами часу, необхідними для проходження цілої низки інших геологічних процесів.

Виконані розрахунки (Р. Стретт) показали, що для покриття сучасних утрат теплової енергії Землею достатньо, щоб середня концентрація радіоактивних елементів в геосферах Землі становила 1 % від радіоактивності гранітів. Щоб звести тепловий баланс Землі була висловлена гіпотеза про те, що радіоактивні елементи зосереджені, головним чином, у тонкому поверхневому шарі Землі.

За сучасними космогонічними теоріями найбільш важливим джерелом енергії Землі є радіогенне тепло, пов'язане з енергією, яка звільняється при розпаді радіоактивних ядер. Проблемою радіогенного тепла і займається ядерна геотермія, яка вивчає генерацію тепла при радіоактивному розпаді (радіогенне тепло) в різних геосферах Землі.

Ядерна геотермія є складовою частиною геоенергетики – науки, що вивчає енергетичний бік геологічних і геофізичних про-

цесів. Геотермія та геоенергетика становлять теоретичну основу уявлень про природу джерел тепла в надрах Землі, механізму теплопередачі до її поверхні, рухів блоків земної кори, підкорових течій та утворення магми. За допомогою енергетичного аналізу геологічних процесів кількісно характеризується роль тектонічних, магматичних, метаморфічних та інших явищ в історії Землі, дозволяє з'ясувати баланс енергії як загалом для планети, так і для її геосфер. На сучасному етапі геотермічні дослідження набули важливого прикладного значення у зв'язку з проблемою освоєння енергії глибинного тепла.

Генерація тепла в Земній корі та в її глибинних зонах обумовлена характером розподілу основних радіоактивних елементів урану, торію і калію. На базі вивчення радіогенного тепла, що виділяється в земних породах і космічних об'єктах, розробляються моделі первинної недиференційованої речовини Сонячної системи. На сучасному етапі генерація тепла перевищує його втрати – тепловий баланс Землі є позитивним. Це свідчить про те, що Земля ще не досягла стану теплової рівноваги. Накопичення тепла в підкорових зонах призводить до найважливіших геологічних процесів, які моделюються з використанням даних про радіоактивність внутрішніх областей Землі.

18.1. Енергія радіоактивних перетворень і первинний склад Землі

Перетворення ядер радіоактивних елементів відбувається з виділенням енергії та випусканням α - або β -частинки, а також нейтринного та γ -випромінювання. Крім того, ядра важких елементів ($Z > 82$) можуть спонтанно ділитися з випромінюванням нейтронів і γ -квантів. При цьому виділяється значна енергія. Ядра – осколки ділення найчастіше розпадаються шляхом β -розпаду з випромінюванням β -частинок і γ -квантів. Частинок швидко втрачають енергію, стикаючись з оточуючими атомами, при цьому іонізуючи або збуджуючи їх. У результаті взаємодії γ -квантів з речовиною

з'являються електрони, які також утрачають енергію шляхом пружних і непружних зіткнень. Переважна частина кінетичної енергії всіх частинок переходить у тепло, яке виділяється в безпосередній близькості від джерела випромінювання.

При оцінці кількості тепла, що виділяється в результаті радіоактивного розпаду, необхідно перш за все уточнити типи ізотопів, випромінювання яких дає значну кількість цього тепла. За час існування Землі (близько 4,5 млрд років) багато радіоактивних ізотопів розпалися. Якщо розглядати ізотопи, кількість атомів яких зменшилася за час існування Землі не більше ніж в 1 млн разів, то виявиться, що період піврозпаду цих ізотопів має становити не менше 300 млн років. Ізотопи з таким великим періодом піврозпаду зустрічаються в природних умовах не так уже й рідко: нині їх відомо декілька десятків, однак не всі вони роблять однаковий внесок у радіогенний тепловий баланс Землі.

Радіонукліди з великим періодом піврозпаду (напр., ^{144}Nd , ^{147}Sm , ^{152}Gd , ^{115}In та ін.) мають незначну активність, тому їхнім тепловим ефектом можна знехтувати. Радіоактивні ядра (^{190}Pt , ^{192}Pt , ^{187}Re та ін.) мають малий вміст у природній суміші ізотопів і дуже низькі кларкові концентрації.

У результаті приходимо до висновку, що як за поширеністю, так і за ступенем активності тільки п'ять ізотопів визначають основну кількість радіогенного тепла, що виділяється на Землі в сучасну геологічну епоху: ^{40}K , ^{87}Rb , ^{235}U , ^{238}U і ^{232}Th . Характеристика цих радіоізотопів наведено в табл. 18.1.

Таблиця 18.1

**Природні радіоізотопи – основні джерела
радіогенного тепла в енергетичному балансі Землі**

Ізотоп	Вміст у природній суміші ізотопів, %	Період піврозпаду, років	Енергія розпаду одного ядра, 10^{-14} Дж
^{40}K	0,0119	$1,3 \cdot 10^9$	22
^{87}Rb	27,85	$5,0 \cdot 10^{10}$	4
^{232}Th	100	$1,4 \cdot 10^9$	673
^{235}U	0,7	$7,1 \cdot 10^8$	734
^{238}U	99,3	$4,5 \cdot 10^9$	824

За енергетичними характеристиками радіоактивний рубідій і радіоактивний калій значно поступаються торію та урану. Але калій належить до породотвірних елементів, тому, незважаючи на низький вміст ізотопів ^{40}K у природній суміші й порівняно невелику енергію розпаду, роль радіогенного тепла, що виділяється при розпаді ^{40}K , істотна. Рубідій на Землі в багато разів менше, ніж калію. Крім того, унаслідок низької енергії розпаду ізотопу ^{87}Rb їм зазвичай нехтують при підрахунку земного радіогенного тепла.

Розрахунки показують, що протягом року кожен грам урану виділяє енергію 3,05 Дж, торію – 0,91 Дж і калію – 0,00011 Дж. У зв'язку з тим, що вміст цих елементів у всіх геосферах точно невідомий, тому підрахунок кількості радіогенного тепла в Землі викликає певні труднощі. Найповніше розподіл радіоелементів вивчено тільки для верхньої оболонки Землі – кори, а для верхньої мантії зроблено лише попередні оцінки. Для більш глибоких зон дані відсутні. Тому доводиться вдаватися до різноманітних моделей розподілу радіоактивних елементів, що охоплює всю планету в цілому.

Вважається, що середній вміст урану, торію та калію в мантії Землі в десятки разів менший, ніж у корі. Це є наслідком диференціації вихідної речовини, в якій спочатку радіоеlementи були розподілені більш-менш рівномірно.

Наявні на сучасному етапі дані про розподіл радіоактивних ізотопів у геосферах свідчать про провідну роль верхньої частини земної кори в радіогенній генерації тепла. Кількість тепла, яка тут виділяється, є порівняною з обсягами радіогенної енергії мантії, об'єм якої значно більший за об'єм земної кори (табл. 18.2, рис. 18.1).

Очевидною причиною такого стану є накопичення в корі радіоактивних елементів (у першу чергу рубідію, урану, торію і меншою мірою калію) у залишкових продуктах магматичної диференціації, що призвело до поступового збіднення цими елементами верхньої мантії й збагачення земної кори. При цьому існує загальна тенденція до накопичення радіоактивних елементів у найбільш лейкократових утвореннях.

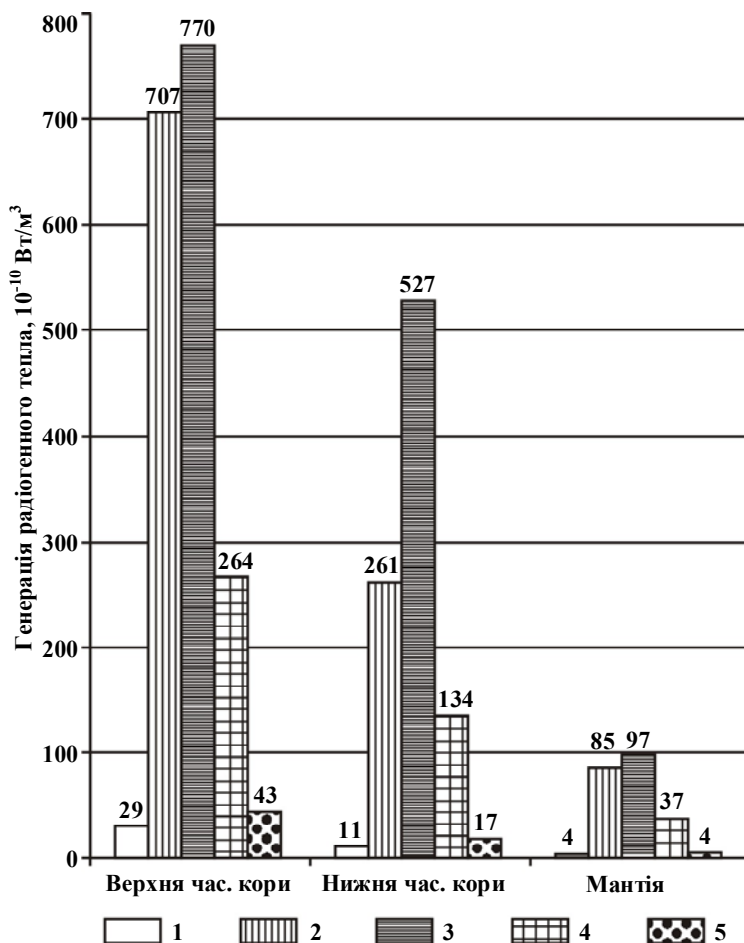


Рис. 18.1. Співвідношення обсягів питомої генерації теплової енергії в геосферах:

1, 2, 3, 4, 5 – внесок у генерацію теплової енергії
 ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K і ^{87}Rb (відповідно)

Таблиця 18.2

Генерація радіогенного тепла в геосферах Землі

	Елемент	Верхня частина земної кори (за Vederohl, 1995)	Нижня частина земної кори (за Vederohl, 1995)	Континентальна кора в цілому (за Taylor S.R., 1964)	Первісна (до утворення кори) мантія (за White W.M., 1997)	Земля в цілому (за Ganapathy R., Anders E., 1974)
Вміст, %	U	0,00028	0,000093	0,00027	0,000002	0,0000018
	Th	0,0011	0,00066	0,00096	0,0000081	0,0000065
	K	2,87	1,31	2,09	0,024	0,017
	Rb	0,011	0,0041	0,009	0,00006	0,000058
Питома генерація радіогенного тепла, мкВт/м ³	²³⁵ U	0,029	0,011	0,029	0,00036	0,00039
	²³⁸ U	0,71	0,26	0,71	0,0085	0,0093
	²³² Th	0,77	0,53	0,72	0,0097	0,0096
	⁴⁰ K	0,26	0,13	0,20	0,0037	0,0032
	⁸⁷ Rb	0,043	0,017	0,036	0,00038	0,00045
	Σ	1,8	0,95	1,7	0,023	0,023
Генерація теплової енергії, Дж/рік	²³⁵ U	5,5·10 ¹⁸	9,0·10 ¹⁷	7,9·10 ¹⁸	1,0·10 ¹⁹	1,3·10 ¹⁹
	²³⁸ U	1,3·10 ²⁰	2,2·10 ¹⁹	1,9·10 ²⁰	2,4·10 ²⁰	3,2·10 ²⁰
	²³² Th	1,5·10 ²⁰	4,4·10 ¹⁹	1,9·10 ²⁰	2,7·10 ²⁰	3,2·10 ²⁰
	⁴⁰ K	5,0·10 ¹⁹	1,1·10 ¹⁹	5,4·10 ¹⁹	1,0·10 ²⁰	1,1·10 ²⁰
	⁸⁷ Rb	8,0·10 ¹⁸	1,5·10 ¹⁸	9,6·10 ¹⁸	1,1·10 ¹⁹	1,5·10 ¹⁹
	Σ	3,4·10 ²⁰	7,9·10 ¹⁹	4,6·10 ²⁰	6,4·10 ²⁰	7,8·10 ²⁰

На рис. 18.2 ілюструється порівняння генерації тепла в різних типах інтрузивних порід, що підтверджує виявлену тенденцію.

Ця тенденція, однак, може бути порушена у зв'язку з відмінністю геохімічної поведінки радіоактивних елементів і реальним розмаїттям проявів магматичних, метасоматичних, метаморфічних, гідротермальних та інших процесів, які суттєво впливають на міграційну здатність тих чи інших ізотопів, обумовлюючи складний просторовий розподіл джерел тепла.

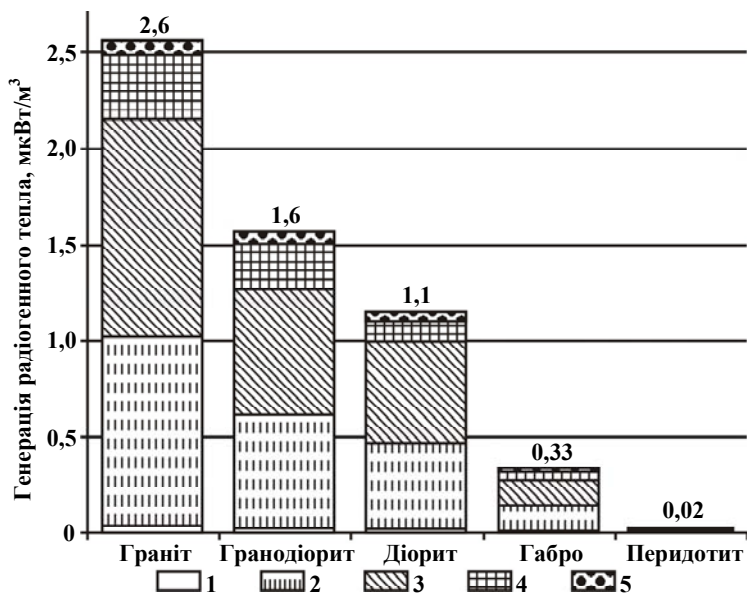


Рис. 18.2. Внесок природних радіоактивних ізотопів у генерацію теплової енергії в різних типах інтрузивних порід:
 1, 2, 3, 4, 5 – внесок у генерацію теплової енергії ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K і ^{87}Rb (відповідно)

У будь-якому випадку вважається, що частка генерованого мантиєю тепла у величині кондуктивного потоку на континентах не перевищує третини, хоч в окремих ситуаціях внесок джерел тепла в земній корі може зростати до 90 % (чохол давніх платформ) чи зменшуватися до 20–30 % (глибокоеродовані блоки щитів). Прямі кореляційні зв'язки величини теплового потоку з потужністю земної кори відсутні, інколи навіть установлюється обернена кореляція між цими параметрами, що, на думку Р. Кутаса, теж свідчить про концентрування радіоактивних елементів переважно у верхній частині земної кори. Суттєві корективи в розподіл радіоактивних елементів вносять також особливості геологічної будови та розвитку конкретних територій. Величина теплового потоку також залежить від тектонічного режиму території (див. рис. 18.3).

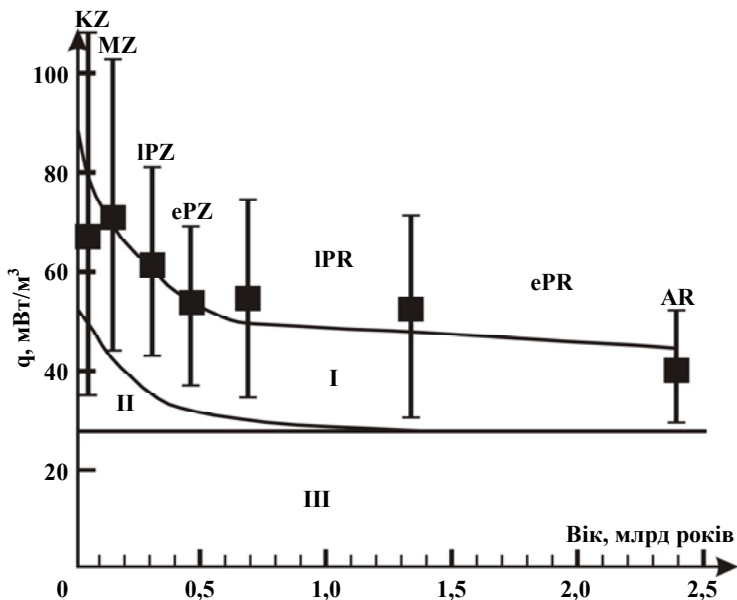


Рис. 18.3. Залежність теплового потоку

від віку тектонічної активності (за Vitorello і Pollack, 1990):

I – радіогенне тепло корового походження; II – тепло, генероване тимчасовими нестационарними джерелами (пов'язаними з тектонікою);

III – тепловий потік із глибинних джерел. Вік тектонічних структур:

AR – архей, ePR – ранній протерозой, IPR – пізній протерозой, ePZ – ранній палеозой, IPZ – пізній палеозой, MZ – мезозой, KZ – кайнозой

Магматична модель формування континентальної земної кори передбачає її поступове остигання після утворення, але в результаті тектономагматичної активізації можливе нове підняття температури. Крім того, перенесення теплової енергії в областях архейської стабілізації з надпотужною літосферою можливий лише за рахунок теплопровідності, що, природно, призводить до зменшення щільності теплового потоку від глибинних джерел (Nyblade і Pollack, 1993).

Найважливішими джерелами інформації про початкову речовину Землі слід вважати метеорити, речовинний склад яких практично не змінювався за весь час їхнього існування. Значна частина метеоритів має вік не менше 4,5 млрд років, що збіга-

ється з віком Землі. Фізико-хімічний та мінералогічний склад метеоритів "заморожений" з моменту формування Сонячної системи, тому він відображає ті події, які відбувалися тільки на самих ранніх стадіях утворення Землі й сусідніх планет, коли речовина ще не зазнала значної диференціації.

Метеорити поділяються на три класи: кам'яні, залізокам'яні й залізні. Кам'яні метеорити становлять більшість (їх понад 90 %), вони поділяються у свою чергу на дві групи: хондрити та ахондрити. Хондрити характеризуються наявністю сферичних силікатних включень, в ахондритах таких включень (хондр) немає. Хондрити падають на Землю приблизно в 10 разів частіше, ніж ахондрити. Склад більшості хімічних елементів у хондритах приблизно збігається з їхньою поширеністю в Сонячній системі. Проте найбільш важлива особливість хондритів – примітивний речовинний склад. Основні мінерали хондритів – олівін і піроксен, другорядні – плагіоклаз, тріоліт і нікелисте залізо. Одномаїтність і простота мінерального складу хондритів свідчать про те, що вони майже не піддавалися впливу високих температур і тисків. Тому досить правдоподібною вважається гіпотеза, за якою склад хондритів близький до складу протопланетного матеріалу, тобто речовини, що була в Галактиці під час формування Землі. На базі цієї гіпотези була створена так звана хондритова модель Землі. Згідно з нею середній хімічний склад Землі загалом береться таким же, як у хондритових метеоритів.

Вміст основних радіоактивних елементів у хондритах нині відомий з достатньою точністю. Їхні середні значення становлять (в г/т): U – 0,011; Th – 0,038; K – 820. Відношення Th/U становить 3,5, а K/U – $7,5 \cdot 10^4$.

Вміст урану і торію у хондритах досить близький до вмісту цих елементів у тих земних породах, які можна розглядати як імовірні мантіїні матеріали (у дунітах середній вміст урану дорівнює 0,003 г/т, в альпінотипних гіпербазитах – 0,006 г/т, у перidotитах – 0,02 г/т, в еклогітах – 0,1 г/т). Відношення вмісту торію і урану в хондритах у середньому таке саме, як у земних гірських породах. Ці обставини є важливим аргументом на користь застосування хондритової моделі для підрахунку радіогенного тепла. Проте є невідповідність між калій-урановими відношеннями гео-

сфер Землі, з одного боку, і хондритовими метеоритами – з іншого. Для земної кори і для верхньої мантії співвідношення вмісту калію і урану становить наближено 10^4 , а у хондритів таке співвідношення у 7–8 разів більше. Тому хондритова модель призводить до завищеного вмісту калію в Землі, а отже, і переоцінює кількість радіогенного тепла, що створюється розпадом ^{40}K .

Дослідниками була зроблена спроба ототожнити хімічний склад Землі (щодо основних радіоактивних елементів) зі складом ахондритових метеоритів. Середні значення вмісту радіоактивних елементів в ахондритах становлять (у г/т): U – 0,05; Th – 0,2; K – 350. Відношення Th/U становить 4, а K/U – $7 \cdot 10^3$. Калій-уранові співвідношення у ахондритів мало відрізняється від таких у земній корі та верхній мантії. Однак розрахунки за ахондритовою моделлю призводять до явно завищеної швидкості радіоактивного тепловиділення внаслідок надмірного "збагачення" верхньої мантії Землі ураном і торієм. Крім того, хімічний склад ахондритів варіює значно більшою мірою, ніж склад хондритів. Утворення ахондритових метеоритів, імовірно, пов'язано з різними етапами диференціації первинної речовини, тому їхній склад неоднорідний і його використання для моделювання складу Землі викликає значні похибки в розрахунках.

У модифікованій хондритовій моделі прийнято, що склад первинної Землі був близький до складу особливого класу хондритових метеоритів – вуглистих хондритів. Є підстави вважати, що вуглисті хондрити являють собою найменш диференційований і фракціонований матеріал Сонячної системи, найбільш близький за складом до протопланетної речовини. З'ясувалося, що вуглисті хондрити містять низькотемпературні мінерали, і в їхньому складі порівняно багато легколетких домішкових елементів (вуглець, фтор, ртуть та ін.). Отже, можна вважати, що вуглисті метеорити виникли в результаті холодного згущення космічної речовини раніше за інших хондритів і ахондритів. Визначено вміст основних радіоактивних елементів у вуглистих хондритах: уран – 0,024 г/т, торій – 0,065 г/т, калій – 420 г/т. Вуглисті хондрити містять менше калію, ніж звичайні хондрити, тому їхнє калій-уранове співвідношення ближче до земного, але більше 10^4 . Торій-уранове співвідношення у вуглистих хондритах, навпаки, менше, ніж у земній корі й у верхній мантії.

Таким чином, моделі первинної речовини Землі, в основу яких покладено речовинний склад метеоритів, мають деякі суперечності. Із цієї причини для розрахунку радіогенного тепла використовують також інші моделі; деякі з них були запропоновані ще до того, як був детально вивчений елементний склад кам'яних метеоритів різних груп.

Різними дослідниками в межах основних моделей зроблено оцінки кількості радіогенного тепла Землі, наведені в табл. 18.3.

Таблиця 18.3

**Оцінка радіогенного тепла Землі,
розрахована за різними моделями**

Автор моделі	Рік	Середня концентрація радіоактивного елемента в речовині Землі, г/т			Виділення тепла радіоактивним елементом в 1 г речовини Землі, 10^{-8} Дж/рік			Радіогенне тепло всієї Землі, 10^{21} Дж/рік
		U	Th	K	U	Th	K	
Е. Любимова	1952	0,0093	0,028	1500	2,8	2,3	16,7	1,3
Г. Войткевич	1954	0,039	0,145	300	11,9	12,1	3,8	1,67
Б. Левін	1955	0,050	0,200	900	15,2	16,7	10,0	2,51
Г. Юри, хондритова модель	1956	0,0113	0,038	823	3,4	3,2	9,2	0,96
Г. Вассербург	1964	0,0225	0,0834	225	7,7	7,0	2,5	1,04
А. Рингвуд, модель вуглистих хондритів	1966	0,0239	0,0647	420	7,3	5,4	4,6	1,02
Д. Шоу, ахондритова модель	1968	0,050	0,200	350	15,2	16,7	3,8	2,16

Щодо "земних" відношень вмісту радіоеlementів найбільш коректною є модель, запропонована Вассербургом (1964): у цій моделі торій-уранове співвідношення взято рівним 3,7, а калій-уранове – 10^4 . Порівняно з метеоритними моделями в моделі Вассербурга тепловиділенню радіоактивного калію відводиться

менша роль, ніж тепловиділенню урану і торію. Аналогічне співвідношення між радіогенним теплом калію, з одного боку, і уран-торію – з іншого було отримано значно раніше (1954) в моделі Войткевича.

Незважаючи на відмінності у вихідних положеннях, практично для всіх моделей кількість радіогенного тепла, яке щорічно виділяється Землею, становить $(0,96-2,51) \cdot 10^{21}$ Дж/рік. Весь тепловий баланс Землі оцінюється в $(2,0-3,5) \cdot 10^{21}$ Дж/рік. Внесок тепла радіоактивного розпаду становить 50–75 %.

Крім радіоактивності, існують також інші джерела тепла, пов'язані, наприклад, з уповільненням обертання Землі. Уповільнення відбувається в силу цілої низки причин. У системі Земля – Місяць має місце приливне тертя, у результаті якого Місяць віддається від Землі, а в останній виділяється тепло. Уповільнення обертання пов'язано також зі зміною моменту інерції Землі при збільшенні її маси та об'єму за рахунок падаючих метеоритів і космічного пилу. Подібні джерела, однак, відіграють значно меншу роль, ніж радіоактивний розпад. Так, перехід частини кінетичної енергії обертання Землі в тепло, обумовлений приливним тертям, відбувається, очевидно, у найбільш пластичних шарах твердої оболонки (в астеносфері) і супроводжується виділенням енергії менше $0,15 \cdot 10^{21}$ Дж/рік.

Досить значну енергію Земля отримує від Сонця – $5,2 \cdot 10^{24}$ Дж/рік, однак у кінцевому рахунку практично вся ця енергія випромінюється назад у космічний простір: 40 % сонячної енергії відразу відбивається атмосферою і поверхнею Землі, іншу частину енергії Земля віддає поступово – у нічний період і в зимові періоди – у вигляді теплового випромінювання.

Таким чином, тепло радіоактивного розпаду в першу чергу відповідальне за тепловий режим Землі та за розподіл теплового потоку по її поверхні.

18.2. Тепловий потік і закономірностей його розподілу

Процеси теплоперенесення обумовлюються нерівномірним розподілом температур у середовищі, а механізм теплообміну залежить від агрегатного стану речовини. Розрізняють такі види теплопередачі, як теплопровідність, конвективний і променевий теплообмін.

Теплопровідність є спрямованим процесом передачі кінетичної енергії хаотичного руху від одних молекул до інших. У результаті внутрішня теплова енергія поширюється від більш нагрітих до менш нагрітих об'ємів нерівномірно нагрітої речовини, що сприяє вирівнюванню температури. У газах передача тепла здійснюється за рахунок обміну енергією між молекулами з різною швидкістю теплового руху при їхньому зіткненні. У рідинах і твердих тілах теплопровідність забезпечується переважно за рахунок кондуктивного перенесення тепла – безпосередньої передачі енергії теплового руху (обертальний і коливальний рух молекул і атомів) сусіднім часткам речовини.

При розрахунку теплових утрат зазвичай беруть до уваги тільки один спосіб передачі тепла з надр Землі до її поверхні – теплопровідність. Винос тепла за рахунок теплопровідності (кондуктивний потік) у десятки разів більший конвективного виносу глибинного тепла, тому для використання зручним є закон Фур'є, що описує поширення тепла у твердих тілах. Кількість тепла (Q), передана через площу ΔS за час Δt , згідно із законом Фур'є прямо пропорційна градієнту температури

$$\vec{q} = \frac{\Phi}{\Delta S} = \frac{Q}{\Delta t \cdot \Delta S} = -\lambda \cdot \text{grad} T = -a_v \cdot \text{grad} Q', \quad (18.1)$$

де $\vec{q}$ – вектор щільності теплового потоку; Φ – тепловий потік, кал/см²·с або Вт/м²; λ – коефіцієнт теплопровідності (фізична величина, яка характеризує інтенсивність процесу теплопровідності в речовині й кількісно дорівнює щільності теплового потоку за рахунок теплопровідності при градієнті температури, рівному одиниці [λ] = 1 Вт·м⁻¹·К⁻¹; $\text{grad} T$ – геотермічний градієнт, град/м,

що характеризує швидкість збільшення температури з глибиною; a_v – коефіцієнт температуропровідності при постійному об'ємі, $Q' = T \cdot c_v \cdot \sigma$ – об'ємна концентрація внутрішньої теплової енергії, c_v – питома масова теплоємність при постійному об'ємі.

У загальному випадку теплопровідність гірських порід залежить від мінерального складу, структури, текстури, густини, пористості, вологості, тиску і температури. При цьому часто вплив структурно-текстурних чинників на величину теплопровідності є значно суттєвішим за вплив чинників складу, чим і пояснюються широкі діапазони зміни параметра в ефузивних ($\lambda = 0,2\text{--}4,0 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$), інтрузивних ($\lambda = 1,1\text{--}5,1 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$), метаморфічних ($\lambda = 0,6\text{--}7,6 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$) і осадових породах ($\lambda = 0,1\text{--}7,1 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$). Величина геотермічного градієнта змінюється в широких межах – від 10 до 80 град/км. При розрахунках звичайно беруть медіанне значення градієнта, що становить 25 град/км. Оцінку середнього теплового потоку, що виходить із надр Землі, отримаємо, перемноживши вказані значення. Вона буде $0,05 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

Величину теплового потоку, що проходить через поверхню всієї земної кулі, оцінюють за формулою

$$Q = 4\pi \cdot R_3^2 \cdot q, \quad (18.2)$$

де R_3 – радіус Землі, рівний 6370 км.

Таким чином, утрата тепла Землею за рахунок основного механізму теплопередачі – теплопровідності Q – $0,8 \cdot 10^{21}$ Дж/рік. Ця величина поступається навіть найменшому від розрахункових значень кількості радіогенного тепла, що виділяється Землею ($0,96 \cdot 10^{21}$ Дж/рік). Інакше кажучи, розпад радіоактивних елементів повністю покриває теплові втрати Землі.

Тепловий потік із надр Землі незначний, його важко виміряти навіть за наявності сучасних приладів. Спостереження показали, що середні значення теплового потоку близькі до величини $0,05 \text{ Вт}/\text{м}^2$. У рідкісних випадках були виявлені теплові потоки, що досягають $0,25 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

Для вивчення внутрішніх областей Землі фундаментальне значення мають дві закономірності, установлені у розподілі теплових потоків по земній поверхні. По-перше, з'ясувалося, що

тепловий потік з океанічного дна в середньому такий же, як на континентах. По-друге, виявилось, що існує кореляція величини теплового потоку з типом геологічних структур.

Оскільки континентальна кора містить потужний шар гранітів, в яких концентрації радіоактивних елементів значно вищі, ніж у всіх інших породах, то рівність теплових потоків на суші й на дні океану була несподіваною для вчених. Океанічна кора ж позбавлена гранітного шару, тому передбачалося, що тепловий потік на дні океану має бути меншим, ніж на суші. Для пояснення близькості теплових потоків доводиться вважати, що загальні кількості радіоактивних елементів під океанами і під континентами однакові, але розподіл цих елементів за глибиною різний. В межах океанів частина тепла може передаватися безпосередньо з мантиї, оскільки океанічна кора доволі тонка. Мантия в цих областях містить більше радіоелементів і більш нагріта, ніж мантия в межах континентів. Таким чином, ступінь диференційованості верхньої мантиї під материками і під акваторіями може бути істотно різною, а це означає, що геологічний розвиток двох типів мантий відбувався по-різному.

Крім регіональних особливостей поверхневого тепловиділення, виявлено вплив окремих тектонічних зон і зв'язок теплового потоку з віком складчастості. Значна частина континентальних докембрійських щитів характеризується порівняно низькою тепловіддачею. Зі зменшенням віку складчастості середні значення теплового потоку поступово збільшуються і досягають максимуму в кайнозойських вулканічних районах і в сучасних рухомих поясах, де втрати тепла становлять $0,10\text{--}0,15 \text{ Вт/м}^2$. Значну роль, крім кондуктивної теплопередачі, тут відіграє конвекційне перенесення теплової енергії лавою, газами та гарячими водними розчинами. Як континентальні, так і океанічні щити характеризуються низькою теплопередачею, тобто теплові режими континентів і океанічного дна мають багато спільного. Максимальні теплові потоки (до $0,25 \text{ Вт/м}^2$) спостерігаються на вулканічних грядках (у сучасних рухомих поясах).

Дані про параметри теплових потоків та їхній просторовий розподіл є надзвичайно важливими для розуміння основних процесів розвитку Землі.

18.3. Термічна еволюція Землі та роль радіогенного тепла

Процес формування Землі в планету є загадковим і досить невизначеним на сьогоднішній день. Головними теоріями у формуванні Землі є: а) гомогенна акумуляція, що знайшла відображення в гіпотезі О. Ю. Шмідта; б) гетерогенна акумуляція, що визначила із самого початку головні риси будови Землі – наявність у первинній Землі металевого ядра та мантії; в) частково гетерогенна акумуляція без різких перерв у складі матеріалів, з яких складалася земна куля.

Сучасна космогонічна теорія спочатку холодної Землі із твердим однорідним станом протопланетної речовини обґрунтована радянськими вченими О. Ю. Шмідтом і В. Г. Фесенком. Відбулася акреція протопланетної речовини – процес акумулювання, злипання та ущільнення твердих тіл і частинок, у результаті якого утворився порівняно невеликий за масою зародок майбутньої Землі. Радіоактивні елементи в щойно сформованій Землі були розподілені рівномірно. У цей період виділення радіогенного тепла було набагато більшим, ніж у сучасну епоху.

Загальне радіогенне тепло Землі, що виділялося довгоіснуючими ізотопами (^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K) 4,5 млрд років тому, більше, ніж у п'ять разів перевищувало сучасний рівень. Очевидно, що в минулому більшу роль відігравали ізотопи з дещо меншими періодами піврозпаду – ^{40}K і ^{235}U .

Для найбільш раннього періоду термічної історії Землі слід враховувати розпад порівняно короткоіснуючих ізотопів: ^{10}Be ($T = 2,7 \cdot 10^5$ років), ^{26}Al ($T = 7,4 \cdot 10^5$ років), ^{36}Cl ($T = 3,1 \cdot 10^5$ років), ^{60}Fe ($T = 3 \cdot 10^3$ років), ^{237}Np ($T = 2,25 \cdot 10^6$ років) та ін.

Вважають, що протягом усього процесу акреції розподіл радіоактивних елементів у речовині Землі залишався незмінним. Іншими словами, усі тіла, що падали на Землю в той період, мали одні й ті ж концентрації урану, торію, калію та інших елементів. До тих пір, поки розміри Землі були невеликими, можна вважати, що температура в усіх її точках була однаковою. Але через 250 млн років, що минули з початку формування Землі як планети (В. С. Сафронов), її радіус практично досяг сучасних розмірів. Незважаючи на спад радіоактивності та зменшення

виділення радіогенного тепла, почався процес накопичення радіогенного тепла в надрах Землі. Через низьку теплопровідність верхніх шарів останні набули значної теплової інерції – тепло не встигало відводитися з центральної області.

Поступово на деякій глибині температура зростає настільки, що перевищила точку плавлення порід. Оскільки температура плавлення збільшується з підвищенням тиску (наближено на 3°C на кожен кілометр), то розплавлена зона спочатку мала виникнути на порівняно невеликих глибинах. Є. О. Любимова розраховувала, що така зона могла утворитися на рівні верхньої мантії, тобто на глибині від 50–100 до 400–600 км, приблизно 2–3 млрд років тому.

Гіпотеза про виділення земної кори з мантії способом "зонного плавлення" є однією з найголовніших подій термічної історії нашої планети. Цей процес пояснюється формуванням розплавленого шару, зумовленим радіоактивним розпадом. Розплавлена речовина стає більш рухомою, процеси теплопередачі в рідкому шарі значно інтенсивніші, ніж у прилеглих твердих шарах. Верхня межа розплавленої зони безперервно підплавляється за рахунок надлишку тепла, переданого через розплавлений шар від нижньої межі. Цей надлишок викликаний прихованою теплотою плавлення, що вивільняється при кристалізації речовини на нижній межі. Таким чином, обидві межі – верхня, що плавиться, і нижня, що твердіє – рухаються вгору, відбувається винесення розплавленої речовини у верхні горизонти.

Вважають, що розглянутий процес плавлення деякого шару верхньої мантії й підйому його вгору міг бути періодичним. За А. П. Виноградовим і О. А. Ярошевським, явище зонного плавлення безпосередньо пов'язано з формуванням зовнішніх оболонок Землі і, зокрема, кори континентального типу. Таким чином, розігрів надр Землі під дією радіогенного тепла, а тим більше їхнє часткове плавлення служили причинами хімічної диференціації речовини, одним із результатів якої було переміщення радіоактивних елементів до земної кори. Міграція урану і торію у верхню оболонку Землі зумовлена тим, що атоми та іони цих елементів мають порівняно великі розміри, тому для них ускладнений доступ до фаз розплаву, що рано кристалізуються.

Названі радіоактивні елементи – джерела радіогенного тепла – переносяться в земну кору і починається наступна стадія терміч-

ної еволюції Землі, для якої характерний нерівномірний розподіл радіоактивних елементів за глибиною. При оцінці часу цього перенесення можливі два граничні випадки. Є. Любимова і Д. Макдональд апроксимували цей процес як "стрибкоподібне" розшарування зовнішньої частини Землі, за якого переміщення урану, торію та калію являло собою дуже швидкий процес, що відбувся приблизно 2,5 млрд років тому. Цій моделі відповідає стародавня кора, до якої вже давно немає припливу джерел тепла, і отже, поверхневий тепловий потік повинен спадати із часом. Б. Левінім і С. Маєвою розглядався безперервний перерозподіл радіоактивних елементів з поступовим збільшенням їхньої концентрації в земній корі. Згідно з цією гіпотезою надходження джерел тепла до кори може тривати до теперішнього часу. Ті ділянки земної поверхні, під якими відбувається активна диференціація речовини і винесення радіоелементів до кори, вважаються молодими – вони мають характеризуватися зростаючим у часі потоком тепла.

Розрахункові розподіли температури помітно відрізняються для різних моделей розподілу концентрації радіоактивних ізотопів і вибору теплових властивостей гірських порід, особливо теплоємності. Однак у більшості моделей через 1–2 млрд років температура на глибинах сучасної верхньої мантії (за різними даними на інтервалах глибин, що лежать між 50 і 600 км) виявилась достатньою для плавлення гірських порід. Нижче зазначених глибин темп росту температури відстає від росту температури плавлення порід при підвищенні тиску, тому там розплавлення порід, очевидно, не було, але й там матеріал Землі міг текти за великих градієнтів тиску. При цьому у верхній мантії залізний матеріал з домішками сірки почав плавитися швидше, ніж чисто залізний або силікатний. За гіпотезою деяких учених, рідке залізо спочатку зібралось у нижній частині розплаву, потім шар заліза через тяжіння Місяця був суттєво деформований і утворив гігантську краплю, яка прорвала матеріал під нею і опустилася до центра Землі.

Місце заліза, що втрачалось у верхній мантії, займала недиференційована речовина, витіснена із центральних зон Землі. У результаті все залізо поступово плавилось і стікало вниз, утворюючи металеве ядро. Внутрішня його частина (нижче глибини 5000 км) під високим тиском перейшла в щільну тверду фазу.

При стіканні заліза до центру Землі виділилась енергія, достатня для підняття температури всієї Землі на 2000 °С.

За думкою інших авторів, залізне ядро має первинне походження: спочатку із гарячої протопланетної речовини конденсувалося залізо, а потім навколо цього залізного ядра наростала силікатна зовнішня частина Землі. Плавлення верхньої мантії збільшувало теплопередачу за рахунок конвекції, а це призводило до постійного плавлення порід, що лежали вище, підйому верхньої межі розплавленої зони. Нижня межа останньої також піднімалася через прискорення втрат тепла і кристалізації частини розплаву. При цьому маса, що кристалізувалась, збіднювалась на радіоактивні елементи, які мають великі розміри атомів і залишаються у розплаві. У результаті вони переносились до земної кори.

Періодичність тектономагматичних циклів, які відігравали істотну роль у перетворенні земної кори, пояснюються математичною моделлю процесу зонного плавлення речовини мантії. Згідно з цією моделлю А. І. Тугаринов і Г. В. Войткевич визначають тривалість таких циклів від 50 до 200 млн років. Цикли проплавлення верхньої мантії, розраховані А. Н. Тихоновим та іншими, мають середню тривалість 100 млн років. Кількість циклів залежить від особливостей конвекційних процесів у в'язкій мантії. Чим інтенсивніший процес теплопередачі в розплавленому шарі порівняно із твердим шаром, тим більше має бути циклів за кожен мільярд років. О. М. Тихоновим визначено, що за останні 2,5 млрд років відбулося близько 15 циклів проплавлення верхньої мантії.

На базі розрахунків термічної еволюції Землі оснований ряд гіпотез, що пов'язують історію Землі й геотектонічний рух земної кори з процесами накопичення радіогенного тепла. За словами В. І. Вернадського, "...кількість розсіяної радіоактивної енергії земної речовини достатня..., щоб пояснити всі рухи твердих мас земної кори, орогенічні й тектонічні їхні вираження, усі рухи рідких та газоподібних мас...". Хоч теорія, яка досить строго пояснює цей зв'язок, іще не створена, висувалась велика кількість гіпотез. Першою з них була гіпотеза термальних циклів, висловлена в 1908 р. Дж. Джолі й остаточно сформульована ним в 1926 р. Коротко ця гіпотеза виглядала так. Материки, складені гранітами (густина 2650 кг/м³), ніби плавають на базальтовому шарі (густи-

на 2800–3000 кг/м³). Радіоактивність гранітного шару на материках і верхній частині базальтового шару під океаном щільністю компенсує втрату тепла Землею. Тому тепло, яке утворюється на великих глибинах, поступово накопичується. Температура на глибинах більше 48 км підвищується. Базальти плавляться, гранітні маси материків опускаються. Наступає трансгресія моря. Збільшення об'єму базальту при плавленні створює в земній корі умови розтягу, викликає утворення тріщин в океанічному дні й уздовж границь материків, на яких відбувається підйом базальтової магми та її розтікання по океанічному дну.

У розплавленому базальтовому шарі під дією тяжіння Місяця відбуваються припливи. Материки повільно зміщуються на захід по рідкому шару. Утрати тепла через її передачу новими ділянками океанічного дна, яке утворилося при зміщенні материків, призводять до охолодження земної кори, її скорочення і утворення складчастості. Рівень материків піднімається, відбувається регресія моря. У подальшому починається новий цикл накопичення тепла під земною корою. Тривалість кожного циклу, на думку. Дж. Джолі, становить 30–40 млн років. Однак, як незабаром показав Х. Джеферіс, описаний механізм фізично не може відбутися. Виявилось, що температура плавлення базальту не нижча, а вища, ніж у гранітів, а тривалість реальних геологічних циклів не 30–40, а 150–170 млн років.

У 1942–1943 рр. В. В. Білоусов висунув таку радіоміграційну гіпотезу. Радіоактивні елементи спочатку були розподілені в Землі рівномірно, а в процесі її розвитку відбувається безперервна повільна диференціація глибинної речовини, у результаті радіоактивні елементи концентруються біля поверхні земної кулі. Це прискорює втрату тепла, спочатку розігрів надр змінюється охолодженням. На стадії розігріву надр розширення речовини призводить до підйому земної кори, особливо в геосинкліналях, де раніше відбувалося накопичення значної товщини осадов. Їхній підйом супроводжується утворенням складок і розломів, підйомом по них магми. Вулканізм сприяє охолодженню і стисканню підкорового матеріалу і призводить до виникнення прогинів усередині геосинклінальних зон.

Оскільки міграція радіоеlementів відбувалася нерівномірно, де швидше, а де повільніше, перехід від первинного загального

геосинклінального стану до платформного також відбувався в різних частинах Землі в різний час. Основний недолік гіпотези В. В. Білоусова в тому, що вона не пояснює періодичності великих геологічних явищ.

Сучасний стан вивчення теплового поля Землі дає можливість у першому наближенні таким чином пояснити формування магматичних джерел. Відповідно до розрахунків температура на поверхні Мохоровичича під тектонічно стабільними областями недостатня для плавлення гірських порід (400–800 °C). В областях кайнозойського вулканізму температура може досягати 1200–1300 °C, тоді як у жолобах, що розташовані поряд, і крайових прогинах вона знижується до 200–600 °C. Перепад температур між указаними зонами може досягати 1000 °C і викликати значні термопружні напруження, які розряджаються розривними деформаціями – розломами. Тут при локальному зниженні тиску може утворитися рідка магма, яка просочується через розломи в земну кору, а інколи виливається на поверхню.

Зона плавлення магми (зона магматичних джерел) залежно від етапу тектонічного розвитку району та інших умов розташована на різних глибинах: від нижньої частини земної кори до глибин 500–700 км, що підтверджується геофізичними даними. На цих же глибинах розміщуються гіпоцентри глибокофокусних землетрусів. У початковій стадії формування геосинклінального прогину зона джерел лежить значно нижче поверхні Мохоровичича і породжує вторгнення основних і ультраосновних магм та їхніх диференціантів. Збільшення у геосинклінальних прогинах товщини осадків, які мають порівняно низьку теплопровідність, сприяє накопиченню тепла під ними: зона джерел переміщується спочатку до підкорового шару, потім до земної кори. Починають переважати спочатку гранітоїдні диференціанти базальтової магми, потім андезитова магма, а на етапі виникнення складчастого поясу – самостійна гранітна магма. При подальшому метаморфізмі порід і руйнуванні гірських споруд теплоізоляційні властивості порід і температура верхніх шарів зменшується, зона магматичних джерел переміщається вниз у мантию.

Сьогодні ще немає загальноприйнятої гіпотези розвитку земної кори, яка з достатньою повнотою пояснює головні особливості геологічної історії, що враховує радіоактивні та інші ядер-

ні властивості планетної речовини. Багато питань ядерної геотермії, особливо пов'язаних з найглибшими надрами Землі – ядром і прилеглою до нього областю, ще чекають свого розв'язання. Однак загальна ідея про значну роль радіоактивності в геологічних процесах ніким не піддається сумніву. Не викликає сумніву, що радіогенне тепло відіграло найважливішу роль в еволюції теплового режиму нашої планети. Періоди піврозпаду ізотопів урану, торію і калію такі великі, що тепло, яке вивільняється цими елементами, буде впливати на тепловий стан земних глибин ще дуже довго. Глибинне тепло Землі, запаси якого поповнюються в результаті розпаду атомних ядер, є практично невичерпним джерелом енергії.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що вивчає ядерна геотермія?
2. У чому складність розрахунку генерації радіогенного тепла в Землі?
3. Які основні моделі використовують при розрахунках радіогенного тепла?
4. За якими даними складають моделі розподілу радіоактивних елементів по оболонках Землі?
5. Яка відносна частка U, Th і K в генерації радіогенного тепла, що виділяється в різних оболонках Землі?
6. Яке найбільш імовірне співвідношення сучасних утрат тепла Землею і загального радіогенного тепла Землі?
7. Яка найбільш імовірна термічна історія Землі?
8. Яка роль зонного плавлення у формуванні сучасного розподілу радіоактивних ізотопів в оболонках Землі?
9. Які обмеження і недоліки геотектонічних гіпотез Дж. Джоллі і В. В. Білоусова?
10. Яке сучасне пояснення формування магматичних вогнищ у Землі?

Література: [2, 4, 5, 21, 53]

РОЗДІЛ 19

Ядерна геохронологія

Визначення віку Землі й гірських порід є одним із важливих завдань геології. Ядерна геохронологія заснована на явищі радіоактивного перетворення одних елементів в інші, що використовується для визначення віку геологічних об'єктів.

Оцінка віку Землі цікавила вчених з початку зародження природничих наук. Перші науково обґрунтовані спроби такого визначення належать до XVIII ст., коли французький вчений Ж. Бюффон запропонував використовувати для обчислення віку Землі процес її охолодження. За його оцінкою вік Землі становив 82 тис. років. Аналогічні розрахунки відомого англійського вченого У. Кельвіна дали вік 20 млн років.

Було зроблено також багато інших спроб визначення віку Землі (на основі відношення солоності морської води до солоності річкової води, що виноситься в океани; на основі вмісту вуглекислоти, що виділяють вулкани, і кількості карбонатних порід; на основі швидкості утворення відкладів і загальної потужності осадових порід тощо). Головний недолік усіх цих та інших підходів у тому, що вони базуються на процесах, швидкість яких упродовж геологічної історії була змінною.

Радіогеологічні методи не мають цих недоліків. Використовувати радіоактивний розпад хімічних елементів для визначення абсолютного віку гірських порід і мінералів запропонували П. Кюрі й Е. Резерфорд на початку XX ст. Швидкість радіоактивного розпаду залишалася постійною в усі геологічні епохи, вона не залежить від зовнішніх умов (тиску, температури та ін.), тому показання "ядерних хронометрів" можуть вважатися досить надійними. Для α - і β -розпаду це підтверджено спеціальними дослідженнями за різних умов (температура змінювалась від -270 до 7000 °C, тиск – від атмосферного до 10^4 МПа, прискорення сили тяжіння – у 20 000 разів, дія сильних електричних і магнітних полів та опромінювання інтенсивними джерелами випромінювання). Крім того, дослідженнями виявлено, що на швидкість

K-захоплення можуть впливати деякі природні явища, які діють на електронні оболонки атомів. Наприклад, постійна розпаду ${}^7\text{Be}$, коли він входить до складу BeO , на 0,14 % більша, ніж коли він входить до BeF_2 . Збільшенням тиску до 10^4 МПа удалось підвищити постійну розпаду технецію (${}^{99}\text{Tc}$) на 0,025 %. Однак для більшості елементів помітних змін не виявлено.

На сучасному етапі для датування геологічних об'єктів застосовується цілий ряд методів. Ядерна (або ізотопна) геохронологія перетворилася в самостійну галузь геологічної науки. Узагальнення і систематизація результатів ядерно-геохронологічних досліджень зумовили створення шкали абсолютного літочислення Землі. Удосконалення аналітичної техніки (головним чином мас-спектрометрії) дозволило застосовувати при аналізі одного і того ж зразка кілька методів. Тільки в тому випадку, якщо результати, отримані різними методами, узгоджуються один з одним, для даного зразка приписується певний абсолютний вік.

Відомо, що початок кембрійського періоду палеозойської ери, до якого належить ототожнення першого безхребетного, відстоїть приблизно на 600 млн років від нашого часу. Для цього проміжку історії геологічного розвитку Землі застосовні палеонтологічні методи визначення віку гірських порід. Але поділ на ери, періоди, епохи за палеонтологічними даними дає уяву лише про послідовність окремих проміжків часу в історії Землі й не висвітлює їхню тривалість. Відсутність викопних залишків у вивержених породах і в більшості метаморфічних порід, а також наявність величезних "німих" товщ в осадових відкладах роблять майже неможливим або дуже складним визначення хоча б послідовності їхнього утворення (визначення відносного віку). Ядерна геохронологія, тобто радіогеологічний спосіб визначення абсолютного віку гірських порід і Землі загалом, дає широкі можливості у вирішенні цього питання і дозволяє простежити значно більш далеку геологічну історію. Нині на всіх материках виявлено гірські породи з віком понад 2,5 млрд років, а вік найдавніших порід становить 4 млрд років. Аналіз великої кількості ядерно-геохронологічних даних дозволив провести розчленування докембрію. Згідно зі шкалою, прийнятою в 1964 р., межею архею і протерозою служить вік 2600 ± 100 млн років, протерозою і кембрію – 570 ± 20 млн років.

Протерозой розділений на ранній, середній і пізній з рубежами між раннім і середнім 1900 ± 100 млн років, між середнім і пізнім – 1600 ± 50 млн років. Усі утворення, що мають вік більший ніж 2600–2700 млн років, належать до архею.

Очевидно, що максимальний вік, установлений для земних порід, указує нижню межу віку Землі як планети. Щоб оцінити верхню межу віку Землі, досліджують закономірності розподілу ізотопів свинцю у свинцевих мінералах. За сучасними оцінками, отриманими методом свинцевих ізотопів, вік Землі становить 4,53–4,55 млрд років.

Породи з віком, що перевищує 4 млрд років, виявлені на Місяці. Є підстави вважати, що Місяць утворився на декілька сотень мільйонів років пізніше Землі, але не шляхом "відриву" від неї, а в результаті процесу акреції. За допомогою ізотопного датування метеоритів удалося встановити вік Сонячної системи, що становить 4,7 млрд років.

Використання радіоактивного перетворення одного з найбільш рідкісних елементів – ренію дозволило оцінити вік хімічних елементів у Всесвіті – виявилося, що процес нуклеосинтезу почався приблизно 18 млрд років тому.

19.1. Основні принципи ядерної геохронології

У результаті радіоактивного розпаду з'являються атоми стійких елементів, які вже не розпадаються, кількість яких збільшується пропорційно віку мінералу. При цьому приймається як досить обґрунтоване положення, що швидкість радіоактивного розпаду в історії Землі весь час залишалася постійною. Різні елементи розпадаються з різною швидкістю. Наприклад: ^{40}K (період піврозпаду $T = 1,3 \cdot 10^9$ р.); ^{87}Rb ($T = 4,8 \cdot 10^{10}$ р.); ^{147}Sm ($T = 1,06 \cdot 10^{11}$ р.); ^{232}Th ($T = 1,4 \cdot 10^{10}$ р.); ^{238}U ($T = 4,47 \cdot 10^9$ р.); ^{235}U ($T = 7,07 \cdot 10^8$ р.). Ці довгоіснуючі елементи звичайно і використовуються для визначення абсолютного віку давніх гірських порід і мінералів, а також космічних тіл.

Фізичною основою методів ізотопної геохронології є процес самочинного перетворення радіоактивного ізотопу одного елемента (материнського) у стабільний ізотоп іншого (дочірній). Розглянемо суть радіогеологічного методу визначення віку порід. При утворенні мінералів, з яких складаються гірські породи, до їхнього складу входить N_0 ядер деякого радіоактивного елемента. Якщо за період життя мінералу радіоактивний елемент не виносився з нього і не надходив до нього з навколишнього середовища, то співвідношення його початкового N_0 і сучасного N вмісту залежить лише від постійної розпаду радіонукліда λ і часу t , який пройшов з моменту утворення мінералу. Кінцевий вміст радіоактивного елемента визначається хімічним або радіохімічним аналізом. Про початковий вміст N_0 судять за кількістю $N_{\text{ст}}$, що визначає кількість атомів стабільного ізотопу, який є кінцевим продуктом розпаду даного радіоактивного елемента: $N_0 = N + N_{\text{ст}}$. Підставляючи цей вираз у формулу, що виражає закон радіоактивного розпаду, легко знайти основні співвідношення для розрахунків віку гірських порід

$$N_{\text{ст}} = N(e^{\lambda \cdot t} - 1), \text{ або } \frac{N + N_{\text{ст}}}{N} = e^{\lambda \cdot t}. \quad (19.1)$$

Після логарифмування останнього рівняння отримаємо формулу для визначення віку зразка, що досліджується,

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left(1 + \frac{N_{\text{ст}}}{N} \right). \quad (19.2)$$

При виведенні цієї формули передбачається, що в момент утворення об'єкта досліджень (мінералу, породи) в його складі не було атомів ізотопу $N_{\text{ст}}$. Якщо ж утворений об'єкт уже містив деяку кількість стабільних атомів $N_{\text{ст},0}$, то

$$N_{\text{ст}} = N_{\text{ст},0} + N_0 - N, \quad (19.3)$$

і формула для визначення віку об'єкта досліджень дещо ускладнюється

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left(1 + \frac{N_{\text{ст}} - N_{\text{ст},0}}{N} \right). \quad (19.4)$$

Радіоактивний елемент і його стабільний продукт розпаду можна застосовувати для визначення віку порід, якщо накопичення останнього за певний час дозволяє його надійне визначення на геохімічному фоні даного елемента. Ці умови виконуються лише для деяких пар, які становлять меншу частину від усіх відомих природних радіонуклідів: $^{14}\text{C} \Rightarrow ^{14}\text{N}$; $^{40}\text{K} \Rightarrow ^{40}\text{Ar}$, ^{40}Ca ; $^{87}\text{Rb} \Rightarrow ^{87}\text{Sr}$; $^{187}\text{Re} \Rightarrow ^{187}\text{Os}$; $^{235}\text{U} \Rightarrow ^{207}\text{Pb}$, ^4He ; $^{238}\text{U} \Rightarrow ^{206}\text{Pb}$, ^4He ; $^{232}\text{Th} \Rightarrow ^{208}\text{Pb}$, ^4He .

Отже, у зразку, що досліджується, необхідно виміряти вміст материнського (радіоактивного) і дочірнього (стабільного) ізотопів з великою точністю. Для цього, як правило, використовуються мас-спектрометричний та радіохімічний методи лабораторного аналізу. Точність визначення часу t , який і береться за абсолютний геологічний вік мінералу або породи, залежить від точності аналітичного методу визначення ізотопів N і $N_{\text{ст}}$, а також від точності, з якою визначено постійну розпаду λ .

Необхідними загальними умовами успішного застосування геохронологічних методів є:

- замкнутість зразка, що досліджується для радіоактивного та дочірнього ізотопів. Тобто відсутність привнесення у систему чи винесення з неї як материнських, так і дочірніх атомів хімічних елементів, що застосовуються при геохронологічних визначеннях, а також проміжних продуктів розпаду, тобто закритість системи. Повна втрата атомів призводить до нової точки відліку "геохронологічного годинника";
- відсутність у момент утворення мінералу атомів дочірнього нукліда, тобто необхідність утворення дочірнього нукліда за рахунок розпаду материнського;
- мінерали, за якими визначають вік, мають знаходитися у стані повної збереженості вмісту в них радіоактивних елементів і продуктів їхнього розпаду протягом усього існування;
- достатня концентрація у мінералах радіоактивного елемента і кінцевого продукту розпаду, яку можна визначити наявною апаратурою із забезпеченням необхідної точності вимірювання, а отже, і встановлення віку.

Майже всі перераховані вище умови ідеально не виконуються. У мінералів, вік яких визначається, упродовж усього часу

їхнього існування мають зберігатися всі радіоактивні елементи і продукти їхнього розпаду. Як правило, ця вимога виконується тільки для мінералів, які добре збереглися і не зазнали впливу процесів вивітрювання. Кінцеве формування мінералів, які придатні для визначення віку, прив'язано до процесів кристалічної диференціації магми, тобто до моменту формування вивержених порід. При високій температурі, яка характерна для метаморфічних процесів, стає ймовірною дифузія атомів, а отже, і видалення деяких елементів з мінералів.

Вік мінералів, придатних для визначення віку осадових порід, частіше всього неідентичний з віком формування породи, а характеризує вік материнської товщі, з якої мінерал був винесений у процесі денудації. Надійним підтвердженням замкнутості системи служить збіг віку, визначеного різними методами, тобто при використанні різних материнських і дочірніх ізотопів.

Основними вимогами щодо радіогеохронологічного опробування є: якнайменші ознаки прояву пізніших ендегенних геологічних перетворень, а також відсутність у породі вторинних, зокрема гіпергенних змін; неприпустимість потрапляння до зразка суміші із декількох типів порід; відповідність відібраної проби поставленому геологічному завданню; необхідність відбору проб із корінного відслонення; відсутність у породі зразка метасоматичних процесів і ксенолітів порід субстрату.

Загалом розроблено більше десятка ядерно-геохронологічних методів. Придатність того чи іншого методу для оцінки абсолютного геологічного віку залежить від часу існування об'єкта дослідження. Визначення віку молодих утворень, у яких не встигла встановитися радіоактивна рівновага для довгоіснуючих радіоактивних ізотопів, є досить складним. Тому при встановленні віку таких утворень слід використовувати радіоактивні ізотопи з порівняно невеликим періодом піврозпаду (напр., ^{14}C з $T = 5768$ років). Навпаки, при дослідженні давніх мінералів або порід використовуються ізотопи з періодом піврозпаду в 1 млрд. років і більше. До найбільш широко застосовуваних методів ядерної геохронології належать дослідження, пов'язані з розпадом ізотопів урану, калію, рубідію і вуглецю.

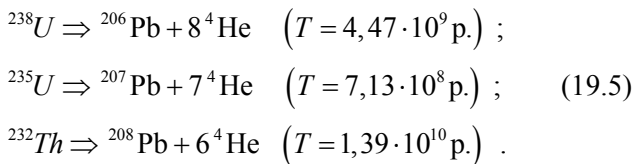
19.2. Визначення віку давніх геологічних утворень

З метою визначення давніх порід використовують свинцевий, гелієвий, ксеноновий, стронцієвий та інші методи, засновані на радіоактивному розпаді найбільш довгоіснуючих радіонуклідів.

19.2.1. Свинцевий метод

Датування давніх геологічних утворень за допомогою використання ізотопів урану, торію і свинцю є одним із перших ядерно-геохронологічних методів, що був використаний для визначення абсолютного віку геологічних об'єктів. У 1907 р. вчений Б. Болтвуд уперше визначив вік уранового мінералу.

Ізотопний склад свинцю на Землі характеризується такими усередненими даними: ^{208}Pb – 52,3 %; ^{207}Pb – 22,6; ^{206}Pb – 23,6; ^{204}Pb – 1,5 %. Частина ядер ізотопів ^{206}Pb , ^{207}Pb і ^{208}Pb є радіогенними – вони являють собою кінцеві продукти розпаду радіоактивних ізотопів ^{238}U , ^{235}U та ^{232}Th . Кожен з цих радіоактивних ізотопів утворює, як відомо, своє радіоактивне сімейство зі складними серіями проміжних ядерних перетворень. Перехід родоначальників сімейств ^{238}U , ^{235}U та ^{232}Th в ізономи свинцю може бути записаний у спрощеному вигляді таким виразом*:



При аналізі зразка на вміст ізотопів урану, торію та свинцю можна отримати три ізотопних співвідношення: $^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U}$, $^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$, $^{208}\text{Pb}/^{232}\text{Th}$. Підстановка цих співвідношень у рівняння (19.2) дає

*Символами хімічних елементів у формулах у подальшому позначатимемо їхній вміст в об'єктах геохронологічних досліджень (в еквівалентних одиницях).

три незалежні оцінки абсолютного геологічного віку. З урахуванням атомних мас ізотопів "свинцевий вік" мінералів може бути визначений за допомогою одного з наступних співвідношень (де масові концентрації ізотопів позначені їхніми символами):

$$\begin{aligned} t &= \frac{1}{\lambda_{\text{U}_{238}}} \ln \left(1 + \frac{238}{206} \cdot \frac{{}^{206}\text{Pb}}{{}^{238}\text{U}} \right); \\ t &= \frac{1}{\lambda_{\text{U}_{235}}} \ln \left(1 + \frac{235}{207} \cdot \frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{235}\text{U}} \right); \\ t &= \frac{1}{\lambda_{\text{Th}_{232}}} \ln \left(1 + \frac{232}{208} \cdot \frac{{}^{208}\text{Pb}}{{}^{232}\text{Th}} \right). \end{aligned} \quad (19.6)$$

Ізотопний склад свинцю визначають мас-спектральним, урану, актиноурану і торію – радіохімічним аналізом.

Зважаючи на те, що швидкості розпаду урану і актиноурану, а відповідно і процес накопичення ізотопів свинцю ${}^{206}\text{Pb}$ і ${}^{207}\text{Pb}$ різні, для розрахунків віку гірських порід може бути використано співвідношення ${}^{207}\text{Pb}/{}^{206}\text{Pb}$. При цьому виключається необхідність визначення вмісту урану і актиноурану. Крім того, коли замкнутість системи порушується, можливі втрати свинцю через дифузію. Однак, якщо при цьому усі ізотопи свинцю втрачаються в одній і тій же пропорції, то справедливим залишається рівність співвідношення (19.1):

$$\frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{206}\text{Pb}} = \frac{{}^{235}\text{U} \cdot (e^{\lambda_{\text{U}_{235}}t} - 1)}{{}^{238}\text{U} \cdot (e^{\lambda_{\text{U}_{238}}t} - 1)}. \quad (19.7)$$

Співвідношення ${}^{238}\text{U}/{}^{235}\text{U}$ для сучасної геологічної епохи є постійним і дорівнює 139 практично для всіх об'єктів. Тому співвідношення ${}^{207}\text{Pb}/{}^{206}\text{Pb}$ може служити додатковим фактором, що дозволяє за рівнянням (19.7) розрахувати вік t . Якщо отримане співвідношення узгоджується з величинами, які випливають із формул (19.6), то це свідчить про замкнутість системи. Зважаючи на те, що в гірських породах співвідношення ${}^{238}\text{U}/{}^{235}\text{U} = 139$, вираз 19.7 набуває вигляду

$$\frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{206}\text{Pb}} = \frac{\left(e^{\lambda_{\text{U}235}t} - 1\right)}{139 \cdot \left(e^{\lambda_{\text{U}238}t} - 1\right)}. \quad (19.8)$$

Зручними об'єктами для застосування цього методу є такі урановмісні мінерали, як уранініт, циркон, монацит, ксенотим та ін.

Сучасні аналітичні методи дозволяють визначати концентрації ізоотопів урану і свинцю з відносною похибкою, що не перевищує 2 %. Період піврозпаду ${}^{238}\text{U}$ виміряний з похибкою приблизно в 1 %, а період піврозпаду ${}^{235}\text{U}$ – з похибкою у 2 %. Отже, якщо мінерал являє собою закриту систему і в ньому накопичилася достатня кількість радіогенного свинцю, його абсолютний вік може бути визначений з похибкою, що не перевищує 2–3 %.

Присутність первинного свинцю, у тому числі ізоотопів ${}^{206}\text{Pb}$, ${}^{207}\text{Pb}$ і ${}^{208}\text{Pb}$ нерадіогенного походження, призводить до завищення віку уранових мінералів. Поправку для врахування цього завищення вносять шляхом визначення вмісту нерадіогенного ізоотопу ${}^{204}\text{Pb}$. Співвідношення ${}^{206}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb}$, ${}^{207}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb}$ та ${}^{208}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb}$ у радіоактивних мінералах порівнюють з такими ж співвідношеннями у супутніх нерадіоактивних мінералах. При цьому, якщо в останніх вміст урану і торію досить низький, то всі ізотопи свинцю вважаються нерадіогенного походження. Таким чином, співвідношення різних ізоотопів свинцю до моменту утворення досліджуваного мінералу простіше всього визначити за ізоотопним складом свинцю в нерадіоактивних мінералах, сингенетичних досліджуваному радіоактивному. У породах, де утворюються уранові мінерали, часто зустрічаються кристали сингенетичного галеніту PbS . Ізоотопний склад свинцю в галеніті буде таким самим, як і у первинного свинцю в радіоактивному мінералі. Знаючи додатково вміст в останньому нерадіогенного свинцю ${}^{204}\text{Pb}$, легко розрахувати початковий вміст радіогенних ізоотопів ${}^{206}\text{Pb}$, ${}^{207}\text{Pb}$ і ${}^{208}\text{Pb}$.

За наявності виносу урану з об'єкта досліджень його вік, обчислений за різними співвідношеннями, становить такий ряд: $t({}^{206}\text{Pb}/{}^{238}\text{U}) > t({}^{207}\text{Pb}/{}^{235}\text{U}) > t({}^{207}\text{Pb}/{}^{206}\text{Pb})$, а при втраті свинцю послідовність величин віку зворотна.

Якщо група зразків будь-якого мінералу дає неузгоджені величини віку, то замкнутість системи має виражатися в тому, що значення віку, отримані за двома основними ізотопними співвідношеннями $^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U}$ і $^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$, будуть лягати на одну й ту ж теоретичну криву, що називається конкордія. На графіку, побудованому в координатах $^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U}$ (ордината) і $^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$ (абсциса), конкордія являє собою криву, обернену опуклістю вгору (рис. 19.1).

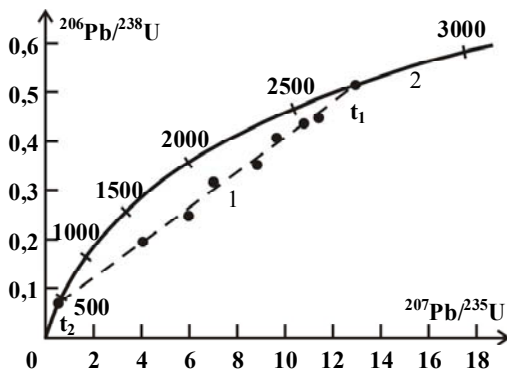


Рис. 19.1. Лінія експериментальних точок (1) та конкордія (2) при визначенні абсолютного віку за ізотопами свинцю та урану

Порушення замкнутості призводить до втрати частини радіогенного свинцю: точки, отримані за результатами вимірів, лежать нижче лінії конкордії.

За співвідношеннями $^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U}$ і $^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$, визначених за великим числом сингенетичних мінералів, що характеризуються різним ступенем утрат свинцю й урану при однократному метаморфізмі, цілком можна встановити як істинний вік порід, так і вік указаного метаморфізму. Спосіб розв'язання цієї задачі, розроблений Дж. Везеріллом, полягає в наступному. Розраховують наведені співвідношення для різних значень віку ізольованої системи. Використовуючи значення цих співвідношень як ординати та абсциси точок, проводять по них криву 2 (конкордію) погоджених значень $^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U}$ і $^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$ (рис. 19.1). Кожна точка цієї кривої відповідає певному значенню віку, тому позначками на ній помічають шкалу віку. Далі на отриманий графік

наносять точки з координатами $^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U}$ і $^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$, установлені для досліджуваних зразків.

Якщо в результаті метаморфізму із зразка видаляється весь свинець, то відповідна йому точка лягає на конкордію (точка t_2), причому показання шкали в цій точці відповідають часу, що пройшов після метаморфізму (віку метаморфізму). Якщо ж вміст урану і свинцю при метаморфізмі зберігся, то точка t_1 для такого зразка теж лягає на конкордію, а шкала в точці t_1 показує точний вік зразка (з моменту його утворення). Точки для зразків, вміст U і Pb в яких змінився при метаморфізмі, лягають на пряму лінію, що проходить через точки t_2 і t_1 . Це вказує на те, що неузгодженість значень віку при використанні уран-свинцевого методу обумовлена перш за все порушенням замкнутості системи. Нахил прямої залежить від двох моментів: часу, що визначає справжній геологічний вік мінералу (t_1), і часу порушення його замкнутості (t_2). Ці моменти характеризуються тим, що для кожного з них значення ізотопних $^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$ визначаються теоретичною кривою – конкордією. Тобто для визначення віку породи і метаморфізму за сукупністю точок з координатами $^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U}$ і $^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$ для ряду зразків необхідно провести пряму. Точки перетину конкордії цієї прямої і дають шукані значення віку. Таким чином, точки перетину емпіричної прямої з теоретичною кривою показують не тільки час кристалізації даного мінералу, а й дату більш пізньої події, яка зумовила втрату мінералом частини радіогенного свинцю.

Для наближеного розрахунку віку може застосовуватись α -свинцевий метод, в якому вік визначають за співвідношенням свинцю в мінералі та його α -активності

$$t = 10^6 \cdot c \frac{\text{Pb}}{I_\alpha}, \quad (19.9)$$

де Pb – вміст свинцю, мкг/г; I_α – кількість α -розпадів в 1 мг породи за 1 год; c – коефіцієнт пропорційності, який становить для виключно уранових мінералів 2000, для виключно торієвих – 1990.

Зважаючи на досить великий період піврозпаду торію, співвідношення $^{208}\text{Pb}/^{232}\text{Th}$ визначається із значною похибкою, тому його використовують рідко.

Надійність установалення віку свинцевим методом контролюють за збігом його значень, визначених за різними парами ізотопів: ^{238}U і ^{206}Pb , ^{232}Th і ^{208}Pb , ^{207}Pb і ^{206}Pb . Основні похибки у встановленні віку порід свинцевими методами і розбіжність їхніх результатів пов'язані із впливом вторинних процесів, що порушують замкнутість системи мінералів, присутністю в них первинного свинцю, явищами вторинної мінералізації та ядерними реакціями, а також похибками мас-спектрометричних і радіохімічних аналізів.

Серед чинників, що призводять до порушення замкнутої системи мінералів, основну роль відіграють утрати проміжних продуктів розпаду, особливо еманцій, а також процеси вилуговування урану (або торію) і свинцю. Утрати урану і торію призводять до завищення віку порід, а втрати проміжних продуктів розпаду і свинцю – до його заниження. Оскільки вірогідність виділення короткоіснуючих радіоактивних еманцій (актинон, торон) за рахунок дифузії з непорушеного мінералу незначна, основною причиною даних утрат є витік радону. Для вторинних уранових мінералів (карнотит та ін.) витік радону досягає 20 % і більше, проте для уранінітів, уранових смолук і ряду інших уранових мінералів, що добре збереглися, вона не перевищує 10–15 %. З підвищенням температури витік радону дещо збільшується. Необхідно враховувати, що вік мінералів, установлений за співвідношенням $^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$, від витоку еманції, а також від утрат інших проміжних продуктів розпаду урану практично не залежить. У нормальних поверхневих умовах уран вилуговується інтенсивніше, ніж свинець. Ці умови мають слабкіший вплив на ізотопне співвідношення $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$ і, відповідно, на обчислений за ним вік.

19.2.2. Гелієвий метод

Розпад одного ядра урану, актиноурану і торію супроводжується утворенням восьми, семи і шести ядер гелію відповідно. При визначенні віку гелієвим методом використовується вираз

$$\frac{{}^4\text{He}}{4,002} = 8 \cdot \frac{{}^{238}\text{U}}{238,7} \cdot (e^{\lambda_{238} \cdot t} - 1) + 7 \cdot \frac{{}^{235}\text{U}}{235} \cdot (e^{\lambda_{235} \cdot t} - 1) + 6 \cdot \frac{{}^{232}\text{Th}}{232,12} \cdot (e^{\lambda_{232} \cdot t} - 1) \quad (19.10)$$

де λ_{238} , λ_{235} , λ_{232} – постійні розпаду ${}^{238}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$ відповідно.

Гелій з мінералів звичайно виділяють при їхньому розплавленні або хімічному розкладанні у вакуумі. Для відокремлення гелію від інших газів, що виділяються при цих процесах, використовують його хімічну інертність, а також відсутність поглинання його деревним вугіллям при температурі зрідженого кисню (-180°C).

У ситуаціях, коли роздільне визначення вмісту урану, актиноурану і торію ускладнено, вік мінералу можна приблизно обчислити за співвідношенням вмісту в мінералі гелію (${}^4\text{He}$, $\text{см}^3/\text{г}$) до числа α -розпадів I_α в 1 мг за 1 год. Обчислення виконують за формулою

$$t = 0,0308 \cdot 10^5 \cdot \frac{{}^4\text{He}}{I_\alpha} \quad (19.11)$$

Оскільки за сумарною α -активністю I_α сімейства урану і торію істотно не розрізняються, зміни відношення Th/U в породах, несуттєво позначаються на віці, розрахованому за цією формулою.

Основною особливістю гелієвого методу визначення віку є необхідність надзвичайно суворого підходу до вибору мінералів для досліджень. Гелій належить до найбільш рухливих хімічних елементів нашої планети і тому повністю зберігається лише в обмеженому числі мінералів із щільною кристалічною структурою. Такими мінералами є циркон, сфен, монацит, деякі різновиди граната, магнетит, самарскіт і деякі ін.

У стародавніх мінералах із значною радіоактивністю, накопичений гелій може спричиняти на кристалічну решітку мінералів досить високий тиск (до 5 МПа), що призводить до їхнього руйнування. Первинна кристалічна структура мінералу порушується також під дією бомбардування α -частинками в результаті радіоактивного розпаду. Тому для визначення віку доцільніше використовувати мінерали з низьким, рівномірно розподіленим в їхній структурі вмістом урану і торію. Визначення віку міне-

ралів, що відповідають цим умовам, дає задовільні результати, щодо збігу з даними свинцевого методу. Проте в більшості випадків значення віку, знайдені за вмістом гелію, виявляються заниженими і характеризують лише мінімально можливий вік порід. Його називають гелієвим індексом (О. Ківіл).

19.2.3. Визначення віку порід за треками спонтанного поділу урану

Ізотопи урану мають властивість самовільного (спонтанного) поділу, у результаті якого ядро розпадається на два уламки і випромінюється 2–3 нейтрони. Найбільш вірогідний такий тип поділу, при якому маси ядер-уламків мають співвідношення наближено 2/3. Можливо, наприклад, поява ядер барію і криптону: ${}_{92}\text{U} \Rightarrow {}_{56}\text{Ba} + {}_{36}\text{Kr} + 3\text{n}$ або цирконію і телуру: ${}_{92}\text{U} \Rightarrow {}_{40}\text{Zr} + {}_{52}\text{Te} + 3\text{n}$.

Періоди піврозпаду ізотопів ${}^{238}\text{U}$ та ${}^{235}\text{U}$ відносно спонтанного ділення досить значні й різко відрізняються: $5,9 \cdot 10^{15}$ років у першого і $1,8 \cdot 10^{18}$ років у другого. Зважаючи на те, що ${}^{235}\text{U}$ має менший вміст в природній суміші урану, а період спонтанного ділення його набагато більший, ніж ${}^{238}\text{U}$, внесок ізотопу ${}^{238}\text{U}$ в утворення уламків поділу є домінуючим. Роллю ${}^{235}\text{U}$ можна знехтувати.

Уламки, що виникли внаслідок спонтанного ділення ядер U під дією кулонівського відштовхування, розлітаються в протилежні боки з великою швидкістю (енергією). При гальмуванні уламків у речовині мінералу ця енергія передається атомам, що утворюють кристалічну структуру кристала. Це призводить до появи зон радіаційних порушень шириною близько $50 \text{ \AA}$ і довжиною 10–15 мкм. Щільність радіаційних порушень досить значна – уламки "випалюють" у тілі мінералу циліндричні порожнини і таким чином фіксуються їхні пробіги (треки). За умови, що мінерал містить на 1 млн власних атомів 1 атом урану, за кожний 1 млн років через площадку в 1 см^2 всередині мінералу пройде приблизно 2000 уламків спонтанного ділення.

Досліджуваний зразок обробляють кислотою протягом декількох хвилин. При протравлюванні мінерал у зоні радіаційного по-

рушення розчиняється, утворюються порожнини вилуговування (треки), які доступні для спостереження за допомогою мікроскопа. Підрахувавши щільність треків і знаючи вміст урану у зразку, можна визначити вік мінералу. Цей метод датування називають іноді уламкорадіографією, або методом "викопних треків".

Із часом кількість ізотопу ^{238}U зменшується в результаті процесів α -розпаду і спонтанного ділення

$$N_{238} = N_{238,0} \cdot e^{-(\lambda_{\alpha} + \lambda_s) \cdot t}, \quad (19.12)$$

де λ_{α} і λ_s – відповідно константи α -розпаду і спонтанного ділення; N_{238} – кількість ядер ізотопу на момент часу t , $N_{238,0}$ – кількість ядер ізотопу в початковий момент часу.

Оскільки α -розпад є значно більш імовірним процесом порівняно зі спонтанним діленням, то $\lambda_{\alpha} \gg \lambda_s$ і оцінки віку можна використовувати наближений вираз

$$N_{238} \approx N_{238,0} \cdot e^{-\lambda_{\alpha} \cdot t}. \quad (19.13)$$

Накопичення уламків – продуктів спонтанного ділення – пов'язано з накопиченням продуктів α -розпаду таким співвідношенням:

$$N_s = \frac{\lambda_s}{\lambda_{\alpha}} N_{\alpha}. \quad (19.14)$$

Згідно з основним законом радіоактивності

$$N_{\alpha} = N_{238,0} (1 - e^{-\lambda_{\alpha} \cdot t}) = N_{238} (e^{\lambda_{\alpha} \cdot t} - 1). \quad (19.15)$$

Кількість актів спонтанного ділення за час t становить

$$N_s = \frac{\lambda_s}{\lambda_{\alpha}} N_{238} (e^{\lambda_{\alpha} \cdot t} - 1). \quad (19.16)$$

Таким чином, отримуємо формулу для розрахунку віку мінералу

$$t = \frac{1}{\lambda_{\alpha}} \ln \left(\frac{N_s}{N_{238}} \cdot \frac{\lambda_{\alpha}}{\lambda_s} + 1 \right). \quad (19.17)$$

Основною перевагою цього методу є відсутність фону – практично не існує джерел, що залишають у мінералі треки, які могли б бути помилково прийняті за треки спонтанного ділення важких елементів. Метод може застосовуватися для визначення віку в досить широкому діапазоні – від декількох мільярдів років до декількох місяців. Однією з необхідних умов, пов'язаною з точністю методу, є оптимальна щільність треків. Ця щільність має бути не менше одиниці й не більшою 10^4 треків на 1 мм^2 . Верхня межа обумовлена тим, що при високій щільності треки накладаються один на одного і частина з них може бути пропущена при підрахунку. До переваг розглянутого методу належать його простота і можливість використання досить малих зразків мінералів або вулканічного скла. Недоліками методу є вплив відпалу треків і дифузії урану з мінералу. Відпал являє собою втрату треків, "заліковування" зон радіаційних порушень в умовах підвищеної температури. Ефект відпалу, з одного боку, знижує точність методу треків при датуванні, але з іншого – дозволяє судити про палеотемпературні умови в минулому.

19.2.4. Калій-аргоновий метод

У природній суміші калію радіоактивний ізотоп ^{40}K має середній вміст 0,0119 %. Розпад ізотопу відбувається двома шляхами – шляхом електронного β^- -розпаду у 88 % випадків: $^{40}\text{K} \Rightarrow ^{40}\text{Ca} + \beta^- + \nu$ та шляхом К-захоплення у 12 % випадків: $^{40}\text{K} + \beta^- \Rightarrow ^{40}\text{Ar} + \nu$. Період піврозпаду ^{40}K становить $1,31 \cdot 10^9$ років – ця величина характеризує розпад радіоактивного ізотопу калію внаслідок обох перетворень.

Бета-розпад калію з утворенням ^{40}Ca не використовується для визначення абсолютного віку, оскільки в калієвмісних мінералах зазвичай присутній нерадіогенний ^{40}Ca , внесок якого не піддається точному обліку. Електронне захоплення (другий шлях розпаду ^{40}K) призводить до утворення ізотопу ^{40}Ar , який використовується в калій-аргоновому методі датування.

Калій-аргоновий метод визначення геологічного віку був розроблений радянським ученим Е.К. Герлінгом. Частку атомів

^{40}K , які перетворюються в ^{40}Ar , можна підрахувати зі співвідношення між постійними розпаду λ_β (імовірність β -розпаду) і λ_e (імовірність електронного захоплення)

$$\frac{{}^{40}\text{Ar}}{{}^{40}\text{Ar}+{}^{40}\text{Ca}} = \frac{\lambda_e}{\lambda_e + \lambda_\beta}. \quad (19.18)$$

Кількість ^{40}K у досліджуваному зразку на даний момент часу визначається за формулою

$${}^{40}\text{K} = {}^{40}\text{K}_0 \cdot e^{-(\lambda_\beta + \lambda_e) \cdot t}, \quad (19.19)$$

де ${}^{40}\text{K}_0$ – кількість радіоактивного калію в момент утворення мінералу; t – вік.

Сумарна кількість радіогенних ізоотопів ^{40}Ar і ^{40}Ca , що утворилися за час t , становить

$${}^{40}\text{Ar} + {}^{40}\text{Ca} = {}^{40}\text{K}_0 - {}^{40}\text{K} = {}^{40}\text{K} \cdot \left(e^{(\lambda_\beta + \lambda_e) \cdot t} - 1 \right). \quad (19.20)$$

Використовуючи співвідношення (19.18), визначимо

$${}^{40}\text{Ar} + {}^{40}\text{Ca} = {}^{40}\text{Ar} \cdot \frac{\lambda_e + \lambda_\beta}{\lambda_e}. \quad (19.21)$$

Порівнюючи рівняння (19.20) і (19.21), легко встановлюється зв'язок між ізотопами ^{40}Ar і ^{40}K у зразку

$${}^{40}\text{Ar} = {}^{40}\text{K} \cdot \left(e^{(\lambda_\beta + \lambda_e) \cdot t} - 1 \right) \cdot \frac{\lambda_e}{\lambda_e + \lambda_\beta}. \quad (19.22)$$

Формула для визначення віку має вигляд

$$t = \frac{1}{\lambda_e + \lambda_\beta} \cdot \ln \left[1 + \frac{{}^{40}\text{Ar}}{{}^{40}\text{K}} \left(1 + \frac{\lambda_\beta}{\lambda_e} \right) \right]. \quad (19.23)$$

Ураховуючи значення постійних розпаду ($\lambda_e = 0,557 \cdot 10^{-10} \text{ рік}^{-1}$ і $\lambda_\beta = 4,72 \cdot 10^{-10} \text{ рік}^{-1}$), отримаємо вираз для визначення абсолютного віку t , виражену в мільйонах років,

$$t = 1885 \cdot \ln \left(1 + 9,12 \frac{{}^{40}\text{Ar}}{{}^{40}\text{K}} \right). \quad (19.24)$$

При дослідженнях калій-аргоновим методом зразок має бути закритою системою відносно втрат або привнесення ізотопів ^{40}Ar і ^{40}K . Аргон є незвичайною домішкою в мінералах, тому помилка визначення віку, пов'язана з можливою присутністю ^{40}Ar при утворенні мінералу, як правило, мала. Здатність різних мінералів зберігати радіогенний аргон детально досліджена в роботах Е.К. Герлінга. Було доведено, що слюди втрачають аргон значно меншою мірою, ніж інші мінерали (напр., мікроклін), і тому є зручними об'єктами для калій-аргонового датування.

Калій-аргоновий метод більш універсальний порівняно з уран-свинцевим методом, оскільки калієвмісні мінерали та породи більш поширені. Порівняно з рубідій-стронцієвим методом калій-аргонове датування може застосовуватись при дослідженні більш молодих утворень: відомі вимірювання віку, що становлять декілька десятків тисяч років.

Зважаючи на те, що іонний радіус калію близький до іонного радіуса рубідію ($r_{\text{K}^+} = 1,33 \text{ \AA}$; $r_{\text{Rb}^+} = 1,47 \text{ \AA}$), рубідій може ізоморфно заміщувати калій. Для багатьох калієвмісних мінералів (біотит, мусковіт, лепідоліт та ін.) можна проводити визначення віку за двома методами: калій-аргоновим і рубідій-стронцієвим.

Радіогенний аргон, що виникає при розпаді ^{40}K , має тенденцію дифундувати з мінералів. Для значної кількості мінералів швидкість дифузії збільшується з підвищенням температури і стає значною за температури вище 300°C . Швидкість дифузії аргону з мінералу залежить від розміру його зерен: вона обернено пропорційна квадрату радіуса зерна. Дрібнозернистий мінерал швидше втрачає аргон, ніж крупнозернистий через більшу величину співвідношення площі поверхні до об'єму. Утрата аргону внаслідок дифузії призводить до того, що для одного і того ж типу мінералу даної породи можна отримати неузгоджені один з одним результати датування. Величини такого віку зазвичай занижені порівняно з істинними, причому чим більші втрати аргону, тим більшою мірою занижений імовірний вік. В окремих випадках вдається виявити конкретну причину неузгодженості результатів визначення віку. Результати, що не узгоджуються у визначенні віку, можуть бути отримані при порівнянні вимірювань, виконаних для різних мінералів. Очевидно, це пов'язано з різною здатністю мінералів утримувати дочірні продукти радіоактивного розпаду.

Задовільні результати визначення абсолютного віку при аналізі гірських порід (а не окремих мінералів), наприклад базальтів, можуть бути отримані лише в тих випадках, коли породи не зазнавали змін – особливо це стосується змін, що супроводжувалися підвищенням температури понад 300 °С.

При датуванні калій-аргоновим методом порівняно молодих утворень роль накладених процесів, які можуть викликати втрату аргону, зменшується. Однак з'являється небезпека завищення віку, яка обумовлена можливістю захоплення мінералами або породами реліктового радіогенного аргону при їхньому утворенні.

19.2.5. Рубідій-стронцієвий метод

Природна суміш рубідію складається з двох природних ізотопів: ^{85}Rb і ^{87}Rb , останній з них радіоактивний. Відносна поширеність цих ізотопів визначена з дуже високим ступенем точності: ^{85}Rb – 72,165%; ^{87}Rb – 27,835%. Ізотоп ^{87}Rb перетворюється шляхом β -розпаду: $^{87}\text{Rb} \Rightarrow ^{87}\text{Sr} + \beta^- + \nu$. Період піврозпаду радіоактивного рубідію дуже великий, тому його точне вимірювання ускладнено. Додаткові труднощі пов'язані з низькою кінетичною енергією утворених електронів, їхня максимальна енергія становить усього 0,275 MeV. Нині для періоду піврозпаду ізотопу ^{87}Rb беруть значення $(5,0 \pm 0,2) \cdot 10^{10}$ років.

Можливість використання радіоактивного перетворення рубідію в стронцій для визначення абсолютного геологічного віку була запропонована в 1937 р. О. Ханом, що виділив стронцій з лепідоліту і встановив його ізотопний склад. Стронцій має чотири стабільних ізотопи: ^{84}Sr , ^{86}Sr , ^{87}Sr і ^{88}Sr . Ізотопний склад стронцію в природі непостійний і залежить від співвідношення Rb/Sr у даному об'єкті, а також від тривалості спільного перебування з рубідієм. Чим більший час існування замкнутої системи, тим вища в ній питома вага радіогенного ізотопу ^{87}Sr ; зазвичай співвідношення $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ свідчить про накопичення останнього. Для очищеного металічного стронцію співвідношення $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ становить 0,7119. Середній природний ізотопний склад стронцію такий: ^{84}Sr – 0,55 %; ^{86}Sr – 9,45 %; ^{87}Sr – 7,0 %; ^{88}Sr – 83 %.

Слід відзначити, що рубідій і стронцій – це розсіяні елементи, поширені у значних кількостях в більшості вивержених, метаморфічних і осадових порід. Рубідій заміщає калій в породотвірних мінералах (слюди, калієві польові шпати). Стронцій може заміщати кальцій, тому у вивержених породах він зустрічається в основному в кальцієвих плагіоклазах і апатитах.

Визначення абсолютного віку геологічних об'єктів рубідій-стронцієвим методом базується на застосуванні співвідношення

$$^{87}\text{Sr} = ^{87}\text{Sr}_0 + ^{87}\text{Rb}(e^{\lambda t} - 1), \quad (19.25)$$

де $^{87}\text{Sr}_0$ – вміст ізотопу ^{87}Sr в об'єкті в момент його утворення; λ – постійна розпаду рубідію.

Зважаючи на те, що легше і точніше можна визначати співвідношення ізотопів, а не абсолютні кількості кожного ізотопу, рівняння (19.25) дещо видозмінюють, ділять обидві його частини на вміст нерадіогенного ізотопу ^{86}Sr (вміст його в даному зразку з часом не змінюється)

$$\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} = \frac{^{87}\text{Sr}_0}{^{86}\text{Sr}_0} + \frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}} \cdot (e^{\lambda t} - 1). \quad 19.26)$$

Співвідношення між цими ізотопами $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ визначається мас-спектрометричним методом, хімічним або спектральним аналізом. Первинне відношення $^{87}\text{Sr}_0/^{86}\text{Sr}_0$, що відповідає моменту утворення мінералу або породи, потребує особливо точного визначення. Його оцінка залежить від типу досліджуваного зразка.

Такі мінерали, як лепідоліт, мусковіт, біотит або калієвий польовий шпат, що збагачені рубідієм, за час свого існування накопичують підвищену кількість радіогенного ^{87}Sr . Унаслідок цього їхній вік, отриманий за рівнянням (19.26), практично не залежить від величини первинного співвідношення $^{87}\text{Sr}_0/^{86}\text{Sr}_0$, і для них як первинне може бути використано співвідношення $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$, характерне для сучасних вулканічних порід або сучасної морської води. Однак магматичні й метаморфічні породи зазвичай мають набагато нижчі співвідношення Rb/Sr , тому датування загалом вимагає знання первинного значення $^{87}\text{Sr}_0/^{86}\text{Sr}_0$. Якщо розглядається серія комагматичних вивержених порід, що утворилися в

результаті кристалізаційної диференціації магми, то всі зразки таких порід мають приблизно один і той же вік. Крім того, усі породи, що утворилися при диференціації магми, повинні мати однакове первинне співвідношення $^{87}\text{Sr}_0/^{86}\text{Sr}_0$, що характеризує родоначальну магму. Варіації мінерального складу в різних породах однієї комагматичної серії часто приводять до різної концентрації в них рубідію і стронцію, що зумовлює різне співвідношення Rb/Sr. За умови, що кожний з розглянутих зразків протягом усього існування був закритою системою щодо рубідію і стронцію, графік співвідношень у координатах $x = ^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}$ і $y = ^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ повинен являти собою пряму лінію. При цьому у прийнятих позначеннях рівняння (19.26) можна подати у вигляді

$$y = b + ax, \quad (19.27)$$

де $a = e^{\lambda t} - 1$ (зважаючи, що вік у розглянутих зразків один і той самий, то a – постійна величина); $b = ^{87}\text{Sr}_0/^{86}\text{Sr}_0$.

Графік (пряма лінія), побудований згідно з рівнянням (19.27), називається рубідій-стронцієвою ізохроною (рис. 19.2). Нахил ізохрони визначається величиною a (по суті, віком t).

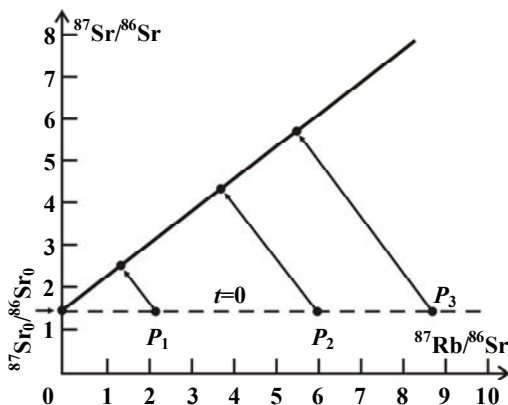


Рис. 19.2. Рубідій-стронцієва ізохрона

У момент кристалізації ($t = 0$) всі зразки даної серії мали одне і те саме співвідношення $^{87}\text{Sr}_0/^{86}\text{Sr}_0$, але могли характеризуватися різними величинами $^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}$. Цьому випадку відповідають точ-

ки, що лежать на прямій, паралельній осі абсцис (точки P_1 , P_2 , P_3). Із плином часу точки рухалися паралельними прямими і, урешті-решт, досягли ізохрони, яка відповідає сучасному вмісту ^{87}Rb і ^{87}Sr у зразках (рух точок на графіку і відображає радіоактивне перетворення рубідію у стронцій). Ізохрона будується на основі визначень сучасних співвідношень $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ і $^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}$. При цьому продовження ізохрони перетинає вісь ординат у точці, що відповідає первинному співвідношенню $^{87}\text{Sr}_0/^{86}\text{Sr}_0$. Вік t визначається за нахилом ізохрони a

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln(a + 1). \quad (19.28)$$

Визначення віку мінералів у деяких випадках можливе за простішою формулою. Оскільки постійна розпаду λ досить мала $e^{\lambda \cdot t} \approx 1 + \lambda \cdot t$, можна записати

$$\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \approx \frac{^{87}\text{Sr}_0}{^{86}\text{Sr}_0} + \frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}} \lambda \cdot t. \quad (19.29)$$

Аналіз цієї формули показує, що з часом співвідношення $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ збільшується лінійно.

Таблиця 19.1

**Значення $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ для деяких порід
Українського кристалічного щита**

Породи і мінерали	$^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$
Ендербіто-гнейси (проби, збагачені сірим цирконом із зональними ядрами)	0,701
Ендербіто-гнейси (проби з коричневим цирконом)	0,709
Двопіроксенові плагіогнейси	0,706
Мармури	0,706
Гранулітові та біотитові гнейси (за плагіоклазами)	> 0,720
Глиноземисті гнейси	0,7037
Бердичівські граніти	0,7089
Гнейси тетерівської серії	0,7023
Метаморфічні утворення новоград-волинської товщі	0,703
Граніти (північно-західний район УЩ)	0,7068– 0,7130

19.2.6. Самарій-неодимовий метод

Неодим і самарій – рідкісноземельні літофільні елементи, які мають дуже подібні геохімічні властивості (завдяки майже однаковим іонним радіусам).

Неодим має такі природні ізотопи: ^{142}Nd , ^{143}Nd , ^{144}Nd , ^{145}Nd , ^{146}Nd , ^{148}Nd , ^{150}Nd . Ізотопами самарію є: ^{144}Sm , ^{147}Sm , ^{148}Sm , ^{149}Sm , ^{150}Sm , ^{152}Sm , ^{154}Sm . Саме перетворення ^{147}Sm у результаті α -розпаду у ^{143}Nd і використовується у самарій-неодимовому методі. Оскільки ^{147}Sm характеризується досить великим періодом піврозпаду ($T = 1,06 \cdot 10^{11}$ років), даний метод можна застосовувати для датування давніх порід і геологічних подій.

Самарій і неодим містяться як ізоморфні домішки в основних породотвірних мінералах і в більшості акцесорних.

Значна перевага самарій-неодимового методу над іншими, особливо над рубідій-стронцієвим, полягає у стійкості самарій-неодимової системи відносно вторинних процесів. Таким чином, рідкісноземельні елементи Sm і Nd є більш стійкими та менш рухливими при регіональному метаморфізмі, у гідротермальних процесах і при вивітрюванні порівняно з лужними та лужноземельними елементами.

При фракційній кристалізації та при частковому розплавленні порід кори або мантиї спостерігається тенденція до накопичення неодиму в залишкових розплавах, а самарію – у нерозплавлених залишках. Зі збільшенням ступеня диференційованості породи відношення Sm/Nd зменшується. Для прикладу, такі значення для базальтів серединно-океанічних хребтів становлять 0,32, для гранітів – 0,19, для лужних порід – 0,1–0,2.

При датуванні методом побудови ізохрони використовується таке рівняння:

$$\frac{^{143}\text{Nd}}{^{144}\text{Nd}} = \frac{^{143}\text{Nd}_0}{^{144}\text{Nd}_0} + \frac{^{147}\text{Sm}}{^{144}\text{Nd}} (e^{\lambda \cdot t} - 1), \quad (19.30)$$

де вирази $^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd}$; $^{143}\text{Nd}_0/^{144}\text{Nd}_0$; $^{147}\text{Sm}/^{144}\text{Nd}$ – відповідні співвідношення вмісту ізоотопів у геологічних утвореннях, λ – постійна розпаду самарію, t – вік геологічних об'єктів.

Самарій-неодимовий метод широко використовується для датування основних, ультраосновних порід і для визначення часу утворення вихідної породи метаморфічних порід.

Одним із прикладів успішного застосування самарій-неодимового методу для датування докембрійських утворень є визначення віку порід Українського щита. Деякі результати цих визначень наведено в табл. 19.2.

Таблиця 19.2

**Результати визначення віку, отримані
за допомогою самарій-неодимового методу**

Назви порід	Вік, млрд років
Метаморфічні породи тиврівської товщі та чарнокітоїди	3,4–3,8
Плагіогнейси та мармури бузької серії (графітовий кар'єр)	2,91–3,07
Амфібол-біотитові плагіогнейси Синицівської структури	3,12
Біотитові гнейси зеленолевадівської товщі	2,84
Вінницити Бердичівського блока	2,06
Біотит-гранатові граніти (кар'єр с. Іванов)	2,2
Гіперстен-біотитові (Жежелівський кар'єр), біотитові (с. Волосівка, р. Тетерів) гнейси та амфібол-гіперстенові кристалосланці (с. Волосівка)	2,18–2,37
Гранат-біотит-гіперстенові плагіогнейси гніванської товщі (Гніванський кар'єр), біотитові гнейси (р. Пд. Буг, с. Широка Гребля), ендербіти (кар'єр с. Іванов) та діопсидові кристалосланці (с. Уладівка)	2,46–2,57
Гнейси городської світи та метаплагіопорфіри новоград-волинської світи	1,99–2,03
Гнейси василівської світи	2,15

Для геологічної будови УЩ характерні різновікові породи гнейсових серій, метаморфізованих в умовах від епідот-амфіболітової (гнейси тетерівської серії) до гранулітової фації (породи дністровсько-бузької та бузької серій), інтрузивних і

ультраметаморфогенних комплексів гранітоїдів та інтрузій базит-ультрабазитового складу.

Відносно завищений вік даних порід може бути зумовлений наявністю в них давнього (можливо, палеоархейського) теригеного корового матеріалу, який міг потрапити до басейну седиментації з розміщеного на півдні архейського "тиврівського" кратону.

Результати досліджень самарій-неодимовим методом у росинсько-тікицькому районі свідчать, що серед метаморфічних порід цього району присутні породи, які могли бути сформовані як у неоархеї – палеопротерозої (плагіогнейс із кар'єру с. Попільня), так і утворення, сформовані за рахунок речовини, відділеної від мантії не раніше палеопротерозою. Для всіх зразків, як гнейсів так і порід основного складу (амфіболіти та кристалосланці), отримано палеопротерозойські значення віку – 1900–2330 млн років. Протерозойські значення віку – 1770 млн років отримано для гранодіориту.

19.2.7. Реній-осмієвий метод

Фізичною основою реній-осмієвого методу є β -перетворення ^{187}Re в ^{187}Os . Період піврозпаду ^{187}Re – $4,23 \cdot 10^{10}$ років. Реній має лише два природні ізотопи: ^{185}Re (62,9 %) та ^{187}Re (37,1 %). Реній і осмій – сидерофільні елементи. Середній вміст осмію в земній корі становить близько 10^{-7} %. Його розповсюдженість практично обмежена ультраосновними породами, де він асоціює з іридієм. Вміст Re у речовині залізних метеоритів становить величини порядку 10^{-6} %, а Os – 10^{-5} %. Основним концентратором ренію є молібденіт, оскільки реній є хімічним аналогом молібдену.

Визначення віку проводиться в основному за допомогою методу ізохрони за таким рівнянням:

$$\frac{^{187}\text{Os}}{^{186}\text{Os}} = \frac{^{187}\text{Os}_0}{^{186}\text{Os}_0} + \frac{^{187}\text{Re}}{^{186}\text{Os}} \cdot [e^{\lambda \cdot t} - 1], \quad (19.31)$$

де вирази $^{187}\text{Os}/^{186}\text{Os}$; $^{187}\text{Os}_0/^{186}\text{Os}_0$; $^{187}\text{Re}/^{186}\text{Os}$ – відповідні співвідношення вмісту ізотопів у геологічних утвореннях, λ – постійна розпаду ренію, t – вік геологічних об'єктів.

Досить значною перешкодою для застосування реній-осмієвого методу є дуже малі концентрації ізотопів Re і Os, а також дуже великий період піврозпаду Re.

Застосування методу зводиться в основному до таких завдань: визначення віку залізних метеоритів і датування молібденітових родовищ.

19.2.8. Лютецій-гафнієвий метод

Фізична основа даного методу – β -перетворення лютецію ^{176}Lu у гафній ^{176}Hf . Період піврозпаду лютецію – $3,5 \cdot 10^{10}$ років.

Лютецій являє собою важкий рідкісноземельний елемент. Природний лютецій представлений двома ізотопами: стабільним ^{175}Lu (97,412 %) та β -активним ^{176}Lu (2,588 %). Його концентратами є такі мінерали, як ксенотим, фергюсоніт, сфен, ортит, апатит та ін. Можливим також є гетеровалентний ізоморфізм Ca^{2+} з лютецієм Lu^{3+} у мафічних породотвірних мінералах.

Лютецій є рідкісним у земній корі елементом (його кларк становить $0,3 \cdot 10^{-4}$ %).

Гафній є хімічним аналогом цирконію. Це розсіяний елемент, який ізоморфно заміщає цирконій в мінералах, які містять циркон. Середній вміст у континентальній літосфері більший, ніж лютецію ($3,0 \cdot 10^{-4}$ %). Природна суміш гафнію має шість ізотопів: ^{174}Hf (0,18 %), ^{176}Hf (5,15 %), ^{177}Hf (18,39 %), ^{178}Hf (27,08 %), ^{179}Hf (13,78 %), ^{180}Hf (35,44 %).

Для геохронологічних досліджень цим методом застосовують гранати, апатити, монацити. Циркон, який містить цирконій у значних кількостях, не використовується для розв'язання таких завдань, оскільки містить значні кількості звичайного гафнію.

Вік кристалізації мінералів визначається при побудові ізохрони за рівнянням

$$\frac{^{176}\text{Hf}}{^{177}\text{Hf}} = \frac{^{176}\text{Hf}_0}{^{177}\text{Hf}_0} + \frac{^{176}\text{Lu}}{^{177}\text{Hf}} \cdot (e^{\lambda \cdot t} - 1), \quad (19.32)$$

де вирази $^{176}\text{Hf}/^{177}\text{Hf}$, $^{176}\text{Hf}_0/^{177}\text{Hf}_0$; $^{176}\text{Lu}/^{177}\text{Hf}$ – відповідні співвідношення вмісту ізотопів у геологічних утвореннях,

λ – постійна розпаду лютетію, t – вік геологічних об'єктів.

Первинні відношення $^{176}\text{Hf}/^{177}\text{Hf}$ у процесі еволюції земної кори і мантії варіюють більш різко, ніж ізотопний склад неодиму. В океанічних базальтах вони утворюють лінійні послідовності. Первинне ізотопне відношення гафнію в гранітах зазвичай визначають за цирконами, вік яких визначено U–Pb- та Th–Pb-методами.

19.3. Визначення віку молодих геологічних утворень

Визначення віку молодих утворень виконують з використанням розпаду відносно короткоіснуючих елементів, що безперервно утворюються в природі під дією космічного випромінювання (ізотопи вуглецю ^{14}C , водню ^3H , берилію ^{10}Be , фосфору ^{32}P та ін.). Крім того, використовують радіонукліди, що є членами радіоактивних родин урану і торію (радій, іоній, актиній). Найбільше застосування отримали радіовуглецевий, радієвий та іонієвий методи.

19.3.1. Радіовуглецевий метод

Радіовуглецевий метод визначення віку молодих утворень базується на процесі безперервного утворення в атмосфері радіоактивного ізотопу ^{14}C , що виникає у мікроскопічних кількостях під дією нейтронів космічного випромінювання за реакцією $^{14}\text{N} + n \rightarrow ^{14}\text{C} + ^1\text{H}$.

В атмосфері є три ізотопи вуглецю у таких концентраціях: ^{12}C – 98,89 %, ^{13}C – 1,11 % та ^{14}C – 0,0000000001 %. Стабільні ізотопи вуглецю ^{12}C і ^{13}C утворилися разом з усіма іншими атомами, з яких складається Земля, тобто на початкових етапах її розвитку. Ізотоп ^{14}C радіоактивний, період його піврозпаду – 5568 ± 30 років. Виходячи з цього, максимальний вік, що може бути визначений цим методом в ідеальних умовах експерименту, сягає 70 000 років, хоч найбільш розповсюджені вікові межі 45 000–50 000 років.

Шляхом β -розпаду ^{14}C перетворюється в стабільний азот ^{14}N . Можливі, хоч і з набагато меншою ймовірністю, інші реакції з нейтронами, які також приводять до утворення радіовуглецю: $^{16}\text{O} (n, ^3\text{He}) ^{14}\text{C}$; $^{15}\text{N} (n, d) ^{14}\text{C}$; $^{13}\text{C} (n, \gamma), ^{14}\text{C}$.

Атоми ^{14}C швидко перемішуються в атмосфері. Радіовуглець швидко окиснюється, перетворюючись у радіоактивний вуглекислий газ $^{14}\text{CO}_2$, який протягом 10–15 років повністю перемішується з основною масою вуглекислого газу атмосфери. В окисненому вигляді радіогенний вуглець бере участь у фотосинтезі рослин, потрапляє до організмів тварин, а також входить до складу бікарбонатів, розчинених у приповерхневих океанічних водах. Рівноважна концентрація ізотопу ^{14}C в обмінному вуглеці біосфери становить $1,2 \cdot 10^{-10} \%$ – це відповідає наближено 15 радіоактивним розпадам за хвилину на 1 г вуглецю органічного походження. Загальна рівноважна кількість радіоактивного вуглецю на Землі (в атмосфері, гідросфері та біосфері) становить приблизно 60 т, що еквівалентно активності в 300 млн кюрі.

Після відмирання організму вуглецевий обмін з навколишнім середовищем припиняється, і радіогенний вуглець, що накопився протягом життя, розпадається, концентрація радіовуглецю в тканинах починає зменшуватись. Для океанічних осаdkів вуглецевий обмін з навколишнім середовищем завершується після випадіння карбонатних осадів.

Абсолютний вік (час з моменту відмирання організму або поховання досліджуваного зразка) визначається за формулою

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{I_0}{I}, \quad (19.33)$$

де I_0 – питома радіоактивність атмосферного вуглецю; I – питома радіоактивність вуглецю в досліджуваному зразку, λ – постійна розпаду ^{14}C , або за формулою

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{^{14}\text{C}_0}{^{14}\text{C}}, \quad (19.34)$$

де $^{14}\text{C}_0$ – початкова концентрація радіоактивного вуглецю, ^{14}C – концентрація радіоактивного вуглецю через час t .

Застосування радіовуглецевого методу ґрунтується на виконанні декількох припущень:

- перемішування ^{14}C , який утворюється під дією космічного випромінювання, відбувається досить швидко порівняно з мінімальним віком об'єкта, що визначається даним методом;
- потік космічного випромінювання, що визначає кількість ^{14}C , який утворюється в атмосфері, є величиною сталою, тобто обсяг утворення ^{14}C у будь-якому конкретному географічному регіоні протягом усієї геологічної історії є сталим ("принцип одночасності" У. Ліббі);
- об'єм ^{12}C , в якому розчинявся ^{14}C , залишався незмінним.

За даними У. Ліббі й Ф. Хагемана, живі організми в різних частинах земної кулі мають однакове відношення $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ з точністю до 5 %. Таким чином, кругообіг радіогенного вуглецю є досить швидким відносно його періоду піврозпаду. За Г. Фергюсоном, термін перемішування радіовуглецю між північною та південною півкулею – менше 2 років.

Слід відзначити, що концентрація ізоотопу ^{14}C в атмосфері змінюється залежно від інтенсивності космічного випромінювання. Варіації потоку космічного випромінювання мають астрофізичні причини – зміна сонячної активності, вибухи наднових зірок. Крім того, протони космічного випромінювання відхиляються магнітним полем Землі, яке діє подібно екрану. Аналіз палеомагнітних даних дозволяє зробити висновок про те, що напруженість магнітного поля Землі за останні 10 тисяч років змінилася в чотири рази. Відповідно до цього змінювалася інтенсивність космічних протонів, що досягають верхніх шарів атмосфери, а отже, і кількість вторинних нейтронів, які відповідають за утворення ізоотопу ^{14}C . Нейтронний потік збільшується від екватора до полюсів у 3,5 рази, крім того, впливають кліматичні фактори, які можуть порушували рівновагу вуглецю в основних обмінних резервуарах. Техногенним джерелом генерації ^{14}C в останній час є також ядерні вибухи, при яких радіовуглець виникає за рахунок взаємодії нейтронів поділу з ^{14}N . Ці обставини можуть вносити похибку (близько 10 %) до результатів визначення віку радіовуглецевим методом.

Варіації запасів ^{12}C також можуть бути причиною зміни питомої активності вуглецю, що за своїм значенням у розрахунках віку є приблизно аналогічним до флуктуацій потоку космічного випромінювання. Джерелами надходження ^{12}C можуть бути: згоряння промислового палива (оскільки в ньому практично не міститься ^{14}C і, отже, воно є джерелом ^{12}C); зміна швидкості захоплення атмосферного CO_2 поверхневими водами; різноманітні забруднення зразків вуглецем.

Неможливість точного визначення коливань швидкості утворення ^{14}C при зміні інтенсивності потоку космічного випромінювання зумовлена головним чином обмеженою кількістю зразків деревини, датованої за дендрохронологічним методом, та зразків відомого з інших джерел віку.

Радіовуглецевий метод використовується для визначення абсолютного віку льодовикових відкладів, морських осадків четвертинного віку, археологічних об'єктів, а також в океанографії та антропології, при дослідженні циркуляції океанічних вод та при визначенні швидкості утворення сучасних донних відкладів.

Радіовуглецевий метод має велике значення для абсолютної четвертинної хронології. Про масштаб застосування цього методу свідчить той факт, що кількість радіовуглецевих лабораторій у світі більше 150. Перелік об'єктів, для яких застосовується датування за допомогою радіовуглецевого методу, досить значний. Зазвичай використовують органічні залишки, що зустрічаються в породах – деревину, торф, гумус скам'янілі рештки тощо.

Широке застосування радіовуглецевого датування дозволило створити кліматохронологічну схему розчленування новітнього етапу геологічної історії. Найважливішим результатом палеокліматичних досліджень було доведення синхронності радикальних змін клімату в різних регіонах. Глобальний характер кліматичних змін особливо чітко виявляється при зіставленні порівняно короткочасних подій, що відбувалися в пізньому плейстоцені. Наприклад, різко виражене похолодання між 33 і 30 тис. років тому, потепління між 16,5 і 15 тис. років тому і деякі інші зміни, що простежуються у всіх частинах земної кулі.

Вимірювання активності ^{14}C здійснюється як шляхом застосування класичних методик – за допомогою радіометричних

методів, так і за допомогою мас-спектрометрії. Практична межа у визначенні віку цими методами становить приблизно 50 тис. років від сучасності.

19.3.2. Іонієвий метод

Іонієвий метод визначення віку використовує порушення радіоактивної рівноваги між ^{234}U і продуктом його розпаду ^{230}Th (Іо). Період піврозпаду ^{230}Th – 75 000 років. Тому верхня межа застосування даного методу не перевищує 500 000 років, а нижня – наближено 10 000 років.

Для розрахунків віку іонієвим методом використовується така формула:

$$^{230}\text{Th} = ^{230}\text{Th}_0 \cdot e^{-\lambda_{230} \cdot t} + ^{234}\text{U} \cdot (1 - e^{-\lambda_{230} \cdot t}), \quad (19.35)$$

де $^{230}\text{Th}_0$ – початкова концентрація ^{230}Th ; ^{230}Th , ^{234}U – відповідно концентрації ^{230}Th та ^{234}U на момент визначення, виражені в одиницях активності, λ_{230} – постійна розпаду іонію, t – вік геологічного утворення.

У зразках можуть спостерігатися випадки відсутності ^{230}Th або ^{234}U :

1. У випадку практично повної відсутності торію ($^{230}\text{Th}_0 = 0$) в системах при їхньому утворенні містився лише уран. Тому формула для розрахунків віку значно спрощується

$$\left(\frac{^{230}\text{Th}}{^{234}\text{U}} \right) = 1 - e^{-\lambda_{230} \cdot t}, \quad (19.36)$$

або після деяких перетворень отримаємо

$$t = \frac{1}{\lambda_{230}} \cdot \ln \left[1 - \left(\frac{^{230}\text{Th}}{^{234}\text{U}} \right) \right]. \quad (19.37)$$

Як приклад таких систем можна навести біогенні карбонати (корали, черепашки молюсків), які для побудови скелетів і черепашок виділяють з морської води карбонат кальцію, що супро-

воджується руйнуванням карбонатних комплексів, які мають у своєму складі уран, та осадженням урану разом із карбонатами.

Майже не містять ^{230}Th карбонати коралових рифів, а черепашки морських моллюсків можуть містити вторинні радіогенні домішки. Для їхнього виключення здійснюють пошарове розчинення черепашки з окремим аналізом кожної фракції. У деяких випадках використовуються конкреції фосфоритів.

Океанічні води характеризуються постійністю відношення $^{234}\text{U}/^{238}\text{U} = 1,15$. Датування континентальних карбонатних утворень являє собою більш складне завдання. Це пояснюється гетерогенністю континентальних систем, можливістю потрапляння радіонуклідів з підземних вод. У таких випадках варіації відношення $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ можуть досягати суттєвих значень, а вихідна величина цього відношення буде впливати на швидкість накопичення ^{230}Th для зразків, віком більше десятків тисяч років. Для виключення цього фактора застосовують розрахунки за такою формулою:

$$\left(\frac{^{230}\text{Th}}{^{234}\text{U}} \right) = \frac{1 - e^{-\lambda_{230}t}}{(^{234}\text{U} / ^{238}\text{U})} + \frac{\lambda_{230}}{\lambda_{230} - \lambda_{234}} \cdot \left[1 - \frac{1}{(^{234}\text{U} / ^{238}\text{U})} \right] \cdot (1 - e^{-(\lambda_{230} - \lambda_{234})t}), \quad (19.38)$$

де позначення елементів рівняння відповідають наведеним вище, λ_{234} – постійна розпаду ^{234}U .

Вимогам до визначення віку в такому випадку добре відповідають спелеотеми (сталактити, сталагміти), які містять до 1 % нерозчинної компоненти і практично не мають ізотопів ^{230}Th .

2. Збагачення зразків ^{230}Th , не підкріплене ураном, також зустрічається в океанічних осадках: $^{30}\text{Th}_0 \gg ^{234}\text{U}_0$, зокрема в залізомарганцевих конкреціях. Для датування часу початку росту залізомарганцевої конкреції як первинне використовують сучасне відношення $^{230}\text{Th}/^{234}\text{U}$, яке відповідає такому значенню в зовнішньому поверхневому шарі конкреції.

В основі застосування іонієвого методу лежить декілька припущень: концентрація ^{230}Th і ^{234}U в океанічних водах вважається сталою протягом останніх 500 000 років; швидкість осадження

^{230}Th береться сталою; відсутність в осадах міграції ^{230}Th та ^{234}U ; розподіл осадків по колонці не порушено відносно початкового положення шару.

Іонієвий метод застосовується:

- для палеокліматичних реконструкцій (за результатами аналізів віку коралових рифів і черепашок молюсків);
- для визначення епох зледеніння (за перервою в рості спецеотем у перигляціальні та гляціальні періоди через відсутність на поверхні суходолу рідкої води, яка просочується в печери);
- для визначення віку і швидкості осадконакопичення;
- для визначення віку четвертинних вулканічних утворень.

19.3.3. Іоній-протактинієвий метод

Протактиній ^{231}Pa утворюється при розпаді ^{235}U , вміст якого пов'язаний постійним співвідношенням з ^{238}U , з якого утворюється ^{230}Th . ^{231}Pa , який характеризується хімічною інертністю, утворюється в морській воді й випадає в донний осад за рахунок інтенсивного гідролізу. ^{230}Th та ^{231}Pa , які можуть перебувати у стані колоїдних агрегатів гідроокисів Fe та Mn або утворені шляхом сортування теригенних осадів, разом потрапляють на дно океану. У товщі осаду вони мають ідентичну поведінку.

У процесі діагенезу осаду помітного розділення цих радіонуклідів не відбувається.

Природний протактиній має два ізотопи: ^{231}Pa (період піврозпаду $3,43 \cdot 10^4$ років) належить до ряду ^{235}U , а також ^{234}Pa , який має два ізомери (з періодами піврозпаду 6,7 год та 1,175 хв), – до ряду ^{238}U . За своїми хімічними властивостями протактиній близький до Th^{4+} та U^{4+} . Він належить до сімейства актиноїдів, і з іншого боку, є хімічним аналогом танталу.

У природі Pa міститься в мінералах урану (U^{4+}), оскільки він являє собою продукт розпаду ^{238}U й ^{235}U . Середній вміст ^{231}Pa в земній корі, розрахований за ураном, становить $0,9 \cdot 10^{-10}$ % маси. У мінералах ендегенного походження Pa перебуває в радіоактивній рівновазі з ураном. При процесах вилуговування урану з

порід може спостерігатися накопичення Pa у твердій фазі відносно ^{235}U , а в молодих вулканічних породах навпаки спостерігається дефіцит Pa відносно ^{235}U . У природних водах Pa постійно утворюється за рахунок радіоактивного розпаду урану, що в них міститься. У процесі гідролізу він адсорбується на підвишених частинках і випадає разом з ними в осад. Такий процес найбільш помітний в океанах, де у воді спостерігається дефіцит ^{231}Pa відносно ^{235}U , а в донних осадах – значний надлишок ^{231}Pa .

Рівновага між ізотопами ^{231}Pa і ^{230}Th та їхніми материнськими елементами порушується в процесі утворення океанічних осадків. Хімічна поведінка торію та протактинію як у морській воді, так і в осадах практично однакова, проте суттєво відрізняється від поведінки урану. Уран добре розчиняється в морській воді, а торій та протактиній легко сорбуються гідроксилами, карбонатом кальцію або теригенною суспензією і випадають в осад. Прямі вимірювання концентрацій ^{231}Pa і ^{230}Th в океанічних глибинних водах показали, що ці ізотопи присутні в кількостях, які відповідають усього одній сотій частці від величини, потрібної для рівноваги з ураном. У верхніх шарах осадів, навпаки, виявляється надлишок ізотопів ^{231}Pa та ^{230}Th , який експоненційно зменшується з глибиною. Розподіл ізотопів ^{231}Pa і ^{230}Th по колонці осаду дає можливість визначити середню швидкість утворення осаду. Так, якщо виміряно іоній-протактинієве співвідношення вздовж усієї глибини колонки, то точка, для якої співвідношення відповідає рівновазі, визначає величину осадової товщі, що накопичилася за 500 тис. років. Розділивши на цей час довжину колонки, отримують середню швидкість утворення осадів.

Вік визначається за формулою

$$t = \frac{2,203}{12,123 \cdot 10^{-6}} \cdot \ln \left[\frac{{}^{230}\text{Th}/{}^{231}\text{Pa}}{{}^{230}\text{Th}_0/{}^{231}\text{Pa}_0} \right], \quad (19.39)$$

де $12,123 \cdot 10^{-6} = \lambda_{231} - \lambda_{230} = 21,34 \cdot 10^{-6} \text{ рік}^{-1} - 9,217 \cdot 10^{-6} \text{ рік}^{-1}$;

${}^{230}\text{Th}/{}^{231}\text{Pa}$ – відношення радіонуклідів у зразку на момент дос-

ліджень; $^{230}\text{Th}_0/^{231}\text{Pa}_0$ – відношення радіонуклідів у морській воді; λ_{230} , λ_{231} – постійна розпаду іонію і протактинію відповідно.

19.3.4. Тритієвий метод

Фізичною основою тритієвого методу є розпад радіоактивного ізотопу тритію, який безперервно утворюється у верхніх шарах атмосфери при взаємодії нейтронів з ядрами азоту за реакцією $^{14}_7\text{N} + {}^1_0\text{n} = {}^{12}_6\text{C} + {}^3_1\text{H}$. В утворенні тритію бере участь лише 3–5 % вторинних нейтронів, які виникають в атмосфері під дією космічного випромінювання. Космогенний тритій утворюється зі швидкістю приблизно 30 атомів/(см²·хв). У формі атмосферних опадів тритій потрапляє на Землю.

Період піврозпаду тритію – 12,3 роки. Це зумовлює його використання для визначення віку молодих природних вод, пов'язаних з атмосферними опадами, не давніших, ніж 60–70 років.

Концентрація тритію в атмосферній суміші водню дуже низька і становить приблизно 10⁻¹⁸ %. Тому її виражають у тритієвих одиницях: $\text{TO} = 1 \cdot 10^{-18} ({}^3\text{H}/{}^1\text{H}) = 0,12 \text{ Бк/л}$.

На концентрацію тритію в сучасних умовах значно впливають ядерні випробування, при яких тритій утворюється за рахунок реакцій ядерного синтезу типу ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_1\text{H} + {}^1_1\text{H} + 4,0 \text{ MeV}$. Якщо до початку ядерних випробувань концентрація становила 0,1–10 ТО, то тепер до 10 000 ТО в окремих пунктах Землі.

Джерелом тритію є атмосферна вода. У випадку, коли вона потрапляє у води зони ускладненого водообміну, тритій накопичується і поступово розпадається (майже повністю – за 60–70 років). Якщо у підземних водах присутній тритій, це безумовно є свідченням того, що вони мають зв'язок з атмосферними водами.

Тритієвий метод знайшов застосування для розв'язання низки завдань: вивчення сучасних вод, знаходження зв'язку підземних вод з атмосферними та ін.

За допомогою дослідження артезіанських вод на вміст тритію розв'язується завдання визначення області живлення басейну

сучасними водами. Якщо артезіанські води мають палеозойський чи мезозойський вік через незначний період піврозпаду тритію, вони не можуть містити первинні ізотопи тритію. Якщо ж вони містять ізотопи тритію, це свідчить про їхній зв'язок з атмосферними водами.

При дослідженнях відношення $^3\text{H}/^1\text{H}$ в океанічних водах установлюють вік шарів води на різній глибині й за цими даними визначають швидкість їхнього переміщення. За такими дослідженнями було встановлено, що верхній шар вод Атлантичного океану товщиною 50 м переміщується за час не більше 1–2 років. Вік проміжного шару вод (на глибині 60–180 м) становить наближено 50 років. Глибинні шари вод мають вік більше 600 років (за даними радіовуглецевого методу).

Тритієвий метод використовується для кількісної оцінки процесів природного водообміну. Для цього застосовуються різні моделі. Для визначення часу водообміну в межах окремих підземних водозаборів (напр., джерел), що виливаються на різних висотах, використовується модель добре переміщуваного резервуара. За цією моделлю об'єм резервуара не змінюється, а концентрація тритію в ньому має однорідний характер і є однаковою як усередині резервуара, так і на виході із системи. Тритій надходить на вході до системи разом з атмосферними опадками.

Аналогічно розв'язується подібне завдання при використанні різниці в концентрації тритію до термоядерних випробувань та після. Ця різниця відображається в появі різких збільшень концентрацій тритію в підземних водах.

19.3.5. Берилієвий метод

Фізичною основою використання даного методу є розпад радіоактивного ізотопу ^{10}Be , утворення якого пов'язано з дією в атмосфері космічного випромінювання. Адсорбуючись частинками пилу, він разом з атмосферними опадами потрапляє на поверхню Землі.

Період піврозпаду ^{10}Be становить 1,5 млн років. Таке його значення дає підставу використовувати даний метод для визначення віку близько 10 млн років.

При дослідженнях за допомогою берилієвого методу робиться припущення, що за останні 10 млн років, у межах яких використовується метод, швидкість осадконакопичення і швидкість надходження ^{10}Be до осадка залишалися незмінними. У такому випадку спостерігається зменшення концентрації ^{10}Be зі збільшенням глибини. Іншою необхідною умовою є відсутність міграції ^{10}Be у вертикальному напрямку, про що свідчить постійність концентрації стабільного ^9Be .

Берилієвий метод застосовується для визначення віку осадків і швидкості їхнього утворення. Берилієвий метод використовується для визначення швидкості ерозії, вивітрювання чи седиментації за ^{10}Be та ^{26}Al , які генеруються в зернах кварцу під впливом космічного випромінювання. Кварц характеризується низькою концентрацією Be та Al , тому ізотопні відношення $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ та $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ можуть мати досить високі значення. Швидкість ерозії, визначена цим методом в різних регіонах, $-1,7 \cdot 10^{-5} - 1,7 \cdot 10^{-3}$ см/рік.

За допомогою берилієвого методу розраховується швидкість седиментації, що становить до $2,55 \cdot 10^6$ атомів/см² на рік. Ці значення узгоджуються зі значеннями, отриманими іншими методами. Швидкість осадження ^{10}Be з атмосфери перебуває в залежності від геомагнітної обстановки: в екваторіальних і середніх широтах вона має більші значення ($1-3$ атоми/см²·с), ніж в арктичних ($0,6$ атома/см²·с).

Берилієвий метод широко використовується для доказу захоплення океанічних осадків у процесі субдукції. У сучасних лавах молодих островних дуг були зареєстровані такі концентрації ^{10}Be : Курильська $-(3,1-8,0) \cdot 10^6$ атомів/г; Алеутська $-3,8 \cdot 10^6$ атомів/г. Вміст ^{10}Be на поверхні океанічних осадків становить $5 \cdot 10^6$ атомів/г. У більш давніх дугах (Японській, Маріанській, Зондській та ін.) концентрація ^{10}Be була нижчою за поріг реєстрації ($1 \cdot 10^6$ атомів/г). У сучасних вулканічних породах рифтогенного та островного походження ^{10}Be не зареєстрований.

19.3.6. Визначення віку швидкоплинних процесів сучасної геологічної епохи

У деяких геологічних задачах доводиться досліджувати явища і процеси, час дії яких становить лише кілька років або десятків років. У цих випадках можуть бути використані радіоактивні ізотопи ^{210}Pb і ^{228}Ra . Ізотоп ^{210}Pb (RaD) є проміжним членом ряду ^{238}U і має період піврозпаду 21,4 року. Ізотоп ^{228}Ra (MsTh₁) – член ряду ^{232}Th , його період піврозпаду 6,7 року.

Джерелом постійного утворення ^{210}Pb в атмосфері з ^{222}Rn є еманування гірських порід і ґрунтів. ^{210}Pb у складі аерозолів осаджується або вимивається осадками. Розпад ^{210}Pb відбувається за звичайним законом для одиничного радіонукліда. Вік геологічних утворень розраховується за формулою

$$t = \frac{2,303}{\lambda_{210}} \cdot \ln \left[\frac{^{210}\text{Pb}_0}{^{210}\text{Pb}} \right], \quad (19.40)$$

де $^{210}\text{Pb}_0$ – активність свинцю на земній поверхні (при $h = 0$); ^{210}Pb – активність свинцю у зразку на глибині h ; λ_{210} – постійна розпаду ^{210}Pb .

Концентрацію ^{210}Pb визначають за продуктами його розпаду: β -активності ^{210}Bi ($T_{1/2} = 5,5$ діб) або α -активності ^{210}Po ($T_{1/2} = 138$ діб).

За допомогою ізотопу ^{210}Pb була визначена швидкість росту сніжного покриву на деяких ділянках антарктичного континенту. Ланцюг розпаду від ^{238}U до ^{210}Pb містить газоподібний продукт – ізотоп радону ^{222}Rn . Останній захоплюється кристалами льоду в процесі утворення атмосферних опадів. У товщі снігу містяться нерівноважні кількості ізотопу ^{210}Pb – його концентрація експоненціально зменшується з глибиною колонки. Вміст ^{210}Pb простіше контролювати, вимірюючи концентрацію його дочірнього елемента ^{210}Po , який є α -випромінювачем. Вимірювання показали, що колонка снігу довжиною 18 м має вік 60 років. Середня швидкість зростання снігового покриву, таким чином, становить 30 см на рік.

Ізотоп ^{228}Ra використовується для визначення віку дуже молодих океанічних осадків.

Використання ^{210}Pb обмежується датуванням молодих геологічних утворень віком до 100 років, а саме льодовикових, озерних і річкових відкладів.

19.4. Оцінка віку Землі методами ядерної геохронології

В основі сучасних оцінок віку Землі лежать результати досліджень ізотопних співвідношень свинцю. У мінералах урану і торію накопичення радіогенних ізотопів синицю ^{206}Pb , ^{207}Pb і ^{208}Pb пов'язано з часом утворення мінералів, тобто з їхнім віком. Багато мінералів свинцю містять мізерно малі домішки урану і торію, тому ізотопний склад свинцю може надати відомості про ті події, які передували утворенню цих мінералів.

До виникнення свинцевих мінералів, свинець, який згодом увійшов до їхнього складу як мінералотвірний елемент, перебував у вихідній системі разом з іншими елементами, у тому числі разом з ураном і торієм. Отже, якщо зміна ізотопного складу свинцю в мінералах урану і торію визначається віком мінералів, то ізотопні відношення у свинцевих мінералах пов'язані з тим відрізком часу, який починається з моменту об'єднання свинцю, урану і торію в системи, що являють собою речовину щойно консолідованої Землі.

Для будь-якого моменту часу t кількості радіогенних ядер ^{206}Pb , ^{207}Pb і ^{208}Pb , присутніх у мінералах свинцю, визначаються як різниці між повними кількостями ядер кожного типу $\text{Pb}_{\text{пов}}$ та первинними кількостями ядер Pb_0 , не пов'язаними з розпадом урану і торію

$$\begin{aligned}^{206}\text{Pb} &= ^{206}\text{Pb}_{\text{пов}} - ^{206}\text{Pb}_0; \\ ^{207}\text{Pb} &= ^{207}\text{Pb}_{\text{пов}} - ^{207}\text{Pb}_0; \\ ^{208}\text{Pb} &= ^{208}\text{Pb}_{\text{пов}} - ^{208}\text{Pb}_0.\end{aligned}\tag{19.41}$$

Оскільки ізоотп ^{204}Pb є повністю нерадіогенним і кількість його ядер не змінюється з часом, зручно перейти до таких ізоотпних співвідношень:

$$\begin{aligned}\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} &= \frac{^{206}\text{Pb}_{\text{пов}}}{^{204}\text{Pb}} - \frac{^{206}\text{Pb}_0}{^{204}\text{Pb}}; \\ \frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} &= \frac{^{207}\text{Pb}_{\text{пов}}}{^{204}\text{Pb}} - \frac{^{207}\text{Pb}_0}{^{204}\text{Pb}}; \\ \frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} &= \frac{^{208}\text{Pb}_{\text{пов}}}{^{204}\text{Pb}} - \frac{^{208}\text{Pb}_0}{^{204}\text{Pb}},\end{aligned}\tag{19.42}$$

де $(^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb})$, $(^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb})$ і $(^{208}\text{Pb}/^{204}\text{Pb})$ – ізоотпні співвідношення для деякого моменту часу t ; $^{206}\text{Pb}_0/^{204}\text{Pb}$, $^{207}\text{Pb}_0/^{204}\text{Pb}$ та $^{208}\text{Pb}_0/^{204}\text{Pb}$ – первинні, або початкові співвідношення, що характеризують ізоотпний склад свинцю, який ніколи не асоціювався з ураном і торієм.

Якщо вважати, що в момент часу t_0 свинець з ізоотпним складом, який визначався співвідношеннями $^{206}\text{Pb}_0/^{204}\text{Pb}$, $^{207}\text{Pb}_0/^{204}\text{Pb}$ та $^{208}\text{Pb}_0/^{204}\text{Pb}$, був змішаний в деякій замкнутій системі з ураном і торієм, то із плином часу ізоотпні співвідношення свинцю мають змінюватися відповідно до рівнянь

$$\begin{aligned}\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} &= a_0 + \frac{^{238}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} \left(e^{\lambda_{238} \cdot t_0} - e^{\lambda_{238} \cdot t} \right); \\ \frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} &= b_0 + \frac{^{235}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} \left(e^{\lambda_{235} \cdot t_0} - e^{\lambda_{235} \cdot t} \right); \\ \frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} &= c_0 + \frac{^{232}\text{Th}}{^{204}\text{Pb}} \left(e^{\lambda_{232} \cdot t_0} - e^{\lambda_{232} \cdot t} \right),\end{aligned}\tag{19.43}$$

де $a_0 = ^{206}\text{Pb}_0/^{204}\text{Pb}$; $b_0 = ^{207}\text{Pb}_0/^{204}\text{Pb}$, $c_0 = ^{208}\text{Pb}_0/^{204}\text{Pb}$, λ_{238} , λ_{235} і λ_{232} – постійні розпаду ^{238}U , ^{235}U та ^{232}Th . У цих рівняннях $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$, $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ і $^{208}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ – ізоотпні співвідношення свинцю для моменту часу t в системі, для якої сучасні співвідношення урану і торію до ізоотпу ^{204}Pb визначаються величинами $^{238}\text{U}/^{204}\text{Pb}$, $^{235}\text{U}/^{204}\text{Pb}$ і $^{232}\text{Th}/^{204}\text{Pb}$.

Перші два рівняння системи (19.43) можна об'єднати, якщо перенести a_0 і b_0 до лівих частин і поділити друге рівняння на перше

$$\frac{\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} - b_0}{\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} - a_0} = \frac{^{235}\text{U}}{^{238}\text{U}} \cdot \frac{(e^{\lambda_{235} \cdot t_0} - e^{\lambda_{235} \cdot t})}{(e^{\lambda_{238} \cdot t_0} - e^{\lambda_{238} \cdot t})}. \quad (19.44)$$

Отримана таким чином залежність між співвідношеннями $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ та $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ ілюструється рис. 19.3, який являє собою сімейство так званих кривих росту, кожній з яких відповідає певна кількість сучасного урану, нормована за ізотопом ^{204}Pb . Оскільки для сучасної геологічної епохи середнє співвідношення ізотопів урану $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ складає 139, то криві зростання можна визначати співвідношеннями $^{235}\text{U}/^{204}\text{Pb}$. Очевидно, що чим більше співвідношення урану до свинцю (тобто чим більше співвідношення $^{235}\text{U}/^{204}\text{Pb}$), тим вище розташовується відповідна крива на рис. 19.3.

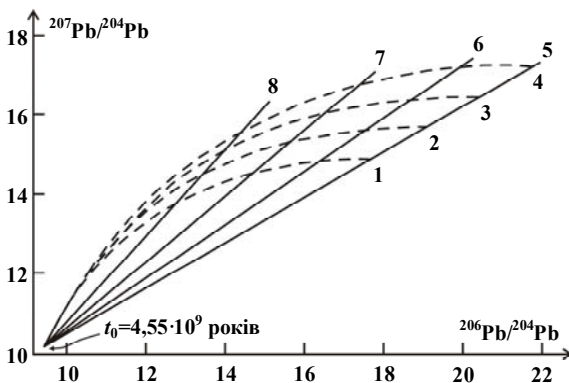


Рис. 19.3. Теоретичні криві зростання та ізохрони для ізотопних співвідношень свинцю.

Криві зростання: 1 – $V = ^{235}\text{U}/^{204}\text{Pb} = 0,06$; 2 – $V = 0,07$;
3 – $V = 0,08$; 4 – $V = 0,09$. Ізохрони: 5 – $t = 0$; 6 – $t = 1 \cdot 10^9$ років;
7 – $t = 2 \cdot 10^9$ років; 8 – $t = 3 \cdot 10^9$ років

Оскільки права частина формули (19.44) залежить тільки від часу, то координати об'єктів одного і того самого віку, але з різними співвідношеннями $^{235}\text{U}/^{204}\text{Pb}$, утворюють пряму лінію –

ізохрону. Ізохрони, розраховані за формулою (19.44), розходяться, як впливає з рисунка, з однієї й тієї ж точки. Ця точка має координати a_0 і b_0 , тобто визначається початковим ізотопним складом свинцю. Величина t у формулі (19.44) представляє вік свинцевих мінералів, а під t_0 розуміють вік Землі.

Таким чином, для оцінки віку Землі слід розв'язати рівняння (19.44) щодо t_0 . Подібна методика була запропонована Ч. Паттерсоном, Д. Тілтоном і М. Інгремом в 1955 р. Як значення a_0 і b_0 були використані співвідношення ізотопів свинцю, виміряні для троїлітової фази залізних метеоритів (вважається, що домішка свинцю в троїліті метеоритів зберегла той ізотопний склад, який був характерний для протопланетної речовини). Ці значення виявилися рівними 9,46 і 10,29 відповідно.

Рівняння (19.44) істотно спрощується, якщо розглядати мінерали, вік яких настільки малий ($t \ll t_0$), що можна вважати $t \approx 0$:

$$\frac{\frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{204}\text{Pb}} - b_0}{\frac{{}^{206}\text{Pb}}{{}^{204}\text{Pb}} - a_0} = \frac{1}{137,8} \cdot \frac{(e^{\lambda_{235} t_0} - 1)}{(e^{\lambda_{238} t_0} - 1)}. \quad (19.45)$$

Дослідження ізотопного складу свинцю у свинцевих мінералах молодих вулканічних порід і руд показує, що свинець мінералів цих утворень має ізотопні співвідношення у межах ${}^{207}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb} = 15,40\text{--}15,76$ і ${}^{206}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb} = 18,07\text{--}18,95$. Підстановка усереднених значень цих співвідношень і зазначених вище величин a_0 і b_0 у вираз (19.42) дає таку оцінку віку Землі: $t_0 = 4,55 \pm 0,07$ млрд років. Оцінка, яку зробив Т. Ульріх в 1967 р., має меншу відносну похибку: $t_0 = 4,53 \pm 0,03$ млрд років.

Описаний метод визначення віку Землі включає низку припущень. Передбачається, що на ранній стадії формування Землі первинний свинець мав всюди один і той же ізотопний склад, який і ототожнюється з ізотопним складом свинцю в троїліті залізних метеоритів. Утім, залізні метеорити містять надзвичайно мало торію та урану: U/Pb-співвідношення в троїліті настільки мале, що можливі варіації ізотопного складу його свинцю дуже слабо впливають на оцінку віку Землі. Крім того, доводиться вважати, що співвідношення U/Pb і Th/Pb були під час утворення Землі

"заморожені", тобто мали деякі характерні значення для різних регіонів щойно утвореної планети і згодом змінювалися лише через радіоактивний розпад. Нарешті, передбачається, що свинець у мінералах і рудах не змінював ізотопного складу в результаті процесів, відмінних від радіоактивного розпаду.

Слід зазначити, що метод свинцевих ізотопів може бути використаний і для визначення віку мінералів і порід, що містять свинець. Для цього треба розв'язати рівняння (19.41) відносно t , вважаючи значення t_0 відомим. На графіку, побудованому в осях $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ і $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$, точки, що відповідають різним співвідношенням U/Pb у зразках, мають лягати на одну пряму – ізохрону, нахил якої визначається віком t .

За допомогою методу свинцевих ізотопів Е.В. Соботовичу вдалося виявити одні з найдавніших порід на Землі в межах Антарктичної платформи, що належать кристалічному щиту Землі Ендербі. Вік цих порід – ендербітів – виявився рівним 4000 ± 200 млн років. Ендербіти являють собою продукти виливів лав андезито-базальтового складу, які зазнали найдавнішого метаморфізму. Таким чином, було доведено, що перші гірські породи на Землі формувалися через 300–500 млн років після її утворення.

19.5. Оцінка віку космічних об'єктів методами ядерної хронології

Дослідження віку космічних об'єктів методами ядерної хронології спираються на властивості довгоіснуючих атомних ядер і виконуються з метою датування ключових моментів еволюції нашої Галактики і Сонячної системи. Одними з найважливіших питань космохронології є питання про те, коли почався ядерний синтез хімічних елементів у нашій Галактиці та якою була його тривалість. Очевидно, що з цими питаннями безпосередньо пов'язана проблема віку самих хімічних елементів.

Існують дві гіпотези про розвиток ядерного синтезу хімічних елементів, з яких згодом сформувалася речовина Сонячної системи. Перший варіант передбачав тривалий, безперервний роз-

виток процесу нуклеосинтезу. У другому варіанті процес ядерного синтезу елементів передбачався одноактним, раптовим.

Виходячи з періодів піврозпаду ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U та зважаючи на відносну поширеність їх сьогодні, можна розрахувати початок стадії r -процесу (процес синтезу важких елементів) в моделі безперервного синтезу. Виявляється, що в цьому випадку r -процес у нашій Галактиці мав початися не раніше 12 млрд років тому. Інтенсивність безперервного ядерного синтезу експоненціально знижувалася аж до його припинення. Із припиненням синтезу перестала поповнюватися кількість нестабільних ядер і почався їхній розпад. З речовини, що вийшла з процесу безперервного синтезу, і була сконденсована Сонячна система. Це відбулося близько 4,7 млрд років тому.

Розрахунки другого варіанта нуклеосинтезу, різко обмеженого в часі, показують, що подібний процес міг бути 6–7 млрд років тому. При цьому завершення синтезу важких елементів і формування Сонячної системи повинні бути розділені великим інтервалом часу, принаймні в 1,3 млрд років.

Неоднозначність цих двох підходів космологічної теорії вдалося усунути в 1971 р., коли на Землі був виявлений ізотоп плутонію ^{244}Pu , який раніше вважався таким, що повністю розпався. Трохи раніше ізотоп ^{244}Pu був виявлений в ахондритовому метеориті (за ізотопами ксенону, які є продуктами процесу спонтанного ділення ^{244}Pu). Ізотоп ^{244}Pu входить до ланки, що передує радіоактивному ряду торію: $^{244}_{94}\text{Pu} \xrightarrow{\alpha} ^{240}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta} ^{240}_{93}\text{Np} \xrightarrow{\beta} ^{240}_{94}\text{Pu} \xrightarrow{\alpha} ^{236}_{92}\text{U} \xrightarrow{\alpha} ^{232}_{90}\text{Th}$, далі йде ряд торію.

Усі члени ланки ^{244}Pu мають періоди піврозпаду, що не перевищують 10^8 років, тому вчені вважали їх такими, що не збереглися до наших днів. Плутоній, як і багато важких елементів, утворюється в результаті захоплення нейтронів. За наявності інтенсивних потоків нейтронів ізотоп ^{244}Pu може виникнути на стадії r -процесу в результаті захоплення раніше утвореними ядрами ^{238}U нейтронів: $^{238}_{92}\text{U} + n \rightarrow ^{244}_{92}\text{U}$. Перевантажені нейтронами ядра ^{244}U шляхом β -розпадів перетворюються у ^{244}Pu : $^{244}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta} ^{244}_{93}\text{Np} \xrightarrow{\beta} ^{244}_{94}\text{Pu}$.

Період піврозпаду ^{244}Pu становить $8,3 \cdot 10^7$ років, тривалість існування Сонячної системи перевершує це значення в 55 разів. Тому концентрація ^{244}Pu на Землі сьогодні має становити всього $(0,5)^{55}$ від початкової концентрації. Аналіз земної розповсюдженості торію на сучасному етапі й періоди піврозпаду ізотопів ^{244}Pu та ^{232}Th дозволяють оцінити верхню межу сучасної концентрації ^{244}Pu в речовині Землі. Навіть якщо вважати початкові концентрації ^{244}Pu і ^{232}Th однаковими (припускаючи, що в ядерному синтезі ці елементи утворюються в однакових кількостях), то верхня межа земної концентрації ^{244}Pu на сучасному етапі повинна бути $3 \cdot 10^{-25}$ г/г. При дослідженнях речовини метеоритів встановлено ще менші значення сучасної поширеності ^{244}Pu . Ізотопний аналіз ахондритів показує, що співвідношення $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ під час утворення метеоритів (приблизно 4,6 млрд років тому) – 0,013. Ця величина в сукупності із середнім земним поширенням ^{238}U і величинами періодів піврозпаду ^{238}U і ^{244}Pu дозволяє обчислити уточнену сучасну середню концентрацію ^{244}Pu на Землі, тобто $8 \cdot 10^{-27}$ г/г.

Відкриття ^{244}Pu на Землі тягне за собою найважливіший космологічний висновок: ядерний синтез хімічних елементів слід вважати безперервним процесом, що тривав аж до моменту утворення Сонячної системи. Якщо ж припустити, що нуклеосинтез завершився задовго до того, як утворилися Сонячна система і метеорити, то концентрація ^{244}Pu в метеоритах у момент їхнього формування має бути мізерно низькою. У цьому випадку до часу виникнення метеоритів ізотоп ^{244}Pu уже розпався би так, що співвідношення $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ стало б набагато менше величини 0,013, отриманої в результаті вимірювань.

Розрахунок сучасної земної концентрації ^{244}Pu , яка відповідає моделі раптового ядерного синтезу, що стався 6–7 млрд років тому, показує, що вона має відповідати величині $\leq 10^{-29}$ г/г. Це не відповідає наявним даним. Тому варіант теорії миттєвого нуклеосинтезу вважається безпідставним.

Ізотоп ^{244}Pu був ідентифікований також в одному із зразків, доставлених з Місяця. Вимірювання показали, що місячна порода, з якої був взятий зразок, утворилася не пізніше, ніж через 120 млн років після того ахондритового метеорита, в якому був

знайдений слід ^{244}Pu . Цей факт є ще одним доказом єдності процесу формування окремих частин Сонячної системи як у просторі, так і в часі.

Вік Сонячної системи на сучасному етапі береться рівним 4,7 млрд років. На думку багатьох учених, ядерний синтез хімічних елементів у спостережуваній частині Всесвіту почався, за останніми даними, близько 18 млрд років тому. Така оцінка отримана в результаті дослідження вмісту ізотопів ренію та осмію (^{187}Re і ^{187}Os) у метеоритах. Ізотоп ^{187}Re з періодом піврозпаду $4,23 \cdot 10^{10}$ років перетворюється у стабільний ^{187}Os – цей розпад лежить в основі реній-осмієвого методу датування, який не набув широкого поширення через виняткову розсіяність ренію на Землі. У метеоритах вміст ренію значно вищий, ніж у земних породах, тому космохронологічне датування за ренієм–осмієм не поступається за точністю результатам інших методів датування.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які загальні вимоги висувають до мінералів, що використовуються для визначення абсолютного віку гірських порід?
2. У чому принципова відмінність радіовуглецевого методу визначення віку від більшості інших методів?
3. Яке оптимальне співвідношення між періодом піврозпаду ізотопу і віком порід, для визначення якого придатний даний ізотоп?
4. Які радіоактивні ізотопи та які продукти їхнього розпаду використовують для визначення віку порід такими методами: свинцевим, аргоновим, гелієвим, стронцієвим?
5. Назвіть переваги і недоліки калій-аргонового методу визначення віку порід порівняно з уран-свинцевим.
6. Які мінерали придатні для визначення їхнього віку калій-аргоновим методом?
7. У чому основна складність використання гелієвого методу визначення віку?
8. Які вимоги до вмісту U і Th в мінералі при застосуванні гелієвого методу визначення віку?

9. Які мінерали використовують при визначенні віку стронцієвим методом? У чому труднощі його застосування?

10. Яка сфера застосування радіовуглецевого та іонієвого методів?

11. Яка сфера застосування берилієвого та тритієвого методів визначення віку?

12. Який максимальний вік об'єктів визначається радіовуглецевим та іонієвим методами?

13. Як зазвичай контролюють надійність визначення абсолютного віку порід?

14. За якими даними оцінюють вік Землі як планети?

15. Про що свідчить виявлення на Землі порівняно короткоіснуючого ізотопу ^{244}Pu (10^8 років)?

16. Якими методами визначається вік швидкоплинних процесів сучасної геологічної епохи?

17. Яка сфера застосування іоній-протактинієвого методу?

18. Яка сфера застосування лютецій-гафнієвого методу?

Література: [2, 4, 5, 44]

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

Основної

1. *Арцыбашев В.А.* Ядерно-геофизическая разведка / В.А. Арцыбашев. – М. : Атомиздат, 1980. – 326 с.
2. *Баранов В.И.* Радиогеология / В.И. Баранов, Н.А. Титаева. – М. : Изд-во Моск. ун-та, 1973. – 242 с.
3. *Горбушин Л.В.* Радиометрия и ядерная геофизика / Л.В. Горбушин, Д.Ф. Зимин, В.В. Нагля, Л.И. Овчинников. – М. : Недра, 1974. – 304 с.
4. *Ларионов В.В.* Ядерная геофизика и радиометрическая разведка / В.В. Ларионов, Р.А. Резванов. – М. : Недра, 1988. – 325 с.
5. *Мейер В.А.* Основы ядерной геофизики / В.А. Мейер, П.А. Ваганов. – Л. : Изд-во Ленинград. ун-та, 1985. – 360 с.
6. *Мейер В.А.* Методы ядерной геофизики / В.А. Мейер, П.А. Ваганов, Г.А. Пшеничный. – Л. : Изд-во Ленинград. ун-та, 1988. – 376 с.
7. *Нагля В.В.* Радиометрические и ядерно-физические методы разведки / В.В. Нагля, Л.И. Овчинников. – М. : Недра, 1982. – 343 с.
8. *Новиков Г.Ф.* Радиоактивные методы разведки / Г.Ф. Новиков, Ю.Н. Капков. – Л. : Недра, 1965. – 760 с.
9. *Пруткина М.И.* Справочник по радиометрической разведке и радиометрическому анализу / М.И. Пруткина, В.Л. Шашкин. – М. : Энергоатомиздат, 1984. – 168 с.
10. Разведочная ядерная геофизика : справочник геофизика. – М. : Недра, 1977. – 296 с.
11. Разведочная ядерная геофизика : справочник / под ред. О.Л. Кузнецова. – М. : Недра, 1986. – 432 с.
12. *Филиппов Е.М.* Ядерная геофизика : в 2 т. / Е.М. Филиппов. – Новосибирск : Изд. СОАН СССР, 1973.

Додаткової

13. *Архипов О.А.* Радиометрическая обогатимость руд при их разведке / О.А. Архипов. – М. : Недра, 1985. – 142 с.

14. *Арцыбашев В.А.* Плотностной гамма-гамма-каротаж на рудных месторождениях / В.А. Арцыбашев, Г.А. Иванюкович. – М. : Атомиздат, 1975. – 72 с.

15. Аэрогамма-спектроскопический метод поисков рудных месторождений : метод. рук-во / под ред. В.П. Воробьева. – Л. : Недра, 1977. – 216 с.

16. *Бурьянова Е.З.* Определитель минералов урана и тория / Е.З. Бурьянова. – М. : Недра, 1972. – 80 с.

17. *Варварин Г.Б.* Плотностной гамма-гамма-метод в геофизике / Г.Б. Варварин, Е.М. Филлипов. – Новосибирск : Изд-во СОАН СССР, 1972. – 230 с.

18. *Визарь С.М.* Прохождение ионизирующего излучения через вещество. Теория и задачи / С.М. Визарь, А.П. Черняев. – М. : Изд-во УНЦ ДО, 2003. – 128 с.

19. *Власов Н.А.* Нейтроны / Н.А. Власов. – М. : Наука, 1971. – 552 с.

20. *Возжеников Г.С.* Активационный анализ в рудной геофизике / Г.С. Возжеников. – М. : Недра, 1965. – 51 с.

21. *Войткевич Г.В.* Происхождение и химическая эволюция Земли / Г.В. Войткевич. – М. : Наука, 1984. – 168 с.

22. Гамма-методы в рудной геологии / под ред. А.П. Очкура. – Л. : Недра, 1976. – 407 с.

23. *Гольданский В.И.* Гамма-резонансные методы и приборы для фазового анализа минерального сырья / В.И. Гольданский, А.В. Доленко, Б.Г. Егиязаров и др. – М. : Атомиздат, 1974. – 144 с.

24. *Горбушин Л.В.* Радиометрические и ядерно-геофизические методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых : учеб. пособие / Л.В. Горбушин, Д.Ф. Зимин, А.С. Сердюкова. – М. : Атомиздат, 1970. – 376 с.

25. *Горєв Л.М.* Радіоактивність природних вод / Л.М. Горєв, В.І. Пелешенко, В.К. Хільчевський. – К. : Вища шк., 1993. – 174 с.

26. *Граμμαков А.Г.* Радиометрические методы поисков и разведки урановых руд / А.Г. Граммаков, А.И. Никонов,

Г.П. Тафеев. – М. : Гос. научно-техн. изд-во лит-ры по геологии и охране недр, 1957. – 612 с.

27. *Данчев В.И.* Месторождения радиоактивного сырья / В.И. Данчев, Т.А. Лапинская. – М. : Недра, 1980. – 253 с.

28. *Заяц А.П.* Радиометрическая аппаратура и оборудование / А.П. Заяц, В.В. Нагля. – М. : Недра, 1983. – 240 с.

29. Измерение влажности и плотности горных пород радиоизотопными методами : метод. рекомендации / А.И. Данилин, В.Т. Дубинчук, Н.Д. Корниенко, В.В. Плотников. – М. : ВСЕГИНГЕО, 1978. – 68 с.

30. Инструкция по выполнению лабораторных работ слушателями отделения повышения квалификации специалистов в области радиометрии и радиоэкологии. – К. : Изд-во КГУ, 1987. – 80 с.

31. Інструкція із застосування Класифікації запасів і ресурсів корисних копалин державного фонду надр до родовищ уранових руд (Наказ № 100 від 14 грудня 1998 р. ДКЗ України). – К. : ДКЗ, 1998.

32. *Каждан А.Б.* Поиски и разведка месторождений редких и радиоактивных металлов / А.Б. Каждан, Н.Н. Соловьев. – М. : Недра, 1982. – 280 с.

33. *Камышев Б.С.* Ядерно-геофизические методы при поисках, разведке и разработке фторсодержащего сырья / Б.С. Камышев. – М. : Недра, 1985. – 193 с.

34. *Кимель Л.Р.* Защита от ионизирующих излучений / Л.Р. Кимель, В.П. Машкович. – М. : Атомиздат, 1972. – 312 с.

35. *Коваленко Л.И.* Радиометрический ветеринарно-санитарный контроль кормов, животных и продуктов животноводства / Л.И. Коваленко. – К. : Урожай, 1987. – 192 с.

36. *Кожевников Д.А.* Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтегазопромысловой геологии / Д.А. Кожевников. – М. : Недра, 1982. – 221 с.

37. Справочник по радиационной безопасности / В.Ф. Козлов. – М. : Атомиздат, 1977. – 384 с.

38. *Кулиш Е.А.* Урановые руды мира. Геология, ресурсы, экономика / Е.А. Кулиш, В.А. Михайлов. – К. : Логос, 2004. – 277 с.

39. *Леман Е.П.* Рентгенорадиометрический метод опробования месторождений цветных и редких металлов / Е.П. Леман. – Л. : Недра, 1978. – 231 с.

40. *Максимов М.Т.* Радиоактивные загрязнения и их измерение / М.Т. Максимов, Г.О. Оджагов. – М. : Энергоатомиздат, 1986. – 224 с.

41. *Мелков В.Г.* Поиски месторождений урана / В.Г. Мелков, Л.Ч. Пухальский. – М. : Гос. научно-техн. изд-во лит-ры по геологии и охране недр, 1957. – 220 с.

42. *Котляр В.Н.* Месторождения радиоактивных и редких металлов / В.Н. Котляр, И.М. Баюшкин, В.И. Данчев и др. – М. : Атомиздат, 1973. – 336 с.

43. Методические рекомендации по применению рентгено-радиометрических съемок при поисках и оценке рудных месторождений / А.Н. Горбачев, А.В. Горев, В.Н. Митов и др. – Л. : НПО "Рудгеофизика", 1980. – 90 с.

44. Методичні рекомендації з уран-свинцевого, рубідій-стронцієвого та самарій-неодинового ізотопного датування геологічних об'єктів при ГРР. – К. : УкрДГРІ, 2008. – 77 с.

45. *Граммаков А.Г.* Методы поисков урановых месторождений / А.Г. Граммаков, А.И. Зубрев, А.И. Никонов, Д.Я. Перельман и др. – М. : Недра, 1969. – 392 с.

46. Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97). Державні гігієнічні нормативи. – К. : Відділ поліграфії українського центру держсанепіднагляду МОЗ України, 1997. – 121 с.

47. *Звольский С.Т.* Разработка новых модификаций ядерно-геофизических методов определения петрофизических и нейтроннопоглощающих свойств горных пород / С.Т. Звольский, В.В. Кулик, М.С. Бондаренко, В.В. Кармазенко // Геофиз. журн. – 27, № 4. – 2005. – С. 563–577.

48. Основные проблемы радоновой безопасности / Кол. авторов. – К. : УНТЦ, 2005. – 351 с.

49. *Пшеничный Г.А.* Взаимодействие излучений с веществом и моделирование задач ядерной геофизики / Г.А. Пшеничный. – М. : Недра, 1982.

50. *Резванов Р.А.* Радиоактивные и другие неэлектрические методы исследования скважин / Р.А. Резванов. – М. : Недра, 1982.

51. Рентгенорадиометрический метод при поисках и разведке рудных месторождений / под ред. А.П. Очкура. – Л., 1985.

52. Скважинная ядерная геофизика : Справочник геофизика; под ред. О.Л. Кузнецова, А.Л. Поляченко. – М. : Недра, 1990. – 318 с.
53. *Толстой М.И.* Основы геофізики / М.И. Толстой, А.П. Гожик, М.В. Рева та ін. – К. : ВПЦ "Київський університет", 2006. – 446 с.
54. *Филиппов Е.М.* Нейтрон-нейтронный и нейтронный гамма-методы в рудной геофизике / Е.М. Филиппов, Б.С. Вахтин, А.В. Новоселов. – Новосибирск : Наука, 1972. – 347 с.
55. *Хайкович И.М.* Опробование радиоактивных руд по гамма-излучению / И.М. Хайкович, В.Л. Шашкин. – М. : Энергоатомиздат, 1982. – 160 с.
56. *Алексеев Ф.А.* Ядерная геофизика при исследованиях нефтяных месторождений / Ф.А. Алексеев, И.В. Головацкая, Ю.А. Гулин и др. – М. : Недра, 1978. – 359 с.
57. *Якубович А.Л.* Ядерно-физические методы анализа минерального сырья / А.Л. Якубович, Е.И. Зайцев, Е.М. Пржиялковский. – М. : Атомиздат, 1973. – 392 с.

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

абсолютний вік	258, 579	геотермічний градієнт	542
автомобільна гамма-зйомка	6, 277	геотермія	531
авторадіометричний		гранично допустимі	
сепаратор	514, 515	концентрації	318, 334
аерогамма-метод	278	грей	56, 58, 313, 315
активаційний аналіз	394, 469	джерела випромінювання	339
активація	394, 486, 491	джоуль	313
актинон	16, 39, 292, 563	доза випромінювання	55
актиноурановий ряд	33	еквівалентна доза	57, 334
альфа-випромінювання	339	екорадіометрія	16
альфа-розпад	22, 23	експозиційна доза	56
амплітудний дискримінатор	185	електромагнітна взаємодія	60, 130
аномалії екранування	299	електрон-вольт	313, 402
аномалії еманування	299	електронне захоплення	25, 26
багата руда	509	електронні переходи	375
берилієвий метод	9, 587, 588	еманаційний метод	16, 269, 294
бета-розпад	23, 25, 61, 341, 343, 474, 567	енергія зв'язку електронів	375
вибійне опробування	495	енергія іоноутворення	130
газовий розряд	162, 165	еталонний графік	412, 444
газорозрядний детектор	162	ефект Комптона	61, 67
гальмівне випромінювання	72, 91, 92	ефект Мессбауера	4, 18, 123, 125, 159, 408, 411, 416
гамма-гамма-метод	7, 356	ефективний переріз	63, 108, 138
гамма-абсорбційні сепаратори	516	закон радіоактивного	
гамма-активаційний метод	18	накопичення	46
гамма-випромінювання	25	закон радіоактивного розпаду	45
гамма-гамма-каротаж	498, 528, 600	закон радіоактивної рівноваги	49
гамма-гамма-метод	7, 17, 337, 366, 371, 372, 373, 600	закон Фур'є	542
гамма-нейтронний метод	18	зіверт	315
гамма-нейтронний метод	417, 420, 426, 427	ізомерний зсув	413, 414, 415, 416
гамма-спектр	273	ізомерні переходи	26
гамма-спектрометр	283	ізохрони	572, 573, 574, 576, 577, 592
гелієвий метод	9, 563	імпульсний нейтронний	
гелій	564	гамма-метод	463
генератор нейтронів	463	індивідуальні дозиметри	164
геоенергетика	531	інтенсивність випромінювання	55, 190, 192, 216, 476

іонієвий метод	9, 582, 584	нейтронні вологоміри	432
іонізаційна камера	164	нейтронні генератори	352
іонізаційне гальмування	61	нейтронно-активаційна зйомка	478, 482, 492, 493
іонізаційний метод	4, 161	нейтронно-активаційна зйомка	8
іонізаційні втрати енергії	87, 88	нейтронно-активаційний метод	18, 485
іонізація	69, 70, 71, 164, 172, 310, 314	непружне розсіяння	70, 133, 148, 159, 397, 454
іонізуюче випромінювання	67	НРБУ-97	315, 316, 323, 324, 602
іоній-протактинієвий метод	9, 584	об'ємна активність	52, 293
калій	245, 270, 533, 538, 539, 540, 567, 569, 570, 571, 597	одиниці активності	51
калій-аргоновий метод	9, 567, 569	одиниці дози	51
кінетичне рівняння Больцмана	198	оператор Лапласа	208, 236
когерентне розсіяння	67, 105	переріз взаємодії	4, 66, 125, 204
коефіцієнт дифузії	151, 225, 226, 293, 359	період піврозпаду	242, 343, 351, 396, 474, 486, 532, 560, 567, 570, 576, 577, 582, 586, 588, 596
коефіцієнт еманування	293	питома активність	52
коефіцієнт теплопровідності	542	питома іонізація	64
кристал-аналізатор	379	пішохідний гамма-метод	275
критична енергія	89	плутоній	340, 351, 595
кулонівське розсіяння	61	поверхнева активність	52
літогеохімічні методи	6, 300	повний коефіцієнт ослаблення	128
лічильником Гейгера–Мюллера	165	поглинена доза	55, 56, 57, 313, 314
лютецій-гафнієвий метод	9, 577	позабалансова руда	502
макроскопічні перерізи	150, 197	поріг реакцій	141
метастабільний стан	122	постійна Планка	23, 102, 123
метод ядерного		постійна Ридберга	376
гамма-резонансу	401	потенціал іонізації	61, 73, 88, 164, 165
методи ядерної геофізики	13, 15, 311, 452	потужність еквівалентної дози	58
мюон	154, 155	потужність експозиційної дози	58
напівпровідникові детектори	172, 190, 296, 375, 386, 489	потужністю поглиненої дози	58
нейтрино	4, 24, 25, 61, 154, 155, 156, 157, 158, 341	правило зміщення або зсуву	50
нейтрон	7, 17, 18, 21, 24, 25, 134, 137, 141, 146, 147, 150, 208, 337, 349, 352, 418, 429, 430, 431, 435, 436, 438, 442, 444, 446, 450, 451, 452, 453	пропорційний лічильник	165
нейтрон-нейтронний метод	7, 17, 18, 337, 429, 436, 446, 450, 452	протон	21
нейтронний гамма-метод	18, 455	пружне розсіяння	67, 70, 133, 146, 349, 350
		рад	56, 58, 91, 313, 315
		радіаційна довжина	90
		радіаційна товщина	90
		радіаційне гальмування	61

радіаційне захоплення 132, 136, 454, 455, 469
 радіаційні втрати енергії 87
 радіоактивні еманції 292
 радіоактивність 3, 13, 18, 21, 22, 24, 29, 43, 52, 53, 58, 59, 130, 188, 232, 244, 245, 269, 283, 286, 328, 331, 395, 398, 470, 531, 579
 радіобіогеохімічна зйомка 305
 радіовуглецевий метод 9, 578, 581
 радіогенне тепло 530, 537, 545, 551
 радіогідрогеохімічний метод 303
 радіоекологічне обстеження 6, 323
 радіоекологічні дослідження 6, 310, 327
 радіометр 182, 185, 186, 439, 509, 513, 514, 515, 516, 517, 519, 523, 524, 525
 радіометри-дозиметри 182, 186
 радіометрична документація 6, 285
 радіометрична зйомка 269
 радіометрична контрольна станція 506
 радіометрична сепарація 8, 501, 504, 513
 радіометричне збагачення руд 501
 радіометричне опробування 6, 269, 285, 286, 290, 292, 325, 326
 радіометричні методи 15
 радіонукліди 30, 41, 58, 59, 323, 328, 347, 469, 472, 578
 радіонуклідні джерела 340, 343, 345, 347, 350, 351
 радон 16, 27, 39, 43, 228, 292, 295, 304, 312, 320, 327, 329, 330, 332
 радононебезпека території 332
 реакції поділу 132, 143, 144
 реній-осмієвий метод 9, 576
 рентген 313
 рентгенівське випромінювання 346, 347, 379

рентгеноабсорбційний аналіз 375
 рентгенорадіометрична зйомка 387
 рентгенорадіометрична контрольна станція 507
 рентгенорадіометричне опробування 389
 рентгенорадіометричний каротаж 498, 528
 рентгенорадіометричний метод 393
 рентгенофлуоресцентний аналіз 374
 рівняння дифузії 209, 231, 359
 рубідій-стронцієвий метод 9, 570
 рудосортувальний контрольний пункт 502, 512
 рядова руда 502, 503
 самарій-неодимовий метод 9, 574, 575
 свинцевий метод 9, 558
 середній час життя нейтронів 430, 431
 синхротронне випромінювання 95
 слабка взаємодія 61
 спектр гамма-випромінювання 138
 спектр резонансного розсіяння 407
 спектри ЯГР 408
 спектрометри 182, 187, 188, 190, 277, 458, 475, 491
 спосіб спектральних відношень 385, 512
 стала розпаду 45
 схеми розпаду 405
 скінтилятори 176, 177, 194, 277
 скінтиляційний детектор 175, 195
 теплопровідність 542, 543, 546, 550
 техніка безпеки 6, 318
 товарне опробування 508
 торієвий ряд 37
 торій 5, 242, 244, 245, 247, 249, 256, 270, 539, 540, 585
 торон 16, 39, 292, 328, 563
 тритієвий метод 9, 586, 587

уран	5, 41, 242, 243, 244, 245, 247, 248, 254, 255, 257, 258, 262, 270, 276, 282, 285, 300, 302, 304, 305, 307, 308, 309, 312, 462, 539, 541, 562, 563, 569, 582, 583, 597, 602	фотоелектронний помножувач	175
уранове співвідношення	539, 540	фотоефект	4, 26, 61, 67, 102, 105, 109, 120, 376, 417
урановий ряд	30	фотонейтронний ефект	121
уранометрична зйомка	308	фотонейтронні сепаратори	519
утворення		функція Бесселя	234, 237, 238
електронно-позитронних пар	61, 67, 105, 120, 456	характеристичне випромінювання	68, 71, 383, 507, 517
фізико-технічні джерела	338, 343, 355	хондрити	538
фільтри Роса	379	черенковське випромінювання	95, 96
фон	5, 191, 192, 193, 281, 288, 298, 299, 301, 302, 307, 308, 324, 327, 372, 381, 408, 427	число Авогадро	52, 74, 90, 102, 203, 213, 357, 362, 457, 471, 476
формула Фермі	207	ядерна (сильна) взаємодія	60
фотографічний метод	5, 179, 180	ядерна геохронологія	9, 552, 553
		ядерний синтез	594, 596, 597
		ядерні реакції	67, 70, 87, 137, 158, 349, 350, 352, 355, 394, 399, 452
		ядерно-геофізичний контроль	500

Навчальне видання

ВИЖВА Сергій Андрійович
ОНИЩУК Іван Іванович
ЧЕРНЯЄВ Олександр Петрович

ЯДЕРНА ГЕОФІЗИКА

Підручник

Редактор Л. Воронцова

Оригінал-макет виготовлено Видавничо-поліграфічним центром "Київський університет"
Виконавець В. Гаркуша



Формат 60х84^{1/16}. Ум. друк. арк. 35,34. Наклад 500. Зам. № 212-6134.
Гарнітура Times. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № Гл9.
Підписано до друку 28.08.12

Видавець і виготовлювач
Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет"
01601, Київ, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43
☎ (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; тел./факс (38044) 239 31 28
e-mail: vpc_div.chief@univ.kiev.ua
<http://vpc.univ.kiev.ua>
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02