

Документ подписан простой электронной подписью
Информация о владельце:
ФИО: Локтионова Оксана Геннадьевна
Должность: проректор по учебной работе
Дата подписания: 24.09.2024 23:08:23
Уникальный программный ключ:
0b817ca911e6668abb13a5d426d39e5f1c11eabbf73e94

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Юго-Западный государственный университет» (ЮЗГУ)

Кафедра космического приборостроения и систем связи

УТВЕРЖДАЮ

Проректор по учебной работе

О. Г. Локтионова

«17» 09

2024 г.



**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РЕГИСТРАЦИИ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

Курск 2024

УДК 678.029.983(075.8)

Составитель: Бондарь О.Г., В.Э. Дрейзин

Рецензент

Кандидат технических наук, доцент кафедры космического приборостроения
и систем связи *Е. О. Брежнева*

Физические основы регистрации ионизирующих излучений: методические указания к практическим занятиям / Юго-Западный гос. ун-т; сост. О.Г. Бондарь, В.Э. Дрейзин – Курск, 2024. – 99 с.: – ил. 13, табл. 20. Библиогр.: с. 98.

Методические указания к практическим занятиям содержат сведения об ионизирующих излучениях, их характеристиках, процессах взаимодействия со средой, способах регистрации, методические рекомендации по решению практических задач, варианты заданий и контрольные вопросы.

Методические указания соответствуют рабочей программе дисциплины «Физические основы регистрации ионизирующих излучений».

Методические указания предназначены для студентов, обучающихся по направлению 11.03.03 – Конструирование и технология электронных средств (бакалавриат).

Текст печатается в авторской редакции

Подписано в печать 17.09.24. Формат 60x84 1/16.

Усл. печ. л. 5,75. Уч.-изд. л. 5,21 Тираж 100 экз. Заказ 953 Бесплатно

Юго-Западный государственный университет.

305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94

СОДЕРЖАНИЕ

1. Физические величины и их единицы в области радиационных измерений и дозиметрии.....	5
1.1 Основные понятия и определения.....	5
1.2 Вопросы для самопроверки	13
1.3 Темы для подготовки доклада	14
2. Общие характеристики источников излучений, радиоизотопные источники гамма- и бета-излучения.....	15
2.1 Общие характеристики источников излучения	15
2.2 Радиоизотопные источники гамма-излучения.....	16
2.3 Радиоизотопные источники бета-излучения.....	24
2.4 Вопросы для самопроверки	28
2.5 Темы для подготовки докладов	28
3. Радиоизотопные источники альфа- и нейтронного излучения. Ядерные реакторы как источники ионизирующих излучений.....	29
3.1 Радиоизотопные источники альфа-излучения	29
3.3 Ядерные реакторы как источники ионизирующих излучений	41
3.4 Вопросы для самопроверки	45
3.5 Темы для подготовки докладов	46
4. Неорганические монокристаллические сцинтилляторы. органические и газообразные сцинтилляторы	47
4.1 Неорганические монокристаллические сцинтилляторы.....	47
4.2 Органические сцинтилляторы	53
4.4 Вопросы для самопроверки	58
4.5 Темы для подготовки докладов	59
5. Сцинтилляторы, применяемые для регистрации нейтронного излучения	60
5.1 Сцинтилляторы, применяемые для регистрации нейтронного излучения	60
5.2 Вопросы для самопроверки	63
5.3 Темы для подготовки докладов	64
6. Методы визуальной регистрации траекторий ядерных частиц.....	65
6.1 Фотографические методы	65
6.2 Камеры Вильсона.....	67
6.3 Диффузионные камеры	68
6.4 Пузырьковые камеры.....	70
6.5 Твердотельные трековые детекторы.....	72

6.6 Вопросы для самопроверки	72
7. Люминесцентные методы регистрации ионизирующих излучений.....	74
7.1 Физические основы люминесцентных методов регистрации ионизирующих излучений	74
7.2 Термолюминесцентные детекторы	75
7.3 Фото- и радиофотолюминесцентные детекторы	76
7.4 Вопросы для самопроверки	78
7.5 Темы для подготовки докладов	78
8. Времяпролётные установки нейтронной спектроскопии	79
8.1 Особенности реализации и функционирования	79
8.2 Вопросы для самопроверки	86
8.3 Темы для подготовки докладов	87
9. Активационный метод спектрометрии нейтронного излучения	89
9.1 Краткие сведения об активационном методе нейтронной спектрометрии	89
9.2 Физические процессы активации индикаторов в нейтронных полях	90
9.3 Индикаторы и стандартные наборы индикаторов.....	94
9.4 Вопросы для самопроверки	97
9.5 Темы для подготовки докладов	98
Литература	98

1. Физические величины и их единицы в области радиационных измерений и дозиметрии

1.1 Основные понятия и определения

Количественной характеристикой *активности* радиоактивного нуклида в системе единиц СИ является активность нуклида, в котором за 1 с происходит один акт распада. Эта единица называется *беккерель*, условное обозначение – Бк, размерность – с^{-1} . Поскольку беккерель – очень малая единица, то широко используется внесистемная единица – кюри, условное обозначение Ки. $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Отношение активности радионуклида в источнике к массе или объёму этого источника называется *удельной активностью источника* и обозначается соответственно A_m или A_v для объёмных источников, A_s – для поверхностных источников и A_L – для линейных источников.

Массу m (в граммах) радиоактивного нуклида активностью A (в беккерелях) без учёта массы неактивного носителя можно рассчитать по формуле:

$$m = aMT_{1/2}A, \quad (1)$$

где M – атомная масса радионуклида;

$T_{1/2}$ – период полураспада;

a – константа, зависящая от единиц, в которых выражается $T_{1/2}$ (см. табл. 1.1).

И наоборот, активность A (в беккерелях) радионуклида массой m (в граммах) без учёта массы неактивного носителя рассчитывается по формуле

$$A = bm/(MT_{1/2}), \quad (2)$$

где b – константа, зависящая от единиц, в которых выражается $T_{1/2}$ (см. табл. 1).

Таблица 1. Константы для формул (1) и (2)

Константа	$T_{1/2}$ выражена в				
	секундах	Минутах	Часах	сутках	годах
a	$2,4 \cdot 10^{-24}$	$1,44 \cdot 10^{-22}$	$8,62 \cdot 10^{-21}$	$2,07 \cdot 10^{-19}$	$7,56 \cdot 10^{-17}$
b	$4,17 \cdot 10^{23}$	$6,94 \cdot 10^{21}$	$1,16 \cdot 10^{20}$	$4,83 \cdot 10^{18}$	$1,32 \cdot 10^{16}$

Исчерпывающая информация о поле частиц задаётся распределением частиц во времени, в пространстве и по энергии. Иными словами, для полно-

го представления о поле излучения необходимо указать, сколько частиц, с какой энергией и в каком направлении приходит в любую точку области пространства в каждый момент времени.

Количественными характеристиками излучений являются флюенс, поток частиц, плотность потока частиц, ток частиц, плотность тока частиц и интенсивность излучения.

Согласно определению Международной электротехнической комиссии (МЭК) *флюенс – есть частное от деления числа частиц dN , входящих в элементарную сферу с площадью центрального сечения dS , на величину dS :*

$$\Phi = \frac{dN}{dS}. \quad (3)$$

Здесь подразумевается, что направления движения частиц, попадающих в элементарную сферу, могут быть различными, а значит, положение центрального сечения этой сферы не является фиксированным, поскольку для каждого направления движения частицы будет своё положение центрального сечения этой сферы, перпендикулярное направлению скорости этой частицы. Лишь для мононаправленного потока частиц положение сечения элементарной сферы окажется фиксированным и перпендикулярным направлению вектора скорости движения частиц.

Единицей измерения флюенса в системе СИ является м^{-2} или см^{-2} .

Поток частиц F – есть отношение числа ионизирующих частиц dN , проходящих через заданную поверхность за интервал времени dt , к этому интервалу:

$$F = \frac{dN}{dt}. \quad (4)$$

Единицей измерения потока излучения является с^{-1} .

Плотность потока частиц $\varphi(r)$ в точке r есть число частиц, проникающих за единицу времени в объём элементарной сферы, расположенной с центром в точке r , отнесённое к площади проекции dS этой сферы:

$$\varphi(r) = \frac{dF}{dS} = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d^2N}{dSdt}. \quad (5)$$

Из математической записи плотности потока следует её тесная связь с потоком и флюенсом. Плотность потока представляет собой производную от потока по площади проекции элементарной сферы, для которой он определён, или же производную от флюенса через эту сферу по времени.

Размерность единицы плотности потока частиц в системе СИ: $\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$.

Учитывая, что на практике часто необходимо определять количество частиц, проходящих через площадку, произвольным образом ориентированную относительно направления распространения частиц (например, через площадку, расположенную на границе объёмного источника или на поверхности облучаемого объекта), вместо потоковых характеристик более удобно использовать токовые характеристики.

Плотность скалярного тока частиц $J_{\mathbf{k}}(r, \Omega)$ через элементарную площадку dS , расположенную перпендикулярно вектору \mathbf{k} , не совпадающему с направлением распространения частиц, определяемым телесным углом Ω , равна числу частиц, пересекающих эту площадку за единицу времени.

На рисунке 1 поясняется различие между этими определениями.

Очевидно, что плотность скалярного тока частиц представляет собой проекцию вектора потока частиц в данной точке на направление вектора \mathbf{k} . Понятно, что измеряется она в тех же единицах, что и плотность потока.

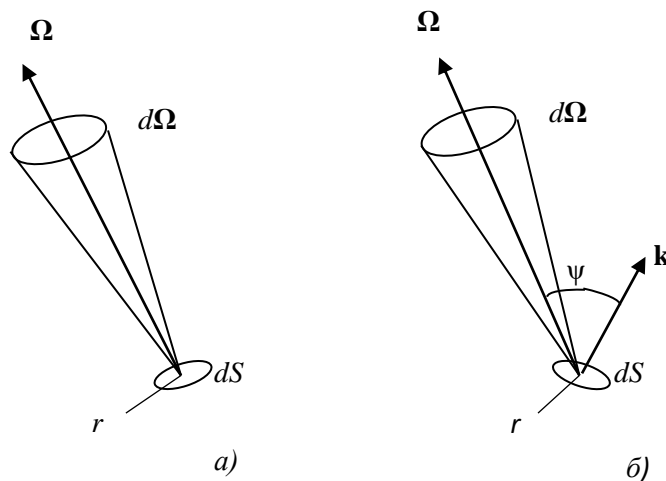


Рис. 1. К определению понятий плотности потока частиц (а) и плотности скалярного тока частиц (б)

Поток частиц Φ_S и скалярный ток частиц J_S за время T через площадку S определяется интегрированием соответственно плотности потока и плотности скалярного тока частиц через данную площадку по поверхности данной площадки и по времени:

$$F_{St} = \oint^S \varphi(S) \int_0^T \varphi(t) dt ; \quad (6)$$

$$J_{St} = \oint^S J(S) \int_0^T J(t) dt . \quad (7)$$

Если нас интересует не поток частиц, а поток энергии этих частиц, то она определяется пространственным и энергетически-угловым распределе-

нием плотности потока энергии частиц: $I(r, E, \Omega) = E\varphi(r, \Omega)$. Она характеризуется *интенсивностью излучения*. Для расчёта интенсивности излучения необходимо знать не только его плотность, но и энергетический спектр $\varphi(E)$:

$$I = \int \varphi(E)dE \quad . \quad (8)$$

Для изотропного равномерного поля излучения *интенсивность излучения* $I(r)$ – это количество энергии, переносимое за единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно к скорости частиц. В системе СИ единицей измерения интенсивности излучения является Дж/(м²·с). Однако при расчётах и измерениях радиационных излучений чаще пользуются внесистемной единицей МэВ/(м²·с) или эВ/(см²·с).

Интенсивность моноэнергетического изотропного излучения равна

$$I = \varphi E \quad . \quad (9)$$

По пространственно-временной энергетически-угловой плотности потока частиц $\varphi(r, t, E, \Omega)$ можно рассчитать для любой точки пространства и любого момента времени любую дозиметрическую характеристику поля излучения. Эти характеристики принято делить на два класса: *базисные величины*, определяемые в исходном поле, свободном от каких-либо возмущений, и *фантомные величины*, учитывающие возмущения, вносимые в исходное поле фантомом, имитирующем тело человека (или другие объекты).

Базисные величины относятся к элементарному объёму в точке определения данной дозиметрической величины и определяются только характеристиками исходного радиационного поля. Фантомные величины относятся к заданной точке детектирования внутри фантома или на его поверхности и определяются не только характеристиками исходного поля, но и всеми параметрами фантома (геометрия, размеры, состав).

Основной физической величиной, определяющей степень радиационного воздействия, является поглощённая доза ионизирующего излучения.

Поглощённая доза ионизирующего излучения D есть отношение средней энергии dW , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объёме к массе dm этого вещества в данном объёме:

$$D = \frac{\overline{dW}}{dm} \quad . \quad (10)$$

Единицей поглощённой дозы в системе СИ является *грей* (Гр) равный поглощённой дозе веществом массой в 1 кг, которому передана энергия ионизирующего излучения, равная 1 Дж, т.е. 1 Гр = 1 Дж/кг. Внесистемной

единицей поглощённой дозы является *рад* равный поглощённой дозе веществом массой в 1 г, которому передана энергия ионизирующего излучения, равная 100 эрг. $1 \text{ рад} = 100 \text{ эрг/г} = 0,01 \text{ Гр}$. Здесь следует иметь в виду, что под переданной энергией понимается разность суммарной кинетической энергии ионизирующего излучения, входящего в данный объём потока и суммарной кинетической энергии выходящего из данного объёма потока ионизирующего излучения. Если в рассматриваемом объёме в процессе поглощения ионизирующего излучения происходили превращения ядер или элементарных частиц, то к указанной выше разности следует прибавить разность между суммой всех выделенных энергий и суммой всех затраченных энергий, сопровождающих эти превращения.

Производная поглощённой дозы по времени называется *мощностью поглощённой дозы*. Её размерность: Гр/с или Вт/кг. Мощность поглощённой дозы в 1 Гр/с равна поглощённой дозе стационарного излучения в 1 Гр, полученной за 1 с.

Для фотонного (рентгеновского и гамма-излучения) часто используют другую характеристику – *экспозиционную дозу излучения*. Она представляет собой отношение суммарного заряда dQ всех ионов одного знака, созданных в сухом воздухе, когда все электроны и позитроны, освобождённые фотонами в элементарном объёме воздуха с массой dm , полностью потеряли свою кинетическую энергию в этом объёме воздуха, к массе воздуха в данном объёме dm :

$$X = \frac{dQ}{dm} . \quad (11)$$

Единицей экспозиционной дозы в системе единиц СИ является кулон/кг (Кл/кг). Следовательно, эта единица соответствует такой экспозиционной дозе, при которой все электроны и позитроны, освобождённые фотонами в воздухе массой в 1 кг, образуют в этом объёме воздуха ионы, несущие электрический заряд в 1 Кл каждого знака. Учитывая, что заряд иона равен $1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл, экспозиционной дозе в 1 Кл/кг будет соответствовать образование $1/1,602 \cdot 10^{-19} = 6,24 \cdot 10^{18}$ пар ионов. Если принять среднюю энергию образования одной пары ионов для воздуха равной 33,85 эВ (учитывающую молекулярный состав воздуха), то можно получить энергетический эквивалент единицы экспозиционной дозы, который равен $2,11 \cdot 10^{14}$ МэВ или 33,85 Дж. Это означает, что данное количество энергии будет затрачено на ионизацию 1 кг сухого воздуха, чтобы получить в нём $6,24 \cdot 10^{18}$ пар ионов с суммарным зарядом каждого знака в 1 Кл.

Внесистемной единицей экспозиционной дозы является рентген – Р.

Рентген соответствует экспозиционной дозе фотонного излучения, при прохождении которого через 0,001293 г воздуха создаются ионы, несущие 1 Кл заряда каждого знака. (0,001293 г – это масса 1 см³ сухого воздуха при температуре 0⁰ С и давлении 103,3 кПа). 1 Р = 2,58·10⁻⁴ Кл/кг. Энергетический эквивалент 1 рентгена составляет 7,05 ·10⁴ МэВ или 1,13·10⁻⁸ Дж на 1 см³ воздуха. Экспозиционная доза не учитывает ионизацию, обусловленную тормозным излучением электронов и позитронов, поскольку для воздуха этой величиной можно пренебречь ввиду её малости.

В процессе перехода на систему единиц СИ экспозиционная доза подлежит изъятию из обращения. Это связано с тем, что она была введена только для фотонного излучения с энергией до 3 МэВ, в то время как на практике чаще встречаются смешанные излучения. Кроме того, значения экспозиционной дозы в рентгенах и поглощённой дозы в воздухе в радах различаются лишь в 1,14 раза. Таким образом, сосуществование этих двух характеристик излучения теряет смысл. Здесь она приведена лишь постольку, поскольку в литературе прежних лет издания она использовалась достаточно широко.

Для оценки биологического эффекта воздействия ионизирующего излучения потребовалось введение специальных характеристик количества излучения – *эффективной дозы, мощности эффективной дозы и эквивалентной дозы*.

С 1 сентября 2009 г. в Российской Федерации введены новые нормативно-правовые документы «Нормы радиационной безопасности» (НРБ-99/2009), а с 28 сентября 2010 г. «Основные правила обеспечения радиационной безопасности» (ОСПОРБ-99/2010), являющиеся обязательными для выполнения всеми юридическими лицами, независимо от их подчинённости и форм собственности. В этих документах в качестве основной дозиметрической величины используется эффективная доза *E*, как мера риска возникновения отдалённых последствий облучения всего тела человека и отдельных его органов и тканей с учётом их радиочувствительности. Эффективная доза не может быть непосредственно измерена. Для её метрологического обеспечения введены операционные величины, однозначно определяемые через физические характеристики поля излучения и максимально приближённые к величине, нормируемой в вышеуказанных нормах НРБ-99/2009 в целях ограничения облучения персонала и населения. Устанавливаются следующие операционные величины:

- *амбиентный эквивалент дозы* (амбиентная доза) для контроля поля излучения (радиационной обстановки);
- *индивидуальный эквивалент дозы* для контроля облучения персонала и населения.

Амбиентный эквивалент дозы $H^(d)$* – это доза, которая была бы создана в шаре диаметром 30 см из тканеэквивалентного вещества плотностью 1 г/см³ на глубине d (мм) от поверхности по диаметру, параллельному направлению излучения, в поле излучения, идентичном рассматриваемому по составу, флюенсу и энергетическому распределению, но мононаправленном и однородном. Условия измерения амбиентного эквивалента дозы иллюстрируются рисунке 2.

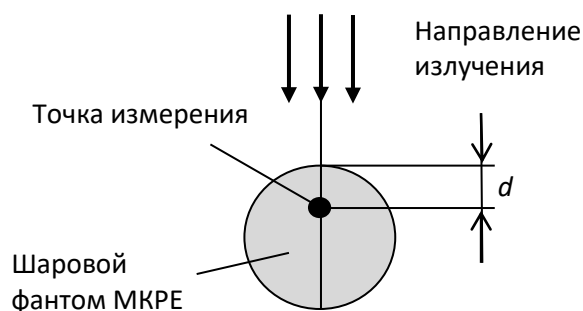


Рис. 2. Условия измерения мощности амбиентного эквивалента дозы

Индивидуальный эквивалент дозы $H_p(d)$ представляет собой эквивалент дозы в мышечной биологической ткани, определяемый на глубине d (мм) под рассматриваемой точкой в теле человека. Для его определения используется плоский фантом (в виде параллелепипеда толщиной d), под которым размещается детектор дозиметра, как показано на рис. 3.

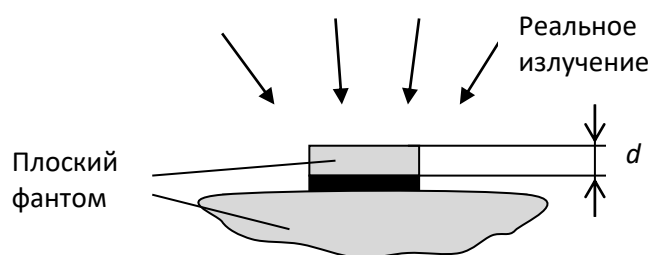


Рис. 3. Условия измерения индивидуальной поглощённой дозы (индивидуального эквивалента дозы)

Если поле излучения содержит несколько видов излучения различных энергий, то эквивалентная доза такого излучения должна определяться как сумма эквивалентных доз от каждой составляющей R этого сложного излучения:

$$H_T = \sum_R w_R D_{TR}, \quad (12)$$

где D_{TR} – средняя поглощённая доза от излучения R в ткани или органе T . Т.к. весовой множитель w_T является безразмерной величиной, то и эквивалентная доза имеет ту же размерность, что и поглощённая доза: Дж/кг, но имеет другое название – *зиверт* (Зв).

На разные органы и ткани ионизирующие излучения влияют неодинаково, т.е. допустимые дозы излучения для разных органов и тканей различны. Эти различия учитываются тканевым весовым множителем w_T . Численные значения этих множителей выбраны такими, чтобы их сумма для всех органов и тканей человеческого тела давала единицу. В этом случае равномерное облучение всего тела по величине соответствующее какой-то эквивалентной дозе для всего тела будет давать ту же эквивалентную дозу и для каждого органа и ткани в отдельности. Числовые значения тканевых весовых множителей для человека представлены в таблице 2.

Эффективная доза E для всего тела представляет собой сумму взвешенных эквивалентных доз во всех тканях и органах:

$$E = \sum_T w_T H_T. \quad (13)$$

Подставляя сюда H_T из (1.12), получаем

$$E = \sum_R w_R \sum_T w_T D_{TR} = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{TR}. \quad (14)$$

Таблица 2. Тканевые весовые множитель для тела человека

Ткань или орган	Тканевой весовой множитель w_T	Ткань или орган	Тканевой весовой множитель w_T
Половые железы	0,20	Молочные железы	0,05
Красный костный мозг	0,12	Печень	0,05
Толстый кишечник	0,12	Пищевод	0,05
Лёгкие	0,12	Щитовидная железа	0,05
Желудок	0,12	Кожа	0,01
Мочевой пузырь	0,05	Поверхность кости	0,01
		Остальные органы	0,05

Единицей мощности эквивалентной дозы является 1 зиверт в секунду (1 Зв/с). Внесистемной единицей эквивалентной дозы является *бэр*. 1 бэр = 0,01 Дж/кг = 0,01 Зв. Внесистемной единицей мощности эквивалентной дозы является 1 бэр/с.

Для оценки воздействия на вещество косвенно ионизирующих излучений (гамма- и нейтронного) используют понятие *керма* (от англ. *kerma – kinetic energy released in material*). Керма (K) представляет собой отношение суммы первоначальных кинетических энергий dW_k всех заряженных ионизирующих частиц, образованных под действием косвенно ионизирующего излучения в элементарном объёме вещества, к массе dm вещества в этом объёме:

$$K = \frac{dW_k}{dm} \quad (15)$$

Единица кермы – грей совпадает с единицей поглощённой дозы. Вне-системной единицей кермы является рад.

Для фотонного излучения радиоизотопных источников (с энергией $E_0 < 3$ МэВ) значение кермы в воздухе может превышать значение поглощённой дозы в воздухе не более, чем на 1 %. Следовательно, для этих условий их можно считать равными.

Керма нейтронного излучения совпадает с поглощённой дозой от вторичных заряженных частиц в условиях их равновесия, которые соблюдаются в биологической защите, благодаря её большой толщине и массе. Для тонких поверхностных слоёв биологической ткани и одежды эти характеристики существенно различаются.

1.2 Вопросы для самопроверки

1. От чего зависит количество электронных оболочек у атома?
2. В каких случаях атом превращается в ион?
3. Какое максимальное количество электронов может находиться в K-й оболочке атомов?
4. Какое максимальное количество электронов может находиться в L-й оболочке атомов?
5. Сколько электронов содержит атом изотопа Рb-206? (порядковый номер свинца в таблице Менделеева 82)
6. На какой из электронных оболочек атома K, L, M, N расположенные на ней электроны имеют наибольшую энергию связи с ядром атома?
7. Из-за чего атомные веса некоторых элементов в таблице Менделеева являются дробными?
8. Какие виды ионизирующего излучения характеризуются высокой проникающей способностью?
9. Что происходит с радиоактивным изотопом при альфа-распаде?
10. Как изменяется порядковый номер элемента в таблице Менделеева при альфа-распаде?
11. Как изменяется массовое число элемента при альфа-распаде?

12. Что происходит при бета-распаде?
13. Что представляют собой бета-частицы?
14. Как изменяется порядковый номер элемента в таблице Менделеева при β -распаде?
15. Как изменяется массовое число элемента при бета-распаде?
16. Что характеризует величина активности радиоактивного источника?
17. В каких единицах измеряется активность источника ионизирующих излучений?
18. Единицами какой физической величины являются беккерель и кюри?
19. Единицами какой физической величины являются грей и рад.
20. Единицами какой физической величины являются зиверт и бэр?

1.3 Темы для подготовки доклада

1. Физическая сущность фантомных величин дозиметрии и способы их определения по результатам измерений.

2. Общие характеристики источников излучений, радиоизотопные источники гамма- и бета-излучения

2.1 Общие характеристики источников излучения

Источником ионизирующего излучения называют объект, содержащий радиоактивный материал, или техническое устройство, испускающее или способное (при определенных условиях) испускать ионизирующее излучение.

Современные ядерно-технические установки обычно представляют собой сложные источники излучений. Например, источниками излучений действующего ядерного реактора, кроме активной зоны, являются система охлаждения, конструкционные материалы, оборудование и др. Поле излучения таких реальных сложных источников обычно представляется как суперпозиция полей излучения отдельных, более элементарных источников.

Любой источник излучения характеризуется: *видом излучения; геометрией источника (формой и размерами); мощностью и её распределением для протяжённых источников; энергетическим спектром; временным распределением излучения; угловым распределением излучения.*

Геометрически источники могут быть *точечными* и *протяжёнными*. Протяжённые источники могут быть *линейными, поверхностными* или *объёмными*.

Физически *точечным* можно считать такой источник, максимальные размеры которого много меньше расстояния до точки детектирования и длины свободного пробега частиц в материале источника (т.е. ослаблением излучения в самом источнике можно пренебречь).

Поперечные размеры *линейных* источников должны быть много меньше расстояния до детектора и длины свободного пробега частиц в материале источника.

Поверхностные источники имеют толщину много меньшую, чем расстояние до точки детектирования и длина свободного пробега частиц в материале источника.

В *объёмном* источнике излучатели распределены в трёхмерном пространстве и размеры источника больше длины свободного пробега частиц в его материале.

Энергетический спектр излучения источников может быть моноэнергетическим, дискретным или непрерывным.

Моноэнергетическим является, например, гамма-излучение ряда нуклидов, испускающих фотоны только одной энергии, таких как ^{54}Mn , ^{137}Cs ,

^{203}Hg , аннигиляционное излучение (энергия излучения определяется массой аннигилирующих частиц) и т.д.

Дискретный спектр имеют альфа-частицы и фотоны большей части радиоактивных нуклидов, излучающих альфа-частицы и электромагнитные кванты.

Непрерывный энергетический спектр характерен для бета-излучения нуклидов, тормозного гамма-излучения (возникающего при бомбардировке вещества потоками электронов и других заряженных частиц), нейтронного излучения при реакциях деления и при реакциях (α , n).

По временному распределению источники разделяют на импульсные, стабильные и нестабильные.

Импульсные источники испускают излучение в течение одного или последовательности интервалов времени, каждый из которых существенно меньше общего времени наблюдения.

Стабильные источники испускают ионизирующие частицы, число которых в единицу времени остаётся стабильным (в определённых пределах) в течение времени наблюдения. У *нестабильных* источников это условие не соблюдается.

2.2 Радиоизотопные источники гамма-излучения

Все ядерные реакции, в результате которых образуются дочерние ядра в возбуждённом состоянии, сопровождаются испусканием гамма-квантов строго определённых энергий. Поэтому все радиоизотопные источники гамма-излучения имеют дискретный энергетический спектр. Непрерывный энергетический спектр характерен лишь для тормозного фотонного излучения (возникающего при бомбардировке вещества потоками высокоэнергичных электронов и других заряженных частиц). Кроме того, во многих практических задачах, когда источник излучения включает в себя множество различных нуклидов, каждый из которых имеет дискретный спектр излучения, в результате их наложения реальный спектр излучения получается практически непрерывным. Примером может служить гамма-излучение реакции деления тяжёлых ядер при бомбардировке их нейтронами, поскольку она может идти по множеству различных путей, результатом которых является образование различных промежуточных и конечных нуклидов и наложение множества дискретных спектров гамма-излучения от этих реакций и даёт в результате практически непрерывный спектр.

Наиболее мощными источниками гамма-излучения (исключая ядерный взрыв) являются ядерные реакторы. При работе ядерного реактора происходит интенсивная бомбардировка нейтронами не только ядерного топлива, но

и оболочек ТВЭЛов, вещества замедлителя нейтронов, теплоносителя, конструктивных элементов реактора, биологической защиты и т.п., в результате чего образуется множество различных радиоактивных изотопов. Поэтому возникает проблема захоронения не только отработанного ядерного топлива, но и многочисленных технологических радиоактивных отходов (ТРО). По длительности периода полураспада их разделяют на короткоживущие (с периодом полураспада до 15 суток) и долгоживущие (с периодом полураспада от десятков суток до миллионов лет).

Гамма-спектры основных короткоживущих радионуклидов в ТРО, образующихся при работе ядерных реакторов, представлены в таблице 1.

Таблица 1 Спектры гамма-излучения некоторых короткоживущих изотопов

Нуклиды	Период полураспада	Энергия при гамма-распаде, МэВ (выход)
I-131	8,04 сут.	0,361 (0,811)
I-132	2,3 час.	0,523 (0,161); 0,630 (0,137); 0,668 (0,987); 0,773 (0,762); 0,954 (0,181)
I-133	20,8 час.	0,530 (0,863)
I-134	52,6 мин.	0,595 (0,114); 0,622 (1,106); 0,847 (0,954); 0,884 (0,652); 1,073 (0,153)
I-135	6,6 час.	1,131 (0,225); 1,260 (0,286)
Br-82	35,3 час.	0,544 (0,706); 0,619 (0,431); 0,698 (0,282); 0,776 (0,833); 0,828 (0,242); 1,044 (0,273); 1,318 (0,269); 1,475 (0,166)
Na-24	15 час.	1,369 (0,99999); 2,754 (0,9986)
Sr-91	9,5 час.	0,749 (0,230); 1,024 (0,325)
La-140	40,22 час.	0,329 (0,205); 0,487 (0,455); 0,816 (0,235); 1,597 (0,955)

В ней в третьем столбце после значений энергии (в мегаэлектрон-вольтах) каждой спектральной линии в скобках показан выход данной реакции при одном распаде. На графике спектра выход каждой реакции будет определять высоту соответствующей спектральной линии. Примеры графиков спектров гамма-распада изотопов с одной и несколькими спектральными линиями представлены на рисунках 1 и 2. Среди них есть весьма простые спектры, состоящие всего из одной или двух моноэнергетических линий, например, спектры изотопов: I-131, I-133, I-135, показанные на рис. 1. Но есть и более сложные, состоящие из пяти и более спектральных линий: I-132, I-134, Br-82, показанные на рис. 2.

Нижняя граница энергий спектров всех, указанных в табл. 1, короткоживущих изотопов составляет 0,329 МэВ (изотоп La-140). Верхняя граница энергий – 2,754 (изотоп Na-24).

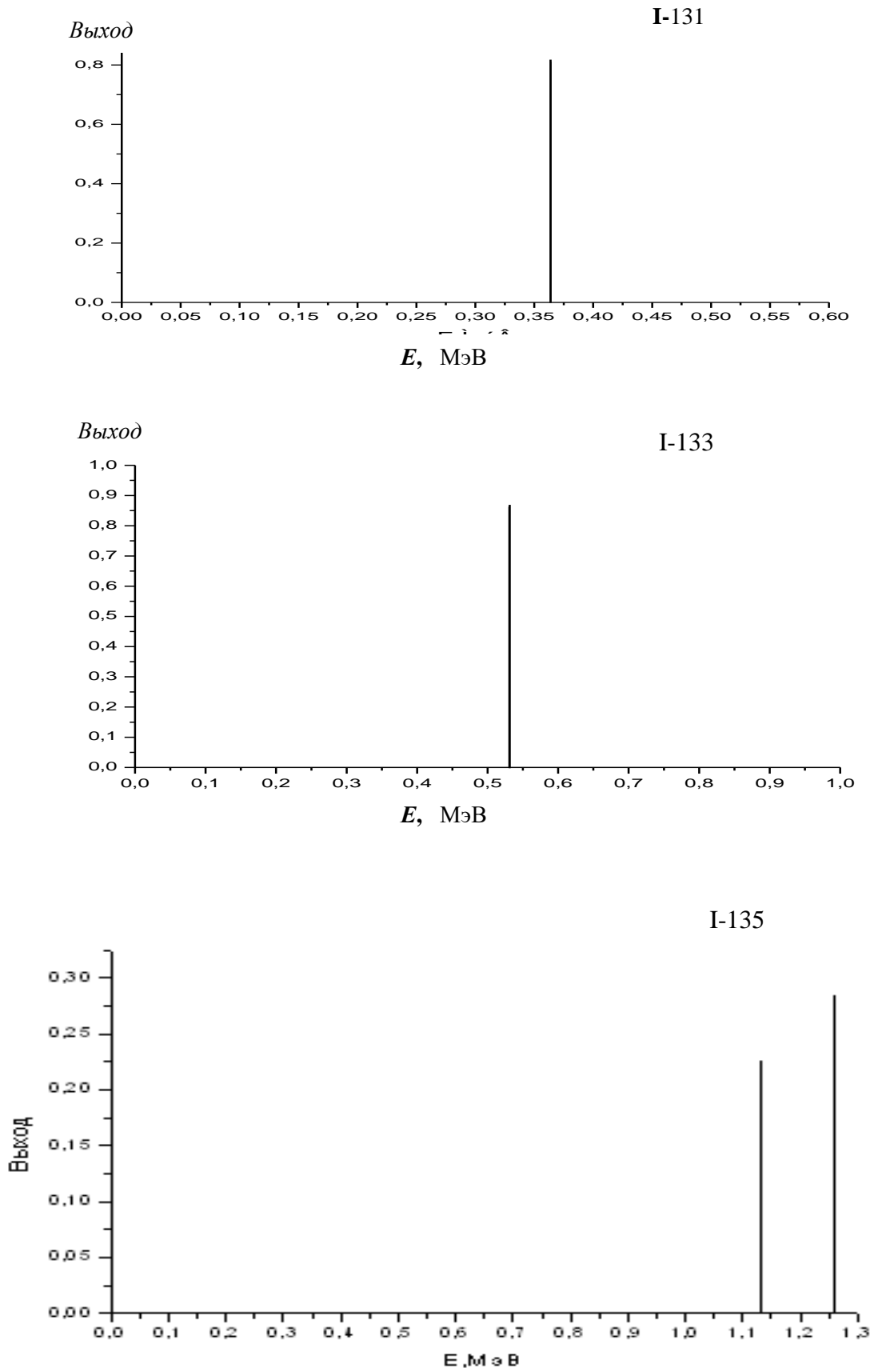


Рис. 1. Графики гамма-спектров изотопов I-131, I-133 и I-135

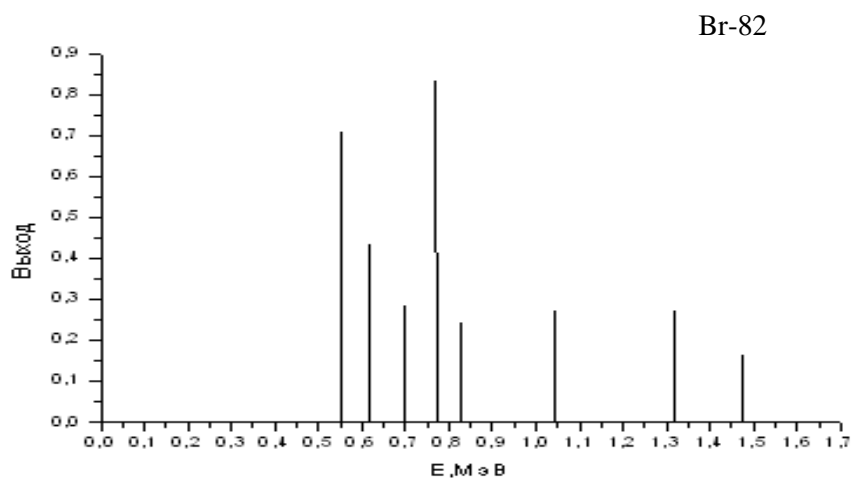
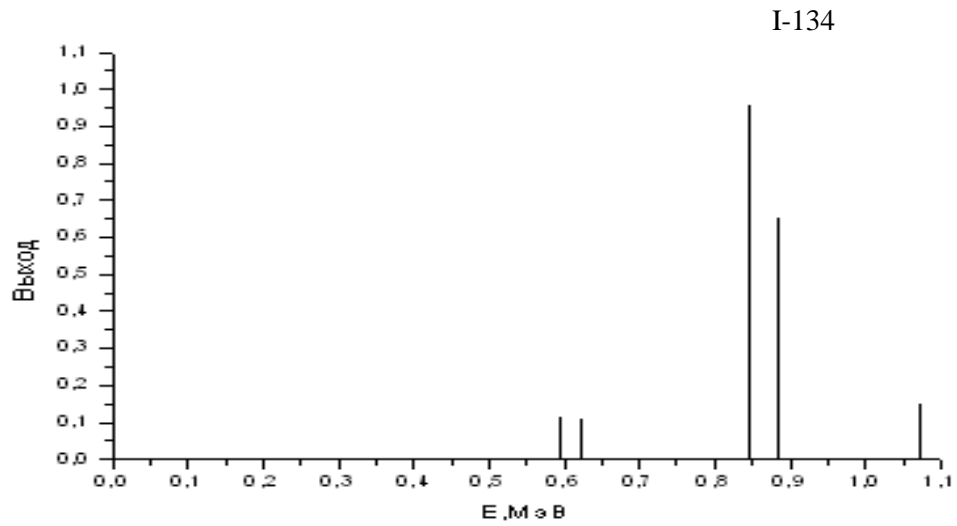
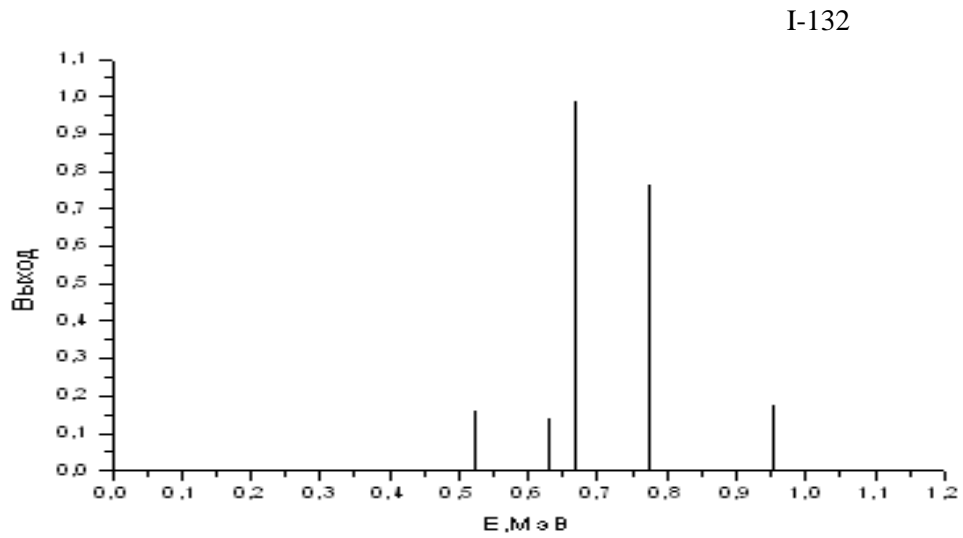


Рис. 2. Графики гамма-спектров изотопов I-132, I-134 и Br-82

Гамма-спектры основных долгоживущих изотопов представлены в таблице 2.

Таблица 2 Гамма-спектры основных долгоживущих изотопов

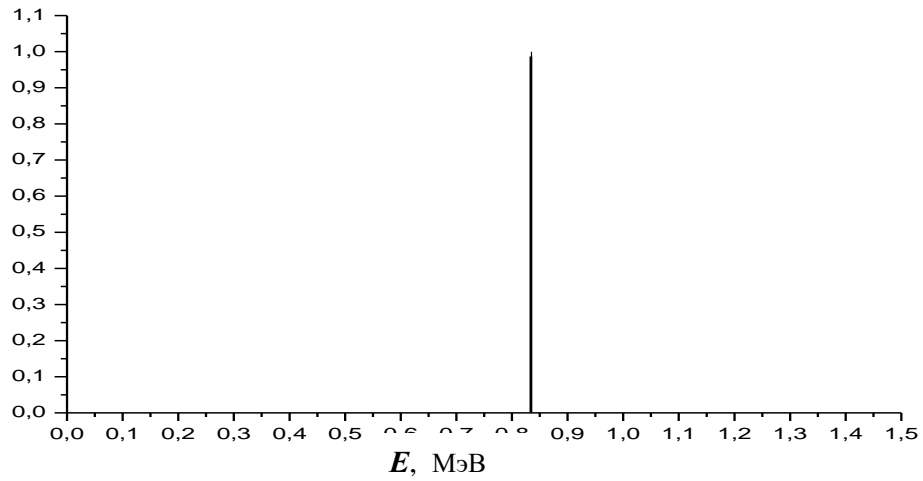
Нуклид	Период полураспада	Энергия при гамма-распаде, МэВ (выход)
Am-241	432,2 лет	0,0139 (0,427); 0,0595 (0,359);
Ba-133	10,5 лет	0,081 (0,033); 0,276 (0,069); 0,303 (0,178); 0,356 (0,605); 0,384 (0,087);
Mn-54	312,7 сут.	0,835 (0,9998)
Nb-95	35,06 сут.	0,7658 (0,998)
Cs-134	2,062 лет	0,563 (0,084); 0,569 (0,154); 0,605 (0,976); 0,796 (0,854); 0,802 (0,087)
Cs-137	30,17 лет	0,6617 (0,9)
Co-58	70,8 сут.	0,511 (0,299); 0,810 (0,994)
Co-60	5,271 лет	1,173 (1,00); 1,333 (1,00)
Zr-95	64,02 сут.	0,724 (0,437); 0,757 (0,553)
Fe-59	44,63 сут.	1,099 (0,565); 1,292 (0,432)
Sb-125	2,77 лет	0,176 (0,069); 0,428 (0,293); 0,463 (0,104); 0,607 (0,050); 0,635 (0,113)

Здесь также имеются изотопы с простыми спектрами, представленными одной или двумя монолиниями (рис. 3, 4) и более сложные (рис. 5).

В практике радиационных измерений широко применяются образцовые источники гамма-излучения, особенно те, которые характеризуются моноэнергетическим излучением. К ним относятся изотопы ^{109}Cd (энергия излучения 0,08803 МэВ, период полураспада 462,6 суток), ^{139}Ce (энергия излучения 0,16584 МэВ, период полураспада 140 суток), ^{113}Sn (энергия излучения 0,2551 МэВ, период полураспада 115,09 суток), ^{137}Cs (энергия излучения 0,6617 МэВ, период полураспада 30,17 лет), ^{55}Mn (энергия излучения 0,835 МэВ, период полураспада 313 суток), ^{65}Zn (энергия излучения 1,11544 МэВ, период полураспада 245 дней), ^{22}Na (энергия излучения 1,2745 МэВ, период полураспада 2,6 года). Правда, нуклид ^{65}Zn можно отнести к моноэнергетическим лишь условно, поскольку при массе источника достаточной для полного замедления выделяющихся при распаде позитронов излучаются ещё аннигиляционные гамма-кванты с энергией 0,511 МэВ, образующиеся при аннигиляции позитронов и электронов.

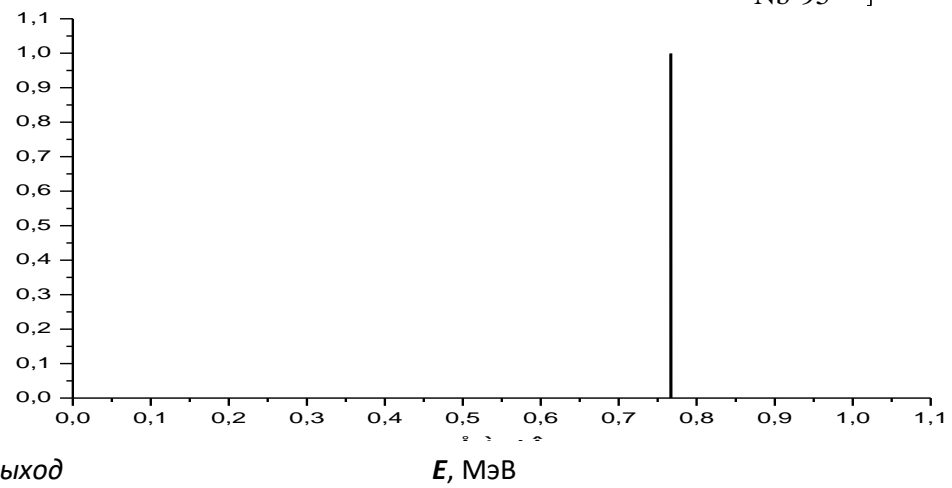
Выход

Mn-54



Выход

Nb-95]



Выход

Cs-137

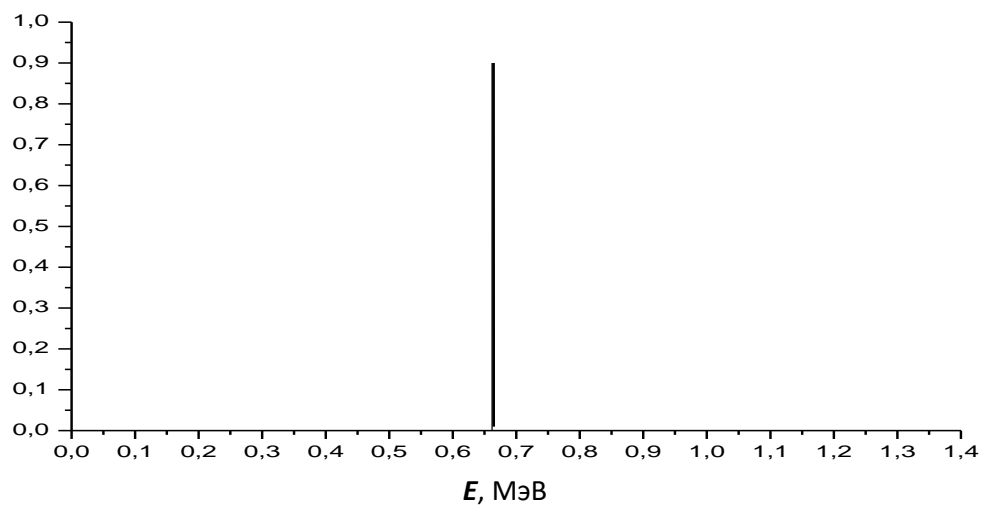


Рис. 3. Графики гамма-спектров изотопов Mn-54, Nb-95 и Cs-137

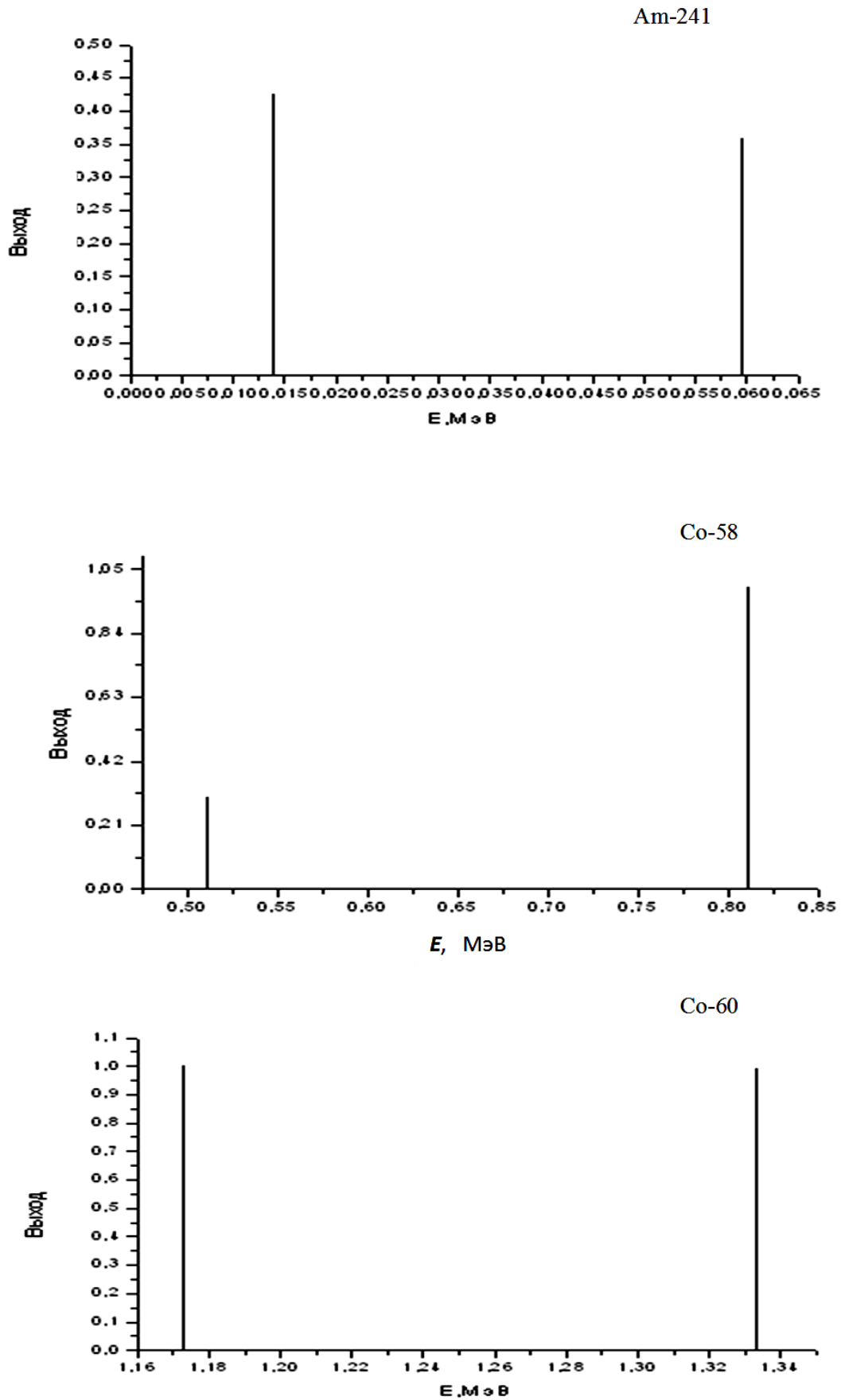


Рис. 4. Графики гамма-спектров изотопов Am-241, Co-58 и Co-60

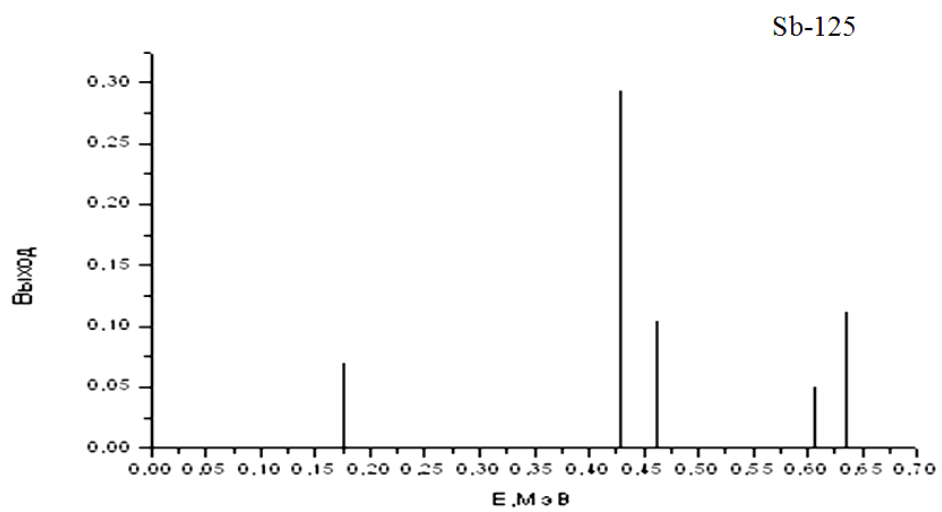
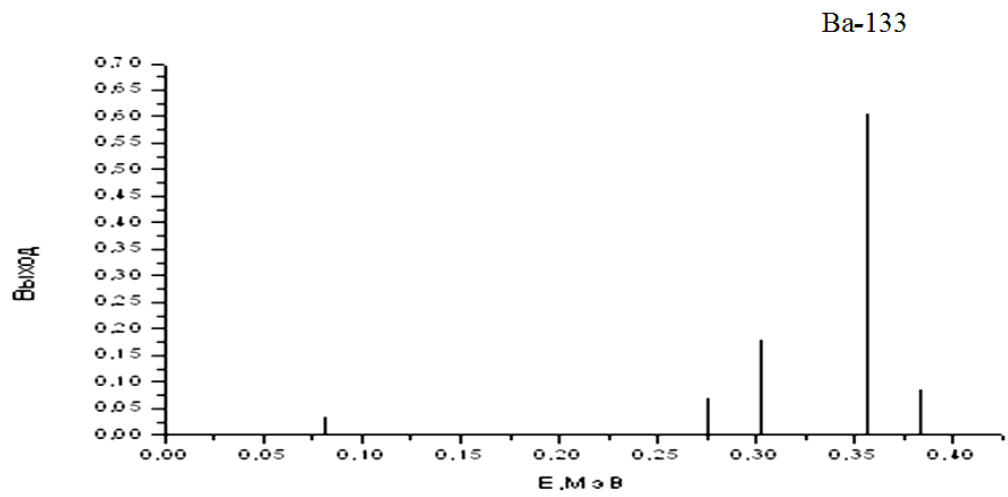
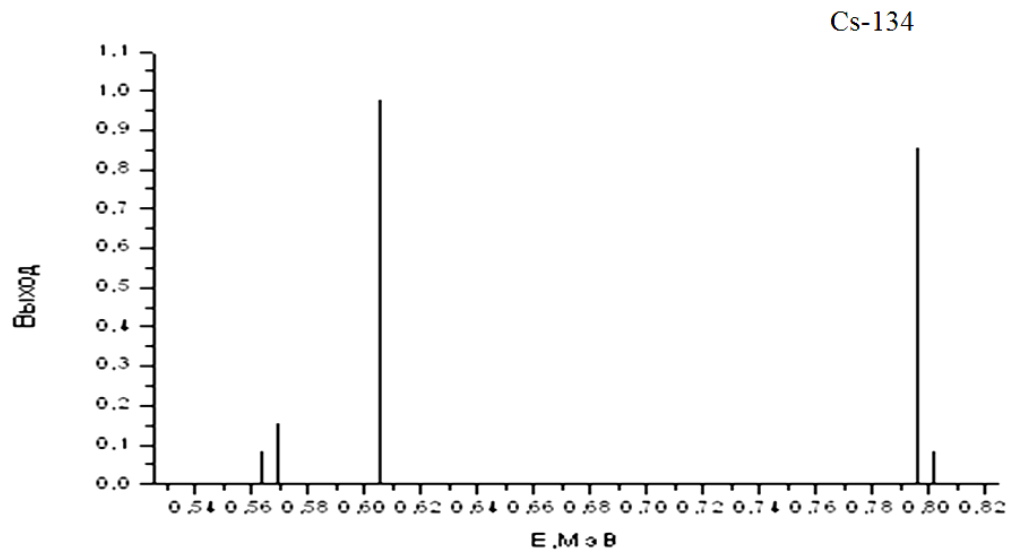


Рис. 5. Графики гамма-спектров изотопов Cs-134, Ba-133 и Sb-125

Но, помимо изотопов с моноэнергетическим гамма-излучением, для получения эталонных источников гамма-излучения с более детальной шкалой энергий применяются также изотопы с двумя и более линиями моноэнергетического излучения. Главным требованием для них является достаточно большой период полураспада. Основные из них представлены в таблице 3.

Таблица 3. Эталонные источники гамма-излучения с несколькими линиями моноэнергетического излучения

Нуклид	$T_{1/2}$	E , МэВ		Нуклид	$T_{1/2}$	E , МэВ			
^{241}Am	458 лет	0,01189		^{207}Bi	30 лет	0,56963			
		0,0139				1,76971			
		^{57}Co		270 дней	0,0178		^{182}Tl	115 дней	0,10010
					0,0208				0,15243
0,05954	0,15639								
0,01436	0,17939								
^{109}Gd	453 дня	0,12197				0,22211			
		0,13633				0,22932			
		0,0221				0,26407			
		0,0250				1,12128			
^{60}Co	5,26 года	0,0877				1,18903			
		1,17323				1,22142			
		1,33248				1,17323			
						0,56963			

Помимо радиационных измерений радиоизотопные источники гамма-излучения широко применяются в медицине для лучевой терапии, в неразрушающем контроле различных материалов и изделий, в радиохимических и биологических исследованиях (метод «меченых атомов») и др.

2.3 Радиоизотопные источники бета-излучения

Неустойчивые изотопы лёгких и средних элементов преимущественно подвержены бета-распаду. Если ядро имеет избыток нейтронов, то один из них испускает β^- -частицу (т.е. электрон) и антинейтрино, превращаясь в протон. При этом порядковый номер изотопа увеличивается на единицу, а массовое число остаётся прежним, т.е. исходный элемент превращается в другой элемент с той же атомной массой. Если же ядро имеет избыток протонов, то происходит β^+ -распад, т.е. один из протонов испускает позитрон (β^+ -частицу) и нейтрино и превращается в нейтрон. При этом порядковый номер изотопа уменьшается на единицу, а массовое число остаётся прежним. Таким образом, при β -распаде мы всегда имеем превращение исходных элементов в соседние по порядковому номеру элементы, но с прежней атомной массой.

Испускаемые при β -распаде электроны и позитроны объединяются в одну группу бета-частиц. Они имеют равные массы и равные по абсолютной величине, но противоположные по знаку электрические заряды, т.е. позитрон является античастицей по отношению к электрону. Энергия, выделяемая при β -распаде, распределяется случайным образом между β -частицей и нейтрино (антинейтрино). Поэтому бета-излучение имеет сплошной спектр, т.е. энергия испускаемых β -частиц имеет непрерывное распределение от нуля до некоторой граничной энергии $E_{\text{макс}}$, определяемой энергией, выделяемой нуклоном при β -распаде. Для различных изотопов она различна, но не превышает 10 МэВ. Энергичные позитроны взаимодействуют с веществом аналогично электронам. Лишь когда позитроны практически полностью потеряют свою энергию, они аннигилируют с электронами, высвобождая энергию в виде гамма-квантов, энергия которых в соответствии с соотношением Эйнштейна равна $E_{\gamma} = 2m_e c^2$, где m_e – масса электрона, c – скорость света в вакууме, что соответствует 1,022 МэВ.

Поскольку β -частицы являются заряженными частицами, то при прохождении через любое вещество они активно взаимодействуют с электронными оболочками атомов этого вещества и быстро теряют свою кинетическую энергию, после чего электроны захватываются атомами, приводя к их ионизации (образуются отрицательные ионы), а позитроны аннигилируют с ближайшими атомными электронами (что также приводит к ионизации этих атомов, образуя положительные ионы) с испусканием гамма-квантов с энергией 1,022 МэВ. Поэтому β -частицы имеют невысокую проникающую способность, что позволяет достаточно легко обеспечить эффективную защиту от прямого β -излучения. Основную опасность представляют β -активные аэрозоли, легко переносимые потоками воздуха и попадающие внутрь организма при дыхании, а также вместе с пылью оседающие на кожных покровах человека.

Поскольку радиоактивные изотопы подавляющего большинства элементов подвержены именно β -распаду, то любой мощный источник ионизирующего излучения (и, особенно, нейтронного излучения) приводит к появлению в окружающем пространстве радиоактивных изотопов тех веществ, которые окружают этот источник, включая и аэрозоли, которые всегда находятся в окружающей воздушной среде во взвешенном состоянии и в ещё большей концентрации в виде осевшей пыли покрывают поверхности всех окружающих предметов. Подавляющее большинство этих вторичных радиоактивных изотопов подвержены именно β -распаду и вместе с пылью различными путями могут попадать внутрь организма, приводя к тяжёлым последствиям. Поэтому защита от радиоактивных аэрозолей и во взвешенном, и в

конденсированном состоянии представляет одну из важнейших задач обеспечения радиационной безопасности.

Для градуировки и испытаний спектрометров и радиометров бета-излучения необходимы образцовые источники β -излучения с известной активностью и средней энергией излучения. Характеристики некоторых наиболее широко используемых образцовых радиоизотопных β -источников приведены в таблице 4. В начале этой таблицы приводятся изотопы, которые имеют только один β -переход, а в конце таблицы приведены изотопы, имеющие по несколько β -переходов.

Таблица 4. Характеристики β -излучения некоторых наиболее широко применяемых радиоактивных нуклидов

Нуклид и дочерний продукт	$T_{1/2}$	Q , кэВ	$E_{\beta i}$, кэВ	$n_{\beta i}$, %	$\bar{E}_{\beta i}$, кэВ/ β - частица	\bar{E}_{β} , кэВ/распад
${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He}$	12,33 года	18,57	18,6	100	5,7	5,7
${}^{14}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N}$	5730 лет	156,47	156,5	100	49,4	49,4
${}^{32}_{15}\text{P} \rightarrow {}^{32}_{16}\text{S}$	14,282 сут	1710,4	1710,4	100	694,5	694,5
${}^{35}_{16}\text{S} \rightarrow {}^{35}_{17}\text{Cl}$	87,5 сут	167,47	167,5	100	48,8	48,8
${}^{63}_{28}\text{Ni} \rightarrow {}^{63}_{29}\text{Cu}$	100,1 лет	65,87	65,9	100	17,1	17,1
${}^{90}_{38}\text{Sr} \rightarrow {}^{90}_{39}\text{Y}$	29,2 года	546	546	100	196,1	196,1
${}^{137}_{55}\text{Cs} \rightarrow {}^{137m}_{56}\text{Ba} \rightarrow$ $\rightarrow {}^{137}_{56}\text{Ba}$	30 лет	1173,2	511,5 1173,2	94,43 5,57	174 272	179,3
${}^{204}_{81}\text{Tl} \rightarrow {}^{204}_{80}\text{Hg}$	3,784 года	763,4	763,4	97,45	244	237,4
${}^{45}_{20}\text{Ca} \rightarrow {}^{45}_{21}\text{Sc}$	163,8 сут	256,9	244,4 256,9	0,0019 99,9981	92 77	77,2
${}^{60}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{60}_{28}\text{Ni}$	55,2709 лет	2823,6	317,8 664,8 1491,1	99,92 0,005 0,08	96 274 624	96,2
${}^{90}_{39}\text{Y} \rightarrow {}^{90}_{40}\text{Zr}$	64,26 ч	2279,2	518,5 2279,2	0,016 99,9885	185 931	930,6

В первой колонке приводится реакция распада, включая дочерний продукт. Если дочерний продукт является стабильным, то он подчёркивается. Во второй колонке – период полураспада $T_{1/2}$; в третьей – разность энергий между основными состояниями материнского и дочернего ядер Q , кэВ. В четвёртой и последующих колонках – данные об энергетическом спектре: $E_{\beta i}$ – граничная частота β -спектра i -го β -перехода, т.е. максимальная энергия

непрерывного спектра i -го β -перехода; $n \beta_i$, % – выход β -частиц i -го β -перехода в процентах; \bar{E}_i – средняя энергия спектра β -излучения i -го β -перехода на 1 β -частицу, кэВ/ β -частица (средняя энергия β -частиц, определяемая по энергетическому спектру β -излучения i -го β -перехода); \bar{E} – средняя энергия спектра β -излучения на 1 распад ядра, кэВ/распад (средняя энергия β -частиц, определяемая по энергетическому спектру β -излучения данного радионуклида).

Графический вид спектров некоторых β -активных нуклидов, из перечисленных в таблице 4, приведен на рисунке 6. Здесь по оси ординат отложены значения спектральной плотности, нормированные на 100 распадов (т.е. число β -частиц, приходящихся на энергетический интервал в 1 кэВ, излучаемых за 100 β -распадов).

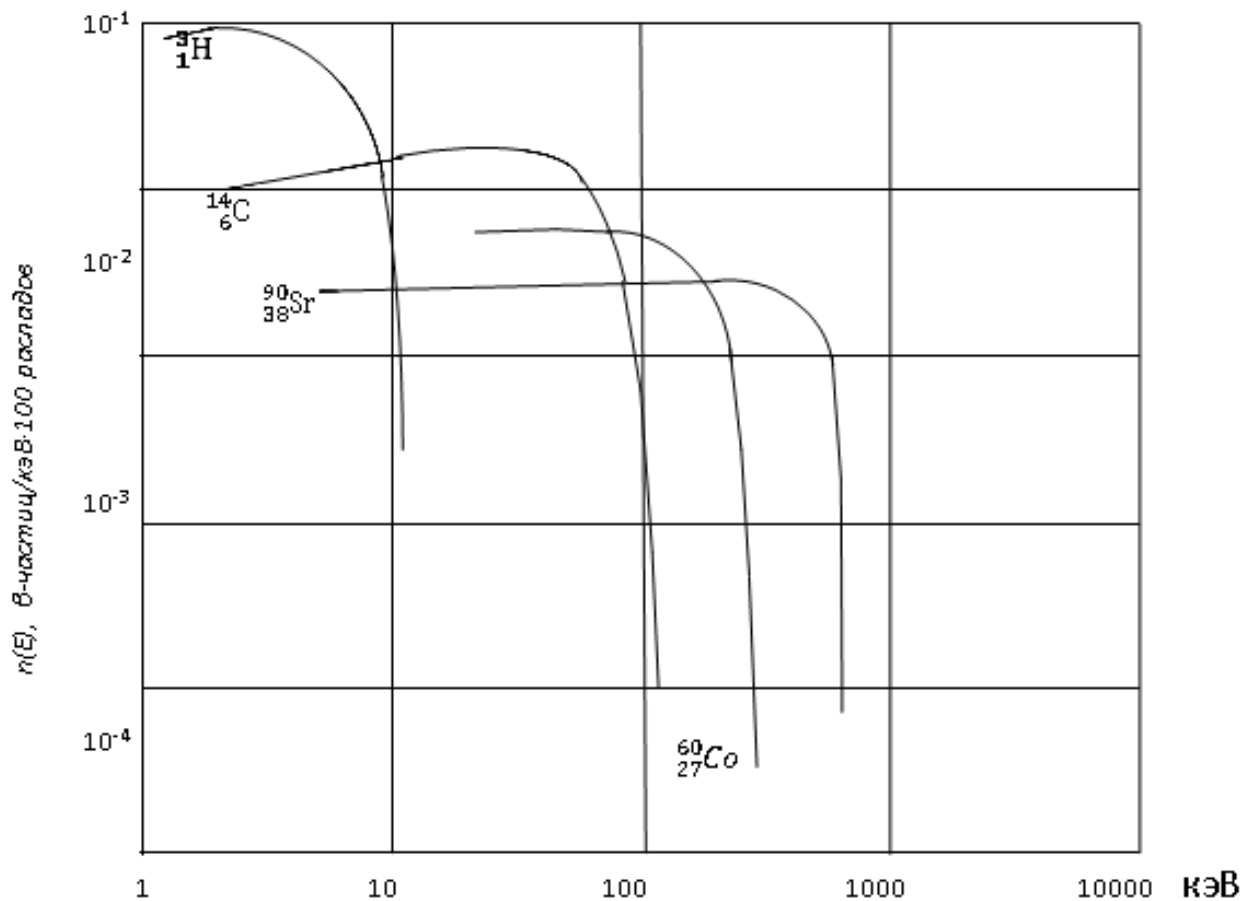


Рис. 6. Энергетические спектры некоторых β -активных нуклидов

2.4 Вопросы для самопроверки

1. Какими характеристиками определяются источники ионизирующих излучений?
2. Как классифицируются источники ионизирующих излучений по геометрическим характеристикам?
3. В каком случае реальный источник излучения можно считать точечным?
4. В каких единицах измеряется активность источника ионизирующих излучений?
5. Для каких видов излучения их энергия зависит от скорости движения частиц?
6. Какие виды и источники ионизирующих излучений характеризуются дискретным энергетическим спектром?
7. Какие виды и источники ионизирующих излучений характеризуются непрерывным энергетическим спектром?
8. Что определяет выход конкретной гамма-линии радиоизотопного источника гамма-излучения?
9. Какие радиоизотопы используются в качестве образцовых источников гамма-излучения?
10. Что представляет собой бета-излучение?
11. Почему бета-излучение радиоизотопных источников имеет непрерывный энергетический спектр?
12. Какими числовыми величинами характеризуется энергетический спектр источников бета-излучения?
13. Чем опасны для человека бета-активные изотопы?

2.5 Темы для подготовки докладов

1. Образцовые (калибровочные) источники гамма-излучения.
2. Образцовые (калибровочные) источники бета-излучения.

3. Радионуклидные источники альфа- и нейтронного излучения. Ядерные реакторы как источники ионизирующих излучений

3.1 Радионуклидные источники альфа-излучения

Основными радионуклидными источниками α -излучения являются тяжёлые радиоактивные элементы: радий-226 и дочерние продукты его деления, плутоний-238, плутоний-239, актиний-227, америций-241, самарий-242.

Радий-226 исторически был самым первым обнаруженным радиоактивным элементом, но и сейчас он используется достаточно широко. Радий-226 в процессе α -распада последовательно проходит целый ряд превращений: $^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po} \rightarrow ^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ в конечном итоге превращаясь в не-радиоактивный свинец ^{206}Pb . На каждом этапе этих превращений излучается одна α -частица, но каждой реакции соответствует своя энергия α -частиц и свой период полураспада. Характеристики α -распада ^{226}Ra и его дочерних продуктов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Основные характеристики α -распада ^{226}Ra и его дочерних продуктов

Исходный изотоп	Реакция α -распада	Энергия α -частиц, МэВ	Период полураспада
^{226}Ra	$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{222}\text{Rn} + \alpha$	4,777	1622 года
^{222}Rn	$^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po} + \alpha$	5,486	3,825 суток
^{218}Po	$^{218}\text{Po} \rightarrow ^{214}\text{Po} + \alpha + 2e$	5,998	3,05 мин
^{214}Po	$^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Po} + \alpha + 2e$	7,680	164 мкс
^{210}Po	$^{210}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + \alpha$	5,298	138,4 суток
^{206}Pb	Устойчивый	-	-

Примечание: Полная схема распада ^{226}Ra кроме реакций α -распада включает и реакции β -распада со своими дочерними продуктами.

Наличие нескольких дочерних продуктов α -распада, также подверженных α -распаду с резко отличными периодами полураспада, приводит к нестабильности величины активности радиевых источников во времени и нестабильности его энергетического спектра, поскольку каждый из дочерних продуктов испускает α -частицы с энергией, существенно отличной как от энергии α -частиц ^{226}Ra , так и от энергии α -частиц, испускаемых другими дочерними продуктами. Поэтому радиевые источники не используют в качестве образцовых источников α -излучения. В качестве таковых преимущественно используют плутониевые и другие источники.

Плутоний получают путём облучения нейтронами ^{238}U в ядерном реакторе. ^{239}Pu имеет период полураспада 24360 лет, что обеспечивает долговр-

менную стабильность его активности: за 20 лет его активность уменьшается всего на 0,14 %. Однако, такая высокая стабильность обеспечивается лишь в случае высокой изотопной однородности источника. Дело в том, что при облучении урана-238 нейтронами, помимо изотопа ^{239}Pu в небольших количествах образуются изотопы ^{241}Pu , ^{240}Pu и ^{238}Pu . Но если небольшие примеси ^{240}Pu и ^{238}Pu не приводят к заметным изменениям активности источника, поскольку период полураспада этих изотопов весьма велик (6580 лет у ^{240}Pu и 86,4 года у ^{238}Pu), то примеси изотопа ^{241}Pu могут приводить к существенно большей нестабильности источника за счёт накопления изотопа ^{241}Am . Этот изотоп образуется в результате β -распада ^{241}Pu (период полураспада 12,9 года), и сам является активным α -источником с периодом полураспада 458 лет. Постепенное накопление в источнике ^{241}Am приводит к небольшому росту активности источника.

Энергия α -частиц, излучаемых при распаде ^{239}Pu , составляет примерно 5,1 МэВ. Энергия α -частиц, излучаемых при распаде ^{241}Am , составляет 5,47 МэВ. При распаде ^{238}Pu большая часть испускаемых α -частиц (71%) имеет энергию 5,5 МэВ, а остальные 28 % – энергию 5,46 МэВ.

Более детальные сведения о нуклидах, являющихся источниками α -излучения, приведены в таблице 2.

В настоящее время в качестве образцовых источников α -излучения преимущественно используют плутониевые источники из изотопов ^{239}Pu и ^{240}Pu . Они излучают α -частицы примерно одинаковой энергии $\sim 5,1$ МэВ, обладают близкими периодами полураспада, что позволяет использовать любые смеси этих изотопов для создания источников α -излучения.

Для создания миниатюрных источников α -излучения с высокой активностью используются калифорниевые источники с преобладанием изотопа ^{252}Cf . При этом примеси других изотопов калифорния несущественно расширяют энергетический спектр испускаемых α -частиц.

Таблица 2. Нуклиды, используемые как источники α -излучения

Нуклид	Период полураспада	Энергия интенсивных α -групп, МэВ	Относительная интенсивность, %
^{146}Sm	$7 \cdot 10^7$ лет	$2,46 \pm 0,02$	100
^{150}Gd	$2,1 \cdot 10^6$ лет	$2,73 \pm 0,01$	100
^{148}Gd	84 года	$3,18 \pm 0,01$	100
^{232}Th	$1,41 \cdot 10^{10}$ лет	$4,011 \pm 0,005$	77
^{238}U	$4,5 \cdot 10^9$ лет	$4,200 \pm 0,005$	77
^{235}U	$7,1 \cdot 10^8$ лет	$4,214 \pm 0,003$	5,5
		$4,394 \pm 0,002$	62
		$4,438 \pm 0,003$	3
		$4,550 \pm 0,003$	3
^{236}U	$2,39 \cdot 10^7$ лет	$4,493 \pm 0,003$	74
^{230}Th	$8,0 \cdot 10^4$ лет	$4,6175 \pm 0,0015$	24
		$4,6840 \pm 0,0015$	76

^{234}U	$2,4 \cdot 10^5$ лет	$4,7736 \pm 0,002$	72
^{237}Np	$2,14 \cdot 10^6$ лет	$4,787 \pm 0,002$	51
^{233}U	$1,62 \cdot 10^5$ лет	$4,7829 \pm 0,0012$	13
		$4,8236 \pm 0,0012$	84
^{241}Pu	$5,6 \cdot 10^5$ лет	$4,853 \pm 0,0015$	12
		$4,896 \pm 0,0015$	83
^{242}Pu	$3,73 \cdot 10^5$ лет	$4,856 \pm 0,002$	23
		$4,900 \pm 0,002$	74
^{231}Pa	$3,25 \cdot 10^4$ лет	$4,950 \pm 0,001$	23
		$5,013 \pm 0,001$	25
		$5,057 \pm 0,001$	11
^{239}Pu	$2,44 \cdot 10^4$ лет	$5,1055 \pm 0,0008$	11
		$5,1433 \pm 0,0008$	15
		$5,1556 \pm 0,0008$	73
^{240}Pu	$6,58 \cdot 10^3$ лет	$5,1233 \pm 0,0007$	24
		$5,1677 \pm 0,0007$	76
^{243}Am	$7,95 \cdot 10^3$ лет	$5,233 \pm 0,001$	11
		$5,275 \pm 0,001$	88
^{241}Am	458 лет	$5,442 \pm 0,001$	13
		$5,484 \pm 0,001$	86
^{250}Cf	13,2 года	$5,9891 \pm 0,0006$	15
		$6,0308 \pm 0,0006$	85
^{252}Cf	2,646 года	$6,0757 \pm 0,0005$	16
		$6,1183 \pm 0,0005$	84
^{249}Cf	360 лет	$5,760 \pm 0,001$	4
		$5,813 \pm 0,001$	84
		$6,194 \pm 0,0007$	2

3.2 Радионуклидные источники нейтронного излучения

Основными характеристиками источников нейтронного излучения являются:

- ядерная реакция, приводящая к образованию нейтронов;
- выход нейтронов;
- энергетический спектр;
- угловое распределение нейтронного излучения;
- интенсивность сопутствующего гамма-излучения.

Свободные нейтроны могут излучаться в результате различных реакций ядер вещества с заряженными частицами, гамма-квантами или в результате самопроизвольного деления некоторых тяжёлых ядер. Поэтому источники нейтронного излучения можно классифицировать по типу ядерной реакции и способу получения частиц, инициирующих эти реакции. В ядерно-

физических, биологических и медицинских исследованиях наиболее часто используются радиоизотопные источники, состоящие из радиоактивных изотопов, излучающих заряженные частицы, и вещества с малой энергией связи нейтронов в ядре (чаще всего бериллия).

Источники, использующие (α , n)-реакцию. Наибольшее применение получили источники, использующие (α , n)-реакцию: $^{238}\text{Pu}-\alpha\text{-Be}$, $^{239}\text{Pu}-\alpha\text{-Be}$, $^{210}\text{Po}-\alpha\text{-Be}$, $^{226}\text{Ra}-\alpha\text{-Be}$. С последней из перечисленных реакций связано открытие нейтронов:



Эти источники представляют собой однородную спрессованную смесь α -излучателя с порошком металлического бериллия в герметичной стальной упаковке. Кроме бериллия в качестве мишени для испускаемых α -частиц иногда применяют бор, фтор или литий, но наибольший выход нейтронов достигается при использовании бериллия. Размеры (α , n)-источников невелики и для большинства задач их можно считать точечными. Для обеспечения более изотропного выхода нейтронов их делают сферической формы. Но технологически более простыми, а потому и более широко применяемыми являются источники цилиндрической конструкции.

Все эти источники являются источниками быстрых нейтронов: первый из них ($^{238}\text{Pu}-\alpha\text{-Be}$) характеризуется энергией, соответствующей максимуму спектральной плотности нейтронов $E_{\text{макс}} = 11,1$ МэВ и средней энергией нейтронов 3,9 МэВ, второй ($^{239}\text{Pu}-\alpha\text{-Be}$) – $E_{\text{макс}} = 10,7$ МэВ и средней энергией 4,5 МэВ, четвёртый (радиевый) имеет $E_{\text{макс}} = 13$ МэВ и среднюю энергию 3,2 МэВ. Следует учитывать, что в источниках, использующих в качестве α -излучателя ^{226}Ra излучают альфа-частицы как собственно ^{226}Ra , так и промежуточные продукты его распада. Поэтому выход нейтронов источника в течение первых 20-30 суток после его изготовления увеличивается за счёт накопления в нём дочерних продуктов распада ^{226}Ra , являющихся дополнительными источниками α -частиц. Затем, в первые годы после его изготовления, происходит более медленное увеличение выхода нейтронов (примерно на 0,5 % в год).

Периоды полураспада у этих источников соответствуют: для ^{238}Pu – 87 лет, для ^{239}Pu – 24360 лет, для ^{210}Po – 138,5 суток и для радиевого 1600 лет. Таким образом, наименьшим периодом полураспада характеризуется полониевый источник, но благодаря этому он имеет наибольший выход нейтронов: на 1 г радионуклида – 10^{10} нейтронов/с. Поэтому такие источники применяют в тех случаях, когда необходимо получить нейтронные поля высокой интенсивности. Во всех других случаях предпочтительными являются источ-

ники $^{239}\text{Pu}-\alpha\text{-Be}$, поскольку выход нейтронов у них стабилен в течение многих лет, благодаря очень большому периоду полураспада – 24360 лет. Конечно, высокая стабильность источника обеспечивается только в случае высокой однородности изотопного состава источника. При этом необходимый выход нейтронов обеспечивается за счёт соответствующего количества нуклида в источнике.

Энергетические спектры всех (α, n) -источников непрерывны, поскольку при столкновении α -частицы с ядром атома мишени (в частности, бериллия) кинетическая энергия, переданная ядру отдачи, может быть различна. Кроме того, до столкновения с ядром атома бериллия альфа-частицы могут испытывать упругие и неупругие (ионизирующие) столкновения с атомами мишени, что приводит к различным потерям энергии α -частиц. Измерение энергетического спектра нейтронных источников в широком энергетическом диапазоне представляет собой сложную задачу. Поэтому выпускаемые промышленностью образцовые источники нейтронного излучения не аттестуются по спектральному составу нейтронного излучения. В литературе можно найти существенно отличающиеся по форме энергетические спектры для нейтронных источников одного и того же изотопного состава. Поэтому наиболее часто используют спектры, полученные расчётным путём с использованием имитационных программ на основе использования метода Монте-Карло. В качестве примеров можно привести спектры наиболее широко используемых радиоизотопных источников нейтронов, представленные на рисунке 1.

Низкая достоверность измерений энергетических спектров образцовых источников нейтронов существенно осложняет метрологическое обеспечение нейтронной спектрометрии. На сегодняшний момент оно фактически отсутствует.

Важной характеристикой источников нейтронного излучения является интенсивность сопутствующего фотонного излучения. Её принято характеризовать числом фотонов на один испускаемый нейтрон. Для всех указанных источников кроме радиевого оно составляет 1-3 фотона/нейтрон. Лишь для радиевого источника оно много больше – примерно 10^4 фотонов/нейтрон. Это ещё один существенный недостаток радиевых источников.

Учитывая совокупность характеристик нейтронных источников, использующих реакцию (α, n) , в качестве образцовых источников нейтронного излучения используют преимущественно источники $^{239}\text{Pu-Be}$ и $^{238}\text{Pu-Be}$.

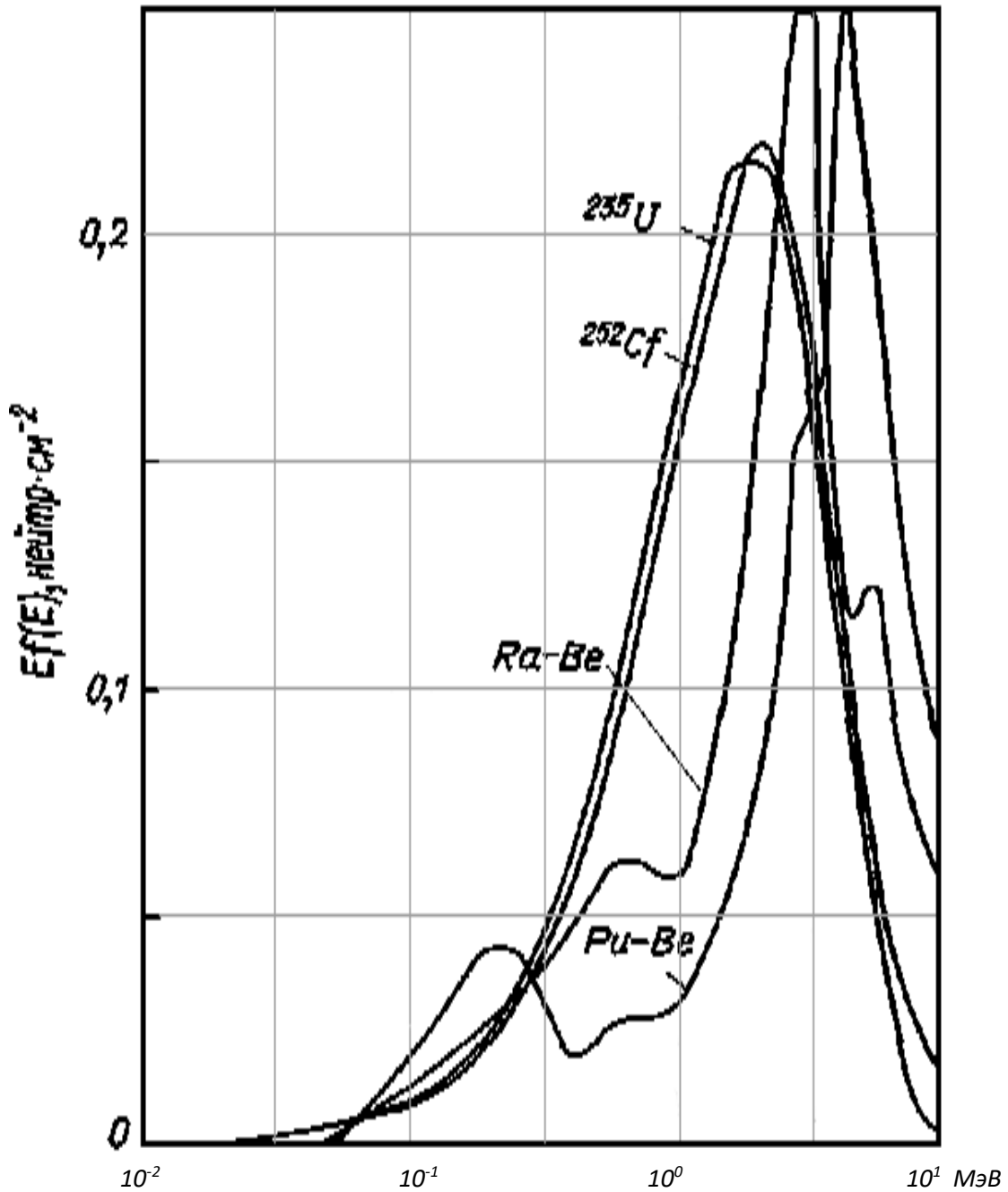


Рис. 1. Энергетические спектры радиоизотопных источников нейтронов

Источники нейтронов, использующие реакции спонтанного деления. Природными источниками нейтронов являются изотопы, испытывающие спонтанное деление с вылетом нейтронов. Такими природными изотопами являются ^{238}U , ^{235}U и ^{242}Th . Но у них очень мал выход нейтронов: для ^{238}U он составляет $6,9 \cdot 10^{-3}$ нейтрон/(с·г), для ^{235}U – $3 \cdot 10^{-4}$ нейтрон/(с·г) и для ^{242}Th – $4,2 \cdot 10^{-5}$ нейтрон/(с·г). Поэтому для получения выхода нейтронов хотя бы в единицы нейтрон/с пришлось бы увеличивать массу активного вещества источника до нескольких килограмм. Это исключает возможность использо-

вания природных делящихся веществ в качестве образцовых источников нейтронов.

Освоение технологии получения в достаточных количествах трансурановых элементов позволило осуществить создание источников нейтронов, использующих реакцию самопроизвольного деления с вылетом нейтронов (конечно, с количеством делящегося вещества много меньшим критической массы, при которой возникает цепная реакция) на основе нуклидов: ^{242}Cm (кюриий) ^{244}Cm и ^{252}Cf . Особенно перспективными и удобными являются источники нейтронов на основе изотопа ^{252}Cf . Этот изотоп имеет две ветви распада: α -распад с периодом полураспада 2,64 года и реакция деления с вылетом нейтронов с периодом спонтанного полураспада 82 года. Именно вторая из этих реакций и используется для создания источников нейтронного излучения. Эти источники обладают исключительно высоким выходом нейтронов: $2,6 \cdot 10^{12}$ нейтрон/с на 1 г активного вещества. Это позволяет изготавливать буквально невесомые источники с количеством изотопа в доли миллиграмма. Активное вещество помещается в стальной герметичный корпус, который полностью поглощает альфа-частицы, но свободно пропускает нейтроны. Энергетический спектр нейтронов этого источника достаточно гладкий и его ниспадающая часть (для энергий выше 1,5 МэВ в линейном масштабе) хорошо описывается уравнением:

$$N(E) = \text{const} \sqrt{E} \exp\left(\frac{-E}{T}\right), \quad (2)$$

где T – средняя температура спектра, $T = 1,40 \pm 0,02$ МэВ.

Среднее число мгновенных нейтронов на деление у этого источника составляет 3,78 с малым выходом сопутствующего излучения (обычно не более трёх фотонов на один испущенный нейтрон).

Источники спонтанного деления наиболее перспективны для создания образцовых источников со стабильным энергетическим спектром излучаемых нейтронов, поскольку в них не происходит смешивания материалов (как это имеет место в (α, n) -источниках), а потому выход нейтронов и их энергетический спектр стабильны.

Основные свойства применяемых на практике источников нейтронов спонтанного деления приведены в таблице 3.

Таблица 3. Характеристики нейтронных источников спонтанного деления

Изотоп	Период полураспада		Отношение скоростей α -распада и спонтанного деления	Число нейтронов на одно деление	Выход нейтронов, $n/(с\cdotг)$
	спонтанного деления	α -распада			
^{238}U	$8,3\cdot 10^{15}$ лет	$4,51\cdot 10^9$ лет	$1,8\cdot 10^6$	$2,2\pm 0,3$	-
^{236}Pu	$3,5\cdot 10^9$ лет	2,7 года	$1,3\cdot 10^9$	$1,89\pm 0,20$	$3,1\cdot 10^4$
^{238}Pu	$4,9\cdot 10^{10}$ лет	89,6 года	$5,5\cdot 10^8$	$2,04\pm 0,10$	$2,3\cdot 10^3$
^{240}Pu	$1,2\cdot 10^{11}$ лет	6580 лет	$1,9\cdot 10^7$	$2,257\pm 0,046$	$7,0\cdot 10^2$
^{242}Pu	$7,3\cdot 10^{10}$ лет	$3,78\cdot 10^5$ лет	$1,9\cdot 10^5$	$2,18\pm 0,09$	-
^{242}Cm	$7,2\cdot 10^6$ лет	162,5 суток	$1,6\cdot 10^7$	$2,65\pm 0,09$	$1,8\cdot 10^9$
^{244}Cm	$1,4\cdot 10^7$ лет	18,4 года	$7,6\cdot 10^5$	$2,60\pm 0,12$	$1,0\cdot 10^7$
^{252}Cf	66 лет	2,2 года	30	$3,82\pm 0,12$	$2,6\cdot 10^{12}$
^{254}Cf	60 суток	-	0	3,5	-

Данная таблица показывает, что все указанные источники кроме ^{254}Cf подвержены не только спонтанному делению с вылетом нейтронов, но и α -распаду, причём скорость α -распада на много порядков превышает скорость спонтанного деления. Это означает, что указанные источники являются источниками смешанного излучения – нейтронов и α -частиц, причём α -излучение во много раз интенсивнее нейтронного.

Изотоп ^{254}Cf вообще не подвержен α -распаду, а для изотопа ^{252}Cf интенсивность α -излучения всего в несколько раз превышает интенсивность нейтронного (здесь следует учитывать, что при одном акте α -распада вылетает лишь одна α -частица, а при одном акте спонтанного деления испускается в среднем 3,82 нейтрона). Но у изотопа ^{254}Cf слишком мал период полураспада (всего 60 суток), поэтому для использования в качестве образцового источника он не пригоден. К тому же его сложнее получать. Таким образом, наиболее перспективными являются источники, использующие изотоп ^{252}Cf . А поскольку радиоактивный изотоп в применяемых на практике источниках всегда помещают в герметичный металлический корпус, то сопутствующее α -излучение будет полностью поглощаться этим корпусом. Источники на основе ^{252}Cf особенно удобны для проведения различных методических и калибровочных исследований. Малые размеры источника практически исклю-

чают возмущение исследуемой среды в задачах распространения нейтронов в веществе, а большая его мощность (до 10^{10} нейтр/с) позволяет рассматривать задачи с большой кратностью ослабления.

Источники нейтронного излучения, использующие (γ , n)-реакцию (фотонейтронные источники). Радиоизотопными источниками нейтронов более низких энергий служат источники, использующие (γ , n)-реакцию. Поскольку эта реакция может происходить только при энергии гамма-квантов, превышающей энергию связи нейтронов в ядрах атомов мишени, а энергия гамма-излучения большинства радиоизотопных источников не превышает 3 МэВ, то в качестве мишеней в таких источниках могут использоваться вещества с энергией связи нейтронов менее 3 МэВ: бериллий с энергетическим порогом реакции 1,665 МэВ и дейтерий с энергетическим порогом 2,227 МэВ. Бериллий применяется в чистом виде, а дейтерий – в виде оксида дейтерия D_2O . Источниками фотонов (гамма-квантов) могут служить радиоактивные изотопы: ^{24}Na , ^{56}Mn , ^{72}Ga , ^{88}Y , ^{116}In , ^{124}Sb , ^{140}La , а также ^{226}Ra в равновесии с основными дочерними продуктами распада. Основные характеристики наиболее широко применяемых фотонейтронных источников приведены в таблице 4. В ней в третьем столбце приведены энергия E_γ и квантовый выход n_γ (в скобках) для основных фотонов, на которых идёт реакция. В четвёртом столбце приведена средняя энергия вылетающих нейтронов, а в последнем столбце – выход нейтронов на 1 г мишени, находящейся на расстоянии 1 см от источника активностью $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк (1 Ки).

Таблица 4. Основные характеристики фотонейтронных источников

Источник	$T_{1/2}$	$E_{\gamma i}$, МэВ ($n_{\gamma i}$, %)	E_n , МэВ	$N \cdot 10^4$ нейтр/с
$^{24}Na+Be$	15,029 ч	3,867 (0,06) 2,754 (99,87)	0,83	13
$^{24}Na+D_2O$	15,029 ч	3,867 (0,06) 2,754 (99,87)	0,22	27
$^{88}Y+Be$	107,15 сут	3,219 (0,01) 2,734 (0,41) 1,836 (99,6)	0,16	10
$^{88}Y+D_2O$	107,15 сут	3,219 (0,01) 2,734 (0,43)	0,31	0,3
$^{124}Sb+Be$	60,2 сут	2,091 (5,61) 1,691 (49)	0,024	19
$^{140}La+Be$	1,67 сут	2,522 (3,44) 2,348 (0,86)	0,62	0,3
$^{140}La+D_2O$	1,67 сут	2,522 (3,44)	0,15	0,8

		2,348 (0,86)		
Ra +Be	1600 лет	2,448 (1,65) 2,204 (5,3) 1,847 (2,2) 1,764 (16,6)	0,6	3,0
Ra+D ₂ O	1600 лет	2,448 (1,65)	0,12	0,1

Все гамма-нейтронные источники характеризуются сравнительно небольшим разбросом энергии излучаемых нейтронов. Поэтому для многих практических задач спектры этих источников можно считать моноэнергетическими.

Более точно энергетический спектр гамма-нейтронных источников может быть определён расчётным путём. При облучении бериллия или оксида дейтерия моноэнергетическими фотонами с энергией E_γ (МэВ) энергия нейтронов E_n (МэВ), испускаемых под углом θ к направлению движения фотонов, может быть вычислена по формуле:

$$E_n = \frac{A-1}{A} \left[E_\gamma - Q - \frac{E_\gamma^2}{1862(A-1)} \right] + \delta \cos \Theta, \quad (3)$$

Где A – атомная масса мишени; Q – энергия связи нейтронов в ядре мишени, МэВ (для бериллия $Q = 1,665$ МэВ, для дейтерия $Q = 2,227$ МэВ);

$$\delta \approx E_\gamma \left[\frac{2(A-1)(E_\gamma - Q)}{931A^2} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Подставляя в эти формулы числовые значения A , Q и E_γ для конкретного источника можно вычислить энергии нейтронов для каждой гамма-линии используемого в источнике гамма-активного изотопа и с учётом квантового выхода каждой гамма-линии вычислить результирующий спектр излучаемых нейтронов. Согласно этой формуле, разброс энергии нейтронов таких источников невелик и для ряда практических задач такие источники можно считать моноэнергетическими. В этом случае приближённо энергию нейтронов можно оценивать как

$$E_n \approx E_\gamma - Q. \quad (5)$$

Но в действительности фактический разброс энергий нейтронов у таких источников больше, чем расчётный по данной формуле. Это обусловлено замедлением некоторых вылетевших нейтронов при упругих столкновениях с ядрами атомов бериллия или дейтерия (это весьма лёгкие ядра и поэтому, при столкновении с ними нейтроны могут терять значительную энергию). Второй причиной может служить частичная потеря энергии фотонами до то-

го, как происходит (γ, n) -реакция, за счёт комптоновского рассеяния. Оба эти фактора действуют тем сильнее, чем больше масса и размеры источника. Кроме того, как следует из таблицы 3, все изотопы, используемые в качестве источников первичного гамма-излучения, могут излучать гамма-кванты нескольких дискретных значений энергии (причём, в таблице показаны только те, которые выше пороговой для (γ, n) -реакции). Поэтому указанные в 4-м столбце данной таблицы значения энергии нейтронов данных источников являются усреднёнными, соответствующими пиковым значениям спектральной плотности (при этом нейтроны, порождённые гамма-квантами с малым удельным вкладом, которые будут иметь существенно отличную энергию, в расчёт не принимаются).

Получить источники с необходимым выходом нейтронов можно варьированием его активной массы. Поэтому меньшая удельная активность этих источников по сравнению с (α, n) -источниками не является их существенным недостатком. Более существенным недостатком является большой гамма-фон этих источников.

Таким образом, основным достоинством источников нейтронов, использующих (γ, n) -реакцию, является возможность получения «почти» моноэнергетических нейтронов в достаточно широком диапазоне дискретных значений от 0,83 МэВ до 24 кэВ, а основным недостатком – высокий гамма-фон.

Источники нейтронов на основе ускорителей заряженных частиц.

Нейтроны возникают в любых мишенях при их бомбардировке заряженными частицами, если только их энергия превышает энергию связи нейтронов в ядре мишени. Наилучшими по выходу нейтронов являются мишени из лёгких элементов: бериллия, дейтерия, трития. В качестве разгоняемых заряженных частиц чаще всего используются протоны и дейтроны.

Диапазон энергии нейтронов, который может быть получен в этих реакциях, составляет от нескольких кэВ до 20 МэВ. Большим достоинством таких нейтронных источников является возможность изменять энергию нейтронов путём изменения энергии заряженных частиц с помощью ускорителя.

На рисунке 2 представлены зависимости энергии нейтронов от энергии заряженных частиц (протонов и дейтронов), бомбардирующих различные мишени (дейтерий, тритий и литий). Здесь рассмотрены только нейтроны, вылетающие под углами 0° и 180° по отношению к направлению бомбардирующих частиц.

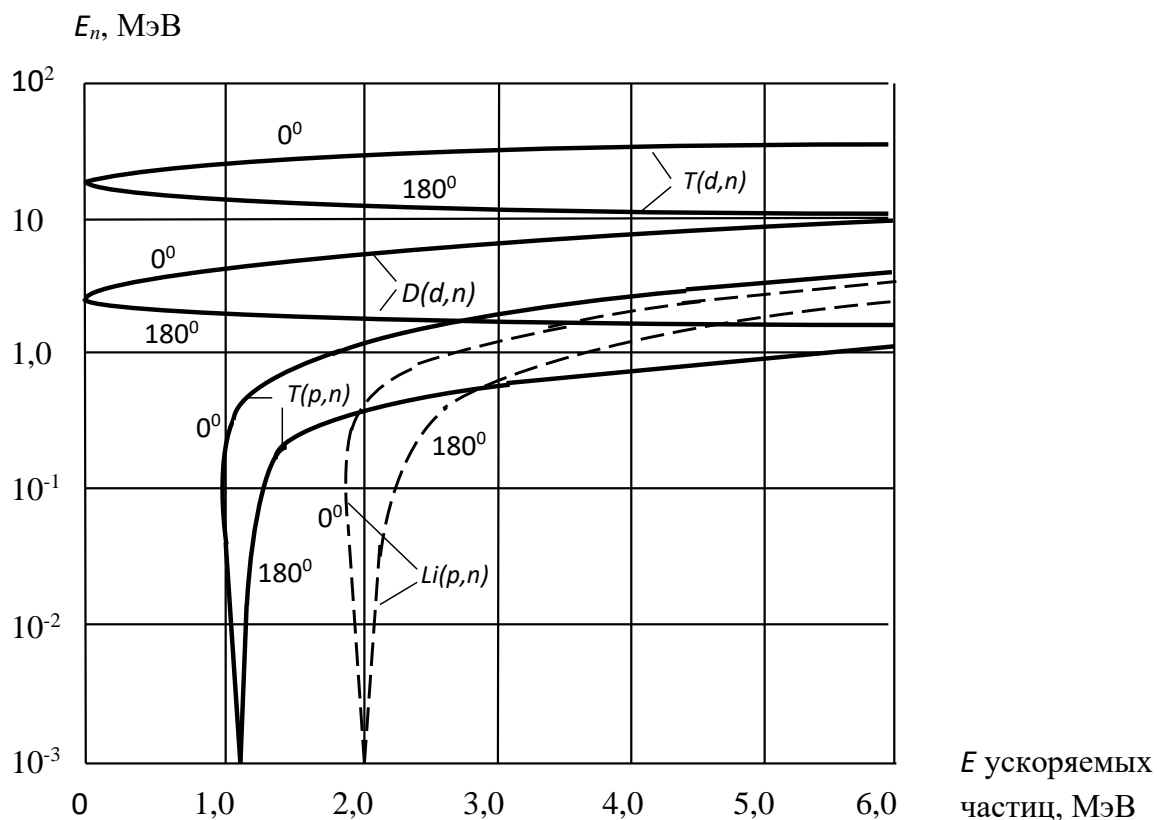


Рис. 2. Зависимость энергии нейтронов от энергии ускоренных протонов и дейтронов для углов вылета 0° и 180° на тритиевых, дейтериевых и литиевых мишенях

Из данного рисунка следует, что при бомбардировке дейтронами дейтериевой и тритиевой мишеней пороговая энергия равна нулю и энергия нейтронов мало зависит от энергии бомбардирующих частиц (дейтронов). Но при бомбардировке протонами реакция начинается с пороговой энергии протонов (для тритиевой мишени примерно 1,1 МэВ, для литиевой – 2 МэВ) и энергия нейтронов скачком возрастает примерно до 0,3 МэВ, а далее, с ростом энергии бомбардирующих протонов возрастает уже более плавно, но круче, чем при бомбардировке дейтронами.

С помощью ускорителей заряженных частиц можно также получать фотоны высоких энергий (выше 6 МэВ), что невозможно получить от радиоизотопных источников. А это открывает возможности получения нейтронов с помощью (γ, n) -реакции не только на бериллии и дейтерии, но и на других элементах, у которых энергия связи нейтрона с ядром выше 6 МэВ. Такие высокоэнергичные гамма-кванты обычно получают на электронных ускорителях, бомбардируя пучком ускоренных электронов различные мишени.

Сечение (γ, n) -реакции на ядрах различных элементов (кроме лёгких) с ростом энергии гамма-квантов сначала возрастает, достигая максимума примерно при 20 МэВ, а затем убывает. Но по сравнению с другими процес-

сами взаимодействия фотонов со средой сечения фотонейтронных реакций на два-три порядка меньше.

3.3 Ядерные реакторы как источники ионизирующих излучений

При работе реактора его активная зона является источником интенсивного нейтронного и γ -излучения. Излучения других видов (α - и β -излучение, тормозное рентгеновское излучение), образующиеся в активной зоне, практически полностью поглощаются в ней и не выходят за её пределы. Тем более ими можно пренебречь за зоной биологической защиты реактора.

Нейтроны образуются в результате цепной реакции деления ядерного топлива (мгновенные нейтроны), а также испускаются сильно возбуждёнными ядрами дочерних продуктов деления (запаздывающие нейтроны). Мгновенные нейтроны испускаются в процессе деления ядер ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu , служащих ядерным топливом. За один акт деления выбрасывается в среднем от 2,5 до 2,9 нейтронов. Запаздывающие нейтроны образуются в существенно меньшем количестве (примерно в 300 раз) и испускаются ядрами дочерних продуктов деления с периодами полураспада от 0,18 до 54,5 с.

Средняя энергия нейтронов деления составляет примерно 2 МэВ, наиболее вероятная 0,6-0,8 МэВ, а максимальная 18 МэВ. Энергетический спектр нейтронов деления представлен на рисунке 3-а.

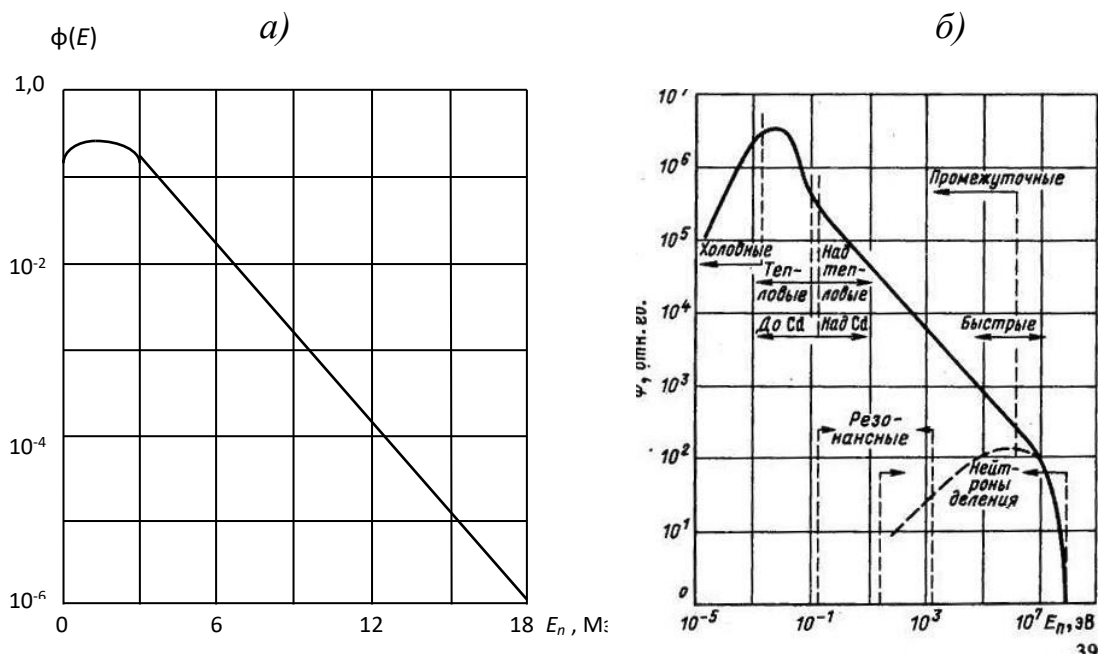


Рис. 3. Энергетические спектры нейтронов деления (а) и суммарного нейтронного потока в активной зоне реактора (б)

В результате взаимодействия нейтронов с ядрами атомов материалов активной зоны спектр нейтронов изменяет свой вид: в области энергий быст-

рых нейтронов он практически совпадает со спектром нейтронов деления, в промежуточной области энергий – это спектр замедляющихся нейтронов ($1/E$ -спектр), т.е. линейно падающий с ростом энергии, а в тепловой и надтепловой областях он близок к максвелловскому спектру. Конечно, вид спектра зависит от состава и конструкции активной зоны, поэтому суммарный спектр нейтронов в активной зоне реактора, представленный на рисунке 3-б является примерным. Точное знание спектра нейтронов на границах активной зоны важно для расчёта биологической защиты реактора, а также для правильного управления режимами его работы, поскольку именно в результате потерь энергии нейтронов в замедляющей среде активной зоны и выделяется основная часть энергии.

Гамма-излучение образуется в активной зоне работающего реактора в результате реакции деления ядер урана или плутония (мгновенное γ -излучение), а также при распаде короткоживущих продуктов деления и при захвате нейтронов ядрами различных веществ активной зоны (захватное γ -излучение). Полное количество энергии, выделяющееся при одном акте деления в виде γ -излучения, составляет 7,2-7,5 МэВ, которое излучается в виде одного или нескольких квантов. Энергетический спектр мгновенного γ -излучения описывается экспонентой:

$$\varphi_{\gamma}(E) = 6,0e^{-1,1E_{\gamma}}. \quad (7)$$

Таким образом спектр суммарного мгновенного и захватного γ -излучения также будет описываться экспонентой:

$$\varphi_{\gamma}(E) = 14,0e^{-1,1E_{\gamma}}. \quad (8)$$

Захватное γ -излучение образуется в результате захвата нейтронов ядрами любых веществ. При этом возникает неустойчивое возбуждённое ядро, которое испускает избыточную энергию в виде γ -квантов или за счёт испускания других частиц (а чаще происходит и то, и другое). Таким образом источником захватного γ -излучения могут быть ядра атомов любых материалов, из которых состоит активная зона. Спектр этого излучения также является дискретным.

Таким образом, суммарное γ -излучение активной зоны характеризуется непрерывным экспоненциально спадающим с ростом энергии спектром, на фоне которого можно обнаружить наиболее интенсивные пики захватного излучения. Максимальная энергия суммарного γ -излучения не превышает 10 МэВ.

Кроме самой активной зоны реактора источником ионизирующих излучений является технологический контур АЭС.

В настоящее время находящиеся в эксплуатации АЭС работают либо по одноконтурной, либо по двухконтурной схеме. Лишь реакторы на быстрых нейтронах работают по трёхконтурной схеме. По одноконтурной схеме работают реакторы РБМК-1000 (Курская, Ленинградская и Смоленская АЭС), по двухконтурной – ВВЭР-440, ВВЭР-1000 (Балаковская, Волгодонская, Калининская, Кольская и Нововоронежская АЭС), на быстрых нейтронах БН-600 (Белоярская АЭС). Речь здесь идёт о замкнутых контурах теплоносителя. Проходя через активную зону ядерного реактора, теплоноситель (во всех указанных реакторах кроме первого контура реактора на быстрых нейтронах это обычная вода) вода вскипает, превращается в перегретый пар и под давлением подаётся на паровую турбину в одноконтурных реакторах или на парогенератор (фактически теплообменник) в двухконтурных реакторах. После турбины пар используется для предварительного нагрева воды, циркулирующей в первом контуре или для нагрева воды в системе теплоснабжения (если АЭС служит не только для выработки электричества, но и для выработки тепла). Это позволяет с пользой утилизировать сохранившееся тепло в отработанном паре. После теплообменника пар поступает в конденсатор, где конденсируется в воду, и она вновь насосами подаётся в активную зону реактора. Сам теплоноситель и содержащиеся в нём примеси (хотя в контуре предусмотрена непрерывная водоочистка, но примеси всё равно остаются), попадая в процессе циркуляции в активную зону реактора, интенсивно облучаются нейтронами и становятся радиоактивными. При распаде радиоактивных ядер выделяется гамма- и другие виды ионизирующих излучений. Однако вследствие малой проникающей способности α - и β -излучения эти виды излучений не выходят за пределы оборудования технологического контура, поэтому технологический контур АЭС можно считать источником только γ -излучения. Дополнительными источниками радиации в теплоносителе являются продукты деления ядерного топлива, проникающие из ТВЭЛов при нарушении герметичности их оболочек. На внутренних стенках оборудования контура теплоносителя (трубопроводы, задвижки, насосы и т.п.) образуются радиоактивные отложения из примесей, содержащихся в теплоносителе (растворённый в воде натрий, продукты коррозии различных элементов технологического контура, вещества поверхностных загрязнений ТВЭЛов и т.д.).

Собственная активность теплоносителя – воды (радиоактивные ядра, образующиеся из ядер кислорода при облучении нейтронами, водород не активируется) может достигать величины $3 \cdot 10^9$ Бк/кг (0,1 Ки/кг), причём, основная

доля собственной активности теплоносителя приходится на нуклид ^{16}N . Он имеет период полураспада 7,11 с и испускает γ -кванты с энергией 6,13 МэВ при квантовом выходе 76 %. Кроме него образуются нуклиды ^{13}N и ^{18}F , но они не оказывают существенного влияния на радиационную обстановку первого контура.

Когда теплоноситель омывает внутренние поверхности оборудования первого контура, в него поступают продукты коррозии материалов первого контура. Теплоносителем они проносятся через активную зону и становятся радиоактивными. Вместе с другими примесями они откладываются на внутренних стенках оборудования первого контура. Часть их распадается, часть удаляется фильтрами внутриконтурной водоочистки, но взамен происходит постоянное пополнение теплоносителя свежими продуктами коррозии и, таким образом, со временем наступает равновесное состояние. Продукты коррозии содержат много различных компонентов, поскольку оборудование первого контура изготавливается из высококачественных легированных сплавов, и в результате различных ядерных реакций, происходящих в активной зоне, образуется множество разнообразных радиоактивных нуклидов. Самые распространённые из них:

^{59}Fe – образуются из нерадиоактивных атомов ^{58}Fe и имеют период полураспада 45,1 суток;

^{56}Mn – образуются из ^{55}Mn и имеют период полураспада 2,58 часа;

^{54}Mn – образуются из ^{54}Fe и имеют период полураспада 312,3 суток;

^{51}Cr – образуются из ^{50}Cr и имеют период полураспада 27,73 суток;

^{58}Co – образуются из ^{58}Ni и имеют период полураспада 70,78 суток;

^{60}Co – образуются из ^{60}Ni и имеют период полураспада 5,272 лет;

^{95}Zr – образуются из ^{94}Zr и имеют период полураспада 64,05 суток.

Кроме них могут образовываться радионуклиды меди, цинка, сурьмы, серебра и другие. Все эти металлы существуют в теплоносителе в виде окислов, поступая туда с продуктами коррозии.

В начальный период эксплуатации АЭС суммарная активность теплоносителя, продуктов коррозии и отложений быстро растёт, затем рост замедляется за счёт того, что короткоживущие нуклиды приходят в равновесное состояние и дальнейший рост происходит только за счёт дальнейшего накопления долгоживущих нуклидов. Но постепенно и здесь наступает близкое к равновесному состояние.

3.4 Вопросы для самопроверки

1. Какой вид энергетического спектра имеют альфа-активные радиоизотопы?
2. Почему радиевые радиоизотопные источники не используются в качестве образцовых источников?
3. Каким образом получают изотоп Pu-239?
4. Из-за чего со временем может изменяться активность образцовых источников на основе изотопа Pu-239?
5. Какие изотопы спонтанного деления используются в качестве образцовых источников альфа-излучения?
6. Какой вид спектра имеют радиоизотопные источники нейтронного излучения?
7. Какими параметрами характеризуются радиоизотопные источники нейтронного излучения?
8. Какие ядерные реакции используются в радиоизотопных источниках нейтронного излучения?
9. В каких случаях альфа-частицы, образующиеся при распаде альфа-активных изотопов, могут вызывать ядерные реакции с вылетом нейтронов?
10. Почему все источники нейтронного излучения характеризуются сопутствующим гамма-излучением?
11. Что ограничивает разнообразие радиоизотопных источников нейтронного излучения на основе (γ, n)-реакции?
12. Каковы основные достоинства и недостатки радиоизотопных источников нейтронного излучения на основе (γ, n)-реакции?
13. Можно ли получить источник нейтронов с регулируемой энергией?
14. Объяснить принцип работы генераторов нейтронов на основе ускорителей заряженных частиц.
15. Какие процессы происходят в активной зоне ядерных реакторов?
16. За счёт чего в активной зоне ядерных реакторов происходит нагрев теплоносителя (воды)?
17. В результате каких ядерных реакций образуются радиоактивные изотопы в активной зоне ядерных реакторов?
18. Какие радионуклиды образуются в результате активации нейтронами теплоносителя (воды) в активной зоне ядерных реакторов?
19. Какой вид спектра имеет нейтронное излучение в активной зоне ядерных реакторов?
20. В результате каких реакций в активной зоне ядерных реакторах образуются мгновенные и запаздывающие нейтроны?
21. За счёт чего в первом технологическом контуре ядерных реакторов образуется множество различных радиоактивных изотопов?
22. Какие виды ионизирующих излучений проникают за пределы биологической защиты ядерных реакторов?
23. За счёт чего возникает активность в первом контуре теплоносителя ядерного реактора?

3.5 Темы для подготовки докладов

1. Устройство и принцип работы ядерных реакторов различных типов, применяемых в АЭС.
2. Обеспечение радиационной безопасности персонала АЭС и окружающей территории.
3. Основные источники радиационного загрязнения окружающей среды на АЭС.

4. Неорганические монокристаллические сцинтилляторы. органические и газообразные сцинтилляторы

4.1 Неорганические монокристаллические сцинтилляторы

В качестве неорганических твёрдых сцинтилляторов чаще всего используются монокристаллы галоидного типа. Характеристики наиболее широко применяемых сцинтилляторов данного типа представлены в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики некоторых неорганических сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Плотность г/см ³	Время высвечивания, нс	Число фотонов на 1 МэВ	dE/dx МэВ/см
NaI(Tl)	3,67	230	$4,0 \cdot 10^4$	4,8
LiI(Eu)	4,06	1300	$1,4 \cdot 10^4$	5,1
CsI(Tl)	4,51	1000	$5,5 \cdot 10^4$	5,6
Bi ₄ Ce ₃ O ₁₂	7,13	350	$2,8 \cdot 10^3$	9,2
BaF ₂	4,9	620	$6,5 \cdot 10^3$	6
CeF ₃	6,16	30	$\sim 5 \cdot 10^3$	7,7
GSO(Ce)	6,71	50	$\sim 1 \cdot 10^4$	8,3

В ней последние два показателя (четвёртый и пятый столбцы таблицы) соответствуют бета-излучению, причём пятый столбец показывает, какую энергию теряют бета-частицы при прохождении 1 см в веществе сцинтиллятора. Из данной таблицы следует, что большинство неорганических сцинтилляторов (кроме CeF₃ и GSO(Ce)) характеризуются сравнительно большими временами высвечивания, т.е. обладают малой разрешающей способностью по времени. Лишь фторид церия и силикат гадолиния с добавкой церия имеют времена высвечивания, сравнимые с органическими сцинтилляторами.

В качестве стандартного сцинтиллятора используют кристаллический сцинтиллятор на основе йодистого натрия, активированного таллием NaI(Tl). Его абсолютная сцинтилляционная эффективность для бета-излучения достигает значения 0,1 и по этому параметру он является одним из лучших сцинтилляторов. Значение сцинтилляционной эффективности для других видов излучения задают обычно в относительном виде по сравнению с соответствующим значением для бета-излучения. Монокристаллический NaI(Tl) открыт Р. Ховштадтером более 50 лет назад. На образование одного фотона в нём затрачивается энергия в 25 эВ, что в совокупности с высокой прозрачностью к собственному излучению обеспечивает высокий световыход. Спектр его люминесценции хорошо согласуется со спектральной чувствительностью фотокатодов стандартных ФЭУ. Основным его недостатком является высо-

кая гигроскопичность. При поглощении влаги кристалл желтеет, и его эффективность резко снижается. К недостаткам можно также отнести сильную температурную зависимость. При комнатной температуре его световой выход максимален, но при снижении температуры ниже 0°C и повышении выше $+60^{\circ}\text{C}$ его световой выход существенно падает. Кроме того, при понижении температуры снижается его разрешающая способность по энергии, а при повышении температуры резко уменьшается время высвечивания (уже при температуре $+60^{\circ}\text{C}$ до 150 нс, а при дальнейшем повышении температуры – до 100 нс). В рабочем диапазоне температур ($+10\dots+50$) $^{\circ}\text{C}$ температурный коэффициент по световыходу составляет $0,22\dots0,5\ \%/^{\circ}\text{C}$ (технологический разброс по этому параметру, как видим, двукратный). При резком изменении температуры возможно даже разрушение кристалла. Для небольших кристаллов (25×25 мм) энергетическое разрешение детекторов по излучению изотопа ^{137}Cs (662 кэВ) составляет примерно от 6 до 7,5 %, для кристаллов больших размеров (диаметром свыше 80 мм) снижается до 7...10 %. Высокая гигроскопичность этих кристаллов требует их герметичной упаковки, что накладывает ограничения на их применение для детектирования заряженных частиц (особенно тяжёлых: протонов, дейтронов, тритонов, альфа-частиц и осколков деления ядер, проникающая способность которых весьма мала). В этих случаях альтернативой могут служить кристаллы $\text{CsI}(\text{Tl})$ и $\text{CsI}(\text{Na})$.

Кристаллы $\text{CsI}(\text{Tl})$ и $\text{CsI}(\text{Na})$ имеют существенно меньшую гигроскопичность, не трескаются при механической обработке (в отличие от кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$), что позволяет получать из них сцинтилляторы самых разнообразных форм и размеров. Их сцинтилляционная эффективность даже несколько выше, чем у кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$: при потерях энергии частиц в кристалле в 1 МэВ в $\text{NaI}(\text{Tl})$ образуется примерно $4\cdot 10^4$ фотонов, тогда как в кристалле $\text{CsI}(\text{Tl})$ – $4,5\cdot 10^4$ фотонов. Однако, максимум спектра излучения $\text{CsI}(\text{Tl})$ лежит в области $\lambda = 550$ нм, что плохо согласуется с максимумом спектральной чувствительности стандартных фотокатодов ФЭУ (S11). Поэтому с такими ФЭУ амплитуда сигнала от детекторов на основе $\text{CsI}(\text{Tl})$ составляет всего 45 % от амплитуды детекторов на основе $\text{NaI}(\text{Tl})$. Её можно повысить примерно до 85% при использовании ФЭУ с фотокатодом S20. К недостаткам сцинтилляторов $\text{CsI}(\text{Tl})$ следует отнести и большее время высвечивания – 1 мкс.

Кристаллы $\text{CsI}(\text{Na})$ по сравнению с кристаллами $\text{CsI}(\text{Tl})$ обладают рядом преимуществ. Во-первых, спектр его излучения лучше согласуется со спектральной чувствительностью стандартных фотокатодов S11 ФЭУ, что позволяет получать на выходе ФЭУ амплитуду импульсов, достигающую 85% от амплитуды импульсов с детекторов на основе $\text{NaI}(\text{Tl})$ при тех же про-

чих условиях. Во-вторых, время высвечивания у кристаллов CsI(Na) уменьшается почти в 2 раза – до 630 нс.

Главным недостатком кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) по сравнению с NaI(Tl) является худшее (на 3-5 %) энергетическое разрешение, что затрудняет их использование в спектрометрах гамма-излучения.

Технология выращивания кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) не отличается высокой сложностью, что обеспечивает невысокую стоимость таких детекторов.

Но все эти кристаллы: NaI(Tl), CsI(Na) и CsI(Na) имеют один общий и весьма существенный недостаток – большую интенсивность и время послесвечения – до 5 % в течение 3-6 мс. Это резко ограничивает временное разрешение этих детекторов (максимальную скорость счёта).

Сравнительно новыми являются сцинтилляторы на основе *кристаллов ортогерманата висмута (Bismuth Germanate Oxide) – BGO*. Химическая формула этого кристалла $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$. Имея большую плотность, по сравнению с кристаллами NaI(Tl), BGO-сцинтилляторы обладают значительно большей эффективностью регистрации гамма-излучения, особенно в высокоэнергетической области. Спектр люминесценции этих кристаллов несколько правее, чем у кристаллов NaI(Tl): $\lambda_{\text{макс}} = 480$ нс, а коэффициент преломления выше, чем у стекла фотокатода ФЭУ ($n = 2,13$). Кроме того, при выращивании кристалла в нём могут образовываться микропузырьки, что приводит к дополнительному рассеиванию фотонов. Все эти факторы приводят к снижению световыхода по сравнению с кристаллом NaI(Tl) до уровня 8-16 %.

К недостаткам BGO можно отнести и довольно невысокое разрешение, по сравнению с традиционными сцинтилляторами, составляющее от 9 до 13 % по гамма-излучению цезия-137. Кроме того, для BGO характерны высокая температурная зависимость световыхода и времени высвечивания. Достоинствами же этих кристаллов являются малое время высвечивания (300 нс, что ненамного хуже, чем у NaI(Tl)), и очень малый уровень послесвечения – менее 0,005%, что обеспечивает существенно более высокое быстродействие этих сцинтилляторов по сравнению с традиционными. К достоинствам следует отнести и низкую гигроскопичность, что позволяет использовать их без герметизирующей оболочки, и хорошую механическую обрабатываемость.

Весьма перспективными являются *кристаллы вольфрамата кадмия – CdWO_4 (CWO)*, полученные в 90-х годах прошлого века. По ряду характеристик они существенно превосходят BGO. Световыход этих кристаллов составляет 19,5 фотонов/кэВ, что лишь в два раза хуже NaI(Tl). Спектр излучения этих кристаллов лежит в области 500-600 нм (но некоторая часть кристаллов имеет спектр, смещённый в красную область $\lambda = 650-700$ нм). Энер-

гетическое разрешение СВО по линии 662 кэВ (цезий-137) составляет 7,2 % (что примерно соответствует кристаллу NaI(Tl)). Таким образом, эти кристаллы имеют высокую эффективность регистрации, обладают хорошим разрешением, большим световыходом и его малой зависимостью от окружающей температуры в широком диапазоне температур.

Рекордными показателями по временному разрешению обладают *кристаллы на основе фторида бария* – BaF₃. Кристалл BaF₃ имеет быструю компоненту высвечивания длительностью 0,6...0,76 нс. Быстрая люминесценция имеет место в спектральной области около 200 нм, т.е. в ультрафиолетовой области. Поэтому для её регистрации необходимо использовать ФЭУ с входным окном из кварцевого стекла. Коэффициенты преломления кристалла BaF₃ и кварцевого стекла для длин волн 200 нм достаточно близки (соответственно 1,63 и 1,53), что обеспечивает хороший светосбор. Но основная доля света приходится на область 320 нм, причём время высвечивания в этой области излучения на три порядка выше и составляет 620 нс.

По световыходу приводимые в различных источниках данные достаточно разноречивы. В целом можно принять световыход кристалла BaF₃ по быстрой компоненте равным 5 % по сравнению с NaI(Tl), а по медленной компоненте – 16 %.

Главным достоинством такого детектора является получение высокого разрешения по времени, сравнимого с органическими сцинтилляторами, при гораздо более высокой эффективности за счёт более высокой плотности. Приводятся сведения о получении временного разрешения порядка 0,08 нс на кристалле размерами: диаметр 2 см, толщина 1 см. Энергетическое разрешение кристаллов средних размеров (диаметром 40 мм и толщиной 20 мм) составляет 18 % по линии 662 кэВ (цезий-137).

Перспективными для регистрации рентгеновского излучения и бетаспектрометрии на фоне гамма- и нейтронного излучения являются *кристаллы CaF₂(Eu)*. Оптимальная концентрация примеси Eu для получения наибольшего световыхода составляет 0,5-0,7 % по массе. При этом абсолютный световыход достигает 50 % по сравнению с NaI(Tl). Спектр излучения хорошо согласуется с спектральной чувствительностью фотокатодов ФЭУ. Кристаллы характеризуются низким уровнем послесвечения, что позволяет легко выделять быструю компоненту. Энергетическое разрешение детекторов на основе кристалла CaF₂(Eu) достаточно высокое и составляет 9,5-10 % по линии 662 кэВ. Но при использовании таких детекторов для спектрометрии следует учитывать резкое превышение комптоновского участка над фотопиком. Поэтому для набора достаточной статистики по фотопику приходится увеличивать время экспозиции до 20-30 минут.

Влияние температуры на световыход незначительно в широком диапазоне температур: от минус 100 °С до +100 °С. При этом в температурном интервале (+20...+100) °С им вообще можно пренебречь, а при температурах ниже +20 °С температурный коэффициент световыхода составляет 0,5 %/°С.

Иттрий алюминиды оксиды $Y_2Al_3O_{12}$ до последнего времени были широко известны в лазерной технике. Однако, оказалось, что активация их церием (0,1...1,0 вес. %) позволяет получить сцинтилляторы. По своим характеристикам такие кристаллы близки к CsI(Tl), но обладают существенно более высоким быстродействием. При концентрации CeO_2 0,2 вес. % световыход этих кристаллов достигает 40 % по сравнению с NaI(Tl) для спектральной составляющей $\lambda = 350-390$ нм при времени высвечивания 28 нс. Кристаллы не гигроскопичны, химически стойки и обладают высокими механическими качествами. Детекторы на основе этих кристаллов обеспечивают высокое энергетическое разрешение в области мягких гамма-квантов и рентгеновского излучения (количественные данные не приведены, но, по видимому, не хуже 5 %). Для альфа-излучения (по ^{226}Ra с энергией 7,687 МэВ) энергетическое разрешение составляет 2,5 % и остаётся практически постоянным в широком диапазоне энергий, что открывает блестящие перспективы для их применения в спектрометрии альфа-излучения.

Кристаллы на основе оксида бериллия $BeO(Li)$ и $BeO(Na)$ также перспективны для использования в спектрометрии альфа- и бета-излучений. Монокристаллы оксида бериллия активируются литием и натрием в виде вольфраматов. Содержание лития составляет $(4-6) \cdot 10^{-2}$ вес. %, натрия – $2 \cdot 10^{-2}$ вес. %. Световыход этих сцинтилляторов оценивается на уровне 40-75 % относительно CsI(Tl). Кривая затухания сцинтилляций состоит из трёх временных компонент: 20 нс, 115 нс и 1,85 мкс. Для спектрометрии бета-излучения некоторыми преимуществами по сцинтилляционной эффективности обладают кристаллы, активированные натрием, для спектрометрии альфа-излучения – кристаллы, активированные литием.

Весьма заманчивые перспективы открывают кристаллы *бромид лантана, легированные церием*, $LaBr_3(Ce)$ [21], запатентованные во Франции в 2001 году. Их изготавливают путём плавки высокочистых наноматериалов $LaBr_3$ и $CeBr_3$ при температуре 783 °С. Высокая плотность кристалла 5,3 г/см³ обеспечивает высокую эффективность детекторов при сцинтилляторах сравнительно небольших размеров. Максимум спектральной плотности излучения находится в области 350 нм, что хорошо согласуется со спектральной чувствительностью стандартных ФЭУ. Они обладают высокой эффективностью регистрации, широким температурным интервалом (от минус 100 до +100 °С) и хорошей температурной стабильностью. Не гигроскопичны. Но

главным их достоинством является высокое энергетическое разрешение. Для энергии гамма-излучения 662 кэВ (цезий-137) оно составляет 2,5-2,9 % (15-19 кэВ), в то время как для кристалла NaI(Tl) аналогичного размера при тех же условиях, разрешение равно 6-7 %. Это позволяет использовать устройство детектирования на основе $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ в гамма-спектрометрах вместо неудобных в эксплуатации полупроводниковых германиевых детекторов, которые приходится охлаждать до температуры жидкого азота. Высокое разрешение напрямую ведёт к улучшению качества идентификации радионуклидов в исследуемых образцах. Значения минимально измеряемой активности, за идентичные интервалы времени, уменьшаются и, как следствие, уменьшаются времена измерения образцов для достижения требуемого результата. Высокая температурная стабильность устройств детектирования позволяет эффективно применять их при тяжелых температурных воздействиях внешней среды.

Новейшей разработкой в области неорганических сцинтилляторов является *кристалл* LaCl_3 . По своим свойствам он близок к LaBr_3 . Плотность кристалла составляет 3,64 г/см³, что примерно в 1,5 раза меньше, чем LaBr_3 . Спектральная эмиссия имеет максимумы на длинах волн 350 и 420 нм, что хорошо согласуется с спектральной чувствительностью ФЭУ. Световой выход кристаллов составляет 50 ф.эл./кэВ, время высвечивания – 30 нс, энергетическое разрешение по линии 662 кэВ в зависимости от размеров кристалла составляет 3,2...4,2 %. Следует также учитывать, что оба сцинтиллятора (и LaBr_3 , и LaCl_3 обладают некоторой собственной активностью за счёт наличия нестабильного изотопа ^{138}La и загрязнения некоторыми другими радиоактивными изотопами, из которых основными являются ^{211}Pb и ^{207}Tl . Бета-распад этих изотопов приводит к испусканию электронов с энергией соответственно 252, 1378 и 1423 кэВ, причём β -распад ^{138}La сопровождается гамма-излучением с энергией гамма-квантов 789 и 1436 кэВ.

Следует также отметить, что существует большое количество весьма эффективных сцинтилляторов, но из них не удаётся вырастить большие кристаллы для детекторов. Например, $\text{ZnS}(\text{Tl})$ и ZnO – обладают малой гигроскопичностью, высокой конверсионной эффективностью, достигающей 20-25% и практически независимой от энергии регистрируемых частиц. Сцинтилляторы $\text{ZnS}(\text{Ag})$ в виде тонкого слоя порошка, закреплённого на светопроводящей подложке, широко применяются для регистрации альфа-излучения, поэтому они могут использоваться только для регистрации тяжёлых заряженных частиц. Основным их недостатком является невысокое время разрешения (порядка 10^{-3} с). Но, если к такому порошку подмешать бор-

содержащий компонент, например B_2O_3 – получим хороший детектор для регистрации медленных и тепловых нейтронов (по ядерной реакции $^{10}B(n, \alpha)^7Li$), к тому же малочувствительный к сопутствующему гамма-излучению.

Совсем недавно удалось разработать технологию получения *монокристаллов* ZnO сравнительно больших размеров. Технология основана на высокотемпературном нагреве порошка ZnO (1900 °C) при высоком давлении. При активации его индием он даёт световыход 10 фотонов на 1 кэВ при $\lambda_{\text{макс}} = 395$ нм. Это примерно соответствует пластмассовым сцинтилляторам. Время нарастания световой вспышки составляет 0,1 нс, а спада – менее 1 нс, что позволяет получить временное разрешение менее 1 нс. Кристаллы ZnO обладают большей плотностью, чем пластмассовые сцинтилляторы при том же временном разрешении. Они прочны, негигроскопичны, стабильны в широком диапазоне температур, обладают высокой радиационной стойкостью и сравнительно недороги. Энергетическое разрешение их немного лучше, чем у пластмассовых сцинтилляторов. Все эти качества делают их перспективными для прецизионных временных измерений в широком температурном диапазоне, а также для спектрометрии гамма-, бета и альфа-излучений со средней разрешающей способностью.

4.2 Органические сцинтилляторы

Органические кристаллические сцинтилляторы. Молекулярные силы связи в органических кристаллах малы по сравнению с силами, действующими в неорганических кристаллах. Поэтому взаимодействующие молекулы практически не возмущают энергетические электронные уровни друг у друга, и процесс люминесценции органического кристалла является процессом, характерным для отдельных молекул. В основном электронном состоянии молекула имеет несколько колебательных уровней. Под воздействием регистрируемого излучения молекула переходит в возбуждённое электронное состояние, которому также соответствует несколько колебательных уровней. Возможны также ионизация и диссоциация молекул. При этом в результате рекомбинации ионизованные молекулы возвращаются в нейтральное, но возбуждённое состояние. Возбуждённая молекула может находиться на высоких уровнях возбуждения и через очень короткое время ($\sim 10^{-11}$ с) испускает фотон высокой энергии. Этот фотон поглощается одной из соседних молекул, причём часть энергии возбуждения этой молекулы может быть израсходована на тепловое движение и испущенный впоследствии фотон будет обладать уже меньшей энергией по сравнению с предыдущим. После не-

скольких циклов испускания и поглощения образуются молекулы, находящиеся на первом возбуждённом уровне; они испускают фотоны, энергия которых уже недостаточна для возбуждения других молекул и, таким образом, кристалл будет прозрачным для этого излучения. Благодаря тому, что большая часть энергии возбуждения расходуется на тепловое движение, световой выход (конверсионная эффективность) кристалла сравнительно невелик и составляет несколько процентов.

В качестве твёрдых органических сцинтилляторов часто используются *монокристаллы антрацена* $C_{14}H_{10}$, *стильбена* $C_{14}H_{12}$, *нафталина* $C_{10}H_8$ с антраценом (5%), толана (дифенилацетилена) и др. Все органические сцинтилляторы обладают по сравнению с неорганическими, меньшими временами высвечивания и меньшей плотностью. Детекторы на их основе отличаются хорошей разрешающей способностью по времени, обычно $10^{-6} - 10^{-8}$ с, но меньшей эффективностью к гамма-излучению. Обычно они, в различном конструктивном оформлении используются для регистрации и спектрометрии альфа- и бета-частиц. Монокристаллы стильбена и толана, например, легко выращиваются до больших размеров и имеют самые короткие времена высвечивания. Стильбен хотя и обладает несколько меньшим световым выходом, чем антрацен, но зато длительность сцинтилляции у него значительно меньше ($7 \cdot 10^{-9}$ с), чем у антрацена, что позволяет использовать его в тех экспериментах, где требуется регистрация очень интенсивного излучения.

Пластмассовые сцинтилляторы. Пластмассовые сцинтилляторы представляют собой твёрдые растворы флуоресцирующих органических соединений (*n*-Терфенил, 2,5-Дифенилоксазол и др.) в подходящем прозрачном веществе. Например, растворы антрацена или стильбена в полистироле, или плексигласе. Так как растворителя много больше, чем растворённого сцинтиллятора, то регистрируемая частица производит в основном возбуждение молекул растворителя. Энергия возбуждения растворителя передаётся молекулам сцинтиллятора за счёт фотонного механизма, т. е. молекулы растворителя испускают фотоны, которые затем поглощаются молекулами растворённого вещества, возбуждая их, а те уже испускают более длинноволновые фотоны. Так как концентрация растворённого сцинтиллирующего вещества мала, то раствор оказывается практически прозрачным для возникшего излучения сцинтиллятора.

Пластмассовые сцинтилляторы характеризуются: малым временем высвечивания порядка $10^{-8} - 10^{-9}$ сек, удовлетворительной устойчивостью к воздействию облучений, пропорциональной зависимостью амплитуд импульсов сцинтилляций от энергии излучения. Сцинтилляционная эффективность

лучших пластмассовых сцинтилляторов достигает 70% эффективности монокристаллов стибьена. Ценным свойством пластмассовых сцинтилляторов является их прозрачность к собственному излучению. Сцинтиллирующие пластмассы легко изготавливаются, механически обрабатываются и дают интенсивное свечение. В качестве примера можно назвать твёрдые растворы терфенила или антрацена в полистироле. Сцинтилляторы-пластики могут быть изготовлены больших объёмов и любой формы (блочные детекторы, плёнки, капилляры и т.п.).

Пластмассовые сцинтиллирующие детекторы имеют эффективности ниже введённого вещества-сцинтиллятора из-за меньшей его концентрации на единицу объёма детектора. Зато такие детекторы не боятся механических воздействий, влаги и могут эксплуатироваться в диапазоне температур (-190 ... +70° С). Их применяют для регистрации заряженных частиц. Они чувствительны также и к гамма-излучению.

Органические сцинтилляторы в кристаллическом и заполимеризованном виде используются для регистрации быстрых нейтронов благодаря эффекту упругого их рассеяния в материале детектора и возникающим при этом ядрам отдачи. Однако в каждом случае следует оценить степень влияния на результат сопровождающего нейтронный поток гамма-излучения.

Жидкие органические сцинтилляторы. Жидкие сцинтилляторы представляют собой растворы флуоресцирующих веществ в прозрачных растворителях, мало поглощающих энергию излучения в фиолетовой и ультрафиолетовой частях спектра. Растворителями могут служить очищенные м-ксилол, толуол, фенилциклогексан. Сцинтиллирующими добавками являются *n*-Терфенил, 2,5-Дифенилоксазол (ППО), 1,4-Ди-[2-(5-фенилоксазолил)]-бензол (ПОПОП), кватерфенил и др. Наибольшим световым выходом обладает сцинтиллятор, изготовленный при растворении *p*-терфенила в ксилоле при концентрации растворенного вещества 5 г/л.

Ценным свойством жидкостных сцинтилляторов является малое время высвечивания (10^{-8} - 10^{-9} с), хорошая прозрачность для собственного излучения и возможность изготавливать их в любых объёмах и сосудах.

Механизм флуоресценции в жидких сцинтилляторах аналогичен механизму, происходящему в твёрдых растворах – сцинтилляторах. Использование жидкостей позволяет получать неограниченные объёмы сцинтилляторов. Жидкостный детектор обычно представляет собой стеклянный сосуд, по диаметру катода ФЭУ, наполненный сцинтиллирующим раствором и установленный непосредственно на фотокатод ФЭУ. Измеряемый радиоактивный образец помещается внутрь жидкого объёма или смешивается с жидким

сцинтиллятором. Для повышения эффективности такого жидкостного счётчика – максимум спектра излучения паратерфенила сдвигают к максимуму чувствительности фотокатода, используемого ФЭУ путём добавок в раствор сцинтиллятора в рекомендованных пропорциях так называемых «сдвигающих добавок». В качестве таких добавок часто используют стандартные препараты РОРОР, РРО и др. Жидкостные сцинтилляционные детекторы широко применяются в радиометрии образцов, содержащих низкоэнергетические β -частицы. Их применяют и для регистрации гамма-излучения, а также нейтронов. В последнем случае в органических жидкостях растворяют вещество, в котором нейтроны вызывают ядерную реакцию с образованием заряженной частицы.

В таблице 2 представлены основные характеристики некоторых твёрдых и жидких сцинтилляторов.

Таблица 2. Характеристики некоторых твёрдых и жидких сцинтилляторов, применяемых в сцинтилляционных детекторах

Сцинтиллятор	Плотность, $г/см^3$	Время свечения, <i>нсек.</i>	Длина волны в максимуме спектра, нм	Конверсионная эффективность, % (для электронов)
Кристаллы				
Антрацен $C_{14}H_{10}$	1,25	30	445	4
Стильбен $C_{14}H_{12}$	1,16	6	410	3
NaI (Tl)	3,67	250	410	6
ZnS (Ag)	4,09	11	450	10
CsI (Tl)	4,5	700	560	2
Жидкости				
Раствор <i>p</i> -терфенила в ксилоле (5 г/л) с добавлением РОРОР ¹ (0,1 г/л)	0,86	2	350	2
Раствор <i>p</i> -терфенила в толуоле (4 г/л) с добавлением РОРОР (0,1г/л)	0,86	2,7	430	2,5
Пластики				
Полистирол с добавлением <i>p</i> -терфенила (0,9%) и <i>a</i> -NPO ² (0,05 весовых %)	1,06	2,2	400	1,6
Поливинилтолуол с добавлением 3,4% <i>p</i> -терфенила и 0,1 весовых % РОРОР	1,1	3	430	2

¹РОРОР — 1,4-ди-[2-(5-фенилоксазолил)]-бензол.

²NPO — 2-(1-нафтил)-5-фенилоксазол.

Указанные в этой таблице активирующие добавки и есть так называемые сместители спектра. Основное активное вещество, с которым взаимодействует ядерное излучение, обычно излучает в глубоком ультрафиолетовом диапазоне. Для этого диапазона длин волн основное вещество сцинтиллятора непрозрачно. Вывод света осуществляется второй компонентой сцинтиллятора – сместителем спектра, которая поглощает первичное излучение и переизлучает его в более длинноволновом диапазоне, поскольку часть энергии первичного излучения расходуется на упругие столкновения квантов с электронами атомов. Кванты вторичного излучения имеют меньшую энергию, которой уже недостаточно для возбуждения атомов основного вещества. Следовательно, для этого вторичного излучения основное вещество сцинтиллятора прозрачно. Эмиссионный спектр этого излучения должен быть согласован со спектральной характеристикой фотокатода ФЭУ.

4.3 Газообразные сцинтилляторы

При прохождении заряженных частиц через различные газы в них наблюдается появление сцинтилляций. Наибольшим световым выходом обладают тяжёлые благородные газы (аргон, ксенон и криптон). Большим световым выходом обладает также смесь ксенона и гелия. Присутствие в гелии 10 % ксенона обеспечивает световой выход, даже больший, чем у чистого ксенона. Ничтожно малые примеси других газов резко уменьшают интенсивность сцинтилляций в благородных газах.

В газовых детекторах катод ФЭУ помещается в соответствующий светоизолированный газонаполненный объём. Измеряемый радиоактивный объект чаще всего также помещается в этот газонаполненный объём. Это обеспечивает полную регистрацию всего излучения источника (геометрия 4π), что облегчает измерение активности источника излучения.

Газовые детекторы применяются главным образом для исследования тяжёлых заряженных частиц малых энергий ($<0,1$ МэВ) и осколков деления ядер, поскольку обладают малой плотностью, недостаточной для полного торможения высокоэнергичных частиц (не говоря уже о гамма- и нейтронном излучении). Газы обладают линейной зависимостью величины сигнала от поглощенной энергии частицы в широком диапазоне энергий, высоким быстродействием и возможностью в некоторых пределах менять тормозную способность изменением давления (хотя, конечно, жидкие и твёрдые сцинтилляторы, обладая во много раз более высокой плотностью, могут полностью поглотить энергию частиц в гораздо более широком диапазоне). Характеристи-

ки некоторых газов, применяемых в качестве сцинтилляторов в сцинтилляционных детекторах приведены в таблице 3. Газы обладают линейной зависимостью величины сигнала от поглощенной энергии частицы в широком диапазоне энергий, высоким быстродействием и возможностью в некоторых пределах менять тормозную способность изменением давления (хотя, конечно, жидкие и твёрдые сцинтилляторы, обладая во много раз более высокой плотностью, могут полностью поглотить энергию частиц в гораздо более широком диапазоне). Газовые сцинтилляторы требуют высокой чистоты газа и специального ФЭУ с кварцевыми окнами, поскольку значительная часть излучаемого света лежит в ультрафиолетовой области.

Таблица 3. Характеристики газов, применяемых в качестве сцинтилляторов в сцинтилляционных детекторах (при давлении 740 мм рт. ст., для α -частиц с энергией 4,7 МэВ)

Газ	Время высвечивания τ , с	Длина волны в максимуме спектра, нм	Конверсионная эффективность n , %
Ксенон	10^{-8}	325	14
Криптон	10^{-8}	318	8,7
Аргон	10^{-8}	250	3
Азот	$3 \cdot 10^{-9}$	390	2

4.4 Вопросы для самопроверки

1. Описать принцип работы и дать общую классификацию сцинтилляционных детекторов.
2. Описать сравнительные характеристики монокристаллических неорганических сцинтилляционных детекторов.
3. Чем определяется световыход монокристаллических сцинтилляторов и какие из них по этому показателю предпочтительны?
4. Что означает энергетическое разрешение сцинтиллятора и какие из неорганических монокристаллических сцинтилляторов обладают наилучшим энергетическим разрешением?
5. Каковы основные достоинства сцинтилляторов на основе кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$?
6. Что сдерживает широкое применение детекторов на основе кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ для построения спектрометров гамма- и бета-излучений?
7. Провести сравнительный анализ различных неорганических монокристаллических сцинтилляторов по временному разрешению.
8. В чём смысл согласования спектральных характеристик сцинтиллятора и ФЭУ?

9. Провести сравнительный анализ различных неорганических монокристаллических сцинтилляторов по спектральным характеристикам.

10. Какова область максимальной спектральной чувствительности типичных ФЭУ?

11. Каковы основные достоинства и недостатки сцинтиллятора NaI(Tl)?

13. Каковы основные достоинства и недостатки органических сцинтилляторов по сравнению с неорганическими?

15. Какие органические кристаллы используются в качестве сцинтилляторов и каковы их основные характеристики?

16. В чём органические монокристаллические сцинтилляторы уступают неорганическим, а в чём превосходят?

17. Провести сравнительный анализ детекторов на органических кристаллах и пластиковых сцинтилляторах.

18. В каких случаях удобно использовать жидкостные и газовые сцинтилляторы?

20. В каких случаях при регистрации нейтронных излучений необходимо отстраиваться от влияния сопутствующего гамма-излучения?

22. Каковы основные достоинства и области применения жидкостных сцинтилляторов?

23. В каких случаях могут использоваться газообразные сцинтилляторы?

24. Характеристики газов, используемых в качестве газообразных сцинтилляторов.

4.5 Темы для подготовки докладов

1. Выбор сцинтилляторов для детекторов, используемых в спектрометрах гамма-излучения.

2. Выбор сцинтилляторов для измерений альфа- и бета-излучений.

5. Сцинтилляторы, применяемые для регистрации нейтронного излучения

5.1 Сцинтилляторы, применяемые для регистрации нейтронного излучения

Сцинтилляционные методы регистрации нейтронов подразделяются на прямые и косвенные. В прямых методах нейтроны, взаимодействуя с ядрами сцинтиллятора, образуют заряженные частицы. Для регистрации нейтронов прямым методом используют неорганические кристаллы, в частности LiI(Eu), органические кристаллы стильбена, антрацена, а также пластмассовые сцинтилляторы на основе полистирола или органического стекла со сцинтиллирующими добавками. В ряде случаев используют некоторые жидкие сцинтилляторы. Для повышения чувствительности к нейтронам малых энергий используют введение в состав сцинтилляторов веществ, с которыми с большим сечением взаимодействуют тепловые нейтроны: бор-10 или литий-6. Возникшие при взаимодействии этих введённых активных веществ с нейтронами вторичные заряженные частицы вызывают в основном веществе сцинтиллятора световые вспышки. Очевидно, что чем больше находится активного вещества на пути нейтронов, тем большей будет вероятность их поглощения, тем большей будет эффективность их регистрации. Однако чрезмерное увеличение концентрации активного вещества в сцинтилляторе может ухудшить его прозрачность для собственного излучения. Поэтому обычно концентрация таких веществ в основном веществе сцинтиллятора не превышает нескольких весовых процентов.

Хорошим сцинтиллятором для медленных нейтронов является монокристалл LiI(Eu), обогащённый изотопом ${}^6\text{Li}$. Он прозрачен для света, имеет короткое время высвечивания. Медленные нейтроны эффективно взаимодействуют с ядрами ${}^6\text{Li}$, входящими в состав сцинтиллятора. Продукты реакции (альфа-частица и тритон), суммарная энергия которых равна 4,78 МэВ, вызывают интенсивную вспышку света в сцинтилляторе. Хотя монокристалл LiI чувствителен к гамма-квантам, однако только гамма-кванты с энергией около 5 МэВ и выше могут создать вспышку света, которая по интенсивности была бы сравнима со вспышкой света от нейтрона. Таких высокоэнергетических гамма-квантов в фоновом гамма-излучении обычно немного. Импульсы, создаваемые гамма-квантами с энергией $E < 5$ МэВ, имеют амплитуду меньше амплитуды импульса от нейтронов и отделяются от нейтронных импульсов амплитудным дискриминатором.

Ту же реакцию (n, α) на ${}^6\text{Li}$ используют для регистрации нейтронов с помощью прозрачных сцинтиллирующих неорганических пластмасс, называ-

емых литиевыми стеклами. В их состав входит до 6 весовых процентов ${}^6\text{Li}$. Литиевые стекла обладают хорошей чувствительностью к медленным нейтронам. Эффективность регистрации тепловых нейтронов достигает 100% при толщине стекла 10-15 мм. Импульсы, образованные в литиевом стекле гамма-квантами с энергией до 1,5 МэВ, меньше по амплитуде импульсов от нейтронов и легко дискриминируются. Литиевые стекла изготавливают в форме цилиндрических шайб, непосредственно располагаемых на фотокатоде ФЭУ. В состав стекла, кроме соединения лития, входят соединения ряда других элементов. Они превращают стекло в сцинтиллятор, в котором альфа-частица вызывает вспышку света.

Стекла на основе цирконосиликатов и бериллиевых фосфатов отличаются повышенной радиационной стойкостью и высоким световыходом, но не обладают достаточно высокой технологичностью. Более технологичными оказались стекла на базе литиевого силикатного стекла с церием, обладающие повышенной чувствительностью к нейтронам. При содержании Li_2O на уровне 22,5 %/моль стекло имеет световыход с максимумом спектра люминесценции 3,2 эВ, что в 1,8 раза превышает световыход принятых за эталон стекол NE-905. Регистрация тепловых нейтронов осуществляется по реакции ${}^6\text{Li}_3(n, \alpha)^3\text{H}$. Продукты реакции – альфа-частицы – вызывают в стекле сцинтилляции длительностью 60 нс.

Более удобны и технологичны в производстве сцинтилляторы на основе органических пластмасс (полистирола, плексигласа) с добавлением в них (до полимеризации) в небольших концентрациях ${}^{10}\text{B}$ или ${}^6\text{Li}$. Небольшие концентрации этих веществ не нарушают прозрачность сцинтилляторов для собственного излучения, а сам сцинтиллятор можно сделать любых желаемых размеров и формы.

Для регистрации медленных нейтронов используют также смесь веществ, содержащую ${}^{10}\text{B}$ и сцинтиллятор ZnS (например, смесь порошков борной кислоты и сернистого цинка). Такой сцинтиллятор обладает слабой чувствительностью к гамма-квантам, однако имеет плохую прозрачность для собственного света. Последнее ограничивает его использование, так как возможно применение лишь тонких слоёв сцинтиллятора, а это снижает его эффективность.

Чтобы повысить чувствительность таких детекторов используют косвенные методы регистрации, при которых нейтроны взаимодействуют с веществом, находящимся вне сцинтиллятора. Эти вещества называют радиаторами. Возникающее в радиаторе гамма-излучение детектируется сцинтилляционным детектором с твёрдым или жидким сцинтиллятором. В частности,

таким путём изготавливают многослойный сцинтиллятор, в котором тонкие слои смеси ^{10}B и ZnS чередуются со слоями прозрачного органического стекла, служащими световодами для выхода света к фотокатоду ФЭУ. Эффективность регистрации нейтронов детектором со слоистым сцинтиллятором достигает 30 %. При регистрации нейтронов с энергиями в несколько мегаэлектрон-вольт используются сэндвичи из люцита и ZnS , регистрирующие протоны отдачи, возникающие в водородсодержащем материале. Смесь полистирола с ZnS позволяет отделить импульсы от протонов отдачи, от импульсов от гамма-квантов, поскольку при взаимодействии протонов с ZnS , вспышки получаются более мощными и легко дискриминируются от вспышек, вызываемых гамма-квантами.

Для регистрации медленных нейтронов используются некоторые сцинтиллирующие жидкости с добавкой растворимых соединений бора. Нейтроны взаимодействуют с бором, образуя альфа-частицу, которая вызывает вспышку света в жидком сцинтилляторе. В частности, к весьма чувствительным детекторам нейтронов такого типа относится детектор со сцинтиллятором из жидкого толуола, в котором растворён метилборат (соединение бора). Приготовленный раствор заливают в герметичный контейнер с толщиной рабочего объёма по направлению потока нейтронов около 1 см. Пробег электронов, образованных гамма-квантами, не укладывается на такой толщине сцинтиллятора, вследствие чего импульсы от них имеют небольшую амплитуду и отделяются от нейтронов с помощью амплитудного дискриминатора. Эффективность детектора зависит от количества ^{10}B , введённого в жидкий сцинтиллятор, и может достигать 50% при энергии нейтронов 1 кэВ.

Коротко остановимся на сравнении преимуществ и недостатков сцинтилляторов на базе ^6Li и ^{10}B . Выше было показано, что для регистрации медленных нейтронов можно использовать в качестве активного вещества ^6Li или ^{10}B , введенные в пластиковые сцинтилляторы. Их преимущество перед любыми газонаполненными счётчиками состоит в том, что они «быстрые»: времена высвечивания таких сцинтилляторов составляют нескольких наносекунд, что позволяет регистрировать высокоинтенсивные потоки нейтронов. В борсодержащих пластиковых сцинтилляторах происходит регистрация продуктов реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$. Напомним, что в 6% случаев эта реакция идёт по каналу образования α -частиц с энергией 1,78 МэВ и прямого перехода ^7Li на свой основной уровень. В 94% случаев эта реакция идет по каналу образования α -частиц с энергией 1,47 МэВ и возбужденного состояния $^{7*}\text{Li}$ с последующим быстрым его переходом в основное состояние и излучением γ -кванта с энергией 0,478 МэВ. В отличие от лития использование соединений

на основе дешёвого природного бора в пластических сцинтилляторах выгодно тем, что в природном боре содержится достаточно много – 19,9% необходимого для регистрации замедленных нейтронов изотопа ^{10}B , что позволяет обойтись без дорогостоящей процедуры его обогащения. Сечения реакции нейтронов с энергией 1 эВ на ^6Li и ^{10}B составляют 149 и 609 барн соответственно и с энергией изменяются как $\sigma \sim 1/\sqrt{E_n}$, т.е. обратно пропорционально скорости нейтронов. Видно, что использование ^{10}B для регистрации нейтронов в 4 раза эффективнее использования ^6Li , однако энерговыделение в реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ составляет 4,8 МэВ, и эта реакция не сопровождается излучением γ -квантов. Использование в пластических сцинтилляторах ^6Li (вместо ^{10}B) увеличивает энерговыделение от реакций регистрации нейтронов почти в три раза. Поэтому для решения ряда задач (например, при регистрации космического излучения) литиевые полистирольные сцинтилляторы имеют неоспоримое преимущество перед борсодержащими сцинтилляторами.

Для регистрации высокоэнергичных нейтронов широко применяются сцинтилляторы, использующие реакцию выбивания нейтронами протонов отдачи из водородсодержащих веществ. В качестве таких сцинтилляторов применяют органические монокристаллы стильбена, антрацена, толана или пластмассовые сцинтилляторы на основе полистирола. Основная трудность при детектировании нейтронов такими сцинтилляторами – их высокая чувствительность к гамма-излучению. Импульсы от гамма-квантов сравнимы с импульсами от протонов или даже больше их. Это объясняется тем, что конверсионная способность сцинтилляторов для β -частицы выше, чем для протона. Тем не менее, на базе стильбена созданы детекторы нейтронов, в которых удаётся отделить нейтронную и гамма-компоненты импульсов друг от друга, но уже не по амплитуде импульсов, а по их форме. Время высвечивания стильбена, возбуждаемого β -частицей и протоном, различно. Это свойство стильбена отражается на характеристиках выходного импульса ФЭУ. С помощью специальной электронной аппаратуры, анализирующей форму заднего спада выходных импульсов, можно разделить импульсы от нейтронов и гамма-квантов.

5.2 Вопросы для самопроверки

1. Какие из неорганических монокристаллических сцинтилляторов используются для регистрации нейтронного излучения?
2. Какие органические сцинтилляторы могут использоваться для регистрации нейтронных излучений?

3. Какой физический эффект используется в органических сцинтилляторах нейтронного излучения?
4. Что представляют собой сцинтиллирующие стёкла и за счёт чего обеспечивается их чувствительность к нейтронам?
5. Провести сравнительный анализ органических кристаллов и пластмассовых сцинтилляторов для измерений нейтронного излучения.
6. В каких случаях при регистрации нейтронных излучений необходимо отстраиваться от влияния сопутствующего гамма-излучения?
7. Почему при использовании сцинтилляторов, использующих эффект протонов отдачи не удаётся отстроиться от влияния сопутствующего гамма-излучения путём амплитудной дискриминации выходных импульсов детектора?
8. Имеется ли возможность изменять спектральную характеристику сцинтилляционных нейтронных детекторов, использующих органические кристаллы и пластиковые сцинтилляторы?
9. Можно ли повысить чувствительность к тепловым нейтронам сцинтилляционных детекторов на основе стильбена?
10. Можно ли повысить чувствительность к тепловым нейтронам сцинтилляционных детекторов на основе полистирола?

5.3 Темы для подготовки докладов

1. Спектрометр быстрых нейтронов на протонах отдачи.
2. Нейтронные спектрометры для применения в космосе, сконструированные в Институте космических исследований РАН.

6. Методы визуальной регистрации траекторий ядерных частиц (трековые методы)

6.1 Фотографические методы

Действие ионизирующих излучений на фотографические материалы было открыто ещё в конце XIX века. В 1895 году Вильямом Рентгеном при исследовании катодных лучей был обнаружен новый вид излучения, способный проникать сквозь непрозрачные предметы и засвечивать фотопластинки. Оказалось, что неизвестное излучение поглощалось только достаточно толстыми пластинами свинца, легко проникая сквозь стекло, бумагу, живую ткань. Под действием этих лучей можно было получить изображение внутреннего строения различных непрозрачных объектов (в том числе и его собственной руки). Менее чем за два месяца ученым были изучены практически все основные свойства открытых им лучей, названных им X-лучами, включая также их возможное применение в медицине. За свое открытие Рентген получил в 1901 году самую первую в истории науки Нобелевскую премию по физике.

А в 1896 году, исследуя явления флуоресценции, Антуан Анри Беккерель обнаружил почернение фотопластинок, находящихся в светонепроницаемой упаковке, на которые был положен кусочек соли урана. Именно так и было открыто явление радиоактивности и с этих двух открытий и началось бурное развитие новой области физики – ядерной физики. И на первом этапе её развития одним из основных методов регистрации ядерных частиц был именно фотографический метод. Однако и в настоящее время этот метод, получивший название *метод ядерных эмульсий*, применяется достаточно широко в ядерно-физических исследованиях, поскольку позволяет фиксировать траектории движения ядерных частиц.

Ядерные эмульсии представляют собой мелкие кристаллики ионов бромистого серебра AgBr , равномерно распределённые в слое желатина. Зёрна бромистого серебра в ядерных эмульсиях мельче, чем в обычных фотоэмульсиях (от 0,1 до 0,6 мкм), а общее количество бромистого серебра в эмульсии существенно выше и составляет 50-60 % (по весу). Эмульсия наносится на стеклянную пластинку или целлулоидную плёнку. Толщина эмульсионного слоя может быть разной (от единиц до 1200 мкм) в зависимости от целей исследования. А для регистрации длинных треков в трёхмерном пространстве используют многослойные пачки плёнок, толщина которых может достигать до десятков сантиметров (эмульсионные камеры). В этих случаях используются толстые эмульсии без целлулоидных подложек (выпускаемые в виде эмульсионных лент).

При прохождении ядерных частиц через эмульсию зёрна бромистого серебра на пути её траектории диссоциируются, образуя ионы серебра, которые при последующем проявлении восстанавливаются до металлического серебра, создавая видимое изображение треков частиц. Зёрна, не подвергшиеся воздействию ядерных частиц, удаляются из эмульсии в процессе обработки в растворе закрепителя (также как при обработке обычных фотоплёнок).

Добавление в состав ядерных эмульсий некоторых веществ позволяет регулировать их чувствительность к определённым видам заряженных частиц с учётом их энергий. Более того, если ядерные эмульсии обычного состава нечувствительны к нейтронам, то добавление в её состав изотопа ^{10}B позволяет обеспечить чувствительность к нейтронному излучению.

Тонкослойные ядерные эмульсии обрабатываются также как рентгеновские плёнки. Но для обработки толстослойных эмульсий пришлось разрабатывать специальную технологию обработки. Это связано с необходимостью обеспечения диффузии молекул проявителя на большую глубину эмульсионного слоя и равномерным проявлением как поверхностных, так и глубинных слоёв при минимизации разбухания желатиновой основы. Дело в том, что при разбухании желатиновой основы происходит деформация изображений треков частиц, что снижает точность измерения их параметров.

Измеряя толщину трека (при точных измерениях подсчитывают с помощью микроскопа количество почерневших зёрен), можно различать различные виды частиц, а измеряя длину трека, определять их энергию.

Основным достоинством метода ядерных эмульсий по сравнению с другими визуальными методами (камеры Вильсона и пузырьковые камеры) является практически неограниченное время экспозиции, что позволяет использовать их для регистрации редких событий

Помимо метода ядерных эмульсий фотографический метод на раннем этапе развития ядерной индустрии использовался для индивидуальной дозиметрии. Для этого использовались небольшие отрезки обычной фотоплёнки, помещаемой в светонепроницаемый футляр, имеющий форму авторучки или нагрудной кассеты, прикрепляемой к одежде. Под действием гамма- и рентгеновского излучения происходит равномерное почернение плёнки, пропорциональное поглощённой дозе излучения. Варьируя состав эмульсии и используя металлические (чаще всего свинцовые) экраны различной толщины, обеспечивали различные диапазоны измеренной дозы (от долей рентгена до тысяч рентген). Важным достоинством этого метода является независимость регистрируемой дозы от мощности дозы, т.е. от интенсивности излучения. Накопленная доза определяется по степени почернения фотоплёнки после проявления и закрепления для чего используется специальная фотометриче-

ская аппаратура. Конечно, важно соблюдать стабильную технологию проявления, чтобы обеспечить однозначность результатов. Основным недостатком таких дозиметров является необходимость достаточно сложной обработки экспонированных плёнок в фотолаборатории с последующим измерением степени почернения. Поэтому в настоящее время они практически полностью вытеснены ионизационными и фотолюминесцентными индивидуальными дозиметрами.

6.2 Камеры Вильсона

Принцип работы камеры Вильсона основан на явлении конденсации пересыщенного пара вокруг микроскопических центров конденсации, образуемых ионами, образовавшимися при прохождении ядерных частиц через газ, содержащий пересыщенный пар. На этом принципе работают камеры двух типов: камеры с расширением – камеры Вильсона и диффузионные камеры, где происходит диффузия конденсируемого пара из тёплой части, где он является ненасыщенным, в холодную часть, где он становится пересыщенным. В данном случае рассмотрены только камеры с расширением, т.е. камеры Вильсона.

В качестве детектирующей среды в камерах Вильсона преимущественно используется воздух и водяной пар, реже аргон с парами спирта (в основном для регистрации высокоэнергичных длиннопробежных частиц). Схематическое устройство камеры Вильсона показано на рисунке 1.

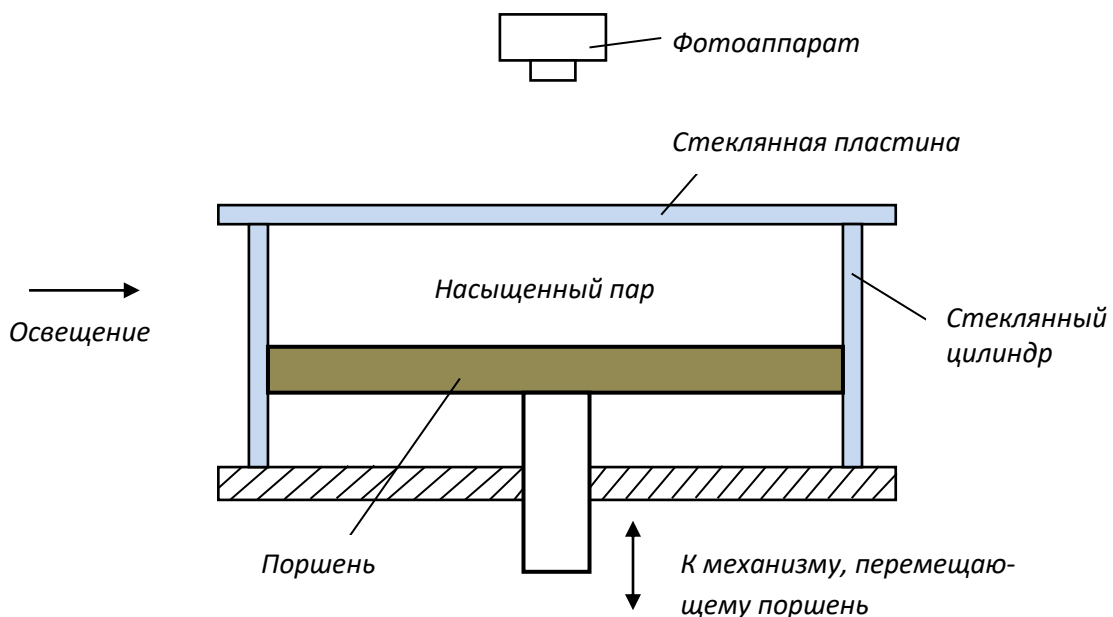


Рис. 1. Схема камеры Вильсона

В камерах Вильсона пар, содержащийся в воздухе камеры, находится

в динамическом равновесии с жидкостью (водой), находящейся в специальном лотке (на рисунке не показан). Благодаря этому при данной температуре устойчиво поддерживается насыщенное состояние пара.

Непосредственно перед измерением с помощью поршня производится адиабатическое расширение газопаровой смеси. При этом её температура падает и пар переходит в пересыщенное состояние. Но при отсутствии центров конденсации капельки жидкости не образуются. Лишь при прохождении ядерных частиц происходит ионизация газа на пути движения частиц. Эти ионы и являются центрами конденсации, на которых и образуются капельки жидкости, и траектории движения частиц становятся видимыми. Их фотографируют через стеклянную крышку камеры.

Но постепенно за счёт теплообмена со стенками камеры температура газа плавно повышается и вновь достигается динамическое равновесие, пар переходит в насыщенное состояние и камера становится нечувствительной к ионизирующим частицам. В зависимости от размеров и конструкции камеры время её чувствительности (когда имеются условия для конденсации пересыщенного пара вокруг ионов) может составлять от нескольких миллисекунд до 2-3 с. Чтобы камера не фиксировала фоновые излучения в её чувствительном объёме создаётся электрическое поле небольшой напряжённости (20-50 В/см), которое удаляет из чувствительного объёма все ионы. На момент измерения электрическое поле выключается, чтобы не исказить траектории движения исследуемых частиц. Камеры Вильсона обычно работают при атмосферном начальном давлении. Но при изучении короткопробежных частиц малой энергии приходится использовать пониженное давление (до 10 см рт. ст.). И наоборот, при исследовании длиннопробежных частиц высокой энергии необходимо увеличивать давление в камере (до десятков атмосфер). В этих случаях вместо воздуха используют тяжёлый газ аргон с высокой тормозной способностью, а вместо паров воды – пары спирта.

6.3 Диффузионные камеры

Тот же физический принцип конденсации пересыщенного пара используется в диффузионных камерах. От камер Вильсона они отличаются отсутствием подвижного поршня для создания разрежения. При этом зона пересыщенного пара создаётся за счёт температурного градиента, создаваемого по высоте камеры. Схематически устройство диффузионной камеры показано на рисунке 2. Температурный градиент в них создаётся за счёт охлаждения нижней части камеры резервуаром с сухим льдом (замороженная углекислота). Наиболее пригодными для диффузионных камер оказались пары метилового и этилового спиртов, а газовой средой может служить воздух или

водород. Воздух применяется при давлениях от 10 см рт. ст. до 4 атмосфер, а водород – при высоких давлениях от 10 до 20 атмосфер. Спирт заливается в специальный лоток, расположенный в верхней (тёплой) части камеры. Через некоторое время в этой части камеры устанавливается равновесное состояние между парами спирта и жидким спиртом, т.е. в этой части камеры пары спирта находятся в состоянии близком к насыщенному.

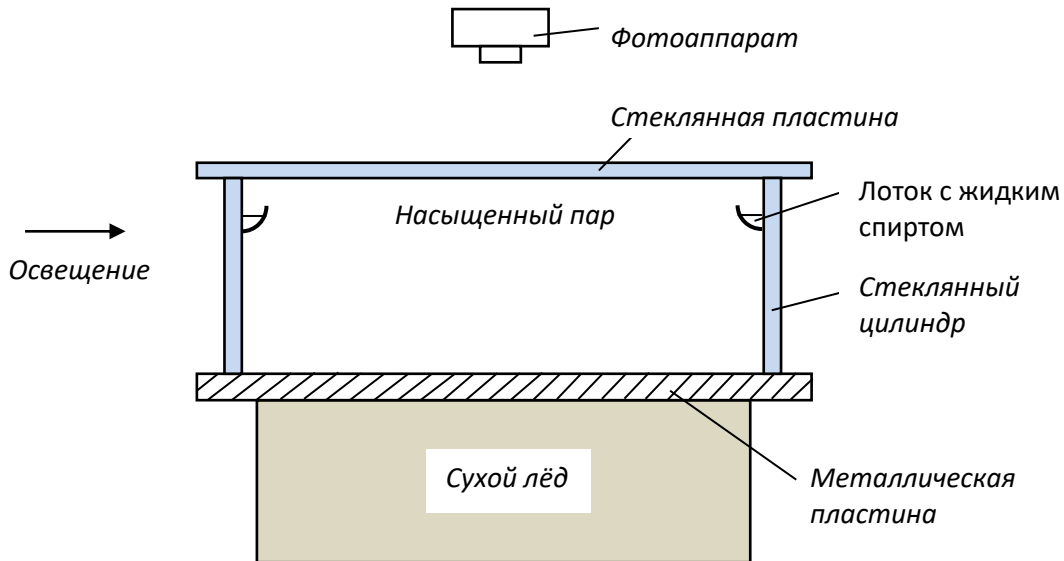


Рис. 2. Диффузионная камера

При диффузии паров в нижнюю (холодную) часть камеры они переходят в пересыщенное состояние, но при отсутствии центров конденсации такое состояние может сохраняться достаточно длительное время. Для этого также, как и в камерах Вильсона, необходимо удалять с помощью электрического поля из чувствительного объёма камеры ионы, образующиеся за счёт фонового излучения. Непосредственно перед измерением электрическое поле отключается.

Диффузионная камера обладает определёнными преимуществами по сравнению с камерой Вильсона. Во-первых, она проще по устройству (отсутствует поршень и его привод) – в диффузионной камере вообще нет движущихся частей. Во-вторых, время чувствительности диффузионной камеры может быть достаточно большим, тогда как у камеры Вильсона не более 2-3 секунд. При малом фоновом излучении электрическое поле может быть вообще отключено и тогда чувствительность диффузионной камеры сохраняется неограниченно долго (пока не испарится весь спирт в лотке). Поэтому в такой камере может накапливаться информация о достаточно редких собы-

тиях за длительные промежутки времени.

Недостатком диффузионных камер можно считать ограниченную глубину чувствительного объёма (не более 75 мм от дна камеры). Кроме того, в камеру нельзя помещать посторонние предметы, которые могут исказить диффузионные потоки и тем самым приводить к локальным неоднородностям чувствительности.

6.4 Пузырьковые камеры

В пузырьковой камере рабочим веществом является перегретая жидкость, в качестве которой используются жидкости с низкой температурой кипения (жидкий ксенон, жидкий водород, диэтиловый эфир, фреон и др.). Все эти вещества кипят при достаточно низких температурах, поэтому должна использоваться криогенная техника. Кроме того, они работают при повышенных давлениях (до десятков атмосфер), что повышает температуру кипения. Перегретое состояние жидкости достигается непосредственно перед фотографированием путём резкого уменьшения давления. Аналогично перенасыщенному состоянию пара перегретое состояние жидкости представляет собой метастабильное состояние, т. е. при отсутствии центров парообразования пузырьки пара не образуются. Такими центрами парообразования становятся ионы жидкости, образующиеся вдоль траектории движения ядерных частиц. Вокруг них возникают пузырьки пара, траектория становится видимой и фотографируется. Чтобы пузырьки не образовывались на стенках камеры, они должны быть чрезвычайно гладкими. Схематически устройство пузырьковой камеры представлено на рисунке 3.

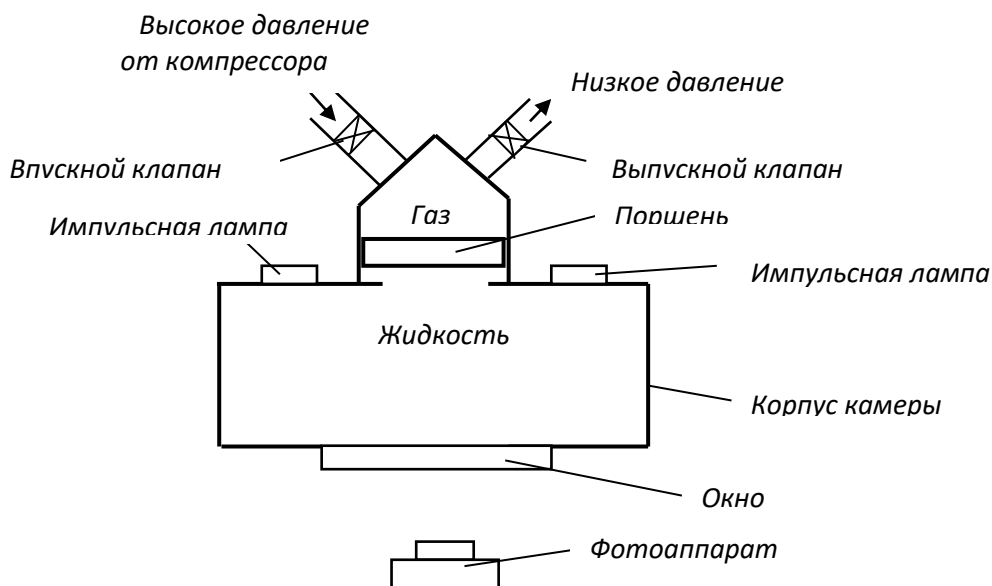


Рис. 3. Устройство пузырьковой камеры

Перепады давления обеспечиваются за счёт поршня, свободно перемещающегося в цилиндрической надстройке камеры. Рабочая среда в газообразном состоянии нагнетается от компрессора через впускной клапан и через небольшой кольцевой зазор между поршнем и стенками цилиндрической надстройки заполняет полость камеры и за счёт охлаждения её стенок превращается в жидкость с температурой, близкой к температуре кипения. Непосредственно перед регистрируемым событием через выпускной клапан давление газа над поршнем сбрасывается, поршень перемещается вверх, жидкость расширяется и переходит в перегретое состояние (сама температура не меняется, но за счёт уменьшения давления температура её кипения скачком возрастает). Одновременно происходит освещение полости камеры встроенными в неё импульсными лампами. При появлении в жидкости ионизирующих частиц на пути её движения появляются пузырька пара и траектории движения ионизирующих частиц становятся видимыми и фотографируются. Размеры образующихся пузырьков зависят от времени их существования с момента рождения и могут составлять от единиц до сотен микрометров. После перехода жидкости в перегретое состояние чувствительность сохраняется лишь в течение нескольких миллисекунд. Время образования ионизационного следа частицы составляет 10^{-11} - 10^{-10} с, время образования первичного трека из микроскопических пузырьков – примерно 1 нс, а далее происходит их рост, который прерывается, как только жидкость перестаёт расширяться. Поэтому производя фотографирование в начальный момент их образования можно получить высокое пространственное, а значит, и временное разрешение. А если всю камеру поместить в постоянное магнитное поле, то измеряя радиусы закручивания траекторий можно измерять их начальный импульс и потери энергии по мере торможения в жидкости.

Для уменьшения времени рабочего цикла камеры дистанционно управляемые клапаны должны быть весьма быстродействующими, а рабочий газ выпускаться через выпускной клапан не в окружающее пространство, а в герметичную камеру с давлением, лишь немного меньшим, чем давление, создаваемое в камере. При соблюдении этих условий и небольших объёмах камеры длительность рабочего цикла может быть уменьшена до 100 мс.

Преимуществом пузырьковых камер перед камерами Вильсона и диффузионными камерами является высокая плотность активной среды (плотность жидкостей в тысячи раз выше плотности газов и паров), благодаря чему возможно исследование длиннопробежных высокоэнергичных частиц. Кроме того, пузырьковая камера обладает более высоким пространственным и временным разрешением, чем камеры Вильсона и диффузионные камеры.

6.5 Твердотельные трековые детекторы

Принцип действия твердотельных трековых детекторов основан на формировании скрытого трека на пути прохождения ионизирующей частицы через диэлектрик. Электроны, выбитые частицей, приобретают энергию, достаточную для ионизации соседних атомов. В итоге по пути движения частицы формируется скрытый трек, который называют *первичным треком*. Его формирование происходит очень быстро – за доли наносекунды. Затем происходит энергетическое (тепловое) уравнивание первичного трека с окружающими молекулами, непосредственно не затронутыми ионизирующей частицей. Продолжительность этой стадии составляет примерно 1 нс. Такой окончательно сформировавшийся трек называют латентным, поскольку даже через оптический микроскоп высокого увеличения он невидим. Сформировавшиеся латентные треки сохраняются в твердотельных детекторах неограниченно долго.

Чтобы сделать латентный трек видимым используют химическое травление. При этом используется существенное превышение скорости травления ионизированных молекул латентного трека по сравнению с нетронутыми молекулами. В результате травления молекулы латентного трека растворяются в травителе, образуя пустоты, которые уже можно видеть с помощью оптического микроскопа.

Достоинствами твердотельных трековых детекторов являются их простота, доступность, дешевизна, возможность изготовления детекторов любых размеров и форм, отсутствие источников электропитания и неограниченное время накопления регистрируемых событий, что делает их исключительно удобными для регистрации редких событий (например, ядерных реакций под действием космических лучей). Известно также использование твердотельных трековых детекторов для измерений накопленной за длительное время (до года) дозы радиоактивного излучения от радона в помещениях и на открытой местности. Основным их недостатком является сложность дальнейшей обработки детекторов для визуализации и анализа треков (травление, изготовление и полировка поперечных срезов и визуальный анализ треков с помощью оптического микроскопа).

6.6 Вопросы для самопроверки

1. Что представляют собой ядерные эмульсии?
2. Что происходит в ядерной эмульсии при прохождении через неё ионизирующей частицы?
3. Каким образом с помощью метода ядерных эмульсий можно фиксировать треки ядерных частиц в трёхмерном пространстве?

4. Каковы основные достоинства метода ядерных эмульсий?
5. Где используется метод ядерных эмульсий?
6. Каким образом в камерах Вильсона обеспечивается получение пара в пересыщенном состоянии?
7. Почему при прохождении ионизирующей частицы через пересыщенный пар образуется видимый след её движения?
8. Почему в камерах Вильсона ограничено время экспозиции?
9. В чём состоит отличие диффузионной камеры от камеры Вильсона?
10. Каковы преимущества и недостатки диффузионных камер по сравнению с камерами Вильсона?
11. Каким образом устроены и работают пузырьковые камеры?
12. В чём состоит основное достоинство пузырьковых камер по сравнению с камерами Вильсона и диффузионными камерами?
13. Указать основные области применения камер Вильсона, диффузионных и пузырьковых камер.
14. Какие вещества могут использоваться в качестве твердотельных трековых детекторов?
15. Что представляет собой латентный трек в твердотельном трековом детекторе?
16. Сколько времени могут сохраняться латентные треки в твердотельных трековых детекторах?
17. В чём состоит дальнейшая обработка твердотельных трековых детекторов после экспозиции в радиационном поле?
18. Какие характеристики излучения можно определить путём исследования треков частиц в твердотельных трековых детекторах?
19. В чём состоят основные достоинства и недостатки метода твердотельных трековых детекторов?
20. Каковы основные области применения твердотельных трековых детекторов?

6.7 Темы для подготовки докладов

1. История изобретения камер Вильсона, диффузионных и пузырьковых камер.
2. Примеры физических исследований и открытий, проведенных с использованием трековых методов исследования ядерных процессов.

7. Люминесцентные методы регистрации ионизирующих излучений

7.1 Физические основы люминесцентных методов регистрации ионизирующих излучений

Люминесцентные методы используют явление люминесценции, возникающее в некоторых диэлектриках при облучении их ионизирующими излучениями. При взаимодействии ионизирующих излучений с веществом вдоль траектории движения частиц происходит не только ионизация, но и возбуждение атомов, причём возбуждённых атомов в несколько раз больше, чем ионизированных. При возвращении возбуждённых атомов в исходное состояние избыточная энергия излучается в виде световых квантов. Если вещество прозрачно для этих световых квантов, то они выходят наружу и можно наблюдать световую вспышку. Это и происходит в сцинтилляторах. В них разрешены переходы между возбуждёнными и основными состояниями атомов. Такую люминесценцию называют *флуоресценцией*. Именно она используется в сцинтилляционном методе регистрации ионизирующих излучений. Однако есть вещества, в которых возбуждённые состояния атомов или образовавшиеся в результате ионизации свободные электроны попадают в так называемые «ловушки», образованные локальными неоднородностями или примесными атомами. В этом случае такие состояния могут сохраняться достаточно долго, поскольку для выхода из ловушек нужна дополнительная энергия. Она может быть получена за счёт тепловых флуктуаций атомов, но, если не осуществлять специальный нагрев, то вероятность этого весьма мала, поскольку атомов с энергией, намного превышающей среднюю тепловую энергию очень мало. При нагреве вещества доля таких высокоэнергичных атомов растёт (поскольку растёт и средняя тепловая энергия) и вероятность выхода из ловушек увеличивается. Другим способом освобождения от ловушек является освещение вещества коротковолновым (с преобладанием ультрафиолетового диапазона) излучением. В обоих случаях запасённая в центрах люминесценции энергия при возврате в исходное состояние испускается в виде световых квантов. Такой тип люминесценции называют *фосфоресценцией*. Именно это явление используют для создания люминесцентных дозиметров. В зависимости от способа выхода центров люминесценции из метастабильного возбуждённого состояния различают *термолюминесцентные* и *фотолюминесцентные* дозиметры. Механизмы высвечивания запасённой в ловушках энергии, а также характеристики детекторов у них несколько отличаются. Поэтому рассмотрим их по отдельности с позиций зонной теории.

7.2 Термолюминесцентные детекторы

В качестве термолюминесцентных детекторов (ТЛД) используют CaF_2 , LiF , CaSO_4 , Al_2O_3 . Механизм термолюминесценции иллюстрируется рисунком 1.

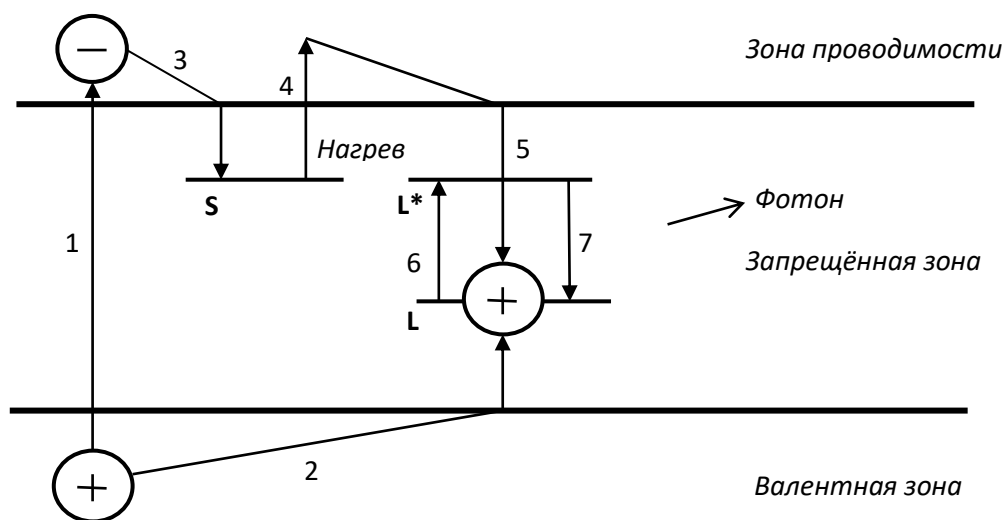


Рис. 1. Физический механизм термолюминесценции

Электрон атома, поглощая энергию ионизирующего излучения, переходит из валентной зоны в зону проводимости (переход 1 на рис. 6.4), а образующаяся дырка переходит в запрещённую зону и создает центр люминесценции (переход 2, энергетический уровень L). Если в запрещённой зоне имеется электронная ловушка, обусловленная дефектом структуры люминофора или введением примесей, то она захватывает электрон и электрон переходит в метастабильное состояние (переход 3, энергетический уровень S).

При нагреве люминофора электрон, приобретая дополнительную энергию, освобождается из ловушки (переход 4). Происходит рекомбинация электрона и дырки в центре люминесценции (переход 5). В результате центр люминесценции переходит в возбуждённое состояние (переход 6, энергетическое состояние L^*), которое снимается излучением светового фотона (переход 7). Интенсивность люминесценции пропорциональна дозе облучения люминофора. Спектральная кривая высвечивания, как правило, имеет несколько максимумов, зависящих от количества энергетических уровней, на которых располагаются ловушки, т.к. выход электронов из различных энергетических уровней происходит при различной энергии, переданной внешним воздействием. На практике доза облучения определяется по площади некоторых определённых пиков люминесценции или по высоте пика главного максимума.

7.3 Фото- и радиофотолюминесцентные детекторы

Механизм фото- и радиофотолюминесценции несколько иной и представлен на рисунке 2.

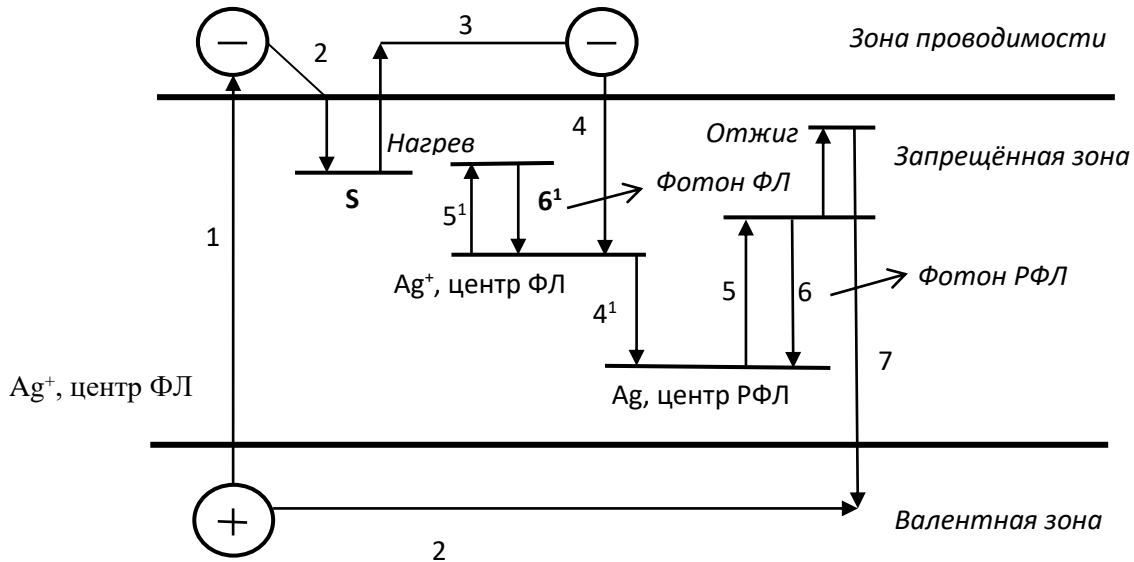


Рис. 2. Механизм фото- и радиофотолюминесценции

При радиофотолюминесценции в качестве люминофоров используется NaI, LiF, NaCl фосфатные стекла и т.п., активированные серебром (Ag). Ионы серебра образуют в люминофоре центры люминесценции, а нейтральные атомы серебра – более глубоко лежащие центры радиофотолюминесценции, которые люминесцируют под действием ультрафиолетового света. Механизм люминесценции здесь более сложен.

Под действием ионизирующего излучения электрон переходит в зону проводимости (переход 1) и захватывается электронной ловушкой, образованной дефектами кристаллической решётки с энергетическим уровнем S (переход 2). Энергетический уровень S достаточно близок к зоне проводимости, поэтому за счёт тепловых флуктуаций атомов (получив дополнительную энергию от высокоэнергичного атома) он с достаточно большой вероятностью вновь возвращается в зону проводимости (переход 3) и уже оттуда захватывается ловушкой, образованной ионами серебра Ag^+ . Далее он либо остаётся на этом уровне, либо захватывается ионом серебра, в результате чего этот ион восстанавливается до нейтрального атома. В этом случае электрон отдаёт часть своей энергии, вследствие чего энергетический уровень ловушки оказывается ещё ниже и образуется центр радиофотолюминесценции. В обоих случаях электрон без дополнительной энергии выйти из ловушек не может. При освещении ультрафиолетом происходит высвобождение

электронов из ловушек с переходом их на более высокие уровни (переходы 5 и 5¹), возвращаясь из которых они испускают избыточную энергию в виде световых фотонов (переходы 6 и 6¹). Понятно, что энергия (а значит и длина волны) фотонов, излучённых центрами фотолюминесценции и центрами радиофотолюминесценции, будет различна.

Детекторы, основанные на процессах фото- и радиофотолюминесценции обычно называют *фотолюминесцентными детекторами* (ФЛД).

Считывание показаний фотолюминесцентных детекторов производится путём освещения их ультрафиолетом и измерения яркости вспышки видимого света. При этом центры люминесценции не разрушаются, поэтому информация о полученной дозе после считывания сохраняется и считывание можно проводить многократно.

Интенсивность радиофотолюминесценции линейно зависит от дозы в диапазоне примерно до 10 Гр. При дальнейшем увеличении дозы зависимость становится нелинейной и характер нелинейности зависит от вида ионизирующего излучения.

У фотолюминесцентных детекторов существует эффект нарастания интенсивности люминесценции после прекращения облучения (эффект накопления или "созревания"). В связи с этим считывание показаний ФЛД необходимо проводить через определенный интервал времени после облучения (обычно не менее двух часов).

Максимальная люминесценция (по интенсивности) наблюдается при содержании серебра 1 — 2 %, однако при этом время наступления максимума свечения после облучения больше. На практике содержание серебра составляет 3 — 5 %. Качество ФЛД тем выше, чем быстрее наступает максимальная люминесценция и чем дольше она сохраняется на этом уровне без заметного затухания. Лучшие типы ФЛД сохраняют информацию о дозе в пределах $\pm 10\%$ в течение нескольких лет, начиная с 2 часов после облучения. Для обнуления показаний ФЛД (как и ТЛД) нагревают до температуры примерно 400 °С. При этом все электроны, задержанные в ловушках, благодаря полученной дополнительной энергии освобождаются из ловушек и происходит рекомбинация электронов и дырок (ионов основного вещества детектора), образованных ионизирующими частицами.

Таким образом, основным преимуществом ФЛД по сравнению с ТЛД является возможность многократного считывания показаний, а значит, возможность накопления суммарной дозы за длительные промежутки времени (месяц, год) с возможностью промежуточных считываний после каждой рабочей смены. В то же время ТЛД сохраняют линейность характеристики до доз в сотни грей. Общим их недостатком является сложность считывания по-

казаний, которое проводится с помощью специального пульта, содержащего источник ультрафиолетового излучения и спектрофотометр для света в видимом диапазоне. Тем не менее, в настоящее время в качестве индивидуальных дозиметров преимущественно используют именно термолюминесцентные, фотолюминесцентные и радиофотолюминесцентные дозиметры.

7.4 Вопросы для самопроверки

1. Какие вещества используются для изготовления термолюминесцентных детекторов и каким требованиям они должны удовлетворять?
2. Какие вещества используются для изготовления фото- и радиофотолюминесцентных детекторов, и каким требованиям они должны удовлетворять?
3. Какие процессы происходят в термолюминесцентных детекторах при их облучении ионизирующим излучением?
4. Как производится считывание накопленной дозы излучения с термолюминесцентных детекторов?
5. Какие процессы происходят в фото- и радиофотолюминесцентных детекторах при их облучении ионизирующим излучением?
6. Как производится считывание накопленной дозы излучения с фото- и радиофотолюминесцентных детекторов?
7. Сохраняется ли информация о накопленной в термолюминесцентных детекторах после считывания?
8. Можно ли повторно использовать термолюминесцентные детекторы после считывания с них информации о накопленной дозе?
9. Сохраняется ли информация о накопленной дозе в фото- и радиофотолюминесцентных детекторах после считывания?
10. Можно ли повторно использовать фото- и радиофотолюминесцентные детекторы после считывания с них информации о накопленной дозе?
11. Можно ли «обнулить» фото- и радиофотолюминесцентные детекторы после очередного считывания информации, и как это сделать?
12. Каковы пределы измерения накопленной дозы в термолюминесцентных детекторах?
13. Каковы пределы измерения накопленной дозы в фото- и радиофотолюминесцентных детекторах?
14. Сколько времени может сохраняться информация о накопленной дозе в термо-, фото- и радиофотолюминесцентных детекторах?
15. Можно ли на основе люминесцентных детекторов построить прямопоказывающий дозиметр?

7.5 Темы для подготовки докладов

1. Области применения и методики использования люминесцентных детекторов.
2. Отечественное серийно выпускаемое оборудование для индивидуального дозиметрического контроля персонала АЭС.

8. Времяпролётные установки нейтронной спектроскопии

8.1 Особенности реализации и функционирования

Прямым методом измерения скорости (а значит, и энергии) нейтронов является *времяпролётный метод*, который основан на измерении времени t , необходимого нейтрону для преодоления расстояния L от источника до детектора:

$$v = \frac{L}{t}. \quad (1)$$

Здесь L называют *пролётной базой спектрометра*. По скорости легко найти кинетическую энергию нейтрона:

$$E = \frac{m_n}{2} v^2 = \frac{m_n L^2}{2t^2}, \quad (2)$$

где m_n – масса нейтрона ($m_n = 1.6749543 \cdot 10^{-27}$ кг).

Для измерения времени t при известной пролётной базе L необходимо знать момент выхода нейтрона из источника (момент старта) и момент прихода его в детектор (момент финиша). Момент финиша совпадает с моментом детектирования нейтрона, и его определить легко, в то время как момент старта нейтрона остаётся неизвестным. Чтобы обойти эту трудность, используют импульсный источник нейтронов, в котором нейтроны испускаются в течение очень короткого момента времени, который чётко фиксируется. Таким образом, нейтроны всех энергий, испускаемых в импульсе, имеют общий старт, но разный финиш (в зависимости от их скорости).

Импульсный источник нейтронов создают двумя методами. В первом из них поток нейтронов от непрерывного источника прерывают быстродействующим механическим затвором. В этом случае удаётся получить длительность импульсов не менее единиц микросекунд. Поэтому такой источник пригоден лишь для измерения скорости тепловых и ближних надтепловых нейтронов. Действительно, если принять $L = 10$ м, то при энергии нейтронов $E = 0,025$ эВ, которая соответствует равновесной температуре нейтронов $T = 20$ 0С и скорости $v = 2200$ м/с, время пролёта составит $t = L/v = 4545$ мкс. Если даже принять длительность импульса нейтронов равной 3 мкс и возникающую из-за этого погрешность равной половине длительности импульса, то это даёт погрешность измерения скорости порядка сотых долей процента. Но уже при энергии нейтронов 100 эВ пролётное время составит 71,5 мкс и, соответственно, погрешность возрастёт до двух процентов. Чтобы расширить измеряемый диапазон энергий до 1 кэВ при той же погрешности, необходимо

либо уменьшить длительность импульсов в 10 раз, либо в 10 раз увеличить пролётную базу.

Источником непрерывного пучка нейтронов служит ядерный реактор. Нейтроны выводят из реактора по специальным каналам, проходящим от активной зоны через защиту в лабораторное помещение. Поток нейтронов на выходе канала из защиты реактора зависит от потока нейтронов в начале канала и от диаметра самого канала. На выходе нейтронного канала из защиты реактора располагают механический прерыватель. Он открывает канал для прохода нейтронов на короткое время, образуя импульс нейтронного потока. Наиболее распространенной конструкцией прерывателя является вращающийся коллиматор в форме ротора с узким сквозным каналом по диаметру (ось вращения ротора перпендикулярна направлению потока нейтронов). Ротор пропускает нейтроны в течение короткого времени, когда канал ротора располагается параллельно пучку нейтронов. На всё остальное время вращения ротора нейтронный пучок прерывается. Современные системы механических прерывателей нейтронов имеют ротор диаметром 50-60 см, вращающийся со скоростью до 30000 об/мин. Механический прерыватель определяет основные характеристики импульса нейтронов. Длительность импульса нейтронов находят из выражения

$$T = \frac{h}{\omega R}, \quad (3)$$

где R – радиус ротора; ω - угловая скорость вращения ротора; h – ширина щели.

В течение этого промежутка времени нейтроны проходят через ротор. Формула даёт приближенное значение длительности импульса нейтронов, так как на длительность влияет ещё ряд факторов. Во-первых, геометрическое закрытие щели (отсутствие «прямой видимости» через щель) не означает закрытия нейтронного канала. Некоторое время нейтроны будут ещё проходить ротор за счёт отражения от стенок щели при малых углах перекрытия. Этот эффект (прострелы нейтронов через ротор при небольших углах поворота щели) увеличивает длительность импульса нейтронов. Во-вторых, длительность импульса нейтронов возрастает за счёт расходимости самого пучка нейтронов из реактора. В самом деле, любой коллимированный пучок нейтронов не является строго параллельным. Он расходится под некоторым углом, определяемым диаметром нейтронного канала и его длиной. В пределах этого угла при вращении ротора происходит увеличение «прямой видимости» для нейтронов реактора, что приводит к увеличению длительности импульса нейтронов. Длительность T зависит также от скорости нейтро-

нов v . Эта зависимость весьма существенна при малых энергиях нейтронов, так как время их движения внутри ротора становится сравнимым с временем перекрытия щели. Для этих нейтронов как бы уменьшается время «прямой видимости». Нейтроны могут войти в ротор ещё при открытой щели, но не успевают из неё выйти до полного перекрытия. Этот эффект приводит к уменьшению длительности импульса нейтронов при малых энергиях. Для каждого прерывателя нейтронов существует такая скорость (энергия) нейтронов, с которой они не успевают пройти ротор за время открытия щели. Эту скорость называют *граничной* $v_{гр}$. Она определяет нижнюю границу спектра по энергии нейтронов, которую можно измерить с данным механическим прерывателем. Время пролёта нейтронов через ротор радиуса R со скоростью $v_{гр}$ можно найти по следующему выражению:

$$t_{гр} = 2R / v_{гр}. \quad (4)$$

С другой стороны, для ротора, вращающегося с угловой скоростью ω , значение $t_{гр}$ равно времени перекрытия щели шириной h :

$$t_{гр} = \frac{2h}{\omega R}. \quad (5)$$

Приравнивая последние два выражения, получим

$$v_{гр} = \frac{\omega R^2}{h}. \quad (6)$$

Определённое значение $v_{гр}$ и зависимость длительности импульса нейтронов в механическом прерывателе от скорости нейтронов приводит к тому, что ротор неодинаково пропускает нейтроны разных энергий. Это явление искажает исходный спектр реактора. Измеренный спектр нейтронов поправляют с помощью функции пропускания механического прерывателя. Эта функция количественно характеризует различие в пропускании прерывателем нейтронов разных энергий. Функция пропускания прерывателя есть отношение числа нейтронов со скоростью v , прошедших через ротор, к числу всех нейтронов той же скорости, вошедших в ротор за время перекрытия щели. Аналитический вид функции пропускания определяется размерами ротора, формой щели и расходимостью пучка нейтронов. Функция пропускания равна нулю для граничной скорости нейтронов $v_{гр}$. Граничная скорость $v_{гр}$ ав-

томатически исключает эффект рецикличности в спектрометрии нейтронов по времени пролёта и одновременно даёт условие для выбора значения пролётной базы L . Рецикличность – это эффект наложения двух и более импульсов нейтронов в детекторе, пришедших из разных пачек нейтронов, формируемых прерывателем. При большой пролётной базе быстрые нейтроны из последующей пачки нейтронов могут «догнать» и «опередить» самые медленные нейтроны из предыдущей пачки. Если бы через прерыватель могли бы проходить самые медленные нейтроны первичного потока (при граничной скорости $v_{гр} \sim 0$), то эффект рецикличности мог бы наблюдаться при любых пролётных базах L , так как в реакторном пучке имеются нейтроны всех скоростей, в том числе и очень малых. В этом случае мы получили бы неопределённость при измерении времени пролёта t , так как становится неясным момент старта зарегистрированного нейтрона. Существование граничной скорости позволяет не допустить рецикличности при определённых значениях пролётной базы L . Это достигается при выполнении условия, что интервал времени между стартами двух импульсов нейтронов больше времени пролёта t базы L нейтронов с граничной скоростью $v_{гр}$. Для импульсов нейтронов, следующих друг за другом через пол-оборота ротора (ротор имеет одну сквозную щель по диаметру), это условие запишется в виде

$$\frac{L}{v_{гр}} \leq \frac{\pi}{\omega}. \quad (7)$$

Отсюда получаем условие для выбора пролётной базы:

$$L \leq \frac{\pi v_{гр}}{\omega}. \quad (8)$$

Момент образования импульса нейтронов в прерывателе фиксируется внешними устройствами. Например, на ротор вблизи щели наносится узкая полоска намагниченного ферролака. При вращении ротора эта полоска проходит мимо магнитной головки и индуцирует в ней электрический импульс, возникающий одновременно с импульсом нейтронов. Этот сигнал служит стартовым импульсом спектрометра.

С помощью описанных механических прерывателей не удаётся получить импульсы нейтронов длительностью менее 1 мкс. Поэтому для измерения энергий свыше 100 эВ используют другой способ получения коротких импульсов нейтронов. Он состоит в том, что пучок ускоренных заряженных частиц (протонов или электронов), полученный с помощью любого ускорителя, на короткий момент времени отклоняют на определённую мишень, при бомбардировке которой протонами или электронами происходят ядерные реакции, в результате которых испускаются нейтроны. Эти вторичные нейтро-

ны и используются. Возникающий импульс нейтронов может иметь очень малую длительность – до единиц наносекунд. Правда, при таких реакциях испускаются в основном быстрые нейтроны. Чтобы их замедлить, используются фильтры из водородсодержащего вещества (парафина, полиэтилена и др.). Таким путём удаётся получить короткие импульсы нейтронов с широким энергетическим спектром.

Известен и третий способ получения мощных импульсных источников нейтронов – с помощью импульсных ядерных реакторов. Один из таких реакторов ИБР-30 (импульсный быстрый реактор) построен в Дубне. Активная зона такого реактора состоит из неподвижной и вращающейся частей. Когда активные зоны обеих частей не перекрываются, реактор находится в подкритическом состоянии и цепной реакции не происходит. При вращении подвижной части её активные зоны на короткое время совмещаются с активными зонами неподвижной части, и в них развиваются цепные реакции. В результате этого в реакторе возникает мощный импульс нейтронов длительностью в несколько десятков микросекунд. При работе ИБР-30 продолжительность импульса примерно равна 60 мкс, что делает его очень удобным для исследований по физике твёрдого тела с помощью тепловых нейтронов благодаря чрезвычайно высокой интенсивности генерируемых импульсов нейтронов. В настоящее время в этой области он не имеет себе равных, так как на один импульс приходится приблизительно 10^{14} тепловых нейтронов.

На конце пролётной базы располагают детектор нейтронов, в качестве которого могут использоваться газонаполненные или сцинтилляционные счётчики нейтронов. Стартовые импульсы от прерывателя и финишные импульсы от детектора нейтронов поступают на *временной анализатор*.

Временной анализатор представляет собой быстродействующий счётчик импульсов, заполняемый тактовыми импульсами от высокочастотного опорного (кварцевого) генератора импульсов. Стартовый импульс открывает вход счётчика, который отсчитывает интервалы времени, соответствующие определённым временным каналам, и поочерёдно подключает входы этих каналов к выходу детектора. Сами временные каналы тоже представляют собой счётчики импульсов, в которых накапливается суммарное число финишных импульсов, поступивших на вход данного канала. С приходом стартового импульса во временном анализаторе открывается первый канал. Импульсы с детектора в течение интервала времени, соответствующего ширине этого канала, накапливаются в счётчике этого канала. Затем выход детектора переключается на вход второго канала и т.д. Понятно, что суммарное время всех каналов должно быть меньше интервала времени между двумя последовательными стартовыми импульсам. Поэтому после отработки последнего ка-

нала временной анализатор закрывается, а с приходом следующего стартового импульса весь цикл измерений повторяется. Таким образом, в каналах могут накапливаться импульсы, полученные за множество циклов работы, что даёт возможность получать спектры нейтронных импульсов низкой интенсивности.

Понятие разрешения в спектрометре нейтронов по времени пролёта имеет свои особенности. Точность измерения спектра нейтронов в таком спектрометре зависит от точности измерения времени пролёта t нейтроном пролётной базы L . В свою очередь точность измерения времени t определяется несколькими факторами. Главными из них являются длительность импульса нейтронов источника и ширина канала временного анализатора. Во-первых, по стартовому импульсу фиксируется момент образования импульса нейтронов. Однако, в какой точно момент времени в течение длительности импульса T вышел конкретный зарегистрированный нейтрон из источника, остаётся неопределённым. Во-вторых, момент «финиша» нейтрона в детекторе лежит в интервале времени открытия данного канала $\Delta t_{\text{кан}}$. Следовательно, регистрация импульса во временном анализаторе производится с точностью до ширины канала. Кроме того, некоторая неопределённость вносится фронтом нарастания импульса в детекторе $\Delta t_{\text{дет}}$. Все эти неточности в измерении времени пролёта t называют временными неопределённостями спектрометра по времени пролета. Суммарную временную неопределённость всех факторов

$$\Delta t = T + \Delta t_{\text{дет}} + \Delta t_{\text{кан}} . \quad (9)$$

принимают в качестве меры разрешения спектрометра. Если значение Δt сравнимо с временем пролёта t , то разрешение будет очень плохим. Если же значение Δt намного меньше времени пролёта t , то спектрометр имеет хорошее разрешение. Неопределённость Δt не зависит от пролётной базы L , в то время как время пролета t пропорционально L . Следовательно, чем больше значение L , тем лучше разрешение. Количественно под разрешением спектрометра по времени пролёта понимается отношение неопределённости Δt к пролётной базе L :

$$\Delta t_0 = \Delta t / L . \quad (10)$$

которое выражают в микросекундах на метр (мкс/м) или наносекундах на метр (нс/м). Иначе говоря, разрешение – это неопределённость измеренного времени пролёта, отнесенная к 1 м пролётной базы.

Время пролёта t зависит от энергии нейтронов. Оно максимально для данной базы L у нейтронов с граничной скоростью и минимально для самых быстрых нейтронов спектра. Как следствие этого, и соотношение между временной неопределённостью Δt и временем пролёта t также зависит от энергии нейтронов. Таким образом, разрешение спектрометра по времени пролёта будет разным для нейтронов различных энергий.

Энергетическое разрешение спектрометра практически полностью определяется его временным разрешением:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta t}{t}. \quad (11)$$

Временное разрешение, в свою очередь, определяется длительностью сгустков частиц и временными характеристиками детектора и регистрирующей аппаратуры. Для регистрации нейтронов во времяпролётных спектрометрах обычно используют пластиковые или жидкие сцинтилляторы, обладающие малыми временами высвечивания, и временная неопределённость, связанная с фиксированием момента детектирования нейтрона, обычно составляет доли наносекунды.

Как следует из (11), энергетическое разрешение по абсолютной величине в два раза больше временного разрешения.

Для спектрометров с механическим прерывателем пролётное расстояние приходится выбирать в диапазоне от 10 до 100 м.

Для спектрометров, работающих на втором принципе, пролётное расстояние выбирают в пределах от одного до двух метров, поскольку длительность нейтронных импульсов здесь удаётся уменьшить примерно в тысячу раз. Ограничение здесь накладывает снижение эффективности регистрации за счёт уменьшения телесного угла, который уменьшается обратно пропорционально квадрату пролётной базы, поскольку интенсивность нейтронных импульсов, генерируемых таким путём, на несколько порядков ниже, чем в первом случае. При временном разрешении в 1 нс и пролётной базе в 1 м энергетическое разрешение для нейтронов с энергией 16 МэВ равно 1,8 МэВ, а для нейтронов с энергией 4 МэВ – 220 кэВ.

Совершенно очевидно, что нейтронные спектрометры по времени пролёта в действительности не предназначены для спектральных измерений произвольных нейтронных потоков. Более того, они вообще не являются измерительными приборами, а представляют собой уникальные комплексы для проведения экспериментальных исследований в области ядерной физики. Они включают в себя импульсный источник нейтронов, получаемых от ядерного реактора или с помощью ускорителя заряженных частиц, вакууммиро-

ванный пролётный канал длиной от одного до ста метров, систему нейтронных счётчиков и многоканальный временной анализатор. Сооружение таких установок могут позволить себе только крупные исследовательские центры, занимающиеся ядерно-физическими исследованиями.

Применяют такие спектрометры при измерениях энергетических зависимостей сечений взаимодействия нейтронов различных энергий с ядрами различных веществ и исследования протекающих при таких взаимодействиях ядерных реакций. При этом экспериментальные значения полного эффективного сечения $\sigma_t(E)$ рассчитываются по двум спектрам нейтронов, измеренным с помощью спектрометра по времени пролёта. Вначале измеряют спектр за какое-то время τ . Затем на пути нейтронов располагают пластину исследуемого вещества толщиной δ и вновь в течение того же времени τ измеряют спектр нейтронов $\Phi_\delta(E_k)$, который отличается от спектра $\Phi_{0\delta}(E_k)$. Для каждого канала временного анализатора связь между спектрами нейтронов $\Phi_{0\delta}(E_k)$ и $\Phi_\delta(E_k)$ будет определяться выражением:

$$\varphi_\delta(E_k) = \frac{\Phi_\delta(E_k)}{\Phi_{0\delta}(E_k)}. \quad (12)$$

Эту функцию называют *функцией пропускания* исследуемого образца. Поэтому и сам метод измерения сечения σ_t получил название *метода пропускания*. Из закона ослабления нейтронов следует, что пропускание

$$T(E_k) = e^{-\sigma_t(E_k)N\delta}. \quad (13)$$

Проделав такие расчёты для каждого канала временного анализатора, получают кривую зависимости полного эффективного сечения $\sigma_t(E)$ в определённой энергетической области, охватываемой данным спектрометром. Спектрометр нейтронов по времени пролёта решает и много других физических задач, но его никак нельзя считать прибором, предназначенным для измерений спектров произвольных нейтронных потоков.

8.2 Вопросы для самопроверки

1. В чём состоит принцип измерения спектра нейтронного потока времяпролётным методом?
2. Как формируется импульсный нейтронный поток с помощью электромеханических прерывателей?
3. От чего зависит длительность импульса (пачки) нейтронов, формируемых с помощью электромеханического прерывателя?
4. Чем определяется нижняя граничная скорость нейтронов, проходящих через электромеханический прерыватель?

5. Что такое эффект рецикличности и как выбирается длина пролётной базы, чтобы исключить эффект рецикличности?
6. Чем определяется временное разрешение времяпролётной установки с электромеханическим прерывателем потока нейтронов?
7. Чем определяется энергетическое разрешение времяпролётной установки с электромеханическим прерывателем потока нейтронов?
8. От чего зависит временная неопределённость измерений времяпролётной установки с электромеханическим прерывателем потока нейтронов?
9. Из-за чего на различных участках измеряемого энергетического диапазона точность измерения энергии нейтронов на времяпролётной установке с электромеханическим прерывателем потока нейтронов будет сильно отличаться?
10. Можно ли регулировать измеряемый энергетический диапазон времяпролётной установки с электромеханическим прерывателем потока нейтронов и как это можно сделать?
11. Почему минимальная длительность импульсов нейтронного потока, формируемых с использованием электромеханического прерывателя составляет несколько микросекунд?
12. Как формируются короткие пачки нейтронных импульсов с использованием ускорителя заряженных частиц?
13. Почему с помощью ускорителя заряженных частиц можно формировать импульсный нейтронный поток с длительностью импульсов в 1000 раз меньшей, чем с электромеханическим прерывателем потока?
14. Почему при использовании времяпролётного метода нейтронной спектроскопии с использованием ускорителя заряженных частиц приходится уменьшать пролётную базу до 1-2 м, тогда как в установках с электромеханическим прерывателем потока используют времяпролётную базу от 10 до 100 м?
15. Возможен ли эффект рецикличности для времяпролётных установок с формированием импульсных потоков нейтрон с применением ускорителей заряженных частиц?

8.3 Темы для подготовки докладов

1. Привести примеры реализованных времяпролётных установок и их характеристики.

Расчётное задание

Провести расчёт возможных пределов измерения и погрешностей измерения энергий нейтронов с помощью времяпролётной установки с электромеханическим прерыванием потока.

Исходные данные:

- диапазон возможной длины пролётной базы, м 10 ...100;
- максимальная скорость раскрутки ротора, об/мин. 30 000;
- длительность пачки нейтронов при максимальной скорости вращения ротора, мкс 3;
- временной шаг стробирования детектора, мкс 2;
- неопределённость момента срабатывания детектора, мкс 0,5.

9. Активационный метод спектрометрии нейтронного излучения

9.1 Краткие сведения об активационном методе нейтронной спектрометрии

Активационный метод нейтронной спектрометрии является наиболее широко применяемым методом измерения энергетического спектра постоянных во времени нейтронных потоков с разнообразной формой спектра. Суть его заключается в том, что определённые вещества, называемые *индикаторами*, подвергаются бомбардировке нейтронами измеряемого потока в течение определённого времени. Под действием нейтронов при делении тяжёлых ядер или при их захвате более лёгкими ядрами образуются радиоактивные изотопы, которые распадаются с выделением заряженных частиц и квантов излучений. При этом число распадов (активность) таких радиоактивных ядер пропорционально потоку нейтронов, прошедшему через вещество. Измеряя наведённую в индикаторах активность, вычисляют плотность измеряемого потока нейтронов. Таким образом, метод регистрации нейтронов по наведённой активности состоит из двух этапов. На первом этапе индикатор облучают измеряемым потоком нейтронов в течение жёстко фиксированного интервала времени. На втором этапе измеряют наведённую в индикаторах активность с помощью детекторов гамма-излучения.

Сам индикатор представляет собой тонкую таблетку химически чистого нерадиоактивного изотопа, который под воздействием нейтронов превращается в радиоактивный. Нейтроны могут поглощаться ядрами в (n, γ) , $(n, 2n)$, (n, α) и других реакциях. Сечение поглощения σ_a равно сумме сечений соответствующих реакций, которые имеют место в данном индикаторе. Например, натрий активируется в реакции $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$. Поэтому сечение активации $\sigma_{\text{акт}}^{\text{Na}} = \sigma_{\gamma}^{\text{Na}}$. При этом разные вещества имеют различные зависимости сечений реакций с нейтронами от энергии нейтронов. Одни вещества наиболее чувствительны к тепловым и медленным нейтронам, другие – к быстрым. В промежуточной области энергий многие вещества обладают резонансными спектральными характеристиками сечений реакций с нейтронами, т.е. при определённых энергиях нейтронов сечения реакций с ними могут возрасти от 10 до 1000 раз. Поэтому, если подобрать набор индикаторов с существенно различными зависимостями сечений реакций с нейтронами от их энергии то по измеренным активностям облучённых к измеряемому нейтронному потоку активностям каждого из них можно вычислительным путём восстановить энергетический спектр исследуемого нейтронного потока. В этом и состоит суть активационного метода нейтронной спектрометрии.

Активационный метод имеет ряд преимуществ перед другими методами измерения нейтронов. Путём выбора вещества индикатора можно в широких пределах изменять чувствительность метода как по величине измеряемого потока нейтронов, так и по энергетической области нейтронов. Индикатор может быть изготовлен небольших размеров. Такими индикаторами измеряют потоки нейтронов в труднодоступных местах ядерных установок (например, внутри ядерного реактора), куда другой детектор поместить невозможно. Кроме того, можно обеспечить условия, при которых индикатор практически не влияет на поток нейтронов в измеряемом месте, что также трудно выполнить другими методами регистрации нейтронов. Радиоактивные индикаторы не чувствительны к гамма-излучению и могут применяться при большом гамма-фоне. Облучение и измерение активности индикатора разделены во времени и пространстве. Активность измеряют с помощью счётчиков Гейгера-Мюллера и других детекторов излучения в местах, удалённых от возможных источников излучения, которые создают фон. Поэтому активационный метод не даёт быстрой информации о нейтронном излучении. Он применяется при измерении постоянных потоков нейтронов и непригоден для измерения переменных во времени потоков нейтронов, например, при пуске и остановке ядерного реактора. Таким образом, это косвенный лабораторный метод, требующий длительных измерений с последующей весьма сложной компьютерной обработкой их результатов и высокой квалификации персонала.

9.2 Физические процессы активации индикаторов в нейтронных полях

Рассмотрим процесс накопления радиоактивных ядер в индикаторе, облучаемом нейтронами. Пусть в данном количестве вещества, заключённого в индикаторе, под действием постоянного во времени потока нейтронов каждую секунду образуется B_0 радиоактивных ядер и к моменту времени t после начала облучения в веществе накапливается $B(t)$ радиоактивных ядер. Одновременно с образованием радиоактивных ядер происходит их убыль в процессе радиоактивного распада. За 1 с вблизи момента времени t распадается $\lambda B(t)$ радиоактивных ядер. Скорость накопления радиоактивных ядер $dB(t)/dt$ равна разности между скоростью образования B_0 и распадом $\lambda B(t)$ радиоактивных ядер:

$$\frac{dB(t)}{dt} = B_0 - \lambda B(t) , \quad (1)$$

где λ – определяет скорость распада радиоактивных ядер.

Отсюда закон нарастания наведённой активности:

$$a(t) = B_0(1 - e^{-\lambda t}). \quad (2)$$

Из последнего выражения следует, что наведённая активность возрастает по экспоненциальному закону и по мере увеличения времени облучения вещества стремится к своему предельному значению, численно равному B_0 . Значение предельной активности называют активностью насыщения. Легко понять физический смысл активности насыщения. В процессе облучения наступает такой момент времени t_n , когда скорость образования и скорость распада радиоактивных ядер в облучаемом образце станут равны. Дальнейшего увеличения активности индикатора не происходит и в образце устанавливается равновесие между образующимися и распадающимися ядрами. По закону (2) активность насыщения индикатора достигается после бесконечного времени облучения ($t_n = \infty$). Однако после облучения индикатора в течение времени $t_0 \approx \frac{3 \div 5}{\lambda}$ значение функции $e^{-\lambda t}$ становится близким к нулю и в законе нарастания активности ею можно пренебречь. Таким образом, активность индикатора мало отличается от активности насыщения через время t_0 , равное четырём-семи периодам полураспада образующихся ядер, и дальнейшее облучение образца не рационально. График нарастания активности индикатора, иллюстрирующий закон (2), представлен на рисунке 1. Из закона нарастания активности вытекают некоторые практические следствия. Так, активность насыщения для заданного потока нейтронов и количества облучаемого вещества достигается тем быстрее, чем больше значение λ , т.е. чем меньше период полураспада образующихся радиоактивных ядер. Далее, активность образца в начальный период времени облучения ($\lambda t \ll 1$) линейно возрастает со временем облучения.

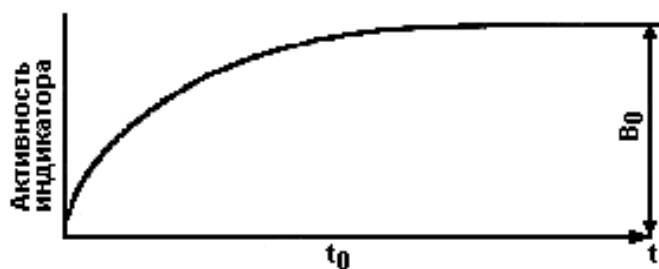


Рис. 1. Закон нарастания активности индикатора

Действительно, при $\lambda t < 1$ функцию $e^{-\lambda t}$ можно разложить в ряд по λt и ограничиться первыми двумя членами разложения. При этом условии закон нарастания активности принимает вид линейной функции от времени:

$$a(t) = \lambda B_0 t . \quad (3)$$

Это означает что для интервала времени $t \ll 1/\lambda$ в индикаторе сравнительно мало радиоактивных ядер, и скорость образования радиоактивных ядер B_0 намного превосходит скорость распада радиоактивных ядер $\lambda B(t)$. Если пренебречь убылью радиоактивных ядер $\lambda B(t)$, как малой величиной, то ежесекундное нарастание активности будет постоянным и равным λB_0 . С увеличением времени t происходит накопление радиоактивных ядер, и значения B_0 и $\lambda B(t)$ постепенно сближаются. Вследствие этого закон нарастания активности постепенно отклоняется от линейного закона. Введём понятие сечения активации, характеризующее превращение стабильных ядер после поглощения нейтронов в радиоактивные.

Рассмотрим теперь зависимость активности насыщения от значения потока нейтронов и количества ядер в облучаемом образце. Пусть поток моноэнергетических нейтронов Φ падает на тонкий плоский слой вещества, содержащего N_s ядер на 1 см^2 (под тонким слоем понимается слой, заметно не изменяющий поток нейтронов). Количество радиоактивных ядер, образующихся в 1 с на 1 см^2 слоя, после установления равновесия численно равно активности насыщения:

$$a'_0 = \sigma_{\text{акт}} \Phi N_s . \quad (4)$$

Пусть слой облучаемого вещества имеет площадь S . Тогда активность насыщения всего слоя

$$a_0 = a'_0 S = \sigma_{\text{акт}} \Phi N_v , \quad (5)$$

где $N_v = N_s S$ – полное число ядер в слое.

Таким образом, активность насыщения тонкого слоя пропорциональна сечению активации, потоку нейтронов и полному числу ядер в слое. Это соотношение позволяет по измеренной активности и известному сечению активации рассчитать поток нейтронов:

$$\Phi = \frac{a_0}{\sigma_{\text{акт}} N_v} . \quad (6)$$

Теперь рассмотрим активацию толстых образцов. Поток моноэнергетических нейтронов заметно изменяется по толщине толстого образца за счёт убыли нейтронов в реакциях рассеяния и поглощения. Число радиоактивных ядер, возникающих каждую секунду в тонком слое толщиной dx на глубине x площадью 1 см^2 , получим по формуле (6). Для этого в ней необходимо заменить a'_0 на da'_0 , а N_s на Ndx , где N – число ядер в 1 см^3 образца:

$$da'_0(E) = \sigma_{\text{акт}} \Phi(E, x) N dx . \quad (7)$$

Здесь $\Phi(E, x)$ – поток нейтронов с энергией E на глубине x .

Поток $\Phi(E, x)$ связан с потоком $\Phi_0(E)$, падающим на образец, законом:

$$\Phi(E, x) = \Phi_0(E) e^{-\sigma_f(E)Nx} . \quad (8)$$

Подставив $\Phi(E, x)$ в выражение для $da'_0(E)$ и проинтегрировав его по всей толщине образца от 0 до δ , где δ – толщина образца, получим активность насыщения индикатора от нейтронов с энергией E , приходящуюся на 1 см^2 образца:

$$a'_0(E) = \frac{\sigma_{\text{акт}}}{\sigma_t(E)} \Phi_0(E) (1 - e^{-\sigma_t(E)N\delta}) . \quad (9)$$

Активность насыщения образца площадью S будет равна

$$A'_s(E) = a'_0(E)S = \frac{\sigma_{\text{акт}}}{\sigma_t} S \Phi_0(E) (1 - e^{-\sigma_t(E)N\delta}) . \quad (10)$$

Выражение (10) легко распространить на случай облучения индикатора немонаэнергетическими нейтронами. Для этого проинтегрируем уравнение (12) по энергии в пределах от нуля до бесконечности:

$$A_0 = S \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{\text{акт}}}{\sigma_t} \Phi_0(E) (1 - e^{-\sigma_t(E)N\delta}) dE . \quad (11)$$

Уравнение (11) имеет два важных следствия. Если во всей энергетической области спектра нейтронов $\sigma_t(E)N\delta \gg 1$, то образец поглощает все падающие на него нейтроны. В этом случае

$$(1 - e^{-\sigma_t(E)N\delta}) \approx 1 . \quad (12)$$

Если $\sigma_{\text{акт}} \approx \sigma_t$, то активность насыщения образца

$$A_0 \approx S \int_0^{\infty} \Phi(E) d(E) = SF, \quad (13)$$

где F – плотность интегрального потока нейтронов (полное число нейтронов всех энергий, падающих на 1 см^2 поверхности индикатора за 1 с).

Если во всей энергетической области спектра нейтронов показатель экспоненты $\sigma_t(E)\delta \ll 1$, то $(1 - e^{-\sigma_t(E)N\delta}) \approx \sigma_t(E)N\delta$ и активность насыщения будет равна

$$A_0 = SN\delta \int_0^{\infty} \sigma_{\text{акт}}(E)\Phi(E)dE = N_v \int_0^{\infty} \sigma_{\text{акт}}(E)\Phi(E)dE, \quad (14)$$

где N_v – полное число ядер в образце.

9.3 Индикаторы и стандартные наборы индикаторов

К индикаторам предъявляется общее требование приемлемого периода полураспада возникающих радиоактивных ядер. Слишком маленький период неудобен, так как активность индикатора сильно уменьшается за период между облучением и измерением и в ходе процесса измерения. Слишком большой период полураспада неудобен как из-за длительного времени достижения активности насыщения, так и из-за большого времени измерения самой активности (поскольку даже при достижении активации насыщения активность индикатора будет слабой из-за большого периода полураспада). Индикатор не должен содержать заметного количества примесей других элементов, изотопы которых активируются нейтронами. Если индикатор не очищен от примесей, их наведённая активность сильно исказит измеряемую активность основного изотопа.

Таким образом, для удобства проведения измерений активности облучённых нейтронами индикаторов желательно, чтобы период полураспада образовавшихся радиоактивных изотопов лежал в пределах от нескольких минут до нескольких суток.

По виду спектральных характеристик все индикаторы нейтронного излучения можно разделить на следующие группы:

1. Индикаторы с линейно падающей зависимостью чувствительности от скорости нейтронов ($1/v$ – детекторы).
2. Индикаторы с резонансными спектральными функциями сечений реакции с нейтронами.
3. Пороговые индикаторы, имеющие нулевую чувствительность до некоторой пороговой (характерной именно для данного детектора) энергии нейтронов.

В таблице 1 перечислены изотопы, получившие наибольшее распространение для регистрации тепловых и резонансных нейтронов.

Следует заметить, что указанные в данной таблице резонансные пики сечений реакций резонансного захвата для всех перечисленных изотопов наблюдаются на фоне монотонного снижения этих сечений при росте энергии нейтронов (от теплового уровня до десятков килоэлектрон-вольт). При дальнейшем росте энергий нейтронов (свыше 100 кэВ) реакции резонансного захвата полностью прекращаются.

Таблица 1. Основные характеристики резонансных индикаторов

Изотоп	Содержание в природной среде, %	Продукт (n, γ)-реакции	Период полураспада	Энергии основных резонансных уровней, эВ
Лютеций-176 (^{176}Lu)	2,6	^{177}Lu	6,8 суток	0,142
Плутоний-239 (^{239}Pu)	-	(n, f)	-	0,296
Европий-151 (^{151}Eu)	47,77	^{152}Eu	9,2 часа	0,321 0,461
Лантан-139 (^{139}La)	99,9	^{140}La	40 часов	0,752 73,5
Родий-103 (^{103}Rh)	100	^{104}Rh	4,4 мин.	1,257
Индий-115 (^{115}In)	95,77	^{116}In	54,12 мин.	1,456 3,86
Золото-197 (^{197}Au)	100	^{198}Au	2,695 суток	4,906
Уран-238 (^{238}U)	99,3	$^{239}\text{U} \rightarrow$ ^{239}Np	23,5 мин. \rightarrow 2,3 сут.	6,67
Серебро-107 (^{107}Ag)	51,35	^{108}Ag	2,3 мин.	16,3 41,5 44,8
Вольфрам-186 (^{186}W)	28,4	^{187}W	24 часа	18,84 171,5
Платина-198 (^{198}Pt)	7,2	^{199}Pt	31 мин.	95,0
Молибден-100 (^{100}Mo)	9,62	^{101}Mo	14,3 мин.	97,3 363,7
Марганец-55 (^{55}Mn)	100	^{56}Mn	2,58 часа	337
Фтор-19 (^{19}F)	100	^{20}F	11,56 с	15300 27300
Хлор-37 (^{37}Cl)	24,6	^{38}Cl	37 мин.	27000 47000

Принцип действия пороговых индикаторов состоит в том, что определённые ядра могут вступать в ядерные реакции с нейтронами, имеющими энергию выше пороговой для данного вещества. В них могут использоваться

реакции (n, n') , (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$, а также реакции деления ядра. Примеры пороговых детекторов приведены в таблице 2 .

Таблица 2. Пороговые индикаторы для быстрых нейтронов

Изотоп	Тип ядерной реакции	Пороговая энергия, МэВ
Уран-234 (^{234}U)	Деления	0,3
Нептуний-237 (^{237}Np)	Деления	0,4
Уран-236 (^{236}U)	Деления	0,7
Родий-103 (^{103}Rh)	(n, n')	0,9
Торий-232 (^{232}Th)	Деления	1,3
Уран-238 (^{238}U)	Деления	1,3
Индий-115 (^{115}In)	(n, n')	1,65
Фосфор-31 (^{31}P)	(n, p)	3,0
Сера-32 (^{32}S)	(n, p)	3,2
Железо-56 (^{56}Fe)	(n, p)	7,7
Алюминий-27 (^{27}Al)	(n, α)	8,15
Медь-65 (^{65}Cu)	$(n, 2n)$	11,7
Углерод-12 (^{12}C)	(n, p)	20

Для проведения спектрального анализа нейтронного излучения активационным методом рекомендуются специальные наборы изотопов-индикаторов, в которые кроме спектрально-чувствительных индикаторов обязательно включаются $1/\nu$ -индикаторы.

Если спектр измеряемого потока нейтронов перекрывает все указанные диапазоны, то, очевидно, в набор индикаторов должны входить представители всех трёх указанных групп. В настоящее время освоен выпуск стандартных наборов индикаторов: АКН, АКН-Т и ДКН. АКН (активационный комплект индикаторов нейтронов) представлял собой набор из шести типов пороговых индикаторов с пороговыми энергиями 0,55; 0,7; 1,2; 1,4; 1,5 и 2,5 МэВ. Он предназначался для исследования радиационной устойчивости РЭА в полях быстрых нейтронов. Набор АКН-Т предназначался для исследования нейтронных полей в тепловой и надтепловой областях энергии (от 0,025 эВ до 1 кэВ), а набор ДКН – в промежуточной области энергий (от 1 кэВ до 0,5 МэВ). Таким образом, совместно эти наборы позволяли перекрыть весь энергетический диапазон нейтронных излучений в различных зонах ядерных реакторов, а также радиоизотопных источников нейтронов. Кроме этих стандартизованных наборов выпускаются специализированные наборы САН (специализированный аттестационный набор) и СН (специализированный набор). Индикаторы, входящие в эти наборы, по конструкции могут быть простыми и композиционными. Простые представляют собой образцы акти-

вируемого вещества, помещённые в технологические контейнеры, не влияющие на энергетическую чувствительность индикатора. Композиционные индикаторы, кроме активируемого вещества, содержат специальные экраны и фильтры, поглощающие или замедляющие нейтроны в определенных областях энергий, что позволяет формировать желаемую зависимость чувствительности индикатора от энергии нейтронов.

Для индикаторов, входящих в эти наборы, с достаточно высокой точностью (с погрешностью от 2 до 5 %) определены зависимости сечений реакций соответствующих нуклидов от энергии нейтронов, периоды полураспада образующихся при этом изотопов, энергии и выходы гамма-квантов при их распадах. Кроме этих данных, представляющих ядерно-физические константы соответствующих ядерных реакций, в методиках проведения измерений с этими индикаторами указываются дополнительные данные, зависящие от конструкции и размеров конкретных индикаторов, т.е. учитывающие эффект самоэкранирования в простых индикаторах и влияние дополнительных экранов и фильтров в композиционных индикаторах. Эти данные позволяют учесть влияние конструктивных особенностей конкретных индикаторов на результаты измерений путём расчёта соответствующих поправок.

Используя набор индикаторов с разнообразными спектральными характеристиками сечений реакций и определяя их наведённую активность в измеряемом потоке нейтронов с помощью специальных программ вычислительным путём восстанавливают спектр исследуемого нейтронного потока.

9.4 Вопросы для самопроверки

1. В чём состоят трудности измерения энергетического спектра произвольных нейтронных потоков?
2. Привести и пояснить классификацию существующих методов нейтронной спектрометрии.
3. Пояснить физические основы измерения спектра постоянных во времени нейтронных потоков активационным методом.
4. Привести и обосновать закон возрастания активности тонких слоёв вещества, взаимодействующего с нейтронами с образованием радиоактивных ядер.
5. Что представляет собой активность насыщения индикатора?
6. Вывести и пояснить выражение для активности насыщения тонкого образца произвольной площади S .
7. Каковы основные требования к активационным индикаторам по периоду полураспада продуктов реакции с нейтронами?

8. Каковы основные требования к активационным индикаторам по величине сечения реакции взаимодействия с нейтронами?

9. Каковы основные требования к активационным индикаторам по типу спектральных характеристик сечений взаимодействия с нейтронами?

10. Как классифицируются активационные индикаторы по виду спектральных характеристик сечений взаимодействия с нейтронами?

11. Что представляют собой стандартные наборы индикаторов для проведения измерений спектров нейтронных потоков методом активационного анализа?

12. По какому принципу подбираются активационные индикаторы в стандартные наборы.

13. Какой вид спектральной характеристики имеют резонансные индикаторы, и в каком диапазоне энергий могут существовать нейтронные резонансы?

14. Какой вид спектральной характеристики имеют пороговые индикаторы, и в каком диапазоне энергий они могут использоваться?

15. Что представляют собой композиционные индикаторы и для чего они нужны?

16. Как по измеренным активностям облучённых в нейтронном потоке индикаторов восстанавливается энергетический спектр этого потока?

9.5 Темы для подготовки докладов

1. Активационные индикаторы, чувствительные к тепловым и ближним надтепловым нейтронам (привести перечень таких индикаторов, их спектральные характеристики и периоды полураспада дочерних продуктов реакций с нейтронами).

2. Активационные индикаторы, чувствительные к нейтронам промежуточных энергий (привести перечень таких индикаторов, их спектральные характеристики и периоды полураспада дочерних продуктов реакций с нейтронами).

3. Пороговые активационные индикаторы (привести перечень основных пороговых индикаторов, их спектральных характеристик и периодов полураспада дочерних продуктов реакций с нейтронами).

Литература

1. Дрейзин В.Э. Физические основы регистрации ионизирующих излучений: учебное пособие / В.Э. Дрейзин, Д.И. Логвинов, А.А. Гримов; Юго-Западный гос. ун-т. Курск, 2016. 228 с. – Текст: электронный.

2. Дрейзин В.Э. Спектрометрические измерения нейтронного излучения / В.Э. Дрейзин, С.Г. Емельянов, А.А. Гримов; Юго-Западный гос. ун-т. Курск, 2011. 316 с. – Текст: электронный.
3. Бойко В.И. Ядерные технологии в различных сферах человеческой деятельности / В.И. Бойко, Ф.П. Кошелев. Томск. Изд. ТПУ, 2006. 341 с.
4. Андрюшин Ю. А. Укрощение ядра / Ю. А. Андрюшин, А. К. Чернышов, Ю. А. Юдин. Саров, 2003. 481 с.
4. Бекман И.Н. Измерение ионизирующих излучений: курс лекций / И.Н. Бекман. – М.: Изд. МГУ, 2006 г. – 356 с.