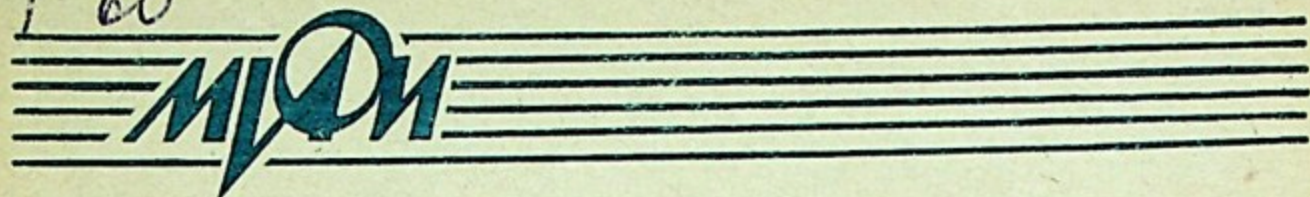


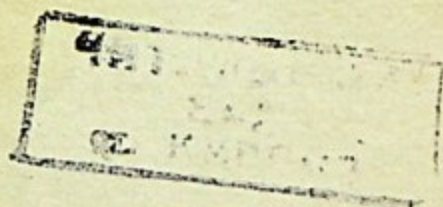
50
Г 60



Н. Г. Големинов

**СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
В РАДИАЦИОННОЙ ЭКОЛОГИИ**

Москва 1993



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

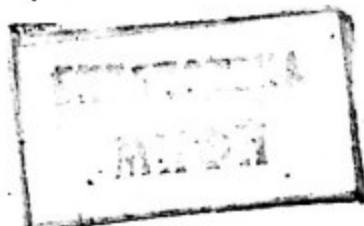
50
Г.60

Н.Г.Големинов

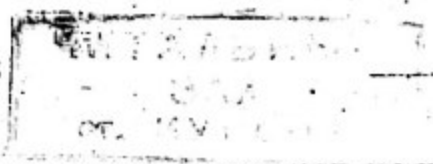
СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
В РАДИАЦИОННОЙ ЭКОЛОГИИ

Т е к с т л е к ц и й

Утверждено
редсоветом института
в качестве учебного пособия



Москва 1993



Г о л е м и н о в Н.Г. Спектрометрические методы в радиационной экологии. Тексты лекций. М.: МЭИ, 1993 г. — 56 с..

В учебном пособии анализируются задачи радиоэкологии, в решении которых спектрометрические методы позволяют глубже вскрыть механизмы формирования полей ионизирующего излучения. Рассмотрены методы оценки радиации как естественного происхождения, так и техногенного.

Пособие рассчитано на студентов и слушателей факультета повышения квалификации специалистов промышленности.

ISBN 5-7262-0103-5

С

Московский инженерно-физический институт, 1993 г.

ВВЕДЕНИЕ

Явление радиоактивности, открытое в прошлом веке Анри Беккерелем, породило значительное количество дисциплин, которые интенсивно развивались во второй половине XX века. К числу таких дисциплин следует отнести экспериментальную ядерную физику, защиту от ионизирующих излучений, дозиметрию, радиометрию и др. Преимуществом знаний позволяла им существовать без учета влияния дисциплины на изменяющуюся среду обитания. Технические достижения, прикладные результаты в этих областях знания оказались столь значимыми для общества, что в определенный момент стало невозможным дальнейшее внутреннее развитие без учета экологических требований, в данном случае без учета требований радиозологии.

Задачи радиозологии затрагивают ряд фундаментальных и прикладных областей знания, без которых немислим ответ на насущные вопросы в сфере охраны окружающей среды. Основные задачи радиозологии:

выяснение характера действия ионизирующего излучения на биоценозы;

изучение особенностей проявления радиации как важного компонента окружающей среды;

изучение процессов миграции нуклидов в среде обитания и выяснение роли популяций;

выявление дозовых нагрузок;

исследование обстоятельств, влияющих на формирование лучевых нагрузок, определение их роли в биоценозе;

изучение возможности использования в утилитарных целях действия радиации.

Решение задач зависит от степени развития соответствующих разделов ядерной физики, генетики, геофизики, метеорологии.

Радиация, с которой мы сталкиваемся в нашей жизни, возникает в естественных процессах развития природы и в результате деятельности человека. Естественный радиационный фон сопровож-

дает человечество на протяжении всей истории его существования. Детальное изучение естественной радиации относится к началу XX века. В этом большая заслуга отечественной школы во главе с академиком В.И.Вернадским. В то время комплексный характер естественной радиоактивности пород, почв и вод не ставил перед исследователями задач, порожденных освоением атомной энергии, проблемами утилизации отходов предприятий атомной промышленности, и их исследования носили в основном академический характер: определение значения радиоактивной энергии в тепловом балансе Земли, применение радиоактивного распада для определения возраста пород, распространение радиоактивности на Земле.

В природе радиоактивные элементы составляют три группы. Ряды спонтанно распадающихся урана и тория, калий-40 и рубидий-87 относятся к первой группе - весьма распространенных элементов, имеющих период полураспада не более 10^{11} лет. Ко второй группе элементов относятся радиоактивные изотопы ряда элементов, имеющих период полураспада больше 10^{11} лет или не имеющие большой распространенности, например, Ca^{48} , Zr^{96} , In^{113} и др. Эти группы элементов образовались в догеологическую эпоху и в настоящее время вновь не образуются. К третьей группе элементов относятся образующиеся с постоянной скоростью в результате ядерных реакций космических частиц с атмосферой Земли новые радионуклиды: тритий, углерод-14, продукты деления тяжелых ядер нейтронами космических лучей. Изотоп углерода с атомной массой 14 используется для определения возраста археологических находок исторического периода.

Для элементов первой группы характерно состояние рассеяния по земной коре. Они содержатся всюду в заметных количествах. Для радия - элемента ряда урана можно привести такие данные: горные породы - 10^{-9} - 10^{-10} %, почвы - 10^{-10} - 10^{-11} %, воды рек и морей - 10^{-12} - 10^{-14} %, животные - 10^{-13} %, растения - 10^{-12} %.

Распространенность урана в различных компонентах биосферы составляет от 10^{-2} до 10^{-7} %, концентрация тория обычно выше в три раза. Радиоактивные элементы первой группы образовались в догеологическую эпоху, поэтому их количество в настоящее время определяется периодами полураспада: чем больше период, тем больше концентрация данного элемента при равных начальных. Динамика элементов, входящих в первую группу хорошо прослеживается на

сравнении количества вещества, составляющего активность, равную 1 Ки (табл.1).

Т а б л и ц а 1
 Масса радионуклидов, соответствующая радиоактивности
 1 Ки ($3,7 \cdot 10^{10}$ Бк)

Радионуклид	Масса	Радионуклид	Масса
Торий	9 т	Калий-40	146 кг
Уран-238	3 т	Калий (естествен.)	1230 т
Уран-235	465 кг	Рубидий-87	14,9 т
Радий-226	1 г	Самарий 147	273 т
Радий-С	12,8 мг	Самарий (естеств.)	1820 т
Полоний	0,22 мг		

Отсюда следует, что столкнуться в естественных условиях со значительными активностями практически невозможно, несмотря на малые количества вещества, обеспечивающие 10^{10} Бк в случае Ra , Po . Так, в 1 т равновесного U^{238} содержится радия лишь $3,4 \cdot 10^{-1}$ г, что составляет около 1/3 Ки.

Иное место в формировании радиационных нагрузок занимают нуклиды искусственного происхождения. Выбросы предприятий атомной промышленности, аварии на атомных станциях, испытания ядерного оружия – основные источники поступления в окружающую среду нуклидов, возникающих в процессе ядерных превращений.

Особую роль играют продукты деления урана, накапливающиеся в активных зонах реакторов. Они характеризуются временем существования, достаточным для создания значимой радиационной нагрузки в течение недель и месяцев – короткоживущие нуклиды (I^{131} , Ce^{143} , La^{140} , Nb^{95} , Zr^{95}) и лет – долгоживущие (Cs^{137} , Pr^{144} , Ru^{106}). Вообще говоря, из списка в десятки нуклидов лишь перечисленные выше имеют достаточную удельную активность и значимые для радиационной экологии периоды полураспада.

Для наглядности приведем таблицу удельной активности основных продуктов деления урана, отражающую их динамику и зависимость от кампании реактора (табл.2)

Т а б л и ц а 2

Удельная активность
продуктов деления на 1 кг топлива (в мг экв. Па)

Нуклид	Время выдержки, сутки				
	0	30	360	720	1800
Cs^{137}	0,047 0,939	0,047 0,938	0,046 0,920	0,045 0,902	0,042 0,847
Ru^{144}	0,087 1,01	0,081 0,938	0,036 0,417	0,015 0,172	$1,0 \cdot 10^{-3}$ 0,012
Pu^{106}	0,034 0,454	0,032 0,429	0,017 0,230	$8,6 \cdot 10^{-3}$ 0,116	$1,1 \cdot 10^{-3}$ 0,015
I^{131}	5,84 6,34	0,454 0,493	-	-	-
Nb^{95}	4,09 26,62	3,13 24,74	0,33 1,22	- 0,027	-
Zr^{95}	6,88 25,13	5,00 18,25	0,148 0,542	- 0,012	-
La^{140}	56,25 72,74	13,23 16,48	-	-	-
Ce^{143}	11,55 11,55	$3,5 \cdot 10^{-6}$ $3,5 \cdot 10^{-6}$	-	-	-
	Кампания 30 дней		Кампания 720 дней		

Зависимость количества нуклидов от длительности работы реактора связана с насыщением в процессе работы реактора и отражает соотношение между периодом полураспада и длительностью кампании. Так, например, количество Ce^{143} не зависит от того, сколько времени работал реактор—720 дней или 30 дней, т.к. его период полураспада 1,33 дня, и спустя 15 дней устанавливается равновесие между числом возникающих атомов и распадающихся.

Рассматривая таблицу, стоит остановиться на характерной особенности: уменьшении со временем числа нуклидов, значимых для создания дозовых нагрузок. Спустя 3—4 года после аварии лишь три нуклида представлены в списке. Поэтому резко уменьшаются за-

траты на идентификацию загрязнений, и с течением времени меняется характер задач, которые можно решать, используя методы радиометрии.

Мощь спектрометрического подхода к анализу загрязнений окружающей среды заключена в информативности измерений. С помощью спектрометров можно решать задачи идентификации нуклидов, отдельно определять их активность, получать характеристики поля излучений. Естественно, что эти методы отличаются от радиометрических сложностью аппаратуры, которая включает прецизионные электронные блоки, системы регистрации и представления данных, и поэтому требуется квалифицированный специалист для обслуживания спектрометрической установки.

Конкурирующие способы оценки загрязненности базируются на применении радиометрических приборов, которые более просты по устройству и менее универсальны. Их применение зачастую может дать некорректную оценку ситуации из-за неверной настройки или неучтенных радиационных факторов, негативно влияющих на работу детектора. Например, помехи регистрации гамма-излучения неучтенным бета-излучением продуктов деления. Подобные ситуации при анализе реального загрязнения могут устраняться лишь методикой проведения измерения. Следовательно, для надлежащей оценки при решении задач радиационной экологии можно пользоваться целым арсеналом средств и методов, предоставляемых такими разделами экспериментальной ядерной физики, как спектрометрия и радиометрия ионизирующих излучений. Пригодность того или иного средства, как правило, выбирается путем предварительного исследования, включающего и методические вопросы выбора последовательности действий, вида и состава аппаратуры.

I. Структура спектрометра

Спектрометрическая задача не является какой-то особенной, возникшей в ядерной физике и свойственной лишь ей. Достаточно вспомнить опыты по расщеплению белого света на составляющие в общей физике, способы анализа спектров излучения с помощью призм, дифракционных решеток, методы определения энергии мягкого рентгеновского излучения с помощью явления дифракции на кристаллической решетке поваренной соли. Таким образом, спектро-

метрическая задача естественным путем переходит из общей физики в ядерную. На этом аналогии кончаются из-за несхожести спектрометрии световых квантов и мягкого рентгеновского излучения с определением спектра квантов ядерного происхождения или спектра частиц высоких энергий. Представим условно, с помощью классификации задач ядерной физики, место спектрометрии среди родственных дисциплин.

1. Идентификация частиц или определение структуры поля излучения (задача идентификации).

2. Исследование распределения частиц по энергиям (задача спектрометрии).

3. Изучение характеристик источника или параметров поля излучения (задача радиометрии).

4. Определение поглощенной энергии излучения в объектах (задача дозиметрии).

Несмотря на условный характер классификации задач, их расположение говорит о преемственности результатов, их взаимообусловленности. Без знания того, какого сорта частицы составляют поля излучения, нельзя, в общем случае, сказать что-либо определенное об энергетических свойствах излучения, характеристиках источника, тем более о поглощенной дозе излучения. Поэтому спектрометрическая задача является определенной лишь по отношению к известному типу излучения. Причем с помощью измерения потерянной энергии в чувствительных объемах специальных пролетных детекторов определяют зарядовые состояния, а также тип частиц, т.е. решают задачу идентификации. Этот пример свидетельствует об отсутствии четких границ в родственных дисциплинах.

Спектр частиц или квантов $N(E)$ по определению есть их число в узком энергетическом интервале, центрированном энергией E . Поэтому, измерив число частиц в интервале энергии ΔE , спектр частиц можно оценить отношением

$$N(E) = \frac{n}{\Delta E} [MэВ^{-1}]. \quad (I)$$

Для того чтобы осуществить эту операцию, необходимо найти способ преобразовать энергию частиц в пропорциональные ей электрические сигналы и провести анализ амплитуд этих сигналов. Такая задача может быть решена с помощью прибора, называемого спектрометром.

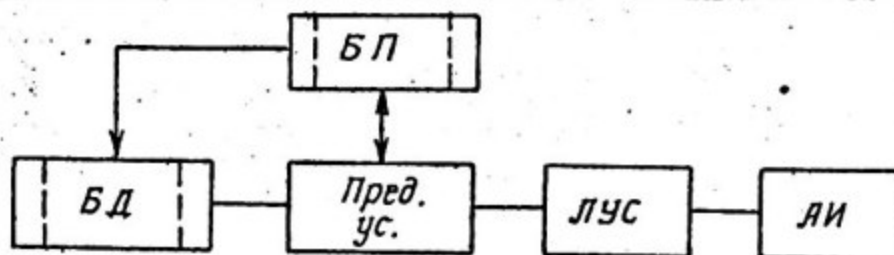


Рис. I. Структурная схема спектрометра:
 БД – блок детектирования; БП – блок питания;
 Пред. ус. – предварительный усилитель; ЛУС –
 спектрометрический усилитель; АИ – анализа-
 тор импульсов

Структурная схема спектрометра представлена на рис. I и содержит детектор излучения, который поглощает энергию частицы, преобразуя ее в пропорциональный информационный сигнал. Информационный сигнал может иметь различную природу в зависимости от типа детектора. В сцинтилляционном детекторе энергия частицы преобразуется в поток световых квантов, число которых пропорционально энергии, поглощенной в детекторе. В полупроводниковом детекторе возникают пары носителей заряда – электроны и дырки, суммарный заряд которых пропорционален потерянной в чувствительном объеме энергии частицы. Это основные типы детекторов в современных спектрометрах. Наряду с ними в уникальных приборах используются времяпролетные и магнитные спектрометры, комплексы детекторов.

Информационный сигнал усиливается предварительным усилителем, преобразуется в электрический сигнал, своей амплитудой характеризующий энергию частицы. Это функция предварительного усилителя сигнала, который конструктивно может быть фотоумножителем для сцинтилляционного спектрометра, интегрирующим усилителем для полупроводникового спектрометра. В случае времяпролетного спектрометра функции предварительного усиления выполняет преобразователь время – амплитуда. Магнитный спектрометр не содержит каскада предварительного усиления в связи с особенностями анализа энергии заряженных частиц.

Следующий блок – спектрометрический усилитель выполняет функции подготовки сигнала для амплитудного анализа. Усилитель

имеет широкий диапазон регулировки усиления, формирования сигнала с целью уменьшения влияния шумов на регистрируемый спектр частиц или квантов.

Последний блок в структурной схеме — амплитудный анализатор, производящий накопление спектра амплитуд импульсов, усиленных предыдущими каскадами. Амплитудный анализатор — сложное электронное устройство, имеющее различное исполнение. Вершиной совершенства, в настоящее время, являются анализаторы, имеющие в своем составе распределенные вычислительные средства, которые управляют процессом сбора, обработки и представления информации.

Самым простым амплитудным анализатором является дифференциальный дискриминатор, пропускающий на выход лишь импульсы амплитудой не менее нижнего и не более верхнего порогов дискриминации. Это пример одноканального анализатора с шириной окна фиксированной либо изменяемой. Многоканальные анализаторы имеют, как правило, возможность ступенчатого регулирования ширины окна канала. Импульсы амплитудой в пределах ширины окна не различаются и принадлежат одному каналу. Поэтому заполнение памяти анализатора представляет оценку спектра амплитуд импульсов только при условии независимости ширины канала от его номера. На дисплее в виде гистограммы отображается накопленный спектр амплитуд импульсов, который называют амплитудным спектром или для моноэнергетического излучения приборной формой линии.

Амплитудный спектр лишь в очень редких случаях дает нам непосредственно энергетический спектр излучения. В большем числе случаев амплитудные спектры сильно отличаются от породивших их энергетических распределений. На рис. 2 представлены виды спектров действующего излучения.

Схожесть распределений, их различие помогает понять анализ процессов поглощения энергии в спектрометрических детекторах. Важным подспорьем служит также сравнительная характеристика различных детекторов.

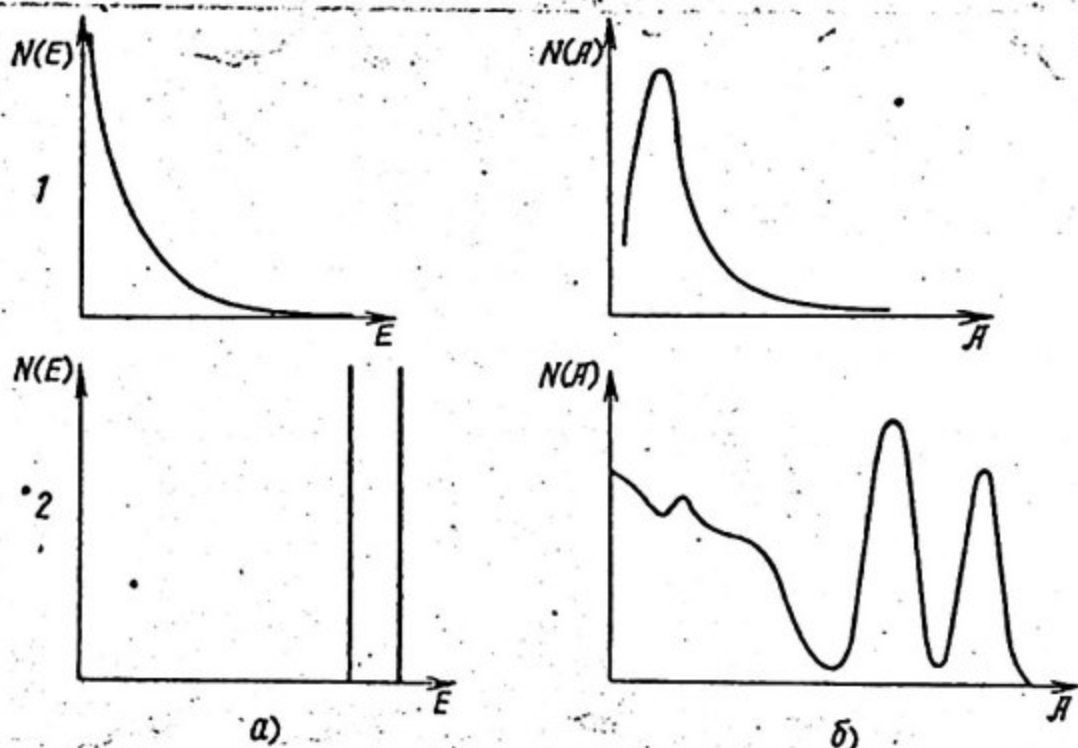


Рис.2 Типы спектров (а) и соответствующие им амплитудные распределения (б):
 1 — непрерывный спектр тормозного излучения; 2 — дискретный спектр гамма-квантов Co^{60}

2. Преобразование энергии излучения в детекторах

Рассмотрим такую задачу: сцинтилляционный кристалл $NaI(Tl)$ (натрий-йод, активированный таллием) имеет конверсионную эффективность $\alpha = 6\%$, средняя длина волны светового излучения 410 мм. Определить число световых квантов, образующихся в кристалле при поглощении энергии 1 МэВ.

Конверсионная эффективность α по определению равна отношению энергии, преобразованной в информационный сигнал, к поглощенной в детекторе. Следовательно, лишь $6 \cdot 10^4$ эВ составляют суммарную световую энергию квантов. Энергия отдельного кванта есть $\hbar\omega$ или $\hbar 2\pi c/\lambda$, и в нашем случае равна $3,02$ эВ. Поэтому полное число фотонов будет равно $6 \cdot 10^4$ эВ / $3,02$ эВ ≈ 20000 . В процессе преобразования энергии первичного излучения на один фотон затрачивается примерно 50 эВ.

Превышение затраченной энергией минимального предела образования носителя информации характерно для всех типов детекторов: сцинтилляционных, ионизационных, полупроводниковых. Это связано с множеством каналов размена энергии частицы. В случае сцинтилляторов неорганического типа механизм высвечивания можно представить, используя зонную теорию ионных кристаллов. Краткое изложение без углубления в сущность процессов позволяет представить динамику сцинтилляции следующим образом:

поглощение энергии посредством образования δ -электронов (10^{-16} с);

термализация носителей заряда электронов и дырок, возникших в процессе ионизации кристалла ($10^{-11} + 10^{-12}$ с);

образование экситона на атоме активатора, обычно Tl (таллия) (10^{-8} с);

рекомбинация электронов и дырок, составляющих экситоны, излучение фотонов (10^{-7} с).

Концентрация активирующей примеси составляет обычно 10^{-1} %. В этом случае достигается оптимальное соотношение между процессами генерации фотонов и их поглощением в кристалле.

Фотоны сами по себе не в состоянии возбудить в электрической цепи заметного сигнала, их необходимо преобразовать в пропорциональный поток электронов, усилив его с помощью фотоэлектронного умножителя. Преобразование осуществляется на фотокатоде умножителя, лучшие типы приборов имеют эффективность преобразования 0,1 и, следовательно, из $2 \cdot 10^4$ фотонов внутри ФЭУ возникнет лишь $2 \cdot 10^3$ фотоэлектронов, которые и войдут в диодную систему. Таким образом, на один фотоэлектрон расходуется примерно 500 эВ энергии первичной частицы. Величина энергии первичного кванта около 5 кэВ составляет физический предел метода, который не может быть преодолен из-за флуктуаций числа фотоэлектронов. Коэффициент усиления ФЭУ можно оценивать величиной $10^5 + 10^6$, и на аноде токовый сигнал будет обусловлен числом электронов $2 \cdot 10^8 + 2 \cdot 10^9$. Напомним, что оценка сделана для энергии первичного кванта, равной 1 МэВ.

Кроме неорганических сцинтилляторов $\text{NaI}(\text{Tl})$, $\text{CsI}(\text{Tl})$, $\text{LiI}(\text{Tl})$, $\text{Ca}_2\text{I}_2(\text{Eu})$, $\text{Ba}_4\text{GeO}_{12}$, характеризующихся высоким значением эффективного атомного номера и применяемых в основном для спектрометрии гамма-излучения, существуют органические сцинтил-

ляторы. В отличие от неорганических, они имеют ряд особенностей при поглощении энергии первичной частицы, ее трансформации в поток фотонов.

В органических кристаллах механизм высвечивания, из-за слабой связи между молекулами и отсутствия выраженной зонной структуры, лишь радиoluminesценция. Излучающие центры – возбужденные молекулы. Поэтому органические сцинтилляторы характеризуются временем высвечивания $10^{-8} + 10^{-9}$ с. Удельный (на ед. длины пути) световыход L органического сцинтиллятора оказывается зависящим от удельных потерь энергии $\frac{dE}{dx}$. Эта формула имеет следующий вид:

$$\frac{dL}{dE} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + k \frac{dE}{dx}}, \quad (2)$$

где A, k – константы, зависящие от типа сцинтиллятора.

В двух крайних случаях эта формула дает:

- 1) $\frac{dL}{dE} = \text{const}; \quad k \frac{dE}{dx} \gg 1;$
- 2) $\frac{dL}{dE} = A \frac{dE}{dx}; \quad k \frac{dE}{dx} \ll 1.$

Интегрируя по пробегу частицы в чувствительном объеме кристалла, получим

- 1) $L(E) = \int_0^{R_0} \frac{dL}{dE} dx = \text{Const} \cdot R_0;$
- 2) $L(E) = \int_0^{R_0} A \frac{dE}{dx} dx = A \cdot E_0,$

где R_0 – пробег частицы в кристалле, E_0 – потерянная энергия на пробеге R_0 .

Следовательно, в зависимости от случая, световыход может быть пропорционален потерянной энергии (линейный отклик), либо не следовать этой зависимости. Поэтому в спектрометрии эти кристаллы применяются для решения специальных задач, где требуются: высокое быстродействие, малый атомный вес, низкая плотность, обогащенность водородом. Спектрометрия электронного излучения, нейтронов, идентификация частиц в экспериментах на ускорителях – практически исчерпывают задачи применения органических сцинтилляторов. В заключение рассмотрим пример использования сцинтиллятора стильбен для спектрометрии протонов различных энергий:

$$E_p = 20 \text{ МэВ}, \quad dE/dx = 25 \text{ кэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг},$$

$$E_p = 0,2 \text{ МэВ}, \quad dE/dx = 800 \text{ кэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}.$$

Для стильбена $k = 0,012 \frac{\text{мг}}{\text{кэВ} \cdot \text{см}^2}$. Отсюда:

$$k \cdot dE/dx = 0,3 \lesssim 1;$$

$$k \cdot dE/dx = 9,6 \gg 1.$$

Используя формулу, описывающую удельный световыход, можно с уверенностью сказать, что при малой энергии протонов нет четкой линейности сцинтиллятора, а при большой — существенная нелинейность, обусловленная значительными удельными потерями энергии.

По сравнению со сцинтилляторами полупроводниковые детекторы обладают большими преимуществами, которые обусловлены малыми затратами энергии на образование пары носителей заряда — электрона и дырки. Эффективная энергия ее образования в кремнии 3,6 эВ, германии 2,94 эВ. Число пар электрон-дырка рассчитывают по формуле

$$N = E/w,$$

где E — энергия частицы, w — энергия образования пары носителей заряда.

Значения w больше ширины запрещенной зоны примерно в три раза. Причины этого связаны с механизмом передачи энергии твердому телу, ролью коллективных возбуждений, сложной структурой энергетических зон.

Тем не менее один носитель информации в полупроводниковых детекторах требует затрат энергии в сотни раз меньше, чем в сцинтилляторах. Это создает благоприятные условия для регистрации частиц, теряющих в объеме детектора незначительную энергию. Сигнал с полупроводникового детектора имеет электрическую природу и не нуждается в преобразованиях.

Рассмотрим для сравнения такой же пример, как и в случае сцинтиллятора. Пусть в чувствительном объеме выделилась энергия 1 МэВ. В этом случае число пар носителей заряда в рабочем объеме детектора равно $2,8 \cdot 10^5$ для кремния и $3,4 \cdot 10^5$ для германия. Сопоставляя эти значения с числом фотоэлектронов на фотокатоде ФЭУ, которые после усиления формируют электрический сигнал, видим существенное улучшение параметров при использовании полупроводника в качестве детектора.

Рабочим объемом полупроводникового детектора служит обычно переход металл-полупроводник — это поверхностно-барьерный детектор, и $p-n$ или $p-i-n$ переход — детектор с $p-n$ переходом. Подобные технические решения необходимы для сбора носителей заряда, время жизни которых в лучшем случае не превосходит нескольких миллисекунд. Внешний потенциал, поданный на детектор, внутри объема создает такое поле, которое препятствует протеканию тока через переход.

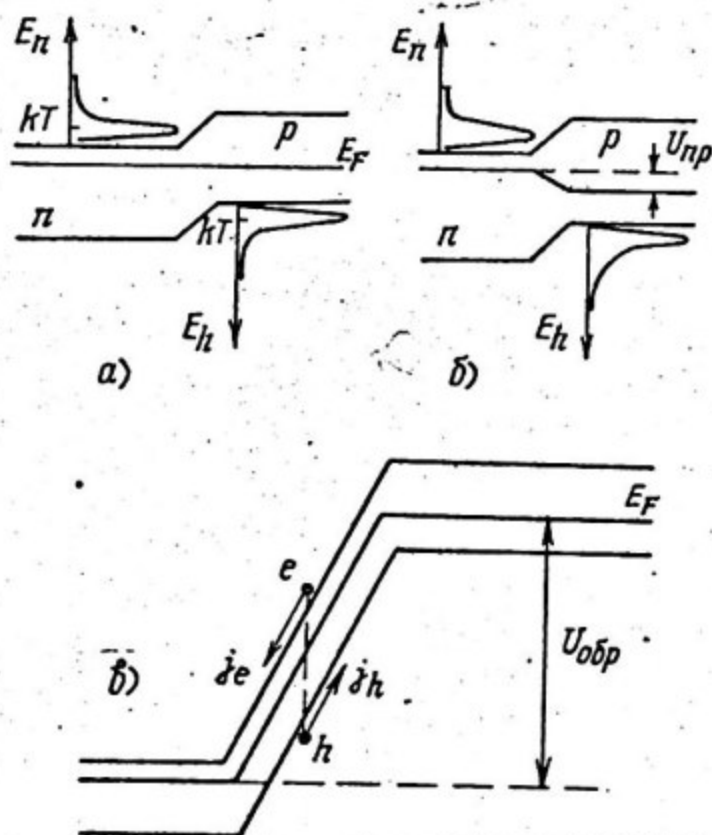


Рис.3. Энергетические зоны ППД с $p-n$ переходом:
 а — при нулевом смещении; б — при прямом смещении; в — при обратном смещении

На рис.3 изображены энергетические зоны $p-n$ перехода при нулевом смещении (а), прямом (б), обратном (в). На этом же рисунке показаны плотности электронов и дырок в зонах проводимости и валентной. Ток через переходы обусловлен лишь теми носителями заряда, которые имеют энергию, превышающую барьер, число их особенно мало в переходе, смещенном в обратном направлении.

В области $p-n$ перехода падение потенциала достигает значительных величин, соответствующих напряженности электрического поля $10^3 + 10^4$ В/см. Этой величины достаточно для быстрого сбора образующегося заряда. Область высокой напряженности поля — чувствительный объем полупроводникового детектора. Вне этой области образовавшиеся носители заряда быстро рекомбинируют, не давая вклада в ток.

3. Особенности приборной формы линии

Классические спектрометры ядерных излучений сцинтилляционные и полупроводниковые, благодаря своей простоте, представляют наиболее распространенный тип приборов. Применение времяпролетных и магнитных спектрометров не выходит за пределы научных лабораторий, хотя ряд параметров, обеспечиваемых ими, недостижим классическими методами спектрометрии.

Отклик спектрометра в виде аппаратного спектра, как правило, распределения амплитуд электрических импульсов, можно записать в интегральном представлении:

$$n(A) = \int_{VE} K(E, A) N(E) dE, \quad (3)$$

где $n(A)$ — аппаратный спектр; $N(E)$ — энергетический спектр; $K(E, A)$ — приборная функция, описывающая связь между потерянной частицей энергией и амплитудой импульса.

Предположим, что $N(E) = \delta(E - E_0)$, тогда

$$n(A) = K(E_0, A), \quad (4)$$

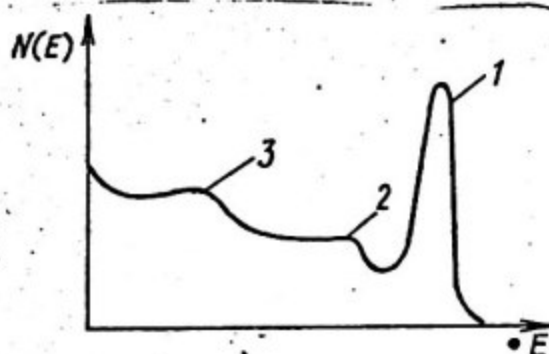
где $K(E_0, A)$ — спектр амплитуд электрических импульсов, возникающих на выходе спектрометра в ответ на моноэнергетическое излучение с энергией E_0 . Эта функция носит название приборной формы линии и в значительной степени определяется физическими процессами в детекторе излучения.

Рассмотрим процессы взаимодействия гамма-квантов со сцинтилляционным детектором для качественного описания особенностей приборной формы линии. Три процесса: фотоэффект, комптон-эффект, образование пар — представляют весь набор взаимодействий в диапазоне энергий до 10 МэВ. В результате фотоэффекта гамма-квант порождает электрон с энергией, близкой по величине исходному значению энергии кванта $h\nu$. Формула фотоэффекта

$$E_c = E_\gamma - E_{cb} = h\nu - E_{cb}, \quad (5)$$

где E_e — энергия электрона; E_{cb} — энергия связи на K оболочке (L, M — маловероятно). Он сопровождается последующим рождением рентгеновского кванта с энергией, близкой к значению энергии связи, который чаще всего поглощается в кристалле вблизи точки взаимодействия первичного кванта. Для типичного кристалла $NaI(Tl)$ процесс фотоэффекта вероятнее всего происходит на атомах йода, энергия связи K -электрона которого равна 28 кэВ. Полное поглощение энергии кванта создает предпосылки для возникновения на приборной форме линии составляющей, близкой к особенностям действующего спектра излучения. На рис.4 изображена приборная форма линии.

Рис.4. Приборная форма линии спектрометра с неорганическим сцинтиллятором: 1 — пик полного поглощения; 2 — комптоновская часть спектра; 3 — пик обратного рассеяния



Если бы гамма-кванты взаимодействовали лишь по законам фотоэффекта, то идеальный отклик нарушался бы из-за двух причин: неполного поглощения энергии вторичного электрона в объеме детектора и утечки рентгеновских квантов через поверхность детектора. Амплитуда электрических сигналов и, соответственно, их распределение было бы двухкомпонентным с разносом мод в энергетическом выражении 28 кэВ.

Однако существует наряду с фотоэффектом процесс взаимодействия по закону Комптона:

$$\lambda_1 - \lambda_0 = \Delta\lambda = \lambda_K (1 - \cos\theta), \quad (6)$$

где $\Delta\lambda$ — изменение длины волны кванта; $\lambda_K = h/m_0c$; θ — угол рассеяния кванта; λ_0 , λ_1 — длина волны до и после рассеяния соответственно.

Этот процесс имеет большое сечение области энергий собственных γ -излучению естественных и техногенных нуклидов (1 + 3 МэВ). Изменение энергии кванта после рассеяния можно получить из формулы Комптона. С учетом $\lambda = hc/E$ ее можно записать в виде:

$$\frac{E_0 - E_1}{E_1} = \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta), \quad (7)$$

откуда легко определяется энергия кванта после рассеяния:

$$E_1 = E_0 \frac{1}{1 + (E_0/m_0 c^2)(1 - \cos \theta)}. \quad (8)$$

Разность между энергией кванта после рассеяния и исходной энергией дает энергию электрона, который порождает в детекторе процесс, приводящий к возникновению импульса амплитуды меньшей, чем при фотопоглощении. Значение энергии электрона

$$E_e = \frac{(E_0^2/m_0 c^2)(1 - \cos \theta)}{1 + (E_0/m_0 c^2)(1 - \cos \theta)}. \quad (9)$$

В спектре амплитуд импульсов имеется "зазор" в связи с ненулевым значением энергии рассеянного назад гамма-кванта. Действительно, энергия комптон-электрона при этом процессе меньше значения энергии фотоэлектрона на величину

$$E_\gamma(\theta = 180^\circ) = \frac{1}{1/E_0 + 2/m_0 c^2}, \quad (10)$$

и обычно считают $1/E_0 \ll 2/m_0 c^2$ (справедливо при энергиях ≥ 3 МэВ), тогда

$$E_\gamma(\theta = 180^\circ) = m_0 c^2 / 2 \approx 250 \text{ кэВ}. \quad (11)$$

Поэтому "энергетическое расстояние" между пиком полного поглощения и краем комптоновского распределения составляет величину, близкую к 250 кэВ.

Существование квантов, рассеянных на угол 180° , и практическая независимость их энергии от значения исходной создает предпосылки возникновения на амплитудном спектре особенности в области малых амплитуд. Эта особенность именуется пиком обратного рассеяния: его интенсивность на спектре амплитуд тем выше, чем больше вещества окружает детектор. Рождаясь вне детектора, они из-за малой энергии имеют высокую вероятность поглощения в процессе фотоэффекта.

В сцинтилляционных кристаллах органического происхождения процессы фотопоглощения квантов практически не происходят, и приборная форма линии определяется лишь комптоновским рассеянием. Все сказанное выше в равной степени относится и к полупроводниковым детекторам, физические процессы в которых не имеют существенных особенностей.

Подводя итог рассмотрению особых точек приборной формы линии γ -спектрометра, следует подчеркнуть ее важное свойство — монотонную зависимость положения пика полного поглощения от энергии γ -излучения.

Гамма-излучение принципиально отличается от альфа-излучения природой, механизмами взаимодействия, проникающей способностью. Короткопробежные альфа-частицы должны без потерь энергии проникнуть в чувствительный объем детектора. Наиболее просто осуществить это условие в ионизационной камере, полупроводниковом поверхностно-барьерном детекторе, которые чаще других используются для целей спектрометрии альфа-излучения.

Механизм потерь энергии альфа-частицами — торможение в столкновениях с атомными электронами внешних оболочек среды детектора. В приближении теории непрерывного замедления потери энергии на элементе пути Δl составляют величину $(-\frac{dE}{dx})\Delta l$, которая значительна даже для $\Delta l \sim 1$ мкм, и в состоянии исказить результаты спектрометрических измерений. Наиболее удобной зависимостью, приближенно описывающей связь пробег — энергия в диапазоне 0,1–10 МэВ может служить предложенная Зиглером (Ziegler) для кремния:

$$R(E) = \exp \left[\sum_{l=0}^5 a_l (\ln(E))^l \right]. \quad (12)$$

Здесь $a_0 = -4,1621$, $a_1 = 0,98241$, $a_2 = 0,10621$, $a_3 = -0,058012$, $a_4 = 0,0074353$, $a_5 = -2,6 \cdot 865 \cdot 10^{-4}$. Эта формула может быть использована для анализа влияния толщины источника на разброс энергетических потерь альфа-частиц в объеме источника.

Рассмотрим рис. 5, на котором изображена геометрия спектрометрического эксперимента в случае, когда источник не является бесконечно тонким. Выделим элемент объема dV на глубине h . По отношению к центру детектора элемент объема имеет полярный угол θ . Альфа-частица, возникшая в этом объеме с энергией E , попадет в детектор, если ее движение происходит в пределах

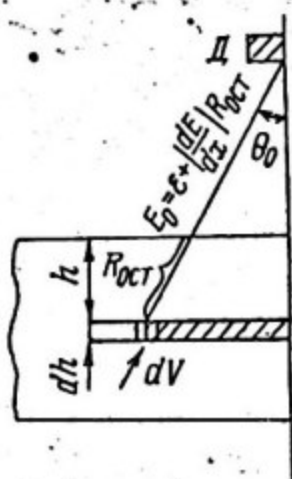


Рис. 5. Геометрия расчета приборной формы линии альфа-спектрометра

телесного угла $\Delta\omega = \Delta S_q \cdot \cos \theta / r^2$. Пусть объемная плотность источника q , тогда элементарный поток частиц в детектор $d\psi$ равен

$$d\psi = \frac{q \cdot dV \cdot \Delta S_q \cdot \cos \theta}{4\pi r^2}, \quad (13)$$

с учетом осевой симметрии (интегрирование по азимутальному углу) и равенства $dV = 2\pi r^2 dr \sin \theta d\theta$, получим

$$d\psi = \frac{q \cdot \Delta S_q \cdot dr \cdot \cos \theta}{2}. \quad (14)$$

Потерянная энергия на пути r в материале источника определяет остаточный пробег частицы в детекторе $R_{ост}$:

$$R_{ост} = R_0 - r(\epsilon). \quad (15)$$

Из предыдущей формулы можно получить распределение частиц по пробегам в материале источника $d\psi/dr$, которое легко преобразуется в энергетическое $d\psi/dr = \frac{d\psi}{dE} \cdot \frac{dE}{dr}$, тогда

$$\frac{d\psi}{dE} = \frac{q \cdot \Delta S_q}{2} \frac{dr}{dE} \mu d\mu, \quad \mu = \cos \theta. \quad (16)$$

Вклад элементарного слоя в виде кольца толщиной $h_i - h_{i-1}$ в энергетическое распределение частиц

$$\begin{aligned} \frac{d\psi}{dE} &= \frac{q \Delta S_q}{2} \frac{dr}{dE} \int_{h_i/r}^{h_{i-1}/r} \mu d\mu = \\ &= \frac{q \Delta S_q}{2} \frac{dr}{dE} \cdot \frac{1}{2} \left[\frac{h_{i-1}^2}{r^2} - \frac{h_i^2}{r^2} \right]; \quad R_0 > r > h_{i-1}. \end{aligned} \quad (17)$$

При толщине слоя равной Δ , $h_{i-1} = h_i - \Delta$ и выражение в скобках с точностью до членов второго порядка по (Δ/r) равно $2h_i \Delta / r^2$. Подставляя $r(\epsilon) = R_0 - R_{ост}$, получим

$$\frac{d\psi}{dE} = \frac{q \cdot \Delta S_q}{2} \frac{dR}{dE} \frac{h_i \Delta}{[R_0 - R(E)]^2}. \quad (18)$$

Эта формула может быть использована для описания приборной формы линии, ее особенностей для спектрометра с поверхностно-барьерным детектором альфа-частиц или для учета уширений амплитудного спектра в ионизационной камере из-за конечной толщины источника.

Если толщина препарата превышает пробег альфа-частиц, то такой источник называют толстым, и спектр альфа-частиц, формирующих амплитудное распределение, можно получить, интегрируя (16) не в пределах плоского, а шарового слоя. В этом случае

$$\frac{d\psi}{dE} = \frac{q \cdot \Delta S q}{2} \frac{dr}{dE} \int_0^r \mu d\mu = - \frac{q \cdot \Delta S q}{4} \frac{dr}{dE} \quad (19)$$

Используя соотношение пробег - энергия (12) для получения аналитического выражения приборной формы линии и спектра толстого источника, имеем

$$\frac{dr}{dE} = R(E) \frac{1}{E} \left[\sum_{i=0}^5 a_i \cdot i \cdot (\ln E)^{i-1} \right];$$

$$R(E) = \exp \left[\sum_{i=0}^5 a_i (\ln E)^i \right]. \quad (20)$$

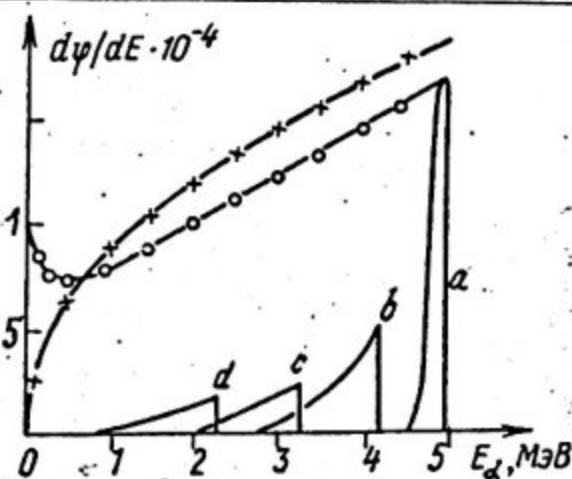
Подставляя выражение (20) в (18), получим для слоя:

$$\frac{d\psi}{dE} = \frac{\exp \left[\sum a_i (\ln E)^i \right] \cdot \left[\sum a_i \cdot i \cdot (\ln E)^{i-1} \right] h_i \Delta}{E \cdot [R_0(E) - R(E)]^2}, \quad (21)$$

подставляя то же выражение в (19), для спектра толстого источника получим:

$$\frac{d\psi}{dE} = \frac{\exp \left[\sum a_i (\ln E)^i \right]}{E} \sum_{i=0}^5 a_i \cdot i (\ln E)^{i-1}. \quad (22)$$

Рис. 6. Спектры источников альфа-частиц при однородном распределении активности:
 —x— — толстый источник /по Бреггу/; —o— — с использованием формулы Зиглера; a — слой толщиной 5 мкм на поверхности источника; a, c, d — слой толщиной 2 мкм на глубинах 20, 15, 10 мкм соответственно



Расчеты приборной формы линии, уширенной из-за конечной толщины источника, нормированные на единичную активность и единичную площадь детектора, представлены на рис.6. Там же изображены спектры толстого источника в приближении формулы (22) и формулы, полученной из закона Брэгга $R(E) = \frac{10^{-3}}{\rho} \sqrt{A} \sqrt{E^3}$, (E в МэВ), который справедлив при энергиях ≥ 2 МэВ.

Резюмируя, нужно отметить важную роль физических механизмов, сопровождающих процесс высвобождения энергии частицы в чувствительном объеме детектора. Они играют определяющую роль в формировании отклика спектрометра. Кроме них на приборную форму линии влияют процессы переноса частиц от источника к рабочему объему детектора, особенно существенные для тяжелых заряженных частиц.

4. Энергетическое разрешение спектрометров

В предыдущем параграфе анализировались причины несхожести амплитудного и энергетического распределений, искажений, вносимых законами взаимодействия излучения с веществом. Распределения, в случае регистрации иных частиц, могут достигать существенно больших качественных и количественных различий. Тем не менее, в структуре амплитудных распределений имеются особенности в виде пика полного поглощения (см.рис.4), асимметричного распределения в случае тонкого источника альфа-частиц. Они используются для определения энергий частиц или квантов. Действительно, зная соответствие амплитуды импульса и энергии, поглощенной в чувствительном объеме, приведшей к возникновению этого импульса (или номера канала анализатора и энергии), такую процедуру несложно осуществить. Желательно, чтобы пики на кривой были бы как можно более узкими для определения двух близких энергий излучения. В противном случае процедура будет неэффективной.

Таким образом, мы приходим к важной характеристике спектрометрического тракта - энергетическому разрешению. По аналогии с оптикой под разрешением понимают способность прибора выделить две близко расположенные детали. В спектрометрии - две близко расположенные в энергетическом масштабе линии. Это возможно, если ширина линий на полувысоте не больше расстояния между ними. В этом случае сумма двух колокообразных функций не превзойдет максимума каждого распределения (при равной интенсивности). Ши-

рину линии на полувысоте, отнесенную к положению медианы (либо моды распределения) называют энергетическим разрешением. Она будет далее обозначаться общепринятым символом η :

$$\eta = \frac{\Delta\pi}{\pi_0} = \frac{\Delta\Gamma}{E_0}, \quad (23)$$

где π_0 — положение максимума (моды) распределения; $\Delta\pi$ — ширина на полувысоте амплитудного распределения; $\Delta\Gamma$ — ширина на полувысоте энергетического распределения; E_0 — энергия монохроматического излучения.

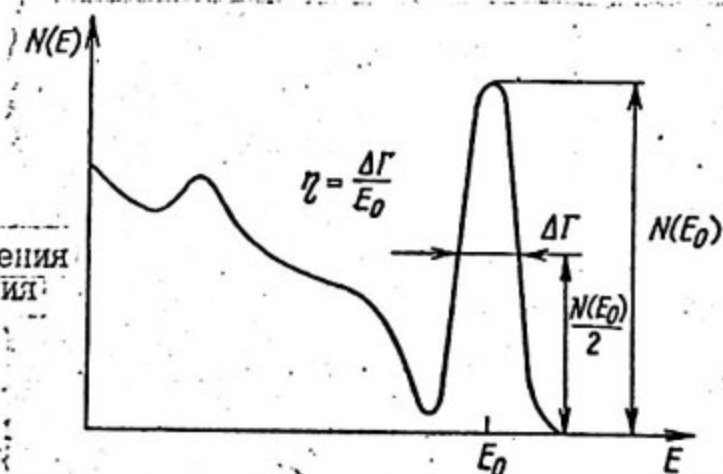


Рис.7. Процедура определения энергетического разрешения.

Процедура определения энергетического разрешения представлена на рис.7.

Обычно особенности на кривых в виде пика полного поглощения аппроксимируют кривой Гаусса:

$$f(\pi_0; N_{max}, \sigma) = \frac{N_{max}}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\pi_i - \pi_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (24)$$

В этом случае можно получить соотношение между η и σ , используя определение η (см.рис.7):

$$\frac{N_{max}/2}{\sqrt{2\pi}\sigma} = \frac{N_{max}}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\Delta\pi/2)^2}{2\sigma^2}} \quad (25)$$

Умножив и разделив на π_0^{-2} показатель степени, равенство можно преобразовать к виду

$$\frac{1}{2} = e^{-\frac{\eta^2}{8\sigma^2/\pi_0^2}}.$$

Полагая $\sigma^2/\pi_0^2 = \delta^2$, получим окончательно

$$\eta = \delta \sqrt{8 \ln 2} = 2,36 \delta. \quad (26)$$

Причины возникновения разбросов электрических импульсов множественны: шумы в детекторах и усилителях, флуктуации числа носителей информации (фотонов, пар электрон - ион, электрон - дырка), неполный сбор заряда в ионизационных или фотонах в сцинтилляционных детекторах. Формула, связывающая η и δ , позволяет исследовать зависимость энергетического разрешения от различных факторов. Обычно факторы, влияющие на разрешение, полагают независимыми, в этом случае справедливо утверждение, что дисперсия суммарного распределения равна сумме дисперсий составляющих или

$$\sigma^2 = \sum \sigma_i^2 = \sigma_{дет}^2 + \sigma_{эл}^2. \quad (27)$$

Рассмотрим для примера сцинтилляционный спектрометр, включающий детектор, фотоэлектронный умножитель, электронную схему и амплитудный анализатор. Как было показано в разделе 2, число фотонов, возникающих в детекторе при поглощении энергии E , определяется затратами примерно 50 эВ/фотон - это средняя величина. Предполагая справедливое распределение Пуассона для числа фотонов, можно записать вероятность $p(m, \bar{n} = \frac{E}{50})$ возникновения m фотонов при среднем \bar{n} :

$$p(m, \bar{n}) = \frac{\bar{n}^m \cdot e^{-\bar{n}}}{m!}. \quad (28)$$

Известно, что дисперсия величины m для распределения такого вида равна \bar{n} , а ее относительная величина $\sigma^2/\bar{n}^2 = \delta^2$ зависит от энергии, выделившейся в чувствительном объеме детектора.

Следующий процесс - возникновение фотоэлектронов на катоде ФЭУ, также подвержен случайным вариациям и вносит значительный вклад в дисперсию электрического сигнала наряду с процессом умножения фотоэлектронов, попавших в диодную систему. Это приводит к уширению распределения.

Предположим, что в кристалле сцинтиллятора возникло N_ϕ фотонов, каждый из которых с вероятностью T образовал фотоэлектрон на фотокатоде ФЭУ. Вклад в относительную дисперсию (квадрат коэффициента вариации) этих процессов можно записать в виде

$$\frac{D(M)}{\langle \Delta U \rangle^2} = \frac{D(N_\phi)}{\langle N_\phi \rangle^2} + \frac{D(N_\phi T)}{\langle N_\phi T \rangle^2} = \frac{1}{\langle N_\phi \rangle} + \frac{1}{\langle N_\phi T \rangle}. \quad (29)$$

Умножение числа фотоэлектронов в диодной системе представляет собой ветвящийся процесс со средним значением числа электронов, возникающих на n -м диоде s^n , где s — коэффициент вторичной эмиссии. Обычно коэффициент вторичной эмиссии первого диода выше последующих, и его можно обозначить s_1 . Поэтому флуктуации в диодной системе могут быть записаны в расчете на один фотоэлектрон при стопроцентной фокусировке:

$$\frac{D(M)}{\langle M \rangle^2} = \frac{D(s_1)}{s_1} + \sum_{i=2}^n \frac{D(n_i)}{\langle n_i \rangle^2} \quad (30)$$

Так как $\langle n_i \rangle = s_1 \cdot s^{i-1}$, то последнее равенство можно записать в виде

$$\frac{D(M)}{\langle M \rangle^2} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_1} \sum_{i=2}^n \frac{1}{s^{i-1}} = \frac{1}{s_1} \frac{s}{s-1} \quad (31)$$

Для суммирования предположено бесконечно большое число диодов в системе умножителя (реально 12) и использована формула бесконечно убывающей геометрической прогрессии. Среднее число фотоэлектронов, вошедших в диодную систему, $\langle N_{\text{фТ}} \rangle$, следовательно, относительная дисперсия, обусловленная этим процессом, будет в $\langle N_{\text{фТ}} \rangle$ раз меньше. Действительно,

$$\frac{D(M \cdot \langle N_{\text{фТ}} \rangle)}{\langle M \cdot \langle N_{\text{фТ}} \rangle \rangle^2} = \frac{1}{\langle N_{\text{фТ}} \rangle} \frac{D(M)}{\langle M \rangle^2} = \frac{1}{\langle N_{\text{фТ}} \rangle} \frac{s}{(s-1)s_1}; \quad (32)$$

окончательно для флуктуаций амплитуды импульса на фотокатоде ФЭУ имеем:

$$\frac{D(\Delta U)}{\langle \Delta U \rangle^2} = \frac{1}{\langle N_{\text{ф}} \rangle} + \frac{1}{\langle N_{\text{фТ}} \rangle} \left[1 + \frac{s}{s_1(s-1)} \right] \quad (33)$$

Эта формула содержит три составляющие, вклад которых можно оценить, зная энергетический эквивалент образования одного фотона, эффективность фотокатода и коэффициенты вторичной эмиссии диодов. Если принять энергию кванта равной 1 МэВ, то $\langle N_{\text{ф}} \rangle^{-1} = 5 \cdot 10^{-5}$; эффективность фотокатода 0,1 и $s_1 = 5$, $s = 3$, то $1 + s/s_1 \cdot (s-1) = 6,5 \cdot 10^{-4}$. Используем ранее полученное равенство $\eta = 2,36 \delta$ для оценки вклада каждого процесса в относительную полуширину пика полного поглощения:

$$\begin{aligned} \eta_{\text{кр}} &= 1,6 \% \\ \eta_{\text{ФЭУ}} &= 6,0 \% \end{aligned}$$

Полная ширина линии, обусловленная блоком детектирования, может быть получена из следующей формулы:

$$\eta_{\text{дет}} = 2,36 \sqrt{\frac{D(\Delta U)}{\langle \Delta U \rangle^2}} = \sqrt{8 \ln 2 (\delta_{\text{кр}}^2 + \delta_{\text{ФЭУ}}^2)} \quad (34)$$

Для рассмотренного примера значение η равно 6,2%. На практике разрешение обычно не лучше 10%. Рассчитанное значение вклада электроники, флюктуаций, неучтенных в упрощенном анализе, составляет ~8%. Действительно,

$$\eta_{\Sigma}^2 = \eta_{\text{дет}}^2 + \eta^2, \quad \eta \approx \sqrt{100 - 36} = 8.$$

Иными словами,

$$\eta_{\Sigma} = \text{const} + \frac{A}{E}, \quad (35)$$

причем, как показано выше, слагаемые в этой формуле близки друг другу по величине.

В спектрометрах, блоком детектирования которых являются полупроводниковые детекторы, ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, подход к анализу размытия линии должен быть иным. Детальное рассмотрение вопросов дано в большом количестве работ, начало которым положено работой Фано, именем которого назван фактор, уменьшающий флюктуации в ионизационных детекторах по отношению к общепринятым в статистике Пуассона.

Распределение Пуассона чаще других используется для оценки погрешностей в измерениях. Оно удобно, т.к. дисперсия равна своему среднему и вычисляется без особых сложностей. В работах Фано было показано, что в системах детектирования, основанных на ионизационном действии излучения, — это приближение не справедливо, и реально дисперсия меньше рассчитанной по формуле $(N - N_0)^2 = N_0$, где N_0 — число пар ионов, образованных частицей с энергией E , вычисляемое по формуле $N_0 = \frac{E}{\bar{w}}$, \bar{w} — энергия образования пары носителей заряда.

Основой анализа Фано является предположение, упрощающее процессы образования пар электрон — ион. Все столкновения делятся на два типа: ионизационные и приводящие к возбуждению атомов или молекул. Пусть w_i — средняя потеря энергии, приводящая к ионизации с вероятностью p' , а w_e — средняя потеря энергии, приводящая к возбуждению с вероятностью $(1 - p')$. Усреднение осуществляется по всем неупругим соударениям. Тогда средняя энергия, затраченная на одно неупругое соударение, равна

$$w = w_i p' + w_e (1 - p'), \quad (36)$$

где $w = \frac{E}{m N_0}$, m — полное число неупругих соударений, из которых N_0 — ионизационные. Тогда можно записать следующее равенство:

$$w = \frac{E}{N_0} \frac{N_0}{m} = w_i p' + w_e (1-p'), \quad \frac{N_0}{m} = p', \quad (37)$$

что эквивалентно

$$w = w_i + w_e \frac{1-p'}{p'}. \quad (38)$$

Таким образом, наличие соударений, приводящих к возбуждению, увеличивает затраты энергии частицы по сравнению со средними в одном акте ионизации. Процессы ионизации и возбуждения не являются случайными в полном смысле слова из-за тесной взаимосвязи состояний атома. Энергия, не реализованная в соударении, приводящем к возбуждению, в дальнейшем может быть затраченной на образование пары электрон — ион, т.е. на ионизацию среды. Это позволило Фано записать для флуктуации числа носителей заряда следующую формулу:

$$\overline{(N - N_0)^2} = F \cdot N_0, \quad (39)$$

в которой фактор Фано F можно записать как

$$F = \frac{1-p'}{p'^2} \frac{w_e}{w} + \frac{1}{w^2 p'} \left[\sum p_K^{(i)} (W_K^{(i)} - W_i)^2 - \sum p_K^{(e)} (W_K^e - W_e)^2 \right]. \quad (40)$$

Из-за близости значений w_e , w_i , w основной вклад дает первый член этой формулы, и F можно оценить значением $\frac{1-p'}{p'^2}$. Теоретические оценки и эксперименты показывают, что F близко к 0,22 для газовых смесей, а в полупроводниках, из-за небольшого различия ширины запрещенной зоны и эффективной энергии образования пары электрон-дырка, наличия механизмов, свойственных лишь конденсированным средам (плазменные колебания электронной подсистемы), значение фактора Фано равно 0,05.

Таким образом, теоретический предел разрешения можно вычислить по формуле

$$\eta^{min} = \sqrt{\frac{F \cdot w}{E}}. \quad (41)$$

Пусть мы имеем спектрометр с $Ge(Li)$ детектором. Измеренная полуширина распределения для энергии γ -квантов 1,33 МэВ равна 0,3%. Требуется определить вклад электронной схемы в разрешение.

В соответствии с общим определением разрешения имеем:

$$\eta = \frac{\Gamma}{E_0} = 3 \cdot 10^{-3}, \quad (42)$$

откуда следует, что $\Gamma = 4$ кэВ. Полное разрешение с другой стороны

$$\frac{\Gamma}{E_0} = \sqrt{8 \ln 2 \left(\frac{F}{N_0} + \delta_{эл}^2 \right)}. \quad (43)$$

Из этой формулы следует равенство

$$\frac{\Gamma^2}{E_0^2} = 5,57 \frac{\Gamma \cdot W}{E_0} + \eta_{эл}^2. \quad (44)$$

Окончательно имеем формулу для оценки уширения приборной линии за счет электронной схемы:

$$\eta_{эл} = \frac{\sqrt{\Gamma^2 - 5,57 F \cdot W \cdot E_0}}{E_0} = \frac{\Gamma_{эл}}{E_0}. \quad (45)$$

Для рассмотренного примера значение вклада электронной схемы равно $\eta_{эл} \cdot E_0 = 3,8$ кэВ.

Равенство между статистическими флуктуациями в детекторе и шумами электронной схемы достигается при энергии γ -излучения, получаемой из равенства

$$\Gamma_{эл} = \Gamma_{ст},$$

что приводит к следующему:

$$\sqrt{\Gamma - 5,57 F \cdot W \cdot E_0} = 2,36 \sqrt{F \cdot W \cdot E};$$

$$E = \frac{\eta^2 E_0^2 - 5,57 F \cdot W \cdot E_0}{5,57 F \cdot W};$$

и для рассмотренного выше числового примера получаем значение энергии:

$$E = \frac{(3 \cdot 10^{-3} \cdot 1,33 \cdot 10^3)^2 - 5,57 \cdot 0,05 \cdot 2,8 \cdot 10^3 \cdot 1,33 \cdot 10^3}{5,57 \cdot 0,05 \cdot 2,8 \cdot 10^3} = 10 \text{ МэВ}.$$

Эти вычисления показывают, что практически во всем диапазоне энергий сохраняются, примерно, постоянными вклады электронной схемы и детектора в суммарное разрешение спектрометра. Это существенное отличие полупроводникового спектрометра от сцинтилляционного, в котором энергетическая зависимость разрешения более резкая.

5. Параметры спектрометров

Проблема сопоставления приборов всегда решалась путем сравнения их параметров, определяющих качество и пригодность для решения той или иной задачи. Один из наиболее важных параметров — разрешение спектрометра, подробно рассмотрен в предыдущем параграфе. Кроме энергетического существует ряд параметров, определяющих качество спектрометра. Это светосила, фотоэффективность, чувствительность.

Светосила или абсолютная эффективность регистрации по определению, отношение числа частиц, зарегистрированных в пике полного поглощения за определенный интервал времени к числу всех частиц, испущенных источником за тот же интервал времени. По определению

$$\varepsilon_{jabc} = \frac{N_{j\Sigma} / \tau}{N_{0j} e^{-\lambda_j T}}, \quad (46)$$

где N_{0j} — паспортное значение j -й линии спектра внешнего излучения; τ — длительность измерения спектра; λ_j — постоянная распада; T — время с момента аттестации источника; $N_{j\Sigma}$ — суммарное число импульсов в пике полного поглощения.

Если источник, используемый для определения этого параметра, аттестован по активности, то N_{0j} необходимо заменить на $\lambda_0 I_{abc}$, где λ_0 — активность на момент аттестации, I_{abc} — абсолютная интенсивность j -й линии.

Фотоэффективностью спектрометра или эффективностью регистрации при полном поглощении ε_{φ} называют отношение числа импульсов в пике полного поглощения N_{φ} к числу частиц, падающих на кристалл за время измерения:

$$\varepsilon_{\varphi j} = \frac{N_{j\Sigma}}{s_g N_{0j} / 4\pi R^2} = \frac{N_{j\Sigma} 4\pi R^2}{\lambda_0 I_{abc} s_g e^{-\lambda_j T}}. \quad (47)$$

Расстояние R должно быть таким, чтобы источник можно было принять за точечный.

Чувствительностью спектрометра при полном поглощении излучения называется величина

$$\sigma = \frac{N_{j\Sigma}}{N_{0j}} \cdot 4\pi R^2 = \varepsilon_{\varphi j} \cdot s_g. \quad (48)$$

Качество приборной формы линии спектрометра оценивают по величине "площади" под пиком полного поглощения. Параметром, характеризующим это свойство спектрометра, будет эффективный фотоклад

$$P = \frac{N_{\Sigma j}}{N_{jc} + N_{\Sigma j}}, \quad (49)$$

где N_{jc} — суммарное число импульсов под комптоновской частью спектра. Для этой же цели иногда используют отношение "пик — комpton":

$$P_1 = \frac{N_{\Sigma j}}{N_{jc}}. \quad (50)$$

Применение параметров на практике можно продемонстрировать на примере измерения внешнего γ -излучения. При известной абсолютной эффективности регистрации ϵ_{abc} спектрометра определяют суммарное число импульсов в пике полного поглощения и вычисляют

$$N_{j\text{вн}} = \frac{N_{\Sigma} / \tau}{\epsilon_{abc j}}. \quad (51)$$

Проблема точности расчетов по этой формуле заключается в точности определения "живого" времени τ . "Живое" время — суммарная длительность интервалов, в течение которых анализатор в состоянии регистрировать импульсы, поступающие на вход. В прецизионных измерениях используют метод внешнего генератора. Для реализации метода необходимо дополнить структуру спектрометра генератором стабильной амплитуды (ГСА). Сигнал генератора замешивается с потоком импульсов от детектора излучения таким образом, чтобы амплитудное распределение генератора располагалось сколо линии излучения. Пусть $N_{\Sigma \Gamma}$ — площадь амплитудного распределения генератора стабильной амплитуды за время измерения спектра действующего излучения τ . При частоте генератора f число импульсов на входе анализатора должно быть $f\tau$. Из них были зарегистрированы $N_{\Sigma \Gamma}$, следовательно, поправочный коэффициент $[N_{\Sigma \Gamma} / f\tau]^{-1}$, а формула для N_j будет выглядеть следующим образом:

$$N_{j\text{вн}} = \frac{N_{\Sigma} / \tau}{\epsilon_{abc j}} = \frac{f \cdot \tau}{N_{\Sigma \Gamma}}. \quad (52)$$

Этот метод эффективно устраняет просчеты и увеличивает точность измерения до $\pm 5\%$.

6. Экспериментальная градуировочная характеристика спектрометра. Определение энергии излучения

Данные измерения в спектрометрическом эксперименте представлены в виде массива пар чисел. В правильно настроенном спектрометре номер канала анализатора однозначно связан с энергией регистрируемого излучения. В ряде случаев зависимость номера канала анализатора от энергии нелинейна. Например, при регистрации протонов отдачи в органическом сцинтилляторе, благодаря сложной зависимости световыхода от потерь энергии, встречаются нелинейные градуировочные характеристики.

В большинстве случаев экспериментальная градуировочная характеристика линейна и позволяет простыми средствами определять по результатам измерений энергию действующего излучения. Зависимость между энергией и номером канала можно установить лишь в процессе измерения приборного спектра от моноэнергетических излучателей, комплекты которых выпускаются промышленными партиями. Для градуировки гамма-спектрометров используют комплект ОСГП, бета-спектрометров – ОСБЭО, альфа-спектрометров – ОСАЛ. Перечни источников, входящих в комплекты, и их характеристики приведены в табл.3,4,5.

Градуировка спектрометров может осуществляться прямым и косвенным способами. Прямой способ – использование моноэнергетических излучателей того типа, для которых и предназначен спектрометр (бета-излучений для β -спектрометров, γ -излучений для γ -спектрометров). Косвенный способ – использование излучений иной природы, нежели те, на которые ориентирован прибор. Например, градуировка β -спектрометра с помощью γ -излучателей – пример косвенного способа.

"Привязка" энергии излучателя, используемого для калибровки, к особенностям аппаратного спектра осуществляется, как правило, с некоторой ошибкой, связанной с трудностями предварительной обработки. Лишь в прецизионных экспериментах на уникальных спектрометрах в полной мере используют весь арсенал средств и методов градуировки спектрометрического тракта.

Для сведения к минимуму ошибки градуировки рекомендуется использовать 4–5 моноэнергетических излучателей и результаты

сработать по методу наименьших квадратов, приблизив их наилучшей прямой.

Метод наименьших квадратов наиболее просто формулируется для линейной зависимости. Пусть мы имеем m пар чисел (n_i, E_i) , которые представляют результат наблюдения прямой

$$n = A + B \cdot E, \quad (53)$$

где n — номер канала; E — энергия, соответствующая этому каналу анализатора.

Зависимость, оптимальным образом аппроксимирующая результаты наблюдений, суть

$$n = \tilde{A} + \tilde{B} \cdot E. \quad (54)$$

Она порождает систему условных уравнений

$$n_i = \tilde{A} + \tilde{B} \cdot E_i, \quad (55)$$

которая сводится к системе двух уравнений (с неизвестными \tilde{A} и \tilde{B}) требованием минимума суммы квадратов величин $C_i = \tilde{A} + \tilde{B} \cdot E_i - n_i$. Эта система может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} m \cdot \tilde{A} + \left(\sum_{i=1}^m E_i \right) \cdot \tilde{B} &= \sum_{i=1}^m n_i, \\ \left(\sum_{i=1}^m E_i \right) \tilde{A} + \left(\sum_{i=1}^m E_i^2 \right) \tilde{B} &= \sum_{i=1}^m E_i n_i. \end{aligned} \quad (56)$$

(Первое уравнение следует из $\partial/\partial \tilde{A} \sum C_i^2 = 0$, второе из $\partial/\partial \tilde{B} \sum C_i^2 = 0$.)

Решение этой системы дают значения \tilde{A} и \tilde{B} в виде:

$$\begin{aligned} \tilde{A} &= \frac{\sum n_i \cdot \sum E_i - (\sum E_i n_i) \sum E}{m \sum E_i^2 - (\sum E_i)^2}; \\ \tilde{B} &= \frac{m \cdot \sum E_i n_i - (\sum E_i)(\sum n_i)}{m \sum E_i^2 - (\sum E_i)^2}. \end{aligned} \quad (57)$$

Погрешности значений \tilde{A} и \tilde{B} можно рассчитать по формулам:

$$\sigma_{\tilde{A}} = \sqrt{\sum C_i^2 / (m-2)} / \sqrt{\frac{m \cdot \sum E_i^2 - (\sum E_i)^2}{\sum E_i^2}};$$

Т а б л и ц а 3

Основные характеристики образцовых спектрометрических гамма-источников ГИ-317 № 181 (набор ОСИ)

Изотоп	Энергия квантов, МэВ (фДж)	Период полураспада	Дата затес-таци	Число γ -квантов дан-ной энергии, испускае-мой в угол 4° на акт распада, %	Активность радионуклида, Бк
I	2	3	4	5	6
Zr^{85}	1,115(178)	255 сут.	26.05.87	50,75±0,1	8500
Mn^{84}	0,835(134)	312 сут.	25.05.87	99,972±0,002	113000
Cs^{137}	0,662(106)	30,0 лет	17.04.87	85,0±0,4	105000
Hg^{203}	0,279(44,7)	46,6 сут.	17.03.87	81,55±0,15	401000
Ce^{139}	0,166(26,4)	137 сут.	09.06.87	79,87±0,05	112000
Na^{22}	0,511(81,9)	2,6 г.	12.05.87	181,1±0,4	100000
	1,275(204)			99,94±0,02	
Co^{60}	1,173(188)	5,272 г.	13.04.87	99,90±0,02	179000
	1,332(213)			99,982±0,0005	
Am^{241}	0,0264(4,23)	433 г.	08.04.87	2,5±0,2	122000
	0,0596(9,55)			35,9±0,5	
Sr^{90}	0,255(40,9)	115 сут.	17.07.87	1,85±0,06	97000
	0,392(62,8)			64,9±0,2	

Продолжение табл. 3

Изотоп	Энергия квантов, МэВ (ФДж)	Период полураспада	Дата аттестации	Число γ -квантов данной энергии, испускаемой в угол 4 на акт распада, %	Активность раднотрубкида, Бк
I	2	3	4	5	6
^{60}Co	0,0114(2,31)	270 сут.	06.05.87	10,63 \pm 0,18	90000
	0,122(19,5)			65,59 \pm 0,19	
	0,136(21,6)			10,63 \pm 0,18	
γ^{88}	0,898(144)	107 сут.	12.06.87	93,4 \pm 0,7	37000
	1,836(294)			99,37 \pm 0,02	
	2,734(436)			0,61 \pm 0,02	

* Конкретная активность свойственна только данному набору.

Т а б л и ц а 4
 Основные характеристики нуклидов из набора ОСМЭЕ
 (образцовые спектрометрические источники
 конверсионных электронов)

Нуклид	Энергия пере- хода, кэВ	Энергия выхода конверсионных электронов, кэВ	Выход, %	Период полураспада
Cd ¹⁰⁸	38,034	62,52	41,2	453 дн.
Co ⁵⁷	122,061	114,949	1,9	271,8 дн.
Ce ¹³⁹	165,853	126,933	17,09	137,67 лет
Cs ¹³⁷	661,662	624,225	7,73	30,17 лет

Т а б л и ц а 5
 Основные характеристики комплекта ОСМ

Нуклид	Номинал излучения в 2σ	Активность радионуклида, Бк	Энергия α-час- тиц, кэВ
Pu ²³⁸	$2,3 \cdot 10^2$	$4,6 \cdot 10^4$	5499,1 5456,3
Pu ²³⁹	$1,9 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^3$	5156,7 5143,9
Pu ²²⁶	$1,9 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^4$	4661,7 4734,4 5409,5 6002,4 7686,9
U ²³³ Pu ²³⁹ Pu ²³⁸	$1,9 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^4$	5499,1 5456,3 5156,7 5143,9 5105,9 4824,4 4782,7

$$\sigma_{\bar{v}} = \sqrt{\sum c_i^2 / (\pi - 2)} / \sqrt{\frac{\pi \sum E_i - (\sum E_i)^2}{\pi}} \quad (58)$$

Практика показывает, что значения $\sigma_{\bar{v}}$ и $\sigma_{\bar{v}}^2$ меньше максимальных остаточных погрешностей c_i , и, если прямая проведена с удовлетворяющей экспериментатора точностью, расчет $\sigma_{\bar{v}}$ и $\sigma_{\bar{v}}^2$ представляет лишь методический интерес.

Таким образом, задача построения экспериментальной градуировочной характеристики заключается в получении достаточного набора пар чисел π_i, E_i , которые возможно обеспечить лишь в условиях набора спектра для различных источников.

Энергетическая градуировка γ -спектрометра с неорганическим кристаллом $NaJ(Tl)$ и $Ge(Li)$ -детектором производится с помощью эталонных γ -излучателей из набора ОСТИ. Для этого необходимо произвести измерения приборных спектров этих γ -излучателей. Для всех полученных пиков полного поглощения следует построить графики, по которым необходимо определить номера каналов, на которые приходится максимумы. Характеристики нульцов набора ОСТИ представлены в табл.3.

Как известно, в приборной форме линии спектрометра с органическим сцинтиллятором практически отсутствуют линии полного поглощения. Это обусловлено малым эффективным атомным номером материала сцинтиллятора. Однако в таких спектрометрах возможна оценка энергии γ -излучения по краю спектра потерь комптоновских электронов.

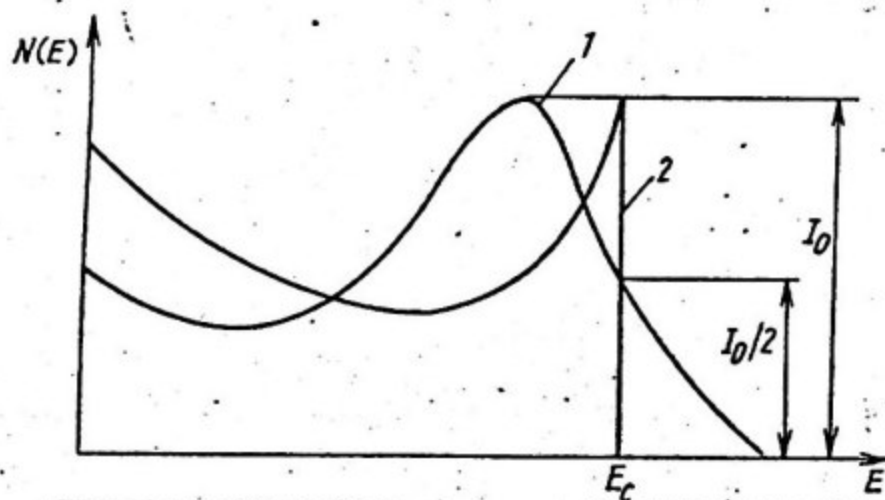


Рис.8 Приборная форма линии спектрометра с органическим сцинтиллятором (1), расчет по формуле Клейна-Нишины-Тамма (2)

На рис. 8 представлена типичная приборная форма линии, обусловленная органическим сцинтиллятором (кривая 1). Здесь же представлен спектр комптоновских электронов, который в приближении однократного взаимодействия легко может быть рассчитан по формуле Клейна-Нишины-Талла. Для последнего спектра характерно наличие обрыва в точке, соответствующей максимальной граничной энергии. Это обуславливает наличие пика в этой точке. Реальная приборная форма линии для γ -излучения заметно отличается от расчетного спектра из-за многократного взаимодействия γ -излучения с материалом сцинтиллятора, а также из-за конечного разрешения детектора. В результате влияния этих двух эффектов происходит сдвиг пика в спектре комптон-электронов влево. Экспериментально установлено, что абсцисса, соответствующая максимальной энергии комптон-электронов (E_C) в приборном спектре примерно соответствует ординате, равной половине амплитуды аппаратного пика.

Максимальная энергия комптон-электронов рассчитывается по формуле

$$E_C = \frac{2 \cdot E_\gamma^2}{m_0 c^2 (1 + 2\alpha)}, \quad (59)$$

где E_γ — первичная энергия γ -кванта, $m_0 c^2$ — энергия покоя электрона (511 кэВ), $\alpha = E_\gamma / m_0 c^2$. Энергия E_C используется для градуировки.

Полученная экспериментальная градуировочная характеристика (ЭГХ) используется для решения задачи определения энергии неизвестного источника излучения. Процедура весьма проста: измеряется приборный спектр амплитуд, определяется положение пика полного поглощения (номер канала), и из ЭГХ вычисляется энергия гамма-кванта или частицы. Пусть n_x — номер канала, соответствующий максимуму пика полного поглощения, тогда

$$E_x = \frac{n_x - \tilde{A}}{\tilde{B}}. \quad (60)$$

Погрешность измерения энергии по ЭГХ рассчитывается по формуле

$$S_{E_x} = \sqrt{S_{ЭГХ}^2 + (b S_p)^2}, \quad (61)$$

где $S_{ЭГХ}$ — погрешность ЭГХ в точке n_x ; b — энергетическая ширина канала; S_p — погрешность определения максимума.

Рекомендуется для надежного определения максимума планировать набор числа импульсов, вычисляемого по формуле

$$N_{max} = \frac{\eta \cdot b}{(b \cdot S_p)^2} \left(0,7 + \frac{2,7}{\lambda} - \frac{2}{\lambda^2} \right), \quad (62)$$

где η — разрешение спектрометра, λ — отношение высоты пика к фону.

Последнее особенно важно для пиков полного поглощения, которые слабо выделяются над фоном. В качестве фона могут рассматриваться импульсы от комптоновской части спектра более жесткой линии γ -излучения.

7. Радиометры-спектрометры

Исследование полей излучения различного состава обычно осуществляется при решении радиометрической задачи. Определяемые параметры (плотность потока частиц или квантов, активности источников, интенсивность излучения) необходимы для получения дозиметрических характеристик или представляют методический интерес. Ранее было упомянуто, что спектрометрический эксперимент обеспечивает данные, которые могут быть использованы для получения радиометрических и дозиметрических величин. Необходимо лишь правильно обработать аппаратурный спектр и выразить искомые параметры поля излучения, используя либо особенности спектра, либо характеристики спектрометра.

Обработка спектра с целью определения характеристик поля излучения в классических спектрометрах — весьма трудоемкая задача. Например, чтобы получить суммарное число импульсов в пике полного поглощения, необходимо сложить все заполнения каналов, в которых хранится область спектра. В радиометрах с линейными детекторами эту процедуру производят, настраивая дифференциальный дискриминатор на область амплитуд импульсов, возникающих при полном поглощении энергии кванта или частицы в детекторе. Число импульсов или их интенсивность измеряют простыми пересчетными приборами. Близость структуры радиометра и спектрометра, использующих линейные детекторы, создает возможность их синтеза в один прибор, который уместно назвать радиометром-спектрометром.

Путь такого объединения двоякий. Можно механически дополнить структурную схему спектрометра радиометрическим трактом, включаю-

шим дифференциальный дискриминатор, пересчетный прибор. Этот путь приводит к увеличению числа блоков системы, к удорожанию, он также создает информационную избыточность. В памяти амплитудного анализатора содержится вся необходимая информация. Нужно ее обработать с приемлемыми затратами, как материальными, так и временными. Вторым путем более эффективным в связи с тенденциями развития материальной базы современных спектрометров. Современные амплитудные анализаторы либо создаются на основе ЭВМ, либо имеют внутренние ресурсы оперативной обработки спектра, задания границ интервалов, суммирования в этих пределах, оперативного представления данных на экране дисплея. Такие функции обладают амплитудный анализатор АИ-1024-95, амплитудный анализатор с ЭВМ типа ДВК-3-АМА-02-Ф. Естественно, что они могут быть взяты за основу при построении радиометров-спектрометров различного назначения.

Важную роль играют современные системы сбора и предварительной обработки данных, выполненные на основе микропроцессоров. Они существенно расширяют как возможности приборов, так и возможности операторов. Включение в состав приборов распределенных вычислительных средств, представляет оператору выбор не только режимов работы, но и идеологии построения вычислительно-измерительной системы, ее компоновки и программного обеспечения. Технические средства не меняют идеи прибора, которая излагается ниже, применительно к задаче определения парциальной активности смеси нуклидов.

На рис. 9 изображен амплитудный спектр смеси трех нуклидов, имеющих линии E_1, E_2, E_3 , соответствующие им абсолютные эффективности регистрации равны $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$. Суммарный счет в i -ом пике полного поглощения определяется вкладом комптоновских частей от более жестких линий и собственным значением $N_{i\Sigma}$. Таким образом, счет в пиках полного поглощения можно записать:

$$N_1 = \epsilon_1 A_{10} + c_{1,2} A_{20} + c_{1,3} A_{30} \quad (63)$$

$$N_2 = 0 + \epsilon_2 A_{20} + c_{2,3} A_{30}$$

$$N_3 = 0 + 0 + \epsilon_3 A_{30}$$

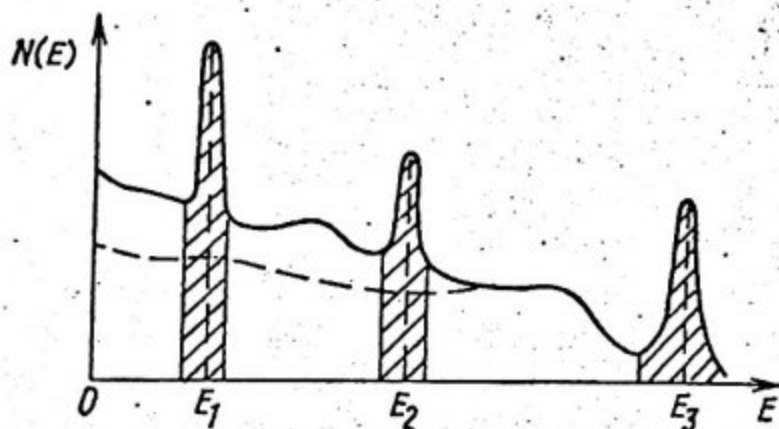


Рис. 9. Приборный спектр смеси трех нуклидов

Коэффициенты c_{ij} — вклады комptonовских частей j -й линии в область амплитуд импульсов i -го пика полного поглощения, A_{i0} — активность i -го нуклида. Имеем:

$$N_i = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & c_{12} & c_{13} \\ 0 & \epsilon_2 & c_{23} \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix} A_{i0} \quad (64)$$

или в матричной форме

$$\vec{N} = \hat{C} \vec{A}. \quad (65)$$

Решение последнего уравнения легко получить, зная обратную матрицу \hat{C}^{-1} . Более сложная процедура вычисления элементов матрицы c_{ij} и ϵ_i . Для этого необходимо провести ряд измерений спектра амплитуд источников излучения с теми же линиями, что и искомым. По амплитудному спектру определить вероятность регистрации кванта в зоне i -го пика полного поглощения, аналогично измерению абсолютной эффективности регистрации, с той лишь разницей, что вместо $N_{j\Sigma}$ нужно взять число, равное сумме импульсов в области спектра, ограниченной i -м пиком полного поглощения. При такой процедуре $c_{ii} = \epsilon_i$.

Если взять кристалл большого объема и использовать его в качестве детектора спектрометра, то недиагональные члены матрицы будут близки к нулю из-за малого отношения "комpton-пик"

(хорошего качества приборной формы линии). В этом случае возможна приближительная оценка парциальных активностей с использованием лишь абсолютных эффективностей регистрации.

Для случая трех источников можно получить формулы, с помощью которых можно вычислить активности нуклидов в смеси:

$$\begin{aligned} A_{30} &= N_3 / (\tau \cdot \epsilon_3) ; \\ A_{20} &= [N_2 / \tau - c_{23} N_3 / (\tau \epsilon_3)] / \epsilon_2 ; \\ A_{10} &= [N_1 / \tau - c_{12} A_{20} - c_{13} A_{30}] / \epsilon_1 . \end{aligned} \quad (66)$$

Здесь же возникает вопрос о минимальных значениях активности, которую можно определить на опыте. Это задача статистическая, т.к. случайную природу имеют как фон в зоне интереса, так и счет от источника. Поэтому ее условие формулируется следующим образом: чему равно минимальное суммарное число импульсов в области пика полного поглощения, с вероятностью p превышающее фоновое заполнение этой области спектра?

Разные авторы делают различные выводы о пределе активности, измеряемой спектрометрическими методами. Это понятно, так как наиболее важную роль играют гипотезы о характере распределения суммы фоновых сигналов и сигналов, представляющих композицию фона и эффекта. Существуют, например, такие оценки:

$$A_{\text{min}} = \frac{6\eta \sqrt{N_{\text{ф}}^{\Sigma}}}{\epsilon_{\text{abc}} \tau}, \quad (67)$$

где η — разрешение спектрометра; τ — время измерения; $\sqrt{N_{\text{ф}}^{\Sigma}}$ — сумма импульсов фона в зоне интереса.

Есть формула для конкретного типа детектора Be(Li) ПЦК с объемом чувствительной области 80 см^3 , разрешением $\eta = 0,3 \cdot 10^{-2}$ при энергетической ширине канала $0,5 \text{ кэВ/кОм}$ для доверительной вероятности $0,95$:

$$A_{\text{min}} = \frac{2,87 \sqrt{N_{\text{ф}}^{\Sigma}}}{\epsilon_{\text{abc}} \tau} \quad (68)$$

Видно значительное расхождение оценок по этим формулам.

Существует классический способ оценки погрешности в радиометрическом эксперименте, который может с успехом быть исполь-

зован для решения этой задачи. Относительная ошибка числа импульсов в области пика полного поглощения δ от исследуемого препарата может быть записана в виде

$$\delta^2 = \left(\frac{\sigma_{N\Sigma}}{N_{0\Sigma}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N\varphi\Sigma}}{N_{0\Sigma}} \right)^2, \quad (69)$$

где $N_{\Sigma} = N_{0\Sigma} + N_{\varphi\Sigma}$ — число импульсов от фона в сумме с препаратом; $N_{0\Sigma}$ — суммарное число импульсов от препарата.

В предположении справедливости распределения Пуассона для числа импульсов можно подставить значения $\sigma_{N\Sigma}^2 = N_{0\Sigma} + N_{\varphi\Sigma}$, $\sigma_{N\varphi\Sigma}^2 = N_{\varphi\Sigma}$; в результате получим:

$$\delta^2 = \frac{N_{0\Sigma} + N_{\varphi\Sigma}}{N_{0\Sigma}^2} + \frac{N_{\varphi\Sigma}}{N_{0\Sigma}^2}, \quad (70)$$

откуда следует при заданном δ выражение для

$$N_{0\Sigma} = \frac{1 + \sqrt{1 + 8N_{\varphi\Sigma}\delta^2}}{2\delta^2}. \quad (71)$$

В случае, когда $8N_{\varphi\Sigma}\delta^2 \gg 1$, выражение (71) можно упростить:

$$N_{0\Sigma} \approx \frac{1.41\sqrt{N_{\varphi\Sigma}}}{\delta}. \quad (72)$$

Следовательно минимальная активность, которую можно определить, в этом случае равна

$$A_{\text{min}} = \frac{1.41\sqrt{N_{0\Sigma}}}{\epsilon_{\text{обс}} \cdot \tau \cdot \delta}. \quad (73)$$

Различие формул по величине коэффициента не меняет общей закономерности. Минимальная активность определяется фоном в области пика полного поглощения, флуктуация которого дает значение минимальной интенсивности сигналов, различимой над фоном. Формулы могут быть положены в основу оценки измеримой активности при планировании эксперимента.

8. Спектр излучения в дозиметрических задачах

Выше показано, что радиометрические задачи могут успешно решаться с привлечением данных, полученных в спектрометрическом эксперименте. Аналогичное утверждение справедливо и для задач дозиметрических, в которых сложно или принципиально невозможно применить классические дозиметры. Задачи этого класса требуют несколько иного подхода.

Дозиметрические величины выражаются через функционалы поля излучения, оценкой которых может быть спектр действующего излучения. Например, мощность дозы гамма-излучения

$$P_d = \int \mu(E) \cdot E \cdot \varphi(E) \cdot dE, \quad (74)$$

где μ — коэффициент электронного преобразования; E — энергия γ -излучения; $\varphi(E)$ — плотность потока квантов с энергией E .

Плотность потока квантов с энергией E выражается через спектр квантов и площадь детектора S_d в соответствии с формулой

$$\varphi(E) = \frac{N(E)}{S_d \tau}. \quad (75)$$

Следовательно, задача расчета мощности дозы сводится к определению спектра квантов. Аппаратурный спектр не дает возможности использовать его для получения оценки действующего спектра излучения. Причина в неоднозначной связи между энергией частицы и амплитудой импульса, которую она производит в детекторе.

Из раздела 3 известно соотношение

$$n(A) = \int_{VE} K(E, A) N(E) dE, \quad (76)$$

использование которого позволяет определить спектр излучения по приборному $n(A)$. Значение $N(E)$ в силу ряда причин (неточность знания функции $K(E, A)$, наличие помех) в реальной задаче заменяется оценкой этой функции $\tilde{N}(E)$, которая удовлетворяет условию

$$\left| \int_{VE} K(E, A) \cdot \tilde{N}(E) dE - n(A) \right| < |\epsilon(A)|, \quad (77)$$

где $\epsilon(A)$ — погрешность решения.

Алгебраизация уравнения (76) естественна из-за особенностей представления данных спектрометрического эксперимента в памяти амплитудного анализатора.

Замена интеграла суммой в правой части уравнения дает нам основание записать

$$n(A_j) = \sum_{i=1}^m K_{ij} N_i, \quad (78)$$

где

$$K_{ij} = \int_{\Delta E_j} K(E_i, A_j) dE \approx K(E_i, A_j) \Delta E.$$

Следовательно, выбрав m интервалов аппаратного спектра, данные эксперимента удобно записать в виде матричного уравнения

$$\vec{\pi} = \hat{K} \vec{N}. \quad (79)$$

Решение этого уравнения возможно методами матричной алгебры

$$\vec{N} = \hat{K}^{-1} \vec{\pi}. \quad (80)$$

Размерность вектора N на практике редко превосходит 20, и следовательно, матрица \hat{K} имеет ранг, равный 20. Такое представление данных не ограничивает возможности исследователя применять более сложные методы восстановления спектра, к которым относятся параметрический, регуляризации, итерационный. Они основаны на минимизации функционала, который получается интегрированием квадрата левой части формулы (77) по всему спектру амплитуд

$$\Delta(\tilde{N}(E)) = \int_{VA} dA \left| \int_{VE} K(E, A) \tilde{N}(E) dE - \pi(A) \right|^2. \quad (81)$$

Методы определения $\tilde{N}(E)$, входящей в (81), представляют самостоятельный интерес. В дальнейшем ограничимся классическим матричным методом.

В качестве иллюстрации метода определения спектра действующего излучения и расчета дозиметрических характеристик поля излучения рассмотрим задачу определения мощности дозы тормозного излучения за защитными экранами из материала с высоким атомным номером — тантала.

Тормозное излучение возникает как результат преобразования энергии пучка электронов, испытывающих ускорение в поле ядер среды. Спектр обогащен квантами малой энергии (вероятнее соударения с большими прицельными параметрами). При полном поглощении электронов средой выход тормозного излучения рассчитывается по формуле

$$C_{\beta} = 1,23 \cdot 10^{-4} (Z+3) E_{\text{max}}^2 \left[\frac{\text{МэВ}}{\text{расп}} \right] \quad (82)$$

для спектра β -распада и

$$C_{\beta} = 5,77 \cdot 10^{-4} Z E^2$$

для моноэнергетических электронов. Для спектра β -распада в формулу входит $Z+3$, а не Z , как в случае моноэнергетических электронов. Это объясняется вкладом материнского ядра, поле которого тормозит β -частицу.

Спектр β -частиц препарата $Sr + Y$ изображен на рис. 10. Для сопоставления там же показан спектр электронов радиационного пояса Земли. Их близость в широком энергетическом интервале дает основание считать близкими и спектры тормозного излучения, которые возникают при полном поглощении электронов. Приборный спектр тормозного излучения, полученный с помощью спектрометра с неорганическим сцинтиллятором, представлен на рис. 11 (пунктир) в сравнении со спектром за экраном из тонкой танталовой фольги. Деформация исходного спектра тормозного излучения в области малых энергий обусловлена влиянием воздушного промежутка, упаковки кристалла на кванты малой энергии. Для коррекции необходимо домножить спектр на величину, обратную коэффициенту ослабления, т.е. $e^{-\sum \mu_i x_i}$, где μ_i — линейный коэффициент ослабления, x_i — толщина материала, ослабляющего излучение.

После прохождения защитного экрана, из-за процессов поглощения энергии спектр приобретает характерную форму, которая определяется в основном K_{α} линией тантала в области до 100 кэВ, и остается неизменным в области выше 200 кэВ. Интенсивная K_{α} -линия тантала обусловлена процессами фотопоглощения квантов, и ее появление приводит к возникновению своеобразного механизма перекачивания энергии излучения за защитные экраны. Этот механизм будет тем эффективнее, чем толще защита.

Приборный спектр излучения был использован для составления вектора $\vec{N}(A)$ и расчета действующего спектра тормозного излучения до и после защитного экрана. Взаимное соответствие этих спектров представлено на рис. 12. Для восстановления использовалась матрица K рангом 20. Спектры рис. 12 сохраняют практически все особенности, за исключением острого пика в области линии K_{α} , которая была включена в суммарный счет интервала, соответствующего 30 кэВ, ее вклад из-за незначительной ширины мал.

Решение дозиметрической задачи возможно лишь после получения наборов спектров тормозного излучения до и после защиты. Вычисление мощности дозы производится по формуле:

$$P_{\gamma} = \frac{k}{s_{\gamma} \tau} \sum_{i=1}^{20} \mu_i E_i N(E_i), \quad (83)$$

где k — коэффициент, определяющий систему единиц; E_i — середина i -го энергетического интервала $\mu_i = \mu_i(E_i)$, $N(E_i) = \frac{dN}{dE_{\gamma}}$ —

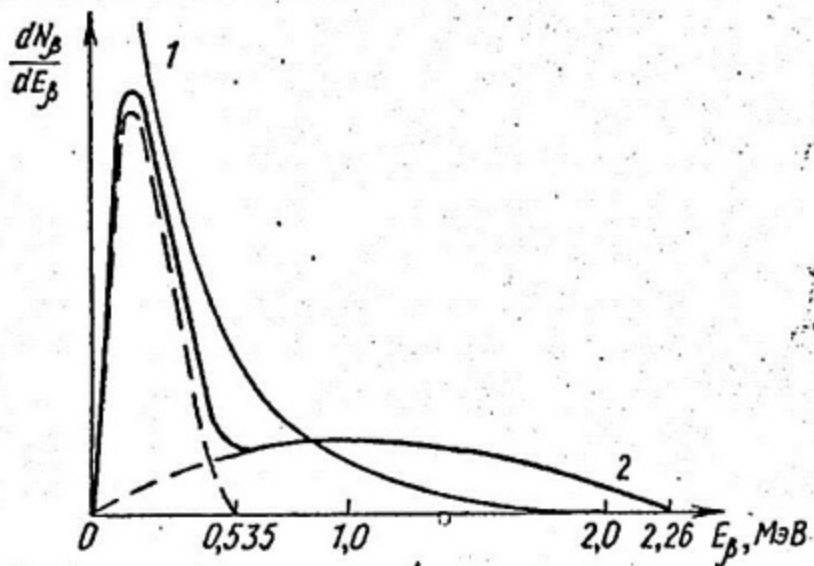


Рис. 10. Приборный спектр бета-частиц препарата $Sr+Y$ (1) электронов радиационного пояса Земли (2)

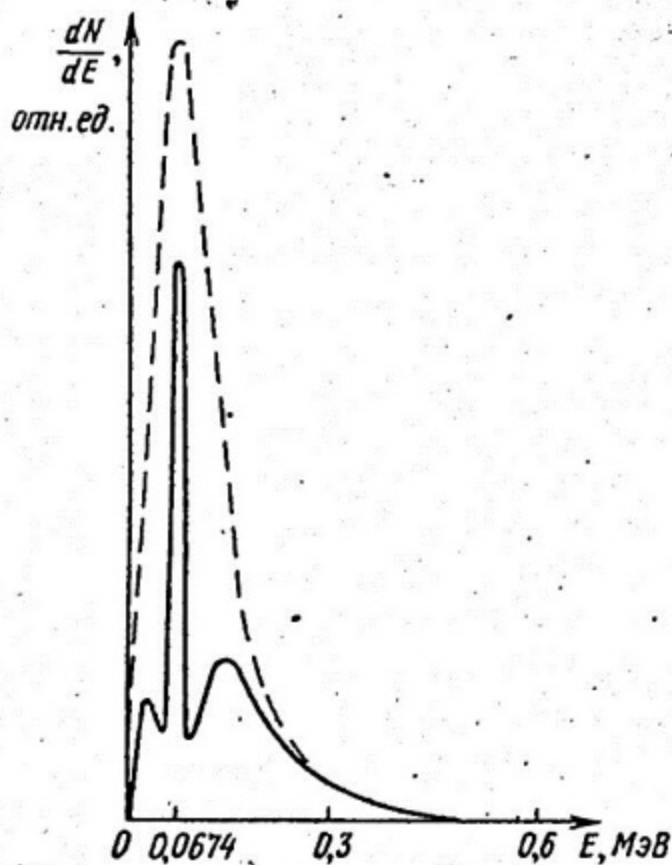


Рис. 11. Приборный спектр до (пунктир) и после танталового экрана

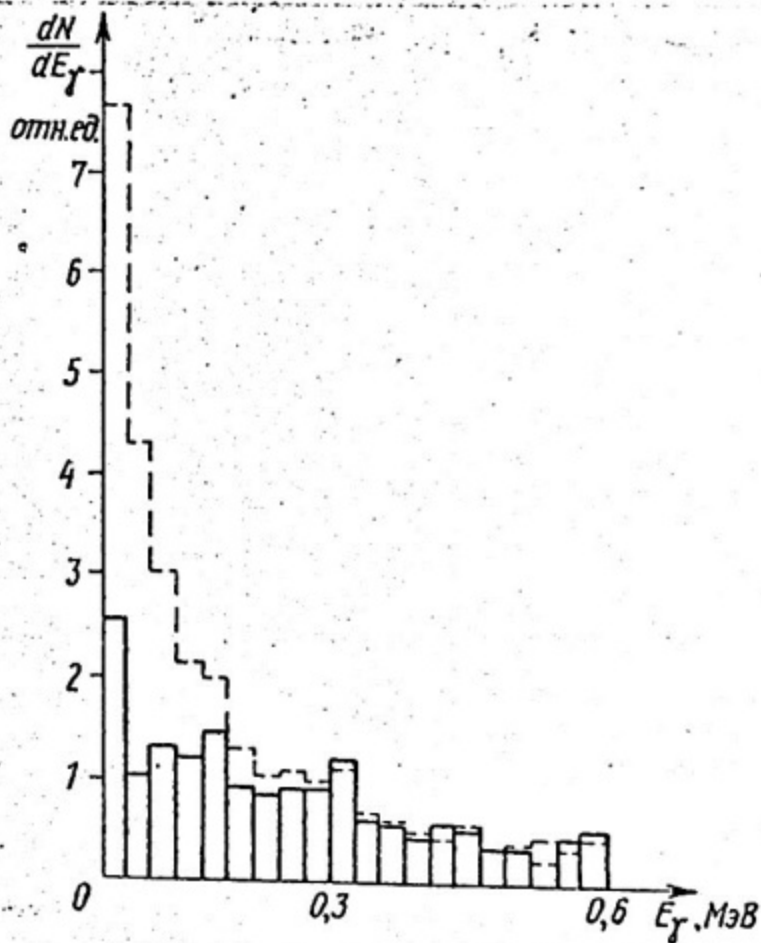


Рис. 12. Восстановленный спектр тормозного излучения до (пунктир) и после защитного экрана

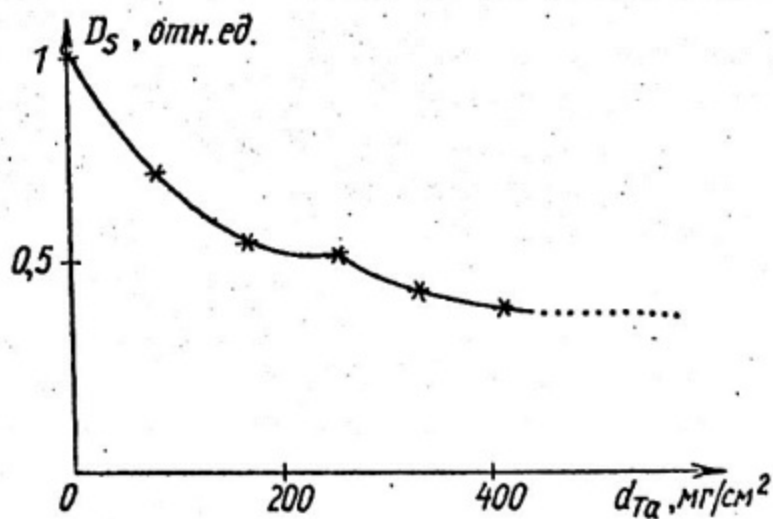


Рис. 13. Зависимость дозы излучения от толщины защитного материала

значение спектра квантов тормозного излучения в i -ом энергетическом интервале.

Зависимость дозы излучения от толщины танталовой фольги представлена на рис. 13 в относительных единицах. Анализ этой зависимости показывает высокую эффективность механизма "перекачивания" энергии первичного излучения за защитный экран кванта линии K_{α} . Для тантала, начиная с толщины защиты 200 мг/см^2 , становится бесполезным ее механическое наращивание. Для увеличения эффективности защиты нужно применить композицию из более чем одного материала. Анализ защитных свойств такой композиции может быть выполнен аналогично.

Преимущества спектрометрического метода оценки дозиметрических величин часто сводятся на нет трудоемким процессом вычислений. Он существенно облегчается, когда вся рутинная работа передается вычислительным средствам, а исследователь анализирует лишь результат. В этом случае применение спектрометрического метода снимает много вопросов методического, точностного характера, позволяет работать с источниками малой активности, выбирать различную геометрию измерений.

9. Спектр альфа-излучения естественной смеси нуклидов ряда урана

В природе элементы рядов распада радиоактивных элементов (U^{238} , U^{235} , Th^{232}) находятся в состоянии рассеяния, и встречаются в том или ином количестве во всех объектах природной среды. Больше всего этих элементов в гранитах, которые широко используются в строительстве в качестве отделочного материала. Контакт человека с излучением элементов ряда урана происходит также благодаря радону, благородному газу, который известен своими радиоактивными свойствами. Его поток из недр Земли, выделение из растворенного состояния водоемами, создают в атмосфере, особенно в закрытых помещениях, значительную концентрацию.

При определении малых концентраций загрязнений альфа-активными веществами нужно учитывать вклад естественных нуклидов, имеющих в природной среде. Классическим стал радиохимический анализ исследуемых образцов с последующей спектрометрией получаемых тонких источников. Недостатком радиохимического метода

является уничтожение целостности образца, изменение из-за летучести, химических реакций исходных значений концентрации радионуклидов. Альтернативный способ — исследование спектра излучения образца в его естественном виде без изменений химического состава и физического состояния. Для этого требуется прецизионная аппаратура и разработанные методики учета вклада естественных нуклидов, излучающих альфа-частицы.

Естественные нуклиды испытывающие альфа-распад, принадлежат трем рядам: U^{238} , U^{235} и Th^{232} . В ряде U^{238} к альфа-излучателям относятся:

U1	(U^{238})	$E_{\alpha}^* = 4,18$ МэВ	$T_{1/2} = 4,498 \cdot 10^9$ лет
UII	(U^{234})	$E_{\alpha}^* = 4,76$ МэВ	$T_{1/2} = 2,48 \cdot 10^7$ лет
Io	(Th^{230})	$E_{\alpha}^* = 4,68$ МэВ	$T_{1/2} = 8,3 \cdot 10^4$ лет
Pa	(Pa^{226})	$E_{\alpha}^* = 4,77$ МэВ	$T_{1/2} = 1590$ лет
Rn	(Rn^{222})	$E_{\alpha} = 5,482$ МэВ	$T_{1/2} = 3,82$ дня
RaA	(Po^{218})	$E_{\alpha} = 6,002$ МэВ	$T_{1/2} = 3,05$ мин.
RaC	(Po^{214})	$E_{\alpha} = 7,68$ МэВ	$T_{1/2} = 1,637 \cdot 10^{-4}$ с
RaF	(Po^{210})	$E_{\alpha} = 5,298$ МэВ	$T_{1/2} = 138,4$ дня

В ряде U^{235} — 7 альфа-излучателей.

AcU	(U^{235})	$E_{\alpha}^* = 4,4$ МэВ	$T_{1/2} = 7,13 \cdot 10^8$ лет
Pa	(Pa^{231})	$E_{\alpha}^* = 5,002$ МэВ	$T_{1/2} = 3,43 \cdot 10^4$ лет
RaAc	(Th^{227})	$E_{\alpha}^* = 5,75$ МэВ	$T_{1/2} = 18,9$ дней
AcX	(Ra^{223})	$E_{\alpha}^* = 5,7$ МэВ	$T_{1/2} = 11,2$ дня
Rn	(Rn^{219})	$E_{\alpha}^* = 6,824$ МэВ	$T_{1/2} = 3,92$ с
AcA	(Po^{215})	$E_{\alpha}^* = 7,365$ МэВ	$T_{1/2} = 1,83 \cdot 10^{-3}$ с
AcC	(Pb^{211})	$E_{\alpha}^* = 6,62$ МэВ	$T_{1/2} = 2,16$ мин.

П р и м е ч а н и е. Звездочкой указаны основные линии излучения.

В ряде Th^{232} — 6 альфа-излучателей, которые практически в условиях естественной смеси не дают вклада в спектр альфа-излучения. Причина этого — большой период полураспада Th^{232} и незначительная активность вследствие малости постоянной распада (см. табл. I). Для рутинных измерений вкладом тория обычно пренебрегают.

Ранее (формула 22) получен спектр толстого источника с однородным распределением активности по объему в предположении моноэнергетичности частиц, испускаемых нуклидом. Для источника единичной активности и единичной площади детектора, $d\varphi/dE$ оказывается нормированной на $R_0/4$, где R_0 — пробег частицы с энергией E_0 . Это выражение можно использовать для описания спектра толстого источника немонноэнергетического состава. Необходимо лишь использовать условие аддитивности парциальных вкладов и использовать условие нормировки, которое учитывает нормировку парциальных спектров.

Таким образом, нормированный j -ый парциальный спектр можно записать как

$$\frac{d\varphi^j}{dE} = \frac{R(E)}{ER(E_{0j})} \left[\sum_{i=0}^5 i \cdot a_i \cdot (\alpha E)^{i-1} \right], \quad (84)$$

а суммарный спектр толстого источника с равномерным распределением k -нуклидов (линий излучения) будет иметь вид:

$$\frac{d\varphi^{\Sigma}}{dE} = \sum_{j=1}^k \frac{R(E)}{ER(E_{0j})} \left[\sum_{i=0}^5 i \cdot a_i \cdot (\alpha E)^{i-1} \right]. \quad (85)$$

В таком виде спектр нормирован на k — число нуклидов (линий излучения). Спектр с единичной нормировкой, следовательно, равен

$$\frac{d\varphi^{\Sigma}}{dE} = \frac{1}{k} \sum_{j=1}^k \frac{\eta(E_{0j} - E)}{R_{0j}} \left[\frac{R(E)}{E} \sum_{i=0}^5 a_i i (\alpha E)^{i-1} \right]. \quad (86)$$

Расчеты спектра толстого источника, выполненные по формуле (86), представлены на рис. 14. В качестве источника альфа-частиц исследовался набор альфа-излучающих нуклидов ряда урана в равновесии со своими дочерними продуктами распада. Учитывалась естественная концентрация в смеси U^8 и U^5 , которые в процентном соотношении составляют 99,92 и 0,074 % соответственно. Расчеты выполнялись для линий излучения, указанных ранее и составляющих набор наиболее интенсивных из всего их числа.

На том же рисунке показаны экспериментальные результаты, полученные на альфа-спектрометре с полупроводниковым детектором частиц. Различные минералы, содержащие уран в количествах, достаточных для определения спектра излучения, были использованы для проверки расчетных результатов. В целом вклад U^5 для

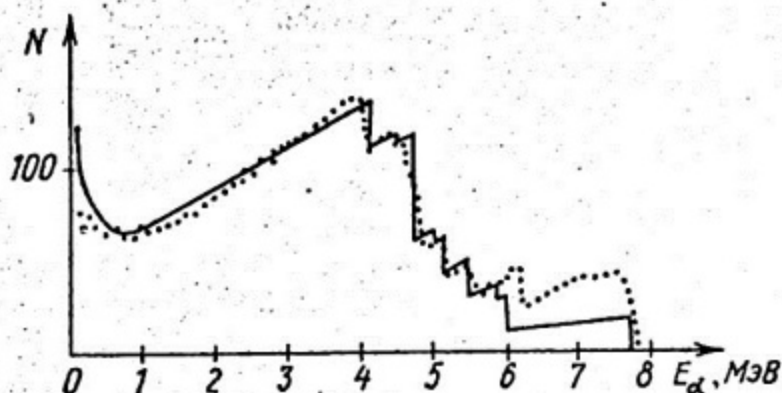


Рис. 14. Спектр толстого источника естественной смеси нуклидов ряда урана в сравнении с экспериментальными результатами

большинства образцов был незначительным, и в конечном итоге его влиянием можно было бы пренебречь. Однако это справедливо лишь в условиях естественных количеств этого элемента. При сильных вариациях (которые наблюдаемы очень редко) возможны искажения спектра толстого источника линиями U^5 , как это показано на рис. 15.

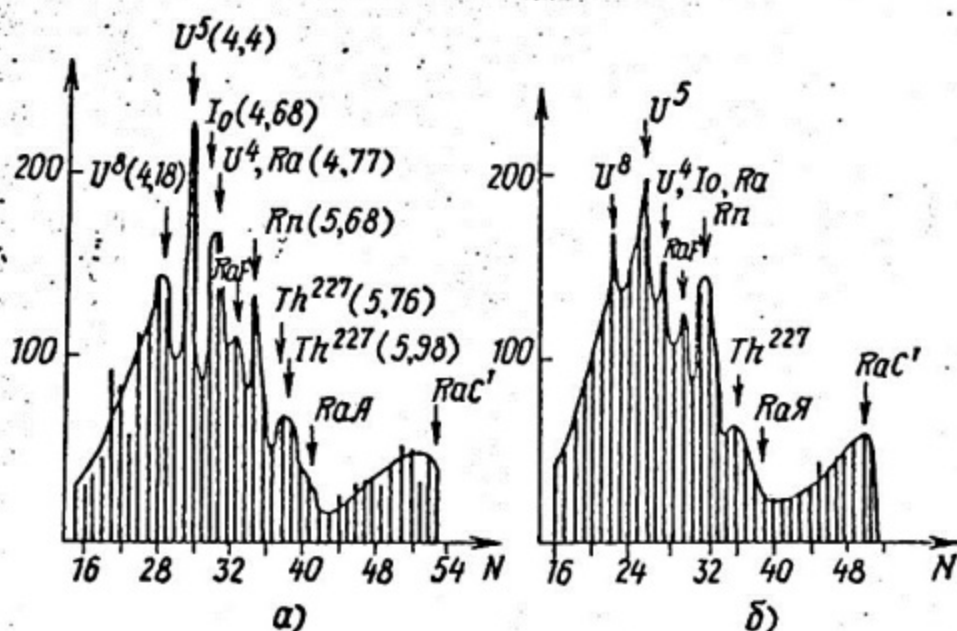


Рис. 15. Искажение спектра толстого источника линиями U^5 (часть спектра выше 3 МэВ):
а - 120 кэВ/канал; б - 140 кэВ/канал

10. Спектр гамма-излучения естественной смеси нуклидов ряда урана

Радиоактивные нуклиды наряду с корпускулярным излучением испускают также и гамма-кванты, энергия которых заключена в интервале от сотни килоэлектронвольт до трех мегаэлектронвольт. Гамма-излучение этого диапазона энергий—наиболее распространенный компонент радиации в естественных условиях. Почти все излучение в ряде урана приходится на долю $Pa(B+C)(Pb^{214} + Bi^{214})$, имеющих множество линий. Генетически эти нуклиды связаны с радонами, и, следовательно, их распределение, количество подвержено сильным вариациям из-за способности радона, находящегося в газообразном состоянии, проникать в процессе диффузии на большие расстояния.

В условиях равновесия со своими дочерними продуктами распада, U^8 встречается в геологических образцах—минералах, возраст которых сотни миллионов лет. Более быстро приходят в состояние равновесия продукты распада радия. Так как основной вклад в гамма-излучение дают его дочерние продукты, то можно считать, что естественные объекты природной среды характеризуются равновесным гамма-излучением. Спектр этого излучения представляет интерес в задачах измерения малых активностей, когда требуется учитывать всевозможные мешающие факторы. Его особенности хорошо видны на рис. 16. Спектр был получен на полупроводниковом спектрометре, позволившем выявить большинство интенсивных линий излучения. Использование спектрометров с неорганическим сцинтиллятором не рекомендуется из-за риска потерпеть неудачу, т.к. значительная часть пиков полного поглощения сливается с интенсивным комптоновским распределением амплитуд импульсов и друг с другом из-за низкого энергетического разрешения.

Среди множества пиков полного поглощения особо выделяется линия излучения с энергией 609 килоэлектронвольт. Эта линия обособлена от других значительным "расстоянием" по энергетической шкале, и может служить индикатором радия в исследуемых образцах. Спектр гамма-излучения может быть использован для оценки дозовых величин от природных объектов, количественные измерения исчезающе малых дозовых нагрузок иными способами невыполнимы. Для расчета используем известную эффективность спектро-

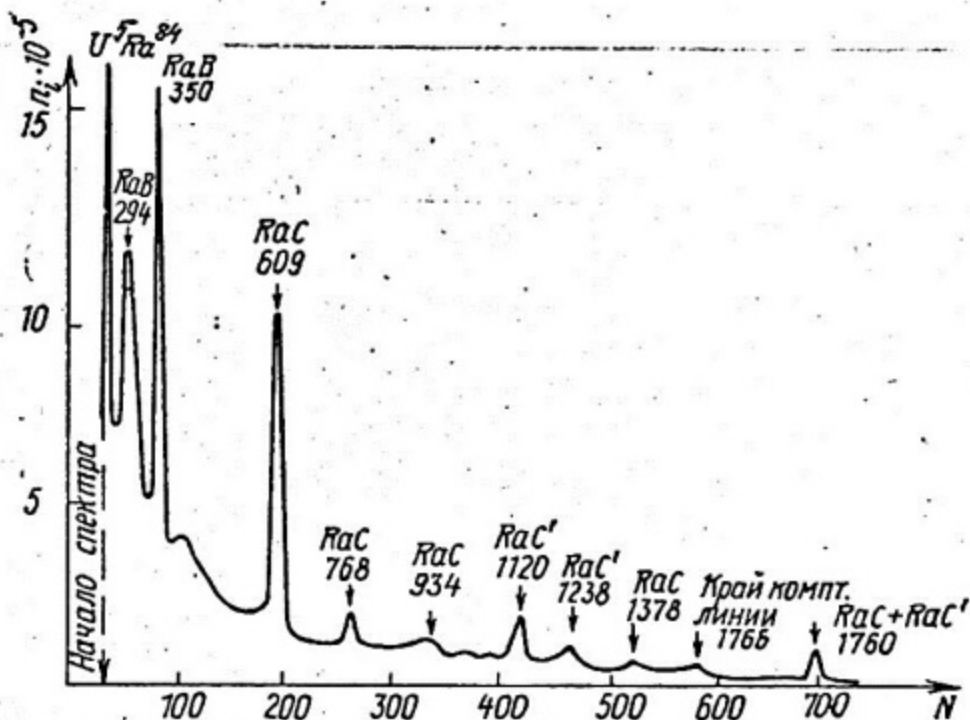


Рис. 16. Спектр гамма-излучения образца, содержащего природный уран в равновесии со своими дочерними продуктами

метра $\varepsilon(E_i)$ и энергию E_i линий излучения. Получим интенсивность в виде:

$$I = \sum E_i \varphi_i = \sum E_i \frac{N_{\Sigma i}}{s_d \cdot \tau \cdot \varepsilon(E_i)},$$

где φ_i — плотность потока квантов i -й линии излучения; $N_{\Sigma i}$ — число импульсов в i -м пике полного поглощения; s_d — площадь детектора; $\Sigma_i(E_i)$ — эффективность регистрации гамма-квантов i -й линии. Значения E_i можно найти на рис. 16 для основных линий радия и его дочерних продуктов распада. Мощность экспозиционной дозы, создаваемая i -й линией излучения:

$$P_i = I_i \mu(E_i),$$

где $\mu(E)$ — коэффициент электронного преобразования.

В целом выражение для мощности дозы линейчатого спектра можно записать в виде суммы:

$$P_{\Sigma} = \sum P_i = \sum \mu(E_i) E_i \frac{N_{\Sigma i}}{s_d \cdot \tau \cdot \varepsilon(E_i)}$$

по всем линиям излучения, представленным в спектре рис. 16.

Вычисления должны проводиться с использованием значений $N_{\Sigma i}$, которые получают после вычета пьедестала при обработке спект-

ра. Использовать справочные материалы при расчетах дозовых нагрузок от объектов природной среды следует с осторожностью, т.к. могут встречаться образцы с неоднородными распределениями активности по объему и, следовательно, с нарушенным равновесием всех членов ряда распада.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В учебном пособии кратко изложены основные методы спектрометрии, применяющиеся для решения задач радиационной экологии. Спектр этих задач очень широк и включает практически все контакты с радиоактивными элементами. Спектрометрические методы дают наиболее информативные данные для оценки экологической ситуации и принятия решения. Трудоемкость спектрометрических измерений ограничивает их использование в любой ситуации контроля радиоактивности. В пособии не затронуты вопросы спектрометрии загрязнений нуклидами, излучающими бета-частицы. Основная причина — отсутствие простых способов получения и анализа спектров бета-частиц. В настоящее время эта задача скорее лабораторных исследований, чем рутинных измерений. Тем более, что в области оценки загрязнений нуклидами, излучающими бета-частицы, радиометрические методы анализа предпочтительнее. Они изучаются в курсе "Приборы радиационного мониторинга".

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волксов Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. Методы ядерной спектрометрии. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Абрамзон А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1977.
3. Колесатов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике. М.: Энергоатомиздат, 1991.
4. Константинов И.Б., Баранов В.Ф. Методы спектрометрии ионизирующих излучений. М.: ИИИИ, 1971.
5. Бета-, гамма-спектрометрия/ Под ред. Зигбана. М.: Мир, 1959.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
I. Структура спектрометра	7
2. Преобразование энергии излучения в детекторах ...	II
3. Особенности приборной формы линии	16
4. Энергетическое разрешение спектрометра	22
5. Параметры спектрометров	29
6. Экспериментальная градуировочная характеристика спектрометра. Определение энергии излучения	31
7. Радиометры-спектрометры	38
8. Спектр излучения в дозиметрических задачах	42
9. Спектр альфа-излучения естественной смеси нукли- дов ряда урана	48
10. Спектр гамма-излучения естественной смеси нукли- дов ряда урана	52
Заключение	54
Список рекомендуемой литературы	54

Големинин Николай Георгиевич

СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
В РАДИАЦИОННОЙ ЭКОЛОГИИ

Редактор Н.В. Шумакова
Техн. редактор И.В. Печеникин
Корректор Е.Т. Щудло

Тем план 1993 г., поз. I

Подписано в печать 01.10.93 г. Формат 60x84 1/16
Печ. л. 3,5 Уч.-изд. л. 3,0 Тираж 150 экз.
С-303-I Заказ 34I Лицензия ЛР №020676 от 09.12.92.

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.
115409, Москва, Каширское шоссе, 31