

539.1
197

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. К. Ляпидевский

**СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ
МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ
ИЗЛУЧЕНИЙ**

Москва 1981

539.1

Л97

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.К. Ляпидевский

**СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ
МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ**

*Утверждено
редсоветом института
в качестве учебного пособия*

МОСКВА 1981

Библиотечный
фонд
НИЯУ МИФИ
г. Москва

УДК 539.1

Ляпидевский В.К. Сцинтилляционный метод детектирования излучений. - М.: Изд. МИФИ, 1981, - 88 с.

В книге изложены не отраженные в существующих учебных пособиях и монографиях разделы курса "Методы регистрации излучений", читаемого автором на факультете ЭТФ МИФИ. Дана классификация методов, рассмотрены физические основы сцинтилляционного метода, характеристики детекторов и их применение для решения задач, связанных с регистрацией и анализом ионизирующих излучений. Впервые в учебной литературе систематически изложены современные представления о механизме сцинтилляционного процесса в неорганических кристаллах. Учебное пособие отражает соответствующие разделы программы основного курса "Методы регистрации излучений".

Пособие предназначено для студентов старших курсов и слушателей курсов повышения квалификации специалистов.

© Московский инженерно-физический институт, 1981 г.

ОСНОВЫ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО МЕТОДА

1.1. СУЩНОСТЬ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО МЕТОДА

Сцинтилляционный метод основан на регистрации коротких вспышек света — сцинтилляций, возникающих в некоторых веществах после прохождения через них заряженных частиц. Сцинтилляции отличаются от других видов свечения (например, свечения Вавилова — Черенкова) тем, что они обусловлены электронными переходами внутри центра свечения; в зависимости от типа вещества центром свечения может служить атом, молекула, ион или более сложное образование. Конечная длительность свечения, определяемая в основном временем пребывания центра свечения в возбужденном состоянии, отличает сцинтилляции от излучения Вавилова — Черенкова, тормозного и переходного излучений. От индуцированного излучения лазера сцинтилляции отличаются тем, что являются спонтанным и некогерентным излучением.

Впервые сцинтилляционный метод был применен для визуальной регистрации α -частиц. С его помощью были проведены исторические опыты по рассеянию α -частиц, которые привели к установлению ядерной модели атома.

В настоящее время регистрация сцинтилляций осуществляется с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), фотодиодов (ФД) и электронно-оптических преобразователей (ЭОП). Наиболее широко в современном эксперименте применяется детектор, состоящий из сцинтиллятора и ФЭУ. Схема такого детектора приведена на рис. 1.1.

Рассмотрим процессы, приводящие к образованию электрического импульса на входе фотоумножителя. Быстрая заряженная частица, попадая в сцинтиллятор, теряет энергию E_n . Некоторая доля этой энергии E_φ преобразуется в световую. Отношение

$$\frac{E_\varphi}{E_n} = \eta_k \quad (1.1)$$

называется конверсионной эффективностью или энергетическим выходом. Это одна из основных характеристик сцинтиллятора.

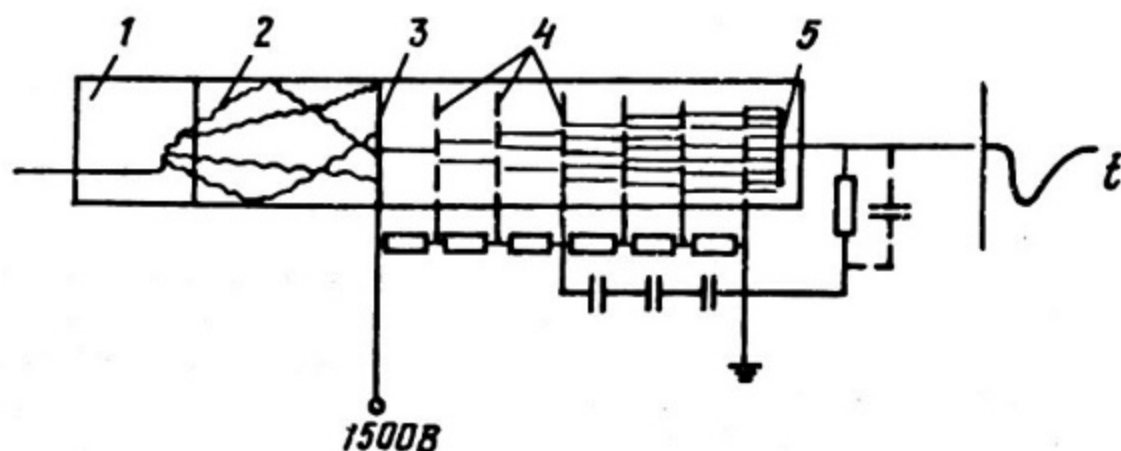


Рис. 1.1. Принципиальная схема сцинтилляционного детектора:

1 - сцинтиллятор; 2 - светопровод; 3 - фотокатод; 4 - диноды; 5 - анод

Величина η_k в зависимости от типа сцинтиллятора изменяется от 0,01 до 0,3. Зная η_k и E_n , можно определить число фотонов N_φ , испускаемых за время τ , которое также зависит от типа сцинтиллятора и составляет $10^{-5} \div 10^{-9}$ с. Если средняя энергия фотона равна $h\nu$, то

$$N_\varphi = \frac{E_n \eta_k}{h\nu} . \quad (1.2)$$

Таким образом, энергия, идущая на образование одного фотона,

$$\omega_\varphi = \frac{E_n}{N_\varphi} = \frac{h\nu}{\eta_k} . \quad (1.3)$$

Число фотонов, попадающих на катод ФЭУ зависит от коэффициента светособирания η_c , величина которого составляет обычно $0,3 \div 0,8$. Таким образом, на катод ФЭУ за время τ попадает $N_\varphi \eta_c$ фотонов, распределенных во времени по определенному закону, зависящему от механизма высвечивания сцинтиллятора.

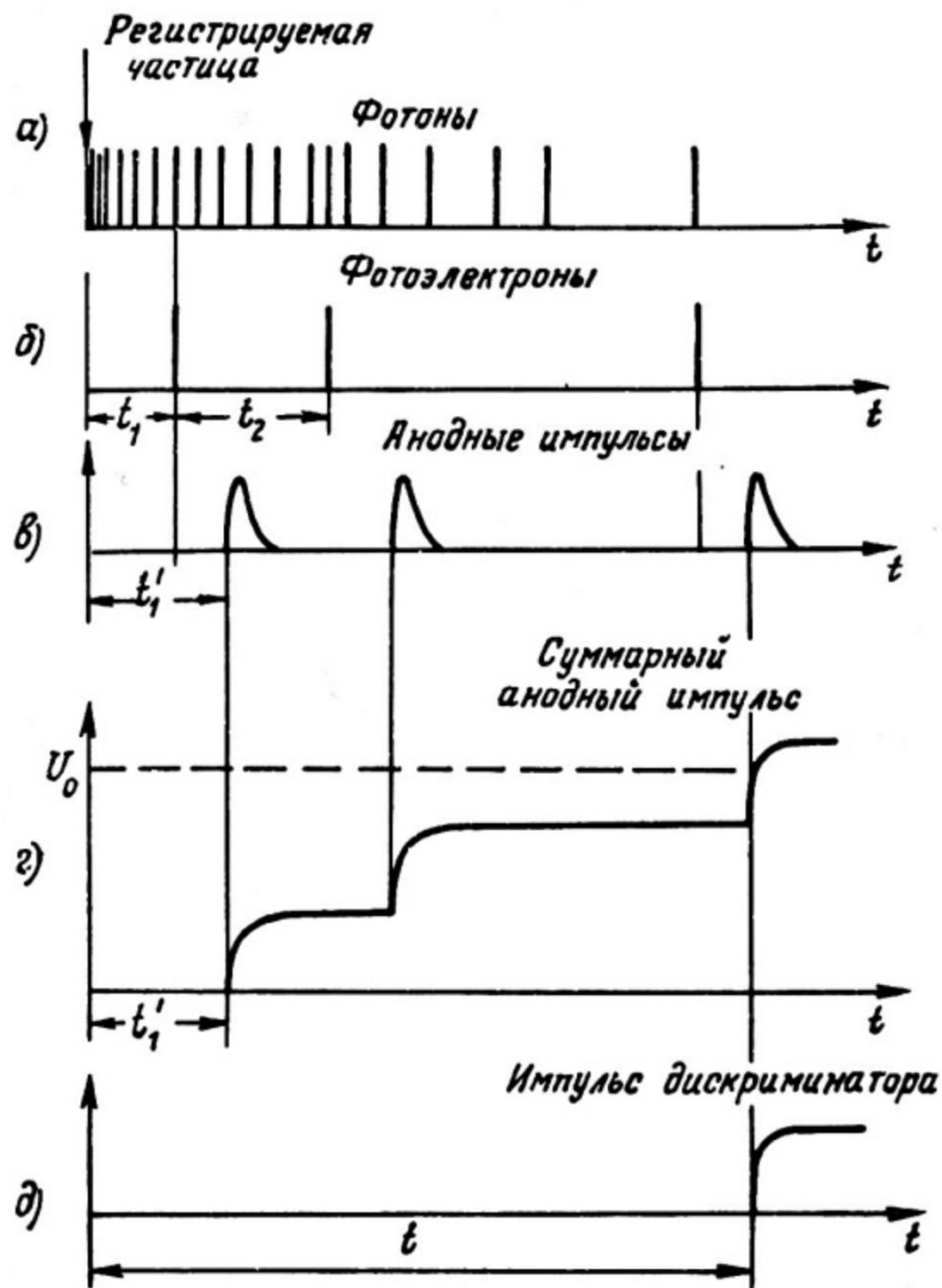


Рис. 1.2. Схема преобразования светового импульса в электрический

На рис. 1.2,а по горизонтальной оси отложены моменты времени попадания фотонов на катод ФЭУ. При этом в результате фотоэффекта с поверхности катода в объем выходят фотоэлектроны (рис. 1.2,б). Число фотоэлектронов N_3 зависит от величины γ , определяемой квантовой эффективностью катода и вероятностью выхода фотоэлектрона в объем ФЭУ. Обычно величина γ составляет $0,1 \div 0,15$. Тогда число фотоэлектронов, выходящих в объем ФЭУ,

$$N_3 = N_{\varphi} \eta_c \gamma . \quad (1.4)$$

Из рис. 1.2,б видно, что фотоэлектроны сдвинуты во времени относительно момента прохождения частицы (начало координат). Фотоэлектроны фокусируются на первый диод ФЭУ (см. рис. 1.1). Число электронов, достигающих первого диода, учитывая коэффициент собирания электронов $\eta_3 \approx 0,7$,

$$N_{3d} = N_{\varphi} \eta_c \eta_3 \gamma . \quad (1.5)$$

Затем в результате вторичной электронной эмиссии число их увеличивается. После прохождения всех диодов внутри ФЭУ коэффициент усиления достигает величины $M = 10^4 \div 10^8$. Возникающие на аноде импульсы имеют конечную длительность из-за флуктуаций времени пролета через ФЭУ различных электронов.

Существенно отметить, что анодные импульсы в рассматриваемом случае являются одноэлектронными, т.е. каждый импульс на выходе ФЭУ, состоящий из большого числа электронов, порождается одним фотоэлектроном. Режим работы ФЭУ, при котором регистрируются одноэлектронные импульсы, называется одноэлектронным. Число одноэлектронных импульсов пропорционально E_{π} — энергии частицы, поглощенной в сцинтилляторе.

Если средний интервал времени между одноэлектронными импульсами меньше их длительности, то будет происходить наложение импульсов во времени, т.е. форма суммарного токового импульса будет соответствовать изменению интенсивности свечения сцинтиллятора во времени.

Если средний интервал времени между фотоэлектронами меньше постоянной времени выходной цепи ФЭУ, то происходит накопление заряда на аноде, что приводит к росту амплитуды

импульса, как показано на рис. 1.2,г. На этом же рисунке пунктирной линией показан фиксированный порог чувствительности регистрирующей схемы, в результате чего электрический импульс на выходе схемы (рис. 1.2,д) появляется через время t после момента прохождения частицы через сцинтиллятор. Амплитуда выходного импульса в этом режиме пропорциональна E_n ("интегральный" режим работы*).

Если число фотонов в сцинтилляции достаточно велико ($10^4 - 10^5$), то средний интервал времени между фотонами мал (10^{-14} с) и работа в одноэлектронном режиме нецелесообразна. Поэтому при регистрации одиночных частиц большой энергии обычно применяют интегральный режим работы. Однако и в этом случае возможность работы ФЭУ в одноэлектронном режиме может быть использована для калибровки детектора. Действительно, отношение амплитуд импульсов в интегральном и одноэлектронном режимах равно числу фотоэлектронов, достигших первого диода.

Если же число фотонов в сцинтилляции мало, то целесообразно применять ФЭУ в одноэлектронном режиме. Следует заметить, что при работе ФЭУ в одноэлектронном режиме весьма существенную роль играют и шумовые характеристики ФЭУ, которые необходимо специально исследовать.

Из рассмотренной на рис. 1.2 схемы видно, что характеристики сцинтилляционного детектора определяются свойствами сцинтиллятора, а также свойствами и режимом работы ФЭУ.

Вся информация о зарегистрированной частице содержится в электрическом импульсе на выходе ФЭУ: форма импульса дает сведения о процессах, происходящих в сцинтилляторе, амплитуда импульса позволяет определить величину поглощенной в сцинтилляторе энергии.

Если в интегральном режиме амплитуда импульса $A = \frac{Ne}{C}$, где N — число электронов, попавших на анод за время τ , а C — емкость анодной цепи ФЭУ, то

$$A = \frac{e}{C} \frac{E_n}{h\nu} \eta_k \eta_c \eta_s \eta_M, \quad (1.6)$$

* Существует еще "токовый" режим работы ФЭУ, когда на выходе ФЭУ измеряют средний ток за интервал времени, на несколько порядков больший, чем длительность сцинтилляции.

где e - заряд электрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл); E_{π} - поглощенная в сцинтилляторе энергия ($1 \cdot 10^6$ эВ); $h\nu$ - средняя энергия фотона сцинтилляции (~ 3 эВ); η_k - энергетический выход (0,15 для $NaI-Tl$); η_c - коэффициент сбора света (0,5); η_s - коэффициент сбора фотоэлектронов (0,7); γ - квантовый выход фотокатода (0,1); M - коэффициент усиления ФЭУ ($5 \cdot 10^5$); C - емкость анода ФЭУ относительно земли (~ 10 пФ).

В скобках приведены наиболее часто встречающиеся значения величин. Если их подставить в (1.6), то получим на выходе ФЭУ электрический импульс с амплитудой ~ 15 В и длительностью $5 \cdot 10^{-6}$ с. Так как значения величин различны для разных сцинтилляторов и ФЭУ, то приведенную оценку амплитуды импульса на выходе ФЭУ следует рассматривать как иллюстрацию.

1.2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

1.2.1. Типы сцинтилляторов

Из большого числа различных люминесцирующих веществ к сцинтилляторам относятся такие люминофоры, в которых время жизни центров свечения и время переноса энергии к ним в сумме не превышают $10^{-10} - 10^{-5}$ с. Классификацию сцинтилляторов можно вести по различным признакам. Наиболее четко по своим свойствам выделяются две большие группы: органические и неорганические сцинтилляторы.

Органические сцинтилляторы характеризуются сравнительно малыми атомными номерами (6 - 7), малой плотностью (~ 2 г/см³) и малой длительностью свечения (10^{-9} с). К ним относятся органические кристаллы, из которых наиболее подробно изучен антрацен, жидкие и твердые растворы сцинтиллирующих веществ в мономерах и полимерах, а также органические газы (табл. 1.1).

Таблица 1.1
Характеристики некоторых органических сцинтилляторов

Кристалл	ρ г/см ³	Z	n	τ нс	η	$h\nu$ эВ	ω_{Φ} эВ
Антрацен C ₁₄ H ₁₀	1,25	5,8	1,59	30	0,034±0,003*	2,77	81,4
Толан C ₁₄ H ₁₀	1,18	5,8		7	0,032±0,003*	3,16	98
Транс- стильбен C ₁₄ H ₁₂	1,16	5,7	1,62	4-8	0,030±0,002*	3,00	100- 200

Неорганические сцинтилляторы характеризуются большими атомными номерами, большой плотностью и сравнительно большой длительностью свечения ($10^{-6} - 10^{-7}$ с). К ним относятся щелочногалогидные и цинксульфидные сцинтилляторы (табл. 1.2), нашедшие широкое применение в экспериментальной физике. К неорганическим сцинтилляторам следует отнести и сцинтилляторы на основе благородных газов (жидкие, твердые и газообразные) (табл. 1.3).

Таблица 1.2
Характеристики неорганических сцинтилляторов

Кристалл	E_g эВ	T К	ρ г/см ³	Z	n	τ нс	$h\nu$ эВ	ω_{Φ} эВ	η
NaI	5,8	60	3,67	50	1,75	30	4,2	12	0,35
NaI-Te		300	-"-			250	3	19,6	0,153± 0,01*
CsI	6,0	77	4,51	54	1,79	700	3,65	14,6	0,25
CsI-Te		300	-"-			700	2,2	36,6	0,06± 0,004*
KI	6,3		3,13	45,5			4,1 3,3		

Кри- сталл	E_g эВ	T K	ρ г/см ³	Z	n	τ нс	$h\nu$ эВ	ω_ϕ эВ	η
KI-Te			3,13	45,5		1000	3	96,7	0,031 \pm 0,003 \times
LiI	6,2		4,06	28		1200	2,8	28	0,1
ZnS	4,09		4,09	23		10 ⁴	2,74	13,7	0,2

Таблица 1.3

Характеристики газовых сцинтилляторов

Газ	Газовая фаза η , отн. ед.	$h\nu$ эВ
Аргон	0,16 - 0,3	9,51
Криптон	0,52 - 1	8,36
Ксенон	1	7,09
Неон	0,4 - 0,3	
Гелий	0,3	

1.2.2. Энергетический выход

Энергетический выход (или конверсионная эффективность) является одной из основных характеристик сцинтиллятора. Зная

энергетический выход $\eta_k = \frac{E_\phi}{E_\pi}$, можно по измеренной величине высветившейся энергии E_ϕ определить величину поглощенной энергии E_π .

Энергетический выход связан со средней энергией, идущей на образование одного фотона ω_ϕ , соотношением (1.3):

$\omega = \frac{h\nu}{\eta_k}$, где $h\nu$ - усредненная по спектру сцинтилляции энергия фотонов.

Конверсионная эффективность данного сцинтиллятора зависит от линейных потерь энергии, а также от типа частиц. Во многих сцинтилляторах с уменьшением скорости регистрируемой частицы конверсионная эффективность падает. Причины этого явления, приводящего к нарушению прямой пропорциональности между величиной поглощенной в сцинтилляторе энергии и амплитудой импульса на выходе детектора, будут рассмотрены в главе 2.

Спектр свечения сцинтиллятора, как правило, не зависит от скорости регистрируемой частицы, поэтому средняя энергия ω_{ϕ} изменяется со скоростью частицы также, как и η_k . Для некоторых типов сцинтилляторов оптический спектр сцинтилляции зависит от типа частиц. Это приводит к нарушению прямой пропорциональности между ω и η_k . Заметим, что эффекты, нарушающие прямую пропорциональность между E_n и E_{ϕ} и между ω и η_k , в ряде случаев могут быть использованы для раздельной регистрации частиц, имеющих различную природу или различную скорость.

Энергетический выход зависит от типа сцинтиллятора. Более того, для сцинтилляторов одного и того же типа η_k зависит от концентрации активатора, от температуры, наличия неконтролируемых примесей. Поэтому для абсолютных измерений необходима предварительная калибровка сцинтилляционного детектора.

Измерение абсолютного энергетического выхода

Наибольшей точностью и надежностью обладает метод, основанный на сравнении амплитуды импульса, соответствующего сцинтилляционной вспышке, от регистрируемой частицы A_{ϕ} с амплитудой одноэлектронного импульса A_1 . Отношение

$\frac{A_{\phi}}{A_1} = N_{\text{эс}}$ представляет собой число фотоэлектронов, достигших первого диода. Согласно (1.1) и (1.5) получаем

$$\eta_k = \frac{h\nu}{E_n} \frac{A_{\phi}}{A_1} \frac{1}{\eta_c \eta_{\text{эс}} \gamma} \quad (1.7)$$

Все величины в формуле (1.7) доступны прямому измерению. (Экспериментально определенный этим методом абсолютный энергетический выход для ряда сцинтилляторов в табл. 1.1 и 1.2 отмечен звездочкой.)

1.2.3. Форма сцинтилляционного импульса

Длительность сцинтилляции τ определяется временем жизни центра свечения в возбужденном состоянии и временем, необходимым для переноса энергии возбуждения к центру свечения⁵. Обычно длительность сцинтилляции характеризуют временем, в течение которого интенсивность свечения падает в e раз. В более сложных случаях зависимость интенсивности свечения от времени разлагают на несколько компонент и длительность каждой компоненты характеризуют своим временем спада или нарастания. Обычно время жизни центра свечения τ , следовательно, время затухания существенно больше времени переноса энергии к центру свечения. В этих условиях время переноса достаточно точно характеризуется временем нарастания интенсивности свечения. Таким образом, форма импульса содержит сведения о процессах переноса энергии к центрам свечения и о внутрицентровых процессах. Внутрицентровые процессы сильно зависят от температуры и других внешних факторов и мало зависят от природы и скорости регистрируемых частиц. Процессы переноса энергии вместе с тем сильно зависят от природы частицы и ее скорости. Поэтому исследование формы импульса позволяет получать дополнительные сведения о природе регистрируемых частиц.

Измерение формы импульса

Наиболее простым методом измерения является непосредственное наблюдение сцинтилляционного импульса на экране осциллографа, на вход которого подается электрический импульс с выхода ФЭУ. Временное разрешение метода зависит от длительности одноэлектронных импульсов ФЭУ и разброса времени пролета электронов в диодной системе.

⁵ Заметим, что длительность сцинтилляции отличается от длительности световой вспышки, так как под последней понимается продолжительность светового сигнала в какой-либо точке, например на поверхности фотокатода (подробнее см. гл.3).

Существенно лучшее разрешение можно получить с помощью электронно-оптического преобразователя. Метод сводится к стробированию потока фотоэлектронов, эмиттированных с освещаемой площади катода ЭОП, путем быстрой развертки по экрану ЭОП, перед которым установлена щелевая диафрагма. Измерение интенсивности светового потока с экрана ЭОП, вызванного электронами, прошедшими через щель, в зависимости от момента стробирования дает форму импульса. Светосила^ж и отношение "сигнал - шум" для таких установок невелики, поэтому для исследования формы импульса этим методом приходится применять мощные импульсы возбуждения. Для исследования формы сцинтилляционного импульса от одиночных частиц такой метод не применяется.

Наиболее широкое применение для исследования формы сцинтилляционного импульса нашел однофотонный метод. Обычно установка, работающая на основе однофотонного метода состоит из "стартового" ФЭУ, регистрирующего момент начала сцинтилляций, и "стопового" ФЭУ, на катод которого попадают одиночные фотоны сцинтилляции, прошедшие через диафрагму и оптический фильтр. Интервал времени между началом сцинтилляции (импульс от "стартового" ФЭУ) и моментом появления одноэлектронного импульса (импульс от "стопового" ФЭУ) измеряется время-амплитудным преобразователем и амплитудным анализатором. Необходимым условием является такое ослабление потока фотонов, попадающих на "стоповый" ФЭУ, чтобы за одну сцинтилляцию с его катода эмиттировался только один фотоэлектрон. Таким образом, измеряется интервал времени между началом вспышки и одним из фотонов из этой же вспышки. Многократное повторение этого процесса позволяет измерить спектр интервалов или распределение фотонов сцинтилляций во времени.

На рис. 1.3 и 1.4 в качестве примера приведены формы импульсов в различных сцинтилляторах.

^ж Светосила - отношение числа зарегистрированных частиц к числу частиц, испускаемых источником.

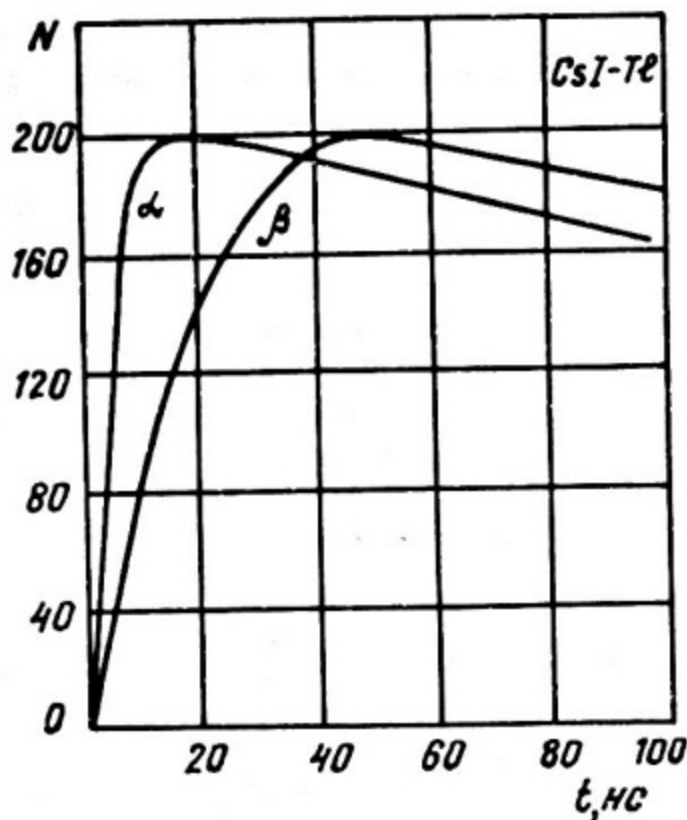


Рис. 1.3. Форма сцинтилляционных импульсов в кристалле иодистого цезия, активированного талием, при возбуждении α - и β -частицами с энергиями до 1 МэВ

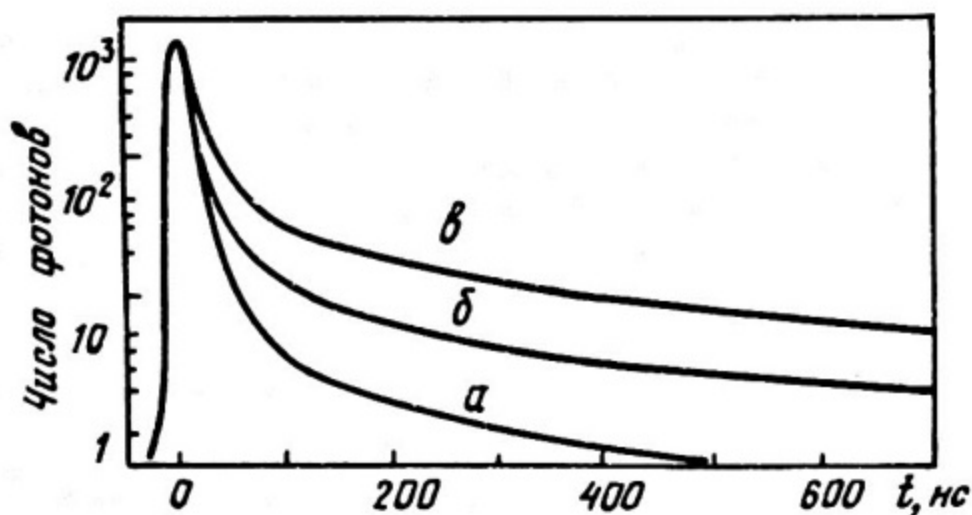


Рис. 1.4. Форма сцинтилляционных импульсов в кристалле стиблена при возбуждении электронами (а), протонами (б) и α -частицами (в) с энергиями до нескольких мегаэлектронвольт

1.2.4. Спектр излучения

Спектр излучения зависит прежде всего от свойств центров свечения и в значительно меньшей степени зависит от способов возбуждения сцинтиллятора. Как правило, спектры сцинтилляции при возбуждении различными типами частиц либо совпадают, либо различаются несущественно.

На рис. 1.5 приведены спектры высвечивания наиболее часто применяющихся сцинтилляторов. Поскольку регистрация свечения всегда осуществляется фотоэлектрическим приемником, весьма существенным является вопрос согласования спектра свечения сцинтиллятора со спектральной характеристикой фотоприемника*.

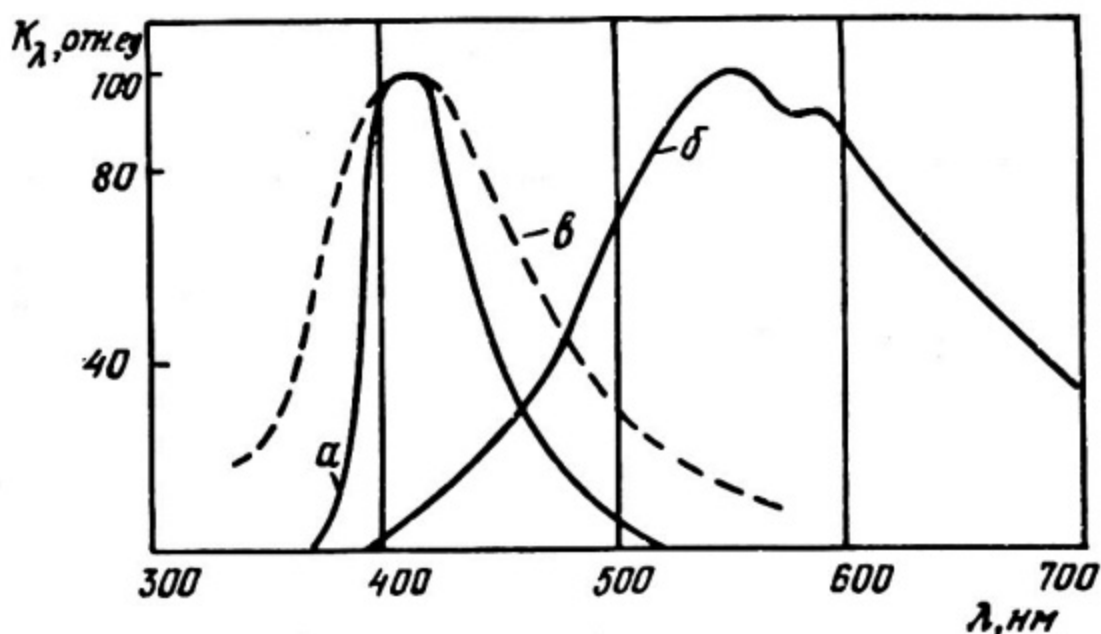


Рис. 1.5. Спектры высвечивания кристаллов NaI-Tl (а), CsI-Tl (б) и CsI-Na (в)

Переход от распределения по длинам волн $J(\lambda)$ к распределению по энергии $J(h\nu)$ осуществляется по формуле:

$$J_\nu = J_\lambda \frac{\lambda^2}{c}, \quad (1.8)$$

* Спектральные характеристики различных фотокатодов приведены на рис. 3.1. На рис. 3.2 приведены дневная и сумеречная кривые видности глаза человека.

где J_ν , J_λ — спектральные интенсивности при длине волны λ и отвечающей ей частоте ν , причем $\lambda = c/\nu$.

Если длина волны λ выражена в нанометрах, то энергия кванта

$$h\nu = \frac{1234}{\lambda} \text{ (эВ)}. \quad (1.9)$$

1.2.5. Время памяти

Временем памяти сцинтиллятора далее будем называть промежуток времени, в течение которого можно влиять на процесс детектирования, т.е. время памяти определяется процессами переноса энергии к центру свечения и временем жизни центра свечения.

Время памяти органических сцинтилляторов с резонансным механизмом переноса энергии к центрам свечения составляет $\sim 10^{-9}$ с, в неорганических кристаллах с электронно-дырочным переносом энергии время памяти экспоненциально зависит от температуры (T) и при низких T может быть весьма велико.

Время памяти сцинтиллятора определяет возможность управления характеристиками детектора, например, его чувствительностью в процессе регистрации излучений (см. 2.5).

1.2.6. Пространственное разрешение

Пространственное разрешение, которое может дать сцинтиллятор, определяется его размерами. Сцинтилляторы могут быть выполнены в виде нитей диаметром ~ 1 мм и менее или в виде пленок толщиной ~ 10 мкм. В этом случае размеры сцинтиллятора выбираются из условия, чтобы поглощенная в нем энергия была достаточно велика для создания нескольких фотоэлектронов, входящих в объем ФЭУ в соответствии с выражением (1.4).

На основе сцинтилляторов можно создать различного типа так называемые позиционно-чувствительные детекторы, позволяющие определять координаты частицы, прошедшей через сцинтиллятор больших размеров. Тогда пространственное разрешение определяется не только размерами сцинтиллятора, но и методами определения места прохождения частицы через него.

1.3. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ В ВЕЩЕСТВЕ

С точки зрения методов детектирования, все виды излучения целесообразно разбить на два класса: заряженные частицы и незаряженные частицы. Такое разбиение оправдано потому, что из всех известных типов взаимодействий (электромагнитного, сильного, слабого и гравитационного) основную роль в образовании сигнала, позволяющего зарегистрировать частицу и определить ее свойства, играют электромагнитные взаимодействия. Детектирование незаряженных частиц происходит по вторичным заряженным частицам. Так, нейтроны детектируют по ядрам отдачи или другим продуктам ядерных реакций, попадающим в объем детектора.

Процесс детектирования излучений является сложным многоступенчатым процессом. Он начинается с того, что заряженная частица теряет в рабочем объеме детектора свою энергию, передавая ее в основном электронам среды.

Число электронов с энергией в интервале от E'_δ до E_{\max} , создаваемых частицей:

$$N_\delta = \frac{2\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\frac{1}{E'_\delta} - \frac{M}{4m_e E} \right]. \quad (1.10)$$

Электроны с энергией, большей определенной величины, в свою очередь ионизуют и возбуждают атомы так, что вблизи траектории быстрой первичной частицы создается большое число электронов с энергиями, меньшими энергии ионизации среды, но большими тепловой. Эти так называемые горячие электроны теряют свою энергию до тепловой (термализуются) за время $10^{-12} - 10^{-14}$ с. Число горячих электронов N_e можно оценить из соотношения

$$N_e = \frac{E_p}{\omega_{и}}, \quad (1.11)$$

где $\omega_{и}$ — энергия, идущая на образование одной пары носителей заряда. Величина $\omega_{и}$ зависит от типа вещества: для газов $\omega_{и} \approx 30$ эВ, для полупроводников — $\omega_{и} \approx 3$ эВ.

В зависимости от свойств вещества этот обмен энергии детектируемой частицы, начинающийся с образования быстрых электронов и последующей их термализацией, сопровождается

различными физическими, а иногда и химическими процессами. Эти процессы приводят к изменению состояния вещества, которое сохраняется некоторое время и приводит к образованию сигнала.

1.4. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ВЕЩЕСТВЕ

1.4.1. Средняя энергия образования пары носителей ω_{ii}

До тех пор пока энергия быстрых электронов превышает энергию ионизации атомов вещества, основные потери энергии обусловлены ионизацией и возбуждением как внешних, так и внутренних оболочек атома, то есть ионизационными потерями. Так как энергия электронов при этом существенно больше энергии связи электронов внешних оболочек, то структура оболочек, определяющая химические и физические свойства вещества, практически не влияет на величину ионизационных потерь.

При уменьшении энергии электронов она становится недостаточной для возбуждения внутренних оболочек и процесс торможения начинает существенно зависеть от строения внешних оболочек атома. При дальнейшем уменьшении энергии электронов становится такого же порядка, как энергия связи электронов внешних оболочек. Если на первом этапе торможения потери энергии в основном определялись плотностью электронов и средним потенциалом ионизации \bar{J} атома, то на втором этапе потери энергии зависят от физических характеристик вещества в основном от величины энергии ионизации, под которой далее понимается либо потенциал ионизации J_{ii} , либо ширина запрещенной зоны E_g .

Проведем оценку величины средней энергии образования пары носителей заряда ω_{ii} .

Рассмотрим сначала хорошо известный случай ионизации газа быстрым электроном. Очевидно, что минимальная энергия, которую затрачивает электрон на ионизацию, E_{min} равна потенциалу ионизации J_{ii} . Это случай, когда в результате "лобового" соударения с атомным электроном первичный электрон передает ему всю свою энергию, причем кинетическая энергия "оторванного" от атома электрона E_3 близка к нулю.

Энергия E_3 не должна превышать $\mathcal{J}_и$, поэтому максимальная энергия, затрачиваемая электроном, $E_{\max} = 2\mathcal{J}_и$. Средняя энергия

$$\omega_и = \frac{2\mathcal{J}_и + \mathcal{J}_и}{2} = 1,5\mathcal{J}_и . \quad (1.12)$$

В общем случае в процессе ионизации образуется не электрон и ион, а пара заряженных частиц с массами m_3 и m_4 , которые могут существенно отличаться от массы электрона. Тогда:

$$E_e = E'_e + \mathcal{J}_и + E_3 + E_4 , \quad (1.13)$$

где E_e — кинетическая энергия первичного электрона; E'_e — кинетическая энергия электрона после рассеяния; $\mathcal{J}_и$ — потенциал ионизации; E_3 — кинетическая энергия заряженной частицы с массой — m_3 ; E_4 — кинетическая энергия частицы с массой — m_4 .

Энергия, которую может передать электрон частице с массой M в лобовом соударении,

$$W = \frac{4m_e M}{(m_e + M)^2} E_e = \xi E_e , \quad (1.14)$$

поэтому

$$E'_e = E_e(1 - \xi) . \quad (1.15)$$

Подставляя значение E'_e в (1.13), получим:

$$E_e = (\mathcal{J}_и + E_3 + E_4) / \xi . \quad (1.16)$$

Энергия образовавшейся заряженной частицы не должна превышать $\mathcal{J}_и$, поэтому E_3 и E_4 изменяются в пределах от 0 до $\mathcal{J}_и$ каждая.

Средняя энергия образования пары носителей заряда в соответствии с (1.16)

$$E_{\text{ср}} = \omega_и = \frac{E_{\text{min}} + E_{\text{max}}}{2\xi} = \frac{\mathcal{J}_и + 3\mathcal{J}_и}{2\xi} = \frac{2\mathcal{J}_и}{\xi} . \quad (1.17)$$

Величина $\xi < 1$, поэтому $\omega_{и} > 2\gamma_{и}$. Например, при соотношении масс: $M = 0,17m_e$ ($M < m_e$, где M - эффективная масса электрона или дырки, характерно для полупроводников) $\xi = 0,5$ и соответственно $\omega_{и} \approx 4$.

Экспериментально измеренные значения $\omega_{и}$, $\gamma_{и}$ и E_g приведены в таблицах 1.4 и 1.5. Из таблиц видно, что отношение $\omega_{и}/\gamma_{и}$ и $\omega_{и}/E_g$ лежит в пределах $\sim 3,5 \div 1,5$; оно уменьшается с увеличением $\gamma_{и}$ и E_g . Замеченная зависимость возможно распространяется и на другие материалы. В полупроводниках и изоляторах изменение отношения $\omega_{и}/E_g$ может быть связано с зависимостью эффективных масс электронов и дырок от ширины запрещенной зоны. Увеличение отношения $\omega_{и}/E_g$ с уменьшением E_g ограничивает возможности улучшения энергетического разрешения полупроводниковых детекторов.

Таблица 1.4

Энергия образования пары носителей заряда и потенциал ионизации (эВ)

	O ₂	H ₂	N ₂	Ar	He
$\gamma_{и}$	12,2	15,4	15,5	15,8	24,6
ω	32,2	38	35,8	27	32,5
$\omega/\gamma_{и}$	2,63	2,46	2,3	1,7	1,32
$\gamma_{и}/\omega$	0,378	0,4	0,432	0,58	0,75

Таблица 1.5

Энергия образования пары носителей заряда и ширина запрещенной зоны (эВ)

	Ge	Si	AgBr	Алмаз
E_g	0,67	1,12	2,64	5,4
ω	2,8	3,5	5,8	13,2
ω/E_g	4,179	3,12	2,19	1,85
E_g/ω	0,239	0,32	0,455	0,54

Эксперименты показали, что величина $\omega_{и}$ практически не зависит от природы быстрой ионизирующей частицы и ее энергии (при условии, что энергия частицы превышает энергию ионизации внешних электронов) и поэтому является очень удобной характеристикой тормозящей среды.

1.4.2. Средняя энергия образования одного фотона ω_{ϕ}

Аналогичная по значению величина ω_{ϕ} была введена в (1.1) при рассмотрении сцинтилляционного метода. Величина ω_{ϕ} есть средняя энергия, идущая на образование одного фотона сцинтилляции, и поэтому, если в веществе поглотилась энергия $E_{п}$, то полное число образовавшихся фотонов (1.3):

$$N_{\phi} = \frac{E_{п}}{\omega_{\phi}} .$$

Полное число образовавшихся пар ионов определяется величиной

$$N_{и} = \frac{E_{п}}{\omega_{и}} . \quad (1.18)$$

Видно, что отношение числа фотонов, образовавшихся в веществе к числу пар ионов обратно пропорционально соответствующим энергиям их образования:

$$\frac{N_{\phi}}{N_{и}} = \frac{\omega_{и}}{\omega_{\phi}} . \quad (1.19)$$

Величина сигнала на выходе сцинтилляционного детектора определяется величиной N_{ϕ} , а на выходе ионизационного — величиной $N_{и}$. Чем больше величина сигнала при одной и той же поглощенной энергии $E_{п}$, тем больше энергетическая эффективность детектора. С этой точки зрения ясно, что введенная ранее величина $\eta_{к}$ (1.1), называемая энергетическим выходом или конверсионной эффективностью сцинтиллятора, не характеризует энергетическую эффективность сцинтилляционного детектора.

Действительно, из соотношений (1.2) и (1.6) видно, что величина сигнала на выходе сцинтилляционного детектора определяется числом образовавшихся фотонов и при одном и том же энергетическом выходе будет различна при разных энергиях фотона. Поэтому до тех пор пока независимо от энергии фотона он рождает только один электрон (или ни одного), энер-

гетический выход определяется величиной ω_{ϕ} . Точно также, как и для ионизационного метода, пока регистрируется только число пар носителей заряда, а энергия их образования никак не учитывается, энергетическая эффективность характеризуется величиной $\omega_{и}$.

1.4.3. Связь между $\omega_{и}$ и ω_{ϕ}

Допустим, что при прохождении заряженной частицы через вещество в нем поглотилась энергия $E_{п}$ и в результате этого образовалось N_{ϕ} фотонов и $N_{и}$ пар носителей заряда. Тогда

$$E_{п} = N_{\phi} \bar{\epsilon}_{\phi} + N_{и} \bar{\epsilon}_{и} + \Delta E, \quad (1.20)$$

где $N_{\phi} \bar{\epsilon}_{\phi}$ — энергия образовавшихся фотонов ($\bar{\epsilon}_{\phi}$ — средняя энергия одного фотона); $N_{и} \bar{\epsilon}_{и}$ — потенциальная энергия образовавшихся пар носителей; ΔE — энергия, в основном идущая на нагревание вещества, связанная с термализацией носителей заряда и уменьшением энергии фотонов (стоксовский сдвиг).

Подставляя в (1.20) величину поглощенной энергии $E_{п}$, по определению равной $E_{п} = N_{и} \omega_{и} = N_{\phi} \omega_{\phi}$, получим

$$1 - \frac{\Delta E}{E_{п}} = \frac{\bar{\epsilon}_{и}}{\omega_{и}} + \frac{\bar{\epsilon}_{\phi}}{\omega_{\phi}}. \quad (1.21)$$

Для оценки величины ΔE необходимо более подробное рассмотрение процессов преобразования энергии быстрой заряженной частицы в веществе.

1.4.4. Общая схема преобразования энергии в веществе

Схематически этот процесс преобразования и переноса энергии быстрых заряженных частиц изображен на рис. 1.6, а, где сплошным линиям соответствует преобразование одних видов частиц в другие (или одних видов энергии в другие), а штриховыми линиями показаны процессы переноса частиц или энергии.

Быстрая заряженная частица с энергией ϵ создает на своем пути δ^- -электроны, горячие носители заряда с суммарной энергией $\epsilon'_{и}$, возбужденные состояния с суммарной энер-

гией E'_{φ_1} (рис. 1.6б), а также вызывает ряд процессов, показанных на схеме рис. 1.6а. Общая энергия, идущая на эти процессы, $E'_{R_1} = E_{R_1} + E'_{n_1}$, причем энергия E'_{n_1} поглощается в веществе, а энергия E_{R_1} уходит из вещества (излучение Вавилова - Черенкова, тормозное излучение и др.). Тогда поглощенная в веществе энергия (рис. 1.6б)

$$E_n = E'_n + E'_{\varphi_1} + E'_{n_1} \quad (1.22)$$

Образующиеся носители заряда (горячие носители) имеют энергию, существенно превышающую тепловую. Большая часть этих носителей теряет энергию до тепловой (термализуются) за время $10^{-14} \div 10^{-11}$ с, малая доля их может быть захвачена центрами рекомбинации. При термализации часть энергии E'_{T_0} быстрых частиц передается веществу (нагревает его), часть энергии E'_{R_1} расходуется на тормозное излучение. Тормозное излучение быстрых электронов частично поглощается в веществе (E'_{n_1}), частично выходит из него, унося энергию E_{R_1} . Тогда полная энергия горячих носителей

$$E'_n = E'_n + E'_{T_0} + E'_{\varphi_0} + E'_{\varphi_2} + E'_{3ax} + E'_{n_1} + E_{R_1}, \quad (1.23)$$

где E_T - энергия, идущая на нагрев вещества в процессе термализации; E'_{φ_0} и E'_{φ_2} - энергии, расходуемые горячими носителями на возбуждение основного вещества и центров свечения соответственно; E'_{3ax} - потенциальная энергия носителей, захваченных центрами захвата и рекомбинации; E_{R_1} - энергия, уносимая тормозным излучением; E_{n_1} - часть энергии тормозного излучения, поглотившегося в веществе; E'_n - потенциальная энергия образовавшихся N_n пар носителей заряда (тепловой энергией термализованных носителей пренебрегаем):

$$E_n = N_n \mathcal{J}_n \quad (1.24)$$

(\mathcal{J}_n - потенциал ионизации; N_n - число образовавшихся пар носителей заряда).

Дальнейшая судьба термализованных носителей заряда очень сильно зависит от природы вещества. В полупроводниках и электроположительных газах носители остаются свободными длительное время и могут диффундировать к границам детектора, в электроотрицательных газах электроны захваты-

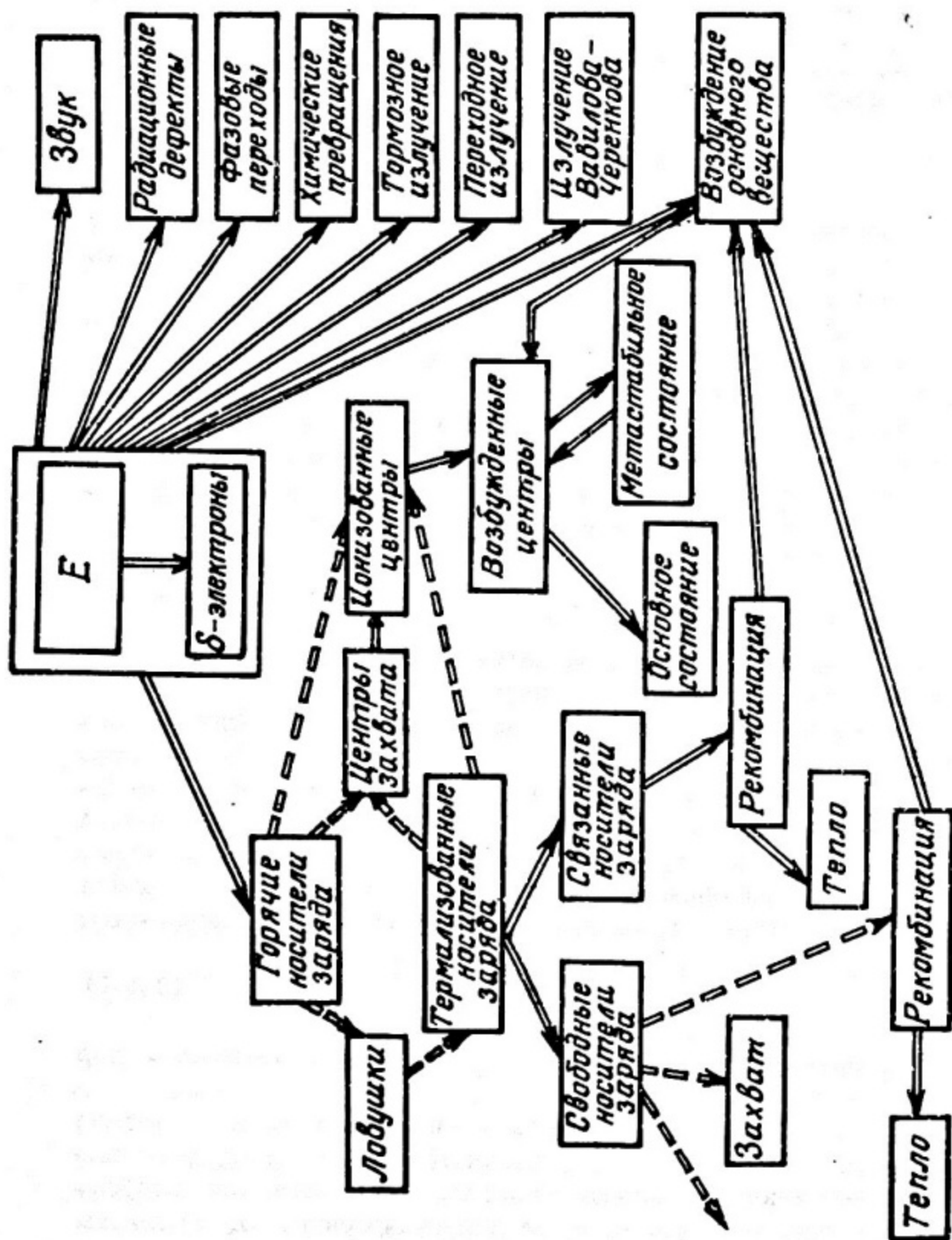


Рис. 1.6а. Общая схема процессов преобразования ионизирующего излучения

ваются атомами, но образовавшиеся ионы также остаются подвижными^{*}. Для этих веществ процессы характеризуются левой ветвью схемы.

После термализации электрон и положительно заряженная частица (электроны, положительные и отрицательные ионы, дырки) находятся на некотором расстоянии друг от друга. Дальнейшая их судьба существенно зависит от того, будет ли превышать это расстояние радиус сферы захвата r_3 , определяемый из соотношения

$$\frac{e^2}{r_3} = kT . \quad (1.25)$$

Если расстояние между электроном и ионом r будет больше радиуса захвата r_3 , то вероятность того, что электрон уйдет от своего иона, близка к единице. Если же $r < r_3$, то, наоборот, есть большая вероятность того, что произойдет рекомбинация электрона с ионом. При этом ион остается в возбужденном состоянии и затем высвечивается (энергия возбуждения ϵ'_{φ_3}). Заметим, что в газах при не очень больших давлениях электроны уходят от своих ионов, в то время как в твердых телах (в диэлектриках), как правило, происходит рекомбинация электрона со "своим" ионом. В первом случае ($r_3 < r$) образующиеся электрон и положительный ион (или дырку) можно считать свободными. Они диффундируют в объеме детектора и либо уходят из объема к границам (в частности к электродам), либо захватываются центрами захвата (ловушками), либо, если в процессе диффузии попадают в сферу захвата носителя противоположного знака, рекомбинируют с ним. Относительная доля этих процессов существенно зависит от природы вещества. В чистых газах при небольших давлениях процессом рекомбинации в ряде случаев можно пренебречь.

^{*} Напомним, что газы, в которых вероятность захвата электрона велика (время жизни электрона до захвата меньше времени перемещения его к границам объема), называют электроотрицательными газами. В отличие от электроотрицательных в электроположительных газах (все благородные газы) вероятность захвата электрона мала (время жизни до захвата существенно больше времени диффузии к границам объема).

Захват электрона возможен как в газах, так и в твердых веществах. В первом случае образуется отрицательный ион, во втором — отрицательно заряженный центр. Существенное отличие заключается в том, что отрицательный ион перемещается по объему так же, как и электрон, но с меньшей скоростью. Из равенства энергий

$$\frac{m_e v_e^2}{2} = \frac{M v^2}{2}$$

следует

$$v^2 = \frac{m_e}{M} v_e^2 \quad (1.26)$$

в то время как электрон, захваченный ловушкой, остается в ней некоторое время τ_3 , зависящее от глубины ловушки, и в течение этого времени не перемещается в объеме. Точно также может быть захвачена ловушкой и дырка. Время пребывания в ловушке может быть оценено по формуле

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{\epsilon}{kT}}, \quad (1.27)$$

где τ_0 — так называемый частотный фактор (время жизни на ловушке при $\epsilon = 0$), величина которого зависит от свойств вещества.

Если время жизни носителя заряда в ловушке достаточно велико, то такой центр может стать центром рекомбинации. При этом время жизни до рекомбинации меньше, чем время жизни в ловушке. Так как время жизни в ловушке уменьшается с увеличением температуры, то при ее понижении центры захвата могут превратиться в центры рекомбинации.

Скорость рекомбинации в зависимости от условий рекомбинации пропорциональна разной степени концентрации носителей. В случае, когда концентрации носителей равны ("свободные" электроны и ионы в газах), скорость рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации — это так называемая квадратичная рекомбинация. Если же концентрация носителей какого-либо знака (включая локализованные носители) может считаться постоянной, то рекомбинация пропорциональна первой степени концентрации — это линейная рекомбинация. В случае связанных зарядов скорость рекомбинации пропорциональна числу пар n , следовательно, рекомбинация также будет подчиняться линейному закону.

После рекомбинации атом, молекула или центр рекомбинации (в зависимости от природы вещества) остаются в возбужденном состоянии. Переход в невозбужденное состояние может совершаться либо излучательно с испусканием фотона, либо безызлучательно — тогда энергия возбужденного состояния переходит в тепловую.

Из схемы на рис. 1.66 видно, что энергия термализованных носителей заряда

$$E_{и} = E_{и\mu} + E_{рек} + E_{зах} + E'_{\varphi_3} \quad (1.28)$$

В свою очередь высвободившаяся в результате рекомбинации свободных носителей заряда энергия

$$E_{рек} = E_{\varphi_4} + E_{T_4} \quad (1.29)$$

где E_{φ_4} — энергия, пошедшая на возбуждение атомов или молекул вещества; E_T — энергия, перешедшая в тепловую.

Высвободившаяся в результате рекомбинации на центрах рекомбинации энергия

$$E'_{\varphi} = E_{\varphi} + E_T \quad (1.30)$$

где E_{φ} — энергия, пошедшая на возбуждение центров свечения, а E_T — часть энергии, перешедшая в тепловую.

Если захват и рекомбинация зарядов отсутствуют, то $E_{зах} = 0$, $E_{рек} = 0$ и $E'_{\varphi_1} = 0$, $E_{и} = E_{и\mu}$ (где $E_{и\mu}$ — потенциальная энергия свободных носителей заряда). В этом случае все носители заряда остаются свободными длительное время и могут перемещаться к границам объема. Такие условия обычно осуществляются в ионизационных детекторах. В другом случае наоборот термализованные носители заряда полностью рекомбинируют.

Если рекомбинация происходит только на центрах люминесценции, то рекомбинация свободных носителей и захват носителей на ловушки отсутствуют ($E_{рек} = 0$ и $E_{зах} = 0$). Тогда

$$E_{и} = E'_{\varphi_3} \quad (1.31)$$

т.е. потенциальная энергия носителей заряда переходит в энергию возбуждения центра свечения. Такие условия обычно осуществляются в неорганических сцинтилляторах с рекомбинационным механизмом свечения. Если же рекомбинируют только свободные носители (как, например, в газах), то

$$E_{и} = E_{и\mu} + E_{рек} . \quad (1.32)$$

В этом случае число свободных носителей уменьшается за счет рекомбинации, и при этом возникает некоторое число фотонов. Такой случай осуществляется в газовых детекторах при больших плотностях ионизации.

Перейдем к рассмотрению процессов возбуждения вещества. Из рис. 1.6а и 1.6б видно, что возбуждение основного вещества и центров свечения может производиться как самой быстрой частицей, так и δ -электронами и горячими носителями заряда. Почти вся энергия передается основному веществу, поэтому на схеме (рис. 1.6б) с целью упрощения энергия, передаваемая непосредственно центрам свечения, не указана. Энергия E'_{ϕ_1} , переданная основному веществу, частично переходит в тепловую, доля ее, равная E''_{ϕ_1} , передается центрам свечения и возбуждает их:

$$E'_{\phi_1} = E_T + E''_{\phi_1} . \quad (1.33)$$

1.4.5. Классификация методов детектирования излучений

С помощью общей схемы преобразования энергии (см. рис. 1.6б) можно определить физический смысл величины ΔE в формуле (1.20):

$$E_n = N_{и} J_{и} + N_{\phi} J_{\phi} + \Delta E .$$

В конечном счете энергия частицы тратится на следующие процессы:

$$E = E_{R_1} + E'_{n_1} + E'_{T_0} + E'_{зах} + E_{и\mu} + E_{T_4} + E_T + E_{\phi} + E_R + E'_n + E_T + E_{T_0} + E_{T_3} + E_{зах} + E_{T_2} . \quad (1.34)$$

Затраты энергии можно разбить на семь групп.

1. $\Delta E_T = E'_{T_0} + E_{T_4} + E_T + E_{T_1} + E_{T_0} + E_{T_2} + E_{T_3}$ — потери энергии на термализацию горячих носителей заряда, в процессе девозбуждения центра свечения, при рекомбинации носителей. Все эти потери идут на нагревание вещества и их можно назвать тепловыми.

2. $\Delta E_{зах} = E'_{зах} + E_{зах}$ — затраты энергии, связанные с захватом носителей заряда на глубокие центры. Эти затраты энергии переходят в потенциальную энергию центров захвата, энер-

гия как бы запасается и может быть использована при освобождении носителей заряда, например, при нагревании вещества.

3. $\Delta E_{\kappa} = E_{\kappa} + E_{\kappa}'$ - энергия различных излучений, возникающих в веществе при прохождении через него быстрой частицы и выходящих из вещества (излучение Вавилова - Черенкова, переходное излучение, звук, тормозное излучение). Некоторая доля этих вторичных излучений поглощается в самом веществе.

4. $\Delta E_{\pi} = E_{\pi}' + E_{\pi}''$ - доля энергии вторичных излучений, поглощающаяся в самом детекторе. Излучение Вавилова - Черенкова, переходное излучение и звук практически не поглощаются в объеме детектора (так выбираются размеры и материал детектора), поэтому в дальнейшем будем считать, что в детекторе поглощается только тормозное излучение.

5. $E_{\mu} = E_{\mu\mu}$ - потенциальная энергия свободных носителей заряда.

6. $\Delta E_{\phi} = N_{\phi} h\nu$ - энергия световой вспышки, где N_{ϕ} - число образовавшихся фотонов (которые в принципе могут выйти из оптического детектора), а $h\nu$ - средняя энергия фотона.

7. Энергия, затрачиваемая на изменение структуры вещества.

Любой из этих видов энергии связан с изменением состояния вещества. Это изменение состояния может быть зарегистрировано, т.е. служить сигналом. Сигнал содержит сведения о характере и величине произошедших изменений. Одним из основных признаков классификации методов детектирования излучений может служить природа сигнала. Если регистрируется сигнал только одной природы, то метод называют по природе этого сигнала, если же в одном детекторе регистрируется сигнал разной природы, то метод можно назвать комбинированным. Ниже мы приведем примеры таких методов.

Вернемся к выражению (1.34) и группам затрат энергии.

Группе 1 соответствуют методы регистрации излучений, основанные на измерении теплового эффекта. В простейшем калориметрическом детекторе измеряется изменение температуры, которое произошло в результате его облучения. В более сложном случае тепловой эффект приводит к фазовому переходу (например, в перегретой жидкости в результате прохождения заряженной частицы возникают пузырьки пара).

Группе 2 соответствуют методы, обладающие длительной памятью (от 1 до 10^5 с и более). Регистрируемым эффектом (который обусловлен выходом носителя заряда из ловушки) мо-

жет быть либо импульс электрического тока, либо импульс света (в результате рекомбинации освобожденного носителя в центре свечения).

Во втором случае метод, основанный на этих процессах, называется термомюлюминесцентным методом. Следует заметить, что сигнал возникает в результате освобождения из ловушки носителя заряда и величина сигнала пропорциональна числу зарядов, т.е. по физической природе этот метод следует отнести к ионизационному. К этой же группе относится фотографический метод. Отличие заключается в том, что захваченные центрами носители заряда в дальнейшем служат центрами роста новой фазы — кристаллов серебра.

Группе 3 соответствуют методы, основанные на регистрации соответствующих излучений: излучения Вавилова — Черенкова, переходного излучения, звука. Метод носит название того вида излучения, которое регистрируется.

Группе 4 соответствуют детекторы, в которых регистрируется практически полностью энергия тормозного излучения, которое в них возникает. (Такие детекторы называют ливневыми.)

Группе 5 соответствует классический ионизационный метод, когда сигнал возникает в результате движения свободных зарядов под действием электрического поля.

Группе 6 соответствует сцинтилляционный метод. Здесь следует отметить, что сцинтилляционный сигнал образуется по двум каналам — ионизационному и сцинтилляционному.

Допустим, что работает только первый канал. Тогда в равенстве (1.21):

$$\left(1 - \frac{\Delta E}{E_n}\right) = \frac{J_n}{\omega_n} + \frac{h\nu}{\omega_\phi} \quad \frac{h\nu}{\omega_\phi} = 0$$

и

$$\left(1 - \frac{\Delta E}{E_n}\right) = \frac{J_n}{\omega_n} \quad (1.36)$$

Теперь предположим, что все образовавшиеся ионы рекомбинируют и потенциальная энергия $N_n J_n$ переходит в энергию возбуждения образовавшихся атомов (молекул). Если допустить, что каждый возбужденный атом испускает один фотон с энергией $h\nu$, то световая энергия $N_n h\nu = N_\phi h\nu$. При этом потери энергии $\Delta E = N_n J_n - N_n h\nu$. Подставляя значение ΔE в (1.35), получим

$$\omega_{\text{и}} = -h\nu + 2J_{\text{и}} \quad (1.37)$$

(здесь $\omega_{\text{и}}$ по смыслу равно $\omega_{\text{ф}}$).

Если же работает только второй канал, то $\frac{J_{\text{и}}}{\omega_{\text{и}}} = 0$, и если допустить, что все центры свечения возбуждаются до уровня S_1 (первый возбужденный уровень), то $\Delta E = N_{\text{ф}} J_{\text{ф}} - N_{\text{ф}} h\nu$ и, подставляя значение ΔE в

$$\left(1 - \frac{\Delta E}{E_{\text{п}}}\right) = \frac{h\nu}{\omega_{\text{ф}}}, \quad (1.38)$$

получим

$$\omega_{\text{ф}} = J_{\text{ф}}. \quad (1.39)$$

В действительности $\omega_{\text{ф}}$ в этом случае должно быть существенно больше, так как возбуждение центров свечения происходит на более высокие уровни, чем S_1 (т.е. здесь не учтены потери, обусловленные внутренней конверсией. Не учтены также потери, связанные с переносом энергии к центрам свечения).

Группа 7 включает в себя: метод следов повреждений (после прохождения заряженной частицы выявляют дефекты структуры травлением поверхности детектирующей среды); химические методы; методы, основанные на наблюдении фазовых переходов под действием излучения.

В отдельные группы следует выделить методы, основанные на измерении разделенных зарядов, возникающих под действием излучения, и методы, основанные на просвечивании детектирующей среды, изменяющей свои свойства под действием излучения.

Проведенное рассмотрение показывает, что одним из признаков, по которому целесообразно классифицировать методы, является эффект, лежащий в основе образования сигнала.

Возникающие в объеме детектора эффекты и обусловленные ими сигналы настолько малы, что их, прежде чем зарегистрировать макроскопическим прибором, необходимо усилить. Поэтому вторым признаком целесообразно выбрать метод усиления сигнала. Важными признаками являются также вид сигнала и тип решаемой задачи. Проведем классификацию методов детектирования излучений по этим признакам.

I. Эффекты, на которых основана регистрация частиц.

1. Ионизация среды. 2. Возбуждение молекул или атомов среды. 3. Излучение Вавилова — Черенкова. 4. Выделение тепла при поглощении энергии излучения. 5. Химическое действие излучения. 6. Возникновение радиационных дефектов. 7. Изменение заряда детектора. 8. Фазовые переходы.

(Важно подчеркнуть, что перечисленные эффекты могут происходить одновременно в объеме одного и того же детектора, а некоторые из них, например ионизация и возбуждение среды, всегда сопутствуют друг другу.)

II. Методы усиления сигнала.

1. Внешнее радиотехническое усиление. 2. Усиление в объеме детектора за счет энергии электрического поля. 3. Усиление за счет вторичной электронной эмиссии. 4. Усиление за счет энергии фазового перехода. 5. Усиление радиационных дефектов внешними реагентами.

III. Вид сигнала и тип детектора.

1. Импульс (импульсный детектор). 2. Трек (трековый детектор). 3. Отношение амплитуд и импульсов или времен. (Позиционно-чувствительный детектор.)

IV. Тип решаемой задачи.

1. Счет частиц. Задача состоит в определении числа частиц, прошедших через детектор. Для ее решения необходимо сосчитать число импульсов на выходе детектора и затем, зная эффективность регистрации, вычислить число прошедших через детектор частиц.

2. Радиометрия. Одна из основных задач состоит в определении активности нуклида в источнике. Для ее решения, кроме эффективности детектора, необходимо знать геометрию эксперимента, характеристики источника и другие параметры. В радиометрах происходит отбор сигналов по каким-нибудь заранее выделенным параметрам и затем количественное определение этих сигналов.

3. Дозиметрия. Основная задача — определение поглощенной энергии в данной массе вещества (определение поглощенной дозы). Поскольку, как правило, доза должна быть определена в веществе, отличном от вещества, заполняющего рабочий объем детектора, возникает задача перехода от сигналов на выходе одной системы к сигналам на выходе другой системы. (Требуется определить сигнал на выходе одной системы по результатам измерений с помощью других систем.)

4. Определение характеристик одной частицы (определение энергии, массы, заряда, скорости, спина, четности, времени распада и т.д.).

5. Спектрометрия. Основная задача — анализ распределения по какому-либо параметру, например по энергии, скорости и т.д.

Примеры классификации некоторых видов детекторов (цифрами обозначены рассмотренные выше признаки, по которым проводится классификация):

Импульсная ионизационная камера	I - 1;	II - 1;	III - 1,3;	IV - 1,5
Счетчик Гейгера - Мюллера	I - 1;	II - 2;	III - 1,3;	IV - 1,2
Камера Вильсона	I - 1;	II - 4;	III - 2;	IV - 1,5
Пузырьковая камера	I - 4;	II - 4;	III - 2;	IV - 1,4,5
Сцинтилляционный детектор	I - 2;	II - 3;	III - 1,3;	IV - 1,2, 3,4,5
Черенковский детектор	I - 3;	II - 3;	III - 1;	IV - 4,5

Приведенные примеры показывают, что тип детектора определяют как эффект, на котором основана регистрация частицы, так и метод усиления этого эффекта. Действительно, ионизационный эффект лежит в основе таких различных детекторов, как импульсная ионизационная камера и камера Вильсона. Различие между ними обусловлено в основном различием в методе усиления. Вместе с тем и тот и другой детектор позволяют получить сведения о ионизации среды (можно определить число пар ионов образовавшихся в объеме детектора).

ГЛАВА 2

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС

2.1. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Сцинтилляционный процесс, конечным результатом которого является короткое по длительности свечение возбужденных атомов, молекул или ионов (далее называемых центрами свечения), можно разбить на три этапа: 1 – возбуждение заряженными частицами основного вещества, находящегося в твердой, жидкой или газообразной фазе (генерационный этап); 2 – перенос энергии, потерянной в веществе заряженной частицей, к центрам свечения (миграционный этап); 3 – возбуждение и высвечивание центра свечения (внутрицентровый этап).

Природа центра свечения различна в различных веществах и не всегда достаточно хорошо изучена даже в широко применяющихся сцинтилляторах. Поэтому здесь ограничимся рассмотрением наиболее простой модели центра свечения, которая, однако, отражает основные особенности любого центра свечения.

Процесс возбуждения основного вещества и процессы переноса энергии к центрам свечения рассматриваются отдельно для каждого типа сцинтиллятора, так как они в значительной мере определяются природой вещества, служащего его основой.

2.1.1. Ионизация и возбуждение основного вещества

Быстрая частица, проходя через вещество, создает на своем пути разделенные носители заряда (электроны, ионы и дырки), возбужденные атомы, молекулы и ионы, а в кристаллах – и дефекты структуры. Одновременно происходят радиационно-химические превращения и выделение тепла, которые зависят от природы вещества и его агрегатного состояния. Общее для всех перечисленных явлений то, что они происходят вблизи траектории частицы, т.е. локализованы в области, раз-

меры которой соизмеримы с межатомными расстояниями. В этих областях создается весьма значительная плотность возбужденных состояний, которую трудно моделировать другими видами возбуждения. Общим является также то, что в любом веществе быстрая заряженная частица теряет энергию и непосредственно на излучение, которое частично (или почти полностью) выходит из вещества. Это прежде всего тормозное излучение Вавилова - Черенкова, переходное излучение и излучение звуковых волн. Соотношение интенсивностей этих излучений зависит от вещества. Здесь можно напомнить, что энергия, уносимая излучением Вавилова - Черенкова, составляет 10^{-2} - 10^{-3} от ионизационных потерь, еще меньшая доля уносится звуковыми волнами. Энергия же тормозного излучения для быстрых электронов может превышать ионизационные потери на несколько порядков. Эти виды излучений частично поглощаются в объеме детектора, частично выходят из него и могут быть зарегистрированы. Большая же доля энергии поглощается вблизи траектории, образуя то, что обычно называют треком (или следом) частицы. В хороших сцинтилляторах преобразование этой поглощенной энергии приводит к короткому свечению, которое уносит из трека от 1% до 30% всей поглощенной энергии.

В конденсированной фазе основное вещество содержит в 1 грамм-молекуле $6 \cdot 10^{23}$ частиц, концентрация же активатора примерно в 10^3 - 10^5 раз меньше (10^{16} - 10^{18} частиц в 1 см^3). Поэтому регистрируемое излучение возбуждает основное вещество и затем возбуждение переносится к центрам свечения.

2.1.2. Перенос энергии к центрам свечения

Измерения показывают, что энергетический выход сцинтилляторов примерно на два порядка превышает величину, которая наблюдалась бы при непосредственном возбуждении активатора электрическим полем заряженной частицы. Это свидетельствует о существовании эффективного переноса энергии возбуждения от основного вещества к активатору*. Механизм

* Процессы переноса энергии играют исключительно большую роль в биологии (в частности, в радиобиологии).

переноса возбуждения различен в различных веществах: в ШГК и газах — это преимущественно электронно-дырочный перенос, хотя не исключены резонансный или экситонный перенос энергии, в органических веществах наибольшее значение имеет резонансный перенос энергии.

Радиационный перенос

Наиболее простым процессом переноса энергии от возбужденной молекулы (донора) к невозбужденной (акцептору) является реабсорбция: поглощение невозбужденной молекулой (акцептором) фотона, испущенного возбужденной молекулой (донором). Для того, чтобы такой перенос мог осуществляться, необходимо, чтобы спектр поглощения перекрывался со спектром испускания. Если среда прозрачна, то перенос от донора к акцептору осуществляется на любом расстоянии. Радиационный перенос энергии играет некоторую роль в разбавленных жидких и твердых органических растворах, а также в газах. В конденсированных средах с малыми расстояниями между возбужденными и невозбужденными молекулами (меньше, чем длина волны света) осуществляется безызлучательный перенос энергии.

Резонансный перенос

Если в донорных и акцепторных молекулах имеются резонансные переходы, то безызлучательный перенос может осуществляться с помощью электромагнитного поля. Обычно доминирует диполь-дипольное взаимодействие. Так как это взаимодействие изменяется с расстоянием r как $\frac{1}{r^6}$. Оно хорошо объясняет перенос энергии к невозбужденной молекуле на расстояниях $50 \div 100 \text{ \AA}$. Условием удовлетворительного переноса также является перекрывание спектров флуоресценции донора и спектра поглощения акцептора. Однако при резонансном переносе излучения и поглощения реальных фотонов нет* — процесс происходит быстрее, чем испускается и поглощается фотон. Резонансный перенос — основной механизм, работающий на малых расстояниях (примерно от 5 до 100 \AA).

* В таких случаях говорят, что испускаются и поглощаются виртуальные фотоны.

Экситонный перенос

Для органических материалов различие между экситонным и резонансным переносом заключается главным образом в том, что экситонный перенос может быстро передавать энергию по цепи молекул к центру люминесценции, который может быть значительно удален от места возбуждения. Экситон может передавать энергию на расстоянии $\sim 10^{-5}$ см от места ее первоначальной локализации.

Роль экситонного механизма переноса энергии для неорганических сцинтилляторов существенно меньше, чем роль электронно-дырочного переноса. В этом случае экситон можно представить себе в виде нейтральной частицы, состоящей из электрона и дырки, движущейся вместе по кристаллу. Подходя к примеси, экситон может ее возбудить, либо распастись — излучательно или безызлучательно. Экспериментально показано, что в таких кристаллах, как CdS , экситон перемещается на расстояние $\sim 10^{-1}$ см, а в ШГК — на расстояние 10^{-4} см.

Электронно-дырочный механизм

Электронно-дырочный механизм переноса играет основную роль в неорганических сцинтилляторах. Образующиеся электроны и дырки захватываются ловушками и центрами рекомбинации. Различие между ними определяется временем жизни захваченного носителя. Если время жизни носителя в ловушке больше, чем время диффузии к ловушке носителя противоположного знака, то такая ловушка является центром рекомбинации. Если при рекомбинации возникает излучение, то это центр свечения. В обратном случае — это центр тушения.

Время жизни носителя до захвата ловушкой

$$\tau = \frac{1}{\sigma v n} \quad , \quad (2.1)$$

где σ — сечение захвата; v — скорость носителя; n — концентрация ловушек.

Время жизни в ловушке определяется соотношением (1.27):

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{\epsilon}{kT}} \quad ,$$

где ϵ — глубина ловушки; T — абсолютная температура.

Время диффузии носителя

$$\tau \approx \frac{l^2}{\alpha D}, \quad (2.2)$$

где D — коэффициент диффузии; l — расстояние носителя от центра. Численные коэффициенты для одномерной диффузии $\alpha = 2$, для двумерной $\alpha = 4$ и для трехмерной $\alpha = 6$.

Таким образом, если длительность генерационного этапа составляет $\sim 10^{-13} \div 10^{-12}$ с, то длительность миграционного этапа может быть существенно больше. В органических сцинтилляторах быстрый перенос осуществляется за $\sim 10^{-10}$ с, а в неорганических сцинтилляторах электронно-дырочный механизм переноса имеет длительность от 10^{-8} до 10^{-4} с и более. Важно отметить, что скорость электронно-дырочного переноса сильно зависит от температуры.

2.1.3. Модель центра свечения

Конфигурационные кривые

Независимо от природы центра свечения простейшей моделью, объясняющей основные закономерности, является двухатомная молекула. Расстояние между ядрами атомов — r . Потенциальная энергия такой молекулы — $U = \frac{kr^2}{2}$.

На рис. 2.1,а изображена потенциальная кривая 1 для невозбужденной молекулы. При возбуждении молекулы изменяется взаимодействие между атомами, поэтому потенциальная кривая для возбужденной молекулы должна измениться (кривая 2). Электронные переходы происходят значительно быстрее, чем смещение ядер, поэтому на энергетической диаграмме их изображают вертикальными стрелками.

После поглощения кванта система остается в возбужденном состоянии некоторое время, необходимое для установления равновесной конфигурации. При этом избыток колебательной энергии передается основному веществу. В конденсированных средах этот процесс происходит за времена $\sim 10^{-12}$ с и называется внутренней конверсией.

Возвращение системы в основное состояние происходит с испусканием фотона на один или несколько уровней S_0 .

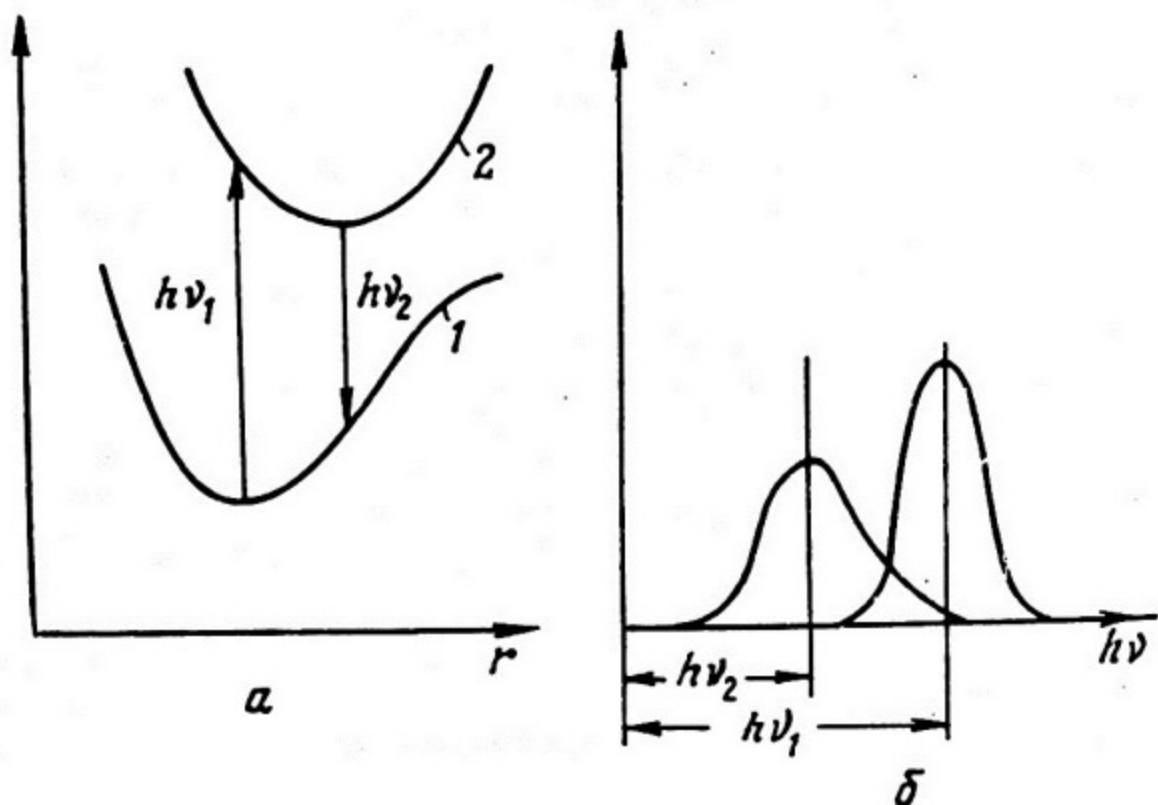


Рис. 2.1. Конфигурационные кривые (а), спектры возбуждения и высвечивания (б)

Электронный переход может произойти из любой точки потенциальной кривой. Вероятность перехода зависит от вероятности нахождения системы в состоянии с той или иной координатой, которая в простейшем случае описывается нормальным законом распределения. Поэтому и распределение энергии в спектре поглощения и излучения при таких переходах близко к нормальному.

Кривые потенциальной энергии для более сложных образований с учетом взаимодействия центра с основным веществом носят название конфигурационных кривых, т.е. конфигурационная кривая — это кривая, определяющая потенциальную энергию U системы (центра в основе) как функцию конфигурационной координаты. (Конфигурационная координата — это число, характеризующее относительное положение элементов системы. В простейшем случае — это просто расстояние между ядрами атомов.)

Если конфигурационные кривые известны, то средние энергии спектров поглощения и излучения могут быть определены непосредственно из чертежа (см. рис. 2.1,б).

Из рис. 2.1 видно, что максимум полосы излучения сдвинут в сторону меньших энергий по отношению к максимуму полосы поглощения.

Внутренняя конверсия и флуоресценция

Внутренней конверсией после возбуждения центра свечения называют безызлучательный переход между двумя состояниями одной и той же мультиплетности.

Флуоресценцией называют излучательный переход при большей длине волны, чем при поглощении. В подавляющем большинстве случаев флуоресценция происходит с низшего возбужденного синглетного уровня S_1 . Это обусловлено тем, что в конденсированных средах происходит быстрая (10^{-12} с) потеря колебательной энергии за счет столкновений. Если при этом мультиплетность не изменяется (сохраняется направление спина электрона), то процесс носит название внутренней конверсии.

Интеркомбинационная конверсия

Если при потере колебательной энергии изменяется мультиплетность, то процесс носит название интеркомбинационной конверсии. Этот процесс — образование триплетного состояния ($S_1 \rightarrow T_1^*$) — происходит с изменением знака спина электрона на противоположный.

Фосфоресценция и медленная флуоресценция

Фосфоресценция — это переход из низшего триплетного состояния в основное состояние. Время жизни фосфоресценции от 10^{-6} до 10^{-2} с.

Центр, находящийся в триплетном состоянии, может быть вновь переведен в верхнее возбужденное синглетное состояние либо термически, либо оптически (инфракрасным светом). Затем центр может вернуться излучательным путем в основное

состояние. Спектр такого излучения не отличается от спектра обычной флуоресценции, но длительность свечения определяется временем жизни триплетного состояния. Поскольку в этом процессе излучение происходит при переходе из низшего возбужденного синглетного уровня на основной $S_1 \rightarrow S_0$, он называется медленной флуоресценцией. Интенсивность медленной флуоресценции зависит от температуры, поскольку переход $T_1 \rightarrow S_0$ носит тепловой характер.

Резонансное излучение

В разреженных средах (газах), в которых время между столкновениями частиц становится больше времени жизни возбужденного состояния (т.е. $\sim 10^{-8}$ с), возможно резонансное излучение, когда испускание излучения происходит точно с того же колебательного уровня, который был возбужден. Очевидно, что спектры возбуждения и спектры испускания при этом совпадают. Это приводит к самопоглощению излучения в среде.

Внутреннее тушение

Поскольку конфигурационная кривая возбужденного состояния смещена по отношению к конфигурационной кривой основного состояния, в принципе возможно пересечение этих двух кривых. В этом случае возможен безызлучательный переход из возбужденного в основное состояние (внутреннее тушение). Из энергетической диаграммы (рис. 2.2) видно, что энергия активации, необходимая для вызывания такого безызлучательного перехода, равна ϵ_T . Вероятность безызлучательного перехода

$$\omega_T = \omega_{T_0} e^{-\frac{\epsilon_T}{kT}} \quad (2.3)$$

Если вероятность излучательного перехода не зависит от температуры, то

$$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0} = \frac{\omega_{\text{и}}}{\omega_{\text{и}} + \omega_T} = \frac{1}{1 + a e^{\epsilon_T/kT}} \quad (2.4)$$

где \mathcal{J}_0 — интенсивность свечения в отсутствии тушения.

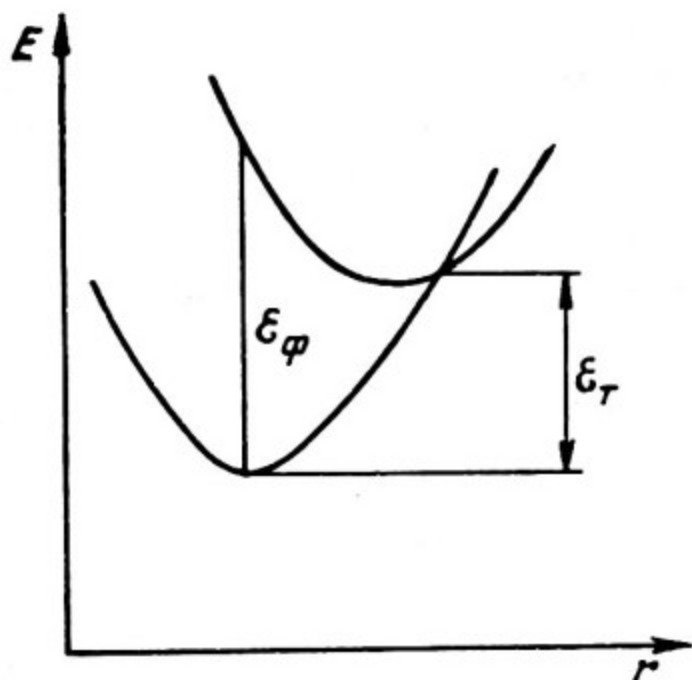


Рис. 2.2. Конфигурационные кривые при безызлучательном переходе

Оптическая и термическая активация

Модель конфигурационных кривых может быть применена и для объяснения свойств ловушек. Энергетическая диаграмма ловушки, как и центра свечения, может быть представлена двумя кривыми — кривой основного и кривой возбужденного состояний. Перевести электрон в возбужденное состояние (или возбудить центр свечения) можно, либо подействовав на него квантом с энергией ε_{φ} (оптическая активация), либо сообщив тепловую энергию ε_{τ} (термическая активация), чтобы он достиг точки пересечения кривых (см. рис. 2.2). Энергия термической активации ε_{τ} зависит от вида кривых и может быть как больше, так и меньше энергии оптической активации ε_{φ} .

Внешнее тушение

Процессы внешнего тушения, т.е. происходящие вне центра свечения, характерны для рекомбинационной люминесценции. Тушение люминесценции может быть обусловлено либо уменьшением времени жизни центра излучательной рекомбинации (центра свечения), либо уменьшением вероятности захвата центром свечения носителя другого знака. Последнее может

прозойти, например, благодаря захвату этих носителей другим центром, который не является центром свечения, ловушками или их безызлучательной рекомбинацией с другим центром.

Внешнее тушение описывается той же формулой, что и внутреннее (2.4). Однако величина ξ при внешнем тушении имеет смысл либо глубины уровня центра свечения, либо глубины уровня центров захвата или безызлучательной рекомбинации.

2.2 СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ СЦИНТИЛЛЯТОРАХ

При комнатной температуре щелочно-галогидные кристаллы (ЩГК) сцинтиллируют, только если они активированы, т.е. если в кристалл введена примесь вещества А в количестве, существенно превышающем все другие примеси. При соблюдении этого условия вещество А может служить активатором, если оно образует или стимулирует образование центра свечения. Центры свечения в ЩГК этого типа связаны с активатором.

При низких температурах (обычно при температуре кипения жидкого азота) активированные кристаллы заметно меняют свои сцинтилляционные характеристики. Как правило, они практически перестают люминесцировать (за исключением $NaI - Te$). Кристаллы, в которые не была введена примесь (неактивированные), наоборот практически не сцинтиллируют при комнатной температуре, но являются хорошими сцинтилляторами при низкой. Начнем с рассмотрения сцинтилляционного процесса в этих кристаллах.

2.2.1. Зонная структура ЩГК

Большинство ЩГК имеют структуру $NaCl$ (гранцентрированная кубическая решетка), кристаллы CsI , $CsBr$ имеют структуру $CsCl$ (объемно-центрированная решетка). Зонная структура кристаллов типа $CsCl$ существенно отличается от зонной структуры кристаллов типа $NaCl$. Различия наиболее ярко выражены в строении зон проводимости, структуры же валентных зон кристаллов близки.

Валентная зона возникает из заполненных внешних состояний галоида, зона проводимости — из незаполненных электронных уровней щелочного металла и галоида.

В таблице 2.1 приведены экспериментальные значения ширины запрещенной зоны E_g для ЩГК.

Таблица 2.1

Ширина запрещенной зоны

ЩГК	LiF	KI	NaI	CsI
$\varepsilon_g, \text{эВ}$	14,2	6,3	5,8	6

Образовавшиеся после облучения кристалла электроны и дырки имеют различные эффективные массы. Эффективная масса дырки, по крайней мере, на порядок больше, чем у электрона.

2.2.2. Автолокализованная дырка (V_K -центр)

При облучении ЩГК частицами (квантами) с энергией, достаточной для образования электрона и дырки, происходит ионизация иона галоида (X^-). Образовавшаяся дырка локализуется на двух ионах галоида, образуя молекулярный ион X_2^- . Это образование при низких температурах оказывается стабильным; оно ориентировано в направлении $\langle 110 \rangle$ в гранецентрированных и в направлении $\langle 100 \rangle$ в объемно-центрированных кристаллах. Такая автолокализованная дырка носит название V_K -центра.

Расстояние между ядрами галоида, входящими в состав V_K -центра, меньше, чем между ионами в идеальной решетке (например, в LiF эти расстояния равны 2,01 Å и 2,84 Å соответственно).

Температура, при которой дырка автолокализуется, для NaI равна 58 К, для CsI - 55 К и 87 К.

2.2.3. Сцинтилляционный процесс в неактивированных кристаллах

Быстрая заряженная частица, проходя через кристалл, образует на своем пути N пар электронов и дырок; часть ее энергии тратится на возбуждение основного вещества. Образовавшиеся электроны и дырки быстро (за время $\sim 10^{-12}$ - 10^{-11} с) термализуются. Отличительной особенностью ЩГК является то, что термализовавшаяся дырка сразу же автолокализуется, образуя V_K -центр. Термализованные электроны рекомбинируют с V_K -центрами, при этом возникает возбужденное состояние $X_2^- e^-$ -центра, который получил название - автолокализованный экситон.

Автолокализованный экситон распадается, и при этом возникает излучение, спектр которого лежит в ультрафиолетовой области. При температуре ниже температуры автолокализации энергетический выход ультрафиолетового свечения составляет $\approx 0,3$. Столь значительный энергетический выход позволяет сделать важные заключения о механизме сцинтилляционного процесса в неактивированных кристаллах.

Действительно, для всех ШГК средняя энергия кванта $h\nu$ равна примерно половине ширины запрещенной зоны E_g , а средняя энергия, идущая на образование одного иона, $\omega_{и} \approx 1,5 E_g$ (см. п. 1.4). Оценка максимального энергетического выхода (обусловленного только каналом рекомбинации при условии, что число фотонов равно числу актов рекомбинации $N_{и} = N_{\varphi}$ и $\omega_{\varphi} = \omega_{и}$) дает:

$$\eta_k = \frac{h\nu}{\omega_{\varphi}} = \frac{0,5 E_g}{1,5 E_g} = 0,33. \quad (2.5)$$

Поскольку экспериментально измеренное значение выхода неактивированных ШГК при низких температурах дает примерно такое же значение, то из этой оценки следует, что действительно практически все электроны и дырки рекомбинируют между собой. Это в свою очередь свидетельствует о малости миграционных потерь и позволяет сделать очень сильное утверждение, что электроны и дырки в процессе термализации не разделяются пространственно. Это означает, что пространственные распределения термализованных электронов и дырок перекрываются примерно так, как это показано на рис. 2.3, и практически все образовавшиеся в этой области электроны и дырки рекомбинируют излучательно.

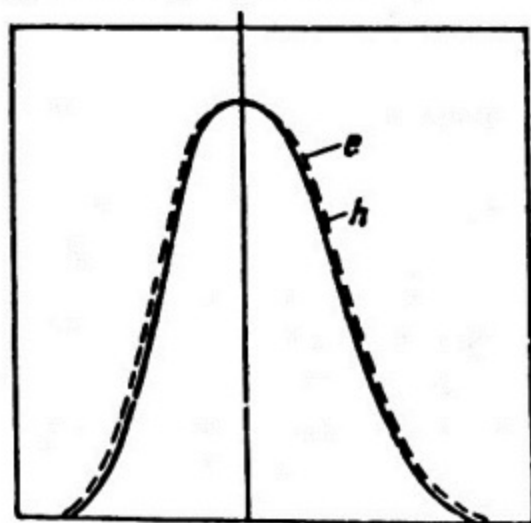


Рис. 2.3. Распределение электронов и дырок непосредственно после термализации

Из рассмотренного механизма следует, что время нарастания сцинтилляционного импульса должно быть весьма мало, поскольку за это время электрон не успевает выйти из области трека частицы. Экспериментальная оценка времени нарастания проводилась методом измерения интервалов времени между началом вспышки и одним из фотонов из этой же вспышки (см. п. 1.2.3). Измерения показали, что время нарастания сцинтилляционного импульса в неактивированных кристаллах меньше 10^{-9} с.

Время спада импульса определяется временем жизни возбужденного состояния автолокализованного экситона, которое сильно зависит от температуры. Как внутреннее, так и внешнее тушение описываются одной формулой, аналогичной (2.4):

$$J(\tau) = \frac{J_0}{1 + A \exp(-q/kT)} \quad (2.6)$$

(в случае внешнего тушения величина q — глубина уровня центра свечения (т.е. V_K — центра), в случае внутреннего тушения величина q — энергия активации тушения).

Согласно современным представлениям автолокализация экситона описывается двумя процессами: один — не зависящий от температуры, с вероятностью τ_a^0 и второй — зависящий от температуры, с энергией активации q в соответствии с формулой

$$\frac{1}{\tau_a} = \frac{1}{\tau_a^0} + v \exp(-q/kT), \quad (2.7)$$

где τ_a^0 — вероятность автолокализации экситона.

Величина q для NaI составляет $\sim 17 - 20$ мэВ, а для $CsI - 5,5 \div 11$ мэВ. Эта величина является барьером для автолокализации экситона.

Время спада свечения, определяемое временем жизни автолокализованного экситона в возбужденном состоянии, при комнатной температуре составляет $\sim 10^{-9}$ с. При низкой температуре время высвечивания существенно растет ($\sim 10^{-6}$ с), вместе с тем растет и число фотонов во вспышке (примерно в 10^3 раз). Такое совместное изменение времени высвечивания и числа фотонов может свидетельствовать о том, что число $e + V_K$ рекомбинации несущественно изменяется с температурой и что поэтому температурное гашение является внутренним. Это подтверждается также опытами по температурному тушению при оптическом возбуждении.

Энергия, идущая на образование одной пары электрон - дырка в ШГК, так же как и широко применяющихся полупроводниковых детекторов, практически не зависит от dE/dx , т.е. число фотонов для α - и β -частиц, отнесенное к единице поглощенной энергии, должно быть примерно одинаково. Поэтому следует ожидать, что и число рекомбинаций $e + V_K$, рассчитанное на единицу поглощенной энергии, должно быть примерно одинаково для α - и β -частиц. (Естественно, это в предположении, что пространственные распределения электронов и дырок для α - и β -частиц существенно не различаются.) В действительности этого может и не быть. Тогда из-за различных условий рекомбинации число рекомбинаций в α - и β -треке (при одинаковой поглощенной энергии) будут различаться. Это в свою очередь приведет к пропорциональному изменению амплитуд сцинтилляционных импульсов. Так называемое α/β отношение будет отличаться от единицы.

2.2.4. Сцинтилляционный процесс в активированных кристаллах

При введении активатора в объеме кристалла появляется эффективный центр захвата носителей заряда, связанный с ионом активатора A^+ .

В качестве активатора применяются Tl , Na , I и другие одновалентные металлы. Наиболее часто применяется Tl .

Сечение захвата электронов (σ_e) и дырок (σ_h) активатором различно ($\sigma_e > \sigma_h$). Кроме того, скорость электронов (v_e) больше скорости дырок (v_h), поэтому время жизни электрона (τ_e) до захвата оказывается несколько меньшим времени жизни дырки (τ_h). Вместе с тем время автолокализации дырки и образование V_K -центра (τ_{V_K}) оказывается большим, чем τ_e . Поэтому в процессе термализации электронов и дырок и непосредственно после нее происходит практически одновременно шесть процессов:

1. $e + A^+ \rightarrow A^0$ - захват электрона активаторным центром^{*};

^{*} Термическая диссоциация A^0 -центра в $CsI-Tl$ происходит при 125 К, а в $NaI-Tl$ при 103 К.

2. $h \rightarrow \nu_K$ — автолокализация дырки;

3. $h + A^+ \rightarrow A^{++}$ — захват дырки активатором*;

4. $h + A^0 \rightarrow h\nu$ ($e + A^+ \rightarrow A^0 + h \rightarrow h\nu$) захват нетермализовавшейся (горячей) дырки активатором. Этот процесс сопровождается быстрым активаторным свечением;

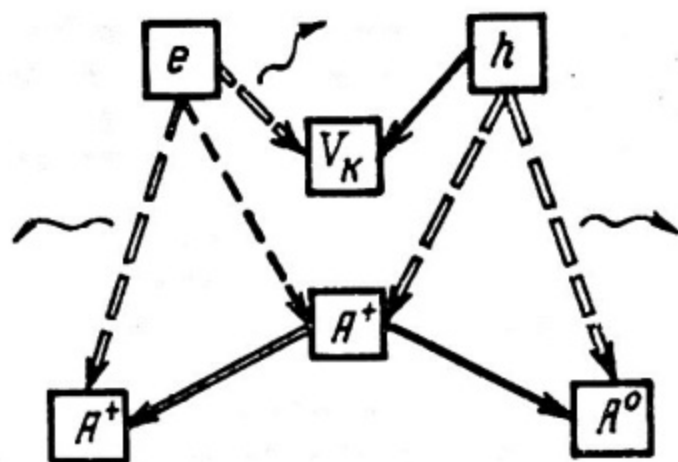
5. $e + A^{++} \rightarrow h\nu$ ($h + A^+ \rightarrow A^{++} + e \rightarrow h\nu$) захват электрона центром A^{++} . Этот процесс также сопровождается быстрым активаторным свечением;

6. $e + \nu_K \rightarrow h\nu$ ($h + \nu_K + e \rightarrow h\nu$) — рекомбинация электрона с ν_K -центром, которая сопровождается излучением в ультрафиолетовой области спектра с такими же характеристиками, как для неактивированных кристаллов.

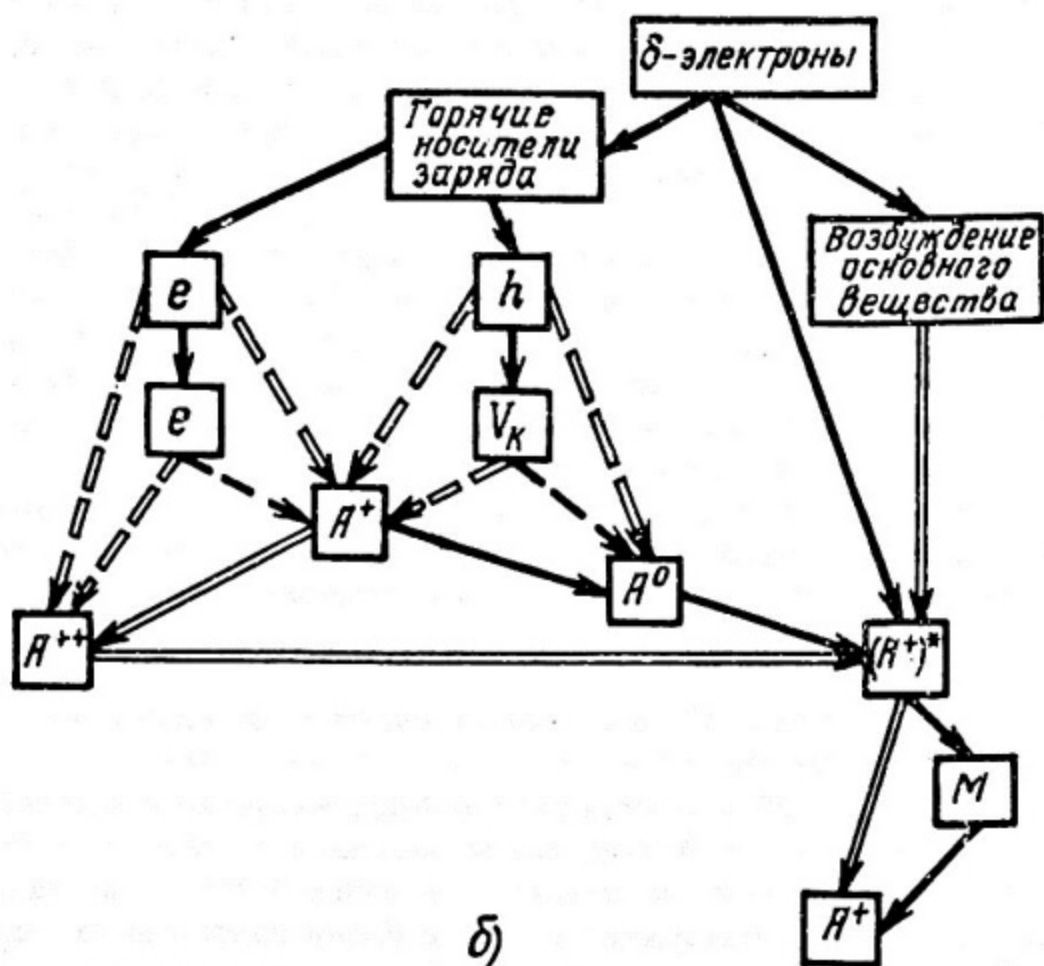
Быстрое активированное свечение, возникающее в процессах 4 и 5, должно иметь время нарастания $< 10^{-9}$ с. На рис. 2.4 пунктиром обозначены перемещения носителей заряда к соответствующим центрам, а сплошными линиями — превращения одних центров в другие после взаимодействия с подошедшими к ним носителями. Жирными линиями выделены наиболее вероятные процессы. Действительно, процесс 1 более вероятен, чем процесс 5, просто потому, что A^+ -центры существуют все время, а время образования A^{++} -центра определяется временем перемещения дырки к A^+ -центру. Поэтому есть большая вероятность того, что электрон захватится A^+ -центром и образует A^0 -центр до того, как образуются A^{++} -центры (несмотря на то, что сечение захвата электрона на A^{++} -центр на два порядка больше, чем на A^0 -центр). Некоторая доля электронов может прорекомбинировать с ν_K -центрами (реакция — 6), вызывая при этом ультрафиолетовое свечение. Поскольку на образование ν_K -центра требуется время, сравнимое с временем термализации и захвата электронов A^+ -центрами можно считать, что значительная доля электронов не успеет рекомбинировать с ν_K -центрами и будет захвачена активатором, образуя A^0 -центр.

Процессы 5 и 6 сопровождаются излучением соответственно в активаторной и ультрафиолетовой полосах. Нарастание свечения в обоих процессах длится менее 10^{-9} с, и поэтому оно может быть обнаружено (на фоне более длительного свечения) при детальном исследовании формы сцинтилляционного им-

* Термическая диссоциация A^{++} -центра в $NaI-Tl$ происходит при 245 К, а в $CsI-Tl$ при 90 К.



а)



б)

Рис. 2.4. Общая схема преобразования и переноса энергии в ЩГК
(а – быстрые и б – медленные процессы)

пульса. Оказалось, что при концентрации активатора $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ доля ультрафиолетового свечения составляет $\sim 10^{-3}$ от свечения неактивированных кристаллов, а доля быстрого активаторного свечения составляет $\sim 10^{-2}$ от медленного. (Следует заметить, что быстрое активаторное свечение может быть обусловлено как процессом 5, так и процессом 4). Эти данные свидетельствуют о том, что в активированных кристаллах наиболее вероятным является захват электрона активаторным центром с образованием A° (см. рис. 2.3,б). Таким образом после прохождения через кристалл заряженной частицы за время $\sim 10^{-10}$ с образуется трек, состоящий из A° -центров и V_K -центров. Важно отметить, что поскольку захват электронов A^+ -центрами происходит в основном после термализации электронов, то пространственное распределение A° - и V_K -центров практически не отличается от распределения V_K -центров и термализовавшихся электронов в неактивированных кристаллах, т.е. такое же, как показано на рис. 2.3. Естественно, что плотность V_K -центров (их число в 1 см^3) в процессе рекомбинации с электронами уменьшается. Чем больше концентрация активатора, тем больше должна быть конечная плотность V_K -центров.

После первой быстрой стадии ($< 10^{-10}$ с), результатом которой является образование распределений A° -и V_K -центров, существенно перекрывающихся, начинается вторая стадия — диффузия V_K -центров к A° -центрам. Это значительно более длительный процесс, простейшей моделью которого является случайное блуждание частицы (V_K -центра) вдоль прямой с поглощающими границами, роль которых играют A° -центры (заметим, что в кристаллах CsI-Tl осуществляется именно такой процесс). Среднее время блуждания

$$\bar{t} = \frac{X(\ell - X)}{2D} ; \quad t_{\max} = \frac{\ell^2}{8D} , \quad (2.8)$$

где ℓ — среднее расстояние между A° -центрами, зависящее от концентрации активатора, а $0 \leq X \leq \ell$ (t_{\max} при $X = \frac{\ell}{2}$).

При рекомбинации V_K -и A° -центров активаторный центр свечения возбуждается, время его жизни в возбужденном состоянии много больше времени диффузии V_K -центра к A° -центру, поэтому время нарастания сцинтилляционного импульса будет в основном определяться средним временем диф-

диффузии V_K -центра к A^0 -центру. Это время зависит от концентрации активатора и от температуры. Правильность рассмотренной модели легко проверить экспериментально. Для этого следует измерить зависимость времени нарастания сцинтилляционного импульса от температуры. Оказалось, что эта зависимость хорошо описывается формулой (1.27):

$$\tau = \tau_0 e^{\epsilon/kT},$$

где ϵ — энергия активации диффундирующей частицы. Исследования показали, что величина ϵ не зависит от типа активатора, т.е. характеризует свойства самого кристалла и для CsI соответствует энергии активации V_K -центра.

Таким образом, установлено экспериментально, что в кристаллах CsI-A энергия передается к центрам свечения в процессе диффузии V_K -центров. Поскольку автолокализация дырок и образование V_K -центров явление общее для всех ЩГК, нет основания считать, что в других сцинтилляторах этот механизм переноса энергии не работает. Различия заключаются в том, что, во-первых, величина энергии активации ϵ зависит от типа кристалла. Если она больше, чем в CsI, то скорость диффузии V_K -центра может оказаться настолько малой, что время диффузии V_K -центра будет сравнимо со временем жизни возбужденного центра. При большом времени диффузии V_K -центров ($> 10^{-5} - 10^{-4}$ с) кристаллы не могут применяться в качестве сцинтиллятора, однако в стационарном режиме, с учетом медленных процессов, конверсионная эффективность таких кристаллов может быть достаточно большой. Во-вторых, в некоторых кристаллах возможен (кроме рассмотренного и дополнительно к нему) другой путь переноса энергии к центру свечения. При большой концентрации активатора возбуждение от основного вещества к центру свечения может осуществляться резонансным механизмом или переносом нерелаксированного экситона. Характерной особенностью таких механизмов является их малая инерционность и независимость от температуры.

Исследования зависимости времени нарастания сцинтилляционного импульса от температуры для различных кристаллов показали, что:

— время нарастания увеличивается с понижением температуры в соответствии с (1.27), причем значение величины ϵ соответствует энергии активации V_K -центра;

— при достаточно низких температурах диффузия V_K -центров замораживается, и в кристаллах с малой и средней концентрацией активатора медленное активаторное свечение исчезает;

— в кристаллах с концентрацией активатора $> 10^{18} \text{ см}^{-1}$ отчетливо наблюдается быстрое активаторное свечение с временем нарастания $< 10^{-9} \text{ с}$ и спадом $\sim 10 - 20 \text{ нс}$. Это свечение не зависит от температуры. Поэтому при достаточно низкой температуре наблюдается только быстрое активаторное свечение.

Для быстрого активаторного свечения для CsI-Tl составляет $\sim 2 - 3\%$. Для кристаллов NaI-Tl быстрое свечение по интенсивности примерно равно медленному. Можно считать, что примерно вдвое больший энергетический выход NaI-Tl по сравнению с CsI-Tl обусловлен именно дополнительным вкладом за счет быстрого переноса энергии. В кристаллах NaI-Tl одновременно с передачей энергии V_K -центрами (механизмом характерным для всех ШГК) работает быстрый механизм, что и увеличивает энергетический выход.

2.2.5. Форма импульса и спектр свечения

Как уже упоминалось, в щелочно-галогидных сцинтилляторах одновременно существуют два процесса, приводящие к свечению в различных спектральных областях: ультрафиолетовое свечение, связанное с рекомбинацией электронов и V_K -центров, и активаторное свечение. Относительная доля того и другого зависит от концентрации активатора: в неактивированных кристаллах наблюдается только ультрафиолетовое свечение, при больших концентрациях активатора — в основном активаторное.

Форма импульса активаторного свечения определяется временем диффузии V_K -центров к A^0 -центрам и временем жизни возбужденного центра свечения.

Форма импульса в ультрафиолетовой полосе определяется скоростью рекомбинации $e + V_K$ и временем жизни автолокализованного эксимера.

Влияние температуры

Время нарастания активаторного импульса увеличивается с уменьшением температуры (от 8 нс при комнатной, до 40 нс при 250°C), время спада изменяется незначительно.

Время нарастания импульса свечения от $e + V_K$ рекомбинации не изменяется с изменением температуры, а время спада растет с уменьшением температуры.

Влияние концентрации

При увеличении концентрации активатора время нарастания активаторного свечения уменьшается. Следует заметить, что число $A^0 \approx V_K$ (если пренебречь другими центрами захвата), и поэтому с увеличением концентрации активатора уменьшение расстояния между A^0 -центрами происходит быстрее, чем это следует из концентрационной зависимости, благодаря увеличению концентрации V_K -центров.

На рис. 2.5 приведены формы спонциллиационных импульсов (при возбуждении электронами) в $CsI-Te$ при различных концентрациях активатора C ($C_1 = 0,1\%$, $C_2 = 0,3\%$, $C_3 = 1\%$).

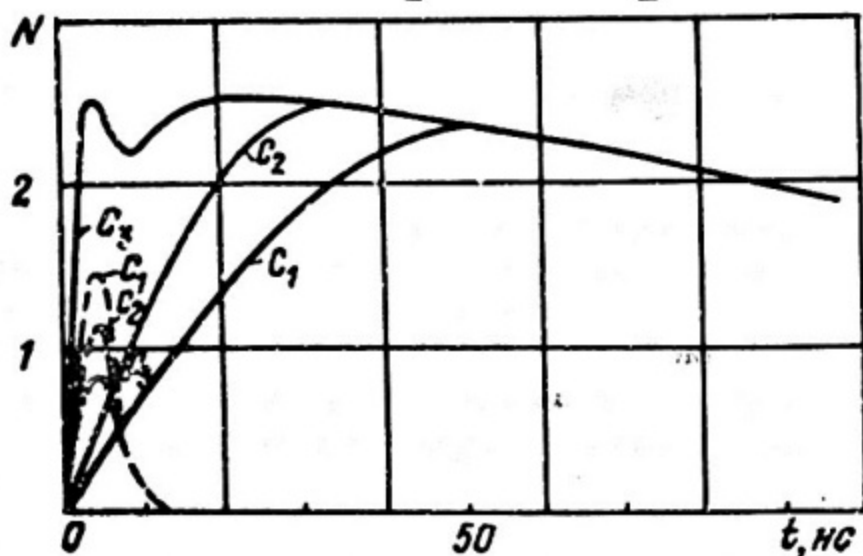


Рис. 2.5. Форма спонциллиационных импульсов в $CsI-Te$ при $C_1 < C_2 < C_3$ (сплошные линии — активаторное свечение, пунктирные — ультрафиолетовое свечение)

Влияние плотности ионизации

При увеличении плотности ионизации время нарастания импульса уменьшается из-за уменьшения расстояния между A^0 - и V_K -центрами. Эти расстояния, как показал экспери-

мент, существенно превышают вычисленные по плотности ионизации в треке α -частицы, что свидетельствует о том, что сцинтилляционный процесс протекает в основном в треках δ -электронов.

2.3. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС В БЛАГОРОДНЫХ ГАЗАХ

В результате прохождения быстрой заряженной частицы через газ вблизи ее траектории образуются электроны, атомарные ионы X^+ , возбужденные атомы X_2^* и возбужденные ионы $(X^+)^*$.

Исследование спектрального состава света сцинтилляции показало, что он совпадает со спектром возбужденных молекул. Таким образом, центром свечения в благородных газах является возбужденная молекула.

Из общей схемы преобразования энергии в веществе (см. рис. 1.6а) следует, что возбуждение центра свечения возможно двумя путями: первый путь связан с возбуждением основного вещества (и непосредственно центров свечения), второй — с рекомбинацией носителя заряда и последующим возбуждением центра. Эта общая схема для благородных газов преобразуется в схему, приведенную на рис. 2.6.

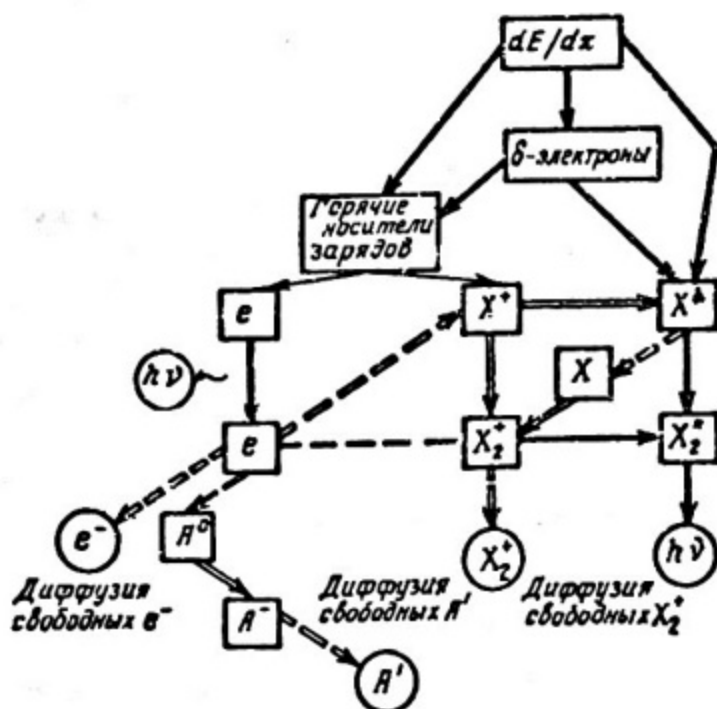


Рис. 2.6. Общая схема процессов в благородных газах

2.3.1. Возбужденные атомы

Возбужденные на высокие уровни атомы за время $\sim 10^{-11} - 10^{-12}$ с, которое тем меньше, чем больше давление газа, переходят на нижние возбужденные уровни. Если атом с любого верхнего уровня перейдет в основное состояние, то будет испущен фотон, который поглотится соседним атомом. Такое "пленение" излучения, обусловленное резонансным поглощением, фактически увеличивает время жизни возбужденных атомов в газе относительно переходов в основное состояние. Поэтому в конце концов либо все атомы попадут на метастабильные уровни, либо они выйдут из объема, либо произойдет тушение. Из-за большого времени жизни атома в возбужденном состоянии вероятность их взаимодействия с окружающими атомами довольно велика. Происходит реакция



с образованием возбужденной молекулы.

Время этой реакции обратно пропорционально плотности газа (концентрации атомов n):

$$\tau \sim \frac{1}{\alpha_1 n^2}, \quad (2.10)$$

где α_1 меняется от $2,5 \cdot 10^{-34}$ (для гелия) до 10^{-31} см⁶/с (для криптона). При нормальном давлении $\tau \sim 10^{-6}$ с в легких газах и $10^{-7} - 10^{-8}$ с в тяжелых благородных газах. Фотон, испускаемый молекулой при переходе ее в основное состояние, естественно не будет резонансным для нейтральных атомов и поэтому свободно выйдет из газа.

Возбужденные на высокие уровни атомы газа, кроме реакции (2.9), могут вызвать реакцию



с образованием молекулярного иона и электрона, который термализуется на некотором расстоянии от иона. Таким образом, все возбужденные атомы X^* переходят в возбужденные ионы. При этом некоторая часть энергии превращается в тепловую.

2.3.2. Ионизованные атомы

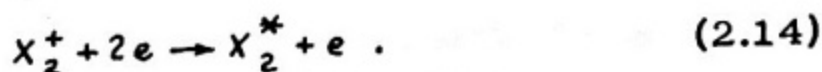
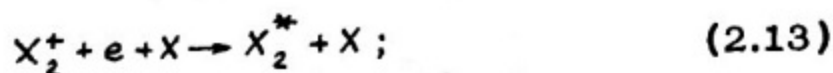
Образовавшийся атомарный ион, сталкиваясь с атомами газа, образует молекулярный ион X_2^+ :



Характерное время реакции определяется соотношением (2.10), в котором $\alpha_2 = 5(10^{-32} - 10^{-31}) \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$. При нормальном давлении ($n = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) время протекания реакции (2.12) составляет $\sim 10^{-8}$ с. Вероятность рекомбинации электрона с молекулярным ионом в 10^3 раз больше, чем с атомарным, поэтому практически все образовавшиеся электроны рекомбинируют с молекулярными ионами.

2.3.3. Электронно-ионная рекомбинация

Рекомбинация происходит в одном из следующих (наиболее вероятных) процессов



В реакции (2.14) электрон рекомбинирует с ионом X_2^+ , а выделившаяся потенциальная энергия частично идет на возбуждение молекулы, а частично передается другому электрону.

Коэффициент рекомбинации составляет $\sim 10^{-26} n_e / T^{9/2} \text{ см}^3/\text{с}$ (n_e — плотность электронов, T — их температура в эВ). В плазме, образующейся в газе тяжелыми частицами, например на следе α -частиц в гелии, при давлении 7 атм $n_e \approx 10^{15} \div 10^{16}$. Считая, что электроны в треке термализовались ($T \sim 1/40$ эВ), получим для коэффициента рекомбинации величину около $10^{-4} \text{ см}^3/\text{с}$.

В треках легких частиц наиболее вероятна реакция (2.13). Энергия, выделяющаяся при рекомбинации, передается атому газа X , другая часть энергии идет на возбуждение молекулы газа. Коэффициент рекомбинации α в этом случае пропорционален давлению газа p и для гелия составляет $10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ (p в мм рт.ст.). При атмосферном давлении $\alpha \sim 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$.

Таким образом, в результате рекомбинации электронов и ионов во всех случаях образуются возбужденные молекулы X_2^* , которые переходят в основное состояние с испусканием фотона.

Существование сцинтилляций, обусловленных рекомбинацией электронов с ионами в треках ионизирующих частиц, подтверждается тем, что в электрическом поле, препятствующем рекомбинации электронов и ионов, амплитуда сцинтилляционного импульса уменьшается.

2.3.4. Высвечивание возбужденных молекул

Возбужденная молекула за время $10^{-6} - 10^{-8}$ с высвечивает фотон с энергией 7 - 9 эВ и при этом диссоциирует:



2.3.5. Энергетический выход

Во всех благородных газах примерно 60% энергии быстрой частицы затрачивается на ионизацию атомов, 20% тратится на возбуждение атомов и 20% уносится электронами, имеющими среднюю энергию $0,3 J_{и}$, ($J_{и}$ — потенциал ионизации атома).

Без учета рекомбинации и гашения газовый сцинтиллятор имеет энергетический выход $\eta_k = 0,2$. Обычно в экспериментальных исследованиях величина η_k меньше. Это указывает на заметные потери энергии быстрой частицы в процессе ее преобразования в световой импульс.

С увеличением атомного номера газа сцинтилляционная эффективность растет.

Вклад рекомбинационных процессов в свечение увеличивается при увеличении плотности ионизации. Это приводит к увеличению (при одинаковой поглощенной энергии) числа фотонов при регистрации сильноионизирующих частиц. При одинаковой поглощенной энергии амплитуда сцинтилляционного импульса для α -частиц больше, чем для электронов, а для осколков деления больше, чем для α -частиц. Наложение электрического поля уменьшает это различие, что доказывает рекомбинационную природу явления.

При увеличении давления рекомбинационная компонента растет, но увеличивается вероятность процессов гашения. Это приводит к немонотонной зависимости выхода от давления — сначала он растет, затем падает.

2.3.6. Форма импульса и спектр свечения

Сцинтилляционный импульс имеет, по крайней мере, два компонента: медленный и быстрый. Длительность быстрого компонента τ_s составляет $7 \cdot 10^{-9}$ с в ксеноне и $4 \cdot 10^{-9}$ с в криптоне. Длительность медленного компонента τ_m уменьшается с ростом давления. Так при $p = 8,5 \cdot 10^5$ Па $\tau_m \approx 2,6 \times 10^{-8}$ с и при $p = 41 \cdot 10^5$ Па $\tau_m \approx 1,8 \cdot 10^{-8}$ с.

Спектр свечения быстрого компонента лежит в области близкого ультрафиолета и видимого света (200 – 500 нм). Спектр свечения медленного компонента относится к области вакуумного ультрафиолета. Основная доля свечения (более 80%) приходится на медленную компоненту.

2.4. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС В ОРГАНИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВАХ

Генерационные процессы сходны во всех типах органических сцинтилляторов. Заряженная частица создает на своем пути ионизованные и возбужденные молекулы, а также радикалы, образующиеся в результате диссоциации сложных молекул. Экспериментально установлено, что в случае органических газов относительные доли энергии ионизирующей частицы, затраченной на возбуждение и на ионизацию, относятся примерно как 2:1. Можно полагать, что и для конденсированных состояний примерно две трети энергии быстрой частицы тратится на возбуждение молекул.

В одинарных веществах так же, как и в бинарных (растворитель и растворенный в нем сцинтиллятор), молекулы основного вещества переходят в высоковозбужденные состояния S_n . Образовавшиеся в треке носители заряда рекомбинируют за времена $\sim 10^{-11}$ с. При рекомбинации молекула может перейти в высшее синглетное S_n или высшее триплетное состояние T_n . Предполагают, что при рекомбинации на одно синглетное состояние образуются три триплетных.

Вслед за возбуждением молекул (по двум каналам) в одинарных системах происходят процессы, описанные при рассмотрении модели центра свечения. Эти процессы заканчиваются флуоресценцией или фосфоресценцией основного вещества.

В бинарных системах вслед за возбуждением молекул основного вещества происходит эффективный перенос энергии к молекулам растворенного вещества. Установлено, что основную роль играет резонансный механизм переноса энергии. Возбужденные молекулы растворенного вещества переходят на основной уровень S_0 , т.е. процесс также заканчивается флуоресценцией или фосфоресценцией, но не основного, а растворенного в нем вещества. Процессы, происходящие в органических сцинтилляторах, схематически изображены на рис. 2.7.

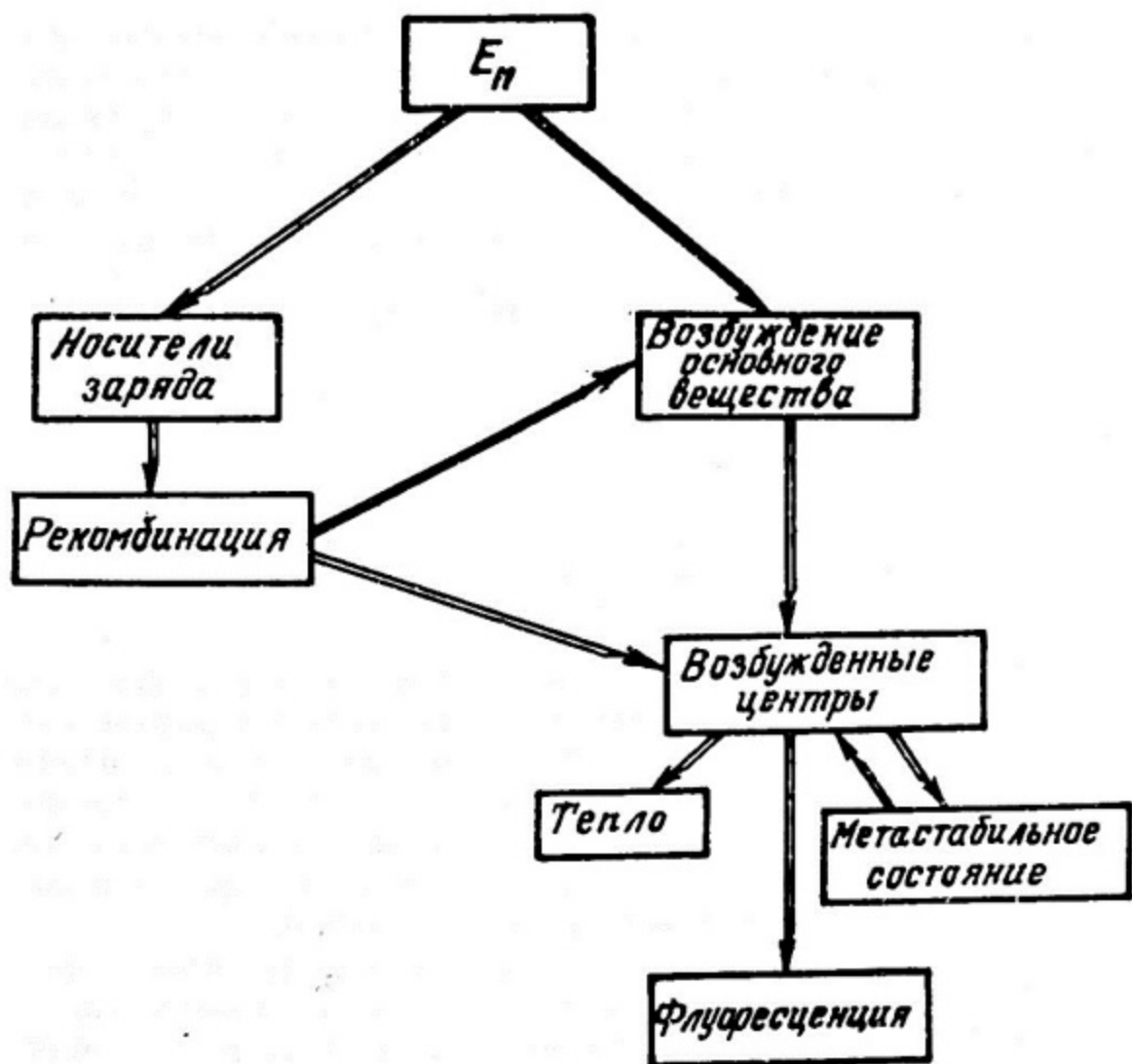


Рис. 2.7. Общая схема процессов в органических сцинтилляторах

2.4.1. Форма импульса и спектр свечения

Экспериментально было установлено, что сцинтилляционный импульс в органических сцинтилляторах содержит два явно выраженных компонента: быстрый (10^{-9} с) и медленный (10^{-7} ÷ 10^{-4} с). Относительные интенсивности компонент зависят от плотности ионизации и природы частицы так, что формы импульсов для тяжелых и легких частиц различны (см. рис. 1.3).

Исследование показало, что как быстрая, так и медленная компоненты сцинтилляции имеют одинаковый оптический

спектр, обусловленный переходом с первого возбужденного синглетного уровня S_1 , на основной уровень S_0 . Возможно, что медленная компонента обусловлена медленной флуоресценцией, а быстрая — обычной флуоресценцией.

Существенное различие в форме импульса для частиц различной природы позволяет производить отдельную регистрацию нейтронов и гамма-квантов.

Для всех органических сцинтилляторов энергетический выход уменьшается при увеличении плотности ионизации. Отношение выходов при регистрации α -частиц и электронов (α/β отношение) равно $\sim 0,1$.

2.5. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС

Внешнее электрическое поле может существенно изменить характеристики сцинтилляторов. Так, электрическое поле может уменьшить амплитуду на выходе газового сцинтиллятора, изменить длительность сцинтилляционного импульса в ЩГС, в определенных условиях может существенно увеличить свечение, вызываемое заряженной частицей, а также вызвать свечение возбужденного люминофора — электролюминесценцию.

Анализ этих данных показывает, что электрическое поле может влиять на все три этапа сцинтилляционного процесса.

1. Влияние электрического поля на генерационный этап возбуждения основного вещества наиболее ярко выражено в газовых сцинтилляторах. Образованные первичной частицей свободные электроны ускоряются электрическим полем и в свою очередь возбуждают атомы газа, что приводит к усилению свечения на несколько порядков. Время памяти сцинтиллятора в этом процессе определяется временем жизни свободных электронов, образованных ионизирующей частицей.

2. Влияние электрического поля на миграционный этап в сцинтилляторах на основе благородных газов приводит к уменьшению амплитуды импульса за счет уменьшения числа рекомбинаций, а в ЩГС приводит к уменьшению времени нарастания импульса за счет увеличения скорости диффузии V_k -центра. Время памяти сцинтиллятора в первом случае определяется временем жизни электронов, а во втором — временем диффузии V_k -центров к A^0 -центрам.

3. Влияние электрического поля на возбужденный центр может привести к уменьшению времени жизни центра и к его ионизации. Время памяти в этом процессе определяется временем жизни центра свечения.

Необходимо отметить, что усиление свечения в газах с помощью электрического поля нашло широкое применение и привело к созданию нового типа детектора — пропорционального счетчика с регистрацией свечения^{*}. Энергетическое разрешение таких детекторов значительно лучше, чем у газовых пропорциональных счетчиков. Выход света на несколько порядков больше, чем от кристалла $NaI - Tl$.

^{*} Правильнее называть: пропорциональный газовый электролюминесцентный детектор.

РЕГИСТРАЦИЯ СВЕТОВЫХ ВСПЫШЕК

Как уже упоминалось, регистрация световых вспышек осуществляется с помощью различных фотоприемников. Здесь мы кратко рассмотрим особенности применения ФЭУ, ППД, а также возможности визуального наблюдения сцинтилляций.

Обычный ФЭУ (см. рис. 1.1) имеет площадь фотокатода несколько десятков квадратных сантиметров. Фотоэлектроны, вылетающие из фотокатода ускоряются и фокусируются на первый диод, состоящий из материала с высоким коэффициентом вторичной эмиссии (обычно от 3 до 5 для первичных электронов с энергиями 100 эВ и 10 для электронов с энергиями 600 – 1000 эВ). Вторичные электроны в свою очередь ускоряются и фокусируются на второй диод. Этот процесс при большом числе диодов (~ 16) позволяет получить усиление 10^8 . Фотоны попадут на фотокатод из различных участков сцинтиллятора.

Для получения лучшего пространственного разрешения применяют так называемые каналные умножители. Диаметр канала от единиц до нескольких микрометров, длина до нескольких миллиметров. Внутренние стенки канала представляют собой непрерывный диод, к противоположным концам которого приложена разность потенциалов. Электроны, входящие в канал с катода, ударяются о стенку и выбивают вторичные электроны. Под действием ускоряющего электрического поля эти электроны перемещаются вдоль оси канала. Большое число таких умножителей, собранных в матрицу, образуют микроканальную пластину. Такая пластина обладает хорошим пространственным разрешением, что позволяет применять ее для переноса и усиления изображения.

Применение ЭОП позволяет наблюдать светящиеся "треки" заряженных частиц в объеме сцинтиллятора.

3.1. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ СВЕТОВОЙ ВСПЫШКИ

Длительность световой вспышки в какой-либо точке, например на поверхности фотокатода, не совпадает с длительностью сцинтилляции. Различие заключается в том, что наблюдаемая длительность вспышки определяется размерами области, в которой возникла сцинтилляция. Для частиц большой энергии размеры светящейся области могут достигать нескольких метров. Длительность вспышки от светящего следа длиной несколько метров превышает длительность сцинтилляции на величину $\sim 10^{-8}$ с. Если учесть многократные отражения от стенок сцинтиллятора, то различие может оказаться еще большим.

3.2. СОБИРАНИЕ СВЕТА СЦИНТИЛЛЯЦИЙ НА ПОВЕРХНОСТЬ ФОТОРЕГИСТРАТОРА

Свет от сцинтилляции может попасть на фоторегистратор тремя путями: 1) непосредственно из области сцинтилляции; 2) после отражений (зеркального или диффузного) от поверхности сцинтиллятора или специальных отражателей; 3) через поверхность, не контактирующую со сцинтиллятором (в случае, если площадь фотокатода больше площади сцинтиллятора). Например, для пластмассового сцинтиллятора размерами 50x50x6 мм с полированными гранями, установленного узкой гранью непосредственно на катод ФЭУ, соотношение между первым, вторым и третьим составляло 25, 55 и 20%.

Из приведенных соотношений видно, что больше 50% света сцинтилляций передается на фотокатод за счет полного внутреннего отражения. Нарушение условий полного внутреннего отражения приводит к заметному ухудшению сбора света. Существенно увеличивает сбор света применение отражателей в виде колпаков, не находящихся в оптическом контакте со сцинтиллятором. Наилучшие сборы света дает окись магния, мел и алюминиевая фольга. Применение покрывающих сцинтиллятор колпаков с такими покрытиями увеличивает сбор света сцинтиллятора на 30 - 40%.

Большое значение имеет качество оптического контакта сцинтиллятора с поверхностью фотокатода. Нарушение оптического контакта ухудшает сбор света для пластических сцинтилляторов примерно в два раза, для сцинтилляторов с

большим показателем преломления ухудшение может достигать больших величин (в зависимости от геометрии сцинтиллятора).

Матирование поверхности сцинтиллятора ухудшает соби-
рание света для пластических и увеличивает для неорганических
сцинтилляторов с большим показателем преломления.

В ряде случаев между сцинтиллятором и фотокатодом не-
обходимо помещать световод. Лучшими являются сплошные
световоды из плексигласа или стекла, работающие на полном
внутреннем отражении. Заметим, что световоды существенно
уменьшают влияние неоднородности чувствительности фотока-
тода. Полые световоды дают худшие результаты. Для полых
световодов наилучшим покрытием является серебро.

Существенно расширяют возможности сцинтилляционных
детекторов применение волоконных световодов. Волоконные
световоды обладают хорошей прозрачностью и передают прак-
тически без потерь направленное излучение. Если же излуче-
ние (как в случае сцинтиллятора) не направлено, то доля све-
та, прошедшего через световод, сильно зависит от угла, под
которым видна сцинтилляция, и может составлять сотые доли
от полной интенсивности. Вместе с тем влияние качества оп-
тического контакта между световодом и фотокатодом здесь су-
щественно меньше, чем для сплошных световодов.

Таким образом, эффективность собирания фотонов, обра-
зовавшихся в объеме сцинтиллятора, на чувствительную по-
верхность фоторегистратора зависит от формы и размеров сцин-
тиллятора и может достигать значения $\sim 0,8$.

3.3 ФОТОЭФФЕКТ

Весьма существенным процессом при регистрации сцин-
тилляции является преобразование световой вспышки в поток
электронов. Этот процесс осуществляется при попадании фото-
нов на фотокатод[§] вакуумного (ФЭУ), газоразрядного (фото-
чувствительный газоразрядный счетчик) или полупроводнико-
вого фотоэлемента.

[§] Фотокатодом будем называть часть любого устройства,
в котором происходит фотоэффект.

3.3.1. Вакуумные фотоэлементы

В вакуумных фотоэлементах и ФЭУ образовавшиеся в фотокатоде фотоэлектроны должны выйти с поверхности в вакуум. Чем больше толщина фотокатода, тем большая доля фотонов в нем поглотится, вместе с тем доля образовавшихся фотоэлектронов, выходящих в вакуум, с увеличением толщины уменьшается. Поэтому для вакуумного фотоэлемента существует оптимальная толщина фотокатода, при которой выход электронов в вакуум достигает максимального значения. Толщина эта ограничена пробегом фотоэлектронов в материале фотокатода и обычно составляет $\sim 300 - 400 \text{ \AA}$. Поэтому эффективность фотокатода обычно не превышает $\eta_{\text{ф}} \approx 0,1 \div 0,15$.

Спектральные характеристики фотоэлементов с наиболее широко применяющимися фотокатодами приведены на рис. 3.1. Коротковолновая часть спектра ограничена свойствами прозрачной подложки. В данном случае фотокатоды нанесены на увиолевое стекло.

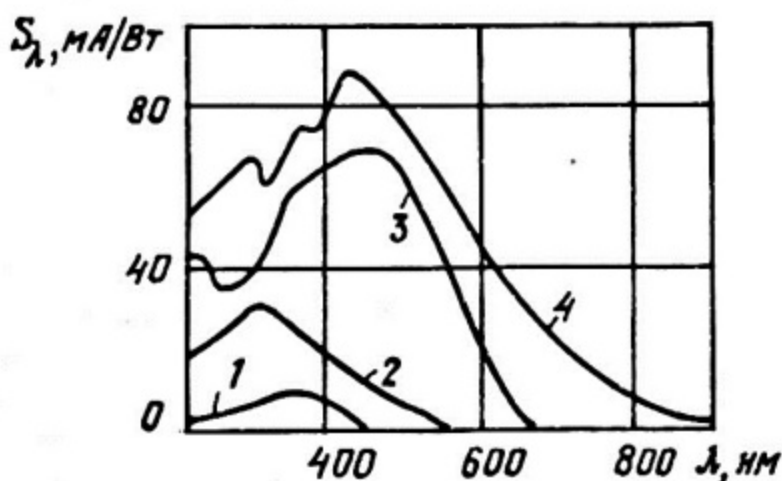


Рис. 3.1. Спектральные характеристики фотокатодов на подложке из увиолевого стекла:

1 - Na_3Sb ; 2 - K_3Sb ; 3 - Cs_3Sb ; 4 - $\text{Na}_2\text{K}(\text{CsSb})$

Существенно большую толщину, а следовательно, и эффективность фотокатода можно получить, применяя материалы с "отрицательным сродством к электрону", т.е. вещества, у которых уровень вакуума расположен ниже минимального уровня зоны проводимости. Электроны, термализовавшиеся в объеме такого вещества и достигшие поверхности, могут выйти в ва-

куум, поскольку потенциальный барьер отсутствует. Глубина, с которой электрон может выйти в вакуум, определяется не его пробегом, а расстоянием, на которое он может диффундировать. Последнее же определяется временем жизни электрона в веществе катода, коэффициентом диффузии и напряженностью электрического поля.

3.3.2. Полупроводниковые фотоэлементы

Для полупроводниковых детекторов положение существенно отличается тем, что образование фотоэлектронов происходит в объеме самого элемента (внутренний фотоэффект). Это приводит к тому, что энергия образования одной электронно-дырочной пары $\omega_{и}$ в них оказывается существенно меньше, чем энергия, идущая на образование одного электрона в случае применения ФЭУ. Поэтому число пар носителей $N_{кд}$ на выходе полупроводникового детектора будет больше, чем число электронов, выходящих с катода ФЭУ и попадающих на первый диод $N_{эд}$.

Число электронно-дырочных пар на выходе полупроводника при поглощения в сцинтиляторе энергии $E_{п}$

$$N_{кд} = \frac{E_{п}}{h\nu} \eta_{\psi} \psi_{кэ} \eta_{пп}, \quad (3.1)$$

где $\psi_{кэ}$ — эффективность сбора зарядов; $\eta_{пп}$ — квантовая эффективность ППД. Обычно в качестве полупроводникового детектора применяются поверхностно-барьерные ППД, для которых $\eta_{пп} = 1$, $\psi_{кэ} = 1$, а конверсионная эффективность $\eta_{к}$ и коэффициент сбора света $\psi_{с}$ такие же, как сцинтиляционного детектора с ФЭУ.

3.3.3. Сравнение ФЭУ и ППД

Сравним число пар носителей заряда на выходе полупроводникового детектора ($N_{кд}$) с числом электронов, попадающих на первый диод ФЭУ ($N_{эд}$), воспользовавшись соотношениями (1.5) и (3.1):

$$\frac{N_{кд}}{N_{эд}} = \frac{\eta_{кп}}{\eta_{к}} \cdot \frac{\psi_{кэ}}{\psi_{сэ}}, \quad (3.2)$$

где $\eta_{кп}$ — квантовая эффективность полупроводника, $\eta_{к}$ — квантовая эффективность фотокатода, $\varphi_{кэ}$ — эффективность собирания зарядов, $\varphi_{э}$ — эффективность собирания электронов на первый диод ФЭУ.

Из (3.2) видно, что число носителей на выходе полупроводникового детектора $N_{кд}$ примерно на порядок больше, чем $N_{эд}$. Поскольку величины $N_{эд}$ и $N_{кд}$ в конечном счете определяют флуктуацию величины сигнала, это обстоятельство является важным.

3.3.4. Наблюдение фотонов глазом человека

Общеизвестно, что впервые спинтиллиции от α -частиц, попадающих на экран сернистого цинка, наблюдались визуально с помощью спинтарископа. Уже из этих опытов следовало, что адаптированный к темноте* глаз человека способен регистрировать короткую световую вспышку, содержащую несколько сот фотонов.

Дальнейшие исследования, проведенные С. И. Вавиловым, показали, что глаз человека способен регистрировать вспышку света, состоящую всего из нескольких десятков фотонов, т. е. в этом отношении не уступает ФЭУ, работающему в одноэлектронном режиме. Однако разрешающее время зрительного анализатора примерно в 10^8 раз хуже, чем ФЭУ.

Самым удивительным свойством зрительного анализатора человека является огромный рабочий диапазон освещенности, который составляет $\sim 10^{10}$ (напомним, что изменения уровня освещения от лунной ночи до солнечного дня соответствует примерно 10^6).

Спектральная чувствительность глаза — так называемая кривая видности — изменяется в зависимости от уровня освещенности: при дневной адаптации ее максимум находится при 550 нм, а при темновой — при 510 нм (рис. 3.2).

* Для этого необходимо время 30 — 40 минут.

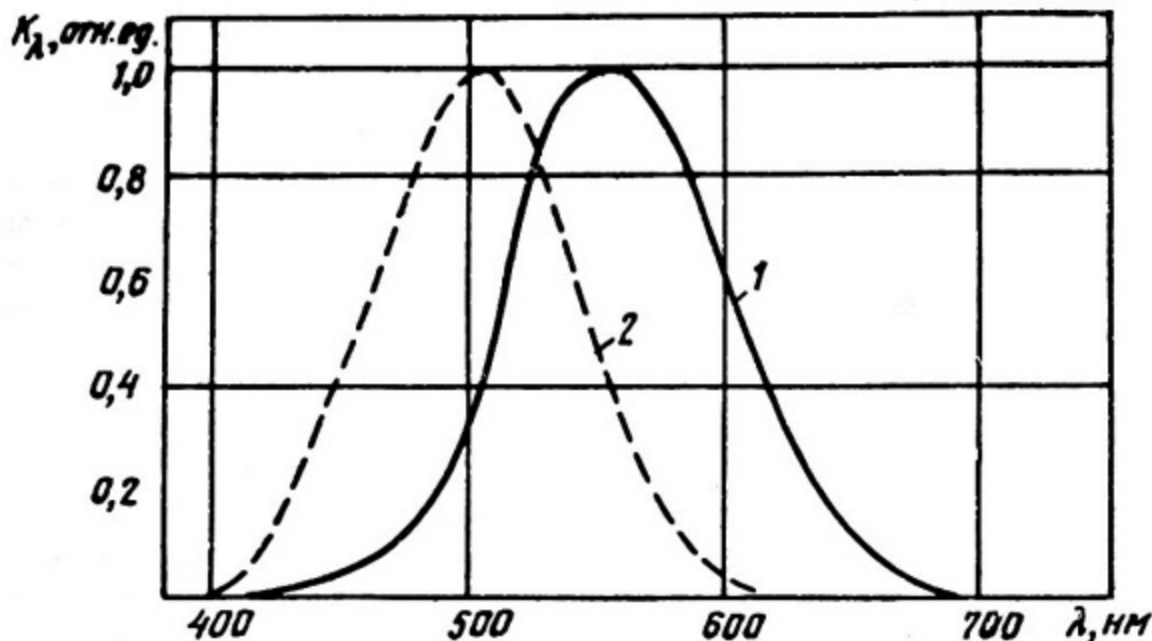


Рис. 3.2. Спектральные характеристики глаза человека:
1 — дневное зрение; 2 — сумеречное зрение

3.4. УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СИГНАЛА

В любом типе фотоприемника происходит преобразование света в электрический сигнал. Число фотоэлектронов от сцинтилляции составляет в зависимости от типа сцинтиллятора и природы регистрируемой частицы от единицы до нескольких сот. Для того, чтобы зарегистрировать такое количество электронов макроскопическим устройством, необходимо усиление. В ФЭУ осуществляется размножение электронов, благодаря вторичной электронной эмиссии с динодов. В случае применения полупроводников необходимо внешнее усиление электрического сигнала с помощью усилителя.

3.5. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ИМПУЛЬСА

Длительность электронного импульса при действии на фотоприемник мгновенного импульса света определяется процессами, происходящими в его объеме.

В фотоумножителе электронный импульс является суммой одноэлектронных импульсов, а длительность одноэлектронного импульса определяется разбросом времен пролета электронов между электродами $\sim 10^{-9}$ с.

В экспериментах, требующих высокого временного разрешения, применяются ФЭУ специальной конструкции с динодами специальной формы, обеспечивающей изохронность траекторий электронов на отдельных участках.

В полупроводниковых фотоприемниках длительность импульса определяется временем собирания носителей заряда и составляет в зависимости от длины дрейфового промежутка и напряженности электрического поля в объеме детектора $\sim 10^{-9}$ - $\div 10^{-8}$ с. В отличие от электронного импульса ФЭУ, который сдвинут во времени по отношению к моменту возникновения фотоэлектронов на величину времени пролета, в полупроводниковом детекторе электрический импульс начинается в момент попадания электронов в его объем.

ХАРАКТЕРИСТИКИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Характеристики сцинтилляционного детектора определяются характеристиками сцинтиллятора и ФЭУ (или другого фотоприемника) и некоторой величиной, зависящей от согласования этих характеристик.

4.1. ЛИНЕЙНЫЙ ВЫХОД. ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР

Выход называется линейным при выполнении следующих условий: если потоку частиц n_1 соответствует на выходе сигнал a_1 , а потоку частиц n_2 — сигнал a_2 , то потоку $n_1 + n_2$ соответствует сигнал $a_1 + a_2$; потоку αn — сигнал αa , где α — положительное число.

Важным свойством детектора является также вид зависимости величины сигнала a , от величины поглощенной в объеме детектора энергии E_n . Детектор называют пропорциональным, если $a = \alpha E_n$. Пропорциональный детектор — это линейная система. Обратное не всегда справедливо. Действительно, если детектор за время t регистрирует $n t$ частиц, то для определения величины E_n требуется дополнительно знать энергию, потерянную каждой частицей. (Так, счетчик Гейгера-Мюллера не является пропорциональным детектором, но его выход может быть линейным.)

Сцинтилляционный детектор в принципе является пропорциональным, поэтому можно найти условия, при которых сигнал на выходе детектора пропорционален поглощенной в детекторе энергии.

4.1.1. Пропорциональность сцинтилляторов

В большинстве сцинтилляторов наблюдается зависимость величины сигнала (амплитуды импульса) от энергии (скорости)

частицы. В области низких энергий наблюдается нарушение прямой пропорциональности между величиной сигнала и энергией частицы. Это нарушение связано с увеличением плотности ионизации, создаваемой частицей с веществом.

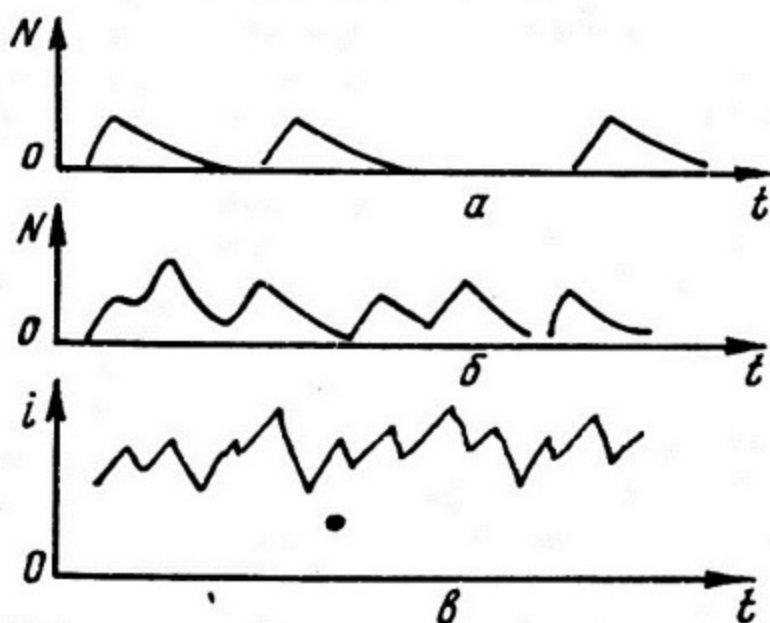


Рис. 4.1. Зависимость тока от времени на выходе пропорционального детектора при различных интенсивностях:
 а и б — импульсный режим; в — токовый режим

Эффекты плотности ионизации очень сильно выражены в органических сцинтилляторах. (Напомним, что α/β отношение для органических сцинтилляторов равно 0,1.)

4.1.2. Линейность ФЭУ

В оптимальном режиме работы выход фотоэлектронного умножителя является линейным. Однако при увеличении или уменьшении напряжения изменяется предельная величина световой вспышки, при которой эта линейность сохраняется. Нарушение линейности легко обнаружить экспериментально с помощью двух источников света. Если каждый из источников дает на выходе ФЭУ сигнал a , то одновременное действие двух источников в случае нарушения линейности дает сигнал $< 2a$. Нарушение

линейности при увеличении интенсивности световой вспышки вызывается двумя причинами: образованием объемных зарядов и уменьшением коэффициента вторичной электронной эмиссии динодов при больших плотностях тока. Обе эти величины зависят от величины рабочего напряжения и от распределения напряжения между динодами. Поэтому выбору делителя напряжения следует уделять достаточное внимание. Так, при больших сопротивлениях делителя напряжения изменение анодного тока (обусловленного изменением интенсивности облучения) приводит к изменению напряжений между динодами, что изменяет коэффициент усиления ФЭУ и при увеличении напряжения на ФЭУ и интенсивности световой вспышки и при соответствующих значениях этих величин может наблюдаться при любом делителе.

Мгновенные значения токов прямо пропорциональны интенсивности световой вспышки и обратно пропорциональны времени высвечивания сцинтиллятора, так, что объемный заряд скажется особенно сильно в случае коротких импульсов света, т.е. для детекторов с органическими или газовыми сцинтилляторами.

Линейность выхода ФЭУ в токовом режиме очень легко проверить с помощью двух источников света постоянной интенсивности, которые можно помещать на различных расстояниях от ФЭУ. Метод основан на определении линейности, данном в п. 4.1.

Пусть при действии источника S_1 ток на выходе ФЭУ равен J_1 , а при действии источника S_2 равен J_2 . Тогда одновременное действие обоих источников в случае, если выход ФЭУ линеен, даст ток $J_1 + J_2$. Теперь один из источников (например, S_1) помещают на таком расстоянии S_3 от ФЭУ, что ток на выходе ФЭУ равен $J_1 + J_2$. Источник S_2 помещают на таком расстоянии, что ток на выходе ФЭУ равен J_3 . Тогда при одновременном действии обоих источников и линейности выхода ФЭУ ток на выходе ФЭУ равен $J_1 + J_2 + J_3$. Повторяя описанную процедуру, можно исследовать линейность ФЭУ в широком диапазоне интенсивностей.

Естественно, что описанный метод может быть применен для исследования линейности выхода любого детектора.

4.1.3. Линейность полупроводникового фотозлемента

В отличие от ФЭУ выход полупроводникового детектора сохраняет линейность в очень широком диапазоне.

4.2. РЕЖИМЫ РАБОТЫ ДЕТЕКТОРА

Предположим, что детектор облучается неизменяющимся во времени потоком частиц. Допустим также, что детектор пропорциональный.

При регистрации одной частицы амплитуда импульса на выходе детектора будет пропорциональна величине ϵ_p . Если частота следования частиц не очень велика (а именно, средний интервал времени между двумя частицами больше длительности импульса на выходе детектора), то каждая частица может быть зарегистрирована отдельно (рис. 4.1,а). За время t будет зарегистрировано N импульсов. Отношение N/t — скорость счета. Такой режим условимся называть импульсным.

При увеличении потока частиц увеличивается вероятность наложения во времени отдельных импульсов (см. рис. 4.1,б): несколько импульсов могут быть зарегистрированы как один. Возникают просчеты. Это приводит к нарушению линейной связи между числом частиц, попавших в детектор, и числом зарегистрированных импульсов.

Дальнейшее увеличение потока частиц приводит к тому, что регистрация отдельных частиц из-за наложения импульсов во времени становится невозможной (см. рис. 4.1,в). В этом случае применяют токовый режим работы. На выходе детектора регистрируют среднее значение тока I , который является суммой отдельных импульсов тока, создаваемых регистрируемыми частицами. Флуктуации тока I зависят от амплитуды отдельных импульсов i , следовательно, от энергии регистрируемых частиц. Этот эффект увеличения флуктуации при увеличении энергии регистрируемых частиц легко наблюдать визуально на экране осциллографа.

Теперь вернемся к импульсному режиму работы. Оставляя поток частиц постоянным введем между сцинтиллятором и ФЭУ диафрагму (или нейтральный фильтр) и тем самым уменьшим число фотонов до величины, при которой вероятность попада-

ния на катод ФЭУ двух фотонов из одной сцинтилляции пренебрежимо мала. В этом режиме будет осуществляться счет отдельных фотонов (конечно, регистрируется малая доля от полного числа фотонов во вспышке). Это однофотонный режим работы. Требования к шумовым характеристикам ФЭУ, работающим в одноэлектронном режиме, весьма высоки.

Наиболее широкое применение в экспериментальной ядерной физике, физике элементарных частиц и астрофизике находит импульсный режим работы, так как он позволяет исследовать характеристики отдельных частиц.

Токовый режим применяется при больших потоках частиц и особенно при детектировании мощных коротких импульсов излучения ($t/N < \tau$, где N — число частиц или квантов во вспышке, t — длительность вспышки, τ — разрешающее время детектора). При длительности вспышки $t = 10^{-9}$ с и разрешающем времени $\tau = 10^{-9}$ с $N \sim 1$, а в действительности $N = 10^9 - 10^{16}$ частиц за вспышку.

4.3. СЧЕТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Счетной характеристикой сцинтиляционного детектора называют зависимость скорости счета, т.е. числа зарегистрированных импульсов в единицу времени, от напряжения U на ФЭУ при неизменном числе фотонов, попадающих на фотокатод. При увеличении напряжения увеличивается коэффициент усиления ФЭУ, растет число электронов, доходящих до анода, соответственно растет амплитуда импульса анодного тока. При определенной величине U величина выходного импульса начинает превышать порог регистрирующего устройства и все импульсы, создаваемые эмиттированными с фотокатода электронами (их число зависит от интенсивности вспышки), будут зарегистрированы. При дальнейшем увеличении U скорость счета импульсов уже не должна изменяться. В действительности при напряжении питания, превышающем некоторое значение, наблюдается резкое увеличение скорости счета импульсов, которое вызывается увеличением обратной связи и возникновением автоэлектронной эмиссии. Кроме того, счетная характеристика реального ФЭУ имеет более или менее выраженный подъем, обусловленный регистрацией термоэлектронов, эмиттируемых с динодов.

По зависимости числа шумовых импульсов от напряжения питания можно судить о качестве ФЭУ. Для ФЭУ хорошего качества счетная характеристика для шумовых импульсов имеет вид кривой 1 на рис. 4.2. Первый участок характеризуется быстрым ростом числа импульсов с напряжением,

что обусловлено недостаточным усилением системы для того, чтобы регистрировать каждый электрон, поступивший на первый диод. Второй участок — плато счетной характеристики — соответствует регистрации каждого электрона, поступившего на первый диод. Это одноэлектронный режим работы. Наклон плато и дальнейший быстрый рост обусловлены теми же причинами, что и при работе в обычном (многоэлектронном) импульсном режиме.

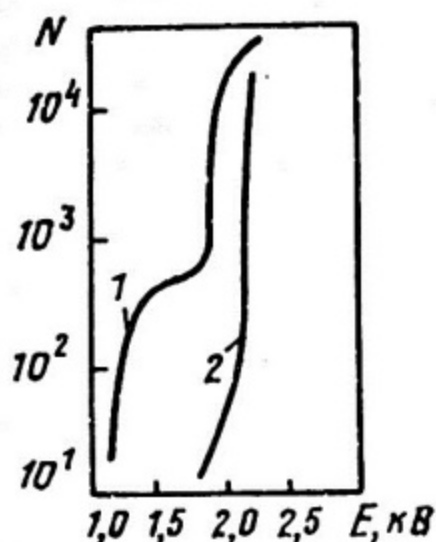


Рис. 4.2. Счетные характеристики ФЭУ хорошего (1) и плохого (2) качества

рост числа импульсов (третий участок характеристики) начинаются раньше, чем наступает одноэлектронный режим.

Каждому участку счетной характеристики "хорошего" ФЭУ соответствуют свои амплитудные распределения (рис. 4.3): 1 — экспоненциальное для первого участка; 2 — пуассоновское для второго и 3 — спадающая — для третьего, по закону, который зависит от индивидуальных качеств ФЭУ. Поэтому измерение шумовой счетной характеристики и выбор на этой основе напряжения питания позволяют установить оптимальный режим работы ФЭУ.

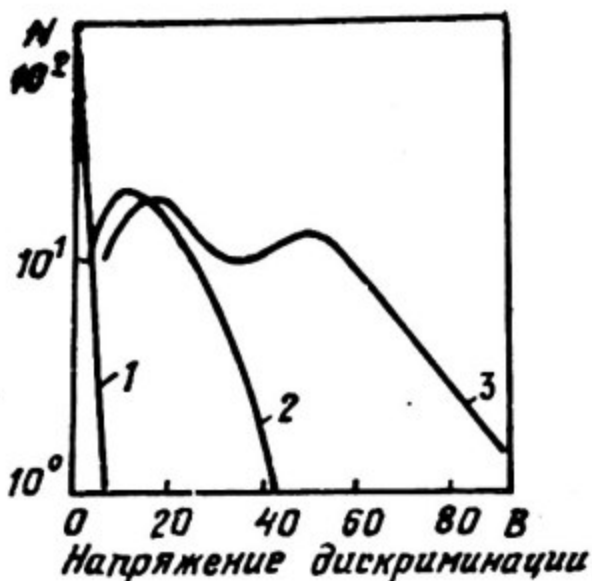


Рис. 4.3. Амплитудные распределения электронных импульсов для различных участков счетной характеристики ФЭУ хорошего качества

4.4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ

4.4.1. Эффективность

Эффективность регистрации частиц определяется как отношение

$$\eta_p = \frac{N_p}{N}, \quad (4.1)$$

где N_p — число зарегистрированных частиц (квантов), а N — число частиц (квантов), попавших в объем детектора через входное окно.

Эффективность регистрации энергии (или просто эффективность детектора) определяют как отношение поглощенной в объеме детектора энергии к падающей на поверхность входного окна. Эффективность детектора показывает, какая доля энергии излучения поглощается в рабочем объеме детектора.

В импульсном режиме эффективность

$$\eta_{эи} = \frac{E_{\Gamma}}{E}, \quad (4.2)$$

где E_{Γ} — поглощенная энергия частицы, E — кинетическая энергия частицы (или энергия кванта).

В токовом режиме эффективность выражается аналогично (4.2) (с заменой E_n и \bar{E} на суммарные энергии всех частиц, попавших в детектор за время измерений).

В одноэлектронном режиме эффективность регистрации частиц существенно меньше единицы: $10^{-2} \div 10^{-3}$ (с целью уменьшения вероятности регистрации более одного фотона за вспышку).

4.4.2. Чувствительность

Отношение изменения величины сигнала на выходе детектора к изменению измеряемой величины называют чувствительностью.

Для импульсного режима работы детектора чувствительность детектора определяют как отношение изменения скорости счета к изменению потока частиц в том месте, где расположен детектор.

В токовом режиме чувствительность определяют как отношение изменения выходного тока к изменению плотности потока частиц (квантов) в том же поле излучения. Дозовую эффективность определяют как отношение тока на выходе детектора к мощности дозы, измеренной в том же поле излучения.

Порогом чувствительности называют наименьшее изменение выходной величины, вызывающее изменение выходного сигнала.

Приведенные выше определения показывают, что чувствительность это по существу отношение показаний двух разных приборов, измеряющих различные физические величины, и поэтому является размерной величиной. В отличие от чувствительности эффективность есть отношение показаний двух приборов хотя и различных, но измеряющих одну и ту же физическую величину (один из приборов измеряет ее с эффективностью, равной единице). Естественно, что эффективность — величина безразмерная.

4.5. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

4.5.1. Спектральные характеристики детектора

Спектральная характеристика детектора — это зависимость эффективности регистрации от энергии частиц (квантов) падающего на детектор моноэнергетического излучения.

В токовом режиме практически важной характеристикой является зависимость дозовой эффективности от энергии кванта излучения, или "ход с жесткостью". Спектральную характеристику можно определить экспериментально двумя способами: измеряя ток на выходе детектора при постоянной мощности дозы, или измеряя при постоянном токе на выходе детектора мощность дозы. Отметим, что последний способ (сигнал на выходе детектора постоянен) позволяет измерять спектральную характеристику не только линейного, но и нелинейного выхода (ясно, что при различных величинах выходного сигнала спектральные характеристики могут быть различными).

В импульсном режиме спектральная характеристика — это зависимость отношения скорости счета к потоку частиц от энергии частицы (кванта), (т.е. зависимость эффективности детектора от энергии частицы см. п. 4.4.2). И здесь возможны два метода измерения спектральной характеристики: либо измерение скорости счета при изменении энергии частицы и постоянном потоке частиц, либо измерение потока частиц при неизменной скорости счета. Последний способ позволяет определять спектральную характеристику нелинейного канала. Естественно, что для нелинейной системы спектральные характеристики при различных скоростях счета могут оказаться различными.

4.5.2. Абсолютная и относительная спектральные характеристики

Будем называть рассмотренные выше спектральные характеристики абсолютными. Это означает, что в зависимости вида $\frac{A}{\Phi} = f(E)$ A — сигнал на выходе детектора, а Φ — некоторая физическая характеристика поля излучения (поток частиц N/t [c^{-1}], плотность потока частиц $\frac{N}{tS}$ [$cm^2 \cdot c^{-1}$], поток энергии E/t [$Дж/с$], плотность потока энергии или интенсивность излучения $\frac{E}{tS}$ [$Дж \cdot cm^{-2} \cdot c^{-1}$], флюенс частиц или квантов — N/S [cm^{-2}], перенос энергии излучения — E/S [$Дж \cdot cm^{-2}$]). Естественно, что характеристику поля излучения необходимо заранее либо измерить с помощью некоторого "абсолютного" детектора, либо определить расчетным путем. В этом смысле можно сказать, что $f(E)$ есть отношение показаний примененного детектора к показаниям "абсолютного" (эталонного) детектора.

Пусть существует второй детектор со спектральной характеристикой $f'(E) = \frac{A'}{\Phi}$. Тогда отношение $\frac{f(E)}{f'(E)} = \frac{A}{A'}$ можно назвать относительной спектральной характеристикой, где роль эталонного детектора (который можно заранее отградуировать в условиях, близких к условию эксперимента) играет детектор A' . Практическое удобство применения этого метода заключается в том, что отношение $\frac{f(E)}{f'(E)}$ не зависит от количественных характеристик излучения. Для линейного выхода можно непосредственно определять энергию моноэнергетического излучения по отношению сигналов.

Спектральные характеристики ФЭУ (см. рис. 3.1) определяются как отношение тока фотокатода к падающей на него мощности излучения с данной длиной волны.

4.5.3. Коэффициент согласования

Важную роль играет степень перекрытия внешнего оптического спектра сцинтилляции со спектральной характеристикой $f(\nu)$ данного ФЭУ (или другого фотоприемника), которую характеризуют коэффициентом согласования:

$$K = \frac{\int_0^{\infty} \Phi_{\text{вн}}(\nu) f(\nu) d\nu}{\int_0^{\infty} \Phi_{\text{вн}}(\nu) d\nu}, \quad (4.3)$$

где $\Phi_{\text{вн}}(\nu)$ — внешний оптический спектр — спектр фотонов, выходящих из сцинтиллятора.

4.8. СПЕКТРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КАНАЛА И ФОРМА ЛИНИИ

Подключив к выходу детектора многоканальный амплитудный анализатор, можно получить распределение амплитуд импульсов в виде гистограммы, которую при достаточно большом числе каналов можно аппроксимировать кривой, представляющей собой плотность распределения величины амплитуды импульса. Эта кривая носит название аппаратного спектра. Спектр от моноэнергетического источника излучения называют формой линии.

Если теперь выделить один канал, то его можно рассматривать как некоторый детектор со своей спектральной характеристикой. Очевидно, что у n -канального анализатора будет n различных спектральных характеристик.

Между формами линий для различных энергий частиц и спектральными характеристиками каналов существует связь, которая ясна из рис. 4.4.

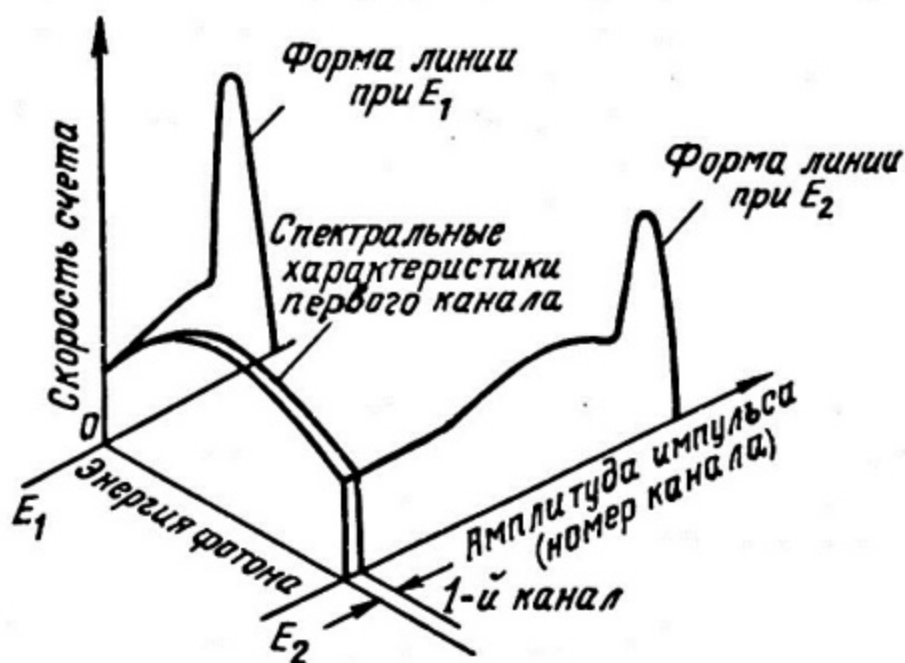


Рис. 4.4. Связь между спектральными характеристиками каналов и формами линий

4.7. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Энергетическим разрешением детектора называют отношение ширины энергетического распределения ΔE на половине высоты к энергии E , соответствующей максимуму распределения.

Для пропорционального детектора энергетическое разрешение связано с разрешением в шкале сигналов как $\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{V}$.

Ширина энергетического распределения на выходе сцинтилляционного детектора определяется статистическими флуктуа-

циями нескольких различных процессов, перечисленных в п.1.1. Это, во-первых, флуктуации числа фотонов в сцинтиляции; во-вторых, флуктуации числа фотонов, попадающих на фотокатод; в-третьих, флуктуации числа фотоэлектронов; в-четвертых, флуктуации числа электронов, попадающих на первый диод, и, в-пятых, флуктуации коэффициента размножения (усиления) M . К этому следует еще добавить флуктуации анодного тока. Подробный анализ и учет всех этих процессов достаточно сложен. Если считать, что все перечисленные процессы статистически независимы друг от друга и подчиняются закону Пуассона, то можно определить дисперсию D каждой величины, считая, что она равна среднему числу фотонов и электронов соответствующего процесса.

Энергетическое разрешение связано с дисперсией следующим образом:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{V} = \frac{2\sqrt{2DeM^2}}{V} = 2,35 \frac{\sigma}{V} \quad (4.4)$$

Считая, что сигнал V пропорционален N , получим

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{2,36}{\sqrt{N}} \quad (4.5)$$

Разрешение детектора с $NaI-Tl$ для гамма-излучения ^{137}Cs с энергией кванта 661 кэВ составляет $\sim 6\%$, хотя грубый расчет дает $\sim 2\%$ (при числе фотоэлектронов на катоде ~ 2400).

4.8. ФОРМА ИМПУЛЬСА СЦИНТИЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

В процессе преобразования световой вспышки в электрический импульс происходит изменение его формы. Это изменение формы прежде всего определяется импульсной характеристикой фотоприемника, которая представляет собой реакцию детектора на воздействие короткого (10^{-10} с) импульса света. Импульсная характеристика характеризуется шириной импульса тока на половине высоты, выраженной в единицах времени.

Эта величина имеет порядок длительности одноэлектронного импульса и составляет для ФЭУ, предназначенных для временных измерений, от 1,5 нс (ФЭУ.ХР 1020) до 4,2 - 4,5 нс (ФЭУ-36). Ее значение зависит от разброса по времени пролета электронов через ФЭУ за счет неизохронности их траек-

тории, разброса начальных скоростей фотоэлектронов, вторичных электронов и др.

При работе сцинтилляционного детектора в импульсном режиме обычно длительность световой вспышки больше длительности одноэлектронного импульса. Кроме того, в этом случае существенную роль играют постоянные времени выходной цепи ФЭУ.

ГЛАВА 5

ПРИМЕНЕНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО МЕТОДА

Сцинтилляционный метод в настоящее время находит весьма широкое применение в различных областях науки и техники. Здесь мы остановимся на основных видах применения метода в области ядерной физики.

5.1. СПЕКТРОМЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ

Сцинтилляционный метод нашел широкое применение в спектрометрии ионизирующих излучений. Это обусловлено тем, что необходимые для полного поглощения кинетической энергии регистрируемых частиц размеры сцинтиллятора легко могут быть получены. Например, размеры кристаллов $NaI-Tl$ достигают несколько десятков сантиметров, а размеры сцинтилляторов на основе жидких и твердых растворов, а также газов ограничены только условиями светособирания*.

Энергетическое разрешение для заряженных частиц в области нескольких мегаэлектронвольт для $NaI-Tl$ составляет 6 - 10%, а для органических сцинтилляторов 15%. Для детекторов на основе благородных газов при энергии частиц ~ 1 МэВ - 1%. Для электролюминесцентных детекторов при энергии 6 кэВ - 8%. В органических сцинтилляторах форма импульса сильно зависит от удельной плотности ионизации, поэтому возможна дискриминация частиц по форме импульса. Это находит широкое применение в спектрометрии нейтронов на фоне гамма-излучения.

5.2. ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Сцинтилляционные детекторы обладают хорошим временным разрешением: 10^{-8} с для органических сцинтилляторов и

* В электролюминесцентных детекторах размеры определяются условиями собирания электронов в область светового усиления.

газов и 10^{-6} с для ШГС. Поэтому их применяют для определения момента времени прохождения частицы через сцинтиллятор, в различных схемах совпадений и антисовпадений, для выделения во времени данного события с точностью не хуже 10^{-9} с. Широкое применение сцинтилляционный метод находит в спектрометрии по времени пролета как заряженных частиц, так и нейтронов.

5.3. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КООРДИНАТ

Светящийся след в объеме сцинтиллятора (трек) можно регистрировать с помощью ЭОПа. Одну проекцию следа можно получить, если применить набор сцинтилляторов в виде нитей, расположенных параллельно друг другу, торцы которых находятся в оптическом контакте с катодом ЭОПа. Точность определения координаты следа определяется толщиной нити. Толщина нити выбирается из условий, чтобы при прохождении через нее заряженной частицы в нити образовалось не менее одного фотона.

Системы, состоящие из большого числа сцинтилляторов, так называемые годоскопы позволяют измерять координаты частиц с точностью, определяемой размерами сцинтиллятора.

В отличие от обычного позиционно чувствительный детектор позволяет определять место прохождения частицы в сцинтилляторе. Для сцинтиллятора размерами ~ 1 м место прохождения частицы можно определить с точностью нескольких сантиметров, либо по отношению амплитуд импульсов на выходах ФЭУ, находящихся на различных расстояниях от трека частицы, либо по отношению времен появления светового сигнала на выходах нескольких ФЭУ.

5.4. РЕГИСТРАЦИЯ РЕДКИХ СОБЫТИЙ

Масса сцинтилляционного детектора может превышать несколько тонн, поэтому сцинтилляционные детекторы, входящие в регистрирующую систему, позволяют регистрировать слабо-взаимодействующие частицы, например, нейтрино. Существуют регистрирующие системы, общая масса которых равна 1000 т.

В заключение благодарю Б. У. Родионова, прочитавшего книгу в рукописи и сделавшего ряд полезных замечаний.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1. ОСНОВЫ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО МЕТОДА.	3
1.1. Сущность сцинтилляционного метода	3
1.2. Основные характеристики сцинтилляторов	8
1.3. Потери энергии заряженной частицей в веществе	17
1.4. Преобразование энергии быстрой заряженной частицы в веществе	18
Глава 2. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС	35
2.1. Основные представления	35
2.2. Сцинтилляционный процесс в щелочно-галогидных сцинтилляторах	44
2.3. Сцинтилляционный процесс в благородных газах	55
2.4. Сцинтилляционный процесс в органических веществах	60
2.5. Влияние внешнего электрического поля на сцинтилляционный процесс.	62
Глава 3. РЕГИСТРАЦИЯ СВЕТОВЫХ ВСПЫШЕК	64
3.1. Длительность световой вспышки	65
3.2. Собираение света сцинтилляций на поверхность фоторегистратора	65
3.3. Фотозффект	66
3.4. Усиление электрического сигнала	70
3.5. Длительность электронного импульса	70
Глава 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ	72
4.1. Линейный выход. Пропорциональный детектор	72
4.2. Режимы работы детектора	75
4.3. Счетная характеристика	76
4.4. Эффективность и чувствительность	78
4.5. Спектральные характеристики	79
4.6. Спектральная характеристика канала и форма линии	81
4.7. Энергетическое разрешение	82
4.8. Форма импульса сцинтилляционного детектора	83
Глава 5. ПРИМЕНЕНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО МЕТОДА	85
5.1. Спектрометрия излучений	85
5.2. Временные измерения	85
5.3. Измерение пространственных координат	86
5.4. Регистрация редких событий	86

Ляпидевский Виктор Константинович
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД
ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ

Редактор Е. Н. Кочубей
Технический редактор З. И. Хазова
Корректор В. З. Решетникова

Л- 86690	Подписано в печать 30/8 - 1981 г.	
Объем 5,5 п.л.	Формат 60x84 1/16	Уч.-изд.л. 5
Цена 22 коп.	Тираж 350 экз.	Заказ 1276
	Изд. № 071-1	

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31

Список опечаток

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
26-я	10-я сверху	$\frac{e^2}{r_3} = kT$	$\frac{e^2}{r_3} = \epsilon kT$
36-я	7-8-я сверху	тормозное излучение Вавилова-Черенкова	тормозное излуче- ние, излучение Ва- виллова-Черенкова
55-я	9-я сверху	χ_2^*	χ^*
73-я	4-я сверху	частицей с веществом,	частицей в веще- стве.