

МИНИСТЕРСТВО СЕЛЬСКОГО ХОЗЯЙСТВА  
И ПРОДОВОЛЬСТВИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И КАДРОВ

Учреждение образования  
«БЕЛОРУССКАЯ ГОСУДАРСТВЕННАЯ  
СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННАЯ АКАДЕМИЯ»

Т. В. Сачивко, Ю. В. Азаренко

# **РАДИОМЕТРИЯ И ДОЗИМЕТРИЯ**

**В трех частях**

**Часть 2**

## **СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ, ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ И ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ**

*Курс лекций для студентов высших учебных  
заведений, обучающихся по специальности  
1-33 01 06 Экология сельского хозяйства*

Горки  
БГСХА  
2018

УДК 543.52+623.454.862(075.8)  
ББК 24.13+31.42я73  
С12

*Одобрено методической комиссией  
агроэкологического факультета 23.11.2018 (протокол № 3)  
и Научно-методическим советом БГСХА 28.11.2018 (протокол № 3)*

Авторы:

кандидат сельскохозяйственных наук, доцент *Т. В. Сачивко*;  
заведующий лабораторией кафедры сельскохозяйственной  
биотехнологии, экологии и радиологии *Ю. В. Азаренко*

Рецензенты:

доктор технических наук, профессор *Л. В. Мисун*;  
кандидат сельскохозяйственных наук *Г. В. Седукова*

**Сачивко, Т. В.**

С12 Радиометрия и дозиметрия : курс лекций. В 3 ч. Ч. 2. Сцинтилляционные, полупроводниковые и трековые детекторы / Т. В. Сачивко, Ю. В. Азаренко. – Горки : БГСХА, 2018. – 89 с.  
ISBN 978-985-467-869-6.

Изложены устройство, принцип работы и область применения сцинтилляционных, полупроводниковых и трековых детекторов ионизирующего излучения.

Для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности 1-33 01 06 Экология сельского хозяйства.

УДК 543.52+623.454.862(075.8)  
ББК 24.13+31.42я73

**ISBN 978-985-467-869-6 (ч. 2)**  
**ISBN 978-985-467-564-0**

© УО «Белорусская государственная  
сельскохозяйственная академия», 2018

## ВВЕДЕНИЕ

Детекторы элементарных частиц являются важнейшими элементами большой части приборов и сложных экспериментальных установок, применяющихся при выполнении различного рода исследований в ядерной физике, физике элементарных частиц и при использовании радиоактивных источников и изотопов в технике. Разработка новых методов исследований в области ядерной физики и физики элементарных частиц, основанных на использовании разнообразных и все более совершенных детекторов частиц, производилась физиками-экспериментаторами на протяжении почти пяти десятилетий и продолжается в настоящее время с неослабевающей настойчивостью.

Детектирование элементарной частицы или кванта электромагнитного излучения всегда связано с обнаружением какого-то вида взаимодействия частицы или кванта с веществом регистрирующего прибора (детектора), а принцип работы детектора в значительной степени определяется характером вызванного этим взаимодействием эффекта. При прохождении элементарных частиц через вещество они теряют свою энергию в различных процессах взаимодействия с электронами и ядрами атомов. При этом частица или квант может потерять свою энергию частично или полностью, несколькими порциями или сразу в зависимости от вида взаимодействия. Детектор частиц использует энергию, выделившуюся в нем в том или ином виде при попадании частиц, превращая ее в какой-либо другой вид энергии, удобный для регистрации. Обычно энергия, потерянная частицей, преобразуется в детекторе в энергию электрического тока.

Выбор детектора для исследования определенных элементарных частиц во многом определяется свойствами этих частиц, характером их взаимодействия с веществом, а также специфическими условиями каждого эксперимента, его задачами. Применяющиеся в настоящее время детекторы элементарных частиц позволяют обнаруживать и регистрировать частицы, измерять их ионизирующую способность, полную энергию, скорость, наблюдать и фотографировать их траектории.

В данной части курса лекций рассмотрены вопросы устройства, принципа работы и области применения сцинтилляционных, полупроводниковых и трековых детекторов ионизирующего излучения.

## 1. ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

**Принцип метода.** При прохождении через материальную среду частицы, обладающие электрическим зарядом, испытывают большое количество неупругих соударений (изменение внутренней энергии сталкиваемых частиц, т. е. переход на другой уровень, с изменением их кинетической энергии) с молекулами и атомами среды, приводящих к так называемым ионизационным потерям энергии. Неупругие соударения могут сопровождаться как ионизацией, так и возбуждением молекул или атомов среды. Независимо от особенностей ионизационного процесса, характерных для газа, жидкости или твердого тела, кинетическая энергия (энергия, которой обладает частица вследствие своего движения), потерянная частицей в веществе, в конечном счете переходит в энергию теплового движения. В промежуточных же стадиях – при переходах возбужденных молекул или атомов в основное состояние, при рекомбинации электрических зарядов в веществе возникают кванты света различных длин волн, присущих данному веществу. В подавляющем большинстве случаев эти световые кванты поглощаются в этом же веществе, в непосредственной близости от места их образования, а энергия возбужденных ими молекул или атомов рано или поздно снимается путем теплового тушения (потери энергии обусловлены физическими и химическими процессами, приводящими в конечном счете к нагреву вещества). В некоторых веществах, однако, наблюдается заметный сдвиг спектров испускания и поглощения света. Поскольку спектр поглощения сдвинут относительно спектра испускания в сторону меньших длин волн, возникает возможность выхода из вещества хотя бы некоторой части квантов света, отвечающих длинноволновому краю спектра испускания. В этом случае прохождение ионизирующей частицы через вещество будет сопровождаться световой вспышкой, которая и может быть использована для регистрации частицы.

Способность некоторых веществ светиться под действием ионизирующих излучений была замечена еще в начале прошлого века.

В опытах по изучению природы  $\alpha$ -частиц было обнаружено, что на экране из сернистого цинка ( $ZnS$ ) в местах попадания  $\alpha$ -частиц возникают довольно яркие вспышки света, хорошо видимые в темной комнате под микроскопом. Такие вспышки получили название **сцинтил-**

ляций. Эти явления впервые были обнаружены в 1903 году Уильямом Круксом и др. Для возможности подсчета  $\alpha$ -частиц У. Крукс изобрел прибор, названный спинтарископом Крукса. Визуальное наблюдение сцинтилляционных вспышек от  $\alpha$ -частиц было использовано и в исторических опытах Резерфорда по исследованию структуры атомов (с помощью визуального метода сцинтилляций Резерфорд регистрировал  $\alpha$ -частицы при их рассеянии на атомах, эти опыты привели его к открытию ядра).

В конце 40-х годов XX столетия сцинтилляционный метод регистрации возродился на новой основе. К этому времени были разработаны фотоэлектронные умножители (ФЭУ), позволяющие регистрировать очень слабые вспышки света. Были созданы сцинтилляционные счетчики, с помощью которых можно увеличить скорость счета света в  $10^8$  раз по сравнению с визуальным методом, а также можно регистрировать и анализировать по энергии как заряженные частицы, так и нейтроны и  $\gamma$ -кванты.

Широкое применение сцинтилляционный метод исследования излучений нашел, однако, лишь после того, как были изобретены и усовершенствованы фотоэлектронные умножители, позволяющие регистрировать весьма малые по длительности и очень слабые по интенсивности вспышки света. Таким образом, современный сцинтилляционный счетчик состоит из *сцинтиллятора* – вещества, способного испускать видимое или ультрафиолетовое излучение под действием заряженных частиц, и *фотоэлектронного умножителя (ФЭУ)*, в котором энергия этих световых вспышек через посредство фотоэффекта преобразуется в импульсы электрического тока. Сочетание сцинтиллятора (фосфора) и фотоэлектронного умножителя, источника электрического питания ФЭУ и радиотехнической аппаратуры, обеспечивающей усиление и регистрацию импульсов ФЭУ, называют *сцинтилляционным счетчиком*.

В настоящее время, благодаря целому ряду преимуществ по сравнению с другими методами регистрации излучений, сцинтилляционный метод является одним из наиболее распространенных не только в экспериментальной ядерной физике и в физике защиты от излучений, но и в радиометрии и спектрометрии всех видов ионизирующих излучений.

## 1.1. Общие характеристики и свойства сцинтилляторов

При люминесценции в результате воздействия фотонов или других излучений возбуждаются молекулы и атомы вещества, электроны в них переходят на более высокие энергетические уровни или покидают их. Через некоторый промежуток времени атомы и молекулы возвращаются в основное состояние, что сопровождается излучением света в видимой или ультрафиолетовой области спектра.

Процесс люминесценции может осуществляться двумя путями: *флуоресценцией* и *фосфоресценцией*.

При *флуоресценции* электрон переходит в результате возбуждения на более высокий энергетический уровень, с которого через очень короткий промежуток времени возвращается на основной уровень. Флуоресценция наблюдается в неорганических газах и в большинстве органических веществ во всех агрегатных состояниях. Время высвечивания (время, в течение которого половина возбужденных электронов возвращается на основной уровень) чрезвычайно мало. Интенсивность излучения быстро падает после возбуждения.

При *фосфоресценции* электрон в результате возбуждения покидает атом или молекулу и начинает «блуждать» в кристаллической решетке. По истечении некоторого времени он захватывается материнским или другим атомом и возвращается на основной уровень, и этот процесс сопровождается испусканием одного или нескольких фотонов. Время высвечивания может составлять от нескольких микросекунд до нескольких суток. Интенсивность фосфоресценции ослабевает после возбуждения значительно медленнее (может наблюдаться продолжительное послесвечение), чем интенсивность флуоресценции. Фосфоресценция свойственна большинству неорганических люминесцирующих кристаллов, которые часто называют *фосфорами*.

Следует отметить, что в некоторых сцинтилляторах вклад фосфоресценции составляет заметную долю от полной интенсивности световой вспышки.

Люминесценцию обнаруживают только некоторые вещества. В большинстве веществ атомы и молекулы после возбуждения возвращаются в основное состояние без испускания фотонов (поглощенная при возбуждении энергия идет только на нагревание вещества).

По характеру возбуждения различают несколько видов люминесценции: фотолюминесценция (при возбуждении фотонами), термолюминесценция (при возбуждении теплом), триболюминесценция (при

возбуждении трением). Термолюминесценция и триболюминесценция не представляют интереса для сцинтилляционных счетчиков.

**Общие характеристики сцинтилляторов.** С точки зрения регистрации излучений сцинтилляторы должны удовлетворять как некоторым требованиям общего характера, так и специальным требованиям, обусловленным природой регистрируемых частиц.

Общие требования, предъявляемые к сцинтилляторам, заключаются в следующем: спектральный состав излучения, конверсионная эффективность, технический выход, время высвечивания, сцинтилляционная эффективность.

**Спектральный состав излучений.** При прохождении заряженной частицы через сцинтиллятор в нем возникает некоторое число фотонов с той или иной энергией, часть которых поглощена в объеме самого сцинтиллятора, и вместо них будут испущены другие фотоны с несколько меньшей энергией. В результате наружу будут выходить фотоны, спектр которых характерен для данного сцинтиллятора.

**Конверсионная эффективность.** Вещество сцинтиллятора должно обладать высокой конверсионной эффективностью. *Под конверсионной эффективностью, иногда называемой физическим выходом, понимают отношение энергии световой вспышки к энергии, потерянной регистрируемой частицей в сцинтилляторе.* Конверсионная эффективность характеризует эффективность преобразования сцинтиллятором энергии заряженной частицы в световую. Она зависит от типа и качества сцинтиллятора; для применяемых обычно сцинтилляторов лежит в диапазоне от долей процента до нескольких десятков процентов. В идеальных сцинтилляторах конверсионная эффективность не должна зависеть ни от природы, ни от кинетической энергии регистрируемых частиц. В этом случае интенсивность световой вспышки пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе; на основе такого сцинтиллятора может быть изготовлен детектор, обладающий свойством абсолютной пропорциональности. В реальных сцинтилляторах, однако, пропорциональные свойства ограничены, и для частиц, обладающих различными ионизирующими способностями, конверсионная эффективность может оказаться разной.

Высокая конверсионная эффективность вещества еще не определяет его пригодности в качестве сцинтиллятора. Для того чтобы зарегистрировать световую вспышку с помощью фотоумножителя, необходимо, чтобы кванты света, образовавшиеся в сцинтилляторе за счет ионизирующей частицы, могли выйти за пределы сцинтиллятора.

**Технический выход.** Количество света, испускаемое сцинтиллятором, характеризуется световым выходом. Отношение световой энергии, вышедшей из сцинтиллятора, к энергии, потерянной в нем частицей, называют *технической эффективностью*, или *техническим выходом (световым выходом)*. Техническая эффективность зависит от величины сдвига спектров испускания и поглощения, т. е. от прозрачности сцинтиллятора к собственному излучению, а также от ряда чисто практических причин: от толщины сцинтиллятора, количества примесей, уменьшающих его прозрачность, от состояния поверхности и т. п. В идеальных, абсолютно прозрачных для собственного излучения сцинтилляторах техническая эффективность должна быть равна конверсионной.

Световая вспышка регистрируется при помощи ФЭУ, обладающего некоторой спектральной характеристикой, охватывающей в основном область длин волн видимого света и близкого ультрафиолета. В соответствии с этим спектр частот, излучаемых сцинтиллятором, должен достаточно хорошо укладываться в чувствительной области ФЭУ. В противном случае для регистрации световых вспышек от того или иного сцинтиллятора пришлось бы изготавливать специальные фотоумножители с чувствительностью в области излучения данного сцинтиллятора.

**Время высвечивания.** Для обеспечения достаточно высокой разрешающей способности по времени длительность световой вспышки должна быть сравнительно мала. В большинстве случаев интенсивность высвечивания  $J$  сцинтиллятора с течением времени  $t$  падает по экспоненциальному закону:

$$J(t) = J_0 e^{-t/m},$$

где  $t$  – время, в течение которого интенсивность высвечивания падает в  $e$  раз – характеризует длительность световой вспышки и называется *временем высвечивания* сцинтиллятора. В некоторых сцинтилляторах зависимость интенсивности высвечивания  $J$  от времени  $t$  имеет более сложный вид, описываемый суммой нескольких экспонент с разными постоянными времени ( $t$ ). Возможен и неэкспоненциальный характер высвечивания.

**Сцинтилляционная эффективность.** При сравнении сцинтилляторов, сочетаемых с данными ФЭУ, вводят понятие сцинтилляционной эффективности, которая учитывает число фотонов, испускаемых сцин-



тиллятором на единицу поглощенной энергии, и чувствительность данного ФЭУ к этим фотонам.

Основные характеристики сцинтиллятора и, в частности, время высвечивания  $t$  существенно определяются механизмом высвечивания. С этой точки зрения удобно разделить все известные сцинтиллирующие вещества на три класса: сцинтилляторы на основе тех или иных органических соединений, неорганические кристаллы и газы. Для всех сцинтилляторов, объединенных в том или ином классе, процессы возбуждения и последующей люминесценции протекают более или менее аналогичным образом.

**Основные свойства сцинтилляторов.** Общие свойства сцинтилляторов заключаются в следующем: высокая эффективность регистрации  $\gamma$ -лучей и нейтронов, высокая разрешающая способность по времени, возможность изготавливать сцинтилляторы очень больших геометрических размеров, возможность энергетического анализа регистрируемого излучения.

**Высокая эффективность регистрации  $\gamma$ -лучей и нейтронов.** Для регистрации  $\gamma$ -лучей и нейтронов необходимо, чтобы они прореагировали с веществом детектора; при этом возникшая вторичная заряженная частица должна быть зарегистрирована детектором. Чем больше находится вещества на пути  $\gamma$ -лучей или нейтронов, тем большей будет вероятность их поглощения, тем большей будет эффективность их регистрации. В настоящее время при использовании больших сцинтилляторов добиваются эффективности регистрации  $\gamma$ -лучей в несколько десятков процентов. Эффективность регистрации нейтронов сцинтилляторами со специально введенными веществами ( $^{10}\text{Be}$ ,  $^6\text{Li}$  и др.) также немного превышает эффективность регистрации их с помощью газоразрядных счетчиков.

**Высокая разрешающая способность по времени.** Длительность импульса в зависимости от используемых сцинтилляторов простирается от  $10^{-6}$  до  $10^{-9}$  с, т. е. на несколько порядков меньше, чем у счетчиков с самостоятельным разрядом, что позволяет осуществлять намного большие скорости счета. Другой важной временной характеристикой сцинтилляционных счетчиков является малая величина запаздывания импульса после прохождения регистрируемой частицы через фосфор ( $10^{-9}$ – $10^{-8}$  с).

**Возможность изготовления сцинтилляторов больших геометрических размеров.** Данное свойство сцинтиллятора дает возможность регистрировать и проводить энергетический анализ частиц очень

больших энергий (космические лучи), а также частиц, слабо взаимодействующих с веществом (нейтрино).

**Возможность энергетического анализа регистрируемого излучения.** Для легких заряженных частиц (электроны) интенсивность вспышки в сцинтилляторе пропорциональна энергии, потерянной частицей в этом сцинтилляторе. С помощью сцинтилляционных счетчиков, присоединенных к амплитудным анализаторам, можно изучать спектры электронов и  $\gamma$ -лучей. Несколько хуже обстоит дело с изучением спектров тяжелых заряженных частиц ( $\alpha$ -частицы и др.), создающих в сцинтилляторе большую удельную ионизацию. В этих случаях пропорциональность интенсивности вспышки потерянной энергии наблюдается не при всяких энергиях частиц и проявляется только при значениях энергии, больших некоторой величины. Нелинейная связь амплитуд импульсов с энергией частицы различна для различных фосфоров и для различных типов частиц.

## 1.2. Основные свойства органических сцинтилляторов

Сцинтиллирующими свойствами обладает огромное количество органических соединений. Большая часть органических сцинтилляторов относится к группе ароматических углеводородов (органические вещества, характеризующиеся присутствием в их молекуле бензольного кольца – группировки из шести атомов углерода с тремя двойными связями). Молекулы сцинтилляторов могут содержать и неароматические заменители. Так как для органических соединений способность светиться под действием ионизирующих частиц не зависит от их агрегатного состояния, органические сцинтилляторы применяются в счетчиках как в виде монокристаллов, чистых или активированных какой-либо примесью, так и в виде растворов, жидких и твердых (пластмасы). В табл. 1 приведены основные параметры: время высвечивания, длина волны в максимуме полосы испускания и конверсионная эффективность (по отношению к антрацену) – для некоторых наиболее интересных органических кристаллов, используемых в сцинтилляционных счетчиках. Приведенные в таблице значения конверсионной эффективности получены при облучении кристаллов быстрыми электронами.

Органические сцинтилляторы характеризуются очень малым временем высвечивания, приближающимся в ряде случаев к времени высвечивания отдельной молекулы, и имеют высокий энергетический выход люминесценции.

Таблица 1. Свойства основных органических кристаллических сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Время высвечивания, $10^{-9}$ с	Максимум полосы испускания, Å (Ангстрем)	Конверсионная эффективность (по отношению к антрацену)
Антрацен ( $C_{14}H_{10}$ )	25–30	4450	1,0
Нафталин ( $C_{10}H_8$ )	70–80	3450	0,1–0,2
Транс-стильбен ( $C_{14}H_{12}$ )	4–8	4100	0,4–0,5
Толан (дифенилацетилон) ( $C_{14}H_{10}$ )	3–5	3900	0,3–0,5
p-терфенил ( $C_{18}H_{14}$ )	10–12	4150	0,3–0,5

Спектр испускания органических кристаллов соответствует их собственной молекулярной структуре лишь в том случае, если кристаллы «люминесцентно-чистые». Спектр испускания «смешанного кристалла» (присутствие другого люминесцирующего вещества) соответствует спектру испускания примеси, а не основного вещества. Например, кристалл нафталина с примесью 0,1 % антрацена имеет чистый спектр испускания антрацена.

Спектр флуоресценции органического сцинтиллятора практически не зависит от способа его возбуждения. В некоторых органических сцинтилляторах наблюдается заметная фосфоресценция, приводящая к появлению медленной компоненты с временами высвечивания порядка долей микросекунды.

Конверсионная эффективность органических сцинтилляторов существенно зависит от свойств регистрируемых частиц. Максимальный световой выход имеет место при облучении частицами с минимальной ионизирующей способностью; при увеличении ионизирующей способности частиц конверсионная эффективность резко падает.

Из сравнения экспериментальных данных следует, что при регистрации  $\alpha$ -частиц естественной радиоактивности световой выход антрацена на порядок меньше, чем при облучении его быстрыми электронами. Примерно такое же соотношение конверсионных эффективностей для частиц с различными ионизирующими способностями наблюдается для всех органических сцинтилляторов.

Из всех известных в настоящее время органических сцинтилляторов антрацен ( $C_{14}H_{10}$ ) (растворим в ацетоне, получают из каменноугольной слюды, сходен с нафталином) обладает наибольшей конверсионной эффективностью, составляющей при облучении быстрыми электронами 4–6 % и малым временем высвечивания ( $3 \cdot 10^{-8}$  с). Это означает, что на образование одного кванта света (средняя энергия 2,8 эВ) затрачивается примерно 50–70 эВ энергии. Кристаллы антра-

цена выращиваются с трудом; на воздухе и при освещении антрацен медленно разлагается.

Нафталин ( $C_{10}H_8$ ) (твердое кристаллическое вещество с характерным запахом, хорошо растворим в спирте, эфире, получают из каменноугольной смолы) обладает весьма посредственными сцинтилляционными свойствами – малой интенсивностью световой вспышки и сравнительно большим временем высвечивания. Из нафталина, однако, легко выращиваются монокристаллы очень больших размеров. Нафталин, активированный соответствующей сцинтиллирующей примесью, имеет много лучшие параметры: примесь 2,5 % антрахионовой кислоты увеличивает, например, интенсивность светового выхода до 0,5 и уменьшает время высвечивания до  $10^{-8}$  с.

Самым малым временем высвечивания из всех известных органических кристаллов обладают транс-стильбен и толан. Монокристаллы транс-стильбена ( $C_{14}H_{12}$ ) и толана ( $C_{14}H_{10}$ ) выращиваются до больших размеров и имеют хорошую прозрачность. Стильбен хотя и обладает несколько меньшим световым выходом по сравнению с антраценом, но зато длительность сцинтилляций у него значительно меньше ( $7 \cdot 10^{-9}$  с), чем у антрацена, что позволяет использовать его в тех экспериментах, в которых требуется регистрация очень интенсивного излучения.

Последний из приведенных в таблице органических кристаллов p-терфенил ( $C_{18}H_{14}$ ) часто используется в качестве сцинтиллирующей компоненты в жидких и твердых растворах.

Основные параметры некоторых сцинтиллирующих растворов, жидких и твердых, приведены в табл. 2.

Таблица 2. Основные параметры некоторых сцинтиллирующих растворов, жидких и твердых

Сцинтиллятор	Время высвечивания, $10^{-9}$ с	Максимум полосы испускания, Å (Ангстрем)	Конверсионная эффективность (по отношению к антрацену)
p-терфенил в ксилоле, 5 г/л	3	3700	0,5
p-терфенил в фенилциклогексане, 3 г/л	4	3700	0,5
2,5-дифенилоксазол в ксилоле, 5 г/л	3	3800	0,45
p-терфенил (2 %) + тетрафенилбутадиеп (0,03 %) в полистироле	5	–	0,3
Тетрафенилбутадиеп (1 %) в поливинилтолуоле	4	–	0,38

В качестве растворителей используются обычно ксилол, толуол и фенилциклогексан (иногда диоксан). Твердые растворы изготавливаются на основе полистирола или поливинилтолуола.

Сцинтиллирующие растворы, как жидкие, так и твердые, обладают интересным и практически очень важным свойством: при весьма малой концентрации сцинтиллирующей компоненты относительный световой выход имеет примерно ту же величину, что и для кристаллов, тогда как время высвечивания в несколько раз меньше. Таким образом, используя жидкие и твердые растворы, при совсем небольшой затрате сцинтиллирующего вещества можно иметь сцинтилляторы с хорошими параметрами, любой формы и, если нужно, очень больших размеров.

**Преимущества органических сцинтилляторов:** высокий выход люминесценции, небольшое время высвечивания, небольшая чувствительность к изменениям температуры, сильные и равномерные сцинтилляции.

**Недостатки органических сцинтилляторов:** сложность и дороговизна получения больших кристаллов, довольно значительное самопоглощение и рассеяние света.

**Области применения:** пригодны для обнаружения  $\gamma$ -излучения, космического излучения, быстрых нейтронов. В случае добавки соединений бора они пригодны также для обнаружения медленных нейтронов. Органические кристаллы обладают очень хорошими свойствами для регистрации корпускулярного излучения и для спектральных измерений.

**Механизм высвечивания органических кристаллов.** В органических кристаллах со слабыми молекулярными связями типа Ван-дер-Ваальса электронные энергетические уровни отдельных молекул практически не возмущены присутствием соседних молекул. Поэтому можно считать, что характер взаимодействия ионизирующих частиц с веществом органического кристалла не зависит от агрегатного состояния сцинтиллирующего вещества и взаимодействие происходит так же, как в газе или в жидкости, т. е. сводится к ионизации и возбуждению отдельных молекул либо непосредственно ионизирующей частицей, либо через посредство образуемых ею электронов. Не исключена и возможность диссоциации сложных молекул сцинтиллятора, возбужденных до высоких энергетических состояний, на составляющие их радикалы.

Можно предположить, что молекулы сцинтиллятора, оказавшиеся в

высоких энергетических состояниях в результате рекомбинации положительных ионов и электронов или возбужденные непосредственно ионизирующей частицей, переходят в первое возбужденное состояние путем прямого преобразования энергии электронного возбуждения в колебательную энергию. Этот процесс должен происходить за время порядка  $10^{-12}$  с. Возможен и другой механизм диссипации энергии. Действительно, поскольку время жизни молекулы в возбужденном состоянии сильно зависит от энергии возбуждения и для высоких энергетических состояний очень мало, можно предположить, что в течение  $10^{-12}$ – $10^{-11}$  с все возбужденные молекулы перейдут в основное состояние, излучив фотоны большой энергии. Эти жесткие фотоны будут поглощены окружающими молекулами, которые, в свою очередь, возвращаясь в основное состояние, излучают свет. Процесс этот может повториться несколько раз. В каждом таком цикле молекула, поглотившая квант света, при переходе на соответствующий колебательный уровень передает избыточную энергию возбуждения соседним молекулам, и излучаемый ею квант света имеет несколько меньшую энергию, чем имел поглощенный. Таким образом, через несколько циклов поглощения и испускания света энергия фотонов будет сравнима с энергией первого возбужденного состояния молекулы. В последнем цикле высвечивание молекулы должно происходить с первого возбужденного уровня. Таким образом, за очень короткое время порядка  $10^{-12}$ – $10^{-11}$  с большая часть энергии, потерянной частицей в кристалле, тем или иным путем перейдет в энергию теплового движения молекул, малая же часть энергии сохранится в виде энергии возбуждения молекул, находящихся в первом возбужденном состоянии.

Поскольку связи между молекулами в органическом кристалле существенно не нарушают их электронной структуры, процесс высвечивания молекул из первого возбужденного состояния также не должен зависеть от агрегатного состояния сцинтиллятора. Это обстоятельство позволяет рассмотреть процесс высвечивания, основываясь на люминесцентных свойствах отдельной молекулы.

Потенциальная энергия  $U$  изолированной молекулы является функцией взаимных расстояний между составляющими ее атомами. Для такой сложной органической молекулы, как, например, антрацен, число параметров, определяющих расположение атомов в молекуле, очень велико, и изобразить зависимость потенциальной энергии молекулы от этих параметров практически не представляется возможным.

Нетрудно видеть, однако, что кривая потенциальной энергии для сложной молекулы в общих чертах будет подобна кривой для простой, двухатомной молекулы, а процессы возбуждения и высвечивания в простой и в сложной молекулах протекают, в первом приближении, аналогичным образом.

На рис. 1 представлена зависимость потенциальной энергии от расстояния  $r$  между центрами атомов для двухатомной молекулы, находящейся в основном и первом возбужденном состояниях (кривые  $a$  и  $b$ ).

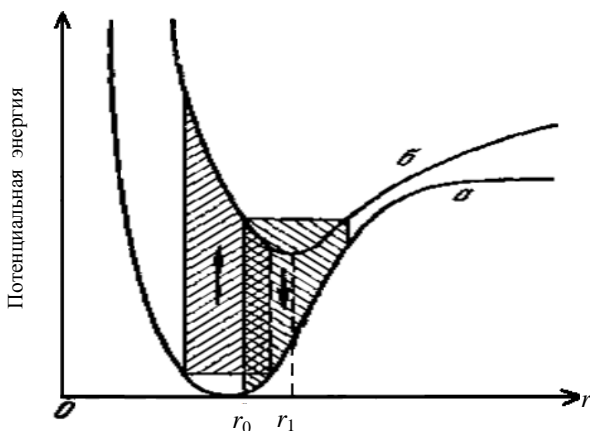


Рис. 1. Зависимость потенциальной энергии от расстояния  $r$  между центрами атомов для двухатомной молекулы

Потенциальная яма для возбужденного состояния менее глубока, чем для основного, и минимум энергии для кривой  $b$  лежит при значении  $r_1$ , несколько превышающем  $r_0$ . При заданной температуре молекула должна находиться на соответствующем колебательном уровне, изображенном горизонтальными отрезками вблизи дна потенциальных ям кривых  $a$  и  $b$  (большой температуре будет отвечать, естественно, больший размах колебаний атомов друг относительно друга).

Эта простая схема позволяет понять, каким образом может возникнуть заметный *сдвиг между спектрами испускания и поглощения*, обусловливающий возможность высвечивания в органических сцинтилляторах. Действительно, энергии фотонов, способных перевести молекулу из основного электронного состояния в возбужденное, определяются, грубо говоря, разностью ординат между колебательным уровнем кривой  $a$  и кривой потенциальной энергии  $b$ ; энергии фотонов, отве-

чающих соответствующей полосе поглощения, показаны на левом заштрихованном участке рис. 1 (стрелка вверх). При поглощении фотона с энергией, превышающей разность колебательных уровней, отвечающих заданной температуре в основном и в возбужденном состояниях, молекула очень быстро отдает избыточную энергию возбуждения соседним молекулам при тепловых соударениях и оказывается на соответствующем колебательном уровне возбужденного состояния.

Через некоторое время, определяемое средним временем жизни  $\tau_0$ , молекула переходит в основное состояние, испустив избыток энергии в виде кванта света. Энергии излучаемых фотонов определяются разностью ординат между колебательным уровнем кривой *б* и кривой потенциальной энергии *а*; энергии фотонов полосы испускания показаны на правом заштрихованном участке рис. 1 (стрелкой вниз). Таким образом, спектр испускания окажется сдвинутым относительно спектра поглощения в сторону меньших энергий фотонов – больших длин волн.

Так как среднее время жизни молекулы в возбужденном состоянии  $\tau_0$  во много раз превышает период тепловых колебаний, может произойти нерadiационный переход молекулы из возбужденного состояния в основное в области сближения кривых *а* и *б*. В этом случае вся энергия возбуждения переходит в энергию теплового движения. Такой процесс называют **тушением**.

В органических молекулах процессы возбуждения и высвечивания протекают, естественно, значительно более сложным образом. При этом во многих веществах возникает заметный сдвиг спектра испускания относительно спектра поглощения (рис. 2). Такого рода сдвиг спектров обеспечивает требуемую для сцинтиллятора прозрачность к собственному излучению.

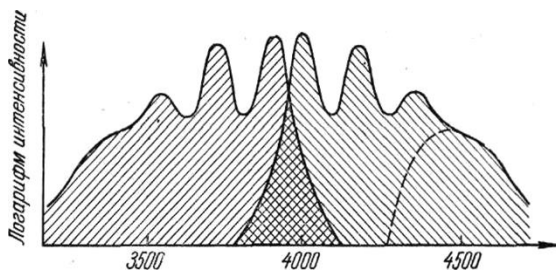


Рис. 2. Сдвиг спектра испускания относительно спектра поглощения для антрацена



В хорошем сцинтилляторе перекрытие спектров испускания и поглощения должно быть минимальным.

Нетрудно видеть, однако, что процесс высвечивания молекул из первого возбужденного состояния может оказаться в сцинтилляторе далеко не последним. Действительно, поскольку спектры испускания и поглощения частично перекрываются, некоторая часть фотонов, излучаемых при переходе в основное состояние, соответствующая коротковолновому концу спектра испускания, может вновь поглотиться здесь же в сцинтилляторе. При неоднократном повторении этого процесса возрастает вероятность теплового тушения, что вызывает уменьшение интенсивности высвечивания, и центр тяжести полосы испускания сцинтиллятора смещается в сторону больших длин волн. Более того, повторное поглощение и испускание фотонов молекулами сцинтиллятора существенно затягивает во времени процесс высвечивания. Поэтому время высвечивания кристалла  $\tau$  всегда больше времени жизни молекулы в возбужденном состоянии  $\tau_0$  и зависит от толщины кристалла. Время высвечивания кристалла  $\tau$  можно оценить, исходя из следующих простых соображений. Пусть  $k_0$  – вероятность высвечивания возбужденной молекулы,  $k'$  – вероятность поглощения фотона в кристалле и  $k$  – вероятность выхода фотона из кристалла. Тогда  $k = k_0 (1 - k')$ . Так как вероятность процесса  $k$  обратно пропорциональна времени жизни, то, введя вместо  $k$  и  $k_0$  пропорциональные им величины  $1/\tau$  и  $1/\tau_0$ , получим, что время высвечивания кристалла  $\tau = \tau_0 / (1 - k')$ . В толстом кристалле, где вероятность поглощения фотонов  $k'$  велика, время высвечивания  $\tau$  может превысить время высвечивания отдельной молекулы  $\tau_0$  в несколько раз. При уменьшении толщины кристалла вероятность  $k'$  падает, и для совсем тонких микрокристаллов, когда  $k' \rightarrow 0$ ,  $\tau \rightarrow \tau_0$ .

**Механизм высвечивания сцинтиллирующих растворов.** В сцинтиллирующих растворах само вещество растворителя либо совсем не обладает сцинтилляционными свойствами, либо его люминесценция очень слаба. Основные компоненты примеси в растворах (так же, как и в активированных кристаллах) подбирают так, чтобы уровень первого возбужденного состояния сцинтиллятора (активатора) лежал ниже уровня первого возбужденного состояния растворителя (кристалла). Наилучшие результаты получаются в тех случаях, когда спектр поглощения сцинтиллятора практически совпадает со спектром испускания растворителя.

Так как количество сцинтиллирующего вещества в растворе ни-

чтожно мало по сравнению с массой растворителя, ионизирующая частица, проходя через раствор, взаимодействует в основном с молекулами растворителя. В соответствии с этим процессу высвечивания должен предшествовать процесс передачи энергии возбуждения от молекул растворителя молекулам сцинтиллятора.

Механизм передачи энергии от молекул одного вида молекулам другого вида на расстояния порядка десятков молекулярных диаметров окончательно не установлен. В радиационном механизме предполагается, что, благодаря перекрытию спектра испускания растворителя спектром поглощения сцинтиллирующей примеси, молекулы последней активно поглощают фотоны, возникающие при высвечивании молекул растворителя. Возможен и нерадиационный механизм передачи энергии возбуждения от молекул растворителя молекулам сцинтиллятора, заключающийся в том, что энергия возбуждения передается резонансным образом от одной молекулы к другой и мигрирует по растворителю до тех пор, пока не окажется вблизи молекулы сцинтиллятора, где и испытывает захват вследствие разности уровней возбуждения. Возбужденные тем или иным путем молекулы сцинтиллятора высвечиваются затем обычным образом с присущими им частотами.

Благодаря малой концентрации сцинтиллятора в растворе последний оказывается практически прозрачным для излучения сцинтиллятора, и, следовательно, спектр испускания раствора будет весьма близок к спектру люминесценции отдельной молекулы сцинтиллятора. Поскольку же предварительный процесс передачи энергии возбуждения от молекул растворителя молекулам сцинтиллятора происходит сравнительно быстро, время высвечивания раствора оказывается немногим больше времени высвечивания отдельной молекулы  $\tau_0$ .

Интенсивность высвечивания растворов, при прочих равных условиях, в значительной степени определяется концентрацией сцинтиллирующей примеси. В чистом, не обладающем собственной люминесценцией растворителе все кинетическая энергия, потраченная частицей, перейдет в энергию теплового движения. При введении в растворитель хотя бы малого количества сцинтиллирующего вещества возникает возможность перехвата энергии возбуждения молекулы растворителя молекулой сцинтиллятора и последующего испускания света с длинами волн, характерными для сцинтиллятора. При повышении концентрации сцинтиллирующей компоненты в растворе вероятность перехвата энергии увеличивается пропорционально числу молекул сцинтиллятора в  $1 \text{ см}^3$ , т. е. пропорционально концентрации. Интен-

сивность световой вспышки при увеличении концентрации сцинтиллятора будет расти по линейному закону до тех пор, пока можно пренебречь возможностью поглощения света, излученного молекулами сцинтиллятора, в растворе (рис. 3).

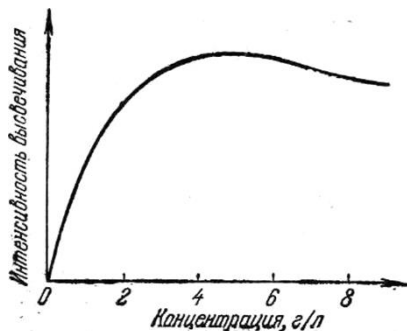


Рис. 3. Зависимость световой вспышки от концентрации сцинтиллятора

При дальнейшем увеличении концентрации сцинтиллятора возникает вероятность поглощения фотонов, испускаемых молекулами сцинтиллятора, молекулами сцинтиллятора же. Процесс повторного поглощения света вносит дополнительные потери, связанные с тепловым тушением молекул сцинтиллятора, и интенсивность высвечивания будет нарастать с увеличением концентрации все медленнее и медленнее. Опыт показывает, что при некотором значении концентрации интенсивность световой вспышки достигает максимальной величины, близкой к интенсивности высвечивания сцинтиллятора в кристаллическом состоянии, после чего интенсивность медленно убывает. Для большинства жидких сцинтилляторов оптимальная концентрация составляет 3–5 г/л; в твердых растворах примесь сцинтиллирующей компоненты обычно равна 1–2 %.

При изготовлении жидких сцинтилляторов следует учесть, что органические растворители часто содержат растворенный в них кислород, примесь которого заметно уменьшает интенсивность световой вспышки. Кислород удаляют обычно продуванием через растворитель азота или аргона.

**Сместители спектра.** В сцинтиллирующие растворы часто вводят так называемые *сместители* спектра, назначение которых в разных случаях может быть различно.

При использовании сцинтиллятора в растворе спектр флуоресценции существенно смещен в сторону меньших длин волн относительно спектра испускания кристалла и лежит, как правило, в ультрафиолетовой области (см. табл. 1, 2). Поэтому регистрация световых вспышек от растворов с помощью обычных ФЭУ, чувствительных только к видимому свету, малоэффективна. Для того чтобы согласовать спектр испускания сцинтиллирующего раствора со спектральной характеристикой ФЭУ, необходимо несколько сдвинуть его в область длин волн видимого света. С этой целью в раствор вводится небольшое количество еще одного сцинтиллирующего вещества, играющего роль *сместителя спектра*. Например, в раствор 2,5-дифенил-оксазола вводится до 0,1 г/л 2,5-ди-(4-бифенилил)-оксазола.

Молекулы сместителя, активно поглощая флуоресценцию молекул основного сцинтиллятора, сами излучают свет с длинами волн в максимуме полосы испускания 4400–4500 Å. В качестве сместителя спектра раствора часто используется и дифенилгексатриен. Сместитель спектра подбирается таким образом, чтобы его спектр поглощения возможно полнее перекрывался со спектром испускания основного сцинтиллятора.

Иногда сместители спектра имеют и другое назначение. В ряде случаев по условиям физического эксперимента в сцинтиллирующий раствор желательно ввести посторонние примеси: бор, свинец, кадмий и т. п. Некоторые из этих элементов можно ввести непосредственно в жидкий сцинтиллятор в виде растворимых соединений: бор, например, в виде диметилбората, кадмий в виде октоата, свинец в виде тетраэтилсвинца. При необходимости ввести в сцинтиллирующий раствор элемент, для которого не существует соединения, растворяющегося в органических растворителях, сцинтиллирующий раствор изготавливают на основе диоксана, хорошо смешивающегося с водой. Элемент вводят предварительно в виде того или иного соединения в водный раствор и затем этот водный раствор смешивают с диоксаном. Присутствие в растворе посторонних примесей (в том числе и воды), не обладающих сцинтилляционными свойствами, приводит к очень сильному падению интенсивности высвечивания вследствие поглощения энергии возбуждения молекул растворителя молекулами примеси. В этих случаях в сцинтиллирующий раствор можно ввести сместитель спектра – вещество, активно поглощающее излучение молекул растворителя и затем испускающее кванты света со значительно меньшими энергиями так, что этот свет уже не поглощается молекулами примеси, но еще спосо-

бен возбуждать молекулы сцинтиллятора. Так как молекулы сместителя спектра конкурируют с молекулами посторонних примесей за захват энергии возбуждения молекул растворителя, концентрация такого сместителя спектра в растворе должна быть очень велика. Хорошие результаты получаются при введении в раствор 2,5-дифенил-оксазола или дифенил-антрацена в качестве сместителя спектра нафталина (в количестве 100–300 г/л).

### 1.3. Основные свойства неорганических сцинтилляторов

Круг неорганических веществ (кристаллы неорганических солей), используемых в качестве сцинтилляторов, сравнительно узок. Это в основном активированные йодиды щелочных металлов и активированные сульфиды цинка и кадмия. Сцинтилляционными свойствами обладают также вольфраматы кальция и кадмия. Щелочно-галогидные соединения употребляются в виде монокристаллов, размеры которых могут быть достаточно велики; сульфиды и вольфраматы – в виде совсем небольших кристалликов и в виде микрокристаллических порошков.

Время высвечивания для неорганических сцинтилляторов на два-три порядка больше, чем для органических. Наряду с флуоресценцией в неорганических кристаллах наблюдается обычно и фосфоресценция, интенсивность которой для некоторых веществ достигает величины, сравнимой с интенсивностью флуоресценции.

Основные параметры некоторых неорганических кристаллов, наиболее часто используемых в сцинтилляционных счетчиках, приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. **Параметры неорганических кристаллов, наиболее часто используемых в сцинтилляционных счетчиках**

Сцинтиллятор	Время высвечивания, $10^{-6}$ с	Максимум полосы испускания, Å	Конверсионная эффективность (по отношению к антрацену)
NaI(Tl)	0,25	4100	2,0
CsI(Tl)	0,5	5600	0,6
LiI(Sn)	1,2	4500	0,2
ZnS(Ag)	1,0	4500	2,0
CdS(Ag)	1,0	7600	2,0

**Йодистый натрий**, активированный таллием (примесь таллия составляет около 0,1 %), обладая высокой конверсионной эффективностью и сравнительно малым временем высвечивания, среди известных в настоящее время сцинтилляторов является одним из лучших. Конверсионная эффективность кристаллов NaI(Tl) превышает конверсионную эффективность антрацена при облучении быстрыми электронами в 2 раза, а при облучении  $\alpha$ -частицами – примерно в 10 раз. Фосфоресценция в кристаллах NaI(Tl) незначительна и при использовании их в сцинтилляционных счетчиках почти не сказывается. Из NaI(Tl) сравнительно легко выращиваются хорошего качества прозрачные монокристаллы больших размеров. Единственным практическим недостатком кристаллов NaI(Tl) является их гигроскопичность. Для защиты от влаги кристаллы NaI(Tl) хранят обычно в вазелиновом масле или в специальных, закрытых наглухо контейнерах с прозрачными окнами.

**Йодистый цезий**, активированный таллием (~0,1 %), также можно получать в виде больших прозрачных монокристаллов. Кристаллы CsI, в отличие от других йодидов, не гигроскопичны. CsI(Tl) имеет несколько большее время высвечивания, чем NaI(Tl), и меньшую интенсивность светового выхода. Кроме того, для кристаллов CsI(Tl) наблюдается заметная фосфоресценция.

**Йодистый литий** активируется оловом или европием (~0,1%). Кристаллы LiI очень гигроскопичны. Хотя по своим сцинтилляционным свойствам активированные кристаллы LiI сильно уступают NaI(Tl), они находят свое применение при регистрации медленных и тепловых нейтронов.

**Сернистый цинк**, активированный серебром или медью, обладает высокой конверсионной эффективностью, составляющей 20–25 % и практически не зависящей от природы регистрируемых частиц. ZnS кристаллизуется лишь в виде очень мелких кристалликов, толщиной не более 30–50 мк/см<sup>2</sup>. Так как активированные кристаллы сернистого цинка мало прозрачны для собственного излучения, они применяются обычно в виде мелкокристаллического порошка для регистрации сильно ионизирующих короткопробежных излучений.

CdS(Ag) обладает несколько большей прозрачностью для собственного излучения и может быть получен в виде монокристаллов небольших размеров. Следует отметить, что в сульфидах цинка и кадмия наблюдается значительная фосфоресценция. Большим преимуществом неорганических кристаллов по сравнению с органическими

сцинтилляторами является то обстоятельство, что их конверсионная эффективность гораздо слабее зависит от ионизирующей способности регистрируемых частиц. Поэтому при облучении сильно ионизирующими частицами,  $\alpha$ -частицами и медленными протонами, неорганические кристаллы превосходят органические сцинтилляторы по интенсивности высвечивания почти на порядок.

**Механизм высвечивания неорганических кристаллов.** Чистые (неактивированные) неорганические кристаллы при комнатной температуре не обладают сцинтилляционными свойствами. Действительно, поскольку действие заряженной частицы в ионном кристалле сводится к переводу электронов из целиком заполненной валентной зоны  $A$  в зону проводимости кристалла  $B$ , высвечивание в чистом кристалле может произойти лишь при обратном переходе электронов из зоны проводимости в зону  $A$ . Для того чтобы произошел обратный переход – рекомбинация электрона и дырки, необходимо, чтобы электрон попал в то место кристалла, где имеется свободный электронный уровень, а это может произойти только в результате такого медленного процесса, как диффузия. Кроме того, энергии фотонов, испускаемых при таких переходах, будут определяться шириной запрещенной зоны кристалла  $C$  и спектр флуоресценции перекрывается спектром поглощения. При различных нарушениях структуры в реальных кристаллах возникают локальные энергетические уровни, образующие так называемые **центры тушения**. В центрах тушения электроны теряют свою энергию возбуждения нерадиационным путем, и, таким образом, вся энергия, потерянная частицей в кристалле, рано или поздно переходит в энергию теплового движения.

Введение небольшого количества активатора ( $\sim 0,1\%$ ) создает в кристалле локальные энергетические уровни другого типа, называемые **центрами люминесценции**. Процесс высвечивания при посредстве центров люминесценции протекает довольно сложным образом и существенно определяется свойствами этих центров. В ионных кристаллах основной уровень атомов активатора располагается в запрещенной зоне кристалла  $C$ . Если этот уровень представляет собой ловушку для электронов, то свободный электрон, оказавшись в результате диффузии вблизи центра люминесценции, испытывает захват, и избыток энергии возбуждения электрона испускается в виде кванта света с энергией  $h\nu$  (рис. 4,  $a$ , позиция 1).

Переход же электрона с уровня активатора в валентную зону кристалла  $A$  может произойти нерадиационным путем (позиция 2).

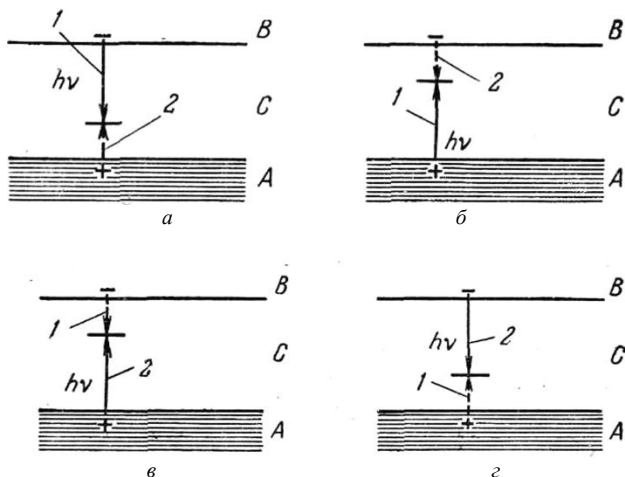


Рис. 4. Механизм высвечивания неорганических кристаллов:  
*A* – валентная зона; *B* – зона проводимости; *C* – запрещенная зона;  
 $h\nu$  – энергия кванта света

Излучение с той же частотой  $h\nu$  может возникнуть и в том случае, когда уровень центра люминесценции является ловушкой для дырок. Это означает, что, когда в результате диффузии дырок (если, конечно, в рассматриваемом кристалле подвижность дырок не равна нулю) вблизи атома активатора окажется свободный электронный уровень, произойдет переход электрона из центра люминесценции в валентную зону кристалла *A*, при котором разность энергий излучается виде фотона  $h\nu$  (рис. 4, б, позиция 1). Последующее же заполнение уровня активатора электроном из зоны проводимости может произойти нерадиационным путем (позиция 2). При таком механизме флуоресценции интенсивность высвечивания в момент времени  $t$  должна быть пропорциональна концентрации оставшихся к этому моменту времени свободных электронов или дырок и, в соответствии с этим, убывает с течением времени по экспоненциальному закону, а время высвечивания  $\tau$  при заданной концентрации атомов активатора будет определяться лишь подвижностью электронов или дырок в данном кристалле.

Может оказаться, однако, что при захвате свободного электрона или дырки центром люминесценции энергия возбуждения расходуется нерадиационным путем, а излучением сопровождается последующая рекомбинация: захват дырки центром, удерживающим электрон, или,



наоборот, захват свободного электрона центром, захватившим ранее дырку (рис. 4, *в*, *з*). Поскольку в этом случае интенсивность высвечивания пропорциональна произведению концентраций свободных электронов и дырок, то с течением времени интенсивность высвечивания будет спадать не экспоненциально, а по гиперболическому закону, причем большей начальной концентрации свободных электронов и дырок будет отвечать большая скорость спада интенсивности высвечивания со временем. Не исключена, по-видимому, и возможность еще более сложных процессов, связанных с электронными переходами в комбинированных донорно-акцепторных центрах люминесценции.

Процесс высвечивания в широко используемых кристаллах ZnS, активированных серебром (или медью), происходит через центры люминесценции, образуемые атомами активатора в запрещенной зоне кристалла *C*, уровни которых, в зависимости от технологии изготовления кристалла, располагаются на разной глубине. При простом замещении иона цинка в решетке ZnS на ион серебра уровень последнего располагается ниже границы зоны проводимости кристалла на 3,2 эВ; если же в одном или нескольких узлах решетки, примыкающих к встроенному иону серебра, ионы серы замещены на ионы галоида (обычно хлора), то глубина уровня несколько меньше (2,7–2,8 эВ). В соответствии с этим в спектре испускания кристаллов ZnS(Ag) могут наблюдаться две полосы с длинами волн в максимуме 4500 и 3800 Å.

В активированных щелочно-галоидных кристаллах (типа NaI) механизм высвечивания, по-видимому, существенно отличается от описанного выше. Предполагается, что значительная доля энергии, потерянной частицей в кристалле, в течение очень малого промежутка времени тем или иным путем преобразуется в энергию возбуждения связанных электронов в экситоны. Последние, мигрируя по кристаллу, захватываются центрами люминесценции, в которых и происходит высвечивание, обязанное электронным переходам в атомах (ионах) таллия.

И, наконец, в запрещенной зоне неорганических кристаллов могут присутствовать совсем неглубокие локальные уровни, возникающие вследствие малых дефектов решетки и также играющие роль электронных ловушек. Свободный электрон, захваченный таким уровнем, оказывается как бы в метастабильном состоянии, так как через некоторое время, определяемое глубиной уровня и температурой кристалла, он может опять попасть в зону проводимости кристалла *B*. При захвате этого электрона центром люминесценции его энергия возбуждения будет испущена в виде фотона с частотой, характерной для центра

люминесценции. Но так как время пребывания электрона в ловушке может оказаться сравнительно большим, время высвечивания для процессов такого рода, называемых фосфоресценцией, значительно превышает время протекания прямого процесса – флуоресценции. Спектры же испускания для фосфоресценции и для флуоресценции будут одинаковыми.

**Газовые сцинтилляторы.** В качестве газовых сцинтилляторов используются в основном чистые благородные газы (гелий, аргон, криптон и ксенон) и их смеси. Время высвечивания газовых сцинтилляторов мало и по порядку величины равно  $10^{-8}$  с. Опыт показывает, что время высвечивания  $\tau$  зависит от давления газа и, в первом приближении, изменяется обратно пропорционально давлению. В последнее время делаются попытки использовать в качестве сцинтилляторов благородные газы в жидкой и твердой фазах. Предварительные измерения показали, что для жидкого ксенона, например, световой выход оказывается немногим меньше, чем для кристаллов NaI(Tl), а время высвечивания составляет  $10^{-8}$  с.

Газовые сцинтилляторы применяются главным образом для регистрации сильно ионизирующих короткопробежных частиц (медленных протонов,  $\alpha$ -частиц и осколков деления тяжелых ядер). Конверсионная эффективность газовых сцинтилляторов практически не зависит от свойств регистрируемых частиц, за исключением области совсем малых энергий, где относительная доля энергии, теряемой частицей на упругие соударения с молекулами и атомами тормозящей среды, возрастает.

Механизм возникновения световой вспышки при прохождении заряженной частицы через газ до конца не изучен. Трудность заключается в том, что появление фотонов не может быть связано с высвечиванием нейтральных атомов при переходах из возбужденных состояний в основное, так как для возникающего при этом излучения должно иметь место очень сильное резонансное поглощение. По этой же причине возникновение сцинтилляций не может быть объяснено и высвечиванием нейтральных атомов при переходах из метастабильных состояний в основное, поскольку выход из метастабильных состояний осуществляется также через резонансные уровни.

Возникновение излучения, которое не испытывало бы в газе резонансного поглощения, может быть приписано рекомбинации ионов и электронов, а также переходам ионов из возбужденных состояний в основное. Если бы, однако, за возникновение сцинтилляций было от-

ветственно рекомбинационное излучение, то, поскольку в газе рекомбинация происходит сравнительно медленно, время высвечивания газовых сцинтилляторов должно было бы существенно превышать наблюдаемое. С другой стороны, высвечивание ионов из возбужденных состояний, наоборот, давало бы слишком малое время высвечивания ( $\sim 10^{-9}$  с). Поэтому единственным механизмом, который мог бы привести к возникновению нерезонансного излучения, затянутого во времени по сравнению с временем высвечивания атомов и ионов из резонансных возбужденных состояний, является, по-видимому, излучение ионов при переходах их из метастабильных состояний в основное. Это излучение не будет поглощаться в газе вследствие чрезвычайно малой концентрации ионов. Так как время пребывания иона в метастабильном состоянии обратно пропорционально числу тепловых соударений с нейтральными атомами, испытываемых им в единицу времени, время высвечивания ( $\tau$ ) сцинтиллятора будет обратно пропорционально давлению газа, что и наблюдается в опыте.

Каков бы ни был механизм высвечивания в газовом сцинтилляторе, длины волн излучаемого при этом света лежат в области далекого ультрафиолета. Поэтому зарегистрировать световую вспышку, возникающую в газе при прохождении ионизирующей частицы, при помощи обычного ФЭУ не представляется возможным.

При работе с газовыми сцинтилляторами удобно пользоваться специальными ФЭУ, спектральная характеристика которых тем или иным способом смещена в сторону коротких длин волн. Для лучшего согласования спектра излучения газового сцинтиллятора со спектральной характеристикой ФЭУ можно преобразовать жесткое ультрафиолетовое излучение в видимый свет при помощи какого-либо сместителя спектра. И в этом случае сместитель спектра подбирается так, чтобы его спектр поглощения возможно полнее перекрывался со спектром испускания газового сцинтиллятора. Так как посторонние примеси приводят к резкому уменьшению интенсивности высвечивания газового сцинтиллятора, при использовании сместителя спектра особое внимание следует уделить тому, чтобы вещество сместителя не загрязняло газ. В качестве сместителей спектра используются некоторые органические сцинтилляторы: тетрафенилбутадиен, кватерфенил, дифенилстильбен. Сместитель спектра наносится обычно на фотокатод ФЭУ в виде тонкого слоя ( $30\text{--}100$  мкг/см<sup>2</sup>) путем испарения в вакууме. Хотя тетрафенилбутадиен обладает хорошими свойствами в смысле преобразования длин волн света, излучаемого газами, слой из него недоста-

точно стабильны и быстро отравляют газ. Кватерфенил менее эффективен, чем тетрафенилбугадиен, но значительно более устойчив. Наилучшие результаты дает дифенилстильбен. По своим параметрам он приближается к кристаллам NaI(Tl).

#### 1.4. Сцинтилляционные счетчики

Современный сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтиллятора, световода, фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), в котором энергия световых вспышек через посредство фотоэффекта преобразуется в импульсы электрического тока (рис. 5).

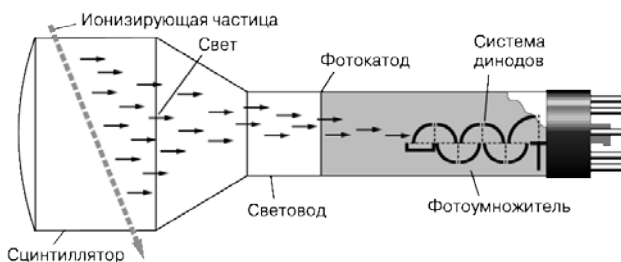


Рис. 5. Сцинтилляционный счетчик

**Устройство и принцип работы фотоумножителя.** Фотоэлектронный умножитель состоит из фотокаатода, фокусирующей системы, умножительной системы (динодов), анода (коллектора). Все эти элементы располагаются в стеклянном баллоне, воздух из которого откачан до высокого вакуума ( $10^{-6}$  мм рт. ст.) (рис. 6).

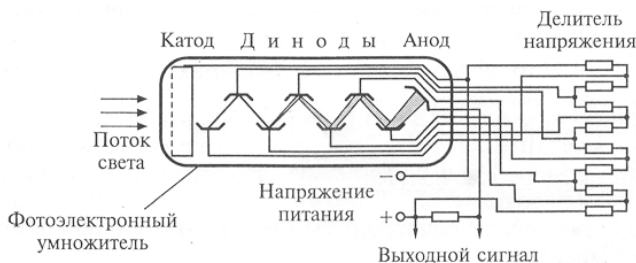


Рис. 6. Устройство ФЭУ

Импульс света, возникающий в сцинтилляторе при прохождении через него ионизирующей частицы или кванта, регистрируется с помощью фотоэлектронного умножителя.

Попадая сквозь прозрачное окно на фотокатод умножителя, кванты света вырывают из светочувствительного слоя некоторое количество электронов. Фотоэлектроны ускоряются и фокусируются электрическим полем в вакууме так, что ударяются в специальный электрод, называемый динодом.

Динод изготавливается из вещества с малой работой выхода, способного при бомбардировке электронами испускать вторичные электроны в количестве, превышающем число первичных в несколько раз. Электроны, вылетающие из динода, вновь ускоряются электрическим полем и направляются на следующий динод, также являющийся эмиттером вторичных электронов. **Работа выхода** – энергия, которую необходимо сообщить электрону для его «непосредственного» удаления из объема твердого тела. Здесь «непосредственность» означает то, что электрон удаляется из твердого тела через данную поверхность и перемещается в точку, которая расположена достаточно далеко от поверхности по атомным масштабам (чтобы электрон прошел весь двойной слой), но достаточно близко по сравнению с размерами макроскопических граней кристалла.

Число динодов, или эмиттеров, в фотоумножителе может быть достаточно велико – в пределах 10–30.

При переходе от динода к диноду количество электронов в каждом следующем поколении возрастает и, в зависимости от свойств и числа динодов, может превысить первоначальное количество электронов, возникших за счет фотоэффекта на катоде умножителя, на несколько порядков. При пролете электронного пучка между последним динодом и собирающим электродом, называемым коллектором, или анодом, во внешней цепи ФЭУ возникает импульс электрического тока (напряжения), который и регистрируется соответствующим электронным устройством.

**Фотокатод.** Фотокатод обычно располагается на внутренней поверхности плоской торцевой части баллона ФЭУ для целей спектрометрии ядерных излучений. В качестве материала фотокатода выбирается вещество, достаточно чувствительное к свету, испускаемому сцинтилляторами. В фотоэлектрических умножителях в качестве светочувствительного слоя используются обычно соединения щелочных металлов (цезия, калия, натрия) с сурьмой. Широко применяемые

сурьяно-цезиевые фотокатоды изготавливаются путем последовательного выпаривания слоев сурьмы и цезия на какую-либо подкладку (например, на стекло). При этом образуется слой  $\text{SbCs}_3$ , внутри и на поверхности которого находятся адсорбированные атомы цезия. Максимум спектральной чувствительности сурьяно-цезиевых фотокатодов лежит при  $3900\text{--}4200 \text{ \AA}$ , что соответствует максимумам спектров люминесценции многих сцинтилляторов.

Фотокатод наносится на стекло в виде тонкого полупрозрачного слоя. Толщина этого слоя имеет значение. С одной стороны, для большого поглощения света она должна быть значительной, с другой стороны, возникающие фотоэлектроны, обладая очень малой энергией, не смогут выходить из толстого слоя и эффективный квантовый выход может оказаться малым, поэтому подбирается оптимальная толщина фотокатода. Также важно обеспечить равномерную толщину фотокатода, чтобы его чувствительность была одинакова на всей площади.

В сцинтилляционной  $\gamma$ -спектрометрии часто необходимо использовать твердые сцинтилляторы больших размеров, как по толщине, так и по диаметру, поэтому возникает необходимость изготавливать ФЭУ с большими диаметрами фотокатодов.

Фотокатоды в ФЭУ делаются с диаметром от нескольких сантиметров до  $15\text{--}20$  см. Фотоэлектроны, выбитые из фотокатода, должны быть сфокусированы на первый умножительный электрод. Для этого используется система электростатических линз, которые представляют собой ряд фокусирующих диафрагм. Для получения хороших временных характеристик ФЭУ важно создать такую фокусирующую систему, чтобы электроны попадали на первый диод с минимальным временным разбросом.

Фотокатод может быть вмонтирован в баллон умножителя так, что фотоэлектроны вылетают из светочувствительного слоя через ту же поверхность, на которую падает свет.

Конструктивное выполнение ФЭУ с фотокатодом такого типа, вполне удобное при работе с параллельными пучками света, не позволяет, однако, эффективно использовать его в сцинтилляционном счетчике, поскольку условия собирания света далеки от оптимальных.

Поэтому в современных умножителях используются обычно так называемые полупрозрачные фотокатоды. Очень тонкий светочувствительный слой наносится на плоский торец стеклянного баллона фотоумножителя, этот вариант при работе в сцинтилляционном счетчике обеспечивает наиболее удачные геометрические условия собирания света.

Фотоэлектроны из полупрозрачного фотокатода вылетают через поверхность светочувствительного слоя, противоположную той, на которую падает свет. Это обстоятельство накладывает определенные условия на толщину слоя. Действительно, электроны, возникающие в светочувствительном слое вследствие фотоэффекта, имеют очень малые пробеги. Если толщина слоя будет выбрана так, что в нем поглотится большая часть света, падающего на фотокатод, то большая же часть фотоэлектронов не сможет выйти из светочувствительного слоя. При малой толщине слоя, наоборот, хотя все фотоэлектроны и смогут покинуть фотокатод, будет мало количество поглощенных квантов света.

Толщина полупрозрачного фотокатода подбирается таким образом, чтобы обеспечить оптимальные условия, при которых свет конвертируется в фотоэлектроны с максимальным выходом. Выход фотоэлектронов из полупрозрачного светочувствительного слоя можно было бы увеличить примерно вдвое путем введения подложки (например, из алюминия), отражающей свет, прошедший через слой, в обратном направлении.

Свойства фотокатода характеризуются интегральной чувствительностью, представляющей собой отношение фототока (микроампер) к падающему на фотокатод световому потоку (люмен). Интегральная чувствительность сурьмяно-цезиевого фотокатода может быть существенно увеличена путем обработки его кислородом (при комнатной температуре и малом давлении).

Квантовый выход катода, т. е. вероятность вырывания фотоэлектрона фотоном, попавшим на фотокатод, также является одной из его характеристик. Под квантовым выходом понимают число фотоэлектронов, испускаемых светочувствительным слоем фотокатода при поглощении им одного кванта света. Для наиболее часто используемых полупрозрачных сурьмяно-цезиевых фотокатодов квантовый выход в области наибольшей чувствительности, при облучении светом с длиной волны  $4000 \text{ \AA}$ , составляет в лучшем случае 20–25 %. Для сурьмяно-цезиевых фотокатодов, сенсibilизированных кислородом, область наибольшей чувствительности сдвинута в сторону больших длин волн.

Величина квантового выхода фотокатода существенно зависит, особенно в области коротких длин волн, от свойств стекла, на которое нанесен светочувствительный слой.

Светочувствительные свойства фотокатода определяются его спектральной характеристикой, представляющей собой зависимость кван-

тового выхода фотоэлектронов от длины волны света, облучающего фотокатод.

Область длин волн, охватываемая спектральной характеристикой ФЭУ, довольно широка, и спектры испускания для большинства сцинтилляторов достаточно хорошо укладываются в чувствительной области. В случае необходимости сместить спектральную характеристику в сторону более коротких длин волн, поглощаемых обычными стеклами, светочувствительный слой наносят на кварц или на специальное увиолевое стекло, прозрачное для ультрафиолетового излучения.

Важной характеристикой ФЭУ является коэффициент умножения  $M$ . Коэффициент умножения  $M$  не равен коэффициенту усиления  $M'$ , который характеризует отношение тока на выходе ФЭУ к току, выходящему из катода:

$$M' = CM,$$

где  $C < 1$  – коэффициент сбора электронов, характеризующий эффективность сбора фотоэлектронов на первый динод.

Очень важным является постоянство коэффициента усиления  $M'$  ФЭУ как во времени, так и при изменении числа электронов, выходящих из фотокатода. Последнее обстоятельство позволяет использовать сцинтилляционные счетчики в качестве спектрометров ядерных излучений.

К конструкциям сцинтилляционных счетчиков предъявляются следующие требования:

- равномерное распределение света по фотокатоду;
- отсутствие влияния магнитных полей;
- наилучший сбор света сцинтилляций на фотокатод;
- затемнение от света посторонних источников;
- стабильность коэффициента усиления ФЭУ.

При использовании сцинтилляционных счетчиков всегда необходимо добиваться наибольшего отношения амплитуды импульсов сигнала к амплитуде шумовых импульсов, что принуждает оптимально использовать интенсивности вспышек, возникающих в сцинтилляторе.

**Диноды и коэффициент усиления ФЭУ.** Умножающие электроды носят название динодов. Диноды изготавливаются из материалов, коэффициент вторичной эмиссии которых больше единицы ( $s > 1$ ). Сфокусированные на первый динод, фотоэлектроны выбивают из него вторичные электроны. Число электронов, покидающих первый динод, в несколько раз больше числа фотоэлектронов. Все они направляются на



второй динод, где также выбивают вторичные электроны, и т. д. от динода к диноду, при этом число электронов увеличивается в  $s$  раз. При прохождении всей системы динодов поток электронов возрастает на 5–7 порядков и попадает на анод – собирающий электрод ФЭУ. Если ФЭУ работает в токовом режиме, то в цепь анода включаются приборы, усиливающие и измеряющие ток. При регистрации ядерных излучений обычно необходимо измерять число импульсов, возникающих под воздействием ионизирующих частиц, а также амплитуду этих импульсов. В этих случаях в цепь анода включается сопротивление, на котором и возникает импульс напряжения. Разность потенциалов между катодом и диафрагмой обеспечивает фокусировку фотоэлектронов на первый умножающий электрод.

Достаточно хорошим коэффициентом вторичной эмиссии является  $s = 5$ . Максимальное значение  $s$  для сурьмяно-цезиевых эмиттеров достигается при энергии электронов 350–400 эВ, а для сплавных эмиттеров – при 500–550 эВ. В первом случае  $s = 12, 14$ , во втором  $s = 7, 10$ . В рабочих режимах ФЭУ значение  $s$  несколько меньше.

Электроны, покидающие катод в результате фотоэффекта, направляются на первый динод с помощью специальной диафрагмы, создающей ускоряющее и фокусирующее поле в пространстве между катодом и первым динодом. Для улучшения условий собирания электронов на первом диноде на внутреннюю поверхность баллона ФЭУ в области фокусировки наносят обычно проводящее покрытие.

Диноды имеют форму корыта, ковша или короба и монтируются последовательно в виде круговой или линейной системы. Круговое расположение динодов позволяет существенно сократить габаритные размеры ФЭУ. Иногда в ФЭУ используются диноды жалюзного типа, в этом случае расположение динодов, естественно, линейное. Число динодов в фотоумножителе обычно равно 10–12. Типичные конструкции динодов ФЭУ схематически изображены на рис. 7.

Рабочая поверхность динодов покрыта слоем вещества, для которого коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma$ , показывающий, во сколько раз число вторичных электронов превышает число первичных, больше единицы. Для изготовления динодов можно использовать сплавы типа Al–Mg–Si или Cu–Al–Mg; поверхность таких динодов специально обрабатывается для повышения коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$ . Хорошими свойствами обладают и сурьмяно-цезиевые эмиттеры.

Коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma$  зависит от энергии первичных электронов, т. е. от ускоряющей разности потенциалов, приложенной к

двум соседним диодам. При увеличении энергии первичных электронов коэффициент  $\sigma$  довольно быстро растет и при напряжении между диодами порядка 100 В составляет для сурьмяно-цезиевого эмиттера около 3.

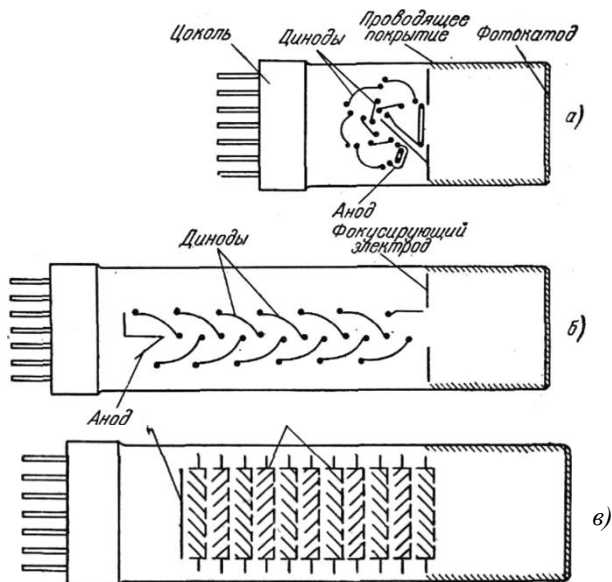


Рис. 7. Типичные конструкции диодов ФЭУ

Наибольшее значение  $\sigma$  для сурьмяно-цезиевого эмиттера имеет место при энергии первичных электронов 500 эВ и равно 8–12. При дальнейшем увеличении энергии первичных электронов коэффициент  $\sigma$  уменьшается. Вылетая под разными углами с различных глубин активного покрытия, вторичные электроны имеют кинетические энергии, распределенные в диапазоне от 0 до примерно 15 эВ.

Коэффициент усиления ФЭУ, имеющего  $n$  диодов, можно оценить как  $M = \sigma_1 \sigma_2 \dots \sigma_n$ . Здесь предполагается, что коэффициенты, характеризующие эффективность сбора электронов с фотокатода на первом диоде и при переходе от диода к диоду, равны единице. Если условия для вторичной эмиссии на всех диодах одинаковы, то коэффициент  $M$  можно записать в виде  $M = \sigma^n$ . При значениях коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$ , лежащих в пределах от 2 до 4, и при числе ди-

нодов  $n = 10 \dots 15$  коэффициент усиления ФЭУ может принимать значения от  $10^3$  до  $10^9$ . При работе в сцинтилляционном счетчике коэффициент усиления фотоумножителя составляет обычно  $10^5 - 10^6$ .

Так как коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma$ , при прочих равных условиях, зависит только от разности потенциалов между электродами ФЭУ, коэффициент усиления  $M$  будет определяться величиной напряжения питания умножителя. На рис. 8 приведена типичная схема питания ФЭУ.

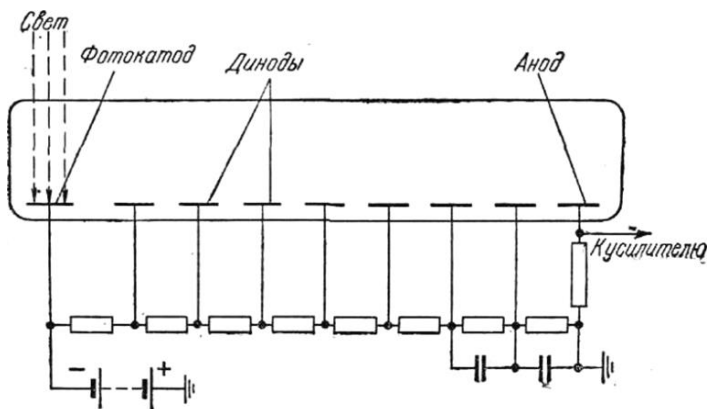


Рис. 8. Схема питания ФЭУ

Напряжение высоковольтного источника питания ( $\sim 1,5$  кВ) подается на электроды с помощью делителя. Напряжение между отдельными динодами выбирается, как правило, одинаковым; напряжение же между фотокатодом и фокусирующей диафрагмой, а также между последним динодом и коллектором обычно регулируется для получения оптимального режима работы ФЭУ. При регистрации кратковременных световых вспышек между последними динодами, где электронный ток уже имеет значительную величину, рекомендуется установить шунтирующие конденсаторы.

Относительное изменение коэффициента усиления  $M$  при изменении коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  на  $d\sigma$  составляет величину  $dM/M = n \cdot d\sigma / \sigma$ . В соответствии с этим небольшие колебания напряжения питания ФЭУ, вызывающие сравнительно малые отклонения коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  от его номинального значения, приводят к заметным изменениям коэффициента усиления умно-

жителя  $M$ . Отсюда следует, что для обеспечения постоянства коэффициента  $M$  напряжение питания фотоумножителя необходимо строго стабилизировать. Так как при энергии первичных электронов порядка 100 В относительные отклонения коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  от его среднего значения примерно равны относительным колебаниям энергии первичных электронов, в обычных умножителях, где число динодов  $n \leq 10$ , степень стабилизации напряжения питания должна по меньшей мере на порядок превышать заданную степень постоянства коэффициента усиления  $M$ . При меньшем числе динодов  $n$  требования к степени стабилизации напряжения несколько снижаются.

**Питание ФЭУ.** Питание ФЭУ производится с помощью делителя напряжения, который позволяет подавать на каждый электрод соответствующий потенциал. Отрицательный полюс источника питания подключается к фотокатоду и к одному из концов делителя. Положительный полюс и другой конец делителя заземляются. Сопротивления делителя подбираются таким образом, чтобы был осуществлен оптимальный режим работы ФЭУ. Для большей стабильности ток через делитель должен на порядок превышать электронные токи, идущие через ФЭУ.

При работе сцинтилляционного счетчика в импульсном режиме на выходе ФЭУ возникают короткие ( $\sim 10^{-8}$  с) импульсы, амплитуда которых может составлять несколько единиц или несколько десятков вольт. При этом потенциалы на последних динодах могут испытывать резкие изменения, так как ток через делитель не успевает восполнить заряд, уносимый с каскада электронами. Чтобы избежать таких колебаний потенциалов, несколько последних сопротивлений делителя шунтируются емкостями. За счет подбора потенциалов на динодах создаются благоприятные условия для сбора электронов на этих динодах, т. е. осуществляется определенная электронно-оптическая система, соответствующая оптимальному режиму.

В электронно-оптической системе траектория электрона не зависит от пропорционального изменения потенциалов на всех электродах, образующих данную электронно-оптическую систему. Так и в умножителе при изменении напряжения питания изменяется лишь коэффициент его усиления, но электронно-оптические свойства остаются неизменными.

При непропорциональном изменении потенциалов на динодах ФЭУ условия фокусировки электронов на участке, где нарушена пропорциональность, изменяются. Это обстоятельство и используется для само-

стабилизации коэффициента усиления ФЭУ. Для этой цели потенциал одного из динодов по отношению к потенциалу предыдущего динода задается постоянным либо с помощью дополнительной батареи, либо с помощью дополнительно стабилизированного делителя. Для получения наилучшего эффекта самостабилизации необходимо подобрать величину сопротивления  $R'$ . Обычно  $R'$  больше  $R$  в 3–4 раза.

**Время разрешения ФЭУ.** При работе со сцинтилляционными счетчиками следует, прежде всего, учесть, что момент появления тока в цепи коллектора не совпадает с моментом освещения фотокатода. Этот сдвиг во времени объясняется тем, что электроны, средняя скорость которых в умножителе невелика и не превышает  $5 \cdot 10^8$  см/с, затрачивают на пролет от фотокатода до коллектора заметное время, составляющее сотые доли микросекунды. Важным обстоятельством является то, что электроны последнего поколения, отвечающие одновременному вылету электронов из фотокатода, возникают на последнем диноде не одновременно. Время пролета испытывает значительные отклонения от среднего значения вследствие разброса начальных скоростей электронов вторичной эмиссии по величине и по направлению, а также вследствие различия в длинах их траекторий. В соответствии с этим мгновенной световой вспышке будет отвечать не импульс тока, длительность которого зависит только от времени пролета электронов между последним динодом и коллектором (легко подсчитать, что это время не может превышать  $10^{-10}$ – $10^{-8}$  с), а импульс, растянутый во времени до  $10^{-9}$ – $10^{-8}$  с, форма которого определяется условиями пролета электронов в ФЭУ данной конструкции.

При использовании ФЭУ в сцинтилляционном счетчике с неорганическими кристаллами, время высвечивания которых сравнительно велико и составляет десятые доли микросекунды и больше, временные свойства фотоумножителя практически не играют никакой роли и время разрешения сцинтилляционного счетчика будет определяться только временем высвечивания кристалла. При работе с органическими сцинтилляторами и особенно с жидкими и твердыми растворами время разрешения фотоумножителя может оказаться сравнимым с временем высвечивания сцинтиллятора и при расчете разрешающей способности счетчика по времени должно быть учтено.

В экспериментах, требующих особо высокого разрешения по времени, применяют ФЭУ специальной конструкции, время разрешения которых сведено к  $(1-2) \cdot 10^{-10}$  с. Улучшение временной характеристики фотоумножителя достигается путем уменьшения расстояния между

динодами, придания электродам специальной формы, обеспечивающей изохронность траекторий электронов на отдельных участках (электроны с большими скоростями проходят большие пути, и наоборот), и уменьшения числа каскадов при повышении напряжения между ними.

**Собственный фон умножителя.** Основной причиной импульсного фона в умножителях является термоэлектронная эмиссия с фотокатода и с первого динода. Иногда при значительном повышении напряжения питания по отношению к номинальному на выходе умножителя могут появиться и импульсы фона, связанные с автоэлектронной эмиссией – холодным вырыванием электронов из поверхности электродов в местах образования большого градиента потенциала.

Хотя амплитуды импульсов собственного фона умножителя должны, в принципе, отвечать вылету из катода или из динода всего лишь одного электрона, вылет нескольких электронов в пределах времени разрешения умножителя (и регистрирующего электронного устройства) обусловит появление импульсов фона с соответственно большими амплитудами.

Если импульсы от световых вспышек, образуемых в сцинтилляторе регистрируемыми частицами, существенно превышают импульсы фона по величине, собственный фон умножителя легко отсекается при помощи обычного амплитудного дискриминатора. В противном случае импульсный фон умножителя должен быть снижен до разумного предела, обеспечивающего возможность проведения физических измерений. Так как вероятность термоэлектронной эмиссии довольно резко зависит от температуры, для уменьшения фона от термоэлектронов рекомендуется понизить температуру фотокатода (при понижении температуры число импульсов от термоэлектронов убывает примерно вдвое на каждые 10 °С). Фон же от автоэлектронной эмиссии в фотоумножителях хорошего качества при нормальном режиме эксплуатации практически отсутствует.

Особые трудности возникают при регистрации слабых световых вспышек, вызывающих появление на выходе ФЭУ импульсов, сравнимых по амплитуде с импульсами фона. При этом обычно условия физического эксперимента складываются так, что число световых вспышек, подлежащих регистрации, во много раз меньше числа импульсов фона. В этом случае импульсы от световых вспышек можно выделить из общей массы импульсов, регистрируя каждую световую вспышку в сцинтилляторе с помощью двух фотоумножителей, включенных в

схему, выделяющую совпадения импульсов во времени. Схема совпадений регистрирует только импульсы от световых вспышек, импульсы же собственного фона умножителей схемой не регистрируются.

**Ложные импульсы.** Помимо импульсов фона, обусловленных собственно умножителем, в сцинтиляционном счетчике могут иметь место и ложные импульсы, появляющиеся вслед за истинными вследствие различных эффектов, сопровождающих прохождение электронного пучка через умножитель, особенно на последних его каскадах, где число электронов в пучке очень велико. Главной причиной ложных импульсов является так называемая обратная связь. Поскольку в баллоне фотоумножителя всегда имеется остаточный газ и некоторое количество паров цезия, испаряющегося с фотокатода и динодов, электроны пучка, имеющие энергию в несколько десятков электрон-вольт и более, могут возбуждать и даже ионизировать молекулы остаточного газа и атомы цезия. Фотоны, возникающие при высвечивании возбужденных молекул или атомов, могут попасть на фотокатод (прямо или после многократного отражения конструктивных деталей умножителя и от стекла баллона), вырвать из светочувствительного слоя некоторое количество фотоэлектронов, что приведет к появлению ложного импульса. Ложный импульс, причиной которого является такого рода оптическая связь, будет сдвинут относительно истинного на время, примерно равное времени пролета электронов через умножитель.

При разработке конструкции фотоумножителей обычно принимают меры, обеспечивающие отсутствие как прямой, так и косвенной оптической связи.

Если некоторые неупругие соударения электронов пучка с молекулами остаточного газа или с атомами цезия сопровождаются ионизацией, то возникающие при этом положительные ионы будут увлекаться электрическим полем в направлении катода. При ударе тяжелого положительного иона о фотокатод появляется одновременно несколько вторичных электронов, что также приводит к возникновению ложного импульса.

Благодаря сравнительно малой подвижности положительных ионов такого рода ложный импульс будет сдвинут относительно истинного на значительно больший интервал времени (примерно доли микросекунды). Поскольку вероятность неупругого соударения пропорциональна плотности электронного пучка на последних каскадах умножителя, для исключения обратной связи рекомендуется понизить коэффициент усиления  $M$ , уменьшив напряжение питания фотоумножителя.

**Сборка сцинтилляционного счетчика.** Сборка сцинтилляционного счетчика заключается в рациональном сочленении сцинтиллятора и фотоумножителя, которое обеспечило бы при наибольшем отношении амплитуд импульсов эффекта и импульсов фона наилучшую разрешающую способность счетчика как по амплитудам, так и по времени.

**Сбор света.** Сцинтиллятор, имеющий обычно форму цилиндра или диска, устанавливается перед фотокатодом умножителя. Так как коэффициент преломления для большинства сцинтилляторов довольно велик (для кристаллов NaI(Tl), например, коэффициент преломления равен 1,77), значительная часть света, возникающего в сцинтилляторе под действием заряженной частицы, испытывает на его поверхности полное внутреннее отражение. Поэтому для обеспечения хорошего оптического контакта между сцинтиллятором и фотокатодом вводится обычно тонкий слой вещества с показателем преломления около 1,5. Для этой цели применяются минеральные или силиконовые масла. Иногда удобно приклеить сцинтиллятор к фотокатоду при помощи канадского бальзама (показатель преломления равен 1,53) или специального оптического клея.

Для возможно более полного использования света, возникающего в сцинтилляторе, свободную поверхность последнего окружают каким-либо диффузным отражателем. Хорошим коэффициентом отражения (90–97 %) обладает порошок окиси магния.

Для кристаллов NaI(Tl), химически реагирующих с окисью магния, рекомендуется в качестве отражателя окись алюминия.

Для жидких сцинтилляторов удобны фарфоровые сосуды. Металлические контейнеры для жидких сцинтилляторов можно покрыть изнутри белой эмалью.

**Светопроводы.** Сцинтиллятор не может быть помещен непосредственно на фотокатод ФЭУ в некоторых экспериментах, например при измерениях в вакууме, в магнитных полях, в сильных полях ионизирующих излучений. Тогда для передачи света от сцинтиллятора на фотокатод используется светопровод из кварца, полистирола или плексигласа.

Светопровод выполняется обычно в виде стержня, иногда изогнутого, с тщательно отполированной боковой поверхностью, обеспечивающей полное внутреннее отражение света. Потери в интенсивности света зависят, естественно, от материала светопровода и от его длины. В некоторых опытах использовались светопроводы с длиной около 1 м.

Иногда в эксперименте возникает необходимость сочленить сцин-



тиллятор большого диаметра с фотокатодом умножителя меньшего диаметра. В этом случае между сцинтиллятором и фотокатодом можно ввести светопровод конусообразной формы, собирающий свет с большой площади сцинтиллятора и направляющий его на меньшую площадь фотокатода.

В некоторых экспериментах светопровод используется для уменьшения разброса импульсов по амплитудам, связанного с имеющей обычно место неравномерностью чувствительности фотокатода по его поверхности. В этом случае между сцинтиллятором и фотокатодом устанавливается цилиндрический или конический светопровод совсем небольшой длины – 10–15 мм.

Назначение такого промежуточного светопровода заключается в перемешивании света, испускаемого из разных мест сцинтиллятора, и распределении его более или менее равномерно по всей поверхности фотокатода. При этом для каждой световой вспышки, независимо от места ее локализации, работает вся поверхность фотокатода, что в значительной мере сглаживает эффект неравномерности его чувствительности.

**Упаковывание сцинтилляторов.** Обычно сцинтиллятор упаковывают в металлический контейнер, закрываемый с одного конца плоским стеклом. Между контейнером и сцинтиллятором размещается слой материала, отражающего свет и способствующего наиболее полному его выходу. Наибольшей отражательной способностью обладают окись магния (0,96), двуокись титана (0,95), гипс (0,85–0,90), используется также алюминий (0,55–0,85).

На тщательную упаковку гигроскопичных сцинтилляторов должно быть обращено особое внимание. Так, например, наиболее часто используемый фосфор NaI(Tl) очень гигроскопичен и при проникновении в него влаги желтеет и теряет свои сцинтилляционные свойства. Пластмассовые сцинтилляторы нет необходимости упаковывать в герметические контейнеры, но для увеличения светосбора можно окружить сцинтиллятор отражателем. Все твердые сцинтилляторы должны иметь на одном из торцов выходное окно, которое и сочленяется с фотокатодом ФЭУ. В месте сочленения могут быть значительные потери интенсивности света сцинтилляции. Для избежания этих потерь между сцинтиллятором и ФЭУ вводится канадский бальзам, минеральные или силиконовые масла и создается оптический контакт.

**Особенности применения сцинтилляционных счетчиков.** Область применения сцинтилляционных счетчиков чрезвычайно обшир-

на. Однако при работе со сцинтилляционными счетчиками, предназначенными для решения той или иной физической задачи, следует учесть следующее обстоятельство: поскольку свойства излучений могут быть резко различными, особое внимание следует уделить рациональному выбору сцинтиллятора, конкретные свойства которого должны наилучшим образом отвечать поставленной задаче. К фотоумножителям особых требований, связанных со спецификой регистрируемого излучения, обычно не предъявляется, и в большинстве случаев в счетчике устанавливается умножитель со стандартными параметрами. В некоторых экспериментах, связанных с измерениями малых временных интервалов, используются временные фотоумножители с улучшенной собственной разрешающей способностью по времени. В опытах, требующих хорошей разрешающей способности по энергии, употребляются так называемые спектрометрические фотоумножители, работающие при специально подобранном режиме питания. Для увеличения эффективности регистрации световой вспышки от сцинтилляторов, спектр испускания которых лежит в области ближнего ультрафиолета, применяются фотоумножители с кварцевыми стеклами.

**Основные преимущества сцинтилляционного метода.** По сравнению с другими методами детектирования излучений преимуществами сцинтилляционного метода являются: высокая разрешающая способность по времени, большая эффективность регистрации неионизирующих излучений и линейная зависимость амплитуды импульса от энергии, потерянной регистрируемой частицей в сцинтилляторе.

Разрешающая способность сцинтилляционных счетчиков по времени, особенно при использовании органических кристаллов и сцинтиллирующих растворов, очень велика и превышает разрешающую способность других детекторов излучений, в частности газоразрядных счетчиков, на несколько порядков. При работе сцинтилляционных счетчиков в схемах совпадений время разрешения на совпадения может быть доведено до  $10^{10}$  с.

Большая эффективность регистрации неионизирующих излучений и нейтронов, составляющая проценты и десятки процентов, достигается благодаря возможности использования сцинтилляторов очень больших размеров, ограничиваемых только чисто практическими соображениями.

Что касается амплитуды импульса в сцинтилляционном счетчике, то при правильно подобранном режиме работы величина амплитуды должна быть связана с потерей энергии, испытываемой частицей в

сцинтиляторы, постоянным коэффициентом. В большинстве сцинтилляторов интенсивность световой вспышки, хотя бы в ограниченной области, пропорциональна потере энергии; эффективность собирания света на фотокатоде ФЭУ задается геометрическим коэффициентом, не зависящим от интенсивности высвечивания; выход фотоэлектронов при освещении катода светом данного спектрального состава, характерного для используемого сцинтиллятора, определяется лишь свойствами фотокатода и пропорционален интенсивности освещения, и наконец, коэффициент усиления ФЭУ М при нормальном режиме эксплуатации множителя есть величина постоянная. Таким образом, сцинтилляционный счетчик должен, в принципе, обладать хорошей разрешающей способностью по энергии.

#### **Регистрация сильно ионизирующих короткопробежных частиц.**

При выборе сцинтиллятора для регистрации сильно ионизирующих короткопробежных частиц ( $\alpha$ -частиц, медленных протонов и т. п.) исходят обычно из следующих соображений. Органические сцинтилляторы, конверсионная эффективность которых при увеличении ионизирующей способности регистрируемых частиц довольно резко падает, для регистрации такого рода частиц, как правило, не употребляются. Помимо малой конверсионной эффективности, органические кристаллы неудобны еще и потому, что при облучении частицами с большой ионизирующей способностью они быстро разрушаются, поверхность их темнеет и световой выход падает.

Из неорганических сцинтилляторов для регистрации  $\alpha$ -частиц и медленных протонов чаще всего используется сернистый цинк, активированный серебром или медью, конверсионная эффективность которого для  $\alpha$ -частиц составляет 20–25 %. Так как пробеги регистрируемых частиц составляют всего несколько миллиграммов на сантиметр квадратный, то ZnS (Ag или Cu) применяется в виде мелкокристаллического порошка с толщиной кристалликов до 10 мг/см<sup>2</sup>. Мелкокристаллическая структура сцинтиллятора, однако, существенно ухудшает разрешение по энергии.

Несколько лучшее разрешение по энергии может быть получено с активированным сернистым кадмием, который можно вырастить в виде хотя и мелких, но монокристаллов, а также с кристаллами NaI(Tl) и CsI(Tl). Кристаллы NaI(Tl) и CsI(Tl) используются в виде тонких срезов для уменьшения фона от быстрых частиц. Для регистрации  $\alpha$ -частиц и медленных протонов особенно удобен CsI(Tl), обладающий

сравнительно хорошим разрешением по энергии, кристаллы которого не гигроскопичны.

Для сцинтилляторов из  $ZnS(Ag)$ ,  $CdS(Ag)$  и  $CsI(Tl)$  при энергии  $\alpha$ -частиц 4 МэВ и выше наблюдается линейная зависимость амплитуды импульса от энергии частицы. Для кристаллов  $NaI(Tl)$  пропорциональная область начинается при энергии  $\alpha$ -частиц, превышающей 10 МэВ. Для регистрации осколков, возникающих при делении тяжелых ядер, с успехом применяются газообразные сцинтилляторы, конверсионная эффективность которых практически не зависит от ионизирующей способности регистрируемых частиц.

**Регистрация электронов.** Для регистрации электронов могут быть использованы как органические, так и неорганические сцинтилляторы. Выбор того или иного типа сцинтиллятора определяется условиями физического эксперимента: неорганические кристаллы имеют несколько больший световой выход и лучшую пропорциональность между интенсивностью высвечивания и энергией электронов, тогда как органические сцинтилляторы позволяют получать лучшее разрешение по времени.

При регистрации электронов от внешнего источника в неорганических кристаллах, обладающих большим атомным номером  $Z$ , наблюдается сильное рассеяние, в результате которого электроны могут выйти из кристалла обратно, потеряв в нем только часть своей энергии. Эффект обратного рассеяния электронов для кристаллов  $NaI(Tl)$ , например, может составить 80–90 %, тогда как в органических кристаллах он равен всего нескольким процентам. Для уменьшения эффекта обратного рассеяния электроны можно направить на сцинтиллятор строго коллимированным пучком. При работе с радиоактивным источником обратное рассеяние можно исключить и полностью, введя источник  $\beta$ -частиц внутрь сцинтиллятора. Можно, например, разрезать кристалл и заложить радиоактивный препарат в виде слоя, нанесенного на очень тонкую подложку, между двумя половинками кристалла. Радиоактивное вещество можно ввести и в материал сцинтиллятора в процессе его изготовления или растворить в жидком сцинтиллирующем растворе.

Эксперименты с электронами осложняются обычно тем обстоятельством, что в сцинтилляторе с довольно высокой эффективностью регистрируется и  $\gamma$ -излучение, сопровождающее во многих случаях  $\beta$ -распад. В неорганических кристаллах, благодаря их большому атом-

ному номеру, нежелательный фон от  $\gamma$ -лучей много больше, чем в органических.

**Регистрация  $\gamma$ -лучей.** Для регистрации  $\gamma$ -квантов, так же как и для регистрации электронов, применяют и органические, и неорганические сцинтилляторы. В большинстве случаев выбор сцинтиллятора того или иного типа определяется требованием высокой эффективности регистрации  $\gamma$ -лучей. При использовании сцинтиллятора достаточно большого размера эффективность регистрации может быть очень большой и, в принципе, близкой к 100 % независимо от свойств самого сцинтиллирующего вещества. Так как коэффициент поглощения  $\gamma$ -квантов, а следовательно, и эффективность регистрации сильно зависят от атомного номера поглотителя, в сцинтилляционных счетчиках для регистрации  $\gamma$ -лучей используются в основном неорганические кристаллы с большим атомным номером  $Z$  – NaI(Tl) и CsI(Tl), для которых  $Z$  равно 32 и 54 соответственно (для органических сцинтилляторов  $Z = 6$ ). Кроме того, неорганические кристаллы обладают большим световым выходом (во всяком случае, обычно применяемый йодистый натрий) и лучшими пропорциональными свойствами, чем органические. Органические сцинтилляторы могут обеспечить, однако, лучшее разрешение счетчика по времени.

Благодаря своим пропорциональным свойствам сцинтилляционный счетчик может быть использован для определения энергий регистрируемых  $\gamma$ -квантов в качестве простейшего  $\gamma$ -спектрометра. Возникающие при этом трудности обусловлены тем, что амплитуды импульсов на выходе сцинтилляционного счетчика связаны с энергией  $\gamma$ -квантов неоднозначным образом. Даже в наиболее простом случае регистрации монохроматических  $\gamma$ -лучей распределение по энергиям вторичных электронов, возникающих в веществе при поглощении  $\gamma$ -квантов с энергией  $h\nu$ , должно иметь пик, обусловленный фотоэлектрическим поглощением, непрерывный спектр комптоновских электронов, имеющий в первом приближении вид прямоугольника с некоторым подобием пика на конце, и (если  $h\nu \geq 1,02$  МэВ) пик, отвечающий образованию электронно-позитронных пар. Распределение импульсов по амплитудам на выходе сцинтилляционного счетчика воспроизводит, в известной степени, распределение электронов по энергиям, однако (из-за сравнительно малой разрешающей способности) линии, отвечающие фотоэлектрическому поглощению и образованию пар, существенно расширяются; соответственно расплывается и комптоновское рас-

пределение. В связи с этим вопрос о форме спектра амплитуд импульсов для одиночной  $\gamma$ -линии приобретает особо важное значение.

Расчет показывает, что, поскольку полное выделение в сцинтилляторе всей энергии  $\gamma$ -кванта может иметь место не только при фотоэлектрическом поглощении, распределения импульсов по амплитудам для одиночной  $\gamma$ -линии, оставаясь в общих чертах подобными, в деталях должны существенно зависеть как от размеров кристалла, используемого в сцинтилляционном счетчике, так и от условий его облучения. В кристаллах больших размеров действительно наблюдается существенное подавление непрерывного спектра комптоновских электронов отдачи и соответствующее увеличение интенсивности пика, отвечающего полному выделению энергии  $\gamma$ -кванта (в принципе, в сцинтилляторе достаточно больших размеров каждой  $\gamma$ -линии должен был бы отвечать только один пик – пик полного выделения энергии). На практике, однако, свести все импульсы от одной  $\gamma$ -линии в один пик полностью не удастся, так как в сцинтилляторе всегда имеют место краевые эффекты, особенно у поверхности, обращенной к источнику  $\gamma$ -излучения. Лучшие результаты могут быть получены в том случае, когда источник  $\gamma$ -лучей помещен внутри сцинтиллятора большого размера.

При работе с кристаллами больших размеров не следует забывать, что при каскадном испускании  $\gamma$ -квантов в распределении импульсов по амплитудам возникают дополнительные пики, отвечающие суммарному выделению энергии в каскаде.

При анализе сложных  $\gamma$ -спектров с целью измерения энергии и интенсивности отдельных  $\gamma$ -линий часто используют специальные устройства, называемые сцинтилляционными  $\gamma$ -спектрометрами, в которых с помощью двух или более кристаллов выделяется та или иная линия, характеризующая энергию  $\gamma$ -квантов. Сцинтилляционные  $\gamma$ -спектрометры, уступая другим видам  $\gamma$ -спектрометров в разрешающей способности по энергии, значительно превосходят их по светосиле.

## 2. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

*Полупроводниковый детектор* – прибор для регистрации ионизирующих излучений, основным элементом которого является кристалл полупроводника.

Появление в 1960-х годах полупроводниковых детекторов ядерных излучений явилось важной вехой в развитии экспериментальной ядер-

ной физики. В настоящее время детекторы занимают ведущее место среди приборов, регистрирующих излучения. Полупроводниковые детекторы являются твердотельными аналогами ионизационных камер. Они имеют большие преимущества перед другими типами детекторов, наиболее важным из которых является высокое разрешение. Среди других достоинств полупроводниковых детекторов следует указать: линейность в широком диапазоне энергий, малое время нарастания импульса, относительную простоту и небольшие размеры, а также нечувствительность к магнитным полям. Первые детекторы были применены для регистрации тяжелых заряженных частиц, их использование сразу привело к успехам в изучении ядерных реакций. Освоение процесса дрейфа лития в кремнии и германии дало возможность изготавливать детекторы с большим объемом. Такие Ge(Li)-детекторы стали использоваться при изучении спектров частиц большой энергии и в спектроскопии электронов. Применение техники дрейфа лития в германии привело к созданию больших детекторов, пригодных для регистрации  $\gamma$ -лучей.

В дальнейшем была разработана технология высокой очистки кристаллов кремния и германия от примесей, что привело к появлению сверхчистых кристаллов. Эти кристаллы стали использоваться в так называемых HP-детекторах (high pure – сверхчистые). Такие детекторы не содержат лития и могут храниться при комнатной температуре, но при регистрации  $\gamma$ -квантов и частиц их необходимо охлаждать.

В настоящее время полупроводниковые детекторы в области  $\gamma$ -спектроскопии практически заменили сцинтилляционные кристаллы.

Развитие полупроводниковых спектрометров привело к прогрессу не только в ядерной физике, но и в смежных областях: физике твердого тела, радиотехнике, технологии изготовления полупроводников. Детекторы широко применяются при изучении космического пространства, в биофизике и геофизике, в медицине.

## **2.1. Свойства полупроводниковых детекторов**

Носители заряда (электроны и дырки), образующиеся в результате взаимодействия излучения с веществом полупроводникового детектора, собираются на его электродах электрическим полем. Процесс образования и собирания зарядов зависит от распределения электронных энергетических уровней в кристалле. На рис. 9 показано расположение зон электронных уровней в полупроводнике и изоляторе (*a*) и в метал-

ле (б). В полупроводниках и изоляторах существует полностью заполненная зона с энергетической щелью над ней, и для перевода электронов из заполненной зоны в зону проводимости необходимо затратить определенную энергию. Если энергетическая щель  $\Delta E$  велика, то приложение небольшого поля не вызовет появления тока.

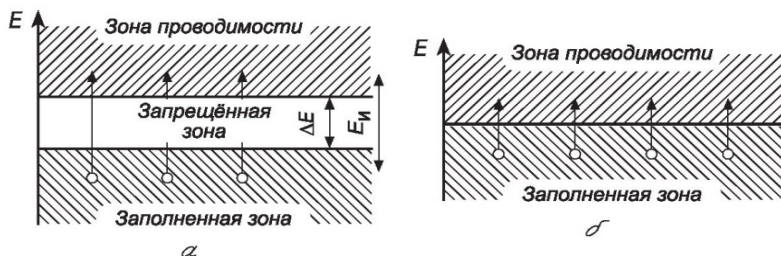


Рис. 9. Энергетические зоны в полупроводнике и изоляторе (а) и в металле (б)

Такие вещества называются изоляторами. Если же щель мала, то некоторые электроны в результате тепловых флуктуаций переходят в зону проводимости, что вызывает появление тока. Такие вещества имеют небольшую, но заметную проводимость и называются полупроводниками. Энергетическое расстояние между заполненной зоной и зоной проводимости называется энергетической щелью. В полупроводниках энергетическая щель не превышает 2 эВ.

Число электронов, переведенных в зону проводимости в результате тепловых флуктуаций, зависит от температуры. Электрическая проводимость резко увеличивается с повышением температуры, и это является характерным свойством полупроводников.

Средняя энергия  $E_{и}$ , необходимая для перехода электронов из заполненной зоны в зону проводимости, называется энергией ионизации. Она несколько больше энергетической щели. В том случае, когда зона проводимости накладывается на заполненную зону, проводимость вещества велика и почти не зависит от температуры. Такие вещества называются металлами. Несмотря на то, что могут быть изготовлены весьма чистые кристаллы, в них имеются небольшие примеси, влияющие на электрические свойства вещества. Если атомы примесей имеют лишний электрон сверх тех, которые нужны для связи атомов в кристалле, то этот электрон может перемещаться в кристалле. Вещества, проводимость которых связана с отрицательными зарядами, называ-



ются материалами *n*-типа; примеси, создающие отрицательный заряд, называются донорными. Например, примеси P, As, Sb, Li в кристаллах Ge и Si являются донорными.

Если атомы примеси имеют на один электрон меньше, чем нужно для связи атомов в кристалле, то в кристаллической структуре возникают вакансии (дырки). Эти вакансии могут быть заполнены за счет других атомов, происходит миграция вакансий в кристалле. Это эквивалентно перемещению положительного заряда. Такие вещества называются материалами *p*-типа, а примеси, которые захватывают электроны от соседних атомов, называются *акцепторными*. Например, примеси B, Ga, Zn в Si и Ge являются акцепторными.

Оба типа примесей имеют небольшую энергию ионизации. У донорных примесей есть уровни, лежащие вблизи зоны проводимости, у акцепторных – вблизи заполненной зоны (рис. 10).

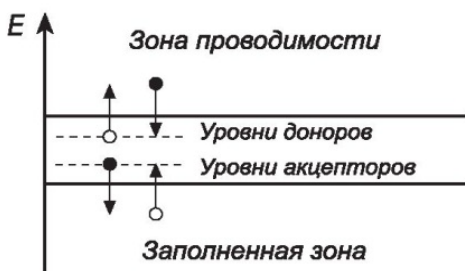


Рис. 10. Расположение энергетических уровней примесей в полупроводнике

Могут быть примеси с относительно большими энергиями ионизации. Такие примеси вызывают сложные эффекты в полупроводниках.

В реальных полупроводниках присутствуют как акцепторные, так и донорные примеси и оба типа примесей в той или иной степени компенсируют друг друга. Тип носителей, который находится в избытке, называется главным, например, электроны в *n*-материале. Когда число доноров равно числу акцепторов, то материал называется скомпенсированным. Этот случай нельзя смешивать со случаем, когда в материале нет примесных атомов и его проводимость является только собственной (возникает за счет носителей, созданных тепловым возбуждением).

Если к кристаллу приложено электрическое поле, то скорость носителей  $v$  пропорциональна напряженности  $E$  этого поля:

$$v = \mu E.$$

Величина  $\mu$  называется подвижностью носителей и не зависит от напряженности поля в широком диапазоне скоростей, вплоть до  $10^6$  см/с. При очень больших величинах напряженности поля подвижность электронов и дырок, вообще говоря, различна. Для обоих типов носителей она зависит от температуры как  $T^{3/2}$ .

На движение электронов и дырок через кристалл большое влияние оказывают примеси. При этом главное значение имеют два эффекта: захват и рекомбинация (рис. 11). Атомы примесей могут захватить носитель и через некоторое время вернуть его обратно в зону. Время захвата зависит от энергии ионизации уровня и от температуры. Это время может быть достаточно большим и носитель не будет зарегистрирован детектором во время основного импульса. При рекомбинации одновременно исчезают и электронные, и дырочные носители. Это может произойти прямым путем и путем захвата носителей на промежуточные примесные уровни. Вероятность второго процесса значительно больше.

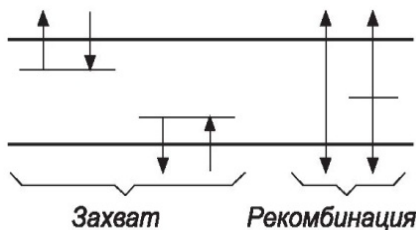


Рис. 11. Схематическое изображение эффектов захвата и рекомбинации

Из-за эффектов рекомбинации и захвата время жизни носителей ( $t$ ) в кристалле ограничено. В хороших детекторах  $t \sim 10^{-5}$  с.

В табл. 4 приведены физические характеристики кремния и германия, существенные для применения этих материалов в качестве основы полупроводниковых детекторов.

Таблица 4. Характеристики кремния и германия

Характеристика	Si	Ge
Атомный номер	14	32
Атомная масса	28,06	72,6
Плотность при 300 К, г/см <sup>3</sup>	2,33	5,33
Диэлектрическая постоянная	12	16
Ширина щели при 300 К, эВ	1,106	0,67
Энергия ионизации, эВ	3,66	2,96
Подвижность электронов, см <sup>2</sup> /В·с:		
при 300 К	1350	3900
при 77 К	4·10 <sup>4</sup>	3,6·10 <sup>4</sup>
Подвижность дырок, см <sup>2</sup> /В·с:		
при 300 К	480	1900
при 77 К	1,8·10 <sup>4</sup>	4,2·10 <sup>4</sup>
Собственное удельное сопротивление, Ом·см:		
при 300 К	310 <sup>5</sup>	50
при 77 К		5·10 <sup>4</sup>

Важной характеристикой образца Si или Ge является его чистота. В настоящее время могут быть получены сверхчистые кристаллы Si и Ge.

## 2.2. Принцип действия полупроводниковых детекторов

Полупроводниковый детектор работает подобно ионизационной камере с тем отличием, что ионизация происходит не в газовом промежутке, а в толще кристалла. Полупроводниковый детектор представляет собой полупроводниковый диод, на который подано обратное (запирающее) напряжение ( $\sim 10^2$  В). Слой полупроводника вблизи границы *p-n*-перехода с объемным зарядом «обеднен» носителями тока (электронами проводимости и дырками) и обладает высоким удельным электросопротивлением. К полупроводниковому кристаллу прикладывается напряжение до нескольких килоэлектрон-вольт, что обеспечивает сбор всех зарядов, образованных частицей в объеме детектора

Заряженная частица, проникая в детектор, создает дополнительные (неравновесные) электронно-дырочные пары, которые под действием электрического поля «рассасываются», перемещаясь к электродам прибора. В результате во внешней цепи полупроводникового детектора возникает электрический импульс, который далее усиливается и регистрируется.

Заряд, собранный на электродах полупроводникового детектора, пропорционален энергии, выделенной частицей при прохождении че-

рез обедненный (чувствительный) слой. Поэтому, если частица полностью тормозится в чувствительном слое, полупроводниковый детектор может работать как спектрометр.

Детекторы имеют ряд существенных преимуществ перед камерами:

1. Энергия, необходимая для получения одной пары носителей в детекторе, гораздо меньше (2,96 эВ в Ge и 3,66 эВ в Si), чем в газах, заполняющих камеры (~30 эВ). Поэтому число образовавшихся пар в детекторе соответственно больше, и оно меньше подвержено статистическим флуктуациям.

2. Плотность материала полупроводникового детектора гораздо больше, чем плотность газов, заполняющих ионизационные камеры. Поэтому даже небольшие детекторы могут регистрировать частицы высоких энергий и  $\gamma$ -кванты.

3. Время нарастания электрического импульса в детекторах значительно меньше, чем в ионизационных камерах, так как подвижность носителей в полупроводнике гораздо больше, чем подвижность ионов и электронов в камерах.

Однако полупроводниковые детекторы имеют сравнительно небольшое удельное сопротивление даже при температуре жидкого азота (77 К). Например, образцы кремния *p*-типа с концентрацией примесных атомов  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  имеют удельное сопротивление 1400 Ом·см. Это приводит к большой силе тока уже при небольшом приложенном напряжении, и регистрация слабых импульсов от ионизации затрудняется. Для повышения удельного сопротивления детекторов были разработаны различные методы уменьшения числа носителей, вызванных наличием примесей в Si и Ge. Эти методы основаны на создании в детекторе *p-n*-перехода с малым количеством носителей.

### 2.3. Типы детекторов

Известны два основных типа детекторов:

- 1) диффузные и поверхностно-барьерные детекторы;
- 2) дрейфовые детекторы.

**Диффузные детекторы.** Рассмотрим распределение зарядов в полупроводнике, в котором имеются две граничащие области *n*- и *p*-типа (рис. 12).

При тепловом равновесии электроны находятся в *n*-области, где они компенсируют пространственный заряд доноров, а дырки сосредоточены главным образом в *p*-области, где они нейтрализуют пространственный заряд акцепторов. Между *p*- и *n*-областями образуется двойной электрический слой, который создает электрический потенциал,

препятствующий проникновению носителей из одной области в другую. Приложенное обратное напряжение смещает свободные носители из области перехода, и там образуется слой, обедненный носителями. В диффузных детекторах  $n$ - $p$ -переход расположен вблизи от поверхности кристалла, поэтому частице не надо проходить через толстый нечувствительный слой вещества.

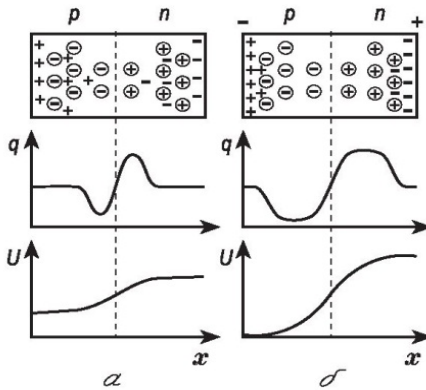


Рис. 12. Распределение зарядов  $q$  и потенциала  $U$  в полупроводнике с  $n$ - $p$ -переходом без приложенного смещения ( $a$ ) и с приложенным смещением ( $b$ )

Схема диффузного детектора показана на рис. 13. В качестве  $n$ -примеси в диффузных детекторах применяют фосфор, который наносят на поверхность кремния  $p$ -типа.

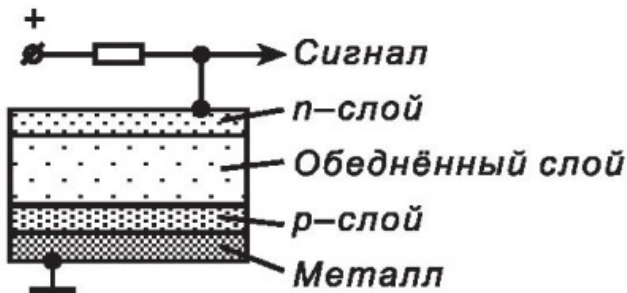


Рис. 13. Схема диффузного детектора

Тонкий слой фосфора с избытком компенсирует  $p$ -проводимость и на расстоянии, равном толщине диффузии, образуется  $n$ - $p$ -переход. Приложенное обратное смещение создает обедненный слой толщиной около 1 мм. Можно создавать  $n$ - $p$ -переход путем диффузии  $p$ -материала (например, В или Ga) в кристалле  $n$ -типа.

Глубина обедненного слоя  $x$ , полученного при приложении обратного напряжения  $U$  к образцу с удельным сопротивлением  $\rho$ , равна:

$$x = \frac{\varepsilon\mu}{2\pi} \sqrt{\rho U},$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая постоянная вещества;

$\mu$  – подвижность основных носителей.

Емкость детектора (образованная электродами с эффективной площадью  $S$ ) зависит от толщины обедненного слоя  $x$  и равна:

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi x}.$$

Как видно из приведенных формул, толщина обедненного слоя и емкость детектора зависят от удельного сопротивления материала, которое определяется количеством примесей. По специальным номограммам можно определить толщину обедненного слоя и емкость детектора, если известны  $\rho$  и  $U$ , а также пробеги  $\alpha$ -,  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов в обедненном слое. Благоприятным фактором при изготовлении детекторов является то, что процесс диффузии фосфора в кремнии хорошо изучен и им легко управлять.

**Поверхностно-барьерные детекторы.** Эти детекторы похожи на диффузные. Они изготавливаются следующим образом: на поверхности материала  $n$ -типа создается (обычно травлением)  $p$ -слой. Затем на поверхность наносят тонкий слой золота. Известно, что когда металл находится в контакте с полупроводником, то на их границе возникает электростатический барьер, препятствующий проникновению носителей из полупроводника в металл и обратно. При приложении обратного напряжения к границе металл – проводник возникает обедненный носителями слой, толщина которого в Si может быть доведена до нескольких миллиметров. Поверхностно-барьерные детекторы могут быть изготовлены на основе Si или Ge, но в случае Ge они используются только при температуре жидкого азота ( $T = 77$  К) ввиду большой величины тока утечки при комнатной температуре. Детекторы на ос-

нове Si могут использоваться при  $T = 300$  К (комнатная температура).

**Дрейфовые детекторы.** Толщина чувствительного слоя диффузных и поверхностно-барьерных детекторов ограничена удельным сопротивлением применяемых материалов. Для регистрации  $\gamma$ -квантов и частиц с высокой энергией, ионизирующая способность которых мала, оба рассмотренные выше типа детекторов непригодны. Для получения больших объемов, обедненных носителями, Пелл в 1960 году предложил способ компенсации примесных носителей ионами лития. Ионы лития, которые являются донорами, сравнительно легко диффундируют в Si и Ge и компенсируют акцепторы в материале  $p$ -типа. Толщина обедненного слоя в таком детекторе зависит от условий дрейфа (температуры, напряжения, приложенного к образцу и т. д.). В настоящее время получены большие кристаллы Ge(Li) и HP Ge с объемом чувствительного слоя около  $200 \text{ см}^3$  и более. Эффективность таких детекторов для регистрации  $\gamma$ -лучей сравнима с эффективностью сцинтилляционных кристаллов. Из-за больших расстояний, которые проходят носители в больших кристаллах, увеличивается время нарастания импульса и возрастает вероятность захвата носителей в ловушки. Для уменьшения этих эффектов к большим кристаллам надо прикладывать высокое напряжение ( $U \sim 2$  кВ). В кристаллах больших размеров становятся заметными токи утечки. Для их уменьшения детекторы охлаждаются до температуры жидкого азота. Хранить дрейфовые детекторы необходимо при низкой температуре, иначе происходит потеря компенсации из-за диффузии лития из обедненного слоя. Детекторы Si(Li), в отличие от Ge(Li)-детекторов, могут использоваться при комнатной температуре, однако при этом повышается уровень шумов и ухудшается энергетическое разрешение. Следует отметить, что Ge(Li)-детекторы с большим объемом ( $20\text{--}100 \text{ см}^3$ ) чувствительного слоя получены в виде цилиндров с центральной частью из материала  $p$ -типа. На внешние области цилиндра наносят литий и после дрейфа лития в глубь образца получают детектор с большим объемом скомпенсированной области. Такие детекторы называются **коаксиальными**, или  **$p$ - $i$ - $n$ -детекторами**.

Дрейфовые, диффузные и поверхностно-барьерные детекторы являются основными типами полупроводниковых приборов, используемых для регистрации ядерных излучений. Существуют также другие методы компенсации носителей, например, обедненный носителями слой может быть получен путем облучения образца потоком нейтронов или  $\gamma$ -лучей (радиационные детекторы). На основе полупроводни-

ковых детекторов созданы специальные типы детекторов, которые используются для решения отдельных задач ( $\Delta E$ -детекторы, позиционно-чувствительные детекторы, детекторы с внутренним усилением и т. д.).

#### 2.4. Основные характеристики полупроводниковых детекторов

**Энергетическое разрешение.** Прохождение ионизирующей частицы в чувствительном объеме детектора приводит к образованию большого числа электронно-дырочных пар. Допустим, что частица с энергией  $E$  полностью потеряла свою энергию в чувствительном слое детектора. Тогда число образовавшихся пар будет равно  $N = E / E_{и}$ , где  $E_{и}$  – энергия ионизации. Если все носители будут собраны на соответствующих электродах, то величина импульса тока во внешней цепи будет пропорциональна энергии. Неполный сбор заряда приведет к меньшим сигналам и ухудшит разрешающую способность вследствие неравномерности сбора. Основные эффекты, определяющие полноту сбора заряда – захват и рекомбинация – рассматривались выше. Отметим, что при использовании детекторов, охлажденных до температуры жидкого азота, эффекты захвата весьма существенны, так как время, проведенное носителями в ловушке, увеличивается с понижением температуры. Рекомбинация важна на первой стадии процесса образования пар, когда электрон и дырка находятся вблизи места их образования. Особенно заметен этот эффект при регистрации тяжелых заряженных частиц с высокой плотностью ионизации. Основное ограничение на разрешающую способность детектора накладывают флуктуации числа электронно-дырочных пар, образованных частицей или  $\gamma$ -квантом. Если вероятность образования числа пар  $N$  будет распределена по закону Пуассона, то среднеквадратичная флуктуация будет равна  $\sqrt{N}$ . Относительная полуширина такого распределения составит  $2,36\sqrt{N}$ .

Распределение Пуассона можно ожидать в том случае, если вероятность образования пар электрон – дырка мала по сравнению с другими путями передачи энергии кристаллу (например, нагревание решетки). С другой стороны, если единственным механизмом потери энергии падающей частицы является образование пар электрон – дырка, то флуктуации числа  $N$  вообще не будет. Реальный случай находится между этими крайними вариантами. Статистическая теория подобной ситуации в газовых ионизационных камерах была разработана Фано. К полупроводниковым детекторам эта теория была применена в работе



Ван Росбрука. В этих работах наблюдаемое среднеквадратичное отклонение выражается в виде  $\sqrt{NF}$ , где  $F$  – фактор Фано. Для ионизационных камер  $F = 0,09$ ; для кремниевых и германиевых детекторов  $F = 0,10 \dots 0,15$ . Ввиду того что на разрешающую способность детектора влияют другие факторы, приведенные значения  $F$  следует рассматривать как нижние пределы.

**Шумы детекторов.** В реальных установках весьма существенны шумы детектора, возникающие в результате флуктуации тока утечки. Для того чтобы приблизиться к статистическому пределу, эти шумы надо свести к минимуму. Различают два вида токов утечки: объемные и поверхностные. Объемный ток возникает главным образом из-за тепловой генерации пар в объеме детектора. В германиевых детекторах этот ток настолько велик, что они могут использоваться только при низкой температуре. Величина тока утечки зависит от объема детектора и может достигать нескольких микроампер. Среднеквадратичная амплитуда объемного шумового тока пропорциональна току утечки.

Поверхностные токи возникают там, где на поверхность детектора подается высокое напряжение. В тех случаях, когда детектор мал и охлажден, поверхностные токи играют основную роль и накладывают ограничения на величину высокого напряжения, прикладываемого к детектору. Основная компонента этого шума пропорциональна квадрату тока утечки. Величина поверхностного тока возрастает при загрязнении поверхности детектора. Поэтому для предохранения поверхности кристалла от загрязнения и попадания влаги детекторы часто помещают в вакуум.

Имеются еще составляющие шума за счет входных электрических цепей – в нагрузочном сопротивлении, в сопротивлении смещения, за счет проводящих контактов и т. д. В настоящее время найдены методы снижения шумов в детекторах до минимума и разрешающая способность лучших детекторов близка к статистическому пределу.

**Толщина входного окна детектора.** Частица, входящая в детектор извне, должна сначала пройти нечувствительный слой вещества, который называется мертвым слоем. В экспериментах с тяжелыми заряженными частицами толщина этого слоя имеет большое значение, так как в мертвом слое частица может потерять значительную часть своей энергии. Если частицы будут попадать в детектор под разными углами, то их потери будут неодинаковыми, что приведет к ухудшению разрешения.

В диффузных детекторах окно соответствует глубине диффузного

слоя, который в кремниевых детекторах составляет около 1 мкм. В поверхностно-барьерных детекторах окном является слой металла толщиной  $50 \text{ мкг/см}^2$  ( $\sim 0,05 \text{ мкм}$ ), нанесенного на окисный слой пренебрежимо малой толщины. Поэтому такой тип детектора выгодно использовать в опытах с тяжелыми заряженными частицами или электронами низких энергий (до 100 кэВ).

В дрейфовых детекторах толщина мертвого слоя обычно велика ( $\sim 100 \text{ мкм}$ ), и они чаще используются для регистрации  $\gamma$ -лучей и быстрых электронов ( $E > 100 \text{ кэВ}$ ). Однако существуют специальные методы, позволяющие получить более тонкие мертвые слои в дрейфовых детекторах. Например, осуществляют дрейф лития в материале  $p$ -типа, затем на противоположной поверхности кристалла образуют барьерный слой, что приводит к образованию мертвого слоя толщиной 0,5 мкм. Такие детекторы используют для регистрации мягкого  $\gamma$ -излучения и рентгеновских лучей.

### 3. ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

К трековым приборам относят устройства, в которых заряженные частицы в результате взаимодействия изменяют состояние вещества детектора таким образом, что делают видимыми следы (треки) заряженных частиц. В пересыщенном паре при определенных условиях ионы являются центрами конденсации и на них вырастают капельки жидкости, видимые невооруженным глазом. Это явление – конденсация пара на ионах – положено в основу работы камер Вильсона. В перегретой жидкости ионы являются центрами кипения. Заряженные частицы в такой жидкости оставляют след в виде цепочки газовых полостей (пузырьков). На этом явлении и основана работа пузырьковых камер. В фотопластинках заряженные частицы в результате ионизации создают центры проявления. Таким образом, образуется скрытое изображение трека, которое после проявления становится видимым. К трековым приборам относятся также искровые камеры. В них электрический пробой между электродами происходит вдоль направления движения заряженной частицы, что позволяет определить направление движения частицы и ее координаты.

Трековые приборы не только регистрируют акт прохождения заряженной частицы, но и определяют некоторые ее характеристики по плотности ионизации, по величине пробега, по числу  $\delta$ -электронов. Возможности трековых приборов значительно увеличиваются, если их

помещают в магнитное поле. В этих случаях измерение радиуса кривизны трека дает дополнительную информацию о заряде, импульсе, массе заряженной частицы.

### **Камера Вильсона.**

Если в парогазовой смеси давление паров выше давления насыщенных паров при данной температуре, то такое состояние пара называется пересыщенным. Величина пересыщения  $S$  определяется как отношение плотности пересыщенного пара (в данный момент) к плотности насыщенных паров при той же температуре. Пересыщенное состояние пара можно получить при быстром увеличении объема. Пересыщенное состояние пара нестабильно и при наличии центров конденсации происходит переход части пара в жидкую фазу, пока давление не достигнет давления насыщенных паров.

Камера Вильсона – трековый детектор элементарных заряженных частиц, в котором трек (след) частицы образует цепочка мелких капелек жидкости вдоль траектории ее движения. Изобретена Ч. Вильсоном в 1912 году (получена Нобелевская премия в 1927 г.). В 1899 году Вильсон обратил внимание на то, что в парогазовой смеси, очищенной от пыли, конденсация происходит при пересыщении  $S > 4$ , если рядом с объемом поместить источник ионизирующего излучения. Несколько позднее Дж. Дж. Томсон показал, что центры ионизации в данном случае – ионы. И, наконец, при  $S > 8$  во всем объеме камеры образуется туман, плотность которого тем больше, чем больше величина пересыщения. В этом случае конденсация происходит и без ионизирующего излучения. Таким образом, если создается пересыщенное состояние при  $4 < S < 8$ , центрами конденсации могут быть ионы. Это явление и было использовано Вильсоном для создания камеры, в которой за счет расширения создается метастабильное пересыщенное состояние. При прохождении заряженной частицы образуются ионы, на которых и происходит конденсация, т. е. вырастают капельки жидкости, которые фотографируются. Такая камера позволяет сфотографировать след (трек), оставленный заряженной частицей.

Пересыщение в камере при прочих равных условиях зависит от давления неконденсирующегося газа: чем выше давление газа, тем меньше требуемое расширение для получения заданного пересыщения. Работа при более высоких давлениях, кроме того, увеличивает число ионов на единице пути, что делает треки отчетливее.

Схема камеры Вильсона приведена на рис. 14. Верхнюю крышку камеры и боковые стенки обычно делают стеклянными; через верх-

ную крышку производится фотографирование треков, а через боковые стенки – освещение. Дно камеры – это диафрагма, при движении которой образуется пересыщенное состояние пара. Дно камеры покрывают черным бархатом (для лучших условий фотографирования), пропитанным водой (или водно-спиртовой смесью).

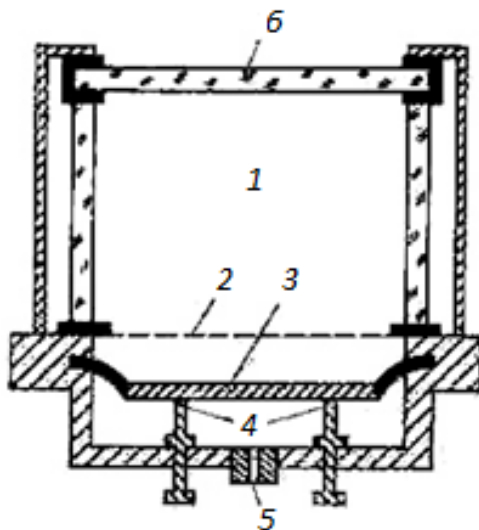


Рис. 14. Камера Вильсона: 1 – рабочий объем; 2 – сетка; 3 – подвижная диафрагма; 4 – ограничители хода диафрагмы; 5 – отверстие для изменения давления под диафрагмой; 6 – стеклянные стенки камеры

Камеры Вильсона часто помещают в магнитное поле, это позволяет определять больше параметров регистрируемых частиц. След частицы необходимо сфотографировать таким образом, чтобы можно было найти длину пробега отдельной частицы, кривизну ее траектории, углы между траекториями частиц, движущихся в любой плоскости. Для этого треки фотографируют с двух различных точек. Стереоскопическая съемка следов частиц производится как одним объективом, так и двумя.

Рабочий цикл камеры включает в себя расширение, включение освещения, фотографирование треков и сжатие. Расширение камеры производится за время от нескольких сотых до десятых долей секунды, в зависимости от конструкции и размеров камеры. После того как про-

изошло расширение, газ в камере постепенно нагревается за счет притока тепла от стенок, пересыщение уменьшается и после некоторого времени, называемого временем чувствительности камеры, конденсация на ионах прекращается. Время чувствительности камеры определяют как время после расширения, в течение которого в камере остается пересыщение, достаточное для конденсации на ионах. Это время имеет большое значение при работе камер с управлением. Длительность экспозиции при фотографировании треков выбирают из условий получения наиболее четких снимков. После фотографирования треков производят уменьшение объема камеры. Парогазовая смесь в камере после сжатия будет находиться при более высокой температуре, чем в начале рабочего цикла. Повышение температуры, как уже отмечалось выше, требует больших расширений для определения необходимого пересыщения. Поэтому после сжатия, чтобы установить начальную температуру, необходимо некоторое время. Это время для камер с низким давлением и небольшим объемом может составлять порядка 1 с. Но в камерах с большим объемом и высоким давлением оно может достигать сотен секунд. Так, при давлении в камере около 100 атм после каждого сжатия требуются около 900 с для отвода тепла, выделившегося при сжатии, после чего камера вновь готова к следующему расширению.

Плотность капель вдоль треков заряженных частиц в камерах Вильсона оказывается пропорциональной плотности ионизации. Плотность треков определяют по числу сгустков капель вдоль трека. Такие сгустки образуют электроны, появляющиеся в результате ионизации, с энергиями порядка нескольких сот электрон-вольт. Кривизну трека (при длине трека 10–20 см) с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле, можно определить с точностью порядка 0,01–0,02 см.

#### **Камеры непрерывного действия (диффузионные камеры).**

В некоторых случаях при исследованиях постоянного во времени поля излучений и невозможности управления камерами желательно иметь время чувствительности камер как можно больше. Поэтому представляют интерес камеры непрерывного действия (диффузионные камеры). На рис. 15 показана схема одного из вариантов диффузионной камеры низкого (нормального) давления.

Пересыщение пара можно создать не только расширением объема газовой среды, но и диффузией пара из нагретой области в холодную.

Этот принцип используется в диффузионной камере. Диффузионная камера была изобретена в 1936 году А. Ландгсдорфом.

Диффузионная камера – прибор, в котором можно наблюдать видимые следы (треки) заряженных частиц.

**Принцип работы.** Как и в камере Вильсона, треки в диффузионной камере создаются каплями жидкости в пересыщенном паре, а центрами конденсации являются ионы, образующиеся вдоль траектории заряженной частицы. Пересыщение газа в диффузионной камере достигается за счет непрерывного потока пара от более горячей поверхности у крышки камеры к холодной поверхности у ее дна. В отличие от камеры Вильсона, в диффузионной камере пересыщение существует постоянно, поэтому диффузионная камера чувствительна к ионизирующим частицам непрерывно.

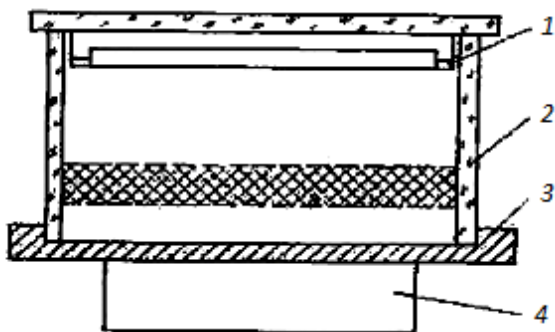


Рис. 15. Схема диффузионной камеры: 1 – желоб с испаряющейся жидкостью; 2 – стеклянные стенки камеры; 3 – массивная медная плита; 4 – холодильник

В диффузионных камерах обычно используются пары спиртов, а для охлаждения – сухой лед. Металлическое дно камеры, заполненной газом, охлаждается твердой углекислотой до температуры  $-60\dots-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Вследствие теплопроводности газа и конвективного теплообмена между газом и стенками камеры в камере устанавливается большой перепад температуры по высоте. Верхняя часть камеры заполняется парами метилового спирта с упругостью, близкой к насыщенности (при температуре от  $10$  до  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ). Пары спирта диффундируют вниз и конденсируются на дне камер. Так как температура газа в области, прилегающей ко дну камер, значительно ниже, чем температура

у крышки, внизу образуется слой с пересыщением парами спирта, в котором формируются треки частиц. Высота чувствительного к ионизирующим частицам слоя в диффузионной камере достигает 50–70 мм. Четкие следы частиц в диффузионной камере образуются при температурных перепадах в чувствительном слое в интервале 50–10 град/см.

Поскольку диффузионная камера имеет непрерывную чувствительность, то она не может работать при большом уровне мощности излучения. Ионизация в этом случае уменьшает количество пара, находящегося в пересыщенном состоянии, и это может привести к тому, что не будут образовываться треки. Если камеры регистрируют частицы от импульсных источников излучения, то после каждой регистрации большого числа частиц необходимо время для диффузии пара в чувствительный объем. Это время составляет порядка нескольких секунд. По этим же причинам диффузионную камеру нельзя использовать в случаях большого постоянного фона ионизирующего излучения.

Диффузионные камеры высокого давления наполняют водородом до 3–4 Мн/м<sup>2</sup> (30–40 атм) и гелием до 20 Мн/м<sup>2</sup> (20 атм). Они применяются для изучения процессов взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами водорода, дейтерия и гелия. Помещая диффузионную камеру в магнитное поле (~10–20 000 эрг), можно с большой точностью измерять импульсы частиц. С помощью диффузионных камер было исследовано образование  $\pi$ -мезонов при столкновениях протонов, нейтронов и других частиц с ядрами водорода и гелия; наблюдалось парное рождение  $\lambda$ -гиперонов с  $\kappa$ -мезонами при соударениях  $\pi$ -мезонов с протонами и др.

### **Пузырьковые камеры.**

Пузырьковая камера – трековый детектор элементарных заряженных частиц, в котором трек (след) частицы образует цепочка пузырьков пара вдоль траектории ее движения, т. е. действие детектора основано на вскипании перегретой жидкости вдоль траектории частицы. Изобретена Д. Глазером в 1952 году (получена Нобелевская премия в 1960 г.).

Идея создания пузырьковой камеры возникла у Д. Глазера во время работ с перегретыми жидкостями. Глазер нагревал в колбе небольшого объема эфир, поддерживая его в жидком состоянии увеличением действующего на объем давления. Если давление внезапно снималось, то эфир оставался в перегретом жидком метастабильном состоянии. Поднесенный к колбе радиоактивный препарат вызывал немедленное вскипание эфира, и кинокамера, регистрирующая кипение, показывала

треки ионизирующих частиц. Глазер установил, что длительное метастабильное состояние перегретой жидкости возможно только в том случае, если внутренняя поверхность колбы с жидкостью не имеет царапин, углов, является плавной. В противном случае происходит интенсивное самопроизвольное (без облучения) вскипание перегретой жидкости.

Подобного рода устройство стало известно как чистая пузырьковая камера. В такой камере перегретая жидкость не вскипала в течение 1 мин и даже дольше; она, по-видимому, могла бы оставаться в этом метастабильном состоянии очень долго, если бы не действие космического излучения. Эти камеры не удалось применить для исследований, так как только из стекла изготовить камеру больших размеров (высокое давление перегретой жидкости) невозможно и, кроме того, через толстые искривленные стекла нельзя фотографировать треки частиц с достаточной точностью. В результате работ Глейзера было установлено, что перегретая жидкость вскипает (начинает вскипать) вдоль трека заряженной частицы и что паровые пузырьки, образованные вдоль пути частицы, успевают вырасти до приемлемых для фотографирования размеров прежде, чем вскипает вся жидкость.

Пузырьковые камеры так бы и остались иллюстрацией интересного физического явления, если бы не получили развитие так называемые грязные камеры. Были изготовлены камеры из полированного металла с плоским стеклом, в которых удалось наблюдать треки заряженных частиц (рис. 16). Опыты с грязной камерой показали, что при быстром сбросе давления происходит быстрое вскипание жидкости в основном вблизи уплотняющих прокладок между стеклом и корпусом камеры, вблизи поршня, изменяющего давление, но скорость распространения кипения оказывается ограниченной теплопроводностью жидкости и стенкой камеры и повышением давления в жидкости при кипении у стенок.

Таким образом, центральная часть камеры после изменения давления в течение некоторого времени находится в метастабильном состоянии, в ней заряженные частицы могут образовать пузырьки пара.

В перегретом состоянии жидкость находится в неустойчивом состоянии, поскольку с энергетической точки зрения перегретой жидкости выгодно расслоение на две фазы – жидкую и газообразную.

Однако для такого расслоения необходимо образование полостей в жидкости, что требует затрат энергии. Пусть жидкость перегрета, т. е. давление насыщенных паров при данной температуре выше гидроста-



тического. Пусть, далее, в жидкости каким-либо путем образовался пузырек пара.

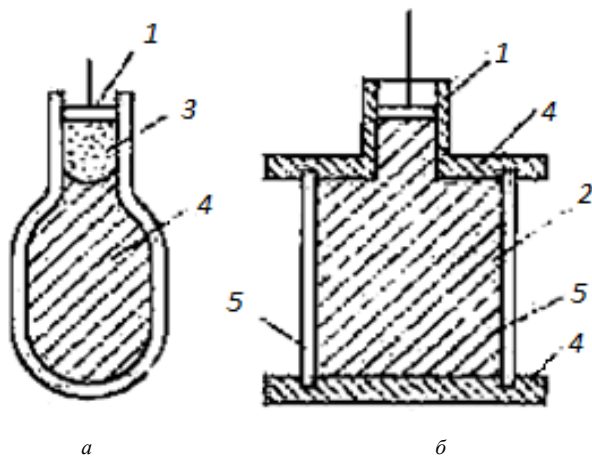


Рис. 16. Устройство чистой (а) и грязной (б) пузырьковых камер:  
 1 – поршень; 2 – рабочая жидкость; 3 – жидкость с более высокой точкой кипения для защиты рабочей жидкости от соприкосновения с поршнем; 4 – металлический корпус; 5 – плоские стекла

Оказывается, что дальнейшая судьба пузырька существенно зависит от его радиуса, так как на него действуют силы поверхностного натяжения. Когда температура жидкости далека от критической, то равновесие пузырька пара (постоянство его радиуса), в принципе, возможно при следующих условиях: если давление пара внутри пузырька уравновешено внешним давлением и давлением, обусловленным поверхностным натяжением, то равновесие возможно только при критическом радиусе полости. Но это равновесие неустойчиво. Для большинства жидкостей критический радиус пузырька имеет величину около  $10^{-6}$  см.

Перегретая жидкость может начать кипеть, если в ней образуются пузырьки пара с радиусом больше критического. Такие пузырьки могут возникать на стенках камеры за счет неплотного контакта жидкости с поверхностью камеры. Кроме того, в жидкости в результате термодинамических флуктуаций непрерывно образуются пузырьки различных радиусов. Вероятность образования пузырьков в результате

флуктуации плотности жидкости очень сильно зависит от температуры и перегрева.

Пузырьки, образующиеся в результате флуктуации плотности жидкости, создают фон в камере, который по аналогии с камерами Вильсона называют туманом. Чем больше перегрев жидкости, тем выше плотность тумана. Для пузырьковых камер, таким образом, имеется максимальное значение перегрева. Если перегрев жидкости выше максимального, то жидкость практически мгновенно вскипает по всему объему и образующийся туман не позволяет регистрировать ионизирующие частицы.

Длительность рабочего цикла камеры во многом определяется временем, в течение которого камера выдерживается со сброшенным давлением. Если это время велико, то пузырьки успевают вырасти до значительных размеров и переместиться в верхнюю часть камеры, где и произойдет их конденсация после повышения давления в камере. Таким образом, будет происходить охлаждение нижней части камеры (поглощение тепла при образовании пара) и нагрев ее верхней части (выделение тепла при конденсации пузырьков). Это создаст нежелательный температурный градиент в камере, выравнивание которого может потребовать несколько минут из-за малой теплопроводности жидкости.

Для изучения взаимодействия элементарных частиц наилучшей рабочей средой является жидкий водород – идеальная мишень для исследования элементарных столкновений. Большой интерес для изучения элементарных взаимодействий представляет и дейтерий, поскольку опыты, проведенные на дейтерии, в совокупности с опытами, проведенными на протонах, в некоторых случаях позволяют сделать заключения о взаимодействии частиц с нейтронами.

Пузырьковые камеры с жидким водородом и дейтерием, имеющие исключительные свойства как мишени, оказываются не очень хорошими детекторами частиц из-за малой плотности наполнителя, когда возникает необходимость в изучении закономерностей распада и продуктов распада нестабильных частиц. Вероятность наблюдения таких распадов тем больше, чем меньше пробеги частиц в камере, т. е. для этого необходимы камеры, наполненные жидкостями с большими плотностями. Малая плотность жидкого водорода и дейтерия и их малый атомный номер не позволяют регистрировать распады нестабильных частиц с большой эффективностью. С этой точки зрения представляют большой интерес такие вещества, как пропан, фреон, йоди-

стый метил, шестифтористый вольфрам, ксенон. Все эти вещества в жидком состоянии имеют гораздо большие плотности, чем жидкий водород. Кроме того, создание пузырьковых камер с жидким водородом и дейтерием является более сложной задачей, поскольку они работают при низких температурах (~30 К). Для регистрации и исследования  $\gamma$ -квантов, сопровождающих элементарные взаимодействия, представляют особый интерес пузырьковые камеры, наполненные ксеноном или шестифтористым вольфрамом.

Современные пузырьковые камеры представляют собой сложные инженерные сооружения. Основные узлы пузырьковых камер: камера с рабочей жидкостью, механизм изменения давления, система импульсного освещения камеры и фотографирования треков, система, обеспечивающая поддержание в камере постоянной температуры. Пузырьковые камеры обычно помещают между полюсными наконечниками магнитов. Масса таких магнитов достигает нескольких сот тонн.

### **Искровая, стримерная и широкозаярная камеры.**

Искровая камера – трековый детектор заряженных частиц, в котором трек (след) частицы образует цепочка искровых электрических разрядов вдоль траектории ее движения.

Общим для счетчика любого вида преимуществом является немедленность регистрации, т. е. отсутствие последующей обработки. С другой стороны, общим преимуществом всех следовых регистраторов является полнота информации о траекториях заряженных частиц. Оба эти преимущества объединены в искровой камере. Схема обычной искровой камеры приведена на рис. 17.

Искровая камера является управляемым трековым детектором, который запускается внешними счетчиками. Камера представляет собой систему последовательных искровых счетчиков. Она состоит из параллельных металлических пластин (электродов), соединенных через один, пространство между которыми заполнено инертным газом (чаще He, Ne или их смесью). Расстояние между пластинами составляет около 1 см. Площадь пластин – от десятков сантиметров до нескольких метров. Половина электродов заземлена, а на другую половину в момент прохождения частицы подается короткий высоковольтный импульс величиной порядка десятков киловольт на сантиметр.

При этом между электродами в местах пролета ионизирующей частицы возникают искровые разряды. Искры можно не только фотографировать, но и регистрировать двумя (для стереоскопичности) ультразвуковыми детекторами, сигналы с которых подаются на вход вычисли-

тельной машины, запрограммированной на отбор нужных событий с последующим расчетом всех необходимых характеристик исследуемых реакций, что дает возможность не тратить времени на обработку фотографий.

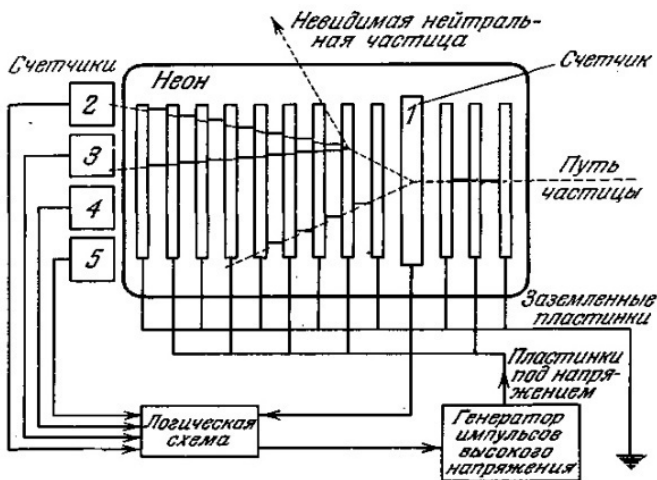


Рис. 17. Схема искровой камеры

Это позволяет работать с очень интенсивными пучками частиц. В искровой камере искровой разряд точно следует в направлении траектории движения частицы.

Искровые камеры обладают и рядом других ценных качеств. Их эффективный объем ничем не ограничен. Рабочий объем камеры складывается из отдельных «кирпичей», каждый из которых представляет собой небольшую камеру. Количество же «кирпичей» может быть любым. У искровых камер очень быстрый рабочий цикл, примерно  $10^{-2}$  с, так что камера может совершать сотни циклов в секунду. В отличие от пузырьковой камеры, искровая камера управляема, т. е. может включаться внешними счетчиками.

Недостатком искровой камеры является значительно меньшая точность, чем у пузырьковой, поскольку трек частицы создается отдельными искрами, число которых равно числу пересекаемых частицей пластин, т. е. невелико. Кроме того, и сами искры сравнительно толстые. Электроды искровой камеры могут состоять из проволочек.

В этом случае искровые разряды идут на отдельные проволочки, что существенно облегчает бесфильмовый съем информации. Подобно пузырьковым камерам большие искровые камеры очень дороги. Они используются в физике высоких энергий для изучения сложных многокаскадных процессов и для регистрации редких событий.

Наряду с обычными искровыми камерами в физике высоких энергий широко применяются *стримерные* и *широкоззорные* искровые камеры.

Стримерная камера – управляемый импульсный газоразрядный детектор, в котором разряд обрывается на более ранней стадии, не успевающая перейти в искру. Изобретена в 1963 году Г. Е. Чиковани, Б. А. Долгошеиным. Стримеры – это узкие, направленные вдоль поля светящиеся каналы ионизованного газа длиной до нескольких миллиметров, возникающие в предпробойной (доискровой) стадии искрового разряда. Стримеры вырастают в сильном электрическом поле в местах ионизации, созданной заряженной частицей. Совокупность стримеров вдоль пути пролета частицы формируют ее трек. Треки обычно фотографируют.

Обе камеры (стримерная и широкоззорная) по своей конструкции напоминают плоский конденсатор с расстоянием между электродами порядка десятков сантиметров. Различаются камеры главным образом длительностью высоковольтного импульса. В широкоззорной искровой камере искровой разряд происходит вдоль трека ионизирующей частицы. Это свойство искрового разряда имеет место, однако, в том случае, если направление движения частицы составляет с направлением электрического поля угол не более  $40\text{--}50^\circ$ . При больших углах происходят множественные искровые разряды из точек трека на электродах, что не позволяет получить полную информацию о траектории. В стримерной камере импульс напряжения является столь коротким (около 20 нс, т. е.  $20 \cdot 10^{-9}$  с), что за время его действия в окрестности трека частицы успевают возникнуть только зародыши искры – стримеры. В результате трек частицы оказывается светящимся, но намного слабее, чем в широкоззорной искровой камере. Преимущество стримерной камеры состоит в  $4\pi$ -геометрии – в возможности получения светящихся треков частиц, влетающих в камеру под любыми углами. Это особенно важно при регистрации последовательности распадов, а также при измерении импульсов частиц (камера помещается в магнитное поле). Широкоззорные камеры – искровые и стримерные – в иностранной литературе часто называют русскими камерами, поскольку

ку они были разработаны советскими исследователями (А. И. Алиханян, Т. Л. Асатиани, Б. А. Долгошеин, Б. И. Лучков, В. Н. Ройнишвили, Г. Е. Чиковани; 1970 г.).

#### 4. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ

*Кристаллический счетчик* – прибор для регистрации ионизирующих излучений, основанный на появлении под их действием заметной электропроводимости у диэлектриков.

В кристаллических детекторах, так же как и в приборах с газовым наполнением, для регистрации заряженных частиц используется ионизационный эффект, образуемый ими в рабочем объеме прибора, в данном случае в кристалле. Для изготовления кристаллических детекторов применяются некоторые ионные кристаллы (например,  $\text{AgCl}$ ,  $\text{AgBr}$ ,  $\text{GdS}$ ) и кристаллы, образуемые четырехвалентными элементами (углерод в виде алмаза, кремний, германий). Механизм ионизации в такого рода кристаллах существенно отличается от механизма ионизации в газах. Наличие сильной связи между атомами, образующими кристаллическую решетку, приводит к тому, что отдельные атомы не могут рассматриваться изолированно друг от друга, так как их внешние электронные оболочки, определяющие поведение валентных электронов, обобщены. В соответствии с этим неупругие соударения заряженной частицы с кристаллической решеткой приводят к образованию носителей электрических зарядов в виде свободных электронов и отвечающих им освобожденных электронных уровней, играющих роль положительных зарядов. Процессы, происходящие в кристаллическом детекторе того или иного типа при попадании в него ионизирующей частицы, удобно рассматривать на основании зонной теории кристаллов.

Кристаллический счетчик обладает высокой эффективностью. Его действие аналогично действию ионизационной камеры. Если в ионизационной камере заряженная частица образует свободные электроны и ионы, то в кристаллическом диэлектрическом счетчике возникают электронно-дырочные пары. Кристаллический счетчик представляет собой монокристалл диэлектрика (алмаз сернистый цинк, сульфид кадмия и др.), на противоположные грани которого нанесены электроды; к электродам приложена разность потенциалов. По принципу действия это – твердотельная ионизационная камера. Проходя через кристалл, заряженные частицы вызывают в нем ионизацию. Образующие-

ся в результате ионизации свободные носители заряда – электроны проводимости и дырки – движутся под влиянием электрического поля к соответствующим электродам. В результате в цепи кристаллического счетчика течет ток. Сила тока является мерой интенсивности потока ионизирующего излучения. Отдельная ионизирующая частица вызывает в цепи кристаллического счетчика кратковременный импульс тока, который после усиления можно зарегистрировать пересчетным прибором или амплитудным анализатором. При этом амплитуда импульса пропорциональна энергии частицы (если ее пробег меньше размеров кристалла).

Применение твердого вещества вместо газообразного в качестве счетчика имеет ряд преимуществ, а именно: а) малые размеры счетчика (обеспечивает хорошую геометрию опыта); б) большое тормозящее действие (что полезно для работы с  $\gamma$ -лучами и частицами больших энергий); в) малое разрешающее время (обеспечивает высокую скорость счета и счет совпадений); г) передача большей, чем в газе, энергии каждой паре ионов (обеспечивает лучшее отношение сигнала к шуму).

Большая часть этих преимуществ присуща как счетчику проводящего типа, так и счетчику сцинтилляции. Преимущества твердого счетчика проводящего типа в известной степени компенсируются рядом трудностей, возникающих при работе с ним, детально описанных ниже. К ним относятся: деформация кристалла, поляризационные эффекты, вариации в эффективности счета различными частями одного кристалла, необходимость в отжиге и работе при низких температурах.

Краткое описание работы кристаллического счетчика может быть дано при помощи рис. 18.

Частица, например  $\beta$ -частица большой энергии, входит в кристалл в точке *A*. Вплоть до своей остановки она освобождает из кристаллического счетчика вторичные электроны. Происходит процесс, аналогичный ионизации в газе, когда вдоль трека частицы образуются положительные и отрицательные ионы. В кристалле большое количество свободных вторичных электронов концентрируется вдоль трека  $\beta$ -частицы. Одновременно образуется равное количество положительных дырок. Дырки могут быть неподвижными или подвижными. Если они неподвижны, мы имеем очевидное отличие от явлений, происходящих в газе.

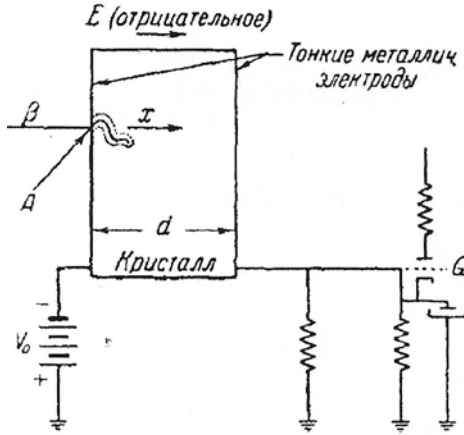


Рис. 18. Схема кристаллического счетчика

Предположим, что дырки неподвижны. В этих условиях облако освободившихся электронов ускоряется электрическим полем в кристалле. Движение, осуществляемое под действием поля, накладывается на случайное тепловое движение, которое электроны совершают в результате столкновений с ионами или атомами кристаллической решетки. Теория процесса столкновений дана Фрейлихом и Мотгом. Комбинированный эффект этих движений и дает смещение электронов по направлению к положительному электроду.

На пути к положительному электроду отдельный электрон может пройти вблизи захватывающего центра, или ловушки. Ловушками могут являться атомы примеси, пустоты, трещины или какие-нибудь другие дефекты решетки.

Если электрон проходит достаточно медленно и близко от ловушки, он будет захвачен и, таким образом, станет неподвижным. Электроны могут быть иногда выведены из ловушки тепловыми квантами, но вероятность этого процесса мала. Благодаря явлениям захвата в слабом поле возможен случай, когда все электроны будут захвачены, не достигнув положительного электрода. В более сильном поле электроны будут двигаться с большей скоростью и, следовательно, не будут находиться продолжительное время вблизи ловушек. Поэтому они могут покрыть расстояние между отрицательной и положительной пластинами, не будучи захваченными, и, по-видимому, полностью затормозятся в электроде. В этом случае электроны пройдут сквозь всю



толщю кристалла. Очевидно, что дальнейшее увеличение поля не даст иного результата, кроме увеличения скорости смещения вторичных электронов; число собранных электронов будет стремиться к постоянной величине.

Недостаток кристаллического счетчика – поляризация диэлектрика. Часть носителей заряда при движении к электродам захватывается дефектами кристаллической решетки. Возникает внутреннее электрическое поле, возрастающее по мере облучения кристалла и ослабляющее действие приложенного внешнего поля. Это приводит к уменьшению амплитуды импульсов и к прекращению счета. Для устранения поляризации применяют нагрев кристалла, его освещение, приложение переменного поля и т. п. Простота конструкции кристаллического счетчика, его малые размеры (несколько миллиметров кубических) и способность некоторых кристаллов (например, алмаза) работать при высоких температурах делают кристаллический счетчик удобным для отдельных применений, например в дозиметрических устройствах. Для отдельных измерений, требующих анализа энергий частиц, лучшими свойствами обладает другая разновидность твердотельной ионизационной камеры – полупроводниковый спектрометр.

#### **Кристаллические счетчики на изоляторах.**

В качестве кристаллических счетчиков частиц были исследованы монокристаллы алмаза, CdS, ZnS и S при комнатной температуре и AgCl, AgBr, TlBr и TlI в сильно охлажденном состоянии.

**Принцип действия.** Принцип действия кристаллического счетчика, в котором рабочий объем заполнен изолятором, очень прост и подобен принципу действия импульсной ионизационной камеры. Кристаллу придается обычно форма прямоугольного параллелепипеда или диска. На противоположные грани кристалла химическим путем или с помощью распыления в вакууме наносятся электроды (из серебра, золота или платины). Схема включения кристаллического счетчика приведена на рис. 19.

Заряженная частица, проходя через кристалл, образует на своем пути некоторое количество свободных электронов и дырок в соответствии с величиной энергии, потерянной ею в кристалле, и средней энергией. Под действием приложенной разности потенциалов  $U$  свободные носители зарядов начинают перемещаться в направлении соответствующих электродов, и в цепи счетчика возникает электрический ток. При протекании тока эквивалентная емкость  $C$  заряжается до некоторой малой разности потенциалов  $\Delta U$ , усиливаемой и регистри-

руемой далее каким-либо электронным устройством. При этом, естественно, предполагается, что свободные электроны и дырки появляются в кристалле только в результате воздействия регистрируемых частиц, а не самопроизвольно, т. е. что кристалл обязательно является изолятором. Кристалл, обладающий заметной электропроводностью, для использования в качестве счетчика рассматриваемого типа непригоден.

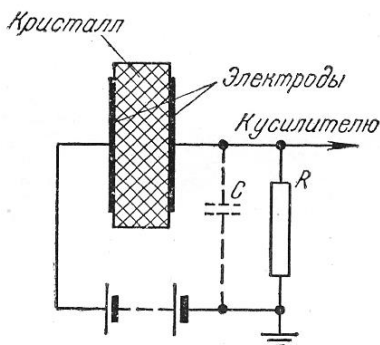


Рис. 19. Схема включения кристаллического счетчика

Поэтому такие кристаллы, как, например,  $\text{AgCl}$  или  $\text{AgBr}$ , являющиеся при комнатной температуре полупроводниками, применяются в кристаллических счетчиках только в охлажденном состоянии.

**Амплитуда импульса.** В некоторых кристаллах, например, в алмазе, в переносе зарядов под действием электрического поля участвуют как свободные электроны, так и дырки. В других кристаллах, например, в  $\text{AgCl}$  (при низкой температуре), в образовании электрического тока участвуют только свободные электроны, а дырки совсем не обладают подвижностью и остаются закрепленными в местах их возникновения. Эта особенность кристаллов сильно влияет на характер распределения импульсов на собирающем электроде кристаллического счетчика по амплитудам.

В идеальном кристалле (без примесей и без дефектов) с подвижными дырками при достаточно высокой разности потенциалов, исключающей возможность рекомбинации, все носители зарядов через некоторое время  $T$ , определяемое скоростью дрейфа носителей  $r$  и расстоянием между электродами  $d$ , достигали бы электродов. Так как подвижность дырок  $k_+$ , если она не равна нулю, по порядку величины равна

подвижности свободных электронов  $k_-$  (обычно  $k_+$  меньше  $k_-$  всего в два-три раза), время собирания дырок примерно равно времени собирания электронов:  $T_+ \approx T_-$ . Поэтому при разумном значении сопротивления  $R$  во внешней цепи счетчика, когда  $RC > T$ , амплитуда импульса должна быть пропорциональна энергии  $\Delta E$ , потерянной частицей в кристалле, независимо от расположения траектории последней в рабочем объеме счетчика.

В идеальном кристалле с неподвижными дырками амплитуда импульса была бы однозначно связана с энергией только в случае образования ионизационного эффекта в непосредственной близости от катода. При облучении счетчика частицами по всему объему амплитуда импульса оказалась бы зависящей от расположения траекторий частиц в счетчике, что привело бы к разбросу импульсов по амплитудам вплоть до нуля.

В реальных кристаллах, хотя бы в очень малых количествах, имеются разного рода дефекты и посторонние примеси. Концентрация дефектов обычно не настолько велика, чтобы существенно исказить основные свойства кристалла. Дефекты могут, однако, образовывать локальные энергетические уровни, располагающиеся, как правило, в запрещенной зоне кристалла  $C$  (рис. 20). При тепловом соударении с дефектом свободному электрону энергетически выгодно перейти из зоны проводимости на уровень дефекта, играющий, таким образом, роль ловушки для электрона (рис. 20, *а*). Подвижные дырки также могут испытать захват, поскольку при соударении дырки с дефектом электрону выгодно перейти с уровня дефекта на свободный уровень в валентной зоне (рис. 20, *б*).

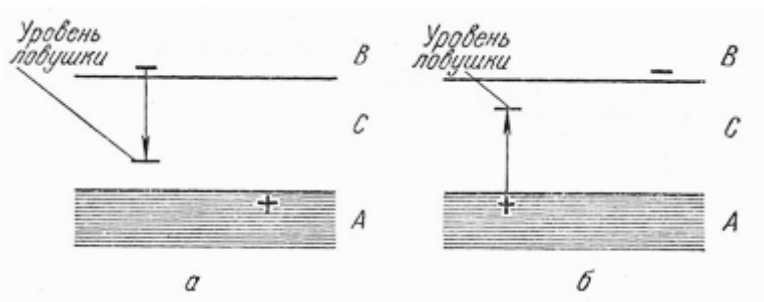


Рис. 20. Схема энергетических уровней кристалла

В соответствии с этим амплитуда импульса в реальном кристалле будет определяться отношением средней разности потенциалов, которую проходят свободные носители электрических зарядов в направлении поля до захвата их ловушками, к разности потенциалов  $U$  на электродах детектора.

В случае плоской геометрии, когда напряженность поля по всему рабочему объему детектора одинакова, это отношение может быть рассчитано как  $uT'/d$ , где  $T'$  – время жизни носителей до их захвата. Концентрация ловушек в кристаллах обычно такова, что время жизни носителей много меньше номинального времени собирания  $T$ , и произведение  $uT'$ , называемое длиной переноса, оказывается всегда меньше расстояния между электродами  $d$ . Тогда, при постоянной времени цепи детектора  $RC > T'$ , амплитуда импульса в кристаллическом счетчике будет приблизительно равна:

$$\Delta U \approx \frac{u_- T'_- + u_+ T'_+}{d} \cdot \frac{q_0}{C} \quad (\text{если } k_+ \neq 0),$$

или

$$\Delta U \approx \frac{u_- T'_-}{d} \cdot \frac{q_0}{C} \quad (\text{если } k_+ = 0).$$

Так как длина переноса  $uT'$  растет с напряженностью поля  $E$ , то при увеличении разности потенциалов  $U$ , приложенной к счетчику, амплитуды импульсов возрастают, стремясь к насыщению. Поскольку величина импульса может достичь насыщения только при условии, что все подвижные носители электрических зарядов доходят до электродов, в кристаллах с подвижными дырками амплитуда импульса в насыщении должна быть, в принципе,  $\Delta U \approx \frac{q_0}{C}$  независимо от характера облучения.

**Время разрешения.** Свободные электроны в диэлектриках обладают довольно высокой подвижностью, составляющей сотни и даже тысячи квадратных сантиметров в секунду в минус первой степени на один вольт в первой степени ( $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$ ). Подвижность дырок, если она не равна нулю, также велика и, как уже упоминалось, по порядку величины сравнима с подвижностью электронов. Так как в кристаллическом счетчике длина переноса зарядов  $uT'$  составляет обычно малые доли от расстояния между электродами  $d$ , время нарастания импульса до его амплитудного значения очень мало и измеряется десятками и сотыми долями микросекунды. При повышении концентрации лову-

шек в кристалле время нарастания импульса уменьшается. Так как, однако, время нарастания убывает за счет уменьшения времени жизни носителей зарядов  $T'$ , то при этом сокращается длина переноса  $uT'$ , а следовательно, происходит и соответствующее уменьшение амплитуды импульсов.

Благодаря малому времени нарастания импульса разрешающая способность кристаллических счетчиков по времени весьма велика. Для кристаллов AgCl и AgBr, охлажденных до температуры 77 К (температура жидкого азота), время разрешения составляет около  $10^{-6}$  с. Наилучшей разрешающей способностью по времени обладают алмазы, для которых время разрешения может быть доведено до  $10^{-8}$  с.

**Поляризационный эффект.** Рядом исследователей было замечено, что при прохождении электрического тока через кристалл наблюдаются явления поляризации. В настоящее время механизм процессов поляризации полностью еще не выяснен.

Из проведенного выше рассмотрения механизма переноса электрических зарядов в кристаллическом счетчике следует, что реальный кристалл не может служить пропорциональным детектором в полном смысле этого слова. Опыт показывает, что действительно по мере эксплуатации кристаллического счетчика амплитуды импульсов не остаются постоянными по величине, а постепенно уменьшаются. Скорость убывания амплитуд зависит от природы регистрируемого излучения и от режима работы счетчика. При регистрации сильно ионизирующих частиц амплитуды импульсов могут упасть до значений, сравнимых с уровнем шумов усилителя, уже после  $10^6$ – $10^7$  импульсов. Это весьма неприятное явление объясняется тем обстоятельством, что носители зарядов в кристаллическом счетчике не достигают, как правило, электродов и захватываются ловушками, распределенными более или менее равномерно по всему объему кристалла.

Так как носители электрических зарядов разных знаков успевают до захвата их ловушками сместиться в противоположные стороны на заметные расстояния от места их образования, плотность отрицательного и положительного пространственного заряда, образующегося в кристалле, окажется неодинаковой по его объему, и возникает поляризационный эффект (рис. 21, а). Если подвижность дырок в кристалле равна нулю и они остаются в местах своего образования, поляризация в кристалле будет обусловлена отрицательным пространственным зарядом, плотность которого по мере приближения к аноду возрастает (рис. 21, б).

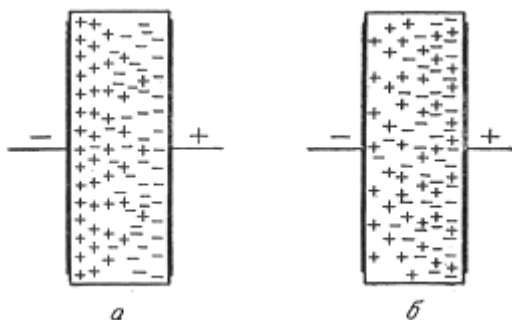


Рис. 21. Схема поляризационного эффекта в кристалле

Эффективная напряженность поля внутри кристалла убывает, и амплитуды импульсов уменьшаются. При длительной работе счетчика амплитуды импульсов могут упасть почти до нуля. Поскольку характер и степень поляризации в кристаллическом счетчике в значительной степени определяются свойствами кристалла и условиями его облучения, количественный расчет поляризационного эффекта крайне затруднителен.

При длительной эксплуатации кристаллического счетчика следует через определенные промежутки времени тем или иным способом снимать состояние поляризации. Для этого необходимо сообщить носителям электрических зарядов, закрепившимся на энергетических уровнях ловушек, дополнительную энергию, достаточную для перевода их в разрешенную зону кристалла. Получив возможность свободно перемещаться по кристаллу, носители зарядов противоположных знаков будут рекомбинировать друг с другом, и через некоторое время пространственный заряд окажется нейтрализованным.

Для нейтрализации пространственного заряда кристалл можно нагреть. При значительном повышении температуры носители зарядов, захваченные ловушками, смогут приобрести энергию, достаточную для перехода в разрешенную зону, за счет флуктуаций энергии теплового движения. Состояние поляризации можно снять и путем освещения кристалла светом, кванты которого имеют энергию, превышающую энергетическую разность уровней ловушка – разрешенная зона.

В ряде случаев удобно нейтрализовать пространственные заряды, изменяя время от времени полярность электродов. При этом, однако,

следует учесть, что после изменения полярности электродов внутреннее поле, образованное пространственными зарядами, окажется того же знака, что и внешнее, обусловленное напряжением  $U$ . Таким образом, эффективная напряженность поля внутри кристалла сразу станет выше номинальной, и амплитуды импульсов могут возрасти. При дальнейшей работе счетчика пространственные заряды будут постепенно нейтрализоваться, и амплитуды импульсов начнут уменьшаться. Через некоторое время все заряды будут нейтрализованы, напряженность поля внутри кристалла станет равной  $E$ , и амплитуды импульсов упадут до своего номинального значения. После этого в счетчике вновь начнет нарастать состояние поляризации, и амплитуды импульсов будут продолжать уменьшаться.

## 5. ЧЕРЕНКОВСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ

В последние годы для регистрации быстрых заряженных частиц применяются специальные детекторы, в которых используется так называемое черенковское излучение, сопровождающее, при выполнении некоторых определенных условий, прохождение частиц большой кинетической энергии через плотные среды, прозрачные для видимого света. Благодаря своим уникальным свойствам черенковские детекторы представляют особый интерес в случае необходимости сравнительно точного определения энергии регистрируемых частиц.

Черенковское излучение является совместным излучением множества атомов среды, расположенных вдоль траектории движения частицы и поляризованных ее электрическим полем. Таким образом, непосредственно излучает не частица, а среда.

Для исследования распределения частиц по скоростям применяются счетчики Черенкова, или детекторы, как их иногда называют.

Черенковский *детектор*, или *детектор черенковского излучения*, – детектор элементарных частиц, использующий детектирование черенковского излучения, что позволяет косвенным образом определить массы частиц, или отделить более легкие частицы (дающие черенковское излучение) от более тяжелых (не излучающих). Черенковское излучение преобразуется в электрический сигнал с помощью фотоэлектронных умножителей. Применяется в физике высоких энергий, ядерной физике и астрофизике.

Частица, проходящая через вещество со скоростью большей, чем скорость света в данном веществе, излучает черенковский свет. Можно

привести аналогию с созданием звукового удара, когда самолет летит быстрее, чем звуковые волны перемещаются по воздуху.

Черенковский детектор позволяет извлекать информацию о скорости частицы, и если известен импульс частицы (например, по искривлению траектории в магнитном поле), то дает возможность получить и массу, и таким образом идентифицировать частицу. Следовательно, этот тип детекторов может дать больше информации по сравнению, например, со сцинтилляционными счетчиками.

Принцип работы этого детектора основан на регистрации излучения, открытого П. А. Черенковым в 1934 году, объясненного в 1937 году И. Е. Таммом и И. М. Франком (все трое за это открытие удостоены Нобелевской премии в 1958 г.) и возникающего при движении заряженной частицы в прозрачной среде со скоростью  $v$ , большей скорости света  $u$  в этой среде. Поскольку  $u = c/n$ , где  $c$  – скорость света в вакууме ( $c = 4 \cdot 10^8$  м/с), а  $n$  – показатель преломления среды, то условие возникновения черенковского излучения имеет вид  $v > c/n$ .

Широкое практическое применение открытого С. И. Вавиловым и П. А. Черенковым свечения, возникающего при прохождении быстрой заряженной частицы через диэлектрик, стало возможным только после разработки фотоумножителей с большим коэффициентом усиления и малым шумом. В большинстве конструкций счетчиков Черенкова излучение, возникшее в радиаторе, собирается специальной оптической системой и регистрируется фотоумножителем. Счетчики Черенкова применяются почти исключительно в физике элементарных частиц, в системах, предназначенных для селекции частиц по скоростям и зарядам.

Черенковский детектор состоит из радиатора, в котором и возникает черенковское излучение, оптической системы, с помощью которой свет, излучаемый радиатором, направляется в регистрирующий прибор (оптическая система может включать в себя и светопровод), и самого регистрирующего прибора, которым, как правило, служит фотозлектронный умножитель (рис. 22). В некоторых случаях, когда интенсивность пучка регистрируемых частиц велика и обеспечивает достаточно большой световой выход, черенковское излучение может быть снято на фотографическую пленку.

Качественно возникновение излучения Вавилова – Черенкова можно понять из следующих рассуждений. Пусть частица, например электрон, движется в прозрачном диэлектрике. Электрон при движении поляризует атомы в объеме, прилегающем к его траектории.



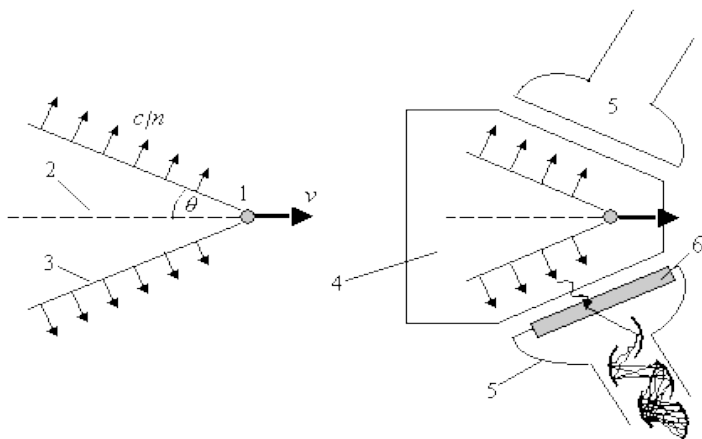


Рис. 22. Схема черенковского счетчика: слева – конус черенковского излучения; справа – устройство счетчика; 1 – частица; 2 – траектория частицы; 3 – фронт волны; 4 – радиатор; 5 – ФЭУ (показано развитие лавины вторичных электронов, вызванное фотоэлектроном); 6 – фотокатод

Это означает, что каждый «элементарный» объем вблизи траектории электрона будет получать некоторую энергию. После ухода электрона состояние поляризации исчезает и энергия, затраченная на поляризацию атомов, может быть унесена излучением. При медленном движении частицы, когда ее скорость меньше, чем скорость распространения электромагнитного поля в диэлектрике, вследствие полной симметрии поляризации вокруг частицы, излучения от отдельных атомов гасят друг друга. При движении частицы со скоростью, большей скорости света в диэлектрике, поляризация уже не будет полностью симметричной, так как частица опережает световой сигнал о своем появлении. Вдоль направления движения появится результирующее электромагнитное поле диполя, которое будет существовать и на больших расстояниях. При таком движении частицы поле возбуждается поочередно в каждом элементе объема вдоль ее траектории, затем каждый элемент излучает кратковременный электромагнитный импульс. Волны, испускаемые на различных участках траектории, могут оказаться в фазе, так что в удаленной точке наблюдения будет существовать результирующее поле, т. е. наблюдаться излучение. Естественно, существует полная симметрия относительно траектории частицы. Свет, возникающий на каждом участке траектории, распро-

страняется по поверхности конуса, вершина которого расположена на этом участке, ось совпадает с траекторией частицы.

Существует еще один механизм образования электромагнитного (так называемого *тормозного*) излучения при движении заряженной частицы в среде. Образуется это тормозное излучение, если скорость частицы резко изменяется. Между излучением Вавилова – Черенкова и тормозным имеется принципиальное различие. Излучение Вавилова – Черенкова обусловлено макроскопическими свойствами среды, а тормозное – взаимодействием с отдельными атомами. Для тормозного излучения характерны большие передачи энергии при одном взаимодействии, т. е. высокочастотный спектр излучения.

Заметим, что хотя *полная* энергия, испускаемая электроном при тормозном излучении, гораздо больше, чем при излучении Вавилова – Черенкова, однако существенное различие в спектральном распределении этих излучений приводит к тому, что в *видимой* части спектра излучение Вавилова – Черенкова оказывается гораздо более интенсивным, чем тормозное. Угловые распределения тормозного излучения и излучения Вавилова – Черенкова также резко отличаются друг от друга. В первом случае угол испускания уменьшается с ростом энергии частицы, а во втором увеличивается.

Число фотонов, выходящих из радиатора, и их спектр зависят не только от скорости и заряда частицы, но и от оптических характеристик диэлектрика-радиатора. Излучение Вавилова – Черенкова характеризуется непрерывным спектром частот. Полная энергия, теряемая заряженной частицей на излучение Вавилова – Черенкова, существенно меньше энергии, теряемой электроном на тормозное излучение. Однако, как уже говорилось выше, из-за различия в спектральном распределении излучения число «*черенковских*» квантов в видимой области спектра на несколько порядков больше, чем число «*тормозных*» квантов в той же области. Излучение Вавилова – Черенкова существует в любых средах с показателем преломления, большим единицы, в том числе и в сцинтилляторах, однако в них нельзя наблюдать этого излучения из-за сильной конкуренции собственной люминесценции (по интенсивности на два порядка больше). Поэтому одно из основных требований к веществам, применяемым в качестве радиаторов излучения Вавилова – Черенкова, – отсутствие люминесценции.

Большим преимуществом счетчиков Черенкова является то, что вещества, используемые в качестве радиаторов излучения, не нужно изготавливать в виде монокристалла высокой чистоты или со строго до-

зированными примесями. В качестве радиаторов можно использовать широкий набор прозрачных в оптическом диапазоне твердых диэлектриков, жидкостей и газов.

Для того чтобы достичь максимальной интенсивности, при выборе материала радиатора необходимо стремиться к максимальному значению коэффициента преломления  $n$ , но при большом значении  $n$  падает способность радиатора отличать частицы с разными скоростями. Необходимо, чтобы показатель преломления радиатора не зависел от частоты; это требование вытекает из условия достижения хорошего углового разрешения. Желательно также, чтобы материал радиатора имел малую плотность и малый атомный номер и соответственно малые удельные потери энергии на ионизацию и малое сечение рассеяния и, естественно, радиатор должен быть прозрачным в области спектральной чувствительности умножителя. Как и в любом случае идеального, т. е. удовлетворяющего всем требованиям, радиатора не существует. Особенно широко применяют для изготовления радиаторов плексиглас, который обладает хорошей прозрачностью и легко обрабатывается. Из плексигласа можно изготовить радиаторы практически любой формы и достаточно больших размеров. Если нужен очень большой радиатор, то используют дистиллированную воду. Также применяют и газы, особенно фреон. Хотя при нормальных условиях показатель преломления всех газов очень мал (для фреона он равен 1,00084, а для других газов еще меньше), такие радиаторы обладают уникальной возможностью изменения  $n$  в широком диапазоне простым изменением давления. Следовательно, у счетчиков с газовым радиатором легко изменяется пороговая энергия.

Такие счетчики разделяются на два типа: с *фокусировкой* и *без фокусировки* в зависимости от того, используются или не используются в них оптические системы для создания изображения излучающей области или фокусировки излучения, испущенного в заданном направлении в определенную точку пространства.

*Счетчик без фокусировки* используется для счета прошедших через радиатор частиц, скорость которых превышает пороговое значение для данного радиатора. Он состоит из радиатора, помещенного в контейнер со стенками, которые обладают высокой отражательной способностью. Весь объем радиатора просматривается одним или несколькими фотоумножителями. Интенсивность световой вспышки в счетчике Черенкова мала по сравнению со сцинтилляционной.

В пороговом счетчике с плексигласом не возникает фотонов, если

скорость частицы меньше чем  $2 \cdot 10^{10}$  см/с ( $\beta = 0,67$ ). На практике из-за наличия порога у электронной схемы детектора и шумов умножителя будут регистрироваться лишь импульсы, большие некоторой величины. Это приводит к тому, что действительный порог оказывается ближе к величине  $\beta = 0,75$ , а соответственно величина пороговой энергии для электронов приблизительно равна 200 кэВ, а для протонов – около 400 МэВ. В некоторых случаях необходимы счетчики с высоким порогом. Применение газовых радиаторов позволяет довести порог регистрации до величин  $\beta \sim 0,99$ . В радиаторе с малой плотностью интенсивность вспышек чрезвычайно мала, и для уверенного выделения их из шума изготовляют большие газовые радиаторы длиной 1 м и больше.

Поскольку значительная часть энергии излучения Вавилова – Черенкова приходится на ультрафиолетовую область, в которой большинство фотоумножителей не чувствительны, то иногда (особенно в случае жидких радиаторов) в радиатор добавляют флуоресцирующие вещества для сдвига спектра излучения в более длинноволновую область. При этом, естественно, теряется способность радиатора излучать свет под определенным углом, и поэтому данный метод применим к счетчикам без фокусировки света. Необходимо, чтобы в этом случае радиатор с добавками не стал сцинтиллировать под действием заряженных частиц, иначе будут утрачены и пороговые свойства счетчиков Черенкова.

Характерная особенность излучения Вавилова – Черенкова, а именно практически однозначная связь направления волнового фронта излучения со скоростью частицы, позволяет создавать оптические системы, эффективно собирающие свет только от частиц, скорости которых находятся в весьма узком интервале. Конструкций счетчиков Черенкова с фокусировкой много: в одних излучение попадает на фотокатод умножителя только тогда, когда скорость частиц соответствует заранее выбранному и фиксированному значению угла  $\theta$ , в других этот угол может изменяться, и тогда становится возможным измерить распределение частиц по скоростям. Очевидно, что фиксировать определенное значение угла  $\theta$  возможно лишь в том случае, когда пучок частиц, проходящий через радиатор, имеет малые размеры и характеризуется малым угловым разбросом. Это условие обычно выполняется, и частицы входят в радиатор в одной точке и движутся в одном направлении.

Схема одной из возможных систем фокусировки с радиатором из плексигласа изображена на рис. 23.

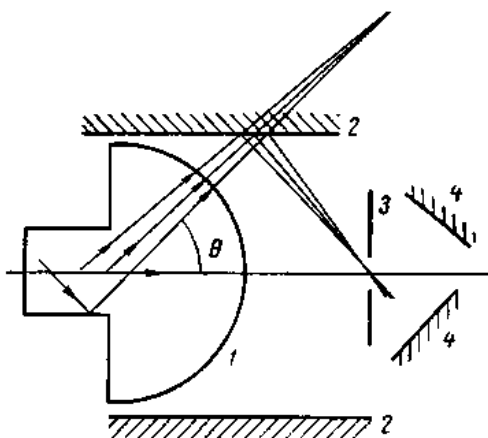


Рис. 23. Схема счетчика Черенкова с фокусировкой:  
 1 – радиатор; 2 – цилиндрическое зеркало;  
 3 – подвижная диафрагма; 4 – фотокатоды ФЭУ

Чтобы сфокусировать параллельные лучи, которые испускаются частицами, проходящими через радиатор по оси симметрии, в этом детекторе используется преломление на границе сферы. Фокус при коэффициенте преломления  $n = 1,5$  будет находиться на расстоянии двух радиусов сферы от поверхности. Далее ставится цилиндрическое зеркало, которое отражает лучи, сходящиеся в кольцо на его поверхности, в точку на оси. Выбор нужного значения  $\theta$  осуществляется перемещением диафрагмы и фотоумножителей вдоль оси детектора. Применение двух фотоумножителей, включенных в схему совпадения, выгодно, поскольку при этом исключаются некоррелированные во времени импульсы шумов фотоумножителя, которые в детекторах с фокусировкой по порядку величины сравнимы с импульсами от излучения Вавилова – Черенкова. В некоторых случаях счетчик Черенкова может быть использован для определения не только скорости, но и энергии электрона или фотона. Если изготовить радиатор больших размеров из свинцового стекла, то в нем может поглотиться практически вся энергия электрона или фотона с начальной энергией в сотни мегаэлектрон-вольт (МэВ). Так как большая часть энергии падающей частицы расходуется на релятивистские электроны и позитроны (релятивистская частица – частица, движущаяся с релятивистской скоростью, т. е. скоростью, сравнимой со скоростью света) в ливне, полное

количество излучения Вавилова – Черенкова можно связать с энергией, отдаваемой первичной частицей.

*Энергетическое разрешение детекторов с фокусировкой.* Энергию частицы в черенковском детекторе можно измерять, используя однозначную связь угла излучения со скоростью частицы, а следовательно, и ее энергией. Любая причина, искажающая связь между углом и скоростью или ограничивающая точность измерения угла, влияет на точность измерения скорости и энергии.

Неопределенность при измерении угла  $\theta$  может возникнуть по многим причинам, как связанным с конструкцией счетчика (например, ширина коллимирующей щели – создание тонкого, параллельно идущего потока излучения при помощи щелей, через которые он проходит) и параметрами пучка, так и вытекающим из физики явления.

Основными физическими эффектами, определяющими энергетическое разрешение счетчика Черенкова, являются:

а) оптическая дисперсия (*dispersio* – рассеяние – изменение оптических констант в зависимости от длины волны световых лучей);

б) уменьшение скорости частицы при прохождении ее через радиатор;

в) многократное кулоновское рассеяние частицы в радиаторе.

Угловая дисперсия, возникающая из-за оптической дисперсии, приводит к неоднозначности при измерении угла излучения Вавилова – Черенкова.

Обычно дисперсия составляет меньше  $1^\circ$  для видимой части спектра излучения Вавилова – Черенкова. Вследствие потери энергии частицей при прохождении через радиатор ее скорость уменьшается, что приводит к изменению угла  $\theta$  и уменьшению числа фотонов, испущенных на единице длины пути. Для частиц с очень большими энергиями, для которых ионизационные потери минимальны и выход фотонов практически не меняется, эти эффекты не существенны. Но при уменьшении энергии частицы, когда растет теряемая энергия на единице пути и усиливается зависимость скорости частицы энергии, эти эффекты могут быть заметными. Скорость изменения угла излучения Вавилова – Черенкова вдоль пути частицы пропорциональна удельным потерям энергии  $dE / dx$ . Отклонение направления движения частицы в среде от ее первичного направления вследствие многократных отклонений на малые углы при кулоновском рассеянии на ядрах принято характеризовать среднеквадратичным углом рассеяния. Величина его прямо пропорциональна корню квадратному из расстояния, пройден-

ного частицей в радиаторе, и уменьшается при увеличении энергии частицы.

Относительное значение каждого из рассмотренных трех источников неопределенности  $\theta$  зависит от типа частицы, ее энергии, ядерных и оптических свойств среды. Вклады этих процессов в большинстве случаев приблизительно одинаковы. Следует заметить, что очень часто, особенно когда счетчик Черенкова является частью сложной экспериментальной установки, его энергетическое разрешение определяется поперечным размером пучка заряженных частиц и возникающей вследствие этого абберации. В детекторах, специально сконструированных для измерения энергии частиц, можно добиться в сравнительно узком диапазоне энергетического разрешения  $\Delta E / E \sim 1\%$ .

*Временное разрешение счетчиков Черенкова с фокусировкой* практически всегда определяется временными характеристиками фотоумножителей, поскольку длительность световой вспышки в радиаторе очень мала. Она определяется временем прохождения релятивистской частицы через радиатор, которое обычно меньше  $10^{-9}$  с для твердых и жидких радиаторов, и конечной длительностью волнового фронта излучения Вавилова – Черенкова, которая также существенно меньше  $10^{-9}$  с. В черенковских пороговых детекторах большого объема, в которых излучение достигает фотокатода фотоумножителя после многократных отражений от стенок контейнера с радиатором, длительность вспышки заметно увеличивается и может достигать десятков наносекунд.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / под ред. К. Зигмана; пер. с англ. – Москва: Атомиздат, 1968. – Вып. 1. – 567 с.
2. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / под ред. К. Зигмана; пер. с англ. – Москва: Атомиздат, 1968. – Вып. 2. – 561 с.
3. Абрамов, А. И. Основы экспериментальных методов ядерной физики: учеб. пособие для вузов / А. И. Абрамов, Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевич. – 3-е изд., перераб. и доп. – Москва: Энергоатомиздат, 1985. – 488 с.: ил.
4. Бударков, В. А. Радиобиологический справочник / В. А. Бударков, В. А. Киршин, А. Е. Антоненко. – Минск: Ураджай, 1992. – 336 с.: ил.
5. Баранов, В. И. Радиометрия / В. И. Баранов. – 2-е изд., испр. и доп. – Москва, 1956. – 328 с.
6. Бекман, И. Н. Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения: учебник для бакалавриата и магистратуры / И. Н. Бекман. – 2-е изд., испр. и доп. – Москва: Изд-во «Юрайт», 2016. – 398 с.
7. Калашникова, В. И. Экспериментальные методы ядерной физики / В. И. Калашникова, М. С. Козодаев; под ред. М. С. Козодаева. – Москва: Наука, 1966. – 408 с.
8. Лабораторный практикум по экспериментальным методам ядерной физики: учеб. пособие для вузов / В. В. Аверкиев, Н. Н. Беглядов, Т. А. Горюн [и др.]; под ред. К. Г. Финогенова. – Москва: Энергоатомиздат, 1986. – 432 с.: ил.
9. Макаров, В. И. Блоки детектирования ионизирующих излучений / В. И. Макаров; под ред. Е. А. Левандовского. – М.: Атомиздат, 1972. – 72 с.: ил.
10. Максимов, М. Т. Радиоактивные загрязнения и их измерение: учеб. пособие / М. Т. Максимов, Г. О. Оджагов. – 2-е изд., перераб. и доп. – Москва: Энергоатомиздат, 1989. – 304 с.: ил.
11. Медведев, М. Н. Сцинтилляционные детекторы / М. Н. Медведев. – Москва: Атомиздат, 1977. – 136 с.
12. Основы сельскохозяйственной радиологии / Б. С. Пристер [и др.]. – Киев: Урожай, 1988. – 256 с.: ил.
13. Фюнфен, Э. Счетчики излучений / Э. Фюнфен, Г. Нейерт. – Москва: Гос. изд-во лит. в области атомной науки и техники, 1961. – 58 с.
14. Кмент, В. Техника измерения радиоактивных излучений / В. Кмент, А. Кун. – Москва: Наука, 1964. – 700 с.
15. Чернуха, Г. А. Радиационная безопасность: учеб. пособие / Г. А. Чернуха, Н. В. Лазаревич, Т. В. Лаломова. – Минск: ИВЦ Минфина, 2006. – 176 с.
16. Чернуха, Г. А. Радиометрия и дозиметрия: курс лекций / Г. А. Чернуха, Т. В. Сачивко, Ю. В. Азаренко. – Ч. 1. – Горки: БГСХА, 2015. – 97 с.



## СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
1. Оптический метод регистрации ионизирующих излучений .....	4
1.1. Общие характеристики и свойства сцинтилляторов.....	6
1.2. Основные свойства органических сцинтилляторов .....	10
1.3. Основные свойства неорганических сцинтилляторов .....	21
1.4. Сцинтилляционные счетчики.....	28
2. Полупроводниковые детекторы .....	46
2.1. Свойства полупроводниковых детекторов.....	47
2.2. Принцип действия полупроводниковых детекторов.....	51
2.3. Типы детекторов.....	52
2.4. Основные характеристики полупроводниковых детекторов.....	56
3. Трековые детекторы .....	58
4. Кристаллические детекторы .....	70
5. Черенковские детекторы .....	79
Библиографический список.....	88

Учебное издание

**Сачивко** Татьяна Владимировна  
**Азаренко** Юрий Викторович

**РАДИОМЕТРИЯ И ДОЗИМЕТРИЯ**

В трех частях

Часть 2

**СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ, ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ  
И ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ**

Курс лекций

Редактор *Н. А. Матасёва*  
Технический редактор *Н. Л. Якубовская*  
Корректор *Н. П. Лаходанова*

Подписано в печать 19.12.2018. Формат 60×84<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага офсетная.  
Ризография. Гарнитура «Гаймс». Усл. печ. л. 5,35. Уч.-изд. л. 4,86.  
Тираж 40 экз. Заказ .

УО «Белорусская государственная сельскохозяйственная академия».  
Свидетельство о ГРИИРПИ № 1/52 от 09.10.2013.  
Ул. Мичурина, 13, 213407, г. Горки.

Отпечатано в УО «Белорусская государственная сельскохозяйственная академия».  
Ул. Мичурина, 5, 213407, г. Горки.