

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

**ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ
ДЛЯ СЧЁТА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И КВАНТОВ**

T. M. Либшиц

Настоящий обзор содержит изложение разработанных к настоящему времени методов использования электронных умножителей в качестве счётчиков элементарных частиц и квантов.

В §§ 2—5 рассмотрены некоторые характеристики умножителей, представляющие интерес с точки зрения применения их в качестве счётчиков; в остальных параграфах описывается методика регистрации и исследований различных видов излучений с помощью электронных умножителей и достигнутые в этом направлении результаты.

Обзор составлен по материалам, опубликованным в периодической советской и иностранной литературе.

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронные умножители, получившие вскоре после изобретения их Кубецким *) (в 1930 г.) всеобщее признание в качестве незаменимых приборов при фотоэлектрической регистрации слабых световых потоков, в последние годы стали широко применяться для счёта элементарных частиц и квантов.

Весьма высокая разрешающая способность (по времени) умножителей-счётчиков, на несколько порядков превышающая разрешающую способность ионизационных счётчиков, большая эффективность для различных видов излучений, в том числе для гамма-лучей, быстрых электронов и нейtronов, возможность оценки энергии излучений — все эти достоинства счётчиков-умножителей определяют всё возрастающий интерес к ним и огромное число работ, которые посвящены им в последние годы. Некоторые авторы рассматривают появление умножителей-счётчиков частиц и квантов, в частности сцинтилляционных счётчиков, как одно из важнейших достижений экспериментальной ядерной физики последних лет.

*) Л. А. Кубецкий, Авторское свидетельство № 24040 от 4/VIII 1930 г.

Учёным нашей страны принадлежит ведущая роль в создании и усовершенствовании электронных умножителей.

Классические исследования Столетова по фотоэлектрическому эффекту, продолженные впоследствии Лукирским, Прилежаевым, Лукьяновым, Тимофеевым, Хлебниковым и другими, а также систематические и всесторонние исследования вторичной эмиссии, выполненные Лукирским, Семёновым, Тимофеевым, Лукьяновым, Вятскиным, Зерновым, Хлебниковым, Кадышевичем, Косманом, Вудынским, Ароновичем и многими другими исследователями, создали широкую научную базу, на основе которой с успехом развивалась и развивается фотоэлектрическая техника.

Ведущее место русской и советской науки в области фотоэффекта и вторичной эмиссии предопределило тот факт, что по техническим применением этих явлений, в частности по широкому использованию в технике сурьмяно-цезиевого фотокатода, составляющего основу подавляющего большинства современных вакуумных фотоэлектрических приборов, в том числе и фотоумножителей, а также по техническим применением вторичной эмиссии, Советский Союз на целый ряд лет опередил другие страны.

В результате изобретений Кубецкого, Тимофеева, Векшинского, Красовского, Кварцхава, Бутсова и Пятницкого, Мехова, Брауде, Шмакова был создан ряд оригинальных конструкций электронных умножителей, в которых представлены все основные типы существующих в настоящее время приборов подобного рода *).

Советские инженеры и физики и в настоящее время с успехом продолжают работы по усовершенствованию электронных умножителей, о чём свидетельствуют последние работы в этой области.

Счётное устройство с умножителем состоит обычно из самого умножителя, импульсного усилителя, простого или дифференциального амплитудного анализатора и регистраторов импульсов. Существуют два способа использования умножителей в качестве счётчиков.

Первый, наиболее распространённый способ состоит в применении обычных фотоумножителей с фотокатодом, чувствительным к видимому свету, в комбинации с люминесцирующим веществом (фосфором), преобразующим энергию исследуемого излучения в световые вспышки-сцинтилляции. Блок-схема такого устройства, получившего название сцинтилляционного счётчика, представлена на рис. 1. Частица или квант вызывают в фосфоре, помещённом перед окном фотоумножителя, световую вспышку, которая преобразуется в фотоумножителе в импульс тока, регистрируемый счётной схемой. В настоящее время известно большое количество твёрдых и жидкких, неорганических и органических фосфоров, которые обладают большим световым выходом при преобразовании энергии частиц и квантов в световую энергию. У целого ряда фосфоров световой выход пропорционален энер-

*) ЖТФ, 22, 178 (1952).

гии частиц, что позволяет использовать их для изучения распределения частиц по энергиям. Многие фосфоры обладают весьма малой длительностью послесвещения, порядка $(2 \div 6) \cdot 10^{-9}$ сек. Эти обстоятельства позволяют строить сцинтиляционные счётчики с большой эффективностью и большой скоростью счёта, а также счётчики, с помощью которых можно оценивать энергию частиц.

С помощью сцинтиляционных счётчиков трудно, однако, регистрировать частицы, обладающие малой энергией. Источник таких частиц располагается обычно в вакууме за перегородкой, непроницаемой для частиц с малой энергией, так что частицы не могут



Рис. 1. Блок-схема сцинтиляционного счётчика.

достичь фосфора. Кроме того, в фотоумножителе фон, определяемый в основном термоэмиссией фотокатода, велик и сцинтиляция от частицы с малой энергией может оказаться необнаружимой на этом фоне.

В силу этих обстоятельств при регистрации частиц с малой энергией, а также в ряде других случаев, более удобным оказывается иной способ счёта частиц, состоящий в том, что исследуемые частицы направляются непосредственно на катод умножителя, и эмиттированные под действием их вторичные электроны усиливаются далее умножителем.

Эмиттеры в таких умножителях изготавливаются из металлических сплавов, а катоды — из тех же сплавов или из чистых металлов. Благодаря тому, что термоэмиссия таких катодов и эмиттеров при комнатной температуре ничтожна, умножителем удается непосредственно регистрировать отдельные элементарные частицы, кванты или ионы, даже если энергия их относительно мала.

Характеристики электронных умножителей, используемых для счёта частиц, в значительной мере определяют результаты, которые могут быть получены с их помощью. Так, точность счёта зависит от фона умножителя, точность оценки энергии частиц — от разброса амплитуд импульсов на выходе умножителя при действии на его входе монохроматического излучения, а скорость счёта — от длительности или времени нарастания единичного импульса.

В последующих параграфах рассматриваются подробно некоторые характеристики умножителей, играющие существенную роль в счёте частиц и квантов.

2. ФОН УМНОЖИТЕЛЕЙ

На импульсы, вызываемые сцинтиляциями или непосредственно регистрируемыми частицами, накладываются импульсы фона умножителя. Фон усилительного устройства практически не мешает измерениям, так как он во много раз меньше величины сигналов, приходящих от умножителя на вход усилителя.

Наличие импульсов фона значительно снижает точность, которая может быть достигнута с данным устройством при счёте в течение заданного интервала времени. Действительно, пусть за промежуток времени T сосчитано N импульсов. В это число, очевидно, входят, помимо импульсов, вызванных частицами, также и импульсы фона N_Φ , среднее число которых за заданный промежуток времени может быть найдено при счёте в отсутствие источника.

Число импульсов от источника N_c находится по разности полного числа импульсов N и числа импульсов фона N_Φ :

$$N_c = N - N_\Phi.$$

Среднее квадратичное отклонение величины N_c от среднего значения:

$$\overline{\Delta N_c^2} = \overline{\Delta N^2} + \overline{\Delta N_\Phi^2},$$

и точность счёта

$$\eta = \frac{\sqrt{\overline{\Delta N_c^2}}}{N_c} = \frac{\sqrt{\overline{\Delta N^2} + \overline{\Delta N_\Phi^2}}}{N - N_\Phi}.$$

Далее, обозначая скорость счёта импульсов (среднее число импульсов в секунду) сигнала и фона и полное число импульсов в секунду соответственно через n_c , n_Φ и n , имеем:

$$N_c = n_c T, \quad N_\Phi = n_\Phi T, \quad N = nT.$$

Так как каждый отдельный импульс возникает независимо от других импульсов, то среднее квадратичное отклонение каждой из величин N_c , N_Φ и N от их средних значений равно квадратному корню из самой величины. Таким образом,

$$\eta = \frac{\sqrt{n + n_\Phi}}{(n - n_\Phi) \sqrt{T}}. \quad (1)$$

Если, например, среднее число импульсов от источника равно числу импульсов фона ($n = 2n_\Phi$), то, как легко видеть из (1), для достижения заданной точности необходимо вести счёт импульсов в течение времени, в три раза превышающего время, необходимое для достижения той же точности в отсутствие фона. Число импульсов при этом в первом случае будет в шесть раз больше, чем во

втором. Выражение (1) указывает на существенное значение снижения фона при счёте импульсов.

В фотоумножителях основным источником импульсов фона является термоэмиссия фотокатода и первых эмиттеров. Термоэлектроны с остальных эмиттеров, умножаясь в меньшей степени, дают импульсы значительно меньшей величины. Импульсы, вызываемые омической утечкой между анодом умножителя и другими электродами, малы, и ими можно пренебречь при использовании умножителя в схеме счётчика.

При увеличении напряжения питания число импульсов фона фотоумножителя возрастает сначала медленно, а затем, начиная с некоторого напряжения, очень быстро.

Рис. 2 иллюстрирует возрастание числа фоновых импульсов с увеличением напряжения на умножителе¹.

Резкое возрастание фона при высоких напряжениях может быть объяснено возникновением автоэлектронной эмиссии с острых краёв электродов, а также возникновением обратной ионной связи между последними каскадами умножителя и катодом. В анодной части умножителя, где электронный ток имеет наибольшую величину, при столкновениях электронов с атомами остаточного газа возникают положительные ионы. Эти ионы под действием приложенного к умножителю напряжения движутся к катоду и, бомбардируя его, а также первые эмиттеры, вызывают эмиссию вторичных электронов, являющихся источником дополнительных фоновых импульсов.

С увеличением напряжения увеличивается как ионизующий фактор (анодный ток фотоумножителя), так и энергия ионов, вследствие чего возрастает и фон.

Импульсы, вызываемые обратной ионной связью, при рассматривании на экране осциллографа имеют вид групп, состоящих из нескольких импульсов, разделённых интервалом времени порядка 10^{-7} сек².

Было замечено³, что число темновых импульсов в умножителях со стеклянным баллоном уменьшается, если внутреннюю часть баллона в области катода и первых трёх-четырёх эмиттеров покрыть проводящим слоем (например, аквадагом) и этот слой присоединить к катоду. Это показывает, что часть фоновых импульсов должна быть отнесена за счёт тех ионов остаточного газа, которые ускоряются в электрическом поле между стенками баллона и первыми электро-

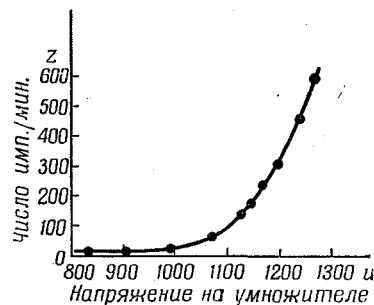


Рис. 2. Возрастание числа импульсов фона с увеличением напряжения в умножителе с кислородно-цезиевыми фотокатодом и эмиттерами, охлаждёнными жидким воздухом.

дами и бомбардируют эти электроды. Этого не происходит, если стенки баллона покрыты проводящим слоем, находящимся под тем же потенциалом, что и катод.

В некоторых случаях, когда стекло баллона умножителя обладает заметной проводимостью, удается снизить число темновых импульсов надеванием на умножитель металлического экрана снаружи и сообщением ему потенциала, близкого к потенциальному катода^{3, 4, 5, 6}. Наоборот, сообщение экрану большого положительного или отрицатель-

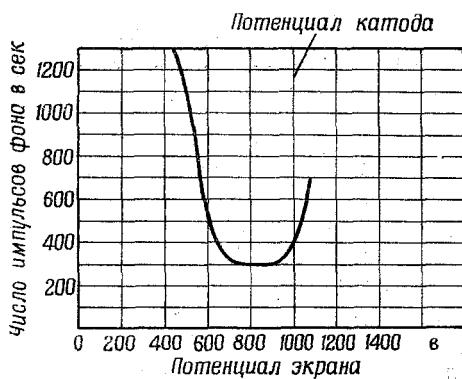


Рис. 3. Зависимость фона умножителя от потенциала внешнего электростатического экрана.

почти не влияет на уровень шума также в тех умножителях, баллон которых сделан из стекла высокого сопротивления.

На рис. 4 показано распределение импульсов фона фотоумножителей 931-А (кривая 1) и 5819 (кривая 2) по амплитудам. Амплитуда импульсов выражена в числах первичных электронов, вызвавших данный импульс, т. е. в единицах eM , где e — заряд электрона и M — коэффициент усиления умножителя. Ординаты кривой указывают число импульсов, амплитуда которых равна или больше данной.

Большая часть импульсов имеет величину в 1 eM или меньше. Импульсы с амплитудой, превышающей 1 eM , составляют менее одного процента общего темнового тока фотоумножителя.

Мощным средством уменьшения фона фотоумножителя является охлаждение фотокатода и первых эмиттеров, приводящее к резкому снижению термоэмиссии. В области комнатных температур число темновых импульсов уменьшается вдвое при снижении температуры в среднем на каждые 10° С. Изменение числа импульсов фона при изменении температуры от 27° С до 50° С для двух фотоумножителей показано на рис. 5. Глубоким охлаждением удается снизить фон фотоумножителя всего до нескольких темновых импульсов в минуту.

ного по отношению к катоду потенциала увеличивает число импульсов фона. На рис. 3 показана зависимость числа импульсов фона от потенциала внешнего электростатического экрана для одного из образцов умножителей 931 — А³. Потенциал катода — 1000 вольт.

Как правило, внешний электростатический экран оказывает значительное воздействие на уровень шумов плохих умножителей и мало сказывается в хороших умножителях, шум которых мал. Потенциал внешнего экрана

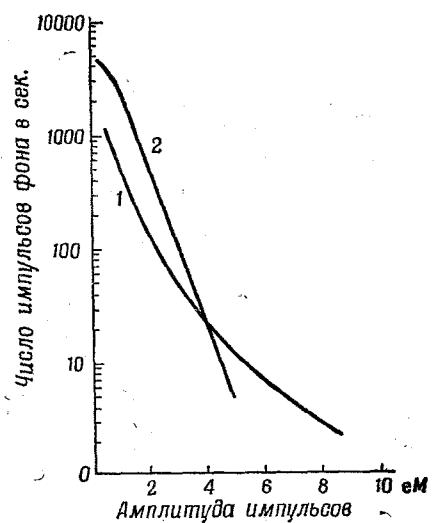


Рис. 4. Распределение импульсов фона по амплитудам. Ординаты кривых указывают число импульсов фона с амплитудами, равными или превышающими значения, соответствующие абсциссам точек кривых.

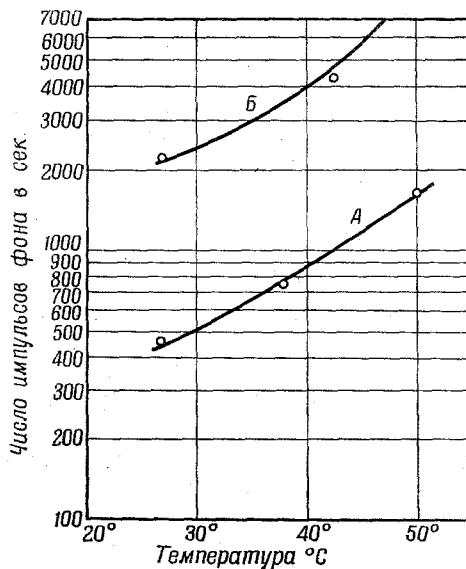


Рис. 5. Зависимость фона фотоумножителя от температуры в области комнатных температур для двух образцов фотоумножителей.

В фотоумножителе Кубецкого, использованном Родионовым и Ошеровичем в счётчике фотонов, фон при температуре -183°C составлял от 12 до 45 импульсов в минуту. При температуре -76°C фон возрастал до 320 импульсов в минуту⁷ (умножитель работал при напряжении 1300 вольт). Энгстром указывает, что охлаждением до -175°C ему удавалось снизить фон умножителя 1Р21 до одного-двух импульсов в минуту при напряжении питания 70 вольт на каскад. На рис. 6

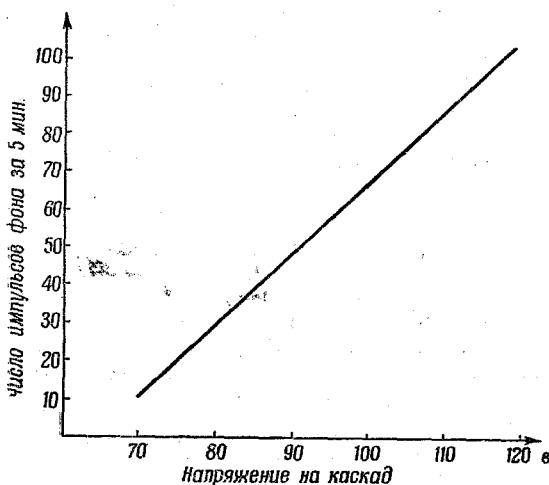


Рис. 6. Зависимость фона от напряжения для охлаждённого фотоумножителя 1Р21.

приведена зависимость числа импульсов фона от напряжения питания для этого умножителя в охлаждённом состоянии⁸.

Возрастание фона с напряжением автор объясняет возникновением холодной эмиссии с острых краёв электродов.

Распределение амплитуд импульсов фона при охлаждении фотоумножителя в общем не изменяется, однако количество импульсов большой амплитуды, обязанное своим возникновением, повидимому, обратной ионной связи, убывает медленнее, чем количество остальных импульсов.

Применение охлаждения связано с рядом практических неудобств, в силу которых везде, где это возможно, стремятся обходиться без него. Для уменьшения фона фотоумножителя в схемах сцинтиляционных счётчиков обычно предусматривается амплитудный дискриминатор, не пропускающий импульсов, амплитуда которых меньше определённой величины. Меняя запирающее отрицательное смещение на сетке дискриминаторной лампы, можно изменять предельную амплитуду, начиная с которой импульсы проходят через дискриминатор

и регистрируются счётчиком^{9,10}. На рис. 7 дана кривая, показывающая изменение числа фоновых импульсов при изменении напряжения смещения дискриминатора (кривая 1)⁹.

При напряжении на сетке дискриминатора, соответствующем запиранию всех импульсов, меньших 7 еМ, фоновый счёт практически исчезает. Однако применение дискриминатора, особенно при больших отрицательных смещениях, значительно снижает эффективность счётчика, так как вместе с импульсами фона срезаются все создаваемые частицами импульсы, амплитуда которых меньше критической.

В тех случаях, когда импульсы от частиц сравнимы по амплитуде с импульсами фона, применять большие смещения на дискриминаторе, очевидно, нельзя. В этих случаях целесообразным оказывается включать два умножителя, работающие от одного фосфора, в схему совпадений.

Число совпадающих импульсов фона настолько мало, что с помощью такой схемы удается регистрировать сцинтиляции, вызывающие эмиттишение фотокатодом единичных фотоэлектронов.

Повышение чувствительности счётчика при применении схемы совпадений иллюстрируется кривой 2 рис. 7. При работе с одним фотоумножителем для срезания фона необходимо подавать на сетку дискриминатора напряжение, запирающее импульсы с амплитудой, меньшей 7 еМ. При этом источник радиации даёт 1500 импульсов в секунду. Применяя схему совпадений, можно уменьшить запирающее напряжение на дискриминаторе до такой величины, чтобы не пропускались лишь импульсы меньше 1 еМ, и всё же число совпадающих фоновых импульсов, которое зарегистрирует счётчик, не превысит одного в секунду. Тот же источник даёт теперь уже 9000 отсчётов в секунду. Таким образом, чувствительность счётчика возросла в шесть раз.

Было замечено, что вслед за каждым импульсом, вызванным сцинтиляцией, на аноде фотоумножителя возникает ряд импульсов-сателлитов меньшей амплитуды^{11,12}. Наличие этих импульсов при слабой дискриминации ставит под сомнение соответствие числа зарегистрированных счётчиком импульсов числу прошедших через фосфор частиц. Импульсы-сателлиты сопутствуют также импульсам фона фотоумножителя.

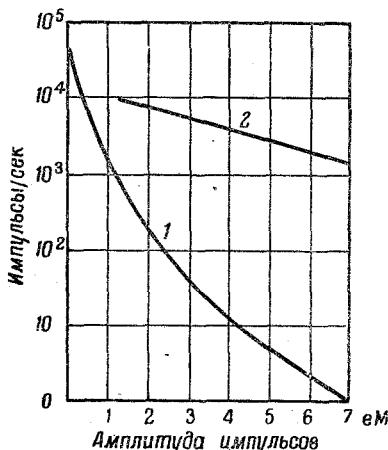


Рис. 7. К увеличению чувствительности счётчика при работе фотоумножителей в схеме совпадений.

Число импульсов-сателлитов, их амплитуды и распределение во времени зависят от амплитуды первичного импульса, напряжения, при котором работает фотоумножитель, и его коэффициента усиления.

В различных образцах фотоумножителей число и характер импульсов-сателлитов могут быть различными. На рис. 8 показаны осциллограммы первичного импульса и сопутствующих ему импульсов-сателлитов в фотоумножителе 5819¹². Кривые *a* и *b* относятся к импульсу фона, кривые *в* и *г* — к импульсу от γ -сцинтиляций в кристалле терфенила. Длительность развёртки на осциллограммах *a*

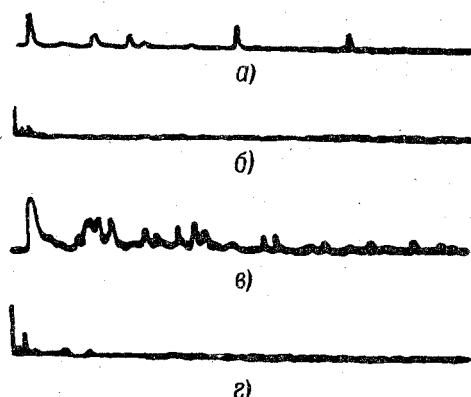


Рис. 8. Импульсы-сателлиты в фотоумножителе 5819.

и в — 8 мксек, *б* и *г* — 40 мксек, масштаб по оси ординат — логарифмический. Причины появления импульсов-сателлитов достоверно неизвестны. Возможные причины — положительная обратная ионная связь вследствие наличия остаточного газа в фотоумножителе, движение отрицательных ионов от каскада к каскаду, возникновение мягких рентгеновских лучей при электронной бомбардировке эмиттеров.

Выше уже отмечалось, что в электронных умножителях, предназначенных для непосредственного счёта частиц или квантов, применяются эмиттеры из металлических сплавов и катоды из чистых металлов. У тех и других термоэмиссия при комнатной температуре ничтожна и, если принять необходимые меры для предотвращения возникновения ионной обратной связи и автоэлектронной эмиссии, фон в этих умножителях не превышает нескольких импульсов в минуту.

Так, по литературным данным в умножителе с серебряно-магниевыми эмиттерами¹³ фоновый счёт не превышает 3—4 импульсов в минуту, а в другом случае¹⁴ 1 импульса в 2 сек. при усилении умножителя порядка 10^8 .

При работе с такими умножителями не приходится прибегать ни к каким особым мерам для устранения фона.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ УМНОЖИТЕЛЯ ПО АМПЛИТУДАМ

Каждый отдельный электрон, эмиттированный катодом, умножается в некоторое число раз, лишь в среднем для многих электронов, благодаря статистическому характеру усиления в умножителе, равное коэффициенту усиления умножителя. В соответствии с этим импульсы на выходе умножителя, вызываемые одним и тем же числом первичных электронов, не одинаковы по амплитуде, а имеют некоторое хаотичное распределение. Если каждый из наблюдаемых импульсов вызван одним первичным электроном, то в этом случае можно говорить о кривой распределения коэффициента усиления умножителя.

Для установления формы кривой распределения коэффициента усиления умножителя были поставлены специальные эксперименты^{15—18}. Исследуемый фотоумножитель охлаждался жидким воздухом так, что термоэмиссия практически отсутствовала. Перед фотокатодом помещался источник света настолько слабый, что вероятность эмиссии двух или более фотоэлектронов одновременно была очень мала, и можно было считать, что каждый импульс в умножителе вызван единичным фотоэлектроном. Импульсы регистрировались счётной схемой с дискриминатором, пропускавшим те из них, которые создавали на его сетке напряжение, равное или большее напряжения смещения A . При этом A пропорционально числу электронов в соответствующем граничном импульсе:

$$A = A_N = \chi N. \quad (2)$$

Если через $Z_N = Z(A_N)$ обозначить число импульсов, создающих на выходе умножителя напряжение от A и выше, а через a_N — число импульсов, каждый из которых состоит из N электронов, то, очевидно,

$$Z_N = \sum_{v=N}^{\infty} a_v, \quad (3)$$

и

$$a_N = Z_N - Z_{N+1}. \quad (4)$$

Обычно число импульсов Z велико и Z_N можно рассматривать как непрерывную функцию N и A .

Тогда

$$a_N = Z_N - Z_{N+1} \rightarrow -\frac{dZ_N}{dN} = -\chi \frac{dZ(A)}{dA}. \quad (5)$$

Из упомянутых измерений было найдено, что $Z(A)$ в полулогарифмическом масштабе достаточно хорошо изображается прямой

Соответственно этому зависимость Z от A должна иметь вид:

$$Z(A) = Z_N = Z_0 e^{-\frac{A}{\bar{A}}} = Z_0 e^{-\frac{\chi}{\bar{A}} N}, \quad (6)$$

где Z_0 и \bar{A} — постоянные.

Приняв такое выражение для $Z(A)$, из (5) находим:

$$v_N = -\frac{\chi Z_0}{\bar{A}} e^{-\frac{\chi}{\bar{A}} N}. \quad (7)$$

Вероятность того, что один фотоэлектрон вызовет на выходе умножителя импульс, состоящий из M электронов, иными словами, вероятность получить значение коэффициента усиления равным M , есть

$$v_M = \frac{a_M}{Z_1} = \alpha e^{-\frac{\chi}{\bar{A}} M} = \alpha \beta^M. \quad (8)$$

Здесь Z_1 — полное число импульсов, $\beta = e^{-\frac{\chi}{\bar{A}}}$, α — постоянная.

Если считать, что каждый из первичных электронов вызывает регистрируемый импульс, т. е. $v_0 = 0$, то событие, состоящее в том, что каждый первичный электрон умножается в какое-нибудь число раз, не равное нулю, достоверно и

$$\sum_{M=1}^{\infty} v_M = \sum_{M=1}^{\infty} \alpha \beta^M = 1. \quad (9)$$

Из этого условия находится коэффициент α :

$$\alpha = \frac{1 - \beta}{\beta}$$

и

$$v_M = (1 - \beta) \beta^M - 1. \quad (10)$$

Это и есть аналитическое выражение кривой распределения коэффициента усиления умножителя.

Из (6) и (7) легко находится среднее значение амплитуды выходного импульса, выраженное числом составляющих его электронов:

$$\overline{N} = \frac{\sum_{N=1}^{\infty} N a_N}{\sum_{N=1}^{\infty} a_N} = \frac{\sum_{N=1}^{\infty} N Z_N}{Z_1} \rightarrow \frac{1}{Z_1} \int_1^{\infty} N Z_N dN = \frac{1}{\chi Z_1} \int_0^{\infty} Z(A) dA. \quad (11)$$

Так как каждый из импульсов образован одним первичным электроном, то, очевидно, выражением (11) даётся среднее значение коэффициента усиления умножителя:

$$\overline{M} = \frac{1}{\chi Z_1} \int_0^{\infty} Z(A) dA. \quad (12)$$

Используя эту формулу, можно показать, что средний квадратичный разброс коэффициента усиления равен

$$\overline{\Delta M^2} = \frac{2}{\chi Z_1} \int_0^{\infty} AZ(A) dA - \overline{M}^2. \quad (13)$$

Таким образом, из кривой зависимости числа импульсов от напряжения на сетке дискриминатора может быть найдено среднее значение коэффициента усиления умножителя, которое, как видно из (12), пропорционально площади под этой кривой.

Разброс амплитуд импульсов на выходе умножителя зависит не только от величины статистических колебаний коэффициента усиления умножителя, но также от среднего числа первичных электронов, дающих началоциальному импульсу, и от флуктуаций этого числа.

Действительно, пусть m_0 — число первичных электронов, эмиттируемых катодом под воздействием частицы, кванта или сцинтилляции, а $\overline{\Delta m_0^2}$ — флуктуация этой величины.

Пусть далее m_1, m_2, \dots, m_n — средние коэффициенты усиления 1, 2, ..., n -го каскадов и средняя квадратичная флуктуация каждой из этих величин, соответственно, равна

$$\overline{\Delta m_1^2}, \overline{\Delta m_2^2}, \dots, \overline{\Delta m_n^2}.$$

Имея в виду, что электронный поток, приходящий на какой-либо каскад, усиливается всеми предыдущими каскадами, а испускаемый им поток усиливается последующими каскадами, составим выражение для средней квадратичной флуктуации числа электронов, составляющих выходной импульс:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta N^2} &= \overline{\Delta m_0^2} M^2 + m_0 \overline{\Delta m_1^2} \frac{M^2}{m_1^2} + \dots + m_0 m_1 \dots m_{n-1} \overline{\Delta m_n^2} = \\ &= \overline{\Delta m_0^2} M^2 + m_0 \left[M^2 \frac{\overline{\Delta m_1^2}}{m_1^2} + M^2 \sum_{i=2}^n \frac{\overline{\Delta m_i^2}}{m_i^2} \frac{1}{m_1 m_2 \dots m_{i-1}} \right]. \end{aligned}$$

Выражение в скобках представляет собой величину среднего квадратичного разброса выходных импульсов, обязанного каждый

одному первичному электрону, т. е. $\overline{\Delta M^2}$:

$$\overline{\Delta M^2} = M^2 \left[\frac{\overline{\Delta m_1^2}}{m_1^2} + \sum_{i=2}^n \frac{\overline{\Delta m_i^2}}{m_i^2} \frac{1}{m_1 m_2 \dots m_{i-1}} \right]. \quad (14)$$

Таким образом, так как $N^2 = m_0^2 M^2$,

$$\frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} = \frac{\overline{\Delta m_0^2}}{m_0^2} + \frac{1}{m_0} \frac{\overline{\Delta M^2}}{M^2}. \quad (15)$$

Из этого соотношения видно, что при возрастании величины выходного импульса m_0 влияние разброса коэффициента усиления умножителя на относительный разброс выходных импульсов уменьшается (хотя абсолютная величина разброса при этом возрастает). Кроме того, и первый член, характеризующий относительный разброс входных импульсов, также уменьшается с увеличением m_0 .

Это означает, что умножитель тем точнее повторяет распределение входных импульсов по амплитудам, чем больше сами эти импульсы, т. е. чем больше фотоэлектронов эмиттируется фотокатодом на каждую частицу¹⁷.

Будем считать, что коэффициенты усиления всех каскадов, начиная со второго, одинаковы. Тогда из (14) имеем:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta M^2} &= M^2 \left[\frac{\overline{\Delta m_1^2}}{m_1^2} + \frac{1}{m_1} \frac{\overline{\Delta m^2}}{m^2} \sum_{k=1}^{n-1} \frac{1}{m^{k-1}} \right] = \\ &= M^2 \left[\frac{\overline{\Delta m_1^2}}{m_1^2} + \frac{\overline{\Delta m^2}}{m_1 m (m-1)} \right] (m^{n-1} \gg 1), \end{aligned}$$

откуда

$$\frac{\overline{\Delta M^2}}{M^2} = \frac{\overline{\Delta m_1}}{m_1^2} + \frac{\overline{\Delta m^2}}{m_1 m (m-1)}. \quad (16)$$

Таким образом, относительная величина флуктуаций коэффициента усиления умножителя уменьшается с увеличением коэффициента усиления каскада, или, что равносильно — с увеличением коэффициента вторичной эмиссии эмиттера в умножителе.

Как видно из (16), наибольшее влияние на флуктуации коэффициента усиления умножителя оказывает величина коэффициента усиления первого каскада. Это объясняется тем, что в силу (15) разброс амплитуд выходных импульсов уменьшается с увеличением числа первичных электронов. Так как электроны, исходящие из каждого данного каскада, являются «первичными» для всей остальной части

умножителя и так как наименьшее число электронов исходит из первого каскада, то этот каскад наиболее существенным образом влияет на величину флуктуаций коэффициента усиления умножителя.

Из сказанного следует, что для оценки энергии частиц или квантов с достаточной степенью точности необходимо иметь по возможности более чувствительный фотокатод, эффективную фокусировку фотоэлектронов с фотокатода на первый каскад умножителя, высокое значение коэффициента вторичной эмиссии в особенности на первом каскаде, а также применять фосфор с большой светоотдачей и такую конструкцию сочленения фосфора с фотоумножителем, которая обеспечивала бы наиболее полное использование света сцинтилляций. С последней целью применяют фотокатоды большой площади и светособирающие зеркала, а для проникающего излучения с малой ионизирующей способностью — прозрачные фосфоры значительной толщины.

Качество сцинтилляционного счётчика, предназначенного для измерения энергии излучений, удобно характеризовать отношением энергии, потерянной частицей в фосфоре, к числу фотоэлектронов, возникших на фотокатоде и пришедших на первый каскад. Этую величину обычно выражают в килоэлектронвольтах на фотоэлектрон.

4. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ УМНОЖИТЕЛЕЙ

Одним из наиболее существенных преимуществ умножителей в применениях для счёта частиц является их чрезвычайно большая разрешающая способность, т. е. способность раздельно реагировать на импульсы, разделённые весьма малыми промежутками времени. В конечном счёте разрешающая способность умножителя определяется длительностью или, если прибегнуть к срезанию «хвостов» импульсов, временем нарастания импульса, вызванного единичным первичным электроном. Само по себе время, в течение которого электроны, умножаясь на эмиттерах, проходят через весь умножитель, не ограничивало бы разрешающей способности, если бы оно было строго одинаково для всех электронов.

На самом деле, однако, электроны, составляющие импульс, достигают анода неодновременно, вследствие чего сам импульс оказывается растянутым во времени. Согласно вычислениям¹⁹ длительность импульсов в умножителе типа 931-А при использовании в нём серебряно-магниевого эмиттера и при межкаскадных напряжениях 100 в равна $6 \cdot 10^{-10}$ сек.

На рис. 9 представлен энергетический спектр выходного импульса умножителя, обязанного одному первичному электрону. По оси абсцисс отложена частота в магагерцах (в логарифмическом масштабе), по оси ординат — среднеквадратичное значение тока в импульсе на единичный интервал частоты в децибелах по отношению к низкой частоте.

На величину разброса времён пробега электронов от одного каскада к другому оказывают влияние: различие начальных скоростей вторичных электронов, различие длин и формы электронных траекторий, а также пространственный заряд. Около 85% вторичных электронов, испускаемых современными цезиевыми эмиттерами, применяемыми в фотоумножителях, имеет начальные энергии от нуля до 3 эв. Такой разброс начальных энергий электронов при напряжении между каскадами умножителя 100 в приводит к разбросу времён пробегов электронов между эмиттерами порядка $2 \cdot 10^{-10}$ сек. Разброс времён

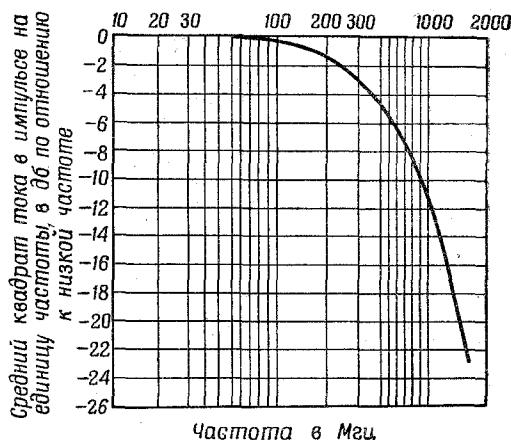


Рис. 9. Спектральная кривая выходного импульса фотоумножителя 931-А.

пробегов электронов значительно больше в умножителях сквозного действия (типа «жалози»), где часть электронов, минуя очередной каскад, движется к следующему каскаду с начальной скоростью, соответствующей межкаксадному напряжению.

Так, в умножителе 5311 при напряжении питания 3400 в время нарастания импульса от 10 до 90 процентов амплитудного значения достигает $5,0 \cdot 10^{-9}$ сек., а длительность импульса $1,0 \cdot 10^{-8}$ сек. При напряжении 5000 в, которое допустимо для умножителя этого типа, те же величины равны соответственно $6,0 \cdot 10^{-9}$ сек. и $1,2 \cdot 10^{-8}$ сек.²⁰.

Для сравнения на рис. 10 приведены осциллограммы импульсов от сцинтилляций в транс-стильбене, полученных с фотоумножителем 5311 (кривые *a*, *b*, *c*) и с фотоумножителем 5819 (кривая *g*).

Как видно из осциллограмм, в фотоумножителе 5311 время нарастания импульса приблизительно вдвое, а длительность импульса в 4—5 раз больше, чем в фотоумножителе 5819. Было найдено, что разброс времён пробегов электронов в умножителе возрастает приблизительно пропорционально числу каскадов. С другой стороны, чем

большие напряжение между каскадами, тем меньше оказывается разница начальных скоростей электронов. Поэтому в умножителе, от которого требуется особенно большая разрешающая способность, выгодно иметь небольшое число каскадов и большие межкаскадные напряжения. Различие длин путей электронов, исходящих из различных точек эмиттера, также приводит к разбросу времён пробега электронов. В умножителе с электростатической фокусировкой типа 931-А наибольшая разница времён пробега электронов за счёт различия их траекторий составляет $1,7 \cdot 10^{-9}$ сек.⁶.

Успешная попытка идентификации траекторий электронов и уменьшения за этот счёт длительности импульса осуществлена в умножителе с магнитной фокусировкой, предназначенном для работы в сильном магнитном поле ускорителя ионов⁴⁹ (см. § 5). Время нарастания импульса в этом умножителе лежит в пределах 10^{-11} — 10^{-10} сек.

При очень больших усилениях на выходе умножителя могут образовываться мгновенные токи большой величины. Так, при усилении умножителя 10^9 и длительности импульса 10^{-9} сек. от одного первичного электрона на выходе образуется мгновенный импульс тока в $\frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^9}{10^{-9}} = 0,16$ ампера.

Образующийся в результате такого тока пространственный заряд может значительно увеличить разброс времени пробега электронов. В умножителе с меньшим усилением пространственный заряд мало оказывается на разрешающем времени.

Длительность импульсов от единичных фотоэлектронов экспериментально исследовалась рядом авторов²¹⁻²⁷. В работах^{21, 27} исследовались импульсы умножителя 931-А при питании его импульсами высокого напряжения. Амплитуда импульсов напряжения достигала 5 кв, длительность — до 2,5 мксек. При этом в ряде экземпляров умножителей никаких пробоев не наблюдалось, а усиление фотоумножителей повышалось до 10^9 . Фон умножителя снижался путём подачи такого же импульса высокого напряжения на экранирующий слой, нанесённый на баллон умножителя. Импульсы умножителя через коаксиальный кабель подавались непосредственно на отклоняющие пластины высоковольтной электронно-лучевой трубы. Длительность импульсов от одиночных электронов, эмиттируемых фотокатодом, равнялась примерно $5 \cdot 10^{-10}$ сек.

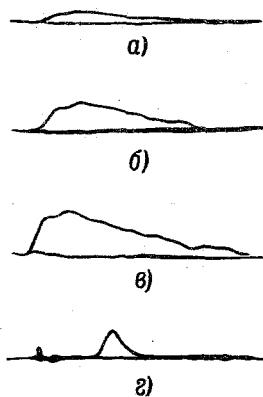


Рис. 10. Осциллограммы импульсов от сцинтилляций в трансстильбене:

- а) ФЭУ-5311, $U_{\text{раб.}} = 2800$ в;
- б) ФЭУ-5311, $U_{\text{раб.}} = 3500$ в;
- в) ФЭУ-5311, $U_{\text{раб.}} = 4500$ в;
- г) ФЭУ-5819, $U_{\text{раб.}} = 1400$ в.

В другой работе²⁵ для определения длительности импульсов использовались два фотоумножителя, включённые в схему совпадений через коаксиальные кабели с волновыми сопротивлениями в 100 ом, использованные для внесения задержки. Меняя длину кабеля в одном из каналов, можно было определить ширину импульсов от единичных фотоэлектронов. Для этой величины было получено значение около 10^{-9} сек.

Разрешающая способность сцинтилляционного счётчика ограничивается, помимо длительности импульса в умножителе, ещё и временем высвечивания применяемого фосфора. Однако в настоящее время известны фосфоры, время высвечивания которых составляет тысячные доли микросекунды, и, таким образом, сцинтилляционный счётчик в целом обладает весьма высокой разрешающей способностью.

5. ЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ ДЛЯ СЧЁТА ЧАСТИЦ И КВАНТОВ

В ряде случаев для применений в сцинтилляционных счётчиках оказываются пригодными обычные стандартные фотоумножители, предназначенные для фотометрирования слабых световых потоков. Приходится лишь отбирать из партии приборов такие экземпляры, которые обладают достаточно высоким коэффициентом усиления при низком фоне.

Существенным недостатком таких фотоумножителей, с точки зрения применения их для счёта сцинтилляций, является малая площадь фотокатода, к тому же расположенного в глубине колбы, вследствие чего оказывается трудным эффективно использовать свет от сцинтилляций больших кристаллов. Специально для сцинтилляционных счётчиков были разработаны фотоумножители с плоским фотокатодом большой площади, нанесённым на стекло колбы^{6,30-31}.

Так, фотоумножитель 5819 обладает полупрозрачным фотокатодом площадью 11 см², нанесённым на плоскую торцевую поверхность колбы, фотоумножитель 5311 (типа «жалюзи») — таким же катодом площадью 5 см². В новых фотоумножителях площадь фотокатода ещё больше (60 см² в типе Н 5037³² и 83 см² в типе С 7157³³; в последнем случае фотокатод нанесён на боковую поверхность колбы фотоумножителя). Во всех типах фотоумножителей для сцинтилляционных счётчиков используются сурьяно-цезиевые фотокатоды, обладающие среди всех известных типов фотокатодов наибольшей чувствительностью в видимой области спектра. Чувствительность полупрозрачных сурьяно-цезиевых фотокатодов в фотоумножителях составляет 30—50 $\frac{\text{мкA}}{\text{лм}}$. Так как часть излучения некоторых фосфоров лежит в ультрафиолетовой области спектра, представляют интерес продление спектральной чувствительности фотоумножителей в сторону коротких длин волн, которое может быть осуществлено при замене стеклянного баллона кварцевым³⁴.

Большое значение с точки зрения уменьшения разброса амплитуд импульсов имеют однородность чувствительности фотокатода и хорошая фокусировка фотоэлектронов со всех участков катода на первый каскад. Нарушение этих требований ведёт к тому, что сцинтилляции одинаковой интенсивности, возникающие в большом кристалле вблизи различных участков фотокатода, будут давать импульсы различной амплитуды. Чтобы обеспечить собирание фотоэлектронов со всех участков катода на первый каскад, в fotoумножителях с фотокатодами большой площади между катодом и первым каскадом располагают электронно-оптическую собирающую систему, состоящую из одного или нескольких фокусирующих электродов. Для достижения большей однородности фотокатода при его изготовлении слой сурьмы напыляют из сурьмяных шариков, располагающихся в центре колбы fotoумножителя³². Всё же, как правило, не удается получать вполне однородные по чувствительности поверхности. В отдельных образцах fotoумножителей различные участки катода могут различаться по чувствительности более чем в два раза. Уменьшение возникающего по этой причине разброса амплитуд импульсов может быть достигнуто при помещении между фосфором и fotoумножителем слоя люцита, который играет роль световода, распределяя свет от сцинтилляции, независимо от места её возникновения в фосфоре, равномерно по всей поверхности катода. Как уже говорилось выше, не менее важной является проблема собирания света сцинтилляций на фотокатод. Было предложено много конструкций различного рода зеркал и отражателей, служащих этой цели. В частности, хорошие результаты были получены при помещении больших кристаллов нафталина (диаметром 20 мм и толщиной 12,5 мм) в шар, покрытый изнутри окисью магния³³. Часто в качестве отражателя используют слой окиси магния или алюминиевую фольгу, которой покрывают кристалл со всех сторон, кроме той, которая обращена к умножителю. Некоторые кристаллы, например NaJ(Tl), гигроскопичны и требуют помещения в герметизированные кожухи, в которых для входа излучения оставляют окно, закрытое тонкой алюминиевой фольгой.

На рис. 11 показана одна из систем сочленения фосфора с fotoумножителем³⁴.

Большие кристаллы приклеиваются к умножителю канадским бальзамом или плёнкой минерального масла с показателем преломления, имеющим промежуточное значение между показателями преломления кристалла и стекла баллона fotoумножителя. Благодаря этому уменьшается отражение от нижней поверхности кристалла, которое в кристаллах с большим показателем преломления может привести к значительным потерям³⁵.

Хорошим материалом для приклейивания фосфоров к fotoумножителю является 25%-ный раствор полистирена в водном растворе терфенила³⁶. Этот состав имеет коэффициент преломления 1,58 и не

обладает сколько-нибудь заметным поглощением света в видимой области спектра. Применение его не требует вредного для умножителя нагревания склеиваемых элементов.

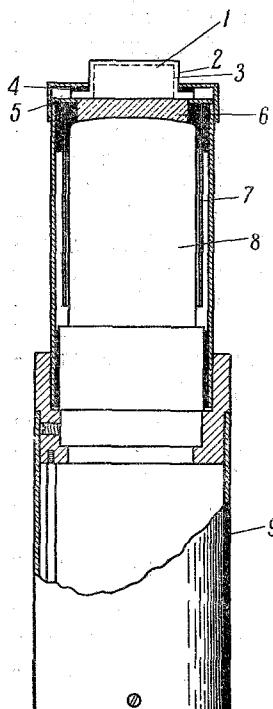
В тех случаях, когда счётчик предназначен для регистрации α -частиц или протонов, между поверхностью фосфора и источником частиц не должно быть никаких преград, вроде слоя лака, связующего вещества и т. д. Порошкообразный фосфор удобно наносить на баллон фотоумножителя простым напылением, предварительно смазав стекло очень тонким слоем вяжущего вещества. Чтобы не возникало дополнительного разброса амплитуд импульсов, необходимо наносить фосфор ровным однородным слоем. В тех случаях, когда регистрируемое излучение сопровождается нейтронным излучением, желательно, чтобы в используемом вяжущем веществе не содержался водород; в противном случае нейтроны вызовут появление значительного фона. Возможно нанесение слоя фосфора без применения вяжущего вещества осаждением его из взвеси в абсолютном этиловом спирте³⁹.

В тех случаях, когда необходимо осуществлять счёт очень большого числа импульсов в секунду или регистрировать процессы, разделённые весьма малыми промежутками времени, от умножителя требуется в первую очередь малая длительность импульсов. Кроме того, так как усиление весьма кратковременных импульсов составляет само по себе трудную задачу, требующую применения усилителей с распределёнными постоянными и другой сложной аппаратуры, весьма желательно иметь умножители с большим коэффициентом усиления, порядка 10^9 , которые давали бы на выходе легко регистрируемые без последующего усиления импульсы от единичных фотоэлектронов.

Выше уже указывалось, что коэффициент усиления порядка 10^9 может быть получен в обычных фотоумножителях при питании их импульсами высокого (до 5000 в)

Рис. 11. Один из вариантов системы сочленения кристалла с фотоумножителем:
 1 — кристалл,
 2 — кожух, предохраняющий кристалл от влаги,
 3 — отражатель (окись магния или алюминиевая фольга),
 4 — резиновая прокладка,
 5 — бакелитовое кольцо,
 6 — люцит,
 7 — магнитный экран,
 8 — фотоумножитель,
 9 — кожух предусилителя.

напряжения. Однако при такой большой величине усиления в обычных умножителях нарушается вследствие влияния объём-



ных зарядов в анодной части умножителя^{32, 40}. Последнее можно обнаружить экспериментально, приняв во внимание, что логарифм коэффициента усиления умножителя, вообще говоря, должен представлять собой линейную функцию логарифма каскадного напряжения.

Действительно, как показал Лукъянов⁴¹, зависимость коэффициента вторичной эмиссии σ сложных эмиттеров от энергии первичных электронов U_n в области не слишком больших энергий хорошо описывается формулой

$$\sigma = A u_n e^{-\frac{u_n}{u_m}}, \quad (17)$$

где u_m — значение u_n , соответствующее максимуму σ , а A — постоянная.

В соответствии с этим зависимость коэффициента усиления n -каскадного умножителя от межкаскадных напряжений может быть выражена формулой

$$M = \theta \sigma^n = \theta A^n u_k^n e^{-n \frac{u_k}{u_m}} \quad (18)$$

(u_k — межкаскадное напряжение, θ — коэффициент, учитывающий несовершенство электронно-оптической системы), откуда

$$\ln M = c + n \left(\ln u_k - \frac{u_k}{u_m} \right), \quad (19)$$

где обозначено:

$$c = \ln \theta + n \ln A.$$

Для эмиттеров, используемых в умножителях, $u_m \sim 600$ в, а межкаскадные напряжения обычно лежат в пределах от 50 до 200 в. Нетрудно видеть, что при таких значениях u_k и u_m зависимость $\ln M$ от $\ln u_k$ очень близка к линейной (пунктир на рис. 12).

Экспериментально снятые кривые $\ln M = f(\ln u_k)$ обнаруживают, однако, значительное отклонение от линейности для импульсов, соответствующих единичным фотоэлектронам, уже при усилении 10^7 — 10^8 , причём это отклонение тем больше, чем меньшее напряжение между последним каскадом и анодом фотоумножителя (кривые 1 и 2 рис. 12).

Для сохранения линейности при больших усилениях в новейших конструкциях фотоумножителей анод приближают к последнему

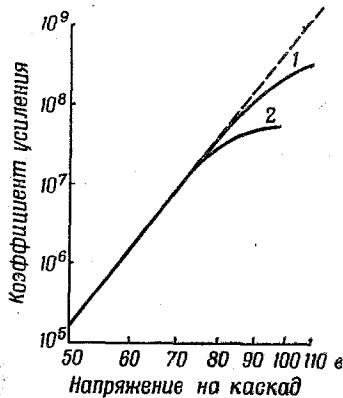


Рис. 12. Характеристика $M = f(U_k)$, построенная в логарифмическом масштабе по обеим осям. Загиб характеристики вызван влиянием объёмного заряда в анодной части фотоумножителя: 1 — анодное напряжение 200 в, 2 — анодное напряжение 100 в.

каскаду, чтобы увеличить напряжённость поля между ними и создать условия для быстрого рассасывания пространственного заряда. В фотоумножителе 4646 анод выполнен в виде сетки, окружающей последний эмиттер. В другом варианте этого прибора сетка-анод расположена непосредственно перед последним каскадом³². Электродная система умножителя 4646 выполнена таким образом, что обеспечивается идентичность траекторий электронов, исходящих из различных участков эмиттера, благодаря чему уменьшается разброс времени пробега электронов между эмиттерами и вместе с этим длительность импульсов. Умножитель 4646 имеет 16 каскадов умножения и при напряжении питания 2300 в обладает усилением порядка 10^9 . Линейность усиления сохраняется вплоть до анодных токов 200 мкА (в импульсном режиме).

При больших скоростях счёта необходимо учитывать ещё одно свойство умножителей, оказыывающее влияние на точность результатов, именно — утомление эмиттеров и связанное с ним понижение коэффициента усиления умножителя в процессе его работы. Утомление является следствием изменения эмиссионных свойств эмиттирующих поверхностей под действием электронной бомбардировки. Оно проявляется в тем большей степени, чем больше анодный ток умножителя. На рис. 13 показано изменение токов в различных каскадах

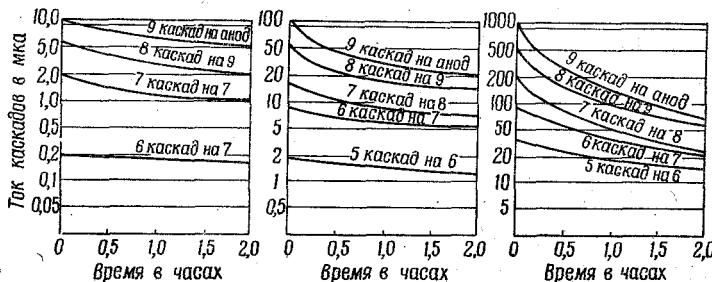


Рис. 13. Кривые утомления последних каскадов фотоумножителя при постоянном световом потоке, освещивающем фотокатод.

умножителя 931-А с сурьмяно-цезиевым эмиттером при начальном анодном токе в 10 мкА, 100 мкА и 1000 мкА⁴². Как видно из рисунка, эмиттер каждого последующего каскада утомляется быстрее и в большей степени, чем предыдущие. При начальном анодном токе в 10, 100 и 1000 мкА значение его через два часа после включения фотоумножителя составляет соответственно 50, 30 и 12 процентов от первоначального.

Падение чувствительности фотоумножителей вследствие утомления эмиттеров при работе в схеме сцинтилляционного счётчика приводит к уменьшению как амплитуд регистрируемых импульсов, так и, при заданной дискриминации, к уменьшению скорости счёта импульсов от

источника постоянной интенсивности. Так, в фотоумножителе 5819, работавшем при напряжении 900 в с кристаллом, облучавшимся источником γ -излучения Со⁶⁰ в 1,04 милликури, помещённым на расстоянии 36 см от кристалла, скорость счёта импульсов с амплитудой, составлявшей не менее 40% от максимальной, уменьшалась за 40 минут с $55 \cdot 10^3$ до $40 \cdot 10^3$ импульсов в минуту. Затем скорость счёта устанавливалась постоянной. При увеличении скорости счёта путём приближения источника к кристаллу до расстояния 20 см, скорость счёта вновь начинала падать, уменьшившись за 20 минут от $192 \cdot 10^3$ до $164 \cdot 10^3$ импульсов в минуту. Анодный ток фотоумножителя при этом составлял около 2 мкА. Эффект утомления в умножителе становился незаметным при таких скоростях счёта, когда величина анодного тока фотоумножителя не превышала 0,1 мкА⁴³.

Эта величина анодного тока для умножителей подобного рода является, повидимому, пределом, выше которого утомление существенно мешает работе с ними.

Существенное улучшение параметров достигнуто в новых отечественных фотоумножителях⁴⁴.

Электронные умножители для непосредственного счёта частиц (без оптической трансформации с помощью фосфора) впервые были построены Баем⁴⁵ и Алленом^{46, 47}. Система электродов умножителя Аллена изображена на рис. 14а. Электродам здесь придана форма

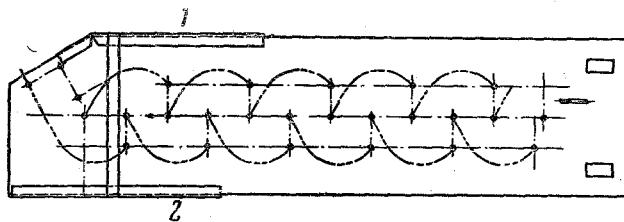


Рис. 14а. Электродная система умножителя Аллена.

фокусирующих линз, подобно тому, как это было первоначально предложено Меховым*) и описано Лепешинской⁴⁸. Во избежание отклонения пучка частиц при входе в умножитель, последний имеет дополнительный электрод, находящийся под тем же потенциалом, что и первый каскад. Никелевые щиты 1 и 2 предохраняют электрическое поле в области первых каскадов умножителя от искажений, которые могли бы возникнуть под влиянием потенциала баллона.

Умножитель помещается в металлический баллон с окном; конструкция последнего позволяет присоединять умножитель к той или иной вакуумной аппаратуре, в которой должны производиться изме-

*) Мехов, Авторская заявка N 2730 от 26 августа 1937 г.

рения (например, масс-спектрограф, β -спектрограф и т. д.). Общий вид умножителя со снятым баллоном показан на рис. 14б.

В подобных умножителях, которые должны допускать периодический впуск воздуха, например при замене исследуемого образца, применяются эмиттеры, устойчивые по отношению к воздействию воздуха. Такими эмиттерами являются соответствующим образом обработанные сплавы серебра, меди, алюминия и т. д. с бериллием или магнием. Существенным преимуществом этих эмиттеров по сравнению с эмиттерами, содержащими щелочной металл, является значи-

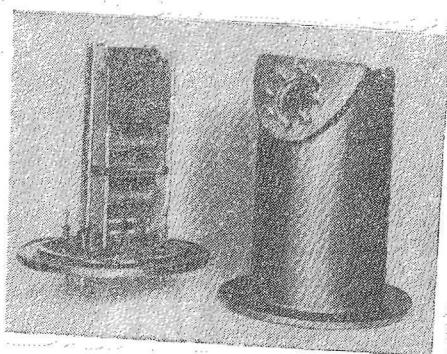


Рис. 14б. Умножитель Аллена со снятым баллоном.

тельно меньшая подверженность их утомлению. В умножителе с таким эмиттером, предназначенным для регистрации быстрых электронов, окно баллона закрыто никелевой фольгой толщиной 0,02 м.м. Быстрые электроны бомбардируют фольгу снаружи, вызывают эмиссию с внутренней её стороны вторичных электронов, усиливаемых далее умножителем¹⁸. Электронные умножители для непосредственного счёта γ -квантов имеют электродную систему, аналогичную описанной выше. В качестве катодов в них используются золотые или tantalовые поверхности.

В некоторых случаях, например при регистрации ионов в масс-спектрографе, представляется необходимым располагать умножитель в сфере действия сильного магнитного поля. Это поле, воздействуя на электронные потоки в умножителе, вызывает расфокусировку их и уменьшение чувствительности умножителя. Иногда в таких случаях пользуются фотоумножителем, располагая его за пределами магнитного поля и передавая сцинтилляции от фосфора к фотокатоду по кварцевым палочкам — световодам. Такой метод, однако, не всегда применим, так как связан с ограничением разрешающего времени длительностью высыпчивания фосфора, кроме того, приходится мириться со сравнительно большим темновым фоном фотоумножителей и, наконец, фотоумножитель, световод и кристалл приходится защи-

щать от света, что связано с рядом дополнительных неудобств. Целесообразно было бы иметь умножитель, который мог бы работать непосредственно в сильном магнитном поле. Конструкция такого умножителя показана на рис. 14в.⁴⁹

Плоская пластина, «рельса» 1, находящаяся при потенциале земли, проходит вдоль всего умножителя. Плоские эмиттеры 2 расположены против «рельсы» и закреплены на изолирующем стержне 3 таким образом, что расстояние между каждым последующим эмиттером и «рельсой» сокращается от первого каскада к аноду. Длина рабочей части эмиттеров также последовательно уменьшается. Такая конструкция позволяет получить в умножителе электрическое поле

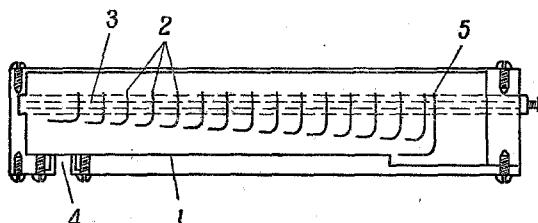


Рис. 14в. Электродная система умножителя, предназначенного для работы в сильном магнитном поле: 1 — «рельса», 2 — эмиттеры, 3 — изолирующий стержень, 4 — окно, 5 — анод.

без резких нарушений однородности. Питающее напряжение распределяется между каскадами с помощью делителя напряжения, который состоит из 15 полуваттных угольных сопротивлений в 1 мегом каждое. Сопротивления помещены внутри умножителя. Магнитное поле, в котором должен работать умножитель, направлено перпендикулярно чертежу. Число каскадов умножителя 15. Эмиттер медно-бериллиевый с 2%-ным содержанием бериллия в меди. Умножитель предназначен для регистрации положительных ионов, для входа которых в его корпусе имеется окно (4), закрытое сеткой. Благодаря тому, что электрическое и магнитное поля в умножителе близки к однородным, траектории всех вторичных электронов между двумя соседними каскадами близки друг к другу по форме, вследствие чего, с одной стороны, обеспечивается хорошая фокусировка электронов, с другой, разброс времени пробега электронов между двумя соседними каскадами в этом умножителе меньше, чем в умножителях с электростатической фокусировкой. Соответственно этому длительность импульса в описываемом умножителе меньше, чем в умножителях других типов, и составляет, по подсчётам автора, около $1,3 \cdot 10^{-10}$ сек., а время нарастания импульса заключено между 10^{-11} и 10^{-10} сек. Этот умножитель имеет ещё и то преимущество, что образующиеся в анодной части положительные ионы вследствие наличия сильного поперечного электрического поля между эмиттерами

и «рельсой» не могут проникать к первым каскадам и вызывать импульсы фона. Это позволяет подавать на электроды умножителя высокие напряжения, вплоть до 8500 в.

Умножители такого типа могут работать в магнитных полях напряжённостью от 250 до 1100 эрстед при напряжениях до 8500 в.

В заключение настоящего параграфа остановимся на схеме включения fotoумножителя и выборе её параметров. Питание fotoумножителя осуществляют обычно от высоковольтных батарей или стабилизированного выпрямителя. Схема включения fotoумножителя показана на рис. 15а. Напряжение распределяется между каскадами с помощью делителя напряжений. Величина сопротивлений делителя

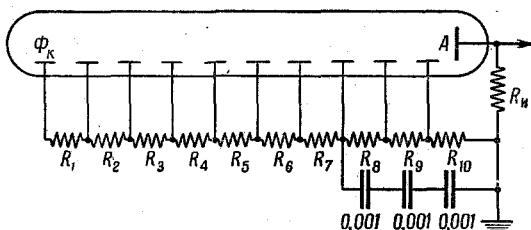


Рис. 15а. Схема включения fotoумножителя.

определяется максимальной величиной анодного тока, при котором будет работать fotoумножитель. Ток в делителе напряжений должен не менее чем в десять раз превышать наибольший анодный ток fotoумножителя, чтобы при изменении последнего не происходило перераспределения напряжения между каскадами и связанных с ним изменений коэффициента усиления. По причинам, объяснённым в предыдущем параграфе, напряжение между фотокатодом и первым каскадом обычно выбирается в 3—4, а между первым и вторым каскадами в 2—2,5 раза больше, чем остальные межкаскадные напряжения. Напряжение между последним каскадом и анодом также желательно иметь несколько более высоким. Анодная характеристика fotoумножителя (рис. 15б), выражающая зависимость анодного тока от напряжения между последним каскадом и анодом u_a , при постоянном напряжении на остальных электродах достигает насыщения при тем большем анодном напряжении, чем больше величина тока fotoумножителя. Во избежание нелинейных искажений необходимо выбрать анодное напряжение таким, чтобы действующее напряжение между последним каскадом и анодом, равное разности между анодным напряжением и напряжением снимаемого сигнала (рис. 15б), не выходило за пределы горизонтального участка анодной характеристики, который в большинстве типов fotoумножителей при анодных токах, не превышающих миллиампера, простирается от напряжений, не сколько меньших межкаскадного напряжения u_k до величины по-

рядка 5—6 u_k . При дальнейшем увеличении анодного напряжения анодная характеристика $i_a = f(u_a)$ начинает медленно спадать вследствие того, что часть электронов с предпоследнего каскада отвлекается на анод, минуя последний каскад. Значительная протяжённость горизонтального участка анодной характеристики позволяет снимать с анодной нагрузки фотоумножителя сигналы большой амплитуды без возникновения нелинейных искажений.

В соответствии с заданным законом распределения напряжений между электродами умножителя выбираются соотношения между

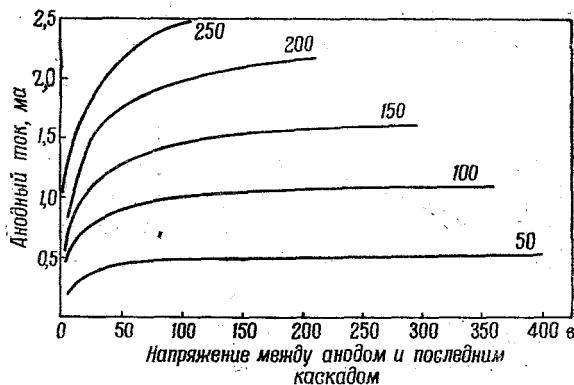


Рис. 15б. Анодная характеристика фотоумножителя 931-А.

величинами отдельных сопротивлений делителя напряжений. Чаще всего межкаскадные напряжения, кроме анодного напряжения, а также напряжения между фотокатодом и первым и вторым каскадами, выбираются одинаковыми. В электродной системе умножителя, где все каскады подобны друг другу, это соответствует оптимальной для данного напряжения питания величине коэффициента усиления. Нарушение равномерности распределения напряжений между каскадами приводит к нарушению фокусировки в умножителе, поэтому разброс величин сопротивлений делителя не должен быть большим. Обычно сопротивления подбираются равными друг другу с точностью до 1—2%.

Для проведения количественных измерений с фотоумножителем необходимо хорошо стабилизировать питающее его напряжение. Из выражения (19) легко получить зависимость колебаний коэффициента усиления умножителя от колебаний питающего напряжения:

$$\frac{dM}{M} \cong n \frac{du_k}{u_k} = n \frac{du}{u} \quad (\text{при } u_k \ll u_m), \quad (20)$$

где $u = u_0 - u_a$, u_0 — полное напряжение питания.

Таким образом, в умножителе с n каскадами изменение питающего напряжения на один процент вызывает изменение коэффициента усиления приблизительно на n процентов.

Чтобы коэффициент усиления оставался постоянным с точностью в 1—1,5%, необходимо стабилизировать напряжение с точностью до 0,1%. Зависимость фокусировки и, следовательно, коэффициента усиления умножителя от равномерности распределения напряжения по каскадам может быть использована для уменьшения влияния колебаний питающего напряжения на коэффициент усиления.

Для этого умножитель включается по схеме, показанной на рис. 16^{6, 50}. Напряжение на один из промежуточных каскадов подаётся от батареи и, таким образом, разность потенциалов между этим

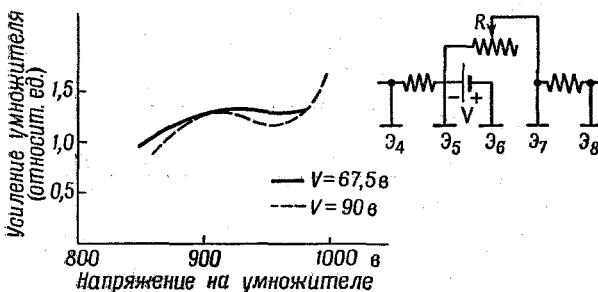


Рис. 16. Зависимость коэффициента усиления от напряжения при замене одной из секций делителя напряжений батареей.

и предыдущим каскадами закреплена. Все остальные каскады присоединены к соответствующим точкам делителя напряжений, питаемого выпрямителем. При номинальном напряжении питания фокусировка в области каскада, питаемого от батареи, несколько нарушена, вследствие чего коэффициент усиления умножителя на 10—20% ниже оптимального. Соответствующим выбором напряжения батареи и сопротивления можно добиться того, что увеличение или уменьшение коэффициента усиления за счёт изменения напряжения питания скомпенсируется соответственно ухудшением или улучшением фокусировки в области отделено питаемого каскада. Величина сопротивления R и напряжение батареи V , обеспечивающие стабилизацию коэффициента усиления, а также номер каскада, к которому должна быть присоединена батарея, различны для разных типов фотоумножителей. Стабилизация такого типа мало критична к выбору величин V и R . На рис. 16 приведена кривая стабилизации для фотоумножителя 5819, полученная при $V = 67,5$ в и 90 в (пунктирная кривая) и $R = 1,25$ Мом. В данном случае батарея присоединена к 6 каскаду.

При регистрации сцинтилляций выходной сигнал представляет собой импульсы напряжения, которые могут достигать 10 и более вольт.

при длительности в сотые и тысячные доли микросекунды. Вследствие малой собственной ёмкости последних каскадов фотоумножителя потенциал их при регистрации таких импульсов не остаётся постоянным, а испытывает резкие скачкообразные изменения вследствие того, что ток через делитель не успевает пополнять заряд, уносимый с эмиттера вторичными электронами. Во избежание этого секции делителя напряжений, питающие последние каскады умножителя, шунтируются ёмкостями порядка $0,01\text{--}0,001 \mu\text{ф}$, как это показано на рис. 15а.

Так как время нарастания импульса в умножителе очень мало (см. § 4), то амплитуда импульсов на выходе определяется не нагрузочным сопротивлением R_n , а ёмкостью выхода умножителя $C_{вых}$ (за исключением случаев, когда R_n и $C_{вых}$ настолько малы, что $R_n C_{вых}$ сравнимо с временем нарастания импульсов в умножителе). Сопротивление R_n определяет время разряда ёмкости $C_{вых}$ и, следовательно, длительность импульсов, получаемых на выходе умножителя. Выбор R_n определяется условиями задачи (скорость счёта) и аппаратурой, используемой для усиления и регистрации импульсов фотоумножителя.

6. ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИЕ ВЕЩЕСТВА, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В СЦИНТИЛЛАЦИОННЫХ СЧЁТЧИКАХ

К люминесцирующим веществам (фосфорам), предназначенным для применения в сцинтилляционном счётчике, предъявляется ряд требований, вытекающих из условий их работы в счётчике.

Прежде всего, спектральная область излучения фосфора должна соответствовать области максимальной чувствительности фотокатода умножителя. Фосфор должен отдавать значительную часть энергии, потерянной в нём частицей, в виде света. Доля поглощённой фосфором энергии, превращённая им в свет, называется физической эффективностью фосфора⁵¹. Часть фотонов, возникших при прохождении частицы, может поглотиться в толще самого фосфора и не дойти до фотокатода умножителя. Поэтому важно, чтобы люминесцирующее вещество было прозрачно для собственного излучения. Это особенно необходимо, когда счётчик предназначен для регистрации проникающего излучения (гамма- и бета-лучи, рентгеновские лучи). В этих случаях приходится брать люминесцирующие кристаллы большой толщины, чтобы поглотить заметную долю энергии частицы, и возникающие в толще кристалла фотоны могут выйти наружу и достичь фотокатода только тогда, когда кристалл прозрачен. (Отношение количества испущенной фосфором световой энергии к количеству поглощённой в нём энергии называется технической эффективностью фосфора. Эта величина для одного и того же фосфора может быть различной, в зависимости от рода возбудителя.) Для регистрации излучений с большой проникающей способностью выгодно также применять фосфоры с большой

плотностью и высоким атомным номером, так как чем большие эти величины, тем большее количество энергии поглощается на единице длины пути частицы.

Большой интерес представляют фосфоры, в которых интенсивность сцинтиляций пропорциональна энергии бомбардирующих частиц. Применяя их, можно не только регистрировать частицы, но также измерять их энергию.

Наконец, очень важной характеристикой фосфора является длительность отдельных сцинтиляций. Выше уже было сказано, что разрешающая способность умножителя достигает величины порядка $0,5 \cdot 10^{-9}$ сек. Чтобы использовать столь высокую безинерционность умножителя, недостижимую принципиально в обычных ионизационных счётчиках, необходимо иметь люминесцирующие вещества с длительностью свечения такого же порядка или, по крайней мере, не намного превышающей длительность импульсов в умножителе. Обычно для каждого конкретного случая применения выбирается наиболее подходящее люминесцирующее вещество.

Остановимся кратко на характеристиках фосфоров, часто применяющихся в настоящее время.

Сернистый цинк, активированный серебром или медью, применяется в качестве экрана при регистрации α -частиц. Излучение этих фосфоров лежит в сине-зелёной области (см. табл. II на стр. 400). Световой выход составляет приблизительно один фотон на каждые 10 электрон-вольт энергии α -частиц, что соответствует физической эффективности в 28 %. Для крупных кристаллов ZnS·Cu интенсивность сцинтиляций пропорциональна энергии α -частиц. Порошкообразный и мелкокристаллический ZnS·Ag при возбуждении α -частицами одинаковой энергии даёт вспышки, очень сильно различающиеся по яркости.

Некоторые авторы⁵² объясняют отклонение от пропорциональности между интенсивностью свечения и энергий α -частиц для мелкокристаллического ZnS·Ag различными условиями рассеяния свечения при разных глубинах проникновения частиц в фосфор. Тяжёлые ядра, получающиеся при распаде урана, вызывают в ZnS·Ag значительно более яркие сцинтиляции, чем α -частицы, хотя эффективность их приблизительно в 7 раз меньше, чем для α -частиц⁵³. Длительность сцинтиляции*) в ZnS·Ag составляет величину порядка 10^{-5} сек.

Кристаллы ZnS·Ag прозрачны при толщине слоя до 80 mg/cm^2 и ZnS·Cu при толщине до 200 mg/cm^2 .

Вследствие своей непрозрачности в слоях толще 80 mg/cm^2 сернистый цинк мало эффективен для регистрации β - и γ -лучей.

Сернистый кадмий, активированный серебром, сцинтилирует красным светом, давая выход около 20 % как для α -частиц, так и для

*) Под длительностью сцинтиляций здесь и ниже понимается время, в течение которого интенсивность сцинтиляции уменьшается в e раз от максимальной.

электронов⁵⁵. Для α -частиц с энергией, меньшей 0,1 Мэв, сцинтилляции хороших монокристаллов CdS·Ag пропорциональны энергии α -частиц с точностью до 5%, что позволяет измерять энергию α -частиц^{52,54}. Для энергий, больших 0,1 Мэв, энергетический выход не зависит от энергии частиц. Длительность сцинтилляций сернистого кадмия составляет $2 \cdot 10^{-4}$ сек. Очень хорошая прозрачность позволяет применять кристаллы значительной толщины.

Иодистый натрий, активированный таллием, особенно эффективен для регистрации γ -лучей вследствие большой плотности (3,67 г/см³) и сравнительно высокого среднего атомного номера.

Большая гигроскопичность NaI·Tl делает необходимым предохранение его от воздействия влаги, содержащейся в атмосферном воздухе. Кристаллы NaI·Tl обладают большим световым выходом и обнаруживают линейную зависимость интенсивности сцинтилляций от энергии β - и γ -лучей, а также для протонов, дейтеронов⁵⁶ и α -частиц⁵⁷. Применение этого вещества для регистрации α -частиц и β -лучей низкой энергии ограничивается необходимостью сохранять его в кварцевой ампуле или закрывать алюминиевым кожухом, стеки которых непрозрачны для этих излучений.

Световой выход уменьшается в 2—5 раз при изменении температуры кристалла от комнатной до 345°С. Длительность импульса составляет 0,25 мксек. При изменении температуры в том же интервале длительность импульса уменьшается приблизительно в 2 раза⁵⁸.

Широкое распространение в сцинтилляционных счётчиках получили органические кристаллы — нафталин, антрацен, фенантрен, стильбен и другие.

Высокая эффективность как для β -лучей, так и для γ - и рентгеновского излучения, сравнительная лёгкость получения больших прозрачных кристаллов, соответствие спектра излучения области максимальной чувствительности применяемого обычно в фотоумножителях сурьмяно-цезиевого фотокатода, а также весьма малая длительность послесвещения, — делают эти фосфоры весьма удобными для применения в сцинтилляционных счётчиках.

Порошкообразный нафталин имеет большую физическую эффективность, чем монокристаллический, но техническая эффективность его несколько меньше вследствие большего рассеяния света в порошке. Имеются сведения о том, что чистый нафталин без примеси антрацена не даёт сцинтилляций⁵⁹, или, во всяком случае, обладает весьма малой эффективностью. Присутствие в нафталине в качестве примеси 1% антрацена сильно увеличивает световой выход и смещает спектр люминесценции нафталина в сторону больших длин волн. При охлаждении кристалла нафталина до — 70°С эффективность его возрастает в 1,4 раза, при охлаждении до — 180° — в 2,2 раза по сравнению с эффективностью при комнатной температуре⁶⁰. Повышение температуры уменьшает эффективность, доводя её прак-

тически до нуля при плавлении. При застывании нафталина эффективность восстанавливается до половины начального значения, однако если застывший нафталин размельчить, то его физическая эффективность восстанавливается полностью⁶¹.

Интенсивность сцинтиляций антрацена при изменении температуры от $+30^{\circ}\text{C}$ до -160°C при измерениях с умножителем 1Р28 остаётся неизменной. Измерения с умножителем 1Р21, коротковолновая граница чувствительности которого соответствует большей длине волн, чем в 1Р28, показали возрастание амплитуд импульсов от сцинтиляций при охлаждении приблизительно на 60%. Это возрастание происходит, повидимому, за счёт смещения спектра люминесценции антрацена при охлаждении, на которое реагирует умножитель 1Р21⁶².

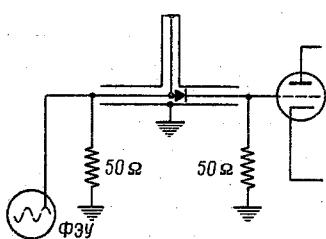


Рис. 17а. Схема формирования импульса фотоумножителя с помощью короткозамкнутой линии задержки.

Длительность сцинтиляций в антрацене и других органических фосфорах определялась рядом исследователей^{21–25, 65–71}. При этом использовалась методика, аналогичная применявшейся для определения длительности импульсов в фотоумножителях.

Авторы одной из работ²² применили для определения длительности сцинтиляций метод формирования импульсов фотоумножителя с помощью короткозамкнутой линии задержки (рис. 17). Импульс от умножителя и его отражение от закороченного отвода коаксиального кабеля после выпрямления германиевым детектором подводились к измерительной схеме, состоявшей из предварительного усилителя, дискриминатора и измерителя числа импульсов. Сложение начального и отражённого импульсов иллюстрируется рис. 17б. Постоянная времени усилителя была выбрана значительно большей, чем длительность импульса, поэтому амплитуда импульса на выходе усилителя пропорциональна заряду, т. е. площади, ограниченной кривой в рис. 17б. Можно счи-

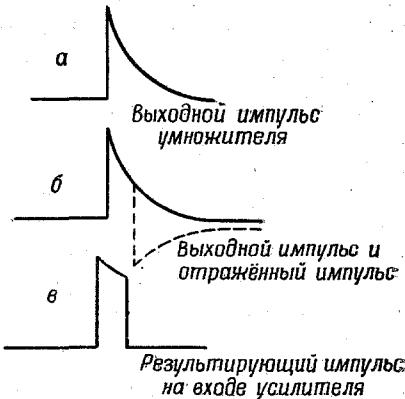


Рис. 17б. Сложение прямого и отражённого импульсов в схеме рис. 17а.

тать, что спадание импульса происходит по экспоненциальному закону $e^{-\frac{t}{\tau}}$, где τ — время, в течение которого амплитуда импульса уменьшается в e раз от своего пикового значения. Чтобы учесть нелинейности, вносимые выпрямителем и всей последующей схемой, в показатель экспоненты вводится коэффициент n , который может быть определён из специальных измерений. Таким образом, форма импульса на выходе схемы имеет вид, описываемый функцией

$$e^{-\frac{nt}{\tau}}. \quad (21)$$

Амплитуда импульсов на выходе не будет зависеть от длины короткозамкнутого отвода до тех пор, пока эта длина настолько велика, что начальный и отражённый импульсы разделены во времени и не перекрывают друг друга. Величина сигнала в этом случае пропорциональна площади под кривой a рис. 17б, т. е. интегралу

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{nt}{\tau}} dt = \frac{\tau}{n}. \quad (22)$$

При уменьшении длины отвода время, необходимое для прохождения импульса в прямом и обратном направлениях, сокращается, и отражённый импульс начинает перекрывать начальный импульс. Уменьшая длину отвода, можно достичь того, что передний край отражённого импульса будет приходить к детектору в момент, когда величина начального импульса уменьшится в e раз от своего пикового значения. Это время, очевидно, равно $\frac{\tau}{n}$. Результирующий сигнал в этом случае должен быть пропорционален интегралу от выражения (21), взятыму за время от нуля до $\frac{\tau}{n}$:

$$\int_0^{\frac{\tau}{n}} e^{-\frac{nt}{\tau}} dt = \frac{\tau}{n} \left(1 - \frac{1}{e}\right). \quad (23)$$

Отношение амплитуд импульсов на выходе в описанных двух случаях равно

$$1 - \frac{1}{e} = 0,632.$$

Измеряя число импульсов при отводе большой длины и некотором напряжении смещения на дискриминаторе, уменьшают затем смещение в 0,632 раза и подбирают такую длину отвода, при которой число импульсов остаётся прежним. Это соответствует уменьшению

амплитуд импульсов в $0,632$ раза. Длительность импульса τ находится по формуле

$$\tau = n \frac{2l}{v}, \quad (24)$$

где l — длина отвода и v — скорость распространения импульса по кабелю. Время затухания сцинтиляций в антрацене при комнатной температуре и возбуждении γ -лучами было найдено равным $3,4 \cdot 10^{-8}$ сек., в стильбене — $1,3 \cdot 10^{-8}$ сек.²². Характер затухания экспоненциальный⁶⁸. Время затухания зависит от температуры фосфора. При охлаждении кристалла антрацена от $+20^\circ\text{C}$ до -268°C время затухания уменьшается от $3,2 \cdot 10^{-8}$ сек. до $0,6 \cdot 10^{-8}$ сек.⁶⁵. Сцинтиляции в транс-стильбене при температуре $+27^\circ\text{C}$ имеют длительность $6 \cdot 10^{-9}$ сек., а при температуре -196°C около $4 \cdot 10^{-9}$ сек.²¹.

Время затухания может быть различно в зависимости от рода возбуждающего излучения. Так, при возбуждении нафталина β -лучами время затухания приблизительно на порядок меньше, чем при возбуждении α -частицами⁷².

При исследовании космических лучей, проникающая способность которых чрезвычайно велика, необходимо пользоваться кристаллами большой толщины. Приготовление больших прозрачных кристаллов сопряжено с серьёзными трудностями и не всегда удается. Поэтому в работах по исследованию космических лучей часто используют вместо кристаллических фосфоров прозрачные люминесцирующие жидкости⁷³⁻⁸⁵. Помимо возможности сравнительно легко приготовлять фосфоры практически любой величины, жидкые фосфоры обладают ещё и тем преимуществом, что длительность сцинтиляций в них очень мала. Были получены жидкые сцинтилляторы с длительностью свечения вплоть до $2 \cdot 10^{-9}$ сек.

Жидкие люминофоры обычно приготавливаются путём растворения твёрдых органических и неорганических люминесцирующих веществ в различных жидкостях. В качестве растворителей используют бензол, ксиол, толуол, дифенилоксид, фенилциклогексан и многие другие. Эффективность жидких люминофоров меньше, чем эффективность чистого твёрдого фосфора, но не в такой степени, как это следовало бы ожидать, исходя из малой концентрации растворённого фосфора. Так, например, интенсивность сцинтиляций в растворе, содержащем 5 г терфенила на один литр растворителя (*m*-ксилена), всего вдвое меньше, чем интенсивность сцинтиляций в твёрдом терфениле. Если концентрация фосфора в растворе возрастает, то интенсивность сцинтиляций сначала, при малых концентрациях, возрастает пропорционально концентрации, а затем, при увеличении концентрации, начинает уменьшаться. Такая зависимость интенсивности сцинтиляций от концентрации раствора, так же как и большая, чем следовало бы ожидать, исходя из концентрации фосфора в растворе, интенсивность сцинтиляций объясняется тем, что в процессах превращения энергии частиц

в световые вспышки принимают участие молекулы растворителя^{76, 77}. Повидимому, частицы, бомбардирующие жидкость, возбуждают первоначально молекулы растворителя, а последние передают избыточную энергию молекулам растворённого фосфора. В настоящее время известно очень большое число жидких фосфоров (см., например,⁷⁸). Представление о сцинтилляционных качествах некоторых из них можно получить из данных таблицы I, в которой приведено число импульсов в секунду, реги-

Таблица I

Раствор или жидкость	Оптимальная концентрация раствора	Число импульсов в 1 сек.
$\alpha\alpha'$ -динафтил в бензоле	Насыщенный	16 400
п-терфенил в бензоле	»	15 600
<i>m</i> -терфенил в бензоле	»	9 400
Фенил- β -нафтилен в бензоле	2,7	6 700
β -нафтилен в бензоле	5,0	5 950
α -нафтиламин в бензоле	2,8	5 050
$\beta\beta'$ -динафтил в бензоле	6,0	3 900
$\beta\beta'$ -динафтилэтан в бензоле	Насыщенный	3 200
1,3,5-трифенилбензол в бензоле	»	2 500
β -нафтол в бензоле	1,5	2 200
α -нафтол в бензоле	2,5	1 700
Нафталин в бензоле	Насыщенный	1 460
Антрацен в бензоле	2,2	1 460
Бензол	—	910
Вода (дестиллированная)	—	620
Вольфрамат кальция (кристаллический)	—	12 000
Антрацен (кристаллический)	—	37 000

стрировавшееся фотоумножителем, перед фотокатодом которого помещалась кювета, заливавшаяся поочерёдно перечисленными в первой графе жидкостями⁷⁵. Ёмкость кюветы составляла 1 мл, жидкости возбуждались источником γ -излучения Со⁶⁰ интенсивностью в 1,5 миллиокури, помещавшимся на расстоянии 6 см от кюветы. Данные таблицы исправлены на фон и разрешающее время счётчика. Для сравнения в конце таблицы приведено число импульсов, возникающих в тех же условиях при замене кюветы кристаллами вольфрамата кальция и антрацена тех же размеров. Удобный вид фосфоров представляют собой твёрдые растворы люминесцирующих веществ в полистироле, люците, параплексе и других пластмассах⁸⁶⁻⁹². Сохраняя положительные качества жидких фосфоров, они в то же время обладают механической прочностью и поэтому в удобстве обращения с ними не уступают кристаллическим фосфорам.

В таблице II приведены характеристики некоторых часто употребляемых фосфоров^{148, 149}.

Материал	Спектр излучения (в \AA) ^{*)}	Абсорбционный спектр (цвет кристалла)	Относительный световой выход для β -частиц (световой выход антрацена принят за единицу) ^{**)}	Длительность сцинтиляции $\times 10^8$ сек. ^{***}	Зависимость от энергии ского α
NaI·Tl	4100 (800)	2930 2340 бесцветный	2,0	25	приблизительно линейна
KI·Tl	4100 (900)	2870 2360 бесцветный	0,5	100	приблизительно линейна
CaI·Tl	белый	бесцветный	1,5	100	—
LiI·Tl	сине-зелёный	бесцветный	1,0	100	—
CdWO ₄	5200 зелёный	жёлтый (начало поглощения от 4500)	2,0	—	—
CaWO ₄	4300 синий	бесцветный, поглощение начинается от 4000	1,0	600	—
ZnS·Ag	синий	бесцветный	2,0	1000 высвечивание неэкспоненциальное	приблизительно линейна

Таблица II

чувствительности монохроматиче- излучения		Световой выход на 1 Мэв для различных частиц	Плотность ($\text{г}/\text{см}^3$)	Температура плавления ($^{\circ}\text{C}$)	Примечание
β	γ				
линейна	линейна	$\beta/p = 1,0$	3,67	651	Гигроскопичен; легко получаются хорошие кристаллы
линейна	линейна	$\beta/\alpha = 1,0$ $\beta/p = 1,0$	3,13	582	Легко получаются хорошие кристаллы
—	—	$\beta/p = 1,0$	4,50	621	Легко получаются хорошие кристаллы
—	—	—	4,06	446	Очень гигроскопичен
—	—	—	7,90	1325	Небольшие кристаллки получаются легко
—	—	—	6,06	1535	Небольшие кристаллки получаются легко
—	—	$\beta/\alpha = 1,0$	4,10	1850	Получается только в порошке или в мелкокристаллическом виде

Материал	Спектр излучения (в \AA) ^{*)}	Абсорбционный спектр (цвет кристалла)	Относительный световой выход для β -частиц (световой выход антрацена принят за единицу) ^{**)}	Длительность сцинтиляции $\times 10^8$ сек. ^{***)}	Зависимость от энергии ского	
					α	β
Антрацен	4400 (60)	бесцветный, поглощение начинается от 4050	1,0	$3,0 \pm 0,5$ (300° K) $1,2 \pm 0,2$ (77° K)	нелинейна	—
Стилбен	4200 слабое (360) 4080 сильное 100	бесцветный	0,6	0,6—1,2	—	—
Фенантрен	4100 (100) 4300 (100)	бесцветный	0,3	0,8	—	—
Дибензил	3520 3710 3950 слабое	бесцветный	0,6	1,6	—	—
Терфенил	3900 4050 4300	бесцветный	0,65	1,2	—	—
Нафталин	3450 (250)	бесцветный	0,25	6,0	—	—

^{*)} В скобках указана ширина спектра на уровне интенсивности, равная 10% от максимума. Приведенные значения не исправлены на спектральную чувствительность измерителя.

^{**)} Под длительностью сцинтиляции понимается время, в течение ко-

Продолжение таблицы II

чувствительности монохроматиче- излучения		Световой выход на 1 Мэв для различных частиц	Плотность ($\text{г}/\text{см}^3$)	Температура плавления (в $^{\circ}\text{C}$)	Примечание
β	γ				
линейна в интер- вале 125—1900 kэв	нелиней- на	$\beta/p = 2,0$ $\beta/\alpha = 8,0$	1,25	217	
—	—	непостоянен	1,16	124	Легко получаются хорошие кристаллы
—	—	—	1,03	100	Очень трудно получить прозрачные кристаллы
—	—	—	1,00	52,5	Легко получаются хорошие кристаллы
—	—	$\beta/\alpha \approx 8,0$	1,23	213	Шероховатый; легко получаются хорошие кристаллы
—	—	непостоянен	1,15	80	Сублимируется. Легко получаются хорошие кристаллы

ном $1/2$ максимальной.
ность фотоумножителя (5819).
того интенсивность сцинтилляции уменьшается в e раз от максимальной.

Твёрдые люминесцирующие растворы могут быть получены либо путём полимеризации жидких фосфоров^{86, 87}, либо растворением фосфоров в расплавлённом полимере⁸⁸, либо, наконец, расплавлением смеси фосфора и порошкообразной пластмассы при нагреве под давлением^{89, 90}. В качестве примера приведём описание процесса приготовления фосфора по последнему из названных способов⁹⁰. Полистироловый порошок смешивается с органическими флуоресцирующими агентами — терфенилом, флуореном или другими. Для смещения спектра люминесценции в область максимальной чувствительности фотоумножителя (эмиссионный спектр терфенила включает длины волн 3900 Å, 4050 Å и 4300 Å, в то время как большинство фотоумножителей с полупрозрачными фотокатодами на стекле имеет максимум чувствительности в области 4800 Å) целесообразно добавлять к смеси небольшое количество дифенилгексатриена. Типичные составы смеси: 50 г полистиролового порошка, 1,5 г терфенила и 10 мг дифенилгексатриена или 50 г полистиролового порошка, 5 г флуорена и 10 мг дефенилгексатриена. Необходима высокая чистота всех смешиемых компонентов. Смесь хорошо размешивается, засыпается в форму и нагревается вначале при давлении 50—150 кг/см². Полистирол постепенно размягчается. Когда смесь достигает температуры 90—105° С, давление поднимается до 500—700 кг/см² и нагревание продолжается далее. Если используется тёrfенил, температура плавления которого 212° С, то максимальная температура, до которой должен быть доведён расплав, составляет 230° С, в случае флуорена максимальная температура равна 150—160° С. Затем расплав медленно охлаждается под давлением. Во избежание возникновения резких температурных градиентов форма должна быть обёрнута слоем теплоизолирующего материала. После охлаждения фосфор готов к употреблению.

Эффективность цилиндра длиной 4 см, изготовленного из твёрдого раствора *p*-терфенила (5%) в полистироле, определённая по измерениям совпадений с помощью фотоумножителя 5819, оказалась равной 23—28% для γ -лучей Со⁶⁰. Фосфоры, содержащие антрацен и стильбен, обладают меньшей эффективностью.

7. РАБОТА УМНОЖИТЕЛЕЙ В СХЕМАХ СОВПАДЕНИЙ

Высокая разрешающая способность счётчиков с умножителями позволяет с успехом применять их в различного рода схемах совпадений. Схемы, регистрирующие двойные, многократные или запаздывающие совпадения, используются для исключения фона умножителей, для изучения периодов полураспада короткоживущих радиоактивных веществ, для определения направления и скорости движения частиц и т. д.

В уже упоминавшейся работе⁹ для уменьшения влияния импульсов фона фотоумножителя применена простая дифференциальная схема совпадений на кристаллических диодах, использующая нелинейность

характеристик диодов. Схема работает удовлетворительно, если импульсы фотоумножителей имеют порядок десятых долей вольта.

В этой схеме (рис. 18, а) аноды двух фотоумножителей, работающих от одного фосфора, соединены вместе и подключены к отрицательному полюсу диода, другой полюс которого идёт к регистратору импульсов. Последние каскады каждого из умножителей через два других диода также идут к регистратору импульсов. Если импульс возникает только в одном умножителе, то на вход регистратора

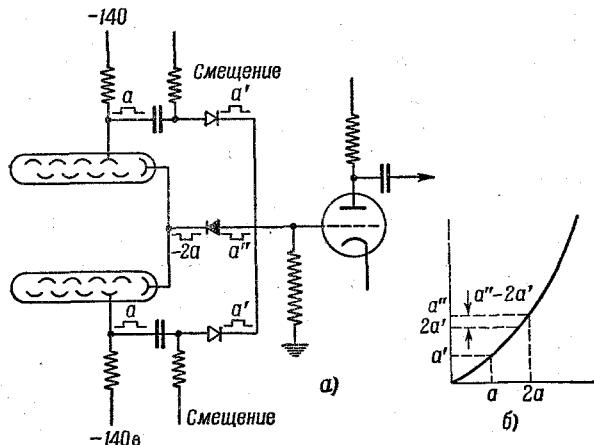


Рис. 18. а) Схема совпадений на кристаллических диодах. б) К пояснению работы схемы рис. 18, а.

поступит одновременно импульс с анода и равный ему, но противоположный по знаку, импульс с последнего каскада. В результате импульс зарегистрирован не будет. Если же импульсы возникнут одновременно в двух фотоумножителях, то после прохождения через диоды на измеритель поступят от последних эмиттеров два положительных импульса $a' + a'' = 2x'$ и (от соединённых вместе анодов) удвоенный отрицательный импульс a'' . Вследствие нелинейности характеристики диодов удвоенный импульс от анодов фотоумножителей после прохождения через диоды будет больше, чем сумма двух единичных импульсов от эмиттеров. Разность $a'' - 2x'$ (рис. 18, б) отлична от нуля, и индикатор зарегистрирует сигнал.

Другая схема совпадений, также использующая кристаллические детекторы, приведена на рис. 19а²⁴.

Здесь токи фотоумножителей текут по сопротивлениям R_1 и R_2 . Приблизительно $\frac{1}{10}$ тока каждого умножителя протекает через диоды D_1 и D_2 и сопротивление R_3 , с которого снимается выходное напряжение. Сопротивления R_5 и R_6 служат для регулировки усиления умножителей, а потенциометр R_4 балансирует падение

напряжений на сопротивлениях R_1 и R_2 . На рис. 19б представлены экспериментально снятые кривые выходного напряжения V_g в зависимости от токов в сопротивлениях R_1 и R_2 в статическом режиме. Зависимость V_g от I_1 и I_2 сохраняет свой вид и при работе схемы в режиме регистрации импульсов.

Предположим, что при отсутствии импульсов в фотоумножителях токи I_1 и I_2 равны 0,1 ма. Напряжение V_g при этом равно 0,9 в. Если в одном из фотоумножителей, например $L-1$, возникает импульс, то потенциал точки B (рис. 19а) упадёт и ток через диод D_1 умень-

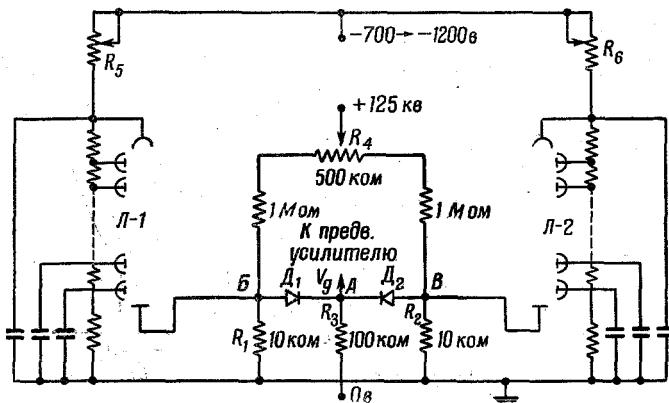


Рис. 19а. Схема совпадения с кристаллическими диодами, позволяющая осуществлять счёт двух-, трёх- и более кратных совпадений.

шится. Так как, однако, $R_3 \gg R_2$, уменьшение потенциала V будет незначительно (точка $у$ на рис. 19б). Если же импульсы возникнут одновременно в двух фотоумножителях, то оба диода запрутся одновременно и потенциал V_g станет значительно меньше первоначального (точка z на рис. 19б). Применяя дискриминатор, можно легко отделить совпадающие большие импульсы от маленьких импульсов, даваемых каждым из умножителей в отдельности.

На величину амплитуд импульсов фотоумножителей, которые могут вызвать срабатывание схемы, оказывают существенное влияние паразитные ёмкости, шунтирующие сопротивления R_1 , R_2 и R_3 . Разрешающее время этой схемы по оценке авторов равно 0,15 мсек. По мнению авторов, при соответствующем уменьшении сопротивлений, входящих в схему, разрешающее время схемы может быть уменьшено в 100 и более раз. С помощью описанной схемы могут регистрироваться совпадения не только в двух, но и в большем числе фотоумножителей. Для этого в схему включается несколько (по числу умножителей) ветвей, идентичных двум, изображённым на рис. 19а.

Схема совпадений с большой разрешающей способностью, работающая на осциллограф, показана на рис. 20⁹³. Здесь импульс от первого фотоумножителя запускает ждущую развёртку и одновременно отпирает луч осциллографа. Импульс от второго умножителя, после усиления подаётся на вертикальные пластины осциллографа. Для того чтобы развёртка начиналась несколько раньше, чем начнётся отклонение луча по вертикали, в цепь канала, по которому

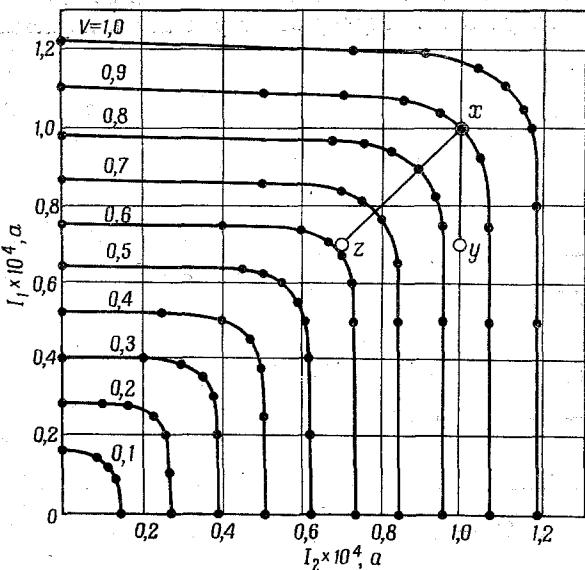


Рис. 19б. К пояснению работы схемы рис. 19а. Кривые определяют соотношение токов I_1 и I_2 , при котором выходное напряжение остаётся постоянным.

передаётся второй импульс, включена линия задержки. Экран осциллографа закрыт маской, в которой вырезано прямоугольное окно. Луч осциллографа наблюдается через окно только в том случае, если он отклонён импульсом. Линия развёртки закрыта маской.

Свет от изображения импульса на экране собирается линзой в отверстие в камере Γ , внутри которой помещён фотоумножитель, и вызывает в последнем импульсы тока, которые после усиления регистрируются счётчиком.

Импульсы фона фотоумножителя I запускают развёртку, часть света от которой проникает в окно маски и вызывает ложные импульсы в фотоумножителе A . Однако при ширине окна в 1 мкм импульс от сигнала в 3,5 раза превышает импульсы от засветки фотоумножителя A ложной развёрткой или от собственных шумов осциллографической трубы. Для увеличения чувствительности весыма

желательно снижать фон умножителя A посредством охлаждения. При работе с фотоумножителями 1Р21 со стильбеном в качестве сцинтиллятора при ширине окна B от 50 до 1 м.м и скорости развертки 0,08 м/сек на 2,5 см было достигнуто разрешающее время соответственно от $1,6 \cdot 10^{-7}$ до $3,2 \cdot 10^{-9}$ сек. Авторы указывают, что путём увеличения скорости развертки или уменьшения ширины окна B разрешающее время может быть уменьшено ещё в несколько раз.

При интенсивности фона в 1000 импульсов в секунду в первом канале и 2000 импульсов в секунду во втором мог измеряться источник,

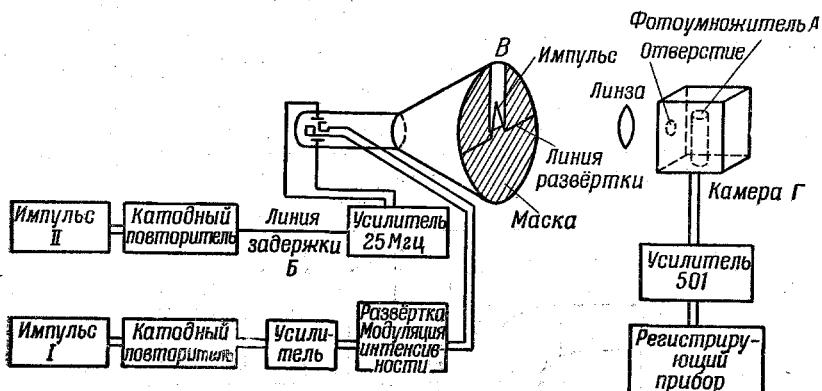


Рис. 20. Схема совпадений с большой разрешающей способностью.

дающий всего 0,2—1,0 импульса в секунду. В других работах⁹⁴ аналогичная методика используется для регистрации тройных совпадений. Запуск развертки и модуляции луча осуществляется в них отдельными каналами с отдельными фотоумножителями. В таких схемах число регистрируемых импульсов фона в миллионы раз меньше, чем число импульсов фона в одном фотоумножителе.

Некоторые из существующих схем позволяют регистрировать совпадающие импульсы, разделённые интервалом времени, не превышающим по порядку величины 10^{-10} сек. Одна из таких схем изображена на рис. 21, а⁹⁵. Здесь D_1 и D_2 — кристаллические диоды, C_1 и C_2 — конденсаторы по 100 мкмкф. Схема имеет два входа: A и B . Если импульс (отрицательной полярности) приходит только по каналу A , то конденсаторы C_1 и C_2 заряжаются до одинакового потенциала. На выходных клеммах B_1 и B_2 при этом никакой разности потенциалов не возникает. Импульс, возникший только в канале B , не заряжает конденсаторов, так как из пропускается обратно включёнными диодами. Если же отрицательные импульсы возникнут одновременно в обоих каналах, то конденсатор C_1 заряжается импульсом целиком, в то время как на обе обкладки C_2 приходят импульсы одинаковой полярности. В результате конденсатор C_2 ока-

зывается заряженным до меньшего потенциала, чем C_1 , и на выходе схемы между точками B_1 и B_2 возникает разность потенциалов. Для удобства дальнейшего усиления сигнала диод D_2 и конденсатор C_2 могут быть обменены местами; тогда выходной сигнал можно снимать с движка потенциометра ($R \approx 10^6$ ом), включённого между точками B_1 и B_2 . Такое видоизменение схемы избавляет от необходимости пользоваться усилителем с дифференциальным входом. Для исследования работы схемы в один из каналов включалась линия задержки (кусок коаксиального кабеля) и измерялось число совпадений

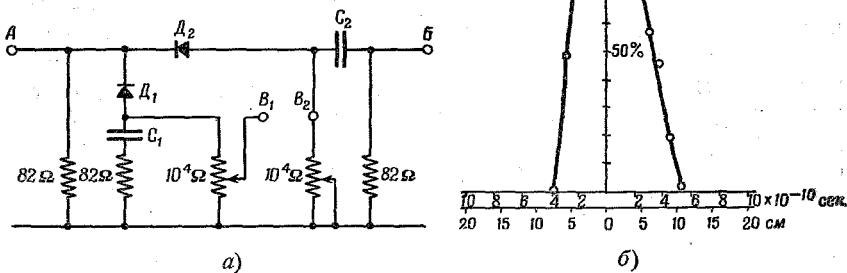


Рис. 21. а) Схема совпадений на кристаллических диодах с разрешающей способностью порядка 10^{-10} сек. б) Зависимость числа самосовпадений импульсов, подаваемых одновременно на оба канала схемы рис. 21а от времени задержки в одном из каналов.

дений в зависимости от времени задержки. Источником импульсов служил электронный умножитель, возбуждаемый γ -излучением Co^{60} . Соответствующая кривая приведена на рис. 21, б, где по оси абсцисс отложено время задержки, а по оси ординат число совпадений в процентах к числу совпадений при отсутствии задержки. При усилении умножителя не меньше $1,6 \cdot 10^8$ схема регистрирует импульсы от единичных первичных электронов, если они разделены промежутком времени, не превышающим $2,95 \cdot 10^{-10}$ сек.

8. СЧЁТ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Особенностями, которые следует учитывать при построении счётчиков альфа-частиц, являются малая длина пробега альфа-частицы в веществе и большая удельная ионизация.

В сцинтилляционном счётчике альфа-частиц нет надобности применять кристаллы фосфиров большей толщины, так как глубина проникновения α -частицы в фосфор очень мала. Даже наиболее быстрые α -частицы отдают всю свою энергию в поверхностном слое фосфора толщиной всего в $3-5 \text{ мк/см}^2$, и делать экраны большей толщины бесполезно. Больше того, с увеличением толщины экрана

увеличивается абсорбция γ -лучей, часто испускаемых источником вместе с α -частицами, что приводит к увеличению числа импульсов, не принадлежащих к α -частицам, т. е. к увеличению фона. В тех случаях, когда это возможно, лучше всего помещать источник α -частиц в одном объёме с фосфором и умножителем так, чтобы между источником и фосфором не было никаких преград. Если же по условиям работы этого сделать нельзя и умножитель с фосфором приходится защищать от внешнего света каким-нибудь экраном, этот экран должен быть сделан достаточно тонким и из такого материала, чтобы α -частицы могли сквозь него проникнуть. Если α -частицы бомбардируют фосфор со стороны, противоположной фотокатоду, то фосфор должен быть прозрачен к собственному излучению.

Чаще всего в качестве фосфоров для сцинтилляционных α -счётчиков применяют сернистый цинк, активированный серебром или медью, а также сернистый кадмий. Отдельные световые вспышки в сернистом цинке, активированном серебром, для α -частиц одной и той же энергии весьма различаются по интенсивности. Более однородны вспышки в сернистом кадмии, но и здесь разброс интенсивностей лежит в пределах $\pm 25\%$.

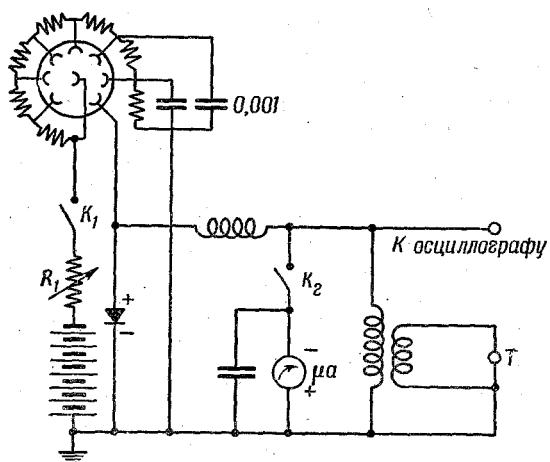


Рис. 22. Схема сцинтилляционного счётчика α -частиц.

Простая схема для регистрации α -частиц с помощью телефонов или механического счётчика приведена на рис. 22⁹⁶. Цинк-сульфидный экран нанесён на баллон умножителя 931-А. Умножитель питается от батареи напряжением 1100 в через потенциометр, каждая секция которого имеет сопротивление 10 мегом. Напряжение на умножителе регулируется последовательно включённым переменным сопротивлением $R = 10$ мегом. В схеме применён кристаллический детектор. Когда ключ K_2 разомкнут, импульсы от умножителя про-

ходя через трансформатор, приводят в действие телефоны T , включённые в его вторичную обмотку. Импеданс трансформатора должен быть достаточно высоким, чтобы падение напряжения на последовательно включённой индуктивности 60 миллигенри было мало по сравнению с напряжением на трансформаторе.

Темновой ток умножителя создаёт в телефонах фон, который проявляется в виде устойчивого свиста. На этом фоне хорошо слышны резкие щелчки от α -частиц. Выпрямитель, включённый параллельно трансформатору, значительно улучшает контраст между фоном и импульсами от α -частиц.

Схема позволяет измерять интенсивность α -лучей с помощью микроамперметра. Для этого ключ K_2 замыкается и импульсы от умножителя заряжают ёмкость C (распределённая ёмкость выхода умножителя и схемы относительно земли), которая затем разряжается через прибор. Значения L и R выбираются такими, чтобы разрядка ёмкости происходила достаточно медленно. Показания микроамперметра пропорциональны числу импульсов.

В другом типе сцинтилляционного счётчика использовались фотоумножители 931-А и 1Р21 с цинк-сульфидным экраном голубого

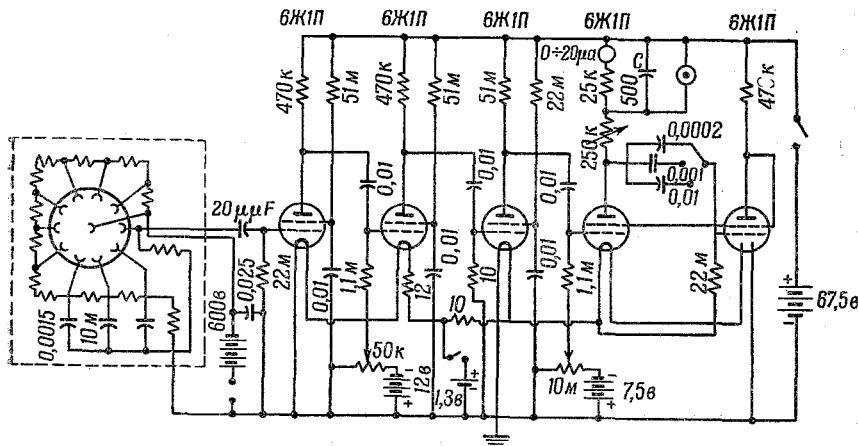


Рис. 23. Вариант схемы счётчика α -частиц.

свечение. Счётная схема состояла из инвертора, дискриминатора, второго инвертора и мультивибратора (рис. 23)⁹⁷. Фотоумножитель работал при полном напряжении 600 в, равномерно распределённом между каскадами. Нагрузочное сопротивление фотоумножителя было выбрано равным 20 мегомам. Отрицательные импульсы от фотоумножителя меняют знак в инверторе и подаются на сетку дискриминатора. Смещение дискриминатора выбрано таким, что импульсы темнового тока, значительно меньшие по амплитуде, чем импульсы от

α -частиц, дискриминатором не пропускаются. Третий каскад вновь переворачивает импульсы, после чего они подаются на сетку мультивибратора.

Положительный импульс, приходящий на сетку мультивибратора, приводит его в действие, в результате чего конденсатор C , шунтирующий прибор, заряжается до определённого потенциала. Время, в течение которого происходит зарядка конденсатора и вместе с ним величина потенциала, определяется величиной сеточного сопротивления и присоединённой ёмкости. Конденсатор C разряжается через сопротивление 25000 ом и микроамперметр. Постоянная времени цепи прибора обеспечивает пропорциональность проходящего через прибор тока числу импульсов.

Смещение на сетке дискриминатора задавалось таким, чтобы фон не превышал одного импульса в 10 минут. При каждом импульсе стрелка микроамперметра отклоняется на 1 деление и затем медленно возвращается к нулю. Постоянная времени прибора равна 18 секундам, так что одной минуты было вполне достаточно, чтобы стрелка прибора вернулась к нулю.

Вероятность того, что в течение одной минуты возникает более чем один фоновый импульс при среднем числе импульсов 1 в 10 минут, вычисленная из закона Пуассона, составляет всего 0,5%. Это означает, что если стрелка прибора отклоняется более чем на одно деление, то это отклонение почти с достоверностью должно быть отнесено за счёт сцинтиляций, но не за счёт фона.

Вероятность возникновения двух или более импульсов в минуту равна 95%, если среднее число импульсов составляет 4,74 в минуту. Если считать, что эффективность счётчика равна 30%, то источник, посылающий в окно умножителя $\frac{4,74}{0,3} \cong 16$ α -частиц в минуту, будет давать каждый следующий импульс в микроамперметре до того, как стрелка успеет вернуться к нулю. Таким образом, источник в 16 α -частиц в минуту может быть обнаружен счётчиком. Средняя величина максимальных отсчётов для источника, дающего в окно умножителя 16 α -частиц в минуту, составляет $3,3 \pm 0,9$ микроампера.

В приборе предусмотрен набор ёмкостей цепи сетки мультивибратора, переключая которые можно изменять чувствительность счётчика. Верхний предел счёта — 50 000 счётов в минуту.

Счётчик малоувязителен к γ -лучам. Источник в 10 мг радия, поднесённый непосредственно к экрану, не вызывал увеличения показаний микроамперметра.

Как уже говорилось, вспышки в ZnS-фосфоре при возбуждении α -частицами одинаковой энергии сильно различаются по яркости. При этом, однако, оказывается, что суммарная интенсивность вспышек, измеряемая по постоянному фототоку, пропорциональна энергии α -частиц, если пользоваться крупнокристаллическим ZnS^{52,54}. Поль-

заясь этим, можно измерять энергию α -частиц. Пропорциональность между энергией и интенсивностью сцинтилляций нарушается, если фосфор взят в порошкообразном виде, что, повидимому, объясняется различными условиями рассеяния свечения, возбуждаемого на разных глубинах α -частицами с различными энергиями.

Разброс интенсивностей сцинтилляций от монохроматических α -лучей в монокристаллах CdS значительно меньше, чем в сернистом цинке, и лежит в пределах $\pm 25\%$, а для очень хороших кристаллов CdS·Ag не превышает 5%. Хорошая пропорциональность между энергией α -частиц и интенсивностью вспышек позволяет с успехом использовать кристаллы CdS·Ag для измерения энергии α -частиц в пределах до 0,1 MeV. При больших энергиях наблюдается значительное отклонение от пропорциональности.

Из других фосфоров, в которых соблюдается пропорциональность между средней интенсивностью вспышек и энергией α -частиц, можно назвать сернистый цинк, активированный медью, и естественный прозрачный шеелит.

Интенсивность сцинтилляций в кристалле NaI·Tl пропорциональна энергии α -частиц лишь для энергий, превышающих 10 MeV⁵⁷.

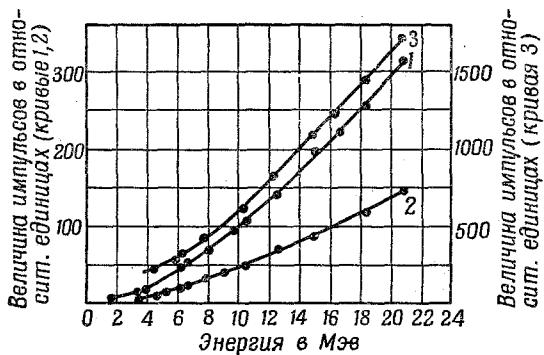


Рис. 24. Зависимость амплитуд импульсов фотоумножителя от энергии α -частиц для счётчиков с различными кристаллами.
1 — антрацен, 2 — стильбен, 3 — NaI·Tl.

Органические кристаллы — стильбен, антрацен — обнаруживают недлинную зависимость интенсивности сцинтилляций от энергии α -частиц (рис. 24).

При непосредственном счёте α -частиц умножителем с медно-бериллиевыми эмиттерами эффективность счёта близка к 100% и остаётся постоянной для широкого диапазона энергий α -частиц. Каждая α -частица вызывает эмиссию около 10 вторичных электронов с поверхности медно-бериллиевого эмиттера. Методика регистрации протонов и дейтеронов по существу ничем не отличается от таковой для α -частиц близких энергий⁹⁸.

9. СЧЁТ ЭЛЕКТРОНОВ

Сцинтилляционные счётчики с успехом применяются для счёта быстрых электронов. В качестве люминесцирующих веществ применяют обычно органические фосфоры — антрацен, стильбен и другие, из которых сравнительно легко приготовить большие прозрачные кристаллы. Световой выход большинства органических фосфоров пропорционален энергии электронов. Это позволяет строить «сцинтилляционные спектрометры» для измерения энергий β -частиц. Для этой цели используется схема с дифференциальным анализатором импульсов, который позволяет считать импульсы, величина которых лежит в определённом интервале, и тем самым определять распределение β -частиц по энергиям^{59, 99}.

На рис. 25, *a*, *b*, *в* и *г* представлены величины импульсов от сцинтилляций в антрацене, стильбене и NaI.Tl в зависимости от энергии регистрируемых электронов. При умножении масштаба по оси ординат кривых *a*, *b* и *г* на $6,73 \cdot 10^{-3}$ получается тот же масштаб, что на рис. 24. Из графиков видно, что характеристики органических кристаллов — антрацена и стильбена — нелинейны для электронов с энергией меньше 100 кэВ и линейны для энергий электронов от 125 кэВ до 3,5 МэВ.

В сцинтилляционном счётчике с антраценовым кристаллом на каждые 2,5 кэВ энергии, потерянной β -частицей в кристалле, фотокатодом умножителя эмиттируется один фотоэлектрон. Если считать, что эффективность сурьмяно-цеизевого фотокатода равна 10% (1 фотоэлектрон на каждые 10 фотонов), то эффективность преобразования энергии β -частиц в световую энергию составляет 1—2%.

При исследовании β -спектров с помощью сцинтилляционной методики следует иметь в виду, что часть β -лучей высокой энергии рассеивается из фосфора, потеряв в нём лишь часть своей энергии. Во избежание связанных с этим ошибок, можно расколоть большой кристалл пополам и поместить источник β -лучей между двумя его половинками¹⁰⁰. При достаточно больших размерах кристалла поглощение β -лучей в нём будет полным. Такой метод, однако, неприменим в случаях, когда β -излучение сопровождается сильно конвертирующими γ -лучами, так как в этом случае кроме β -лучей будут регистрироваться также электроны внутренней конверсии. Если поместить между источником и кристаллом диафрагму так, чтобы β -лучи могли попадать только на дно высверленного в кристалле конического отверстия (рис. 26), то будет обеспечено полное поглощение падающих на кристалл β -лучей и в то же время исключится регистрация конверсионных электронов¹⁴⁷.

Электронные умножители применяются также для непосредственного счёта электронов. В этом случае исследуемый пучок электронов направляется непосредственно на первый эмиттер умножителя.

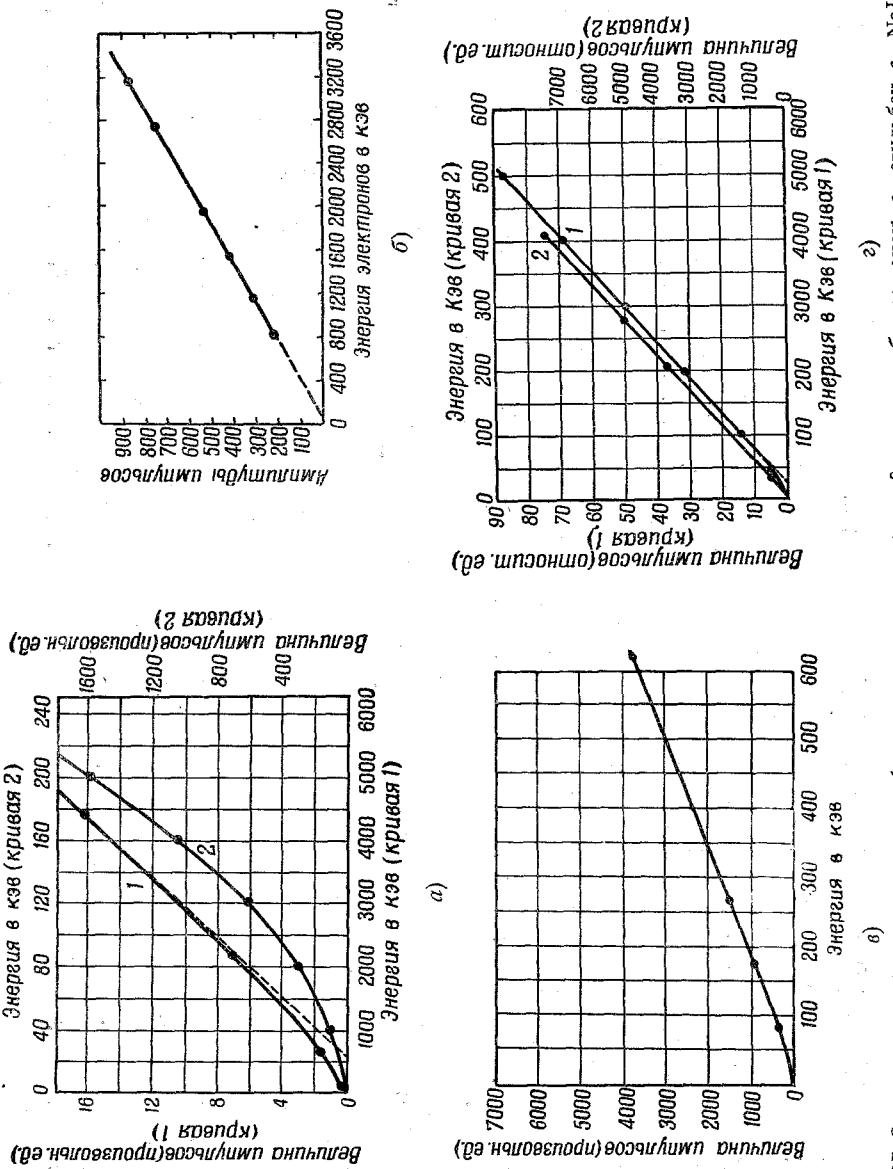


Рис. 25. Зависимость амплитуды импульсов фотоумножителя от энергии β -частиц. a, b —стрип-детекторы, 1—NaI·Tl, 2—NaI·Tl.

Такой метод особенно удобен в тех случаях, когда необходимо регистрировать электроны с относительно малой (меньше 100 эв) энергией.

Эффективность, т. е. отношение числа зарегистрированных импульсов (за вычетом фона) к числу первичных электронов, исследовалась Алленом⁴⁷ с помощью электростатического электронного спектрометра (рис. 27).

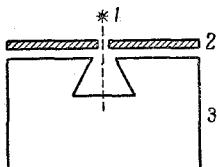


Рис. 26. Расположение источника β -излучения и форма кристалла, обеспечивающие полное поглощение энергии β -лучей в кристалле. 1 — источник, 2 — диафрагма, 3 — кристалл.

Зная относительную проницаемость щелей D и E для электронов (она была определена предварительно и оказалась не зависимой от энергии электронов) и измеряя с помощью усилителя постоянного тока ток, проходящий через щель E , можно было определять величину тока, проходящего через щель D в умножитель. Для определения эффективности счёта число импульсов в секунду, регистрируемых счётчиком, сравнивалось с величиной тока, попадающего в умножитель. Кривые рис. 28 иллюстрируют эффективность счёта (выраженную через число отсчётов в минуту, отнесённое к единице тока) в зависимости от энергии электронов. Уход кривых в область, соответствующую эффективности свыше 100 % для электронов с энергией 300 эв, объясняется недостаточной ($\pm 10\%$) точностью калибровки щелей. Уменьшение эффективности с увеличением энергии электронов может быть объяснено тем, что относительное число вторичных электронов с малыми скоростями, эмиттируемых первым эмиттером, при увеличении энергии первичных электронов уменьшается. Электроны же, обладающие большими скоростями, плохо фокусируются в электродной системе умножителя. Этим объясняется возрастание эффективности счёта для быстрых электронов.

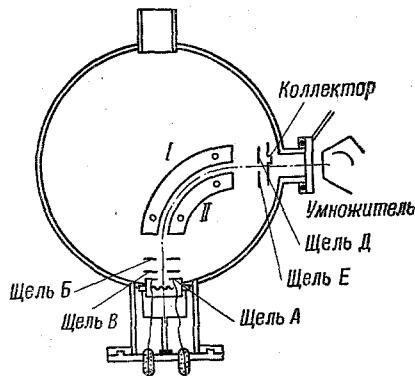


Рис. 27. Электростатический электронный спектрометр.

с увеличением усиления стоящего за умножителем усилителя, что позволяет регистрировать большее количество маленьких импульсов (см. верхнюю кривую рис. 28, для которой усиление усилителя вдвое больше, чем для нижней).

Рис. 29 иллюстрирует зависимость числа счётов от напряжения на каскадах умножителя. При напряжении 450 в на каскад число

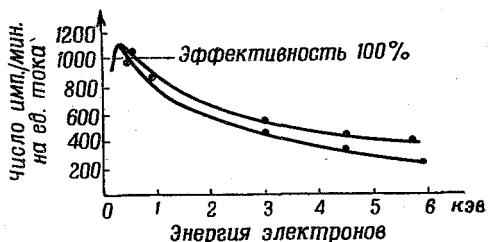


Рис. 28. Зависимость эффективности счёта электронов умножителем с медно-бериллиевыми эмиттерами от энергии электронов. Импульсы умножителя усиливались усилителем. Верхняя кривая снята при усиливании усилителя, вдвое большем, чем нижняя.

счётов достигает наибольшей величины и далее с увеличением напряжения не изменяется. В опытах с умножителем типа 931-А с бериллиевыми эмиттерами эффективность счёта электронов достигала 23% при напряжении 300 в на каскад. Для электронов с энергией

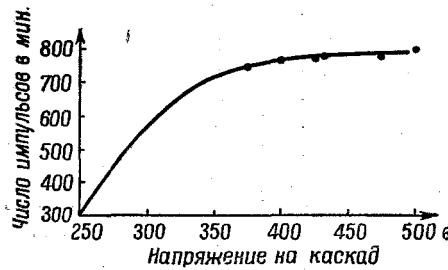


Рис. 29. Зависимость числа импульсов от напряжения на каскадах умножителя.

в 1 Мэв эффективность счёта составляла 5—10%. Умножители, в которых первый электрод сделан из тяжёлого металла, например вольфрама или платины, обнаруживают большую эффективность счёта электронов, чем умножители с первым эмиттером из металла с низким атомным номером. В описанном выше умножителе для счёта β -частиц, в котором катодом служила тонкая (0,02 м.м.) никелевая пластина, работавшая «на просвет»¹³, эффективность счёта β -частиц от уранового источника составляла 4,9%, от стронциевого источника — 6,0%.

10. РЕГИСТРАЦИЯ γ -ЛУЧЕЙ

Изучение распределения амплитуд импульсов от гамма-сцинтиляций показало, что имеет место непрерывное распределение яркости сцинтиляций от нуля до некоторого максимального значения. Это находится в соответствии с непрерывным распределением по энергиям комптоновских электронов, возникающих в фосфоре при прохождении γ -лучей. Определяя конечную точку кривой распределения импульсов, соответствующую импульсам максимальной величины, можно определять энергию γ -лучей. Этот метод используется в уже упоминавшемся «сцинтиляционном спектрометре»⁵⁹. Он даёт, однако, очень ненадёж-

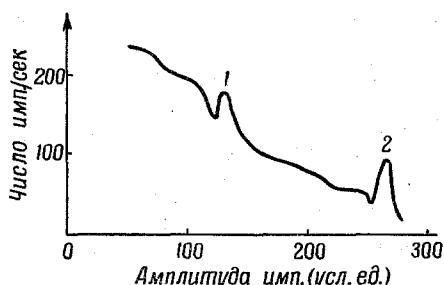


Рис. 30. Распределение интенсивности сцинтиляции в NaI·Tl; для Na²⁴ максимум 1 соответствует энергии γ -лучей 1,4 Мэв, максимум 2 — 2,8 Мэв.

ные результаты, если речь идёт об изучении немонохроматических γ -спектров. В этом случае удобно воспользоваться тем обстоятельством, что в фосфорах, состоящих из элементов с высоким атомным номером, при γ -облучении возникает большое количество фотоэлектронов, которые должны давать максимумы в соответствующих местах кривой распределения амплитуд импульсов¹⁰². Эти максимумы могут быть легко найдены при снятии кривой распределения интенсивности сцинтиляций с помощью фотоумножителя и многоканального амплитудного анализатора, На рис. 30 приведена кривая распределения интенсивности сцинтиляций в NaI·Tl для Na²⁴, снятая с помощью фотоумножителя 1Р21 и 10-канального анализатора импульсов. Два максимума на кривой соответствуют энергиям γ -лучей в 1,4 Мэв и 2,8 Мэв. На рис. 31 приведён градуировочный график прибора, снятый с помощью γ -источников с известным спектром;

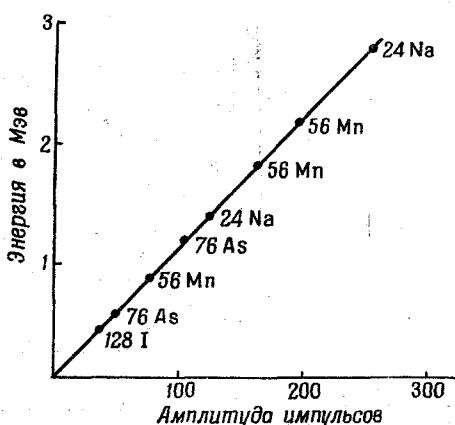


Рис. 31. Градуировочный график сцинтиляционного γ -спектрометра с кристаллом.

Точность определения энергии γ -лучей таким методом составляет 2—3%. Эффективность счёта γ -квантов при работе с фосфором NaI·Tl составляет величину порядка 10%. Это означает, что в среднем каждый из 10 γ -квантов, проходящих через фосфор, вызывает регистрируемую сцинтиляцию.

С кристаллом антрацена толщиной около 1 см была достигнута эффективность от 5 до 8%.

При измерениях γ -радиации высокой интенсивности (порядка 10 рентгенов в час и выше) применение фосфора лимитируется выходными токами умножителя. В таких случаях можно направлять γ -лучи непосредственно на фотоумножитель. На рис. 32 приведена зависимость анодного тока фотоумножителя 1P21 от интенсивности γ -лучей для радиевого источника 103 . Умножитель обнаруживает максимум чувствительности для γ -лучей с энергией порядка 65 эффективных киловольт. На рис. 33, а и б показаны кривые направленности чувствительности фотоумножителя при перемещении источника γ -излучения по окружности радиуса 40 см в плоскости, включающей ось фотоумножителя (рис. 33, а), и в плоскости, перпендикулярной к этой оси (рис. 33, б).

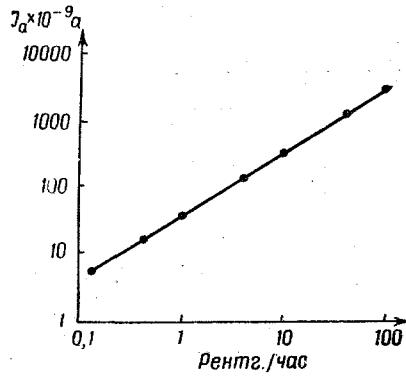


Рис. 32. Зависимость анодного тока фотоумножителя 1P21 от интенсивности лучей от радиевого источника, воздействующих непосредственно на фотокатод фотоумножителя.

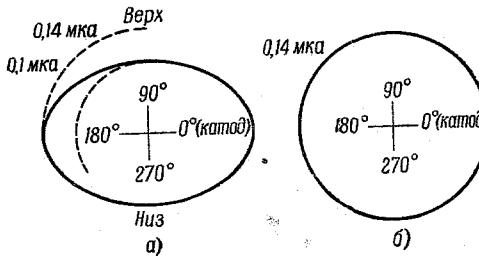


Рис. 33. Кривые направленности чувствительности фотоумножителя 1P21 к γ -излучению.

В тех случаях, когда необходимо иметь измеритель радиации, меняющейся в широких пределах, можно воспользоваться простым и удобным прибором, схема которого изображена на рис. 34¹⁰. Прибор включает в себя одноламповую схему с отрицательной обратной связью, питаемую от того же источника напряжения, что и

фотоумножитель. Катодным сопротивлением лампы служит сопротивление с последовательно включённым микроамперметром, слегка шунтируемое делителем напряжения, питающим фотоумножитель. Изменение интенсивности радиации, действующей на фотоумножитель, изменяет благодаря наличию обратной связи ток в сопротивлении R_3 , а вместе с этим и напряжение, приложенное к фотоумножителю. При работе с фотоумножителем 931-А и указанных на рис. 34 параметрах схемы изменение интенсивности радиации в 10^4 раз вызывает

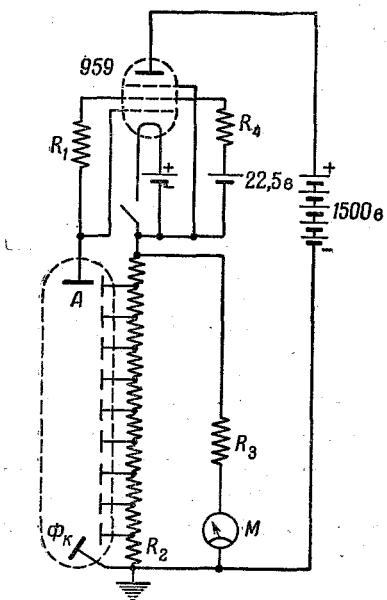


Рис. 34. Логарифмический измеритель радиации.

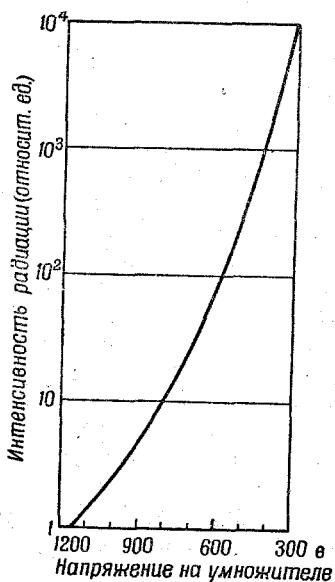


Рис. 35. Градуировочный график прибора по схеме рис. 34.

изменение напряжения на фотоумножителе от 1150 до 300 в. При этом изменение анодного тока фотоумножителя составляет всего лишь 8 %. Величина приложенного к фотоумножителю напряжения, измеряемого прибором M , служит мерой интенсивности радиации. На рис. 35 представлен градуировочный график прибора. Описанная схема с фотоумножителем 931-А и кристаллом антрацена объёмом в 2 см^3 обладала максимальной чувствительностью к γ -лучам в 1 миллирентген в час и полной шкалой в 10^4 миллирентген в час.

Сцинтилляционные счётчики используются также для регистрации рентгеновского излучения $^{101}, ^{105}$. С помощью кристалла $\text{NaI} \cdot \text{Tl}$ размерами $12 \times 6 \text{ м.м.}$ и фотоумножителя 5819 кванты рентгеновского излучения с энергиями от 5 кэВ до 80 кэВ регистрировались с эффективностью, близкой к 100 %. Для рентгеновских лучей с энер-

гии от 2 до 5 кэв эффективность составляла от 50 до 80%. В интервале энергий от 2 кэв до 1000 кэв наблюдалась пропорциональность между энергией рентгеновских лучей и интенсивностью сцинтилляций.

При непосредственном счёте рентгеновских и γ -квантов в умножителях применяют катоды из тяжёлых металлов, например из золота

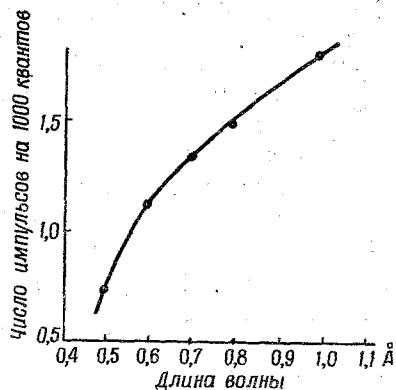


Рис. 36. Зависимость числа импульсов на каждую тысячу квантов от длины волны рентгеновских лучей в электронном умножителе с tantalовым катодом.

или tantalа $^{14}, 10^5$. Зависимость эффективности счёта от длины волны γ -излучения в умножителе с tantalовым катодом показана на рис. 36.

11. СЧЁТ ФОТОНОВ ВИДИМОГО СВЕТА

Фотоумножитель с соответствующей счётной схемой может быть непосредственно применён для счёта фотонов видимого света. Очевидно, что в этом случае нет необходимости применять какие-нибудь преобразователи излучений.

Родионов и Ошерович⁷ применили для счёта световых квантов вторично-электронную трубку Кубецкого с сурьмяно-цезиевым фотокатодом. Для снижения темнового тока авторы помещали трубку, смонтированную в герметизированной арматуре, в наполненный жидким воздухом сосуд Дьюара, в котором имелось прозрачное окно для прохождения света. Для предохранения от влаги внутри арматуры помещалась сушилка с поглотителем влаги.

Непосредственно вблизи умножителя помещался предварительный усилитель, усиливающий импульсы напряжения, возникавшие на выходе умножителя, приблизительно в 10 раз. Далее импульсы усиливались главным усилителем (на средних частотах приблизительно в 600 раз),

составившим из двух трёхламповых петель обратной связи. Вся установка вместе с источниками питания тщательно экранировалась. Выход усилителя присоединялся через пересчётную схему к механическому счётчику и для визуальных наблюдений — к осциллографу.

Умножитель работал при напряжении 1300 в и обладал усилением $2,8 \cdot 10^5$. Чувствительность фотокатода при -180°C составляла для длины волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ $4,6 \cdot 10^{-2}$ кулонов на калорию или $9 \cdot 10^{-3}$ электронов на квант. Температура умножителя достигала -183°C через 1,5—2 часа после охлаждения. Фоновый счёт при этой температуре составлял от 12 до 45 импульсов в минуту.

Эталонный световой поток от радиофосфора давал, по подсчёту авторов, $7 \cdot 10^4$ квантов в секунду (в пересчёте на длину волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$) в окно фотоумножителя. Этот световой поток создавал на выходе устройства 12 000 импульсов в минуту. Таким образом, описываемый счётчик фотонов реагировал одним импульсом на каждые $\frac{7 \cdot 10^4}{200} = 3500$ квантов света. Измерения электронного выхода фотокатода при той же температуре в режиме постоянного тока при значительно большем световом потоке дали, в пределах ошибок эксперимента, величину того же порядка. Описываемая схема работала достаточно стабильно.

Для счёта инфракрасных фотонов использовался фотоумножитель с кислородно-цезиевым фотокатодом и эмиттерами, подвергнутый глубокому охлаждению¹⁰⁷.

Чувствительность установки определялась посредством регистрации излучения чёрного тела. Для предохранения катода от нагревания тепловые лучи поглощались водяным фильтром, помещённым между фотоумножителем и источником света.

По спектральной характеристике излучения чёрного тела, задаваемой формулой Планка, известной кривой абсорбции воды и действительной спектральной характеристике $\text{Ag} \cdot \text{Cs}_2\text{O} \cdot \text{Cs}$ -поверхности, было найдено, что в области максимальной чувствительности катода (8000 \AA) чувствительность счётчика составляет $1/75$ электрона на фотон.

Электронный умножитель с медно-бериллиевыми фотокатодом и эмиттерами был использован для счёта фотонов в ультрафиолетовой области спектра¹⁰⁸.

12. РЕГИСТРАЦИЯ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. «СЧЁТЧИК ЧЕРЕНКОВА»

В последние годы сцинтилляционные счётчики стали применяться и для исследования космического излучения. Поскольку интенсивность космического излучения в земной атмосфере мала, для регистрации его необходимо применять сцинтилляторы большой площади и, соответственно, фотоумножители с большой поверхностью фотокатода.

В одной из работ^{109, 110}, в которой исследовалось распределение импульсов от космических лучей по амплитудам, сцинтилирующее вещество (нафталин, антрацен) насыпалось в виде слоя толщиной около 0,5 см на дно стеклянной кюветы диаметром 11 см, фотоумножитель помещался на расстоянии 8 см от кюветы и охлаждался для уменьшения фона сухим льдом. Измерения проводились на высоте 3500 м над уровнем моря.

Авторы исследовали относительную эффективность (т. е. в данном случае относительную величину импульсов) сцинтиляционного счётчика с различными сцинтилляторами к космическим лучам.

Их данные приведены в таблице III; эффективность нафталина принята за 100.

Таблица III

Сцинтилирующее вещество	Эффективность
Кристаллы:	
Нафталин	100
Антрацен	250
CaF ₂	40
Жидкости:	
Антрацен в бензоле	10
Нафталин в бензоле	15
Терфенил в ксилене	75

Исследование пропорциональности амплитуд импульсов энергии космических лучей показало, что такая пропорциональность сохраняется для μ -мезонов космических лучей вплоть до сотен миллионов электрон-вольт¹¹¹.

Электронный умножитель позволяет использовать открытое в 1934 г. советским физиком П. А. Черенковым явление^{112—114} для обнаружения быстрых заряженных частиц и определения скорости их движения^{115—119}. Явление Черенкова состоит в возникновении свечения при прохождении заряженных частиц в веществе со скоростями, превышающими фазовую скорость света в данной среде. Это свечение обладает резко выраженной направленностью, причём угол излучения θ связан с показателем преломления среды n и отношением скорости частицы к скорости света в вакууме соотношением

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}.$$

Для воды $n = 1,33$ и для быстрых частиц ($\beta \rightarrow 1$) $\theta = 37^\circ$. Удачный опыт использования явления Черенкова для регистрации μ -мезонов

состоял в следующем¹¹⁶. В цилиндрическую кювету с посеребрёнными (для уменьшения потерь света) стенками наливалась дистиллированная вода. Сверху кюветы закрывалась чёрной бумагой, а снизу находился светособирающий конус, охватывающий фотокатод 11-каскадного умножителя типа 5311 (рис. 37).

Импульсы умножителя подавались на усилитель с малой постоянной времени, равной $3,2 \cdot 10^{-8}$ сек., после чего попадали на дискриминатор и регистрирующее устройство. Малая постоянная времени

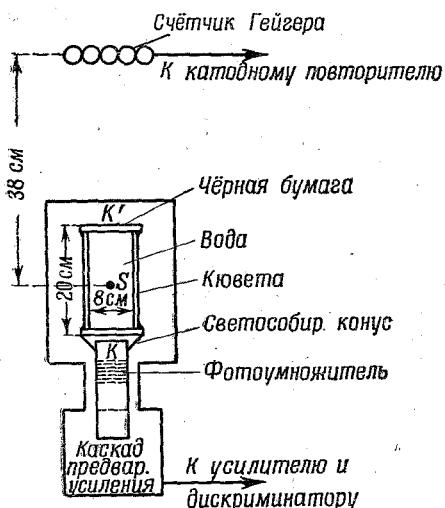
усилителя обеспечивала хорошее разделение регистрируемых импульсов от импульсов фона фотоумножителя. Действительно, вследствие того, что вероятность испускания сурьмяно-цеизиевым фотокатодом умножителя более чем одного термоэлектрона за время $3,2 \cdot 10^{-8}$ сек. весьма мала, импульсы фона, обязанные термоэлектронной эмиссии фотокатода, соответствовали каждый одному электрону с фотокатода, в то время, как импульсы от сцинтиляций создавались большим числом фотоэлектронов.

Для доказательства того, что регистрируемые импульсы обязаны космическим частицам, описываемый счётчик

Рис. 37. Схема опыта по регистрации μ -мезонов счётчиком Черенкова.

был включён в схему совпадений с группой счётчиков Гейгера, помещавшихся на пути частиц. Общая эффективная площадь счётчиков Гейгера составляла 120 см^2 . Опыт состоял в счёте числа совпадений импульсов в умножителе и счётчике Гейгера. При смещении дискриминатора в 5 в число совпадений в минуту (за вычетом случайных совпадений) составляло около 4, а при смещении дискриминатора в 15 в — 2,54. Для контроля умножитель устанавливался в другое положение так, что фотокатод его находился в точке К и свет черенковского излучения не мог попадать на него. В этом случае число совпадений составляло соответственно 0,47 и 0,15 в минуту и соответствовало числу случайных совпадений, которое можно было вычислить заранее. Дистиллированная вода была выбрана в качестве среды с целью избежать регистрации сцинтиляций нечлененковского происхождения.

Решающим доказательством того, что наблюдаемые сцинтиляции были обусловлены излучением Черенкова, является обнаруженный ав-



тром работы направленности излучения, что находится в соответствии со свойствами этого излучения.

В самое последнее время был описан¹¹⁹ счётчик Черенкова, в котором использовался фотоумножитель 7157 с площадью фотокатода 95 см^2 , а радиатором служил люцитовый блок размером $6 \times 10 \times 20 \text{ см}^3$. Эффективность счёта космических частиц в этом приборе составляла 100%. Зависимость предельного угла излучения от скорости частиц делает возможным прямое определение с помощью счётчиков Черенкова скорости частиц. Важным свойством такого счётчика является также крайняя быстрота действия ($\sim 10^{-9} \text{ сек.}$). Объём рабочей жидкости, в описанном случае воды, для увеличения эффективности счёта может быть взят достаточно большим. Ещё одним преимуществом является его низкая чувствительность к γ -лучам, которые в ряде случаев присутствуют в качестве фона. Счётчик Черенкова в некотором интервале энергий может быть использован также для выделения мезонной компоненты от протонов.

13. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

Сцинтилляционная методика с успехом используется для регистрации как быстрых, так и медленных нейтронов^{120—124, 84, 125—136}.

Медленные нейтроны чаще всего регистрируются с помощью фосфоров, содержащих в своём составе или в виде примеси лёгкие элементы — литий, бор —, с которыми нейтроны вступают в ядерные реакции, сопровождающиеся испусканием заряженных частиц. Последние и вызывают сцинтилляции в фосфоре.

Вполне подходящими для регистрации и счёта медленных нейтронов являются^{134—136} кристаллы LiI с примесью Tl или TlI. При захвате нейтрона ядро распадается на α -частицу (He^4) и тритон (H^3) с общей энергией около $4,79 \text{ Мэв}$, которые и вызывают световую вспышку в кристалле. Поперечное сечение реакции захвата нейтрона ядром лития велико (около $900 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$), поэтому эффективность счётика с кристаллом LiI для медленных нейтронов также велика. При толщине в 1 см кристалл LiI · Tl захватывает около 60% всех тепловых нейтронов, проходящих сквозь него. Эффективность счёта нейтронов у счётика с таким кристаллом составляет около 50%. Цвет свечения кристаллов LiI · Tl сине-зелёный, время высывечивания около $1,2 \text{ мксек.}$ Величина импульсов в них в десять раз меньше, чем величина импульсов в NaI · Tl под действием ионизирующих частиц той же энергии.

Импульсы от фона γ -лучей и электронов в несколько раз меньше, чем импульсы от α -частиц и тритонов, поэтому последние могут быть легко выделены с помощью дискриминатора.

Примерно такой же эффективностью для тепловых нейтронов обладал счётик, в котором использовался тонкий слой порошкообразного B_2O_3 , погружённого в раствор терфенила в толуоле. Поро-

шок B_2O_3 приготавлялся из чистого бесцветного стекла B_2O_3 , получающегося путём нагревания H_3BO_3 в течение нескольких часов до $500^\circ C$. Применение тонких слоёв было необходимо, чтобы уменьшить фон от γ -лучей. Для уменьшения потерь света за счёт отражения от слоя B_2O_3 коэффициент преломления жидкости подбирался равным коэффициенту преломления B_2O_3 .

Для обнаружения медленных нейтронов используют также γ -излучение, возникающее в результате реакции захвата нейтрона ядром ¹²², ¹²³, ¹³⁷ при прохождении нейтронов через бор, кадмий, самарий, индий. Для регистрации γ -излучения используется сцинтилляционный счётчик с кристаллом антрацена или $NaI \cdot Tl$.

Эффективность счёта с антраценовым счётчиком при использовании бора составляла 1%, при использовании кадмия и самария — 4%.

Для регистрации быстрых нейтронов используют водородосодержащие кристаллические или жидкие фосфоры. Проходя через них, быстрые нейтроны передают свою энергию протонам отдачи, которые и вызывают сцинтилляции.

В одной из работ для регистрации быстрых нейтронов был использован раствор терфенила в ксилене (концентрации — 2 грамма терфенила на литр раствора ¹³⁸). Раствор заливался в латунную трубку длиной 6 см и диаметром 4 см, с одной стороны (со стороны фотомультиплексора) закрытую кварцевым окном, а с противоположной стороны — тонкой дюралюминиевой пластинкой. Внутренняя поверхность трубы была выложена алюминиевой фольгой, служившей отражателем света. Для уменьшения отражения света от границы раздела кварц — окно фотомультиплексора между кварцевым окном и поверхностью фотомультиплексора залывалось минеральное масло с промежуточным между кварцем и стеклом колбы фотомультиплексора значением коэффициента преломления.

Средняя эффективность такого счётчика для нейтронов с энергией от 1 до 10 $M\text{eV}$ оказалась равной 50%, а распределение амплитуд импульсов соответствовало энергетическому спектру нейтронов.

Было найдено, что изменение концентрации терфенила в ксилиоле в пределах 0,5—5% не даёт существенных различий для нейтронов с энергией в 14 $M\text{eV}$ ¹³⁹.

Для обнаружения быстрых нейтронов могут применяться органические кристаллы, например антрацен, в которых при облучении нейтронами возникают протоны отдачи ¹⁴⁰, ¹⁴¹.

Однако при сильном фоне γ -лучей применение таких счётчиков затруднено, так как органические кристаллы дают более интенсивные сцинтилляции под действием возникающих при γ -облучении электронов, чем под действием освобождаемых нейтронами протонов. При одинаковом потоке нейтронов и γ -лучей с одной и той же энергией ($\sim 2,5 M\text{eV}$), падавшем на кристалл антрацена, и при нулевом смещении на дискриминаторе число импульсов от нейтронов всего в 2,2 раза превышало число импульсов от γ -лучей ¹³². При увеличе-

ии смещения на дискриминаторе импульсы от нейтронов, амплитуда которых меньше, чем импульсы от γ -лучей, перестают считаться, в то время как фон от γ -лучей ещё регистрируется. Таким образом, при наличии сильного фона γ -лучей счёт нейтронов с помощью антраценового кристалла практически невозможен. В таких случаях можно применять неорганические кристаллы (в которых интенсивность вспышек от протонов отдачи и от электронов примерно одинакова) в виде порошка из мелких зёрен, взвешенных в водородосодержащей жидкости. Так, смесь, состоявшая из мелких кристалликов $\text{NaI} \cdot \text{Ti}$ размерами около 10 микронов каждый, взвешенных в α -бромнафталине ($\text{C}_{10}\text{H}_7\text{Br}_2$), при размерах кюветы 2 см высоты и 2 см в диаметре позволяла регистрировать нейтроны с энергией в 2,5 МэВ с эффективностью в 5% по отношению к числу нейтронов, поглощённых в смеси. Фон от γ -лучей той же интенсивности и энергии, что нейтроны, составлял лишь 10% от числа импульсов, обязанных нейtronам.

14. СЧЁТ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Медленные (до 10 кэВ) положительные ионы не могут регистрироваться с помощью люминесцирующих кристаллов, так как пробег их в веществе чрезвычайно мал и интенсивность сцинтиляций очень слаба. Для счёта медленных ионов используют поэтому метод непосредственной регистрации их электронным умножителем.

Для большинства металлических поверхностей коэффициент вторичной эмиссии при бомбардировке положительными ионами значительно превышает единицу. При энергии ионов от 0 до 4 кэВ коэффициент вторичной эмиссии возрастает с энергией ионов. Для энергии ионов больше 4 кэВ коэффициент вторичной эмиссии остаётся постоянным. На рис. 38 приведены кривые, характеризующие зависимость числа импульсов от энергии однократно заряженных ионов лития для 13-каскадного умножителя 2,142 . Каждая кривая снималась при постоянном напряжении V_g на дискриминаторе (указанном на графике). Скорость счёта в 375 импульсов в минуту (при пересчётом коэффициенте 256) соответствовала 100-процентной эффективности счёта. Большая эффективность счёта ионов позволяет

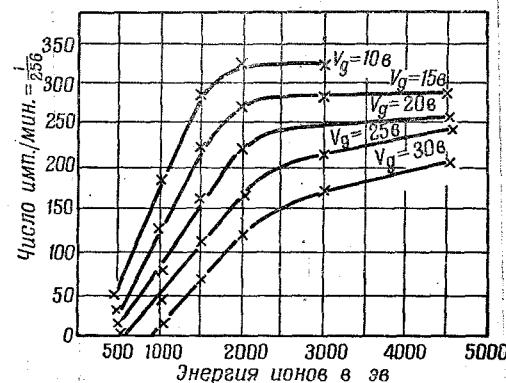
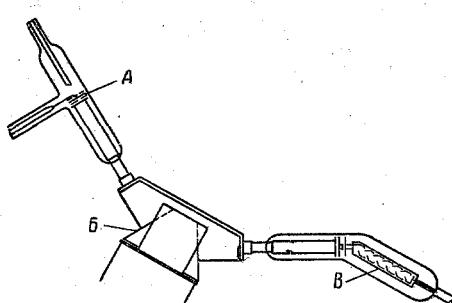


Рис. 38. Зависимость числа импульсов умножителя от энергии ионов.



Гис. 39. Схема масс-спектрометра с электронным умножителем: *А* — источник ионов, *Б* — магнит, *В* — электронный умножитель.

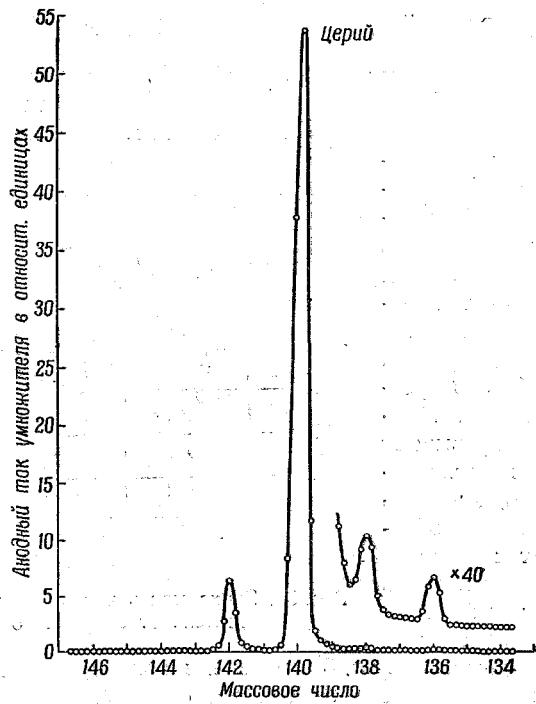


Рис. 40. Масс-спектр церия, полученный с помощью электронного умножителя. Справа отдельно показана часть кривой, увеличенная в масштабе по оси ординат в 40 раз.

с успехом использовать умножитель в масс-спектрографии. Для этой цели умножитель монтируется с масс-спектрографом, и выход его соединяется со счётной схемой или электрометром. При измерениях по выходному току применение умножителя представляет преимущества большего отношения сигнала к шуму (по сравнению с усилителем), когда ионный ток меньше, чем 10^{-13} a .

На рис. 39 изображён схематически масс-спектрометр с 11-каскадным умножителем, с помощью которого изучались массовые спектры Rb, Nb и Ce¹⁴³. На рис. 40 показан полученный таким образом масс-спектр церия. В этом случае ток умножителя измерялся усилителем постоянного тока. В точке, соответствующей массе 140, этот ток равен $10^{-8} - 10^{-9} \text{ a}$. Существуют масс-спектрометры, в которых умножающая система смонтирована в одно целое вместе с устройством, сепарирующим ионы.

Применение электронных умножителей для регистрации медленных ионов сыграло существенную роль в развитии теории β -распада 144—146, позволив, в частности, непосредственно измерить импульс нейтрино.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Z. Bay, Rev. Sci. Instr. **12**, 127 (1941).
2. J. S. Allen, Proc. I. R. E. **38**, 346 (1950).
3. G. A. Morton a. J. A. Mitchell, RCA Rev. **9**, 632 (1948).
4. A. Drigo, Nuovo Cim. **7**, 267 (1950).
5. C. Taylor, Journ. phys. rad. **10**, 255 (1949).
6. G. A. Morton, RCA Rev. **10**, 525 (1949).
7. С. Ф. Родинов и А. Л. Ошерович, ДАН **74**, 461 (1950).
8. R. W. Engstrom, Journ. Opt. Soc. Am. **37**, 420 (1947).
9. G. A. Morton a. R. W. Robinson, Nucleonics **4**, 25 (1949).
10. R. J. T. Herbert, Nucleonics **10**, No. 8, 37 (1952).
11. T. N. Godfrey, F. B. Harrison a. J. W. Kenefel, Phys. Rev. **84**, 1248 (1951).
12. R. J. Lanter a. R. W. Corwin, Rev. Sci. Instr. **23**, 507 (1952).
13. R. Stone, Rev. Sci. Instr. **20**, 935 (1949).
14. K. P. Meyer, E. Baldinger, P. Huber, Helv. Phys. Acta **23**, 121 (1950).
15. K. P. Meyer, P. Huber, E. Baldinger, Helv. Phys. Acta **21**, 188 (1948).
16. F. Sauter, Zeits. f. Naturforsch. **4a**, 682 (1949).
17. R. C. Hoyt, Rev. Sci. Instr. **20**, 178 (1948).
18. R. Westöö a. T. Wiedling, Ark. Fys. t. I, Nr. 10, 269 (1949).
19. R. D. Sard, Journ. Appl. Phys. **17**, 768 (1946).
20. J. S. Allen a. T. C. Engelder, Rev. Sci. Instr. **22**, 401 (1951).
21. J. M. R. F. Post a. N. S. Schirek, Phys. Rev. **78**, 80 (1950).
22. J. O. Elliot, S. H. Liebson, R. D. Meyers a. C. F. Ravillion, Rev. Sci. Instr. **21**, 631 (1950).
23. G. Papp, Rev. Sci. Instr. **19**, 568 (1948).
24. W. C. Elmore, Rev. Sci. Instr. **21**, 649 (1950).
25. A. Landby, Phys. Rev. **80**, 477 (1950).
26. O. Martinson, P. Isaacs, H. Brown a. J. W. Roderman, Phys. Rev. **79**, 179 (1950).
27. R. F. Post, Nucleonics **10**, No. 5, 46 (1952).

28. R. F. Post a. L. G. Schiff, Phys. Rev. **80**, 1113 (1950).
29. F. Seitz a. D. W. Muller, Phys. Rev. **78**, 605 (1950).
30. A. Sommer a. W. E. Turk, Journ. Sci. Instr. **27**, 5 (1950).
31. P. S. Farago, Nature **161**, 60 (1948/1).
32. M. H. Greenblatt, M. W. Green, P. W. Davison, G. A. Morton, Nucleonics **10**, No. 8, 44 (1952).
33. J. Winckler a. K. Anderson, Rev. Sci. Instr. **23**, 765 (1952).
34. L. Dunkelman a. C. Lock, Journ. Opt. Soc. Am. **41**, 802 (1951).
35. R. Batchelor, J. W. Smith a. L. Blackmore, Nature **165**, 688 (1950).
36. R. K. Swank a. J. S. Moenich, Rev. Sci. Instr. **23**, 503 (1952).
37. W. A. Schurkliif a. R. C. Jones, Journ. Opt. Soc. Am. **39**, 912 (1949).
38. R. L. Shipp, Rev. Sci. Instr. **23**, 773 (1952).
39. D. O. Coldwell a. J. R. Armstrong, Rev. Sci. Instr. **23**, 508 (1952).
40. J. F. Raffe a. E. J. Robbins, Proc. Phys. Soc. B **65**, 320 (1952).
41. С. Ю. Лукьянин, ЖТФ **6**, 1256 (1936).
42. F. H. Marschall, J. W. Colman a. L. P. Hunter, Rev. Sci. Instr. **18**, 504 (1947).
43. L. Reiffel, C. A. Stone a. A. R. Branner, Nucleonics **9**, No. 6, 13 (1951).
44. ЖТФ **22**, 178 (1952).
45. Z. Bay, Nature **141**, No. 3563, 284 (1938).
46. J. S. Allen, Phys. Rev. **55**, 10 (1939).
47. J. S. Allen, Rev. Sci. Instr. **18**, 739 (1947).
48. Б. Н. Лепешинская, Изв. эл.-пром. слабого тока № **12**, 2 (1938).
49. L. G. Smith, Rev. Sci. Instr. **22**, 166 (1951).
50. R. Scherr a. J. B. Gerhart, Rev. Sci. Instr. **23**, 770 (1952).
51. H. Kallmann, Phys. Rev. **75**, 623 (1949).
52. J. Broser u. H. Kallmann, Ann. d. Phys. **3**, 317 (1948).
53. J. Broser u. H. Kallmann, Ann. d. Phys. **4**, 85 (1948).
54. J. Broser u. H. Kallmann, Ann. d. Phys. **4**, 61 (1948).
55. H. Kallmann u. R. Warminsky, Ann. d. Phys. **4**, 57 (1948).
56. Taylor, Remely, Jentschke a. Kruger, Phys. Rev. **83**, 169 (1951).
57. R. H. Lovberg, Phys. Rev. **84**, 852 (1951).
58. W. C. Elmore a. R. Hofstadter, Phys. Rev. **75**, 203 (1949).
59. W. H. Jordan a. P. R. Bell, Nucleonics **5**, 30 (1949).
60. R. S. Classen a. R. W. Boom, Phys. Rev. **75**, 331 (1949).
61. L. Herforth u. H. Kallmann, Ann. d. Phys. **4**, 231 (1949).
62. G. G. Kelley a. M. Goodrich, Phys. Rev. **77**, 138 (1950).
63. J. F. Norton, Phys. Rev. **77**, 759 (1950).
64. J. I. Hopkins, Phys. Rev. **77**, 406 (1950).
65. S. H. Liebson a. J. O. Elliot, Phys. Rev. **78**, 65 (1950).
66. J. O. Elliot, S. H. Liebson a. C. F. Ravilious, Phys. Rev. **79**, 393 (1950).
67. R. F. Post, Phys. Rev. **79**, 735 (1950).
68. G. B. Collins, Phys. Rev. **74**, 1543 (1948).
69. C. F. Ravilious, J. O. Elliot a. S. H. Liebson, Phys. Rev. **77**, 851 (1950).
70. R. Hofstadter, S. H. Liebson a. J. O. Elliot, Phys. Rev. **78**, 81 (1950).
71. УФН **44**, 447 (1951).
72. J. Broser, H. Kallmann u. C. Reuver, Zeits. f. Naturforsch. **5a**, 79 (1950).
73. G. T. Reynolds, Nucleonics **6**, No. 5, 68 (1950).

74. E. H. Belcher, Nature 167, No. 4243, 314 (1951).
 75. G. T. Reynolds, Harrison a. Salbini, Phys. Rev. 78, 621 (1950).
 76. H. Kallmann a. M. Furst, Phys. Rev. 79, 857 (1950).
 77. H. Kallmann a. M. Furst, Phys. Rev. 81, 853 (1951).
 78. H. Kallmann a. M. Furst, Nucleonics 8, 32 (1951).
 79. C. F. Ravilious, Rev. Sci. Instr. 23, 760 (1952).
 80. S. A. Colgate, Rev. Sci. Instr. 22, 346 (1951).
 81. G. T. Reynolds, Nucleonics 6, No. 5, 68 (1950).
 82. M. Ageno, Phys. Rev. 79, 720 (1950).
 83. C. F. Ravilious, J. O. Elliot a. S. H. Liebson, Phys. Rev. 77, 851 (1950).
 84. C. O. Muchlaue a. G. E. Thomas, Phys. Rev. 85, 926 (1952).
 85. R. F. Post, Phys. Rev. 79, 735 (1950).
 86. R. N. Klopper a. M. L. Widenbeck, Rev. Sci. Instr. 23, 446 (1952).
 87. W. S. Koski, Phys. Rev. 82, 230 (1951).
 88. M. G. Schorr a. F. L. Torney, Phys. Rev. 80, 474 (1950).
 89. J. L. Horwood, G. G. Eichholz, Phys. Rev. 83, 886 (1951).
 90. G. G. Eichholz a. J. L. Horwood, Rev. Sci. Instr. 23, 305 (1952).
 91. L. Pichat, Y. Lochlin, Journ. chim. phys. 48, No. 5—6, 225 (1951).
 92. M. G. Schorr a. E. C. Farmer, Phys. Rev. 81, 891 (1951).
 93. R. Hofstadter a. J. A. McIntyre, Rev. Sci. Instr. 21, 52 (1950).
 94. H. Kallmann a. C. A. Accardo, Rev. Sci. Instr. 21, 48 (1950).
 95. Z. Bay, Rev. Sci. Instr. 22, 397 (1951).
 96. R. Scherr, Rev. Sci. Instr. 18, 10 (1947).
 97. A. S. Goldin, E. R. Rohrer a. R. J. Macklin, Rev. Sci. Instr. 21, 554 (1950).
 98. W. Franzen, Phys. Rev. 79, 742 (1950).
 99. J. S. Hopkins, Rev. Sci. Instr. 22, 29 (1951).
 100. B. H. Kettelle, Phys. Rev. 80, 7581 (1950).
 101. R. E. Bell a. R. L. Graham, Rev. Sci. Instr. 23, 301 (1952).
 102. S. A. E. Johansson, Nature 165, 396 (1950).
 103. J. D. Graves a. G. E. Koch, Rev. Sci. Instr. 21, 304 (1950).
 104. H. I. West, W. E. Meyrhof a. R. Hofstadter, Phys. Rev. 81, 141 (1951).
 105. M. Ter-Pogossian a. W. B. Ittner, Rev. Sci. Instr. 22, 646 (1951).
 106. J. S. Allen, Rev. Sci. Instr. 12, 484 (1941).
 107. Z. Bay, Zeits. f. Physik 117, № 3—4 (1941).
 108. A. H. Morrisch, G. W. Williams a. E. K. Darby, Rev. Sci. Instr. 21, 884 (1950).
 109. D. D. a. C. G. Montgomery, Phys. Rev. 82, 284 (1951).
 110. УФН, 45, 630 (1951).
 111. F. X. Roser a. T. Bowen, Phys. Rev. 82, 284 (1951).
 112. П. А. Чerenkov, ДАН 2, 451 (1934).
 113. С. И. Вавилов, ДАН 2, 457 (1934).
 114. УФН 44, 443 (1951).
 115. УФН 45, 413 (1952).
 116. R. L. Mather, Phys. Rev. 84, 181 (1951).
 117. J. Marschall, Phys. Rev. 81, № 2 (1951).
 118. J. R. Winckler, Phys. Rev. 85, 1054 (1952).
 119. J. R. Winckler a. K. Anderson, Rev. Sci. Instr. 23, 765 (1952).
 120. J. Moulton a. Scherwin, Rev. Sci. Instr. 20, № 11 (1949).
 121. H. B. Frey, Rev. Sci. Instr. 21, 886 (1950).
 122. J. Broser, H. Kallmann a. R. Warminsky, Research 2, 87 (1949).
 123. J. C. Duckworth, A. W. Merrison a. A. Whitteker, Nature 165, 69 (1950).
 124. K. H. Sau a. W. E. Shopp, Rev. Sci. Instr. 21, 395 (1950).

125. D. E. Alburger, Rev. Sci. Instr. **23**, 765 (1952).
126. N. D. Malloy, F. L. Hereford, R. E. Garreta, B. S. Slope, Rev. Sci. Instr. **23**, 769 (1952).
127. J. Schenk, Nucleonics **10**, No. 8, 54 (1952).
128. R. F. Mozley a. F. C. Shoemaker, Rev. Sci. Instr. **23**, 569 (1952).
129. G. R. Keepin a. R. H. Lovberg, Rev. Sci. Instr. **23**, 483 (1952).
130. W. F. Hornyak, Rev. Sci. Instr. **23**, 264 (1952).
131. G. L. Guernsey, G. R. Mott, B. K. Nelson a. A. Roberts, Rev. Sci. Instr. **23**, 476 (1952).
132. G. N. Harding, Nature **167**, No. 4246, 437 (1951).
133. D. E. Alburger, Rev. Sci. Instr. **23**, 769 (1952).
134. J. E. Draper, Rev. Sci. Instr. **22**, 543 (1951).
135. R. Hofstadter, J. A. McIntyre, H. Roderick a. H. Y. West, Phys. Rev. **82**, 749 (1951).
136. W. Bernstein a. A. W. Schardt, Bull. Am. Phys. Soc. **26**, 15 (1951).
137. B. Hamermesh a. V. Hummel, Phys. Rev. **83**, 663 (1951).
138. P. S. Jasram, A. H. Benade, M. R. Cleland a. A. L. Huges, Phys. Rev. **81**, 327 (1951).
139. C. E. Falk, H. L. Poss a. C. L. Lune, Phys. Rev. **83**, 176 (1951).
140. W. G. Cross, Phys. Rev. **83**, 873 (1951).
141. G. E. Owen, J. H. Neiler a. W. Ray, Phys. Rev. **83**, 675 (1951).
142. A. H. Morrisey a. J. S. Allen, Phys. Rev. **74**, 1260 (1948).
143. A. A. Choen, Phys. Rev. **63**, 219 (1943).
144. J. S. Allen, Phys. Rev. **61**, No. 11—12, 692 (1942).
145. J. S. Allen, Pamith a. A. H. Morrisch, Phys. Rev. **75**, 170 (1949).
146. Scherwin, Phys. Rev. **75**, 1799 (1949).
147. P. R. Bell a. J. M. Cassidy, Phys. Rev. **77**, 301 (1950); **77**, 409 (1950).
148. R. Hofstadter, Nucleonics **21**, 294 (1950).
149. W. H. Jordan, Annual Rev. Nucl. Sci. **127** (1952).