

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**СЧЁТЧИКИ ЧАСТИЦ И КВАНТОВ \*)****Д. Р. Корсон и Р. Р. Вильсон**

## ВВЕДЕНИЕ

Эта статья представляет собой обзор, посвящённый механизму действия и специальным свойствам обычно употребляемых счётчиков. Она предназначена для интересующихся техникой счёта, но не имеющих самостоятельного опыта работы со всеми разнообразными видами счётчиков. Даваемое здесь описание должно познакомить с факторами, определяющими пригодность различных счётчиков для тех или иных задач. Недостаток места не позволил нам входить в детали многих вопросов; нами полностью опущено описание методов калибровки и измерений. Список литературы отнюдь не является исчерпывающим, и читатель, который обратится к любой частной статье, найдёт значительно большее количество литературы.

## I. ИОНИЗАЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

## Общие соображения

Ионизационным счётчиком называется электрическое устройство, измеряющее ионизацию, производимую частицей при её прохождении между двумя электродами. Простой счётчик такого типа показан на рис. 1. Пространство между двумя плоскими электродами, находящимися на расстоянии около 1 см, может быть наполнено аргоном при атмосферном давлении. Собирающий электрод соединён со входом усилителя с большим усилением, другой электрод имеет отрицательный потенциал в несколько сот или тысяч вольт по отношению к первому.

Предположим, что  $\alpha$ -частица проходит через камеру, оставляя за собой типичный след интенсивной ионизации, состоящий из электронов и положительных ионов аргона, как показано на рис. 1. Электроны будут двигаться по направлению к собирающей пластине со средней скоростью около  $10^6$  см/сек, а положительные ионы будут перемещаться по направлению к отрицательному или высоковольтному

---

\*) Dale R. Corson and Robert R. Wilson, Particle and quantum counters, Rev. Sci. Inst. 19, 207 (1948). Перевод Б. Багаряцкого.

электроду примерно со скоростью  $10^4$  см/сек. Поскольку ионы движутся в поле электродов, на последних индуцируются заряды, и так как собирающий электрод изолирован от земли большим сопротивлением, на нём возникает импульс напряжения. Этот импульс напряжения имеет очень быстрый начальный подъём, благодаря высокой скорости движения электронов к собирающей пластине (аноду), и вслед за этим — значительно более медленный подъём, обусловленный движением медленных положительных ионов от анода. Типичная форма импульса показана на рис. 2. После того как все ионы собраны, на собирающей пластине окажется заряд  $ne$  электронов, и окончательная величина импульса будет  $V_p = \frac{ne}{C}$ , где  $C$  есть полная ёмкость собирающего электрода и входа усилителя.

$\alpha$ -частица полония (5,3 MeV) при своей остановке в камере может создать приблизительно  $2 \cdot 10^6$  пар ионов. Если  $C$  составляет около 30  $\mu\text{F}$ , то величина импульса оказывается равной примерно  $10^{-1}$  вольт. Чтобы увеличить импульс до уровня 10—100 вольт, когда его можно наблюдать на осциллографе или подать на дискриминатор напряже-

ния, чтобы затем зарегистрировать с помощью пересчётной схемы и механического счётчика, обычно применяется усиление напряжения в  $10^4$ — $10^5$  раз. Форма импульса после усиления будет, конечно, зависеть от электрических характеристик усилителя. В зависимости от назначения счётчика, форма электродов может значительно отли-

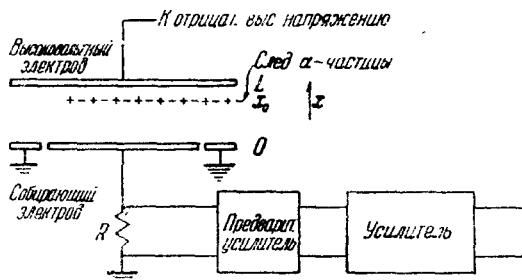


Рис. 1. Типичное устройство плоского ионизационного счётчика. Значки плюс и минус обозначают ионы вдоль следа  $\alpha$ -частицы.

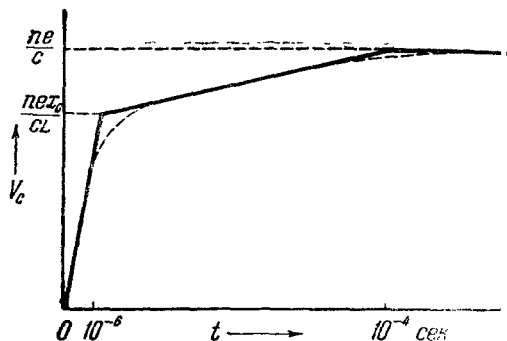


Рис. 2. Форма импульса, вызванного движением образовавшихся ионов, первоначальное расположение которых дано на рис. 1. Быстрое нарастание обязано движению электронов; последующий медленный подъём вызывается движением положительных ионов. Обратитесь внимание, что шкала времени искажена. Пунктирная кривая показывает эффект диффузии электронов.

чатся от той, которая показана на рис. 1. Можно пользоваться различными газами; знак потенциала может быть выбираем любым, и собирающий электрод может находиться как под высоким напряжением, так и при потенциале земли.

### Форма импульса

Посмотрим, как изменяется потенциал собирающего электрода во времени, после того как ионизирующая частица прошла через камеру. Если собирающий электрод соединён с землёй через большое сопротивление, мы можем рассматривать его как электрически изолированный. Энергия системы электродов равна  $\frac{1}{2} CV_0^2$ , где  $C$  — ёмкость собирающего электрода по отношению к высоковольтному электроду, имеющему начальный потенциал  $V_0$  по отношению к первому. Пусть при  $x = x_0$ , где  $x$  измеряется вдоль силовой линии, образовался ион с зарядом  $e$ . Под действием поля  $E$  он движется к точке  $x$ , на что расходуется некоторая работа. Энергия системы теперь будет

$$\frac{1}{2} CV^2 = \frac{1}{2} CV_0^2 - \int_{x_0}^x eE dx, \quad (1)$$

где  $V$  — новая разность потенциалов между электродами. Это может быть представлено в виде

$$V_c = \frac{1}{V_0 C} \int_{x_0}^x eE dx, \quad (2)$$

где  $V_c = V_0 - V$  представляет собой напряжение импульса, малое по сравнению с  $V_0$ . Вышенаписанное уравнение применимо при любой геометрии электродов\*). При плоской конфигурации, показанной на рис. 1,  $E = \frac{V}{l}$ , и (2) может быть переписано в виде

$$V_c = \frac{e}{Cl} (x - x_0), \quad (3)$$

и так как

$$x = x_0 + \int_0^t v dt,$$

то

$$V_c = \frac{evt}{Cl}, \quad (4)$$

где  $v$  есть скорость иона в постоянном поле  $E$ .

\*) Если собирающий электрод соединён с усилителем, нетрудно показать, что  $C$  в уравнении (2) есть полная ёмкость входа схемы, т. е. счётчика, проводов и сетки.

Мы можем теперь более точно описать импульс, вызванный  $\alpha$ -частицей, движущейся параллельно электродам при  $x=x_0$ , как изображено на рис. 1. Уравнение (4) показывает, что импульс будет нарастать линейно со временем, со скоростью  $\frac{nev_-}{Cl}$ , до напряжения  $\frac{nex_0}{Cl}$ , которое дается уравнением (3) и отмечено на рис. 2.  $v_-$  есть средняя скорость электронов, равная примерно  $10^6$  см/сек. Таким образом, при  $x_0=1$  см продолжительность резкого начального подъема составляет около  $10^{-6}$  сек. Движение медленных положительных ионов является причиной дальнейшего нарастания импульса со скоростью  $\frac{nev_+}{Cl}$ , где  $v_+$  есть скорость положительных ионов. Импульс возрастает на дополнительную величину  $\frac{ne(l-x_0)}{Cl}$  до конечного напряжения  $ne/C$ , которое не зависит от того, в какой точке образовались ионы. Скорость положительных ионов\*) в аргоне около  $10^4$  см/сек, следовательно, импульс достигнет своей окончательной величины приблизительно за  $10^{-4}$  сек.

Электроны и ионы не все передвигаются со средней скоростью, и притом они будут диффундировать от среднего положения. Это вызывает искажение кривой рис. 2, как показано пунктирной линией. Явления диффузии, равно как и рекомбинации и прилипания электронов, которыми мы также пренебрегли, будут обсуждены позднее в одном из следующих разделов этой статьи.

Из вышеизложенного мы можем видеть, что пропорциональность величины импульса числу образованных ионов может быть получена в том случае, когда постоянная времени\*\*) усилителя  $RC$  велика по сравнению со временем собирания для положительных ионов, т. е.  $\sim 10^{-2}$  сек. Начальная скорость нарастания импульса также пропорциональна числу образованных ионов, и можно получить значительно более короткий импульс, величина которого будет пропорциональна числу ионов, путем дифференцирования импульса ионной камеры в усилителе с очень малой постоянной времени,  $\sim 2 \cdot 10^{-8}$  сек\*\*\*).

Если постоянная времени усилителя только немного больше времени собирания электронов, то будет наблюдаться лишь часть импульса, вызванного движением электронов. При этом, как можно видеть из (3), величина импульса будет зависеть от того, в каком месте камеры образовались ионы. В этом случае, если желательно получение

\*) Скорость положительных ионов дается выражением  $v_+ = K \frac{E}{P}$ , где  $\frac{K}{P}$  есть подвижность ионов.

\*\*) Постоянная времени часто называется «временем отсечки» усилителя.

\*\*\*). В разделе об усилителях будет пояснено, как можно при помощи укороченной линии задержки получить более удовлетворительную дифференцирующую схему.

больших импульсов, ионизация должна производиться так, чтобы электроны проходили в поле максимальный путь.

Можно рассчитать форму импульса, вызванного электронами, исходя из общего распределения начальной ионизации в камере с плоскими параллельными электродами. Ионизация может быть охарактеризована плотностью заряда  $\sigma(x) dx$ , равной числу электронов, образованных между  $x$  и  $x + dx$ . Изменение  $\sigma$  с  $x$  должно, вообще говоря, определяться энергией, направлением движения и удельной ионизацией частицы. Индуцированный ток  $di$  на собирающий электрод, вызванный элементом заряда  $\sigma(x) dx$ , может быть получен из (3) путём дифференцирования. Таким образом,  $di = v_- \sigma dx / l$ , и, следовательно, полный ток на электрод в момент времени  $t$  будет

$$i = \frac{v_-}{l} \int_0^{l-vt} \sigma(x) dx. \quad (5)$$

Импульс напряжения на электроде будет тогда равен

$$V_c = \frac{v_-}{lC} \int_0^t \int_0^{l-vt} \sigma(x) dx dt, \quad (6)$$

где интеграл по времени распространяется только до  $l/v_-$ , т. е. до момента, когда все электроны будут собраны.

В качестве примера рассмотрим протон высокой энергии, пересекающий камеру почти без замедления, так что его удельная ионизация не изменяется. Тогда  $\sigma(x)$  постоянно, и (6) после интегрирования даёт

$$V_c = \frac{v_- \sigma}{C} \left( t - \frac{1}{2} \frac{v_- t^2}{l} \right). \quad (7)$$

При  $t = l/v_-$  импульс возрастает до величины  $\frac{1}{2} \frac{\sigma l}{C}$ . Остаток импульса, вызванный движением положительных ионов, может быть также получен из (6), с использованием подходящего  $v$ , и должен быть прибавлен, если постоянная времени усилителя велика. В приведённом примере импульс продолжает медленно возрастать от  $\frac{1}{2} \frac{\sigma l}{C}$  до  $\frac{\sigma l}{C}$  при  $t = \frac{l}{v_+}$ , причём форма нарастания даётся уравнением (7).

Шерр и Петерсон<sup>1</sup> показали, как с помощью тщательного измерения формы импульсов, вызванных ионизирующими частицами, оканчивающими свой путь в камере, можно получить сведения об энергии частиц, их пробегах, об углах между направлениями следов и направлением поля в камере и о соотношении пробег-энергия для частиц.

Чтобы определить скорость нарастания импульса для конфигурации, иной, чем плоская, мы должны вернуться к уравнению (2), которое в более удобной форме может быть переписано:

$$V_c = \frac{V_{ie}}{V_0 C}. \quad (8)$$

$V_i$  здесь обозначает разность потенциалов между начальной точкой образования иона и точкой, в которую ион переместился. Одной из часто применяющихся конфигураций являются концентрические цилиндры, в предельном случае представляющие собой цилиндр с тонкой проволокой вдоль оси. Так как большая часть падения потенциала приходится на область вблизи нити, мы можем видеть из (8), что собранные на нити ионы вызовут импульс, конечная величина которого будет равна  $ne/C$ , где  $n$  — число ионов, собранных нитью, имеющей вместе со входом усилителя ёмкость  $C$ . Форма импульса будет зависеть от начального распределения ионов в цилиндре. В общем, электроны собираются у нити, и проходит несколько десятых микросекунды, пока все они переместятся в область сильного поля вблизи нити.

Полезное видоизменение простой ионизационной камеры с плоско-параллельными электродами, использующее специально собрание электронов, иллюстрирует рис. 3. Сетка из тонких параллельных проволок экранирует собирающий электрод от движущихся ионов, образующихся в главном объёме камеры. Вследствие этого величина импульса пропорциональна заряду электронов, попадающих на сетку.

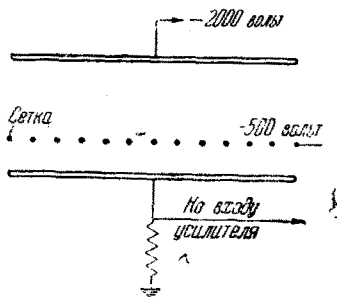


Рис. 3. Модификация простого плоского ионизационного счётчика. Сетка из тонких параллельных проволок экранирует собирающий электрод от движущихся ионов, образующихся в главном объёме камеры. Вследствие этого величина импульса пропорциональна заряду электронов, попадающих на сетку.

### Счётные газы

До 1940 года усилители, имевшиеся в распоряжении физиков для использования их с ионизационными счётчиками, были слишком медленными, чтобы наблюдать быстрое начальное нарастание импульса, вызванное движением электронов. Внимание обращалось на получение

импульсов, точно пропорциональных начальной ионизации, и поэтому в усилителях употреблялись большие постоянные времени. При этих условиях может работать почти любой газ, необходимо лишь прикладывать достаточно высокое напряжение между электродами, с тем, чтобы можно было пренебречь эффектами рекомбинации и диффузии. Обычно напряжение на камере повышают до тех пор, пока импульсы перестают изменяться с дальнейшим увеличением вольтажа, т. е. достигается насыщение. Для воздуха при атмосферном давлении, чтобы достичь насыщения, необходимо поле в несколько сот вольт на сантиметр. Если путь ионизирующей частицы проходит параллельно электрическому полю, то необходим градиент, примерно вдвое больший. Это происходит, грубо говоря, вследствие процессов рекомбинации в колонке, теория которых была в деталях развита Яффе<sup>4</sup>. Его теория показывает, что необходимая для насыщения сила поля быстро возрастает с увеличением давления газа. Значительно меньшие величины полей<sup>5-7</sup> нужны для достижения насыщения в очень чистых газах, таких как водород, азот, и в инертных газах, в которых отрицательные ионы не образуются\*) путём прилипания электронов. Клема и Баршалл сообщают, что в очищенном аргоне при давлении порядка семи атмосфер для достижения насыщения достаточно поле всего в 70 вольт/см.

Прилипание электронов будет серьезно искажать форму импульса, если средняя длина свободного пути для прилипания сравнима с расстоянием между электродами или меньше его. Поэтому следует избегать электроотрицательных газов, таких как  $O_2$  или  $Cl$ , равно как и большинства сложных молекулярных примесей.

Если интересуются быстрым счётом или хорошим временем разрешения, как в счёте совпадений, необходимо отдавать преимущество быстрому начальному нарастанию импульса, вызываемому движением электронов. Это приобрело практическое значение, когда были разработаны более быстрые электронные лампы для телевизионных и радарных усилителей. В настоящее время возможно сконструировать усилитель, который будет усиливать импульс, нарастающий быстрее, чем 0,05 мксек. С помощью такого усилителя электронный импульс от ионизационной камеры может быть усилен без искажений.

Темп нарастания импульса пропорционален скорости электронов, поэтому, при желании достичь хорошего времени разрешения, должен выбираться газ, имеющий высокую подвижность электронов. Скорость электронов есть функция  $\frac{E}{p}$ , и в соответствии с данными Бредбери и Нильсена<sup>8,9</sup>, она составляет примерно  $10^6$  см/сек для большинства газов в области  $\frac{E}{p}$  от 1 до 3 вольт/см на мм Hg, и

\*) Теория Яффе, вероятно, применима только к электроотрицательным газам.

возрастает до величины, примерно,  $10^7$  см/сек при  $\frac{E}{p} \sim 20$ , когда наступает искровой пробой.

Простые теоретические соображения показывают, что скорость дрейфа электронов дается выражением

$$v_- = \frac{eE\lambda}{mc}, \quad (9)$$

где  $s$  есть средняя скорость движения электронов, а  $\lambda$  — средняя длина свободного пути. Из этого уравнения мы видим, что скорость дрейфа тем больше, чем больше длина свободного пути и чем меньше энергия хаотического движения. При наложении электрического поля энергия хаотического движения электронов возрастает, пока поступление энергии из поля не сбалансируется потерями на неупругие столкновения. Для большинства газов средний свободный пробег уменьшается с возрастанием энергии электронов (эффект Рамзауэра). Оба эти эффекта стремятся удержать скорость электронов на низком уровне при возрастании  $E$ .

Аллен и Росси<sup>10</sup> показали, что скорость дрейфа электронов в аргоне может быть повышена добавлением небольшого количества  $\text{CO}_2$ . Они нашли в чистом аргоне постоянную скорость дрейфа, равную  $1,0 \cdot 10^6$  см/сек для  $\frac{E}{p} > \frac{1}{2}$ . Когда к аргону было добавлено 10%  $\text{CO}_2$ , скорость дрейфа возросла до  $7 \cdot 10^6$  см/сек. Первый уровень возбуждения аргона равен 11,6 eV, следовательно, энергия хаотического движения электронов в чистом аргоне составляет примерно 10 eV. У  $\text{CO}_2$  существует много низких уровней возбуждения (около 1 eV), так что в смеси аргона и  $\text{CO}_2$  энергия хаотического движения электронов понижается, благодаря неупругим столкновениям, до, примерно, одного электроно-вольта, и скорость дрейфа возрастает, как следует из (9). Скорость дрейфа оказывается примерно такой, какую можно было бы получить при парциальном давлении одного аргона. Этот эффект можно наблюдать и у других инертных, а также у неэлектроотрицательных газов, при добавлении к ним небольших количеств многоатомных газов, вроде паров спирта или метана.

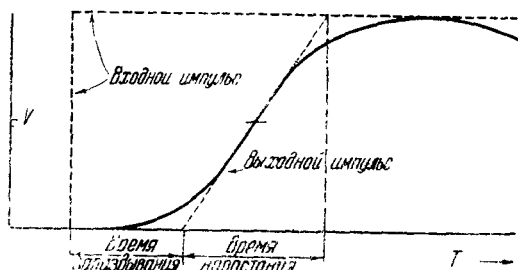
Должны быть приняты предосторожности, чтобы коэффициент прилипания электронов многоатомного газа был не слишком высок. Так, если  $\text{CO}_2$  добавлен к аргону при большом давлении, электроны прилипают к  $\text{CO}_2$  раньше, чем они успеют пересечь камеру. При таких давлениях необходимо пользоваться одним очищенным аргонном и удовольствоваться малой скоростью собирания. При нормальном давлении загрязненность обычного баллонного аргона достаточно велика, чтобы прилипание электронов было существенным фактором, исключая только самые сильные поля. Добавление от трех до пяти процентов  $\text{CO}_2$  к техническому аргону понижает эффекты прилипания, обязанные примесям, до пренебрежимой величины.  $\text{CO}_2$ , вероятно, имеет двойкий эффект. Во-первых, подвижность электронов возрастает,



следовательно, электрон имеет меньшее время для того, чтобы быть захваченным. Во-вторых, вероятность прилипания для многих комплексных газов понижается с понижением энергии электронов благодаря  $\text{CO}_2$ .

В общем, желательна сильная ионизация в газе. Она может быть получена применением аргона или криптона. Эти газы могут быть очищены\*), либо, в качестве более простого способа, к ним может быть добавлено несколько процентов  $\text{CO}_2$ . Если необходимо хорошее время разрешения, следует добавлять около 10%  $\text{CO}_2$ . Для нейтронного счёта хорошими газами являются водород или водород плюс метан. Для счёта медленных нейтронов употребляется очень чистый  $\text{BF}_3$ ; Аллен и Росси<sup>10</sup>, измерявшие скорость дрейфа в нём, нашли её равной  $7 \cdot 10^6$  см/сек на мм Hg. При необходимости воздух также яв-

ляется вполне удовлетворительным, в частности, если применяются сильные поля.



#### Усилитель

Как уже можно было видеть, усилитель является неотъемлемой частью ионизационного счётчика. В идеале, усилитель должен точно воспроизводить ход напряжения на собирающем электроде, но на уровне от 10 до 100 вольт, необходимых для

Рис. 4. Действие усилителя. Жирная пунктирная кривая изображает ступенчатый входной импульс. Сплошная кривая представляет импульс на выходе усилителя. Показаны время запаздывания и время нарастания усилителя.

работы осциллографа или дискриминатора. Это требует усиления напряжения до  $10^4$ — $10^6$  раз, в зависимости от начальной величины ионизации. Усилитель, кроме того, может обладать специальными характеристиками для придания импульсу нужной формы, а также для ограничения его по продолжительности или по величине.

Для наших целей электрические характеристики усилителя могут быть лучше всего выражены, если исходить из напряжения на выходе, которое получается, когда на вход усилителя поступает волна с прямоугольным фронтом. Рис. 4 показывает входное (пунктирная кривая) и выходное напряжения (сплошная кривая) типичного усилителя в функции времени. Ступенчатая волна на входе подаётся в момент времени  $t = 0$ , а спустя некоторое время напряжение на выходе возрастает до максимума и затем медленно спадает. Как показано на рис. 4,

\*) Очиститель с горячим кальцием, описанный Ентке и Пранклем в *Phys. Zeits.* 40, 706 (1939), является удовлетворительным для большинства газов.

«время нарастания» усилителя определяется как интервал между точками пересечения, которые образует касательная к кривой выходного напряжения (взятая в точке 0,5 максимума напряжения) с осью абсцисс и с линией максимального напряжения. Время запаздывания усилителя определяется как интервал между вступлением импульса и точкой пересечения указанной касательной с осью времени. В конце концов импульс спадает с постоянной времени или «временем отсечки», которые обычно определяются наименьшим значением величины  $RC$  в цепях связи усилительной системы \*).

В случае, если желательно получить короткий импульс, в одной из переходных цепей применяется малое  $RC$ . Ещё лучше использовать линию задержки с одним заземлённым концом, как это будет описано дальше. В этом случае выходной импульс будет почти прямоугольно спадать до нуля спустя удвоенное время задержки линии. Если должны определяться величина или форма импульса, то важным также является сохранение линейности или пропорциональности между входным и выходным напряжениями. Целью этой статьи не является входить в теорию видеоусилителей<sup>11,3 \*\*</sup>). Если усилитель должен быть использован как часть ионизационного счётчика, то предполагается, что все измерения—времени нарастания, времени отсечки, коэффициента усиления, линейности и времени запаздывания—сделаны с применением прямоугольных импульсов<sup>13</sup> на входе и с использованием осциллографа или синхроскопа на выходе.

Требуемые от усилителя электрические характеристики существенно зависят от его применения. При собирании положительных ионов или «медленном счёте» нет необходимости, чтобы время нарастания было меньше, чем  $10^{-4}$  сек, но линейность усилителя должна быть хорошей, а время отсечки большим (более, чем  $10^{-2}$  сек.), для того чтобы величина импульса была точно пропорциональна полной ионизации. Желателен усилитель, хорошо стабилизированный обратной связью. Несколько подобных схем опубликовано в литературе<sup>3, 12, 14-16</sup>.

Собирание электронов применяется при «быстром счёте». Тут можно различать два общих метода использования. В первом импульс служит лишь временным индикатором, как, например, при счёте совпадений или при измерении времени пролёта. В этом случае интересуются наименьшим временем нарастания и наименьшим временем запаздывания, причём можно спокойно пренебречь стабильностью и линейностью ради быстроты или простоты схемы. Во втором методе основным является точное определение величины и формы импульса.

\*) Время нарастания следующим образом связано с верхней частотой  $f_2$ , мощность которой срезается усилителем наполовину:  $t_r \sim 1/3f_2$ . Аналогично, время отсечки выражается как  $t_c = 1/2\pi f_1$ , где  $f_1$  есть нижняя частота, мощность которой уменьшается наполовину. Время запаздывания зависит от числа каскадов и распределённых ёмкостей, а также от постоянной схемы и ламп.

\*\*) Превосходный обзор У. К. Элмора по этому вопросу см.<sup>12</sup>.

Здесь требование максимальной скорости должно уступить требованиям стабильности и линейности. Усилитель Лос Аламос, модель 501<sup>17</sup>, имеет время нарастания около 0,1 мксек и хорошо стабилизирован обратной связью. Усилительная схема, опубликованная недавно Йорданом и Беллом<sup>15</sup>, почти такая же, но имеет дополнительное преимущество в виде лёгкой возможности перехода от быстрого к медленному усилителю. Если необходимо более короткое время нарастания, стабилизацией обратной связью можно пренебречь, и усилитель следует строить простейшим образом, используя минимум анодных сопротивлений<sup>\*</sup>), пиковых индуктивностей и т. д. Используя современные

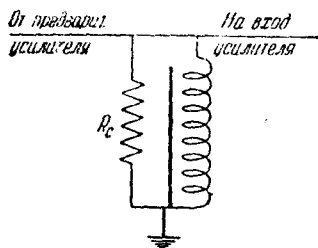


Рис. 5. Укороченная линия задержки для придания импульсу нужной формы.  $R_c$  есть характеристический импеданс линии задержки.

лампы (6AK5, 6AC7, 6AG7 и др.), можно сделать усилитель со временем нарастания в несколько единиц на  $10^{-8}$  сек и со сравнимым временем запаздывания. Здесь должны найти себе применение усилители на новых лампах с бегущей волной<sup>18</sup>. Если они смогут быть использованы, время разрешения снизится до  $10^{-9}$  сек. Лампы Филипс EE50 и EE51 со вторичной эмиссией, имеющие крутизну 14000 и 28000 микромо, соответственно, должны быть также пригодны для конструирования весьма быстрых усилителей.

При большой скорости счёта или при требовании высокой разрешающей способности необходимо по возможности уменьшать длину импульса. Простейшим способом является выбор очень малых величин  $RC$  в переходных цепях, с целью отсекаания импульса. Во избежание обратной волны малая постоянная времени должна быть применена только в одном каскаде, предпочтительно вблизи входа. Более элегантная отсекающая схема, введённая в счётную технику О. Р. Фришем, использует короткую линию задержки с одним заземлённым концом, как изображено на рис. 5. Ступенчатый импульс, подведённый к верхнему концу, распространяется вниз по линии, отражается от закороченного конца с обратным знаком и уничтожает первоначальный сигнал на верхнем конце, спустя время, равное удвоенному времени задержки линии. Результирующий импульс имеет прямоугольную форму, которая более желательна, чем экспоненциальный импульс, получаемый при отсекании с помощью  $RC$ , так как позволяет избежать длинных хвостов. Последние, налагаясь, могут при высокой скорости счёта или в большом ионизационном фоне послужить причиной ложных импульсов. Для работы дискриминаторов импульс с прямо-

<sup>\*</sup>) Для получения максимальной скорости оптимальным усилением на каскад является величина  $e^{\frac{1}{2}}$ .

угольной вершиной от линии задержки является более выгодным, чем выступ на фронте экспоненциальной кривой. Если подводимый сигнал не прямоугольной формы, а изменяется по величине в течение времени задержки  $t_d$  линии, то результатом явится продифференцированный сигнал. Очевидно, что выходной сигнал  $\Delta v$  в любой момент времени  $t$  выражается

$$\Delta v(t) = v(t) - v(t - 2t_d) = \frac{dv}{dt} \Delta t, \quad (10)$$

где  $\Delta t = 2t_d$ . Нетрудно сконструировать компактную линию задержки для задержек в несколько микросекунд, со временем нарастания менее чем 0,1 микросекунды. Куски жёсткого коаксиального кабеля с экранированной жилой (9UPG) дают превосходный результат для коротких задержек (15 метров на 0,05 мксек).

Весьма существенной выгодой от применения электронного собирания и отсечки импульса является то обстоятельство, что в этом случае выход усилителя почти полностью освобождается от микрофонного эффекта, доставляющего много хлопот при собирании положительных ионов.

### Ш у м

Присущий всякому электронному усилителю предел усиления определяется флуктуациями<sup>19-20</sup> токов во входном каскаде, вызванными неупорядоченной эмиссией электронов катодом (дробовой эффект) и термическими эффектами в сопротивлениях (Джонсон-эффект<sup>21</sup>). Ложные сигналы могут также возникать благодаря неисправным деталям и соединениям, микрофонному эффекту, случайным наводкам, фликкер-эффекту в результате случайных изменений на поверхности катода, положительным ионным сеточным током, вызванным ионизацией газа в лампах. Однако эти эффекты могут быть сколь угодно снижены и будут обсуждены позднее.

Средний квадрат напряжения, даваемого дробовым эффектом, равен

$$V_s^2 = 4kTR_{eq}(f_2 - f_1), \quad (11)$$

где  $f_1$  и  $f_2$  — нижняя и верхняя границы пропускаемой усилителем полосы частот,  $4kT = 1,6 \cdot 10^{-20}$  джоуля (для  $T = 300^\circ \text{K}$ ) и  $R_{eq}$  — «эквивалентное сопротивление шумов»<sup>\*)</sup>, которое, будучи подставленным

\*) Гаррис даёт следующую формулу для определения  $R_{eq}$  триодов:

$$R_{eq} = 2,5/g_m.$$

Для пентодов:

$$R_{eq} = \frac{i_p}{i_p + i_s} \cdot \left( \frac{2,5}{g_m} + \frac{20i_s}{g_m^2} \right),$$

где  $i_p$  и  $i_s$  суть средние анодный ток и ток экранной сетки, а  $g_m$  — крутизна сеточно-анодной характеристики.

на место входа, дало бы тот же самый шум, но обязанный Джонсон эффекту. Для большинства ламп среднеквадратичная величина напряжения дробового эффекта составляет около десятка микро-вольт.

Средний квадрат напряжения, создаваемого Джонсон-эффектом на сопротивлении  $R$ , зашунтированном ёмкостью  $C$ , равен <sup>21</sup>:

$$V_J^2 = \frac{2kT}{\pi C} \operatorname{arctg} \frac{2\pi RC(f_2 - f_1)}{1 + 4\pi^2 R^2 C^2 f_1 f_2}. \quad (12)$$

Шум от этого эффекта будет пренебрежим по сравнению с шумом дробового эффекта, если  $RC \gg 1/2\pi f_1$ . Таким образом,  $RC$  должно быть сделано значительно больше, чем время отсечки усилителя. При  $RC$ , подобранном таким образом, чтобы оно оказывалось посредине между временем отсечки и временем нарастания, можно получить значительный шумовой сигнал. Это иногда полезно для грубой оценки коэффициента усиления усилителя, поскольку среднее квадратичное напряжение сигнала может быть рассчитано из (12).

Первая лампа усилителя создаёт ложные сигналы также за счёт фликер-эффекта, который обязан случайным изменениям поверхности катода. Этот эффект наиболее заметен на низких частотах (ниже 5000 гц), но он может вносить очень небольшой ложный счёт, даже если употребляется малое время отсечки. Эффект меняется от лампы к лампе и уменьшается к концу срока службы ламп. Лампы можно заставить искусственно состариться, давая им в течение одного дня накал двойной мощности. Другая причина шума — сеточный ток, вызванный положительной ионизацией в первой лампе. Этот эффект может быть устранён подбором ламп, показывающих малый сеточный ток (и, следовательно, имеющих хороший вакуум).

Лампа 6AK5, используемая как триод, повидимому, является подходящей в качестве лампы для входного каскада <sup>22</sup>.

Время нарастания и время отсечки следует выбирать, сообразуясь с требованиями в отношении усилителя, таким образом, чтобы получить максимальное отношение сигнала к шуму. Если форме импульса придаётся значение, то время нарастания усилителя должно быть только немного меньше, чем время нарастания сигнала, а время отсечки должно быть сделано насколько возможно большим, но не допуская наложения импульсов. Элмор <sup>12</sup> рассчитал, что при  $t_c/t_r = 50$  отношение сигнала к шуму всего на 5% ниже, чем при  $t_c/t_r = \infty$ , а при  $t_c/t_r = 5$  оно становится ниже примерно на 20%.

Часто принимают импульсный сигнал приблизительно соответствующим ступенчатой волне и считают достаточным измерять величину сигнала. Тогда при данной ширине выходного импульса времена нарастания и отсечки должны быть сделаны одинаковыми для получения максимального отношения сигнала к шуму. (При оптимальных условиях

шум соответствует немногим сотням элементарных зарядов на ёмкости входа.) Ван Херден<sup>23</sup> показал, что оптимальная длина импульса<sup>24,25</sup> равна примерно  $10^{-3}$  сек. Усилитель используется тогда как баллистическое устройство, и величина выходного импульса пропорциональна величине входного, если только продолжительность входного импульса мала по сравнению с продолжительностью выходного. К несчастью, этот оптимум попадает в область наиболее сильных микрофонных шумов, и целесообразнее пренебречь несколько отношением сигнала к шуму, с тем, чтобы работать с более короткими импульсами.

### Детали конструкции и работы

Типичная геометрия ионизационной камеры показана на рис. 1. Высоковольтный электрод закрепляется на изоляторах, причём многие материалы являются одинаково пригодными: кварц, стекло, фарфор, слюда, сера, люцит, полистирен и т. д. Изоляторы из ковар-гласса производятся всевозможных форм и размеров и являются идеальными для укрепления электродов и вывода проводов сквозь стенки камеры. При припайке изоляторов на место лучше пользоваться бескислотным припоем. Охранное кольцо, показанное на рис. 1, является не обязательным и может быть опущено. Оно ограничивает рабочий объём и сводит до минимума импульсы на изоляторах.

Ёмкость входа усилителя делается как можно меньшей. Чтобы уменьшить ёмкость проводов между коллектором и первой лампой, первые каскады усилителя, т. е. «предварительный усилитель», обычно монтируют возможно ближе к счётчику. Простейшим решением является схема с катодным выходом у счётной камеры, питающая кабель, подводимый к усилителю. Катодное сопротивление размещается на усилительном конце кабеля и берётся такой величины, чтобы подходящим образом замыкать линию. В предварительном усилителе обычно желательно иметь коэффициент усиления около 50, чтобы блуждающие импульсы или радиочастотные наводки в кабеле оказывались относительно меньшими, чем сигнал. Предварительный усилитель и кабель должны быть хорошо заэкранированы. Это значит, что счётчик, предварительный усилитель, кабель и вход усилителя должны быть окружены сплошным металлическим экраном. Лучше делать несколько заземлений и быть уверенным, что внешний экран нигде не образует замкнутой петли, в которой могли бы индуцироваться электромагнитные импульсы. Это важно, в частности, при работе вблизи такого ускорителя, как циклотрон. Блуждающие импульсы могут также попадать в предварительный усилитель из сети 110 в переменного тока через провода накала. Этот источник посторонних импульсов может быть устранён тщательным заземлением и применением фильтров на входе линии переменного тока. Наилучшим путём для изоляции усилителя от сети переменного

тока является использование трансформаторов, имеющих электростатический экран между первичной и вторичной обмотками. Надо проявлять осторожность при подключении усилителя к обычной «земле», вроде водопроводных труб, поскольку такое заземление случайно может оказаться более вредным, чем полезным.

Одним из важнейших преимуществ применения электронного собирания является то, что время отсечки может быть сделано настолько коротким ( $\sim$  одной микросекунды), что большая часть микрофонных шумов и фона нитей накала не пропускается усилителем. Если время отсечки велико, как при собирании положительных

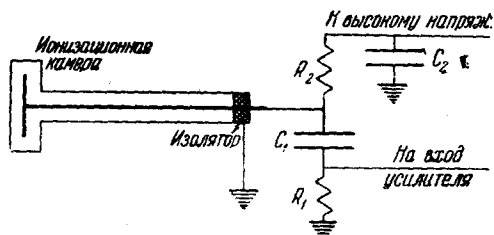


Рис. 6. Типичный ионизационный счётчик, у которого импульс берётся с высоковольтного электрода.  $R_2C_2$  должно быть больше, чем  $R_1C_1$ .

ионов, то входная часть схемы должна быть сделана, по мере возможности, не микрофонящей. Это иногда может быть достигнуто применением в счётной камере сеток вместо пластин, увеличением, насколько возможно, объёма и путём увеличения жёсткости конструкции. Полезно применение свинцовых пластин и проводов, благодаря их неупругим свойствам. При большом времени отсечки, в предварительном усилителе для накала надо употреблять постоянный ток. В любом случае разумно заземлять ножку накала лампы, ближайшую к ножке сетки входной лампы (так, заземлять третью ножку в лампе 6AK5). Постоянная времени отсечки или линия задержки обычно устраиваются в первом каскаде после предварительного усилителя, с тем, чтобы шумы или микрофонные импульсы на низких частотах не перегружали последующие лампы.

Импульс может сниматься с любого электрода ионизационной камеры, и часто желательно или даже необходимо брать его с высоковольтного электрода. Это полезно, в частности, когда счётчик должен быть компактным или же расположенным на некотором расстоянии от предварительного усилителя, например, в цепном реакторе.

В этом случае необходим только один провод. На рис. 6 показана такая камера. Конденсаторы следует выбирать с осторожностью, учитывая возможность ложных импульсов благодаря пробиванию их высоким напряжением. Достаточно удовлетворительными являются слюдяные конденсаторы хорошего качества, работающие при напряжении в половину их номинального. Постоянная времени входа  $R_1C_0$ , где  $C_0$  — ёмкость камеры, должна быть взята большей времени отсечки усилителя, а  $R_2C_2$  — много больше, чем  $R_1C_0$ . Ёмкость  $C_1$

схемы должна быть сделана, по мере возможности, не микрофонящей. Это иногда может быть достигнуто применением в счётной камере сеток вместо пластин, увеличением, насколько возможно, объёма и путём увеличения жёсткости конструкции. Полезно применение свинцовых пластин и проводов, благодаря их неупругим свойствам. При боль-

должна быть велика по сравнению с  $C_0$ . Полярность напряжения на высоковольтном электроде выбирается либо так, чтобы получить определённый знак импульса, либо, если это не существенно, — так, чтобы иметь максимальное расстояние собирания электронов в счётчике.

## II. ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ СЧЁТЧИКИ

### Общие соображения

Пропорциональный счётчик представляет собой ионизационный счётчик, в котором первоначальные ионы размножаются благодаря столкновениям в области сильного электрического поля. Такие счётчики применяются в случаях, когда начальная ионизация столь мала, что не может быть измерена с помощью ионизационных счётчиков, или если желательно, в целях упрощения, целиком или частично отказаться от электронного усилителя. Исторически пропорциональные счётчики были первыми применявшимися электрическими детекторами. Их геометрия, в наиболее обычном виде, сводится к аксиальной нити (несколько десятых миллиметра диаметром), расположенной внутри металлического цилиндра (несколько сантиметров диаметром). Нить заряжается положительно по отношению к цилиндру. Расположение, состоящее из миниатюрной сферы, помещённой против плоского электрода, называется точечным счётчиком. Возможны и разные другие конфигурации электродов, в том числе параллельные плоскости. Применяются почти все из обычных газов, при давлениях, начиная от нескольких *мм* Hg до многих атмосфер.

### Газовое усиление

Предположим, что ионизирующая частица производит в газе цилиндрического пропорционального счётчика  $n_0$  электронов. Благодаря слабому силовому полю ( $E \sim 1/r$ ), существующему почти во всём объёме счётчика, электроны начнут передвигаться по направлению к нити, пока не достигнут непосредственной близости к ней. В очень сильном поле вблизи нити первичные электроны будут, посредством столкновений с газовыми молекулами, порождать новые электроны, вызывая появление типичной лавины. На один первичный электрон будет приходится  $m$  электронов, достигающих нити; назовём величину  $m$  коэффициентом газового усиления (коэффициентом умножения). Здесь необходимо заметить, что импульс напряжения возникает на центральной нити вследствие движения положительных ионов, образующихся в лавине и движущихся в направлении от нити. Это объясняется тем, что электроны образуются слишком близко к нити (на расстоянии нескольких длин свободного пробега), чтобы вызвать сколько-нибудь значительный индуцированный потен-



циал (ср. уравнение (1)). Розе и Корф<sup>26,27</sup> в деталях исследовали процесс размножения и дали следующее уравнение для коэффициента газового усиления:

$$m = \exp 2 \left( \frac{\beta N a V_0}{\ln \frac{a}{b}} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ \left( \frac{V_0}{V_t} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right], \quad (13)$$

где  $N$  — число молекул в единице объема,  $V_0$  — напряжение между электродами,  $V_t$  — пороговое напряжение или напряжение, при котором коэффициент мультипликации начинает превышать единицу,  $\beta$  характеризует скорость, с которой сечение ионизации молекул посредством столкновений с электронами возрастает в зависимости от энергии,  $a$  и  $b$  — радиусы нити и цилиндра счётчика.

Приближённое выражение (13) исходит из предположений, что а) можно пренебречь фотоэлектрическим эффектом на катоде, б) можно не принимать во внимание вторичную электронную эмиссию положительными ионами у катода, в) можно пренебречь рекомбинацией и прилипанием электронов и г) можно пренебречь флуктуациями в лавинном процессе. Значение  $\beta$  было измерено Тэйтом и Смитом<sup>28,29\*</sup>.

Розе и Корф экспериментально проверили уравнение (13) для больших значений  $m$  (от  $10^2$  до  $10^4$ ) при помощи наблюдения за величиной импульсов от частиц в счётчике, в котором менялись напряжение, диаметр нити, давление и сорт газа. Розе и Рамзей<sup>30</sup> продолжили измерения до низких значений  $m$  и нашли хорошее согласие с (13) для величин  $m$ , больших 10, и отклонения от него для более низких значений. Они обнаружили скорее постепенное возрастание  $m$  с напряжением, чем крутой обрыв, предсказываемый (13). Это происходит, в основном, потому, что теория пренебрегает флуктуациями в лавинном процессе. В свете этого можно интерпретировать пороговое напряжение  $V_t$  в (13) как то, которое получится, если экстраполировать прямолинейную часть кривой  $\log m$  в функции  $V$ .

Отклонения при больших  $m$  были найдены Розе и Корфом в случае газов, преимущественно простых по характеру, как Ar, Ne, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> и т. д. Для таких газов газовое усиление возрастает при высоких напряжениях значительно быстрее, чем указывает выражение (13). Поэтому они рекомендуют для получения большого и стабильного газового усиления применять газовые смеси, богатые многоатомными компонентами вроде этилового спирта, метана или трёхфтористого бора. Действие многоатомной молекулы заключается в подавлении освобождения электронов у катода под влиянием ультрафиолетовых фотонов или положительной ионной бомбардировки. Этот эффект будет более детально обсуждён в главе о счётчиках Гейгера.

\*) Типичные величины  $\beta$  для Ar, He, H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> и N<sub>2</sub> равны соответственно 1,81, 0,11, 0,46, 0,66 и  $0,70 \cdot 10^{-17}$  см.<sup>2</sup>/вольт.

Если усиление очень велико, то может образоваться достаточное число ионов, чтобы поле вблизи нити было искажено пространственным зарядом. Электростатический заряд на нити, определяемый её ёмкостью, соответствует примерно  $10^9$  электронов на сантиметр длины нити. Электроны в газе успеют продиффундировать в продольном направлении около 1 м.м, прежде чем они достигнут нити, следовательно, поле вблизи нити будет искажено, когда в лавине образуется приблизительно  $10^7$  ионов ( $10^8$  ионов на сантиметр). Таким образом, если коэффициент усиления равен  $10^4$ , то импульсы, вызванные меньше чем  $10^3$  первоначальными ионами, будут усиливаться пропорционально, а вызванные более чем  $10^3$  начальными ионами, окажутся слабее рассчитанного значения из-за ослабления поля вследствие пространственного заряда. «Область ограниченной пропорциональности» простирается от напряжений на счётчике, при которых искажаются сильнейшие импульсы, до порога области гейгеровского счёта, где величина импульса не зависит от величины начальной ионизации. Счётчики могут быть используемы в области ограниченной пропорциональности, если требуется грубое распознавание, как, например,  $\alpha$ -частиц от  $\beta$ -частиц, и высокий коэффициент газового усиления. Монтгомери и Монтгомери<sup>31</sup> обнаружили, что большая фоновая ионизация, вроде создаваемой рентгеновскими лучами или  $\gamma$ -лучами, может уменьшать величину импульса, например, от  $\alpha$ -частицы. Можно подсчитать ток, необходимый для того, чтобы существенно понизить поле у нити (имея в виду, что требуется примерно  $10^8$  ионов на сантиметр). Он равен, приближённо, на сантиметр длины нити:

$$i = 10^{-13} \frac{K}{P} \frac{Ve}{a \log \frac{b}{a}},$$

где  $\frac{K}{P}$  есть подвижность ионов. Отсюда мы можем рассчитать, что искажение импульсов наступит тогда, когда ток фоновой ионизации превысит примерно один миллиампер. В общем случае такой ток будет давать флуктуационные импульсы  $V'$ , определяемые выражением

$$\frac{V'}{V_0} \sim 10^{-9} \left( \frac{iRC}{e} m \right)^{\frac{1}{2}},$$

где  $e$  — заряд электрона в кулонах. Легко различимые флуктуационные импульсы величиной несколько вольт появляются в тот момент, когда ионный ток делается достаточно большим, чтобы уменьшать усиление.

Дайвен и Росси<sup>32</sup> измеряли газовое усиление в пропорциональных счётчиках и подтвердили измерения Розе, Корфа и Рамзея. Так, например, они нашли, что добавление небольшого количества метана к водороду или  $\text{CO}_2$  к аргону значительно улучшает стабильность

счётчиков, особенно при малых давлениях. Они также исследовали разброс в величине импульсов при изменении расстояния ионных треков от нити. Измеримого разброса обнаружено не было, что показывает, что захват электронов не имел места. Исследовались также концевые эффекты, влекущие за собой неопределённость рабочего объёма счётчика. Коэффициент газового усиления начинает быстро падать на расстояниях от концов нити или цилиндра, меньших чем диаметр цилиндра.

Статистическая природа процесса газового усиления также вносит присущий ей разброс в величину импульса. Этот фактор был рассчитан Снайдером<sup>33</sup>, который нашёл:

$$(\overline{\Delta h})^2 = \frac{2(\overline{h})^2}{\bar{n}},$$

причем  $(\overline{\Delta h})^2$  есть средний квадрат отклонения величины импульса,  $\overline{h}$  — средняя величина импульса, а  $\bar{n}$  — среднее число пар ионов, произведённое в счётчике первичной ионизирующей частицей. Расчёт Снайдера оставляет неучтённым большие флуктуации, вызываемые дельта-лучами, энергия которых много больше тех 30 eV, которые необходимы для создания пары ионов<sup>34</sup>.

### Ф о р м а и м п у л ь с а

В силу того, что импульс напряжения почти полностью вызывается движением положительных ионов\*), образованных у нити электронной лавиной, форма импульса не зависит от положения начальных ионов. Более того, величина импульса будет пропорциональной числу начальных ионов даже после того, как импульс продифференцируется в электронном усилителе.

Форма импульса может быть рассчитана в случае цилиндрического пропорционального счётчика, если мы предположим, что а) все положительные ионы образуются у поверхности нити и б) средняя скорость дрейфа положительных ионов по направлению к цилиндру даётся выражением  $\frac{dr}{dt} = \frac{KE}{P}$ , где  $\frac{K}{P}$  есть подвижность положительных ионов, зависящая от природы газа.

\*) Отношение импульса напряжения, возникающего за счёт собирания электронов, к импульсу, возникающему за счёт собирания положительных ионов, равно  $1/\alpha_0 \log \frac{b}{a}$ , где  $\alpha_0$  есть величина первого таунсендовского ионизационного коэффициента у нити. Поскольку  $\alpha_0$  равно примерно 100 у края нити, в зависимости, конечно, от напряжения, а  $\log \frac{b}{a}$  близко к 5, отношение составляет примерно 0,2%.

Интегрируя, мы сейчас же найдём, что среднее положение ионов в функции времени даётся выражением

$$r^2 - a^2 = \frac{2KV_0 t}{P \log \frac{b}{a}}. \quad (14)$$

Уравнение (2) может быть переписано:

$$V_c = \frac{mn_0 e}{V_0 C} \int_0^t E_r \frac{dr}{dt} dt = \frac{mn_0 e}{C \log \frac{b}{a}} \int_0^t \frac{1}{r} \frac{dr}{dt} dt, \quad (15)$$

где  $V_c$  — импульс напряжения,  $n_0$  — начальное число ионов, а  $C$  — полная ёмкость входа усилителя, включая счётчик. Интегрируя (15), получаем с помощью (14):

$$V_c = \frac{n_0 m e}{2C \log \frac{b}{a}} \cdot \log \left( 1 + \frac{t}{t_0} \right), \quad (16)$$

где

$$t_0 = \frac{a^2 \log \frac{b}{a}}{2V_0 \frac{K}{P}}.$$

Когда все ионы собраны,  $V_c$  станет, конечно, равным  $n_0 me/C$ . Рис. 7 показывает напряжение в функции  $t/t_0$ , согласно уравнению (16). Типичный пропорциональный счётчик имеет нить в три десятых миллиметра, коаксиальную с цилиндром радиусом 1 см. В аргоне подвижность  $K/P$  составляет около 3 см/сек на вольт/см, и, используя в качестве  $V_0$  напряжение  $10^3$  в, мы получаем  $t_0 \sim 0,015$  мксек. Из (16) мы можем подсчитать, что импульс будет возрастать до  $1/n$  своей конечной величины в течение времени

$$t_{1/n} = \left[ \left( \frac{b}{a} \right)^{\frac{2}{n}} - 1 \right] t_0.$$

Следовательно, для того чтобы импульс вырос до  $1/10$  своей конечной величины, требуется время  $1,5 t_0$  или 0,02 мксек; для возрастания до  $1/4$  конечной величины требуется  $16 t_0$  или около 0,2 мксек; половины конечной величины импульс достигнет спустя время  $250 t_0$  или приблизительно 2,5 мксек. Для возрастания до полной величины потребуется время около одной миллисекунды.

Ввиду того, что подвижность ионов не является постоянной величиной в сильном поле вблизи нити, импульс не будет точно описываться уравнением (16). Подвижность, повидимому, изменяется процентов на 20 при переходе от малых величин  $E/p$  к очень большим,

\*) Это соотношение было впервые найдено эмпирически У. Э. Рамзеем (см. <sup>41</sup>) и выведено впервые К. Дж. Монтгомери и Д. Д. Монтгомери (см. <sup>42</sup>).

согласно измерениям Херши<sup>35</sup> движения  $K^+$  ионов в  $H_2$ , He,  $N_2$  и Ar. Подвижность  $K^+$  ионов может быть взята в качестве характеристики подвижности других ионов. Херши нашёл, что подвижность  $K^+$  ионов в  $H_2$  равна приблизительно 16 см/сек на вольт/см при одной атмосфере, в He около 21, в  $N_2$  и в Ar около 3. Таким образом, с  $H_2$  и He в пропорциональном счётчике должны получаться значительно более быстрые импульсы, чем с Ar или  $N_2$ .

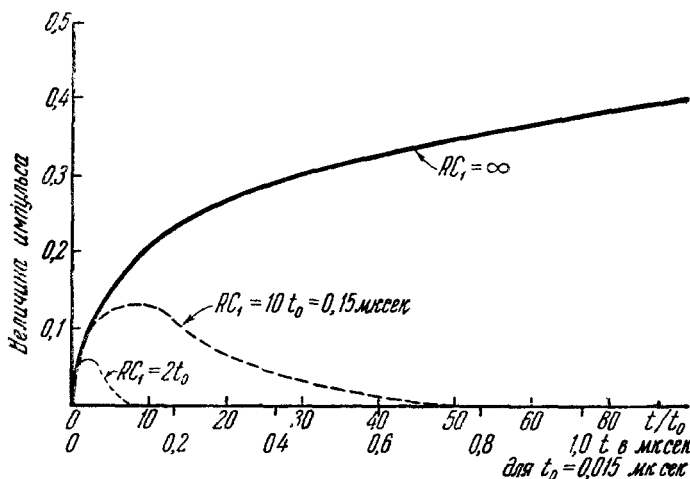


Рис. 7. Сплошная кривая представляет форму импульса от пропорционального счётчика. Пунктирные кривые представляют форму импульса после дифференцирования с помощью  $RC$  или «отсечки».

Вследствие особенностей усилителя наблюдаемые импульсы не будут выглядеть такими, как следует по (16), чаще приходится видеть, что они видоизменяются — обычно при помощи схемы  $RC'$ . Пунктирные кривые на рис. 7 показывают эффект дифференцирования импульса схемой с  $RC' = 10 t_0 \approx 0,15 \text{ мксек}$  и с  $RC' = 2 t_0 = 0,03 \text{ мксек}$ . Результирующие импульсы оказываются уменьшёнными по величине примерно в 10 раз относительно того значения, которое они имели бы в случае очень большой величины  $RC'$ , но зато имеют продолжительность всего лишь несколько десятых микросекунды.

### Время разрешения

Весьма быстрое нарастание импульса при его начале является до некоторой степени обманчивым, поскольку это нарастание не соответствует моменту начальной ионизации, но запаздывает относительно этого момента на интервал, необходимый первичным электронам, чтобы достигнуть нити. В чистом аргоне это запаздывание может

варьировать в пределах микросекунды, в зависимости от того, образовались ли первичные ионы вблизи нити или вблизи цилиндра. С другой стороны, если применяется смесь аргон +  $\text{CO}_2$ , запаздывание может быть снижено примерно до 0,1 мксек, а если ионизирующие частицы каждый раз попадают в одно и то же место счётчика, то может быть достигнута точность в несколько сотых микросекунды. Водород или  $\text{BF}_3$  также должны давать высокую разрешающую способность. В общем случае, чем меньше диаметр счётчика, тем лучше разрешающая способность. В вышеприведённых рассуждениях предполагалось, конечно, что связанная со счётчиком электронная аппаратура обладает сравнимо малым временем срабатывания.

### Детали конструкции и работы

Пропорциональные счётчики могут применяться практически для любых задач. Они могут работать, как это теперь ясно, почти при любой геометрической конфигурации и с любым газом. В силу того, что напряжение на счётчике велико, обычно бывает необходимым принятие некоторых предосторожностей в смысле изоляции нити. Коммерческие изоляторы из кваргласа идеальны как держатели нити. Во время установки их на месте надо избегать кислотного припоя. Можно, однако, употреблять для изоляции любую керамику или пластмассу, причём они могут укрепляться на место с применением резиновых или металлических прокладок или даже воска.

При желании получить малый чувствительный объём целесообразно применять точечный счётчик. Цилиндрические счётчики легче в изготовлении и более универсальны в использовании. На рис. 12 показана типичная конструкция. Часто, особенно при применении высоких напряжений, два изолятора из кваргласа ставят последовательно на каждом конце счётчика: большой изолятор между цилиндром счётчика и более узкой трубкой из кваргласа, затем малый изолятор между этой трубкой и нитью. Трубка из кваргласа заземляется, образуя род охранного кольца. Диаметр нити обычно берётся от 3 до 5 десятых миллиметра. Р. Томпсон и Б. Дайвен<sup>36</sup> сделали плоский пропорциональный счётчик, натянув тонкие параллельные друг другу металлические нити посредине между двумя плоскостями, образованными экранами из тонких нитей и разделёнными расстоянием  $\frac{3}{8}$  дюйма (около 10 мм). Применялись также тороидальные счётчики.

Если есть возможность, лучше всего пользоваться усилителем, работающим с таким усилением, чтобы ламповый шум едва наблюдался. Замечания, сделанные относительно усилителей в главе об ионизационных счётчиках, в равной степени применимы здесь. Напряжение на счётчике поднимается лишь до такой величины, чтобы газовое усиление дало возможность удобно наблюдать импульсы. Это

обеспечивает работу счётчика при самом низком напряжении, которое возможно, а следовательно, — наибольшую возможную стабильность. Нет необходимости оговаривать, что подаваемое напряжение должно быть стабилизировано либо с помощью электронных ламп, либо применением миниатюрных батарей. Если возможно, следует пользоваться смесью аргон-СО<sub>2</sub> или водород-метан. Обе эти смеси требуют более низкого напряжения, чем большинство остальных газов, и обе дают хорошее время разрешения. Для получения стабильности при высоком ( $10^3$  —  $10^4$ ) газовом усилении многоатомная компонента должна быть повышена.

### III. СЧЁТЧИКИ ГЕЙГЕРА

#### Общие соображения

Счётчик Гейгера представляет собой ионизационный счётчик, напряжение на котором настолько велико, что размножение первичных ионов в газе вызывает разряд, распространяющийся вдоль всей длины нити. Разряд гаснет, когда положительные ионы вокруг анода ослабляют поле ниже порога мультипликации. Такой счётчик может давать отсчёт, если один единственный электрон появился в рабочем объёме. Более того, импульс напряжения получается настолько большим, что он может быть записан с малым усилением или без всякого усиления.

Счётчики Гейгера на протяжении многих лет после их изобретения<sup>37</sup> характеризовались ненадёжной работой и невозможностью точно предсказать их поведение. Было предложено много, зачастую противоречивых, теорий работы счётчиков и много «кулинарных» рецептов их изготовления. Однако за последние десять лет успешная техника конструирования и достаточно строгая, в значительной степени адекватная, теория их действия постепенно привели к тому, что ныне уже можно конструировать надёжные счётчики с заранее намеченными характеристиками<sup>38—44</sup>. В настоящей статье даются существенные моменты теории вместе с некоторыми практическими соображениями по поводу конструирования счётчиков.

Устройство счётчиков в основном не изменилось с момента изобретения их Гейгером и Мюллером<sup>37</sup>. Нормально счётчик состоит из аксиальной нити в металлическом цилиндре, заключённом в герметическую оболочку, которая может быть эвакуирована и наполнена подходящим газом, вообще говоря, при пониженном давлении. Характерной особенностью современных счётчиков является употребление многоатомного газа как составной части наполнителя. В этой статье описание ограничивается в первую очередь счётчиками с таким наполнением.

Использование многоатомных газов (или паров) в счётчиках Гейгера впервые было детально рассмотрено Тростом<sup>38—40</sup>. Он исследо-

вал много наполняющих смесей и пришёл к выводу, что смесь аргона (при парциальном давлении 9 см Hg) и паров этилового спирта (при давлении 1 см) является оптимальной. Такая смесь, т. е. 9 частей аргона на 1 часть паров спирта, обычно и применяется, хотя часто употребляются другие пары (вроде амилацетата, метана, четырёххлористого углерода, ацетона) и в отдельных случаях другие одноатомные или двухатомные газы. Подобная смесь даёт значительно лучшие характеристики, нежели наполнение одним одноатомным или двухатомным газом.

Надлежащим образом сконструированный и наполненный такой газовой смесью счётчик ведёт себя как ионизационный счётчик при низких напряжениях и как пропорциональный счётчик при более высоких напряжениях. Характерным для счётчика с многоатомным наполнителем является пропорциональность в более широкой области напряжений, чем в случае наполнения одним одноатомным или двухатомным газом.

При достаточно высоком напряжении достигается гейгеровский порог—импульсы становятся относительно очень большими и все одинаковой величины. Эти большие и однородные импульсы возникают благодаря тому, что разряд распространяется по всей длине счётчика. Их величина не зависит от природы вызвавшего их события. Если напряжение повышается дальше, то величина импульсов продолжает возрастать, и интенсивность счёта при любом источнике медленно увеличивается. Наконец, достигается такое напряжение, при котором счётчик пробивается и наступает непрерывный разряд. В гейгеровской области разряд, связанный с каждым отдельным отсчётом, имеет очень малую продолжительность, так как пространственный заряд вблизи нити ослабляет поле ниже величины, необходимой для газового усиления.

В гейгеровской области импульсы не всегда начинают расти немедленно после ионизирующего события. В счётчиках обычных размеров имеет место средняя задержка около одной десятой микросекунды. После того как импульс начался, он достигает полной величины за малую долю микросекунды. Длина импульса определяется постоянной времени входа усилителя и составляет обычно несколько микросекунд. Вслед за началом импульса счётчик становится «мёртвым» на период времени нормально в несколько сот микросекунд, и ионизирующее событие, случившееся в счётчике в течение этого периода, не будет отмечено. За мёртвым временем следует сравнимый с ним по длительности период восстановления, в течение которого ионизирующее событие будет отмечено, однако, в виде импульса уменьшенной величины.

Счётчики без многоатомного газа в своём поведении отличаются от вышеописанного. Гейгеровское пороговое напряжение у них ниже при тех же давлениях, а возникший вслед за отсчётом разряд имеет тенденцию сохраняться, давая множественные отсчёты или непрерыв-



ный разряд, до тех пор пока каким-нибудь способом напряжение на счётчике не будет сделано ниже пороговой величины. В этой статье мы не будем рассматривать счётчики такого типа. Подробное описание подходящей для их использования аппаратуры имеется в литературе<sup>27, 45</sup>.

Счётчикам с многоатомными газами часто давалось название «быстрых», а без них — «медленных». Названия «самогасящий» и «несамогасящий» кажутся более подходящими, хотя и более длинными. Впрочем, многоатомный газ может повышать подвижность электронов, как было указано в главе о ионизационных счётчиках, и таким образом делать счётчик более быстрым в смысле уменьшения времени запаздывания.

Роль многоатомных молекул, повидимому, является двойкой: поглощать ультрафиолетовые кванты и тем самым устранять катодный фотоэффект и предупреждать вторичную электронную эмиссию с катода под действием положительных ионов.

### Лавина

Первоначальное число вторичных электронов зависит от скорости и природы ионизирующей частицы, длины её пути в счётчике и от давления и природы газа, наполняющего счётчик. Быстрый электрон на пути длиной два сантиметра в счётчике, наполненном аргоном при 10 см давления, образует в среднем около 8 вторичных электронов. Эти электроны ускоряются в направлении центральной нити. На протяжении свободного пробега каждый из них приобретает энергию, которая может быть частично или полностью израсходована при неупругих столкновениях с молекулами газа. Средняя длина свободного пробега равна по порядку величины  $10^{-3}$  см, и в области слабого поля счётчика электроны приобретают лишь небольшую величину энергии за каждый свободный пробег. Здесь могут только возбуждаться самые низкие энергетические состояния газовых (многоатомных) молекул.

Наконец, электрон достигает точки не далее диаметра нити от центральной нити, где поле достаточно высоко, чтобы электроны приобретали энергию, большую чем ионизационный потенциал молекул газа (11,3 eV для этилового спирта и 15,7 eV для аргона). Результирующее газовое усиление таково же, как и рассмотренное в главе о пропорциональных счётчиках. Если повышать напряжение на счётчике, приближаясь к пороговой величине, то размножение в газе имеет место при всё больших и больших средних свободных пробегах, вызывая больше ионов и больше квантов. Гейгеровский порог достигается, когда произведено достаточное число квантов, чтобы сделать близкой к единице вероятность того, что по крайней мере один квант сохранится до точки, где дальнейшее усиление может быть вызвано фотоионизацией.

## Распространение разряда

Разряд распространяется благодаря излучению и поглощению световых квантов, пока ионная оболочка не захватит всей длины нити. Этот процесс детально изучен Элдером и др.<sup>46</sup> Энергия квантов большей частью бывает ограничена величиной, меньшей чем 15,7 eV, т. е. ионизационным потенциалом аргона. Пары спирта удерживают среднюю энергию квантов на уровне, более низком, чем тот, который имелся бы в случае чистого аргона. Многие кванты, излучаемые возбужденными атомами аргона, будут обладать энергиями, превышающими ионизационный потенциал спирта (11,3 eV), так как первый потенциал возбуждения аргона равен 11,6 eV. Эти кванты поглощаются молекулами спирта и могут вызвать появление новых электронов, которые, в свою очередь, могут положить начало образованию новых лавин. Элдер и его сотрудники<sup>46</sup> измерили коэффициент поглощения в парах спирта для квантов, ответственных за распространение разряда в аргонно-спиртовом счётчике, и нашли его равным  $640 \text{ см}^{-1}$  (при 760 мм Hg давления и комнатной температуре). Это означает, что в счётчике, содержащем пары спирта при давлении в 1 см, число квантов уменьшается до  $1/e$  их первоначальной величины на расстоянии в 1,2 мм \*).

В первоначальной лавине кванты испускаются по всем направлениям (в основном из точек, расположенных вблизи поверхности нити). Плотность вновь образованных электронов убывает экспоненциально по всем направлениям. Эти новые электроны вызывают новые лавины (при условии, что они не проходят через поле, ослабленное пространственным зарядом предыдущих лавин), в которых возникают новые кванты. С каждым шагом разряд распространяется вдоль оси счётчика, при максимальном аксиальном расстоянии, на котором ещё происходит образование фотоэлектронов. Можно видеть, как такой ступенчатый процесс приводит к резкому гейгеровскому порогу. Пусть  $\gamma$  есть число освобожденных фотонами электронов (способных дать начало новым лавинам) на один электрон предыдущей лавины. Тогда мы имеем для полного числа электронов, собирающихся на нити:

$$N = n_0 m + n_0 m^2 \gamma + n_0 m^3 \gamma^2 + \dots$$

\*) После того как это было написано, появилась статья Либсона<sup>47</sup> с сообщением о результатах измерений, интерпретируемых автором как доказательство того, что спирт не поглощает квантов, ответственных за распространение разряда. Однако в экспериментальной установке Либсона кванты проходили путь по крайней мере в один сантиметр в нормальной смеси аргона и многоатомного газа, прежде чем автор делал свои абсорбционные измерения. После прохождения такого расстояния число квантов того типа, которому обязано распространение разряда, было бы уменьшено примерно в  $e^{10}$  раз, исходя из коэффициента поглощения по Элдеру. Таким образом, измерения Либсона относятся к другому типу квантов, присутствующих в меньшем числе.

или

$$N = \frac{n_0 m}{1 - m\gamma}.$$

$m$  есть коэффициент мультипликации электронов в лавине. В области пропорциональности  $m\gamma \ll 1$ . Если  $m\gamma$  приближается к единице, то малые изменения этой величины весьма сильно изменяют  $N$ . Физически нетрудно видеть, что для продолжения процесса на протяжении многих ступеней должна существовать вероятность, достаточно близкая к единице, соответствующая тому, что по крайней мере один ос-

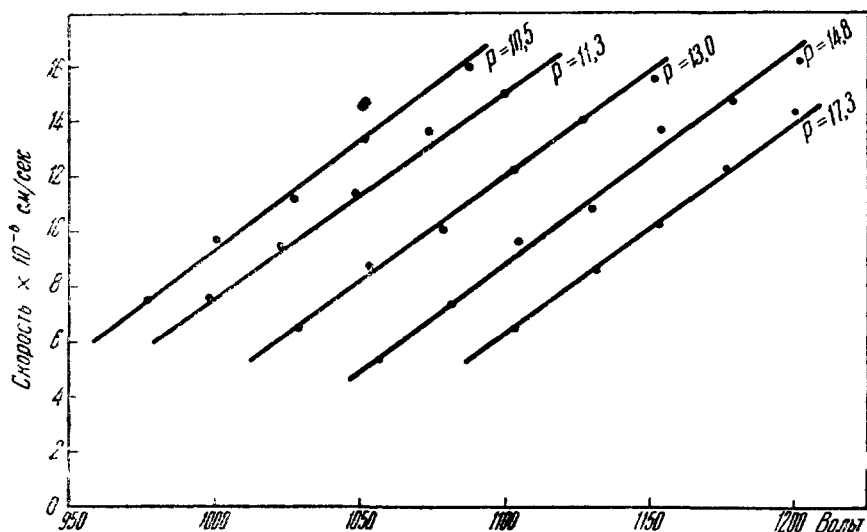


Рис. 8. Скорость распространения разряда в аргонно-спиртовом счётчике как функция давления паров спирта (в мм Hg) и напряжения на счётчике по измерениям Элдера и др.<sup>46</sup>. Полное давление наполнителя поддерживалось постоянным при 80 мм Hg.

вобождающий электроны квант сохранится на пути до точки, где он сможет дать начало новой лавине. Вблизи порога распространение может быть неполным, и в результате появятся сильные флуктуации величины импульса. Ступенчатое распространение ведёт к измеримой скорости распространения, хотя продолжительность каждого шага может быть не более  $10^{-9}$  сек. Эта скорость варьирует от 2 до 20 см/мксек, в зависимости от наполнения счётчика и рабочего напряжения<sup>46, 48—50</sup>. Она возрастает с возрастанием напряжения и убывает с возрастанием давления многоатомного газа. Результаты Элдера<sup>46</sup> приведены на рис. 8.

Большое поглощение ультрафиолетовых квантов многоатомным газом делает чрезвычайно малой вероятность достижения фотоном катода. Это было показано<sup>26</sup> для случая пропорционального счётчика на

основании полного отсутствия катодных эффектов при наличии многоатомных газов. Сильное ультрафиолетовое поглощение ответственно и за результаты Стивера<sup>43</sup> и Уилкенинга и Кэнна<sup>51</sup>, которые показали, что разряд не распространяется через область слабого поля, как например, в случае стеклянной бусинки на нити счётчика. Все кванты поглощаются в соседстве с бусинкой, где поле слишком слабо, чтобы могло возникнуть размножение. Стивенс<sup>52</sup> построил «телескоп», разделив один счётчик на некоторое число секций с помощью стеклянных бусинок на нити. Бусинки ограничивают разряд той секцией, через которую прошла ионизирующая частица, и дают возможность отличить частицы, прошедшие через все секции, по величине импульса.

### Форма импульса

Основной механизм, с помощью которого формируется гейгеровский импульс,— тот же самый, что и в случае пропорционального счётчика. Потенциал нити падает, пока положительные ионы\*), оставленные пространственным зарядом, движутся по направлению к цилиндру. В то же время движение электронов оказывает мало влияния на импульс, поскольку они образуются слишком близко к нити\*\*). Форма импульса совершенно отлична от таковой для области пропорциональности в силу того, что требуется известное время для распространения разряда вдоль длины нити. Гейгеровский импульс может требовать (если счётчик длинный) нескольких десятых микросекунды для достижения 10% своей конечной величины, в то время как пропорциональный счётчик характеризуется несколькими сотыми микросекунды. С другой стороны, гейгеровский импульс достигает любого данного малого потенциала быстрее, чем пропорциональный импульс. Время достижения некоторой частной величины обычно бывает, однако, более существенным, чем время достижения полной величины импульса, поскольку счётчики Гейгера используются с малым усилением импульсов или совсем без него и, таким образом, от них требуются относительно большие импульсы.

Форма импульса может быть правильно рассчитана при условии, что импульс предполагается малым сравнительно с приложенным напряжением  $V_0$ . Это предположение строго выполняется только в случае коротких счётчиков, работающих вблизи порога. Но мы интересуемся в первую очередь начальным нарастанием импульса, и здесь вышеуказанное предположение является удовлетворительным. Более того, действительное время нарастания может быть только длиннее рассчитываемого здесь, так как поле, в котором движутся ионы, может быть только слабее, чем предполагается.

\*) Положительные ионы не производят новой ионизации при своём движении. Ср.<sup>53</sup>

\*\*) См. сноску на стр. 496.

Рис. 9 иллюстрирует положение после того, как разряд частично распространился вдоль счётчика, причём начало его находится на одном из концов (радиальное распределение пространственного заряда сильно преувеличено). Рассмотрим элемент пространственного заряда  $qdx$  на расстоянии  $r$  от оси и  $x < vt$  от конца счётчика.  $q$  есть линейная плотность заряда оболочки положительных ионов, а  $v$  — скорость распространения. При движении от  $r=a$  до  $r=r$   $qdx$  создаёт импульс напряжения

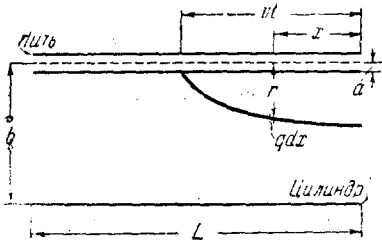


Рис. 9. Схематическое представление положительной ионной оболочки после того, как разряд распространился на расстояние  $x = vt$  от конца счётчика. Элемент разряда ( $qdx$ ) прошёл расстояние  $r - a$  от нити.

$$dV_c = 2qdx \frac{C_c}{LC} \log \frac{r}{a}, \quad (17)$$

где  $C_c$  есть ёмкость счётчика,  $C$  — полная ёмкость счётной системы и  $L$  — длина счётчика. Предполагая как в пропорциональном счётчике, что  $\frac{dr}{dt} = \frac{KE}{P}$ , где  $K/P$  есть подвижность положительных ионов, мы получаем, что

$$\frac{r^2}{a^2} = \frac{1}{t_0} \left(1 - \frac{x}{v}\right) + 1 \quad (18)$$

для  $0 \leq x \leq vt$ ,

причём  $t_0 = a^2 \frac{\log(b/a)}{2V_0(K/P)}$  и равно приблизительно 0,01 микросекунды для счётчика Гейгера обычных размеров. Интегрируя (17) с помощью (18) от  $x = 0$  до  $x = vt$ , получаем  $V_c$  как функцию времени:

$$\frac{V_c}{V_{cf}} = \frac{t_0}{2t_s \log(b/a)} \left\{ \left( \frac{t}{t_0} + 1 \right) \log \left( \frac{t}{t_0} + 1 \right) - \frac{t}{t_0} \right\}. \quad (19)$$

Выражение справедливо для  $t \leq t_s$ , где  $t_s = \frac{L}{v}$  есть время, необходимое заряду, чтобы распространиться на длину счётчика, а  $V_{sf} = \frac{Lq}{C}$  есть окончательная величина импульса (при условии, что  $RC$  настолько велико, что лишь незначительная часть заряда успевает стечь на землю в течение рассматриваемого времени). Уравнение (19) представлено на рис. 10. Скорость нарастания увеличивается к  $t = t_s$ , где достигает максимума. Для  $t > t_s$  можно простым способом рассчитать  $V_c(t)$ . Скорость нарастания быстро падает для  $t > t_s$ , и, как в случае пропорционального счётчика, требуется около  $10^{-3}$  сек. для достижения импульсом полной величины (опять-таки, если не влияет  $RC$ ).

В случае, если разряд начинается в середине счётчика и распространяется по направлению обоих концов, скорость нарастания в любой момент вдвое больше, и  $t_s$  теперь составляет половину преж-

него. Импульс представлен на рис. 10 прерывистой линией. У большинства импульсов быстрое нарастание вначале будет затем сменяться более медленным, когда разряд, начавшийся где-то в промежуточной точке, достигнет одного из концов счётчика.

Форма импульса, описанная здесь, т. е. для длинных счётчиков, содержащих многоатомный газ в качестве составной части наполни-

теля, отлична от формы импульса в так называемых «медленных» счётчиках. Рамзей<sup>41</sup>, измерявший импульсы в аргонно-кислородных счётчиках, нашёл форму вполне подобной импульсу пропорционального счётчика. Разумно предположить, что скорость распространения в «медленных» счётчиках велика, так как ультрафиолетовые кванты могут вырывать фотоэлектроны по всей длине счётчика, особенно из катода. В этом случае скорость распространения почти несущественна для определения формы импульса. У коротких самогасящих счётчиков  $t_s$  мало и форма импульса по существу такая же, как и в случае пропорционального счётчика.

### Мёртвое время

Поле в районе между положительной ионной оболочкой и нитью понижено, пока положительные ионы движутся наружу. Если это поле ниже порога, необходимого для распространения разряда, не будет происходить никакого счёта. Мы можем определить эффективный потенциал<sup>43</sup>  $V_e$ , который равен интегралу (от  $r=a$  до  $r=b$ ) от поля внутри положительной ионной оболочки. Если  $V_e = V_p$ , т. е. равно пороговому потенциалу, будет происходить счёт. Мы можем приблизительно рассчитать мёртвое время, рассматривая всю положительную ионную оболочку находящейся в любой момент на одинаковом расстоянии от нити. В этом случае поле будет таким, как показано на рис. 11. Поле показано уменьшенным внутри ионной обо-

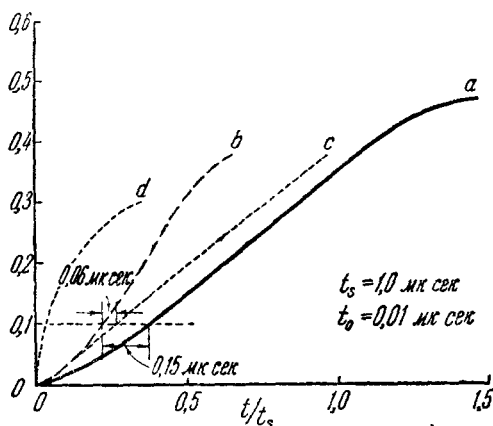


Рис. 10. Формы импульсов в счётчике, требующем одну микросекунду для распространения разряда от одного конца до другого. Кривая *a* изображает импульс, когда разряд распространяется от одного из концов. Кривая *b* изображает импульс для разряда, который распространяется в обе стороны от центра. Кривая *c* показана для разряда, распространяющегося в обе стороны из некоторой промежуточной точки. В таком счётчике импульс, начинающийся в центре, достигает 10% своей конечной величины (при отсутствии «отсечки») на 0,15 мксек. скорее, чем импульс, начинающийся на конце. Кривая *d* есть импульс пропорционального счётчика.

лочки и нормальным вне её. Можно потсчитать, что в любой момент времени эффективный потенциал равен

$$V_e = V_{ab} - 2q \log \frac{b}{r}, \quad (20)$$

где  $V_{ab}$  есть разность потенциалов на счётчике в этот момент, а  $q$  — линейная плотность заряда в ионной оболочке. Практически импульс дифференцируется благодаря схеме  $RC$ , так что  $V_{ab}$  никогда не отклоняется от  $V_0$  более чем на несколько вольт. Полагая  $V_{ab} = V_0$ , можно решить уравнение (20) для  $r = r_c$ , соответствующего  $V_e = V_t$ , т. е. пороговому напряжению:

$$r_c = b \exp \frac{-(V_0 - V_t)}{2q}.$$

Таким образом, даже если центральная нить заземлена, так что её потенциал не может изменяться в течение разряда, поле вблизи нити будет слишком слабым, чтобы мог происходить счёт, до тех пор, пока положительные ионы не переместились наружу до вышеуказанного критического расстояния. Стивенс<sup>43</sup> полагает  $r_c$  равным приблизительно половине радиуса счётчика.

#### Время восстановления

Как только поле восстановилось до пороговой величины, счёт будет происходить, но импульсы будут уменьшенного размера, пока поле не вернётся в своё нормальное состояние. Интервал от конца мёртвого времени до момента, когда будут получаться импульсы полной величины, называется, по Стивенсу, временем восстановления. Мёртвое время и время восстановления — порядка  $2 \cdot 10^{-4}$  сек. каждое.

Как мёртвое время, так и время восстановления можно исключить при помощи обращения потенциала счётчика (как только импульс начал нарастать) и собирания положительных ионов на нити. Это было сделано Симпсоном<sup>54</sup>, в результате чего счётчик мог возвращаться в чувствительное состояние за 20 микросекунд.

#### Подавление вторичных электронов у катода

Если при ударе положительных ионов о катод эмиттируются вторичные электроны, будет возникать дальнейший счёт, и разряд будет продолжаться. Ионы аргона в состоянии освобождать вторичные

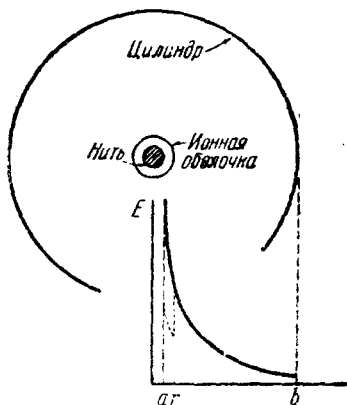


Рис. 11. Электрическое поле в счётчике Гейгера. Сплошная кривая представляет нормальное поле. Пунктирная кривая представляет ослабленное поле, вызванное положительной ионной оболочкой на расстоянии  $r$  от оси.

электроны, но присутствия многоатомных молекул достаточно для того, чтобы воспрепятствовать этому процессу. Механизм, с помощью которого это достигается, описан Корфом и Презентом<sup>44</sup>. В счётчике, содержащем аргон и пары спирта (или аналогичные смеси), ионы аргона не достигают катода, так как они нейтрализуются в результате столкновений с молекулами спирта, и получающиеся ионы спирта образуют положительную ионную оболочку, когда приближаются к катоду. Этот процесс возможен благодаря тому, что ионизационный потенциал этилового спирта равен 11,3 eV, а у аргона — 15,7 eV. Ион аргона испытывает до  $10^5$  столкновений, когда он проходит путь через весь счётчик. В каждом столкновении, в котором участвует молекула спирта, электрон от нейтральной молекулы спирта может быть передан иону аргона с излучением фотона с энергией 4,4 eV, который поглощается молекулой спирта. Передача электронов в обратном направлении энергетически невозможна, так как увеличение энергии ионов аргона между столкновениями — не более чем, приблизительно 0,1 eV. Поскольку вероятность передачи относительно велика и происходит столь большое число столкновений, катода достигают только ионы спирта. Когда ион приближается к катоду менее чем до  $10^{-7}$  см, его поле становится достаточным, чтобы вырвать электрон из стенки, а при расстоянии около  $5 \cdot 10^{-8}$  см от катода вероятность нейтрализации становится близкой к единице. Нейтральная молекула остаётся в возбуждённом состоянии, время существования которого по отношению к диссоциации составляет величину порядка  $10^{-13}$  сек. Это меньше, чем время, необходимое молекуле, чтобы вплотную подойти к стенке и передать свою энергию возбуждения какому-нибудь электрону в металле, и много меньше, чем время существования возбуждённой молекулы по отношению к излучению. Корф и Презент установили, что вероятности различных возможных процессов указывают, что у порога гейгеровской области примерно один отсчёт из десяти должен дать двойной импульс<sup>\*)</sup>). Это число должно возрастать, когда потенциал на счётчике повышается, так как в этом случае собирается больший заряд и большее число ионов достигает катода. Корф и Презент сообщают, что это предположение подтверждается экспериментом. Эти двойные импульсы, а также изменчивость чувствительных областей объёма по концам счётчика приводят к наклону плато счётчика.

#### Время случайного запаздывания

Обычно наблюдается<sup>56, 57</sup>, что два счётчика не разряжаются одновременно, даже если разряды были вызваны одновременно одним и тем же ионизирующим событием. Росси и Нересон<sup>56</sup> и Шервин<sup>57</sup>

<sup>\*)</sup> Каррен и Ре<sup>55</sup> измеряли число ложных импульсов для различных газовых смесей. Они нашли, что смесь аргон плюс пары спирта даёт пренебрежимое число двойных импульсов.



указывают среднюю разницу во времена срабатывания — около 0,2 микросекунды для счётчиков средних размеров (2,5 см в диаметре и 20 см длины) и наполненных стандартными смесями из аргона и паров спирта (Росси) или аргона и амилцетата (Шервин). Это запаздывание имеет два источника: 1) время переноса первичных электронов от точки их образования до нити и 2) изменяющееся и относительно большое время нарастания импульса вследствие конечной скорости распространения разряда. Время переноса измерялось Шервином<sup>57</sup> и Ден-Гертогом, Мюллером и Ферстером<sup>58</sup>. Эти измерения показали, что электронам необходимо около 0,1—0,2 микросекунды, чтобы пересечь счётчик (с многоатомным наполнителем) радиусом 1 см. Ден-Гертог и др. показали, что время переноса изменяется в соответствии с выражением

$$t = r^2 \frac{\ln(b/a)}{2kV},$$

где  $r$  — расстояние от нити, с которого начинает двигаться электрон,  $b$  и  $a$  — радиусы катода и нити,  $V$  — напряжение на счётчике и  $k$  — подвижность электронов (предполагаемая здесь не зависящей от силы поля). Для смеси 90 мм Нг аргона и 10 мм Нг паров спирта эти авторы нашли  $k$  равным  $1,56 \cdot 10^4$  см/сек на вольт/см. Таким образом, в больших счётчиках  $t$  может составлять микросекунду или более. Время переноса будет вызывать относительное запаздывание между двумя счётчиками, если ионизирующая частица пройдёт вблизи цилиндра в одном счётчике и вблизи нити — в другом.

Запаздывания возникают также вследствие предъявляемого к большим импульсам требования — управлять дискриминатором или другим работающим с сеточным смещением устройством в регистрирующей схеме. Это запаздывание изменчиво и зависит от того, в какой точке счётчика начинается импульс, как показывает рис. 10. В общем случае запаздывание\*) уменьшается при повышении напряжения на счётчике и при установке смещения дискриминатора для работы на малой величине импульсов (что требует увеличения напряжения между выходом счётчика и дискриминатором). Понижение уровня сеточного смещения уменьшает как абсолютное время запаздывания, так и разброс во временах запаздывания. Работа с низким смещением требует более тщательной экранировки счётчика и проводов, чем это нормально практикуется.

При изучении космических лучей зачастую применяются счётчики длиной в 50 или 100 см, и желательно знать, как времена запаздывания зависят от длины счётчика. Пока ёмкость счётчика мала по сравнению с общей ёмкостью счётной системы, как это обычно бывает, время запаздывания не зависит от длины счётчика, поскольку

\*) Шервин<sup>57</sup> наблюдал запаздывание, зависящее от напряжения на счётчике, которое предположительно является тем же самым, что и обсуждаемое здесь.

как окончательная величина импульса, так и время распространения пропорциональны длине. Если же ёмкость счётчика будет составлять значительную долю общей ёмкости, время запаздывания будет возрастать с увеличением длины счётчика.

Постоянная времени, определяющая дифференцирование импульса, должна быть велика по сравнению с ожидаемым временем запаздывания.

Если наполнитель счётчика содержит газы, имеющие высокий коэффициент прилипания электронов, образуются отрицательные ионы, которые перемещаются в район сильного поля много раньше, чем электрон отрывается и возбуждает лавину. Это приводит к замедленному счёту<sup>59-61</sup>, вследствие чего таких газов, как кислород или хлор, следует тщательно избегать.

### Эффективность

Эффективность счётчика определяется как та доля ионизирующих частиц, проходящих через чувствительный объём счётчика, которая оказывается сосчитанной. Счётчик может быть неэффективным либо вследствие того, что частица не образует ионов, либо вследствие того, что частица проходит через счётчик в период мёртвого времени от предыдущего отсчёта. Эффективность может быть определена при помощи системы измерений совпадений и антисовпадений<sup>62</sup>, когда известное число космических частиц пересекает счётчик, о котором идёт речь, и число отсчётов регистрируется. В случае счёта космических частиц эффективность аргонно-спиртового счётчика нормально превосходит 99,5%. При повышенных скоростях счёта эффективность падает вследствие большей общей продолжительности мёртвого времени в секунду.

В случае специальных применений эффективность счётчика может быть низкой, если вероятность образования иона в счётчике низка. Если среднее число пар первичных ионов на сантиметр пути при атмосферном давлении равно  $n$ , то среднее число пар ионов, производимых на пути длиной  $d$ , есть  $N = npd$ . Вероятность не образовать ни одного иона равна  $e^{-N}$ , а эффективность составляет  $E = 1 - e^{-N}$ . В обычном аргонном счётчике, в котором  $N$  может равняться 8,  $E$  очень близко к единице. Однако в случае малых счётчиков или наполняющих газов с низкой удельной ионизацией (например, водород)  $N$  может быть, скажем, не больше 2, и следовательно,  $E = 1 - e^{-2} = 0,865$ .

### Время жизни счётчика

Счётчик, наполненный многоатомным газом, имеет конечное время жизни, обычно порядка  $10^9$  или  $10^{10}$  отсчётов. Предположительно это объясняется диссоциацией многоатомных молекул, аналогично тому,

как это было описано выше. Так как каждый отсчёт связан примерно с  $10^{10}$  ионизациями, каждая из которых приводит к диссоциации молекул спирта или других им подобных, то около  $10^{10}$  молекул оказываются «использованными» с каждым отсчётом. Наполнитель содержит порядка  $10^{20}$  таких молекул, и, таким образом, возможно произвести около  $10^{10}$  отсчётов, прежде чем спирт окажется разложенным. Можно предполагать, что более сложные газы дают более продолжительное время жизни в силу того, что продукты разложения сами являются гасящими газами. Фридлянд<sup>63</sup> исследовал при помощи масс-спектрографа относительное содержание различных массовых чисел в неработавшем и работавшем счётчиках, наполненных аргоном и этилацетатом. Он нашёл содержание  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$  и  $\text{CH}_4$  в продуктах разложения после  $10^{10}$  отсчётов, что совпадает с диссоциационной теорией.

### Конструкция счётчиков

Давать рецепты по конструкции счётчиков не является целью настоящей статьи. Однако есть несколько вопросов, рассмотреть которые может быть полезно для конструирования счётчиков. Для обычных целей смесь 9 или 10 см Hg аргона и 1 см Hg этилового спирта является достаточно хорошим наполнителем. Другие многоатомные

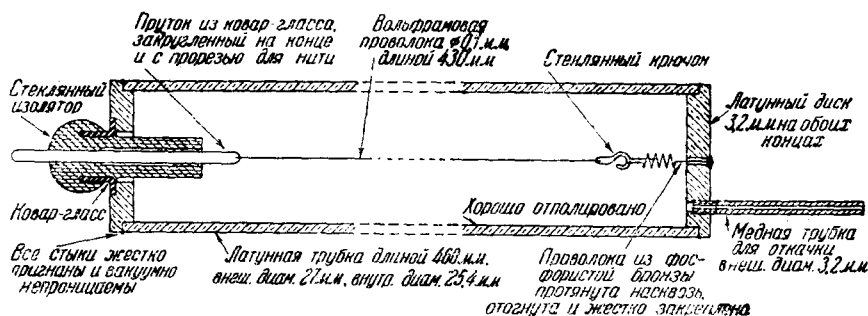


Рис. 12. Типичный счётчик для космических лучей.

газы, как амилацетат, метан, четырёххлористый углерод, ацетон, ксилол или этилацетат могут заменять этиловый спирт. В случае метана требуется несколько повышенная концентрация паров; удовлетворительной является концентрация 25%. Поскольку в наполнителе участвует многоатомный пар, нет необходимости каким-нибудь специальным образом обрабатывать катод. Целесообразно, однако, делать поверхность катода с максимально высокой работой выхода. Это понижает чувствительность к свету, если оболочка прозрачна, и, вероятно, уменьшает число двойных импульсов. Блестящие медные катоды могут быть приготовлены очисткой азотной кислотой и на-

греванием в присутствии водорода. Оксидированные поверхности<sup>45</sup> могут быть получены очисткой азотной кислотой и нагреванием в присутствии  $\text{NO}_2$ . Латунные катоды могут быть обрабатываемы тем же способом. Во всех случаях хорошо перед сборкой полировать как нить, так и цилиндр. В целом счётчик должен быть так сконструирован, чтобы состав наполнителя не изменялся со временем. На этом основании детали должны быть обезгажены, а использование других материалов, кроме стекла и металла, исключено.

Существует большое число статей<sup>40, 45, 64—66</sup> на тему об изготовлении счётчиков для различных целей\*). За подробностями мы отсылаем читателя к ним. Рис. 12 показывает счётчик для космических лучей, применяемый в лаборатории Корнельского университета.

#### IV. ЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ

##### Общие соображения

Электронный умножитель представляет собой прибор, в котором один или более электронов, вырванные из поверхности металла фотоном или частицей, умножаются до легко измеримого числа благодаря эмиссии вторичных электронов из ряда последовательных поверхностей.

Электронные умножители обладают двумя преимуществами перед другими счётчиками: они работают в вакууме и они — быстрые. Работа в вакууме существенна главным образом в случае частиц низкой энергии, но высокая скорость полезна почти при любой работе по счёту. Импульсы от электронного умножителя нарастают за  $10^{-9}$  сек. или меньше, и предел практически определяется усилителем, если таковой применяется с умножителем.

Слепян предложил умножитель в качестве усилителя в 1919 г., но только в 1936 г. Зворыкин, Мортон и Молтер<sup>70</sup> впервые дали детальное описание прибора. Применение умножителей в качестве счётчиков частиц обязано главным образом Баю<sup>71—73</sup>, Аллену<sup>74—76</sup> и Колтмену и Маршаллу<sup>77 \*\*</sup>).

\*) По вопросу о свойствах счётчиков в несобычном геометрическом оформлении см.<sup>67</sup>. Плоскопараллельное расположение электродов счётчика, дающее значительно более короткое время запаздывания и время нарастания импульса, рассмотрено в<sup>68</sup>.

\*\*) Авторы, повидимому сознательно, искажают историю изобретения и разработки электронных умножителей, совершенно игнорируя ведущую роль советских учёных.

В действительности электронный умножитель был изобретён в 1930 г. советским исследователем Л. А. Кубецким (авторское свидетельство № 24040).

В июне 1934 г. в Институте телевидения, в лаборатории Л. А. Кубецкого был создан первый электронный умножитель с коэффициентом усиления более 1000.

В сентябре 1934 г. в том же институте демонстрировались в действии первые созданные в СССР электронные умножители — «трубки Кубецкого».

Бай и Аллен применяли умножитель для счёта частиц непосредственно, т. е. первичная частица вырывала вторичные электроны из поверхности, и последние умножались и регистрировались, тогда как Колтмен и Маршалл пользовались фотоумножителем для обнаружения фотонов, эмиттируемых при столкновении первичных частиц с подходящим фосфором.

Во всяком умножителе полное умножение равно  $m^n$ , где  $m$  — умножение на одну ступень, а  $n$  — число ступеней. Полное умножение может быть реализовано только в случае, если каждый электрон, покидающий данный электрод, достигает следующего электрода. Это требует применения магнитной<sup>70</sup> или электростатической<sup>78</sup> фокусировки. Последняя применялась Баем и Алленом. Употреблялись умножители с числом ступеней от 9 до 12, с умножением от 2,5 до 5 или 6 на ступень и полным умножением от  $10^4$  до  $10^8$ . Каждый электрон при своём попадании на анод вызывает импульс тока в выходной цепи анода. Этот импульс имеет конечную ширину, и так как не все электроны достигают анода в одно и то же время, полный импульс несколько расширен. Для коммерческого фотоумножителя RCA 931 полная ширина между точками, соответствующими половинной амплитуде оконечного импульса, по оценке Сарда<sup>79</sup>, равна примерно  $6 \cdot 10^{-10}$  сек. Это определяет крайний предел времени разрешения такого детектора.

### Темновой ток

При использовании электронных умножителей для непосредственного обнаружения частиц основным ограничением является «темновой ток». Это — ток, возникающий прежде всего вследствие термоионной эмиссии при комнатной температуре. Величина тока может быть рассчитана из уравнения Ричардсона

$$I = A T e^{-\frac{e\phi}{kT}}.$$

Среди присутствовавших на демонстрации был американский учёный — доктор В. К. Зворыкин (см. журнал «Радиофронт», № 7, апрель 1935 г., стр. 11, 18 и 21), которым лишь в марте 1936 г. были опубликованы первые работы фирмы RCA по созданию многоэлементных электронных умножителей (см. Proc. J. R. E. 24, 3, 351 (1936)).

Таким образом, приоритет СССР в области изобретения и осуществления многоэлементных электронных умножителей является очевидным.

Точно так же работы советских учёных сыграли видную роль в усовершенствовании умножителей и разработке методов их применения.

Современные электронные умножители с сурьмяно-цезиевым фотокатодом, созданные в СССР, по ряду важных качественных показателей (чувствительность фотокатода, малый темновой ток) превосходят лучшие американские умножители типа 1P-21 (см. статьи С. М. Файнштейн, ЖТФ 18, 1, 39 (1948), Н. О. Чечик, Заводская лаборатория, 13, 12, 1440 (1947). Там же см. ссылки на работы советских авторов). Работы Л. А. Кубецкого в области электронных умножителей отмечены Сталинской премией за 1947 г. (Прим. ред.).

В трубке 931 работа выхода  $\varphi$  составляет около  $0,75 \text{ eV}$  для  $\text{Ag} - \text{CsO}_2 - \text{Cs}$  фотокатода, а  $A$  равно приблизительно  $9,8 \cdot 10^{-2} \text{ a/cm}^2$ . При  $300^\circ \text{ K}$  темновой ток составляет, таким образом, примерно  $10^{10}$  электронов в секунду со светочувствительной поверхности. (Эта цифра подвержена очень большим вариациям от трубки к трубке.) Флуктуации этого тока значительно больше, чем эффект, производимый одной частицей, падающей на поверхность, так что обнаружение отдельной частицы оказывается невозможным. Однако, если трубка охлаждается до температуры жидкого воздуха, темновой ток падает до немногих электронов в минуту. Это — вполне удовлетворительный уровень фона, но применение жидкого воздуха является неудобным.

Для понижения фона более предпочтительным, чем охлаждение фотоумножителя, является постройка трубок с первой поверхностью, обладающей повышенной работой выхода. Этот метод применяли Бай и Аллен. Поверхность должна быть сделана такой, чтобы её характеристики не изменялись при соприкосновении с воздухом. Вообще говоря, это означает, что поверхность должна быть оксидирована. Аллен с успехом пользовался бериллиевыми и бериллиево-медными поверхностями. Бай сообщает о хороших характеристиках оксидированного магния, оксидированной латуни и оксидированного серебряно-магниевого сплава. Такие поверхности дают умножение от 4 до 6 на ступень и могут быть выставлены на воздух без серьёзного ухудшения их качества.

### Распределение амплитуд импульсов

Число вторичных электронов на одну падающую первичную частицу мало и поэтому подвержено большим флуктуациям. Аналогично этому электронное умножение на последующих ступенях также подвержено флуктуациям<sup>80</sup>. Более того, даже если бы отсутствовали флуктуации отношения числа вторичных электронов к числу первичных, импульсы всё равно изменялись бы по величине вследствие зависимости эффективности фокусировки от положения на электроде той точки, в которой имело место умножение. Соответственно кривая «интенсивность счёта — смещение» всегда показывает значительное изменение величины импульса, как, например, на рис. 13, взятом у Аллена<sup>75</sup>. В случае частиц, дающих большое число вторичных электронов на первой поверхности, таких, как  $\alpha$ -частицы, кривая «интенсивность счёта — смещение» показана на рис. 13 пунктирной кривой  $B$ . Она служит гарантией, что все импульсы могут быть сосчитаны, если установить смещение на некоторую малую величину, но такую, чтобы шум был исключён. Напротив, в случае частиц, дающих малое число вторичных электронов, отсутствует сколько-нибудь заметная плоская часть кривой интегрального распределения импульсов, и поэтому трудно гарантировать,

что все импульсы будут сосчитаны. Рентгеновы лучи, в частности, трудно считать, если какая-то доля импульсов возникает за счёт попадания рентгеновых лучей на второй электрод.

### Напряжение на ступень

Аллен<sup>75</sup> показал, что интенсивность счёта от данного источника (рентгеновы лучи) возрастает, пока напряжение на ступень поднимается до 320 в, после чего интенсивность счёта остаётся постоянной.

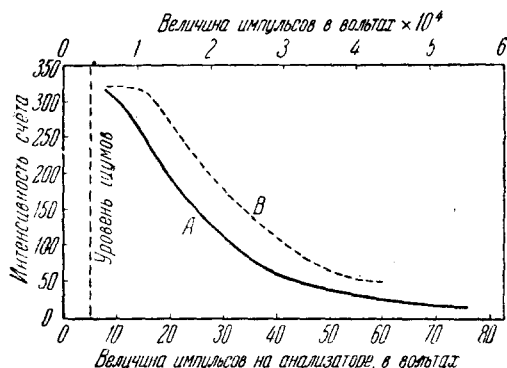


Рис. 13. Распределение величин импульсов от электронного умножителя. Кривая А, по Аллену (см.<sup>75</sup>), представляет число импульсов, больших заданной величины, для случая счёта рентгеновых лучей. Кривая В показывает тип кривых распределения, получаемых для  $\alpha$ -частиц. В этом случае все импульсы больше некоторой минимальной величины.

возрастает (в случае Аллена выше 350 в). Повидимому, это происходит вследствие холодной эмиссии у краёв электродов.

### Эффективность

Эффективность электронного умножителя для счёта частиц или фотонов зависит от среднего числа вторичных электронов, выбиваемых с первой поверхности одной падающей на неё частицей (или фотоном). Бай<sup>73</sup> измерял эффективность для  $\alpha$ -частиц и нашёл её равной 100%. Среднее число вторичных электронов на одну падающую  $\alpha$ -частицу оказалось в его измерениях равным 10.

Аллен<sup>81</sup> измерял отношение числа вторичных электронов к числу первичных протонов для большого числа мишеней и нашёл его равным примерно 7,5 для протонов с энергиями от 50 KeV до 200 KeV. Такие протоны должны сосчитываться с эффективностью 100%. По

повидимому, возрастание происходит вследствие увеличения среднего отношения числа вторичных электронов к числу первичных на всех ступенях при повышении напряжения. Как известно, это отношение в случае бериллия имеет максимум для электронов с энергией 400 eV. Одна из интегральных кривых распределения на рис. 13 имеет в своей верхней части плоскую область, где не происходит дальнейшего увеличения интенсивности счёта при возрастании напряжения.

Как Аллен, так и Бай указывают на увеличение уровня фона, когда напряжение на ступень слишком

всей вероятности, все тяжёлые частицы или ионы с энергиями в этом интервале будут считаться со стопроцентной эффективностью.

В случае  $\beta$ -частиц среднее число вторичных электронов на одну падающую частицу мало<sup>82</sup> и понижается с возрастанием первичной энергии. Результатом является низкая эффективность счёта  $\beta$ -частиц, хотя количественных данных здесь не имеется. Аллен<sup>83</sup> провёл обширные измерения эффективности счёта электронов низкой энергии. Для бериллиево-медных электродов с умножением 4 на ступень он нашёл 100%-ную эффективность для электронов с энергией около 400 eV и только 50%-ную для частиц с энергией 6000 eV.

Эффективность для рентгеновых и  $\gamma$ -лучей мала и, в общем, ниже, чем эффективность счётчиков Гейгера при той же самой радиации. Это происходит, в частности, из-за того, что многие из вторичных электронов, вырывааемых из поверхности, обладают слишком большими энергиями для того, чтобы быть сфокусированными на вторичный электрод слабым фокусирующим полем. Этот эффект частично ответственен также за низкую эффективность в случае  $\beta$ -частиц. Аллен изучал эффективность для рентгеновых лучей в области 0,5—1,0 Å, пользуясь танталовой поверхностью. Он получил 0,7 отсчёта на  $10^3$  падающих фотонов при 0,5 Å и 1,8 отсчёта при 1,0 Å. Эйзенштейн и Гиндрих<sup>84</sup> проводили прямое сравнение счётчика Гейгера с умножителем для счёта рентгеновых лучей в области от 0,63 до 1,54 Å. По их сообщению, счётчик Гейгера от 5 до 10 раз эффективнее, чем умножитель.

#### Комбинация фотоумножителя с фосфором

Для частиц или квантов высокой энергии электронный умножитель обладает многими недостатками, в том числе низкой эффективностью, отмеченной выше. Однако для энергичных частиц представляется многообещающим метод Колтмена и Маршалла<sup>77</sup>, при котором фотоумножитель используется в сочетании с флуоресцирующим материалом (фосфором). Частицы, которые должны считаться, поглощаются в фосфоре и дают начало большому числу фотонов, регистрируемых фотоумножителем. Отдельные ионизирующие частицы могут быть обнаружены даже в присутствии большого темнового тока, если число фотоэлектронов, освобождаемых в течение времени реакции фосфора, больше чем число электронов темнового тока за тот же период. Колтмен и Маршалл получали импульсы, в 50 раз превышающие фоновый шум для  $\alpha$ -частиц с энергией 5 MeV, и импульсы, в 10 раз превышающие шум — для  $\beta$ -частиц с энергией 1,7 MeV. В этих опытах использовалось сферическое зеркало для фокусировки фотонов на фотоумножитель. Верхний предел интенсивности счёта определяется временем распада<sup>85</sup> фосфора, которое может быть сделано порядка 0,1 микросекунды.

Работу выхода фотоповерхности можно повысить примерно вдвое (от 0,75 eV до  $\sim 1,5$  eV) без изменения чувствительности трубки



для целей счёта, так как можно применять голубые флуоресцирующие материалы. Это понизило бы темновой ток до пренебрежимо малой величины и сделало бы возможным обнаружение частиц пониженной энергии.

М. Дейтч недавно сообщил<sup>86</sup> об успешном применении этого метода к счёту  $\gamma$ -лучей. Он пользовался нафталином в сочетании с фотоумножителем, охлаждённым до температуры жидкого воздуха, и получил эффективность около 60% по отношению к счёту  $\gamma$ -лучей с энергией порядка 1 MeV.

## V. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СЧЁТЧИКИ

### Общие соображения

Кристаллический счётчик представляет собой кристалл, импульс в котором осуществляется движением электронов в электрическом поле после того, как прохождение ионизирующей частицы вызовет возрастание их энергии до полосы проводимости. Об успешной работе кристаллического хлоросеребряного счётчика впервые сообщается в диссертации Ван-Хердена<sup>23</sup> (1945 г.). С тех пор появилось лишь небольшое количество статей<sup>86-90</sup>, хотя работа велась во многих лабораториях. Кристаллы обладают достоинствами быстрого нарастания импульсов, отсутствия запаздывания в формировании импульса, отсутствия мёртвого времени и высокой эффективности при счёте квантов с большой энергией. Они дают также возможность измерять потерю энергии частицей при прохождении её сквозь кристалл.

Когда ионизирующая частица проходит через кристалл, электроны, освобождённые ионизацией, приобретают энергию и переходят в полосу проводимости, где они могут свободно двигаться в электрическом поле (подвижность электронов в AgCl составляет несколько тысяч см/сек на вольт/см при температуре жидкого воздуха), пока не будут захвачены электронной ловушкой. Обычно ловушки — это неоднородности или загрязнения в кристалле. Электроны, движущиеся в кристалле, индуцируют импульс тока на электродах схемы. Явление, таким образом, совершенно подобно фотопроводимости. Эта аналогия позволяет предположить, что существуют, вероятно, и другие кристаллы, подходящие для счётчиков. До настоящего времени только хлористое серебро<sup>23</sup>, алмаз<sup>86-87, 90</sup> и бромистый таллий — иодистый таллий<sup>89</sup> описаны в качестве кристаллов, являющихся удовлетворительными счётчиками. Проводимость, индуцированная частицами, отмечена в различных кадмиевых кристаллах<sup>91</sup>. В случае других подобных кристаллов, таких, как сернистый цинк, до сих пор оказывавшихся неудовлетворительными, вероятно, играют роль вопросы чистоты и совершенства кристалла \*). Вулдридж, Эгерн и Бертон<sup>86</sup> сообщают,

\*) Об удовлетворительной работе сернистого цинка в качестве кристаллического счётчика сообщается в<sup>92</sup>.

что большинство алмазов оказывается пригодным для счёта  $\alpha$ -частиц. Другие исследователи<sup>88, 90</sup> отмечают, что только один алмаз из примерно пятидесяти может считать  $\gamma$ -лучи. Мы испытали недавно несколько дюжин больших (от одного до двух карат) алмазов, предоставленных Diamond Development Company of America. Среди испытанных алмазов встречались все классы драгоценных камней, так же как и жёлтые камни различных классов. Мы нашли 30 пригодных алмазов из общего числа примерно 200 проверенных. В некоторых партиях до двух третей камней оказывались пригодными, тогда как в других партиях не оказывалось ни одного. Не было никакой корреляции с достоинством камней. Некоторые из самых низкопробных жёлтых камней (15 долларов за карат) считали так же хорошо, как самые лучшие драгоценные камни. Между отдельными хорошими алмазами наблюдались значительные вариации в величине импульса.

Требование к счётчику заключается в том, чтобы он был хорошим изолятором в отсутствии ионизирующей радиации. Алмаз удовлетворяет этому требованию при комнатной температуре, но хлористое серебро обнаруживает полную проводимость, если оно не охлаждено до температуры жидкого воздуха. Кроме того, подвижность электронов возрастает при понижении температуры, так что импульсы становятся резче.

Фотопроводящие кристаллы\*) нормально имеют ток насыщения для данной интенсивности света при полях в несколько тысяч вольт на сантиметр. Такая характеристика получается, когда электроны проходят весь путь через кристалл, не будучи захваченными. То же явление происходит и в кристаллических счётчиках: импульсы достигают максимальной величины при данной средней ионизации на один импульс, когда электроны проходят весь путь через кристалл. Для AgCl поле насыщения оказывается порядка 2500 в/см.

Хлористое серебро является доступным кристаллом, так как имеется в коммерческой продаже. Оно бывает в виде отдельных кристаллов или в виде прокатных листов. Последние не представляют собой отдельных кристаллов, и хотя и работают в качестве детекторов, применение их для количественных измерений потери энергии, повидимому, нежелательно. Счётные свойства AgCl заметно зависят от способов приготовления кристаллов и обращения с ними. Для получения хороших импульсов кристалл в первую очередь должен быть тщательно прокалён. Медленно доводя кристалл до температуры около 400° С (в течение периода нескольких часов) и затем очень медленно охлаждая его (в течение периода несколько дней), повидимому, удаётся получить удовлетворительные результаты. Зави-

---

\*) Для детального знакомства со свойствами этих кристаллов см. N. F. Mott and P. W. Gurney, *Electronic processes in ionic crystals*. (Oxford University Press, London, 1940.)

симость пробега электронов от техники прокаливания ясно продемонстрирована Дж. Д. Гейнесом \*) из Bell Telephone Laboratory, который показал, что при тщательном прокаливании электроны можно заставить проходить расстояние, превышающее сантиметр. После прокаливании кристалл должен быть снабжён электродами. Это может быть сделано при помощи обмазывания поверхностей тонким слоем аквадага или серебрением. Серебрение можно производить путём погружения поверхности на несколько минут в фотографический проявитель \*\*). Удовлетворительным является раствор гидрохинона и углекислого натрия в нормальной пропорции.

Существенно, чтобы хлористое серебро было тщательно очищено (например, с помощью разбавленного раствора гипосульфита, дистиллированной воды и этилового спирта), а дальнейшее обращение с ним должно происходить только с помощью резиновых перчаток или щипцов. Прикосновение без перчаток влечёт появление поверхностных утечек с последующим беспорядочным фоном и импульсами из кристалла\*\*\*). В целях предотвращения нежелательных химических реакций металлическое основание не должно находиться в контакте с  $\text{AgCl}$ .

$\text{AgCl}$  нельзя подвергать действию света или ионизирующей радиации при комнатной температуре, так как это вредит его свойствам как кристаллического счётчика. Электроны, освобождаемые этими агентами, диффундируют через кристалл, пока не оказываются захваченными, как можно предположить, нейтральными атомами серебра, располагающимися в трещинах кристаллической решётки. Отрицательно заряженные серебряные ионы притягивают затем положительные ионы серебра и, таким образом, строят зёрна серебра, аналогично тому процессу, при котором строится латентное фотографическое изображение. Серебряные зёрна являются эффективными захватывающими центрами, которые препятствуют образованию больших импульсов, требуемых от счётчика. Если действие света было не очень интенсивным, то прокаливание восстанавливает качество кристалла.

Если счётчик работает при температуре жидкого воздуха, ионные условия отсутствуют, так что захватывающие центры серебра не образуются. Однако положительные «дырки», оставленные электронами, не перемещаются, и в кристалле образуется «пространственный заряд», который понижает величину импульса. Этот пространственный заряд делает необходимым периодическое прокаливание кристалла.

---

\*) Частное сообщение. См. также <sup>93</sup>.

\*\*) На этот способ впервые обратил наше внимание Гейнес.

\*\*\*) Мы обязаны проф. Стриту из Гарвардского университета большинством приведённых здесь практических деталей. Относительно некоторых свойств  $\text{AgCl}$ , применяемого в качестве счётчика, см. также <sup>94</sup>.

## Величина импульса

Чтобы понять способ, при помощи которого кристаллический счётчик может быть использован, поучительно рассмотреть факторы, определяющие величину импульса<sup>23</sup>. Предположим, что на рис. 14  $N_0$  электронов перешло в полосу проводимости, и все они находятся на расстоянии  $x$  от анода. Каждый из этих электронов в своём движе-

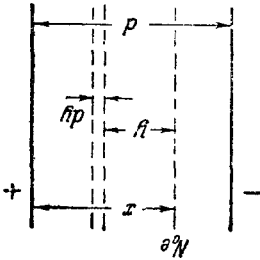


Рис. 14. Кристаллический счётчик толщины  $d$ , в котором  $N_0$  электронов перешло в полосу проводимости, на расстоянии  $x$  от анода.  $N = N_0 e^{-y/\lambda}$  электронов проходят расстояние  $y$  или большее и, проходя путь  $dy$ , они индуцируют заряд  $dQ = Ne = \frac{dy}{d}$  на аноде.

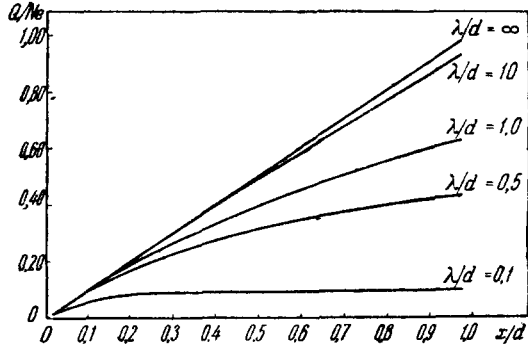


Рис. 15. Величина импульсов в кристаллическом счётчике как функция расстояния от анода  $x$ , на котором  $N_0$  электронов переходят в полосу проводимости, для различных расстояний  $\lambda$ , проходимых электронами в кристалле.  $d$  — толщина кристалла. Величина импульсов представлена в виде отношения полного индуцированного заряда к полному заряду движущихся электронов.

нии по направлению к аноду имеет определённую вероятность (на единицу пути) быть захваченным, причём эта вероятность не зависит от пройденного пути. Это приводит к экспоненциальному распределению пробегов электронов, так что после прохождения электронами

расстояния  $y$  остаётся  $N = N_0 e^{-y/\lambda}$  электронов, причём  $\lambda$  есть средний пробег. Эти  $N$  электронов, двигаясь от  $y$  до  $y + dy$ , будут индуцировать на аноде заряд  $dQ = \frac{Ne}{d} dy$ , где  $d$  — толщина кристалла. Полный импульс заряда, создаваемый движением всех электронов, будет

$$Q = \int_0^x \frac{Ne}{d} dy,$$

что равно

$$Q = N_0 e \frac{\lambda}{d} \left( 1 - e^{-\frac{d}{\lambda} \cdot \frac{x}{d}} \right).$$

На рис. 15 нанесено  $Q/Ne$  в функции  $x/d$ . Из рисунка видно, что если средний пробег электронов велик по сравнению с толщиной кристалла, величина импульса прямо пропорциональна расстоянию от анода, на котором образовались электроны. При этом предполагается,

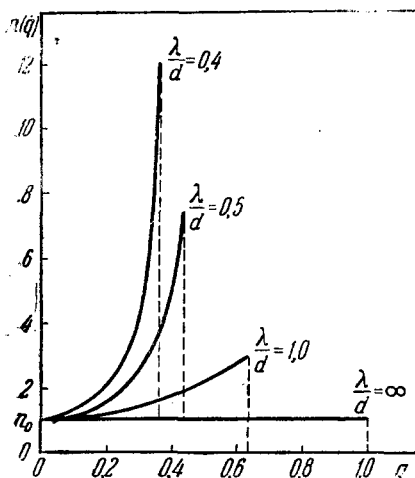


Рис. 16. Дифференциальная кривая распределения величин импульсов для случая, когда зарегистрировано  $n_0$  импульсов. Каждый импульс вызван  $N_0$  электронами, перешедшими в полосу проводимости в некоторой точке кристалла; точки для различных импульсов распределены случайным образом по объему кристалла.  $\lambda$  есть среднее расстояние, проходимое  $N_0$  электронами.  $q$  есть  $Q/Ne$ , а  $n(q)$  — число импульсов, величина которых лежит между  $q$  и  $q + dq$ .

сов, величина которых заключена между  $q$  и  $q + dq$ , где  $q = Q/Ne$ . Этот расчёт даёт:

$$n(q) = \frac{n_0}{1 - \frac{qd}{\lambda}},$$

где  $n_0$  — полное число сосчитанных импульсов. В этом распределении  $q$  может варьировать от нуля, когда  $N_0$  электронов образуется у анода, до  $q_{\max} = \frac{\lambda}{d} \left(1 - e^{-\frac{d}{\lambda}}\right)$ , когда электроны образуются у катода. Функция  $n(q)$  приведена на рис. 16. Таким образом, по ме-

что положительные дырки не перемещаются. Повидимому, это соответствует случаю как хлористого серебра, так и алмаза. Оба эти кристалла образуют пространственный заряд в течение некоторого времени после того, как произошёл отсчёт. Если это имеет место, высокое напряжение может быть снято, и импульсы будут продолжаться, пока присутствует ионизирующее излучение, но знак импульсов будет противоположным. В другом случае, показанном на рис. 15, когда  $\lambda/d \ll 1$ , большинство импульсов — примерно одинаковой величины, не зависящей от  $x/d$ , но все они малы.

Это обстоятельство можно более ясно продемонстрировать при помощи расчёта кривой распределения величины импульсов для случая, при котором монохроматические  $\gamma$ -лучи однородно поглощаются во всей толще кристалла. В простом случае, когда все вторичные электроны обладают одной и той же энергией и когда их пробег мал по сравнению с размерами кристалла, мы можем рассчитать число импуль-

ре, того как  $\lambda/d$  становится всё меньше и меньше, импульсы становятся всё более одинаковыми по величине, но всё более мелкими. Сказанное можно продемонстрировать ещё яснее, если изобразить интегральное распределение, т. е. долю импульсов, которые больше некоторой определённой величины. Это дано на рис. 17. Более

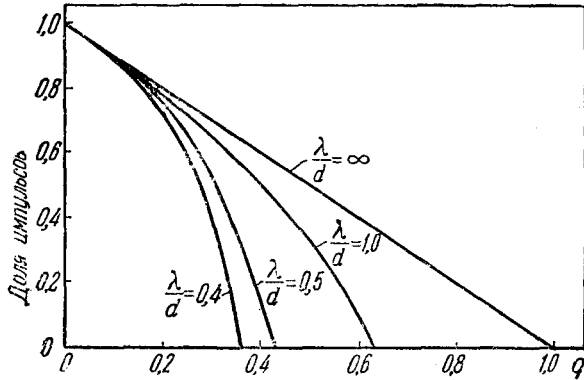


Рис. 17. Интегральная кривая распределения величин импульсов для тех же условий, что и на рис. 16. Доля импульсов, больших чем данное  $q$ , представлена как функция  $q$ .

поучительная кривая нанесена на рис. 18, где доля импульсов дана в функции  $q_{\max}$ . При  $\lambda/d = 0,2$  76% импульсов оказываются больше чем 0,9 максимальной величины.

Кристаллами также можно пользоваться, когда ионизирующая частица проходит весь свой путь через кристалл параллельно полю. В этом случае величина импульса, как это можно рассчитать, будет:

$$Q = N_0 e \frac{\lambda}{d} \left[ 1 - \frac{\lambda}{d} \left( 1 - e^{-\frac{d}{\lambda}} \right) \right].$$

$Q$  в функции  $\lambda/d$  показано на рис. 19. Величина импульсов будет пропорциональна числу электронов, образованных в кристалле, и независима от  $\lambda/d$  при  $\lambda/d \gg 1$ . Для таких количественных измерений, вероятно, необходимо иметь монокристаллы. Чтобы добиться этого, большому выращенному кристаллу должна быть придана нужная форма с помощью методов, которые не вызывали бы нежелательных напряжений в кристалле. Механическая обработка кристаллов на токарном станке является неудовлетворительной. Поликристаллическая структура может быть обнаружена с помощью травления разведённым гипосульфитом, что даёт возможность заметить границы между кристаллами.

Мы видели при рассмотрении формы импульса от ионизационных счётчиков, что, пользуясь дифференцированием импульса, возникающего вследствие движения электронов, можно получить импульс,

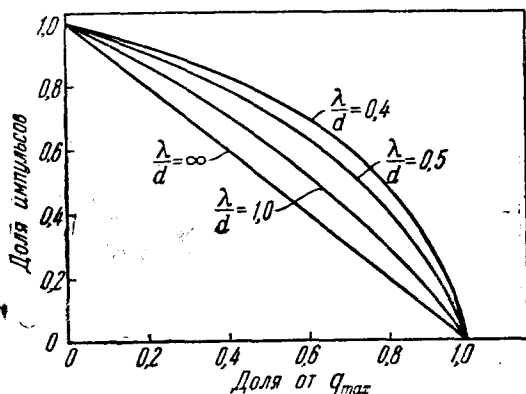


Рис. 18. Интегральная кривая распределения величины импульсов, на которой доля импульсов, больших чем определённая доля от  $q_{\max}$ , представлена в функции  $q_{\max}$ .

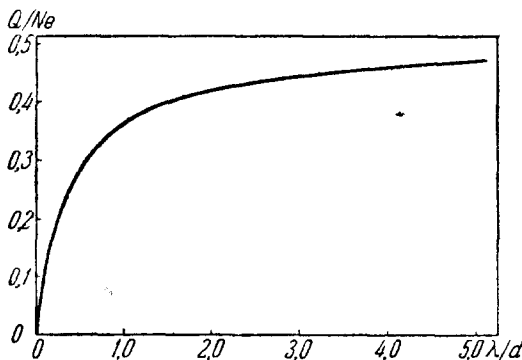


Рис. 19. Величина импульсов от кристаллического счётчика как функция  $\lambda/d$  для случая, при котором ионизирующая частица проходит весь путь через кристалл от одного электрода до другого, переводя электроны в полосу проводимости с равномерной плотностью вдоль всего следа.

с энергией, соответствующей минимуму поглощения (около 5 MeV), равняется примерно  $0,2 \text{ см}^{-1}$ . Таким образом, в кристалле толщиной 1 см поглощается до 18%  $\gamma$ -лучей. При энергиях выше или ниже

величина которого пропорциональна числу ионов  $N_0$ . Если для дифференцирования применена укороченная линия задержки, мы можем видеть (из уравнений (4) и (10)), что величина импульса даётся выражением

$$Q' = 2N_0 \frac{vt_d}{d},$$

где  $t_d$  — время затухания линии, а  $v$  — скорость дрейфа электронов. При применении таким же способом кристаллического счётчика  $\lambda/d$  должно быть сделано во всех случаях насколько возможно большим, а время дифференцирования  $2t_d$  выбрано так, чтобы быть малым сравнительно с  $\lambda/v$  или  $d/v$ . Для  $\lambda/d \sim 1$  и  $v \sim 10^7 \text{ см/сек}$  следует применять линию задержки с  $t_d \sim 10^{-8} \text{ сек}$ . При таком методе величина импульса менее зависима от специфических свойств кристалла. Метод должен найти применение особенно тогда, когда велики потери энергии в кристалле.

### Эффективность счёта $\gamma$ -лучей

Коэффициент поглощения AgCl для  $\gamma$ -лучей

этой величины эффективность будет больше вследствие возрастания сечения образования пар при высоких энергиях и возрастания сечения Комpton-эффекта и фотоэлектрического эффекта при низких энергиях. С помощью использования группы кристаллов должно быть возможным достижение эффективности, приближающейся к единице.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. Sherr and R. Peterson, *Rev. Sci. Inst.* **18**, 567 (1947).
2. H. Alfven, *Nature* **136**, 70 (1935); **136**, 394 (1935).
3. W. B. Lewis, *Electrical counting* (The Macmillan Co, N. Y. 1943); русский перевод: В. Льюис, Методы электрического счёта альфа- и бета-частиц (Гостехиздат, 1947).
4. G. Jaffe, *Ann. d. Physik* **42**, 303 (1913); **1**, 977 (1929); *Physik. Zeits.* **30**, 849 (1929).
5. G. Ortner and G. Stetter, *Phys. Zeits.* **35**, 563 (1934).
6. W. Jentscke and F. Prankl, *Phys. Zeits.* **40**, 706 (1939).
7. E. Klema and H. Barschall, *Phys. Rev.* **63**, 18 (1943).
8. N. Bradbury and R. Nielsen, *Phys. Rev.* **49**, 338 (1936); **51**, 69 (1937).
9. R. Nielsen, *Phys. Rev.* **50**, 950 (1936).
10. J. Allen and B. Rossi, LADC 177.
11. F. E. Terman, *Radio Engineering* (McGraw Hill Book Co, N. Y., 1937).
12. W. C. Elmore, *Nucleonics* **2**, 16 (1948).
13. E. W. Titterton and V. L. Fitch, *Rev. Sci. Inst.* **18**, 639 (1947).
14. R. C. Waddell, *Rev. Sci. Inst.* **10**, 310 (1939).
15. W. Jordan and P. Bell, *Rev. Sci. Inst.* **18**, 703 (1947).
16. M. Sands, LADC 82, Los Alamos Technical Series, Vol. II.
17. W. C. Elmore, LADC 89 and 91, Los Alamos Technical Series, Vol. II.
18. J. R. Pierce and L. M. Field, *Proc. I. R. E.* **35**, 108 (1947).
19. W. A. Harris, *RCA Review* **5**, 505 (1941).
20. E. B. Moullin, *Spontaneous fluctuations of voltage* (Oxford University Press, London, England, 1938).
21. J. B. Johnson, *Phys. Rev.* **32**, 97 (1928).
22. V. L. Parsegian, *Rev. Sci. Inst.* **17**, 39 (1946); рекомендовано также У. К. Элмором из практики в Лос Аламосе.
23. P. J. Van Heerden, *The crystal counter, a new instrument in nuclear physics* (N. V. Noord — Hollandische Uitgevers Maatschappij, Amsterdam, Holland, 1945).
24. Cp. E. H. Johnson and A. G. Johnson, *Phys. Rev.* **50**, 170 (1936).
25. Cp. R. C. Waddell, *Rev. Sci. Inst.* **10**, 310 (1939).
26. M. Rose and S. Korff, *Phys. Rev.* **59**, 850 (1941).
27. S. A. Korff, *Electron and nuclear counters* (D. Van Nostrand Comp., N. Y., 1946); русский перевод: С. Корф, Счётчики электронов и ядерных частиц (Гос. изд. иностр. лит., 1947).
28. J. Tate and P. Smith, *Phys. Rew.* **39**, 270 (1932).
29. P. T. Smith, *Phys. Rev.* **38**, 1293 (1930).
30. M. E. Rose and W. E. Ramsey, *Phys. Rew.* **61**, 198 (1942); **61**, 504 (1942).
31. C. G. Montgomery and D. D. Montgomery, *Rev. Sci. Inst.* **11**, 237 (1940).
32. B. Diven and B. Rossi, LADC 148 (April 1944).
33. H. S. Snyder, *Phys. Rev.* **72**, 181 (1947).
34. U. Fano, *Phys. Rev.* **72**, 26 (1947).
35. A. V. Hershey, *Phys. Rev.* **56**, 908 (1939).
36. R. Thompson and B. Diven, MDDC 99.



37. H. Geiger and W. Müller, *Physik. Zeits.* 29, 839 (1928); 30, 489, (1929).
38. A. Trost, *Zeits. f. Techn. Phys.* 16, 407 (1935).
39. A. Trost, *Phys. Zeits.* 36, 801 (1935).
40. A. Trost, *Zeits. f. Phys.* 105, 399 (1937).
41. W. E. Ramsey, *Phys. Rev.* 57, 1022 (1940).
42. C. G. Montgomery and D. D. Montgomery, *Phys. Rev.* 57, 1030 (1940).
43. H. G. Stever, *Phys. Rev.* 61, 58 (1942).
44. S. A. Korff and R. D. Present, *Phys. Rev.* 65, 274 (1944).
45. J. Strong, *Procedures in experimental physics* (Prentice-Hall Inc., N. Y., 1938).
46. F. Alder, E. Baldinger, P. Huber and F. Metzger, *Helv. Phys. Acta* 20, 73 (1947).
47. Liebson, *Phys. Rev.* 72, 602 (1947).
48. J. Hill and J. Dinworth, *Nature*, 158, 833 (1946).
49. P. Huber, F. Alder and E. Baldinger, *Helv. Phys. Acta* 19, 204 (1946).
50. E. Wantuch, *Phys. Rev.* 71, 646 (1947).
51. M. H. Wilkening and W. R. Kanne, *Phys. Rev.* 62, 534 (1942).
52. H. G. Stever, *Phys. Rev.* 59, 765 (1941).
53. L. B. Loeb, *Rev. Mod. Phys.* 8, 267 (1936).
54. J. A. Simpson, *Phys. Rev.* 66, 39 (1944).
55. S. C. Curran and E. R. Rae, *Rev. Sci. Inst.* 18, 871 (1947).
56. B. Rossi and N. Nereson, *Phys. Rev.* 62, 417 (1942).
57. C. Sherwin, *Phys. Rev.* 71, 479 (1947); подробности измерений Шервина изложены в *Rev. Sci. Inst.* 19, 111 (1948).
58. H. Den Hartog, F. A. Muller and N. F. Verster, *Physica* 13, 251 (1947).
59. C. G. Montgomery, W. E. Ramsay, D. B. Cowie and D. D. Montgomery, *Phys. Rev.* 56, 635 (1939).
60. C. G. Montgomery and D. D. Montgomery, *Phys. Rev.* 59, 1045 (1941).
61. C. G. Montgomery and D. D. Montgomery, *Rev. Sci. Inst.* 18, 411 (1947).
62. K. Greisen and N. Nereson, *Phys. Rev.* 62, 316 (1942).
63. S. S. Friedland, *Phys. Rev.* 71, 577 (1947).
64. G. D. Rochester and L. Janossy, *Phys. Rev.* 63, 52 (1943).
65. W. Good, A. Kip, S. Brown, *Rev. Sci. Inst.* 17, 262 (1946).
66. V. H. Regener, *Rev. Sci. Inst.* 18, 267 (1947).
67. S. C. Curran and J. M. Reid, *Rev. Sci. Inst.* 19, 67 (1948).
68. J. W. Keuffel, *Phys. Rev.* 73, 531 (1948).
69. Rann, *J. Sci. Inst.* 16, 241 (1939).
70. V. K. Zworykin, G. A. Morton and L. Malter, *Proc. I. R. E.* 24, 351 (1936).
71. Z. Bay, *Nature*, 141, 284 (1938).
72. Z. Bay, *Nature*, 141, 1011 (1938).
73. Z. Bay, *Rev. Sci. Inst.* 12, 127 (1941).
74. J. S. Allen, *Phys. Rev.* 55, 966 (1939).
75. J. S. Allen, *Rev. Sci. Inst.* 12, 484 (1941).
76. J. S. Allen, *Phys. Rev.* 61, 692 (1942).
77. J. Coltman and F. Marshall, *Phys. Rev.* 72, 528 (1947); см. также M. Blau and B. Dreyfus, *Rev. Sci. Inst.* 16, 245 (1945); R. Shorr, *Rev. Sci. Inst.* 18, 767 (1947).
78. J. R. Pierce, *Bell Lab. Record* 16, 305 (1938).
79. R. D. Sard, *J. Appl. Phys.* 16, 768 (1946).
80. W. Shockley and J. R. Pierce, *Proc. I. R. E.* 26, 321 (1938).

81. J. S. Allen, Phys. Rev. 55, 336 (1939).
  82. Cp. M. Knoch, F. Ollendorff and R. Rompe, Gasentladungstabellen (Verlag Julius Springer, Berlin, 1935), стр. 77.
  83. J. S. Allen, Rev. Sci. Inst. 18, 739 (1947).
  84. A. Eisenstein and N. Gindrich, Rev. Sci. Inst. 12, 582 (1941).
  85. F. Marshall, J. Appl. Phys. 18, 512 (1947).
  86. D. E. Wooldridge, A. J. Ahearn and J. A. Burton, Phys. 71, 913 (1947).
  87. R. Hofstadter, Phys. Rev. 72, 747 (1947).
  88. A. Curtis and B. Brown, Phys. Rev. 72, 643 (1947).
  89. R. Hofstadter, Phys. Rev. 72, 1120 (1947).
  90. H. Friedman, L. Birks and H. Gauvin, Phys. Rev. 73, 186 (1948).
  91. R. Frerichs, Phys. Rev. 72, 594 (1947).
  92. A. J. Ahearn, Phys. Rev. 73, 524 (1948).
  93. J. R. Haynes, Rev. Sci. Inst. 19, 51 (1948).
  94. W. L. Whittemore and J. C. Street, Phys. Rev. 73, 543 (1948).
-