

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ**НИЗКОВОЛЬТНЫЕ ГАЛОГЕННЫЕ СЧЕТЧИКИ**
(механизм разряда)**В. В. Вишняков, Тан Сяо-вей, А. А. Тяпкин**

ВВЕДЕНИЕ

Еще в 1937 г. Гейгер и Хаксель¹ предложили использовать в качестве гасящей добавки в счетчиках галоиды. Однако многие считали недопустимым присутствие в счетчиках электроотрицательных газов, захватывающих электроны. Видимо, этим объясняется, что только десять лет спустя впервые было испытано наполнение счетчиков смесью, содержащей галогенную добавку². Вскоре было выяснено³⁻⁶, что получаемые при малой концентрации галоида самогасящиеся счетчики обладают рядом бесспорных преимуществ по сравнению с обычными счетчиками, содержащими примесь органических паров: низкий потенциал зажигания (200—300 в), способность работать при низких температурах (до -80°), практически неограниченный срок службы и сохранение счетных характеристик после случайно зажженного разряда. Поэтому галогенные счетчики, несмотря на сложность изготовления, получили широкое применение.

Явления в галогенных счетчиках существенно отличаются от явлений в обычных самогасящихся счетчиках с органическими парами. Существующие представления о разряде в галогенных счетчиках объясняют ряд особенностей таких счетчиков.

Так, низкое рабочее напряжение для галогенных счетчиков объясняется ионизацией, происходящей в смесях типа Пеннинга⁷ за счет ударов второго рода. Низковольтные галогенные счетчики, помимо основного газа неона, содержат малые примеси аргона ($\sim 0,1\%$) и галоида ($\sim 0,1\%$). В неоне при сравнительно малом электрическом поле электроны начинают эффективно образовывать метастабильные атомы с потенциалом возбуждения 16,57 эв. Это связано с тем, что указанный уровень является наинизшим уровнем возбуждения и электроны, испытывая только упругие соударения, накапливают в поле энергию до тех пор, пока они не будут способны образовывать метастабильные атомы неона. В чистом неоне или неоне с примесью органических паров происходит разрушение метастабильей без образования в газе заряженных частиц. При наличии в неоне незначительной примеси аргона возникает ионизация атомов аргона, так как потенциал ионизации аргона (15,7 эв) ниже потенциала возбуждения метастабильного состояния неона. Из имеющихся экспериментальных данных⁷ известно, что ионизация аргона происходит почти при каждом газокинетическом столкновении атома аргона с метастабильным атомом неона. Ионизация атомов галоидов при столкновении с метастабильными атомами неона происходит менее эффективно, так как

энергия возбуждения с большой вероятностью расходуется на диссоциацию молекулы галоида.

Образование метастабилей в неоне начинается при сравнительно малом электрическом поле, так как электрон, испытывая только упругие соударения, на пути в сотни длин свободного пробега накапливает энергию, необходимую для возбуждения метастабильного уровня неона, являющегося наинизшим уровнем возбуждения. При наличии в неоне примеси аргона ионизация возникает, естественно, при низких напряжениях, достаточных для образования метастабильных атомов неона. При этом примесь аргона должна быть достаточно мала, чтобы соударения электронов с атомами аргона были мало вероятными. В противном случае электроны будут тратить энергию на возбуждение метастабильных уровней атомов аргона, что приведет к возрастанию необходимого для разряда напряжения. Для развития такого разряда требуется, чтобы в значительной части объема счетчика было электрическое поле, достаточное для образования метастабильных атомов. В этой связи становится ясным обнаруженное в одной из первых работ³ отсутствие зависимости начала счета в низковольтных галогенных счетчиках от диаметра нити. В галогенных счетчиках применяется обычно сравнительно толстая нить ($\varnothing \sim 1$ мм), способствующая более равномерному распределению поля в счетчике. Применение тонкой нити приводит лишь к ухудшению счетных характеристик.

Способность галогенных счетчиков работать при низких температурах объясняется тем, что давление насыщенных паров галоидов становится сравнимым с малым парциальным давлением галоидов в счетчиках лишь при низкой температуре.

Неограниченный срок службы и восстановление свойств после непрерывного разряда объясняется сохранением гасящей примеси, так как атомы галоидов, образующиеся при разряде, затем вновь соединяются в двухатомные молекулы.

При рассмотрении явлений, происходящих в галогенных счетчиках, большое внимание было уделено выяснению роли малой примеси галоидов в гашении разряда. Основная роль гасящей добавки состоит в том, чтобы устранить возможность возникновения вторичных электронов после восстановления электрического поля в счетчике. В несамогасящемся счетчике эти вторичные электроны, как известно, возникают при нейтрализации ионов на катоде и от метастабильных атомов, сохранившихся в счетчике после истечения мертвого времени.

Присутствие галоида в счетчике приводит в результате абсорбции и химического воздействия к значительному повышению работы выхода катода⁸. Как было отмечено в работах^{9, 5, 10}, ионизационные потенциалы галоидов меньше, чем у содержащегося в счетчике аргона, и это обеспечивает переход электронов от галоидов к ионам аргона. Нейтрализация же ионов галоидов на катоде происходит без выбивания электронов, так как их ионизационный потенциал оказывается меньше удвоенной работы выхода катода, обработанного галоидами.

Молекулы галоидов, как уже отмечалось, вместе с атомами аргона обеспечивают разрушение метастабильных атомов неона.

В отличие от органических паров галоиды выполняют указанные функции гасящей примеси, будучи добавлены в счетчик в очень малом количестве ($\sim 0,1\%$). Малое давление галоидов в счетчике обеспечивает низкое начало счета и приводит к тому, что фотоэффект на катоде играет в развитии разряда такую же большую роль, как и в несамогасящихся счетчиках. Но разряд в галогенных счетчиках отличается от разряда в обычных самогасящихся счетчиках не только наличием фотоэффекта

на катоде. Разряд в низковольтных галогенных счетчиках имеет ряд специфических особенностей, отсутствие единого объяснения которых указывало на пробел в существующих представлениях о механизме разряда в этих счетчиках.

Так, запаздывания импульсов в галогенных счетчиках имеют совершенно другой характер по сравнению с обычными счетчиками. Их не удается объяснить ни дрейфом электронов, ни дрейфом отрицательных ионов.

Требуется объяснения и совершенно специфическое явление так называемых припороговых колебаний, наблюдавшееся уже в первых исследованиях галогенных счетчиков^{3, 5, 6}. Это странное явление состоит в повторении разрядов, возникающем только при напряжениях, близких к пороговому.

В работе¹¹ было установлено, что в режиме управляемого импульсного питания низковольтный галогенный счетчик имеет характеристики, совершенно отличные от характеристик обычных самогасящихся счетчиков. Эта особенность галогенного счетчика также должна найти объяснение на основе единых представлений о механизме разряда в таких счетчиках.

ОСОБЕННОСТИ ГАЛОГЕННЫХ СЧЕТЧИКОВ В РЕЖИМЕ ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ И ВЫЯСНЕНИЕ РОЛИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

В работе¹¹ приводились результаты измерения эффективности газоразрядных счетчиков в режиме управляемого импульсного питания. На исследуемый счетчик с некоторой задержкой T_3 после прохождения через него ионизирующей частицы подавался высоковольтный импульс длительностью $T_{\text{и}} = 0,8 \cdot 10^{-6}$ сек. Постоянное напряжение на счетчике было меньше порогового, и поэтому разряд в счетчике возникал только в том случае, если к моменту возникновения на счетчике пробойного напряжения в объеме счетчика оставался хотя бы один электрон.

Для обычных самогасящихся счетчиков были получены вполне понятные зависимости эффективности в режиме управляемого импульсного питания от величины постоянного напряжения на счетчике при разных задержках импульса питания T_3 . Так, максимальное значение эффективности наблюдалось при отсутствии в счетчике постоянного поля, убирающего электроны. По мере увеличения постоянного напряжения эффективность уменьшалась и при некотором значении напряжения, зависящем от величины задержки T_3 , эффективность становилась равной нулю. При этом напряжении за время T_3 происходило полное убирание электронов. При дальнейшем увеличении постоянного напряжения эффективность, естественно, оставалась равной нулю. Эффективность становилась отличной от нуля и затем быстро возрастала до единицы только при напряжении, близком к пороговому, когда в счетчике разряд начинался до подачи импульса высокого напряжения.

Совсем иная зависимость эффективности от величины постоянного напряжения была получена для низковольтного галогенного счетчика типа СТС-8 *). Как видно из рис. 1 (кривая 1), при $T_3 = 6 \cdot 10^{-7}$ сек минимальное значение эффективности наблюдается при отсутствии постоянного электрического поля в счетчике. Присутствие незначительного электрического поля в счетчике независимо от его знака приводит к резкому

*) Счетчики СТС-8 имеют диаметр катода 1,8 см, диаметр нити 0,06 см. Давление смеси 140 мм рт. ст. (99,2% неона, ~0,4% аргона и ~0,4% брома). Катод счетчика перед наполнением обрабатывается в атмосфере хлора.

увеличению эффективности. При дальнейшем увеличении постоянного напряжения начинает наблюдаться уменьшение эффективности.

Другая особенность галогенных счетчиков в режиме управляемого импульсного питания состоит в том, что при увеличении отрицательного постоянного напряжения на катоде счетчика эффективность, не достигнув нулевого значения, вновь начинает возрастать при напряжениях значительно меньших порогового.

В работе¹¹ не было найдено объяснения этим особенностям галогенных счетчиков. Для выяснения причин обнаруженных аномалий в работе¹² на основании того, что импульсный режим питания в одинаковой мере применим как для самогасящихся, так и для несамогасящихся счетчиков,

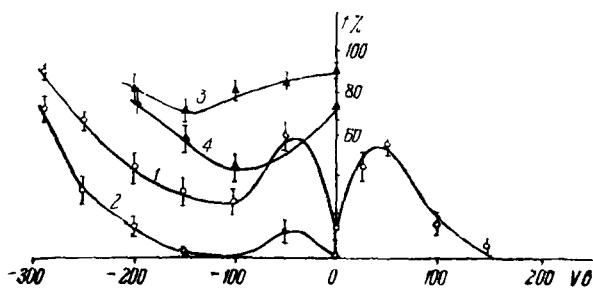


Рис. 1. Зависимость эффективности от постоянного напряжения на счетчике:

$$\left. \begin{array}{ll} 1 - T_3 = 0,6 \text{ мксек} \\ 2 - T_3 = 1,1 \text{ мксек} \end{array} \right\} t = 20^\circ \text{ C}, \quad \left. \begin{array}{ll} 3 - T_3 = 0,6 \text{ мксек} \\ 4 - T_3 = 1,1 \text{ мксек} \end{array} \right\} t = -196^\circ \text{ C}.$$

было проведено измерение эффективности того же счетчика после удаления из него галоида путем охлаждения до температуры жидкого азота. Полученные зависимости эффективности от величины постоянного напряжения изображены на рис. 1 (кривые 3 и 4).

Из сравнения приведенных на рис. 1 характеристик следует, что резкое уменьшение эффективности в области малых напряжений связано с присутствием в счетчике электроотрицательных газов брома и хлора, вторая же особенность характеристики галогенного счетчика в еще большей степени свойственна счетчику, наполненному только неоном с примесью аргона.

Принципиально имеется две возможности объяснения уменьшения эффективности в присутствии галоида в счетчике. Первая из этих возможностей, отмеченная в¹¹, состоит в том, что электроны, созданные прошедшей через счетчик ионизирующей частицей, быстро успевают захватиться атомами галоида, и образованные отрицательные ионы при отсутствии в счетчике электрического поля эффективно рекомбинируют с положительными ионами. Из-за отсутствия теории такого вида рекомбинации (*), когда происходит нейтрализация зарядов, образованных от одного и того же атома, невозможно расчетным путем проверить данное предположение о причине уменьшения эффективности счетчика. Из литературы известно лишь, что такой вид рекомбинации наблюдался в газах, загрязненных электроотрицательными газами, при давлении¹³ 5–10 атм.

Другая возможность объяснения наблюдающегося уменьшения эффективности состоит в предположении, что при отсутствии электричес-

*) Теория так называемой предпочтительной рекомбинации сводится к нерешенной математической задаче о диффузии в газе двух частиц, взаимно притягивающихся по закону Кулона.

кого поля в галогенном счетчике эффективно образуются электроотрицательные ионы, которые не разваливаются и не дают разряда даже при напряжении 1300 в, подаваемом на счетчик в импульсном режиме питания.

Выбор между этими двумя возможностями был сделан на основании следующих измерений. С помощью чувствительного прибора было проведено измерение тока, идущего через группу галогенных счетчиков при облучении их γ -лучами Co^{60} . Если бы в счетчиках происходила предпочтительная рекомбинация ионов, то при напряжениях $\lesssim 20$ в должно было бы наблюдаться резкое уменьшение тока. Измерения не подтвердили предположения о появлении существенной рекомбинации ионов в этой области напряжений.

Следовательно, резкое уменьшение эффективности галогенных счетчиков в области низких постоянных напряжений происходит из-за образования отрицательных ионов, которые не разваливаются при высоком напряжении, используемом в импульсном питании. Были проведены измерения эффективности счетчика при различной величине высоковольтного импульса питания. При отсутствии в счетчике постоянного электрического поля эффективность его оставалась низкой и не зависела от амплитуды питающего импульса. Только начиная с напряжения, равного 2 кэ, наблюдалось повышение эффективности счетчика, связанное с развалом электроотрицательных ионов галоидов.

Следует отметить, что галогенные счетчики типа СТС-8 значительно отличаются друг от друга степенью понижения эффективности в области низких постоянных напряжений. В отдельных же счетчиках вообще отсутствует уменьшение эффективности в этой области напряжений (см. рис. 2, кривая 1). Однако оно появляется после нагревания таких счетчиков в течение часа до 120° (см. рис. 2, кривая 2). Ясно, что эти эффекты связаны с большим разбросом количества галоидов в счетчиках. Из-за большой химической активности галоида измерения давлений при наполнении счетчиков не характеризуют истинной концентрации галоида в счетчиках. Согласно данным работы¹⁴ истинное давление галоида может изменяться от нуля до величины, вдвое превышающей давление, измеренное при наполнении.

Таким образом, можно считать установленным, что созданные ионизирующей частицей электроны эффективно прилипают к атомам галоидов лишь при отсутствии электрического поля в счетчике. Этот эффект прилипания незначителен в низковольтных галогенных счетчиках при рабочем напряжении. В работе⁵ было обнаружено уменьшение эффективности счетчиков до 70% с повышением парциального давления брома до 2 мм рт. ст. Этот результат указывает, что при таких давлениях галоида становится заметным образование электроотрицательных ионов при значительном электрическом поле в счетчике, и одновременно подтверждает наш вывод о том, что отрицательные ионы не разваливаются под действием имеющихся в счетчике электрических полей.

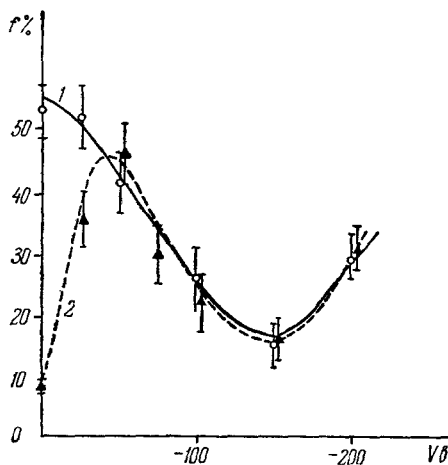


Рис. 2. Влияние нагревания на эффективность галогенного счетчика.

Развал отрицательных ионов при столкновениях с молекулами и атомами специально изучался в работе¹⁵. Согласно данным этой работы порог отрыва электрона от иона Br^- в неоне лежит около 100 эв.

НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД И ЕГО РАЗВИТИЕ ВО ВРЕМЕНИ

Как было отмечено выше, вторая особенность счетной характеристики галогенного счетчика в режиме импульсного питания обусловлена присутствием в нем неона с примесью легко ионизируемого аргона. Наличие отличной от нуля эффективности при постоянных напряжениях, значительно меньших порогового, указывает, что в счетчике уже при этих напряжениях происходят вторичные процессы, длительность которых превосходит величину минимальной задержки импульса питания $T_s = 6 \cdot 10^{-7}$ сек. Эти вторичные процессы, определяющие несамостоятельный разряд в неон-аргонной смеси, не могут быть связаны с непосредственной ионизацией атомов электронным ударом, так как такая ионизация происходит при больших полях, при которых электрон на длине свободного пробега приобретает энергию, превышающую разность между потенциалом ионизации атома неона (21,51 эв) и наименьшим уровнем возбуждения (16,57 эв). Единственно возможными вторичными процессами, приводящими при таких низких напряжениях к возникновению несамостоятельного разряда в счетчике, могут быть процессы, связанные с образованием метастабильных атомов неона.

Вероятность спонтанного излучения с метастабильного уровня чрезвычайно мала, и в чистом неоне разрушение метастабилей происходит в основном за счет редких тепловых столкновений, в которых метастабильный атом получает энергию, достаточную для перехода на основной уровень возбуждения. Метастабилы неона могут разрушаться также при ударе о катод счетчика. С вероятностью 1—2% при таком разрушении метастабилей происходит выбивание из катода вторичного электрона¹⁶.

В благородных газах, содержащих органические пары, происходит быстрое разрушение метастабилей за счет столкновений с многоатомными молекулами. При этом разрушение метастабилей происходит без ионизации атомов. Выбивание электронов из катода также не происходит, так как метастабилы разрушаются, не успевая достигнуть электродов.

В неоне же с примесью легко ионизируемых газов разрушение метастабилей сопровождается ионизацией атомов примеси, что и приводит к возникновению несамостоятельного разряда при низких напряжениях.

В работе Глотова¹⁷ было показано, что малые добавки аргона к неону не только значительно снижают потенциал зажигания самостоятельного разряда, но и приводят к возникновению при чрезвычайно низких напряжениях несамостоятельного разряда. По данным этой работы коэффициент газового усиления становится отличным от единицы, начиная от напряжения в 17—20 в между электродами.

Остается теперь рассмотреть временные характеристики несамостоятельного разряда, идущего за счет образования метастабильных атомов и последующей ионизации ими атомов примеси. Среднее время существования метастабилей в галогенном счетчике обратно пропорционально числу соударений, испытываемых атомом в 1 сек, и концентрации аргона и галоида. Выразив среднее число соударений в секунду через абсолютную температуру T и давление газа в счетчике, получим

$$\tau \approx \frac{1}{4V\pi \sqrt{\frac{kT}{m}} d^2 N_0 (P_a + P_r)}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, N_0 — число Лошмидта, m — приведенная масса сталкивающихся атомов, d — эффективный параметр соударения атома неона с атомами примеси, $P_a + P_r$ — парциальное давление аргона и галоида.

Из соотношения (1) для галогенного счетчика типа СТС-8 найдем $\tau \approx 2 \cdot 10^{-7}$ сек. Вследствие же каскадного характера длительность вторичных процессов, приводящих к появлению электронов в счетчике, может быть значительно больше среднего времени жизни метастабилей.

Действительно, пусть ионизирующая частица в начальный момент $t = 0$ создала в счетчике $n_e(0)$ электронов вблизи катода. Уходя на

нить, каждый электрон создает в среднем $n_{m,1} = \int_{r_a}^{r_k} \alpha(r) dr$ метастабилей

первого поколения, где $\alpha(r)$ — вероятность образования метастабильных атомов на единице длины, r_k и r_a — соответственно радиусы катода и анода счетчика. Эти метастабилей, сталкиваясь с атомами аргона и молекулами брома, постепенно разрушаются, образуя новые электроны. В аргоно-неоновой смеси разрушение метастабилей происходит только за счет ионизации атомов аргона. При столкновении с молекулами галогенов разрушение метастабилей будет происходить частично и без ионизации с развалом молекулы галоида. Пусть величина δ определяет долю метастабилей, разрушение которых происходит за счет ионизации атомов примеси. Тогда число электронов первого поколения, появляющихся в момент времени t в течение интервала времени dt , будет равно

$$n_{e,1}(t) dt = n_e(0) \delta n_{m,1} e^{-\frac{t}{\tau}} \frac{dt}{\tau}.$$

Электроны первого поколения при своем движении к нити счетчика образуют метастабилей второго поколения. Если пренебречь временем движения электронов до образования метастабилей и учесть только время диффузии метастабильных атомов неона до столкновения с атомами аргона или галоида, то электроны от метастабилей второго поколения будут появляться в счетчике согласно распределению

$$n_{e,2}(t) = n_e(0) \frac{(\delta n_{m,1})^2}{2} \frac{t}{\tau^2} e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Для электронов i -го поколения будет иметь место следующее распределение во времени:

$$n_{e,i} = n_e(0) \frac{(\delta n_{m,1})^i}{i! (i-1)!} \left(\frac{t}{\tau} \right)^{i-1} \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau}. \quad (2)$$

Это соотношение учитывает, что по мере возрастания номера поколения электроны появляются все ближе к нити и каждый электрон образует уже меньшее число метастабилей. При этом пренебрегалось смещением метастабилей за счет диффузии. Ясно, что при таких условиях лавина всякий раз должна быть ограничена. Полное число электронов различных поколений, появляющихся в счетчике в момент t , будет выражаться суммой

$$N_e(t) = \sum_{i=1}^{i=\infty} n_{e,i}(t) = n_e(0) \sum_{i=1}^{i=\infty} \frac{(\delta n_{m,1})^i}{i! (i-1)!} \left(\frac{t}{\tau} \right)^{i-1} \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau}. \quad (3)$$

Проинтегрировав это выражение по времени от 0 до ∞ , получим, как и для обычной лавины, ряд, сходящийся к экспоненте. Таким образом, общее число электронов в лавине равно

$$N_e = n_e(0) \left[1 + \sum_{i=1}^{i=\infty} \frac{(\delta n_{m,1})^i}{i!} \right] = n_e(0) e^{\delta n_{m,1}},$$

и, следовательно, коэффициент газового усиления для отдельной лавины равен

$$K_{\text{л}} = \frac{N_e}{n_e(0)} = e^{\delta n_{m,1}} = e^{\delta \int_{r_a}^{r_k} \alpha(r) dr}, \quad (4)$$

где коэффициент $\alpha(r)$, аналогичный первому коэффициенту Таунсенда, относится, однако, не к ионизации, а к возбуждению электронами метастабильного уровня неона.

Таким образом, характерной особенностью несамостоятельного разряда в неоне, содержащем легко ионизируемую примесь, является его медленное развитие во времени, так как каждому акту ионизации предшествует время диффузии метастабильного атома до встречи с атомом примеси. Экспериментальные исследования разряда в смесях Пеннинга вообще не касались временных свойств разряда. Но именно с этой оставшейся невыявленной особенностью разряда мы имеем дело при изучении свойств низковольтных галогенных

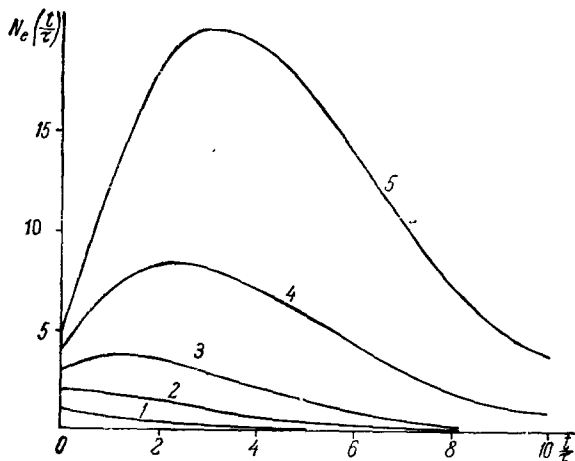


Рис. 3. Распределение во времени среднего числа электронов.

Цифры на рисунке указывают значения величины $\ln K_{\text{л}}$ для соответствующих кривых.

счетчиков. Мы увидим далее, что затруднения в объяснении целого ряда странных свойств галогенных счетчиков были связаны с неучетом медленного развития разряда, обусловленного ударами второго рода.

Среднее число электронов, появляющихся в течение интервала времени dt , пропорционально числу имеющихся метастабилей в данный момент времени:

$$N_e(t)dt = \delta N_m(t) \frac{dt}{\tau}.$$

На рис. 3 для нескольких значений величины произведения $\delta n_{m,1} = \ln K_{\text{л}}$ и $n_e(0) = 1$ приведены кривые, изображающие изменение во времени среднего числа электронов.

Как видно из рис. 3, длительность лавины увеличивается с возрастанием величины $\delta n_{m,1}$. Среднее время развития отдельной лавины равно $\bar{t} = \delta n_{m,1} \tau$. Число метастабилей в счетчике при $\delta n_{m,1} > 2$ растет со временем, достигает максимального значения и затем сравнительно быстро убывает до нуля.

Эффективность счетчика в режиме импульсного питания в области постоянных напряжений, меньших порога Гейгера, определяется вероятностью появления хотя бы одного электрона в течение интервала времени от T_3 до $T_3 + T_n$

$$f = 1 - \exp \left[- \int_{T_3}^{T_3 + T_n} N_e(t) dt \right]. \quad (5)$$

С увеличением постоянного напряжения растет коэффициент газового усиления K_n . Так как длительность лавины при этом растет пропорционально $\ln K_n$, то соответственно растет и эффективность счетчика. При вымораживании галоида в счетчике СТС-8 происходит увеличение в два раза среднего времени существования метастабилей τ и, кроме того, коэффициент δ возрастает до единицы. Поэтому эффективность счетчика резко возрастает при вымораживании галоида.

РАЗВИТИЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА И ЗАПАЗДЫВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ В ГАЛОГЕННОМ СЧЕТЧИКЕ

Первые измерения запаздывания импульсов в галогенных счетчиках были проведены в работе¹⁸. Полученное в этих измерениях распределение времени запаздывания оказалось весьма странным. Максимум распределения находился при 5,3 мксек, запаздываний меньше чем на 3,5 мксек не наблюдалось. Максимальное время запаздывания достигало 9,3 мксек. Существование минимального времени запаздывания значительной величины представляет основную особенность запаздываний импульсов в низковольтных галогенных счетчиках.

Полученные времена задержек импульса в десятки раз больше возможных времен дрейфа электронов в счетчике и значительно меньше времени дрейфа отрицательных ионов. Кроме того, в случае запаздываний из-за времени дрейфа отрицательных ионов невозможно объяснить статистическое распределение запаздываний, характеризующееся максимумом при 5 мксек. В работе^{19,20} Эйгом была сделана попытка объяснить задержку импульсов в галогенных счетчиках суммарным эффектом дрейфа электронов и отрицательных ионов. Автором развивается представление, что созданные ионизирующей частицей электроны при движении к нити счетчика захватываются атомами галоида, а отрицательные ионы, пройдя только часть пути к нити, разрываются в более сильном электрическом поле на электроны и нейтральные атомы. В работе согласно этой схеме произведен расчет среднего времени запаздывания разряда и проведены измерения времени запаздывания импульсов при различных напряжениях на счетчике.

Предположение о развале отрицательных ионов в электрических полях, имеющихся в низковольтных галогенных счетчиках, противоречит приведенным выше данным. Но развитое в работе^{19,20} представление о запаздывании разрядов противоречит, кроме того, и экспериментальным данным, полученным в той же работе. Расчеты среднего времени запаздывания согласно принятой схеме привели к плавной зависимости от абсолютной величины напряжения на счетчике, в которую, как и следовало ожидать, никак не вошла величина порогового напряжения. Измерения же показали, что среднее время запаздывания импульсов резко возрастает при приближении напряжения к пороговому, т. е. зависит не от абсолютной величины напряжения, а от перенапряжения на счетчике.

Следует отметить, что в работе¹⁹ собран большой и ценный материал по разработке технологии изготовления и исследованию свойств низко-

вольтных галогенных счетчиков. Что же касается материала, относящегося к механизму разряда в таких счетчиках, то при его изложении автор ограничился в основном обсуждением роли галогенной добавки в гашении разряда, не подчеркнув при этом, что как раз свойства, отличающие галогенные счетчики от обычных, остались не объясненными. Так, невыясненной осталась причина возникновения колебаний разряда вблизи порогового напряжения, а необычному запаздыванию импульсов дано неправильное объяснение, противоречащее экспериментальным данным, полученным в той же работе.

Обсуждению причин возникновения запаздываний импульсов в галогенных счетчиках посвящена также работа Ван-Зоонена²¹. Отвергая по пунктам различные возможные предположения о причине задержки импульсов, автор приходит к выводу, что задержка связана с участием в разряде метастабильных состояний. Однако этот правильный вывод остался незамеченным другими исследователями галогенных счетчиков, и запаздывания импульсов по-прежнему пытались объяснить, привлекая отрицательные ионы.

В предыдущем разделе мы видели, что каскадный процесс увеличения числа метастабилей в счетчике приводит к тому, что отдельная лавина несамостоятельного разряда оказывается растянутой на время порядка 1 мксек. Ясно, что в области самостоятельного разряда, когда происходит повторение лавин, время развития разряда может существенно возрасти. Самостоятельный разряд возникает в счетчике из-за фотоэффекта на катоде. Вырываемые из катода фотоэлектроны дают начало новым более поздним во времени лавинам. При некоторых условиях это повторение лавин приводит к неограниченному возрастанию разряда. Разряд в этом случае прекращается только после того, как в объеме счетчика накопится достаточно большое количество ионов и электрическое поле будет существенно уменьшено их объемным зарядом.

Особенность низковольтных галогенных счетчиков состоит в том, что из-за незначительного поглощения фотонов роль фотоэффекта в развитии самостоятельного разряда оказывается столь же большой, как и в несамогасящихся счетчиках. Эта особенность выражается, в частности, в том, что условия возникновения самостоятельного разряда в низковольтных галогенных счетчиках начинают выполняться при сравнительно низком коэффициенте газового усиления в отдельной лавине. Во многих работах отмечалось, что в низковольтных галогенных счетчиках отсутствует область пропорционального или ограниченно пропорционального усиления и импульсы с самого начала наблюдаются одинаковыми по величине. Область пропорционального усиления появляется только при увеличении количества галогена, когда счетчики перестают быть низковольтными. В действительности же галогенный счетчик обладает широкой областью пропорционального усиления, но коэффициент усиления во всей этой области остается чрезвычайно низким. На рис. 4 изображена зависимость коэффициента газового усиления от напряжения на счетчике типа СТС-8. Эта зависимость была найдена на основании измерений тока через счетчик, облучаемый γ -квантами Co^{60} . Как видно из рисунка, даже при напряжениях, близких к порогу Гейгера, газовое усиление остается порядка 100. Ясно, что такое незначительное усиление нельзя наблюдать непосредственно на обычном осциллографе. Ненаблюдаемой остается и начальная стадия развития самостоятельного разряда. Поэтому время развития разряда в этой скрытой стадии принимают за задержку разряда в счетчике. Так как разряд в действительности медленно развивается, то более правильным будет говорить о задержке импульса, а не о запаздывании разряда в счетчике.

Из рис. 4 видно, что в области напряжений до 280 в наблюдается линейная зависимость $\ln K$ от напряжения V . Более быстрый рост коэффициента газового усиления при больших напряжениях на счетчике можно, естественно, объяснить появлением повторных лавин из-за фотоэффекта на катоде. Полный коэффициент газового усиления K , как известно, выражается через коэффициент усиления $K_{\text{л}}$ для отдельной лавины соотношением

$$K = \frac{K_{\text{л}}}{1 - \gamma K_{\text{л}}}, \quad (6)$$

где γ — вероятность образования на катоде фотоэлектрона, отнесенная к одному электрону лавины.

С увеличением напряжения на счетчике не только растет коэффициент газового усиления в отдельной лавине, но и возрастает вероятность образования фотоэлектрона γ . Это связано с тем, что по мере увеличения напряжения электроны при движении к нити счетчика с относительно большей вероятностью становятся способными возбуждать основной уровень атома неона, что и приводит к увеличению числа фотонов, приходящихся на один электрон лавины.

Плавная кривая на рис. 4 соответствует соотношению (6), в котором было принято

$$\left. \begin{aligned} \ln K_{\text{л}} &= 2,70 \cdot 10^{-2} V - 4,05 \\ \gamma &= 2,5 \cdot 10^{-3} \ln K_{\text{л}} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

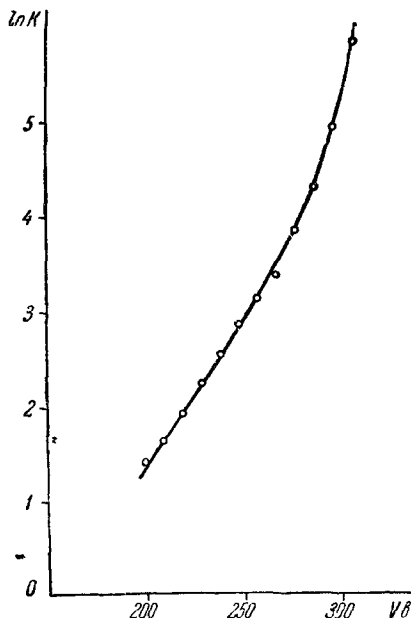


Рис. 4. Зависимость коэффициента газового усиления от напряжения на счетчике.

Самостоятельный разряд в счетчике возникает при $\gamma K_{\text{л}} \geq 1$, причем знак равенства соответствует порогу Гейгера. Используя принятые выражения для $K_{\text{л}}$ и γ , найдем порог Гейгера $V_g = 317$ в. Непосредственно же найденное для этого счетчика начало счета равно 320 в.

Рассмотрим теперь развитие во времени разряда в счетчике с учетом повторения лавин из-за фотоэффекта. При решении этой задачи целесообразно вместо сложного выражения (3) воспользоваться упрощенным описанием отдельной лавины, выразив ее экспоненциальной функцией. При этом среднее время развития лавины должно быть сохранено равным $\bar{t} = \delta n_{m,1} \tau$, начальное число метастабильных атомов должно быть при-

равнено некоторому эффективному значению $N_m(0) = \frac{n_e(0)}{\delta^2 n_{m,1}} e^{\delta n_{m,1}}$, вы-

бранному из условия сохранения полного числа электронов в лавине равным $n_e(0)e^{\delta n_{m,1}}$. Отступив от точного описания развития отдельной лавины, мы существенно упрощаем решение задачи о самостоятельном разряде, для развития во времени которого наиболее характерно наложение повторно возникающих лавин.

Составим теперь дифференциальное уравнение, описывающее изменение во времени числа метастабильных атомов в счетчике. Пусть в некоторый момент времени t в объеме счетчика находится $N_m(t)$ метастабильных атомов. Это число метастабилей в течение времени должно измениться

по ряду причин. Прежде всего число метастабильных атомов уменьшится за счет их разрушения на величину $\Delta N_{m(\text{разр})} = N_m(t) \frac{dt}{\tau}$. Но разрушение метастабильных атомов приводит к появлению в счетчике $\delta \Delta N_{m(\text{разр})}$ электронов, каждый из которых при движении к нити непосредственно создает в среднем q новых метастабильных атомов. При этом временем движения электронов к нити мы пренебрегаем. Кроме того, электроны при движении к нити счетчика создают фотоны, что приводит к появлению на катоде в среднем $\gamma \delta \Delta N_{m(\text{разр})}$ фотоэлектронов. Появление же фотоэлектрона из катода счетчика равносильно возникновению $\frac{1}{\delta^2 n_{m,1}} e^{\delta n_{m,1}}$

новых метастабилей, соответствующих начальному числу метастабильных атомов в новой лавине, вызванной одним электроном $n_e(0)=1$.

Таким образом, полное изменение числа метастабильных атомов будет равно

$$dN_m(t) = -N_m(t) \frac{dt}{\tau} + q \delta N_m(t) \frac{dt}{\tau} + \frac{1}{\delta n_{m,1}} e^{\delta n_{m,1}} \gamma N_m(t) \frac{dt}{\tau}. \quad (8)$$

Выбранной экспоненциальной функции, описывающей отдельную лавину, соответствует $q = \frac{1}{\delta} (1 - \frac{1}{\delta n_{m,1}})$. Решение уравнения (8) в этом случае имеет следующий вид:

$$N_m(t) = \frac{n_e(0) K_{\text{л}}}{\delta \ln K_{\text{л}}} \exp \left[-\frac{t}{\tau \ln K_{\text{л}}} (1 - \gamma K_{\text{л}}) \right]. \quad (9)$$

Умножая найденное число метастабильных атомов на $\frac{\delta}{\tau}$, получим среднее число электронов $N_e(t)$, появляющихся в момент t в счетчике при наличии повторных лавин из-за фотоэффекта на катоде.

При $\gamma K_{\text{л}} < 1$ имеем в счетчике несамостоятельный разряд, затухающий со средним временем $\bar{t} = \frac{\tau \ln K_{\text{л}}}{1 - \gamma K_{\text{л}}}$. Как и следовало ожидать, учет повторения лавин привел к увеличению продолжительности несамостоятельного разряда, которое, в частности, проявляется в резком возрастании эффективности счетчика в режиме импульсного питания при приближении к пороговому напряжению (см. рис. 1, кривые 1 и 2).

Значение $\gamma K_{\text{л}} = 1$ соответствует началу области самостоятельного разряда (порог Гейгера). При $\gamma K_{\text{л}} > 1$ число электронов и метастабилей в счетчике экспоненциально возрастает; причем увеличение в e раз происходит за время $T = \frac{\tau \ln K_{\text{л}}}{\gamma K_{\text{л}} - 1}$.

Следовательно, при напряжениях, близких к порогу Гейгера, когда произведение $\gamma K_{\text{л}}$ лишь незначительно превышает единицу, самостоятельный разряд в счетчике характеризуется чрезвычайно медленным развитием во времени. Разряд в счетчике регистрируется после того, как число появляющихся электронов дорастает до определенного значения R . Среднее время задержки регистрации разряда при этом будет равно

$$t_3 = \frac{\tau \ln K_{\text{л}}}{\gamma K_{\text{л}} - 1} \left[\ln R - \ln \frac{n_e(0) K_{\text{л}}}{\ln K_{\text{л}}} \right]. \quad (10)$$

Из этого соотношения мы видим, что время задержки регистрации импульса резко возрастает с уменьшением перенапряжения на счетчике.

Время задержки пропорционально среднему времени разрушения метастабильных атомов τ и, следовательно, возрастает с уменьшением концентрации галоида. Среднее время задержки импульсов, кроме того, зависит от начальной ионизации.

Проведенный расчет показал, что при напряжении, равном пороговому ($\gamma K_{\text{д}} = 1$), разряд должен длиться бесконечно долго не затухая и не возрастая. Однако следует иметь в виду, что из-за флуктуаций, неучтенных в расчете, это повторение лавин должно прекратиться. Флуктуации должны проявляться также и при напряжениях, больших порогового. При $\gamma K_{\text{д}} > 1$ число повторно возникающих лавин должно постепенно возрастать и разряд, скрытый до этого из-за малой величины коэффициента умножения, становится возможным зарегистрировать. Из-за флуктуаций повторение лавин в начальной стадии разряда в ряде случаев может прекратиться, и разряд останется незарегистрированным. Расчет показывает, что вероятность прекращения разряда из-за флуктуаций в процессе повторения лавин выражается соотношением

$$\Phi = p^{n_e(0)}, \quad (11)$$

где p является решением трансцендентного уравнения

$$p = e^{-\gamma K_{\text{д}}(1-p)}.$$

Из приведенного соотношения следует, что эффективность регистрации разряда в счетчике $F = 1 - \Phi$ должна падать с уменьшением перенапряжения на счетчике. Это уменьшение эффективности, не замеченное ранее

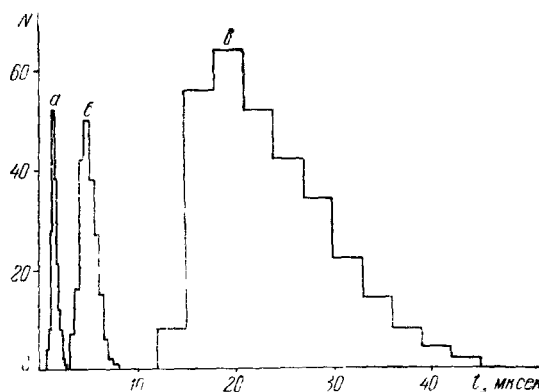


Рис. 6. Распределение времени запаздывания импульсов:

а) $V - V_g = 103$ в, б) $V - V_g = 33$ в, в) $V - V_g = 13$ в.

выявлены 1 и 2 изображаются зависимости среднего времени запаздывания и эффективности F от перенапряжения на счетчике, вычисленные на основании соотношений (7), (10) и (11). При этом в качестве времени запаздывания t_z было принято время нарастания импульса до величины, равной 5% от полной его амплитуды, $n_e(0)$ было взято равным 5 и $\tau = 2 \cdot 10^{-7}$ сек.

На рис. 5 изображены также результаты измерения для счетчика типа СТС-8 среднего времени запаздывания импульсов и эффективности при четырех значениях перенапряжения. На рис. 6 изображены полу-

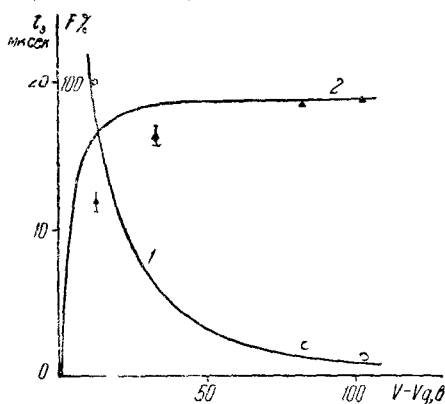


Рис. 5. Зависимость среднего времени запаздывания и эффективности от перенапряжения на счетчике.

исследователями низковольтных галогенных счетчиков, должно представлять еще одну специфическую особенность таких счетчиков. На экране осциллографа импульсы от низковольтных галогенных счетчиков наблюдаются всегда равной величины, но, оказывается, вероятность их появления должна резко уменьшаться с приближением к пороговому напряжению.

Проведенные измерения подтверждают сам факт значительного уменьшения эффективности при малых перенапряжениях. На рис. 5 кривыми

ченные в этих измерениях статистические распределения времени запаздывания импульсов. Разброс времени запаздывания импульсов, наблюдающийся при одном и том же напряжении, может быть вызван различием начальной ионизации, а также неучтенными флуктуациями развития разряда во времени.

Имеющаяся зависимость времени запаздывания от начальной ионизации $n_e(0)$ (см. (10)) открывает совершенно неожиданную возможность использования галогенных счетчиков для измерения ионизирующей способности частиц. В связи с этим возникает необходимость в исследовании возможной точности таких измерений и сравнении ее с точностью измерений с помощью обычных пропорциональных счетчиков.

ПРИПОРОГОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ РАЗРЯДА

В первых же исследованиях галогенных счетчиков ³⁻⁶ было обнаружено странное явление повторного возникновения разряда, происходящее только при напряжениях, близких к пороговому. Обычно наблюдается несколько следующих друг за другом повторных разрядов. Частота этих колебаний зависит от концентрации галогена и составляет около 10 кГц. С увеличением напряжения на счетчике происходит возрастание амплитуды и уменьшение числа повторных импульсов, а начиная с некоторого напряжения повторные разряды в счетчике полностью исчезают. Было установлено, что припороговые колебания наблюдаются только при малой концентрации галоида ($\leq 0,1\%$), причем область напряжений, при которых они возникают, возрастает с уменьшением галоидной примеси. Это обстоятельство, в частности, препятствует созданию счетчиков с началом счета ниже 250э, примесь галоида в которых должна быть меньше 0,1%.

Явление припороговых колебаний приходится учитывать и при выборе конструкции счетчиков. Так было обнаружено ²², что с увеличением длины счетчика возрастает область напряжений, при которой возникают припороговые колебания.

Несмотря на то, что припороговые колебания были исследованы во многих работах ^{3-6, 19, 23}, это специфическое для низковольтных галогенных счетчиков явление до последнего времени оставалось необъясненным. Фактически не делалось попыток объяснения этого явления даже в работах, посвященных выяснению механизма разряда в таких счетчиках. Лишь в работе Ле-Крузетт ²³ была предпринята попытка найти объяснение припороговым колебаниям. В этой работе возникновение повторных разрядов связывается с вырыванием электронов из катода ионами аргона и с образованием метастабильных атомов, которые имеют некоторую вероятность не разрушиться в течение мертвого времени и образовать электрон в объеме счетчика уже после восстановления в нем электрического поля. Однако нетрудно видеть, что сам по себе факт образования метастабильных атомов без учета временной картины повторного возникновения отдельных лавин из метастабильных атомов и электронов не может объяснить исчезновения колебаний при увеличении напряжения на счетчике. Действительно, с увеличением напряжения возрастает число образующихся в счетчике метастабильных атомов и, следовательно, растет вероятность образования электрона после окончания мертвого времени. К той же зависимости вероятности возникновения повторного разряда приводит и учет вырывания электронов из катода. Специфическая же особенность припороговых колебаний состоит в их исчезновении при повышении напряжения на счетчике. Рассмотренные в работе ²³ эффекты действительно являются причиной возникновения

повторных разрядов, но только не вблизи порога, а при большом перенапряжении, в конце плато счетчика.

Как мы видели, самостоятельный разряд в галогенном счетчике при напряжении, близком к пороговому, характеризуется чрезвычайно медленным развитием. Поэтому вполне естественна была попытка¹² связать припороговые явления с этой особенностью разряда, идущего за счет ударов второго рода. Медленно возрастающий по экспоненциальному закону разряд затем по мере накопления ионов в счетчике должен из-за уменьшения электрического поля перейти в медленно затухающий разряд. Из того факта, что при малом перенапряжении время запаздывания импульсов в галогенном счетчике достигает нескольких десятков микросекунд, следует, что время нарастания и затухания разряда в счетчике может превысить время восстановления электрического поля в счетчике, связанное с движением ионов к катоду. В этом случае, очевидно, затухание разряда должно смениться повторным развитием разряда.

При увеличении перенапряжения на счетчике происходит более быстрое нарастание разряда, которое затем также сменяется затуханием. Излагаемое здесь объяснение припороговых колебаний может быть принято только в том случае, если будет показано, что быстрое нарастание разряда сопровождается обязательно быстрым затуханием разряда.

Для выяснения этого вопроса необходимо будет рассмотреть развитие разряда с учетом экранирующего действия пространственного заряда образующихся ионов.

В общем случае разряд в счетчике описывается уравнением

$$dN_m(t) = \varepsilon N_m(t) \frac{dt}{\tau \ln K_{II}}, \quad (12)$$

где

$$\varepsilon = \gamma K_{II} - 1.$$

В предыдущем разделе при решении этого уравнения параметр ε считался постоянной величиной, заданной перенапряжением на счетчике. При $\varepsilon < 0$ в счетчике происходит постепенно затухающий разряд, что соответствует напряжениям, меньшим порогового. При $\varepsilon > 0$ решение уравнения приводит к неограниченному возрастанию разряда по экспоненциальному закону. Ясно, что это решение описывает разряд только в начальный период времени, когда можно пренебречь уменьшением электрического поля образующимся в счетчике пространственным зарядом. Для полного описания разряда в области Гейгера, очевидно, необходимо учесть уменьшение величины ε по мере накопления числа ионов в счетчике. Для начальных $\varepsilon_0 \ll 1$, соответствующих области напряжений, близких к пороговому, это уменьшение ε может быть описано в первом приближении линейной функцией от числа образовавшихся в счетчике ионов

$$N_{II}(t) = \delta \int_0^t N_m(t') \frac{dt'}{\tau}, \quad \text{т. е.} \quad \varepsilon(t) = \varepsilon_0 - \beta N_{II}(t);$$

здесь β — коэффициент пропорциональности, величину которого можно определить из измерения полного количества заряда, выделившегося на нити счетчика. Взяв полное число ионов, образовавшихся к моменту t , мы пренебрегаем тем обстоятельством, что из-за движения к катоду каждый ион участвует в гашении разряда лишь некоторое эффективное время, связанное с величиной мертвого времени счетчика.

Посмотрим, каков будет процесс затухания разряда при гашении, учитываемом в этом приближении. Интегральное уравнение

$$\frac{dN_m(t)}{dt} = \left[\varepsilon_0 - \beta\delta \int_0^t N_m(t') dt' \right] \frac{N_m(t)}{\tau \ln K_{\pi}} \quad (13)$$

после замены переменных $y = \int_0^t N_m(t') dt'$ сводится к следующему дифференциальному уравнению:

$$y'' = \left(\varepsilon_0 - \frac{\beta\delta}{\tau} y \right) \frac{y'}{\tau \ln K_{\pi}}. \quad (14)$$

Решая это уравнение, находим, пренебрегая начальным числом метастабильных атомов, что

$$\varepsilon_{t=\infty} \approx -\varepsilon_0. \quad (15)$$

Таким образом, гашение разряда пространственным зарядом приводит к уменьшению параметра ε , но не до нулевого значения, при котором прекращается дальнейшее нарастание разряда, а до отрицательного значения, равного по абсолютной величине начальному значению ε_0 . Это происходит из-за своеобразной инерции в гашении разряда. В тот момент, когда в счетчике накопилось количество ионов, достаточное для прекращения дальнейшего нарастания разряда и параметр ε стал равным нулю, в счетчике находится большое количество метастабильных атомов, которые, разрушаясь, приводят к дальнейшему увеличению числа ионов в счетчике. Следовательно, электрическое поле в счетчике продолжает уменьшаться, и параметр ε , принимая отрицательное значение, характеризует уже быстроту затухания разряда в счетчике.

Решение уравнения (14) после пренебрежения ничтожно малым вкладом в гашении от начального числа метастабильных атомов $N_m(0)$ принимает довольно простой вид:

$$N_m(t) \approx N_m(0) (D+1)^2 \frac{e^{\frac{t}{T}}}{(e^{t/T} + D)^2}, \quad (16)$$

где $N_m(0) = \frac{K_{\pi}}{\delta \ln K_{\pi}} n_e(0)$, $D = \frac{2\varepsilon_0^2}{\beta K_{\pi} n_e(0)}$ и $T = \frac{\tau \ln K_{\pi}}{\varepsilon_0}$. Импульс тока, проходящего через счетчик, выражается соотношением

$$I(t) = \frac{e\delta}{\tau} N_m(t), \quad (17)$$

где e — заряд электрона.

Полное число электронов, образовавшихся в счетчике к моменту t , равно

$$N_e(t) = \frac{\delta}{\tau} y(t) \approx \frac{K_{\pi} n_e(0) (D+1) (e^{\frac{t}{T}} - 1)}{\varepsilon_0 (e^{t/T} + D)}. \quad (18)$$

Положив в соотношении (18) $t = \infty$, найдем полный заряд, выделившийся на нити счетчика

$$Q \approx e \frac{2\varepsilon_0}{\beta} + e \frac{K_{\pi} n_e(0)}{\varepsilon_0} \approx e \frac{2\varepsilon_0}{\beta}. \quad (19)$$

Из этого соотношения на основании измерений величины импульса напряжения на нити счетчика при заданном перенапряжении может быть

определена величина отношения $\frac{\varepsilon_0}{\beta} = \frac{\gamma K_{\text{л}} - 1}{\beta}$. Приняв для $\gamma K_{\text{л}}$ зависимость от напряжения, определенную из измерений тока в области несамоостоятельного разряда, можно затем оценить величину коэффициента β . Так, для счетчика СТС-8 определенный таким образом коэффициент β оказался равным $5 \cdot 10^{-9}$. Совершенно очевидно, что коэффициент β должен быть обратно пропорционален длине счетчика.

Число метастабильных атомов в счетчике растёт со временем, достигая максимального значения при $e^{\frac{t_m}{T}} = D$ и затем к моменту времени $t_p = 2t_m$ уменьшается до начального числа $N_m(0)$. Следовательно, время

$$t_p = \frac{2\tau \ln K_{\text{л}}}{\varepsilon_0} \ln \frac{2\varepsilon_0^2}{\beta K_{\text{л}} n_e(0)} \quad (20)$$

можно считать длительностью происходящего в счетчике разряда. Как видно из этого соотношения, длительность разряда резко возрастает при приближении параметра ε_0 к нулю, т. е. вблизи порога Гейгера. На рис. 7 в логарифмическом масштабе кривые 1 и 2 изображены зависимости от времени числа метастабильных атомов в счетчике для двух начальных значений параметра ε_0 (0,1 и 0,3). Из рисунка видно, что быстрое возрастание разряда (кривая 2) сменяется столь же быстрым затуханием. Как уже отмечалось выше, доказательство этой особенности гашения разряда дает объяснение исчезновению повторных разрядов с увеличением напряжения на счетчике.

Приведенные выше соотношения описывают самостоятельный разряд в счетчике с учетом экранирующего действия пространственного заряда в тех случаях, когда длительность разряда существенно меньше мертвого времени счетчика $T_{\text{м}}$. Припороговые же колебания возникают в счетчике при $t_p \gtrsim T_{\text{м}}$ и для описания их необходим учет движения ионов, с которым связано значительное усложнение всей задачи. Полученные соотношения могут быть использованы лишь для оценки величины вероятности возникновения повторного разряда для случая, когда $t_p \approx T_{\text{м}}$.

Если длительность разряда значительно меньше мертвого времени счетчика, то к моменту t_p разряд в счетчике практически прекращается, а параметр ε , характеризующий интенсивность размножения лавин, достигает значения $\varepsilon(t_p) \approx -\varepsilon_0$. Затем из-за движения ионов к катоду в счетчике происходит восстановление электрического поля, приводящее к постепенному увеличению параметра ε . Начиная с некоторого момента времени, параметр ε переходит в область положительных значений и в счетчике становится возможен самостоятельный разряд. Это время и есть мертвое время счетчика $T_{\text{м}}$. Если в счетчике отсутствует начальная ионизация, то дальнейшее восстановление электрического поля

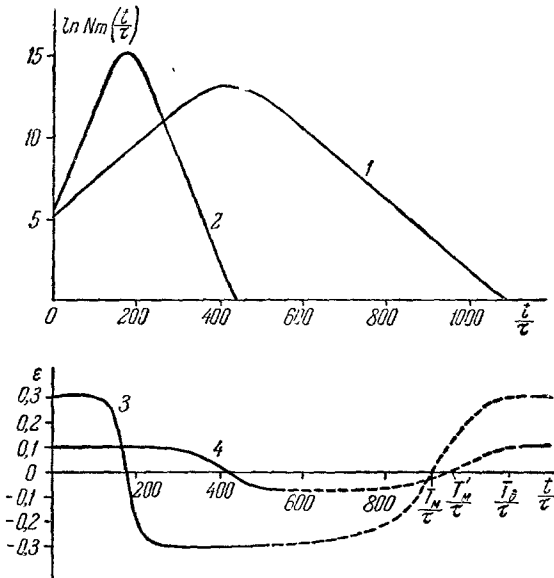


Рис. 7. Зависимость среднего числа метастабильных атомов и параметра ε от времени.

приведет к увеличению параметра ε до начального значения ε_0 . Этому моменту полного восстановления счетчика соответствует время, называемое обычно временем восстановления счетчика. Временная зависимость параметра $\varepsilon(t)$ для случая, когда $t_p \ll T_m$, изображена кривой 3 на рис. 7.

Отложенная на этом рисунке величина мертвого времени T'_m близка к величине длительности разряда, возникающего при $\varepsilon_0 = 0,1$. В этом случае картина восстановления счетчика качественно дается кривой 4 (рис. 7). Параметр ε , не достигнув значения $-\varepsilon_0$, начинает увеличиваться и в некоторый момент T'_m становится равным нулю. Однако

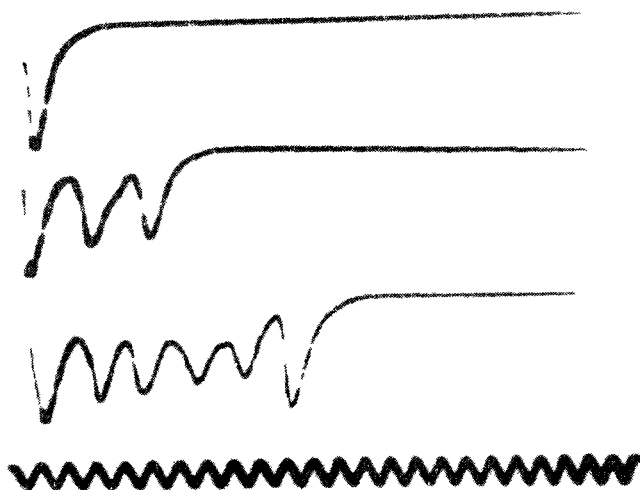


Рис. 8. Осциллограммы импульсов при напряжении, близком к пороговому. Частота калибровочной синусоиды 10 кГц.

разряд к этому моменту полностью не прекратился и, следовательно, с некоторой вероятностью в счетчике появляются электроны уже после момента времени T'_m . В этом случае дальнейшее возрастание параметра ε может сопровождаться повторным нарастанием разряда в счетчике. Из соотношения (18) можно найти среднее число электронов от первоначального разряда, появляющихся в счетчике уже после момента T'_m

$$N_e(\infty) - N_e(T'_m) \approx \frac{K_{\text{Л}} n_e(0)(D+1)^2}{\varepsilon_0(e^{T'_m/T} + D)}. \quad (21)$$

Это число электронов меньше действительного среднего числа электронов, так как при его определении не учитывалось возрастание параметра ε . Следовательно, вероятность появления в счетчике хотя бы одного электрона после момента T'_m должна быть больше величины

$$W = 1 - \exp[N_e(T'_m) - N_e(\infty)]. \quad (22)$$

Вероятность появления повторного разряда можно считать пропорциональной величине W . При определении этой вероятности следует еще учесть возможность прекращения разряда из-за флуктуаций в развитии лавин. Соотношения же (21) и (22) могут быть использованы лишь для качественного выяснения влияния различных факторов на припороговые колебания.

При приближении величины W к единице должно наблюдаться уменьшение числа одиночных импульсов и увеличение числа следующих друг за другом повторных разрядов.

На рис. 8 изображены осциллограммы импульсов в счетчике СТС-8 при одном и том же напряжении, близком к пороговому. Как видно из рисунка, наблюдаются и одиночные импульсы, и разряды с различным числом повторных циклов. Обычно последующие импульсы имеют величину, несколько меньшую первого. Это обусловлено тем, что повторный разряд развивается в электрическом поле, несколько ослабленном ионами от предыдущего разряда.

Из соотношений (21) и (22) следует, что область напряжений, при которых возникают припороговые колебания, возрастает с увеличением времени существования метастабильных атомов τ и с уменьшением коэффициента β . Следовательно, припороговые явления должны усиливаться при уменьшении концентрации легко ионизируемой примеси и увеличении длины счетчика, что находится в согласии с экспериментальными данными. Из соотношений (21) и (22) следует также, что вероятность возникновения повторного разряда падает с увеличением начальной ионизации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, целый ряд специфических свойств низковольтных галогенных счетчиков получает единое объяснение на основе учета особенности временного развития разряда, обусловленного ионизацией за счет ударов второго рода. Особенность такого разряда состоит в том, что каждому акту ионизации предшествует некоторое время диффузии метастабильного атома неона до встречи с атомом ионизируемой примеси. Поэтому такие специфические свойства галогенных счетчиков, как появление припороговых колебаний и резкое увеличение среднего времени запаздывания импульсов при приближении напряжения к пороговому, отчетливо проявляются лишь при малой концентрации галоида и аргона ($\leq 0,1\%$), когда велико среднее время разрушения метастабильных атомов неона. В свете изложенных представлений о механизме разряда в галогенных счетчиках становятся понятны также изменения свойств счетчиков, происходящие при увеличении концентрации галоида.

Увеличение количества галогенной добавки приводит к повышению величины порогового напряжения. Этот эффект был подробно изучен в работе¹⁴. Наблюдающееся повышение порогового напряжения вызвано в первую очередь увеличением поглощения фотонов молекулами галоида, которое приводит к уменьшению вероятности образования фотоэлектронов на катоде. Кроме того, из-за возрастания числа неупругих соударений происходит уменьшение средней энергии электронов, что приводит к уменьшению числа образующихся при заданном напряжении метастабильных атомов неона. Другой причиной повышения порогового напряжения является уменьшение коэффициента δ , характеризующего долю метастабильных атомов, разрушение которых сопровождается ионизацией атомов примеси.

В свою очередь увеличение поглощения фотонов приводит к возрастанию значений коэффициентов газового усиления, достигаемых в области самостоятельного разряда. Последнее проявляется в появлении области пропорционального усиления, обнаруживаемой уже с помощью визуального наблюдения импульсов на экране осциллографа⁵.

В работе⁵ было обнаружено, кроме того, возрастание мертвого времени счетчика при увеличении количества брома. Этот эффект следует отнести к уменьшению подвижности ионов.

В работах^{5,14} при увеличении давления галоида наблюдалось уменьшение эффективности счетчика. Как уже отмечалось выше, это уменьшение эффективности связано с образованием отрицательных ионов.

Увеличение количества примеси галоида должно, естественно, вызывать уменьшение среднего времени запаздывания импульсов, измеряемого при одном и том же перенапряжении, в соответствии с уменьшением среднего времени разрушения метастабильных атомов.

Особенно чувствительны к количеству галоида припороговые колебания. С увеличением примеси галоида область припороговых колебаний сужается, а затем и вовсе исчезает. Резкая зависимость припороговых колебаний от количества галоида объясняется одновременным действием двух причин: уменьшением длительности разряда и возрастанием мертвого времени.

Таким образом, с увеличением количества галоида становятся все менее выраженными специфические свойства низковольтных галогенных счетчиков, присущие разряду, возникающему за счет образования метастабильных атомов основного газа и последующей ионизации ударами второго рода атомов примеси. Вместе с тем, с повышением порогового напряжения в счетчике возникает ионизация газа непосредственно электронным ударом, роль которой все более возрастает по мере увеличения напряжения. По этой причине изложенное здесь математическое описание разряда в низковольтных счетчиках становится неприменимым при давлении галоида, равном нескольким миллиметрам рт. ст. При достаточно большом давлении галоида счетчик превращается в высоковольтный, разряд в котором уже не отличается от разряда в обычных самогасящихся счетчиках.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Geiger, Haxel, German Patent 682657, 1937.
2. S. H. Liebson, Phys. Rev. **72**, 181 (1947).
3. S. H. Liebson, H. Friedman, Rev. Sci. Instr. **19**, 303 (1948).
4. S. H. Liebson, Rev. Sci. Instr. **20**, 483 (1949).
5. E. Franklin, W. R. Loosmore, Proc. IEE, pt. II, No. 62, 237 (1951).
6. D. H. Le Croissette, J. Yarwood, J. Sci. Instr., **28**, 225 (1951).
7. F. M. Penning, Z. Phys. **46**, 335 (1927); Physica **1**, 1028 (1934).
8. H. Friedman, T. Chubb, D. Patterson, Bull. Amer. Phys. Soc. **26** No. 6, 9 (1951).
9. R. D. Present, Phys. Rev. **72**, 243 (1947).
10. C. Gimenez, J. Labeurgie, Nuovo cimento **2**, 169 (1952).
11. В. В. Вишняков, А. А. Тяпкин, Атомная энергия **10**, 298 (1957).
12. В. В. Вишняков, Тан Сяо-вей, А. А. Тяпкин, О механизме разряда в низковольтных галогенных счетчиках, Труды IV научно-технической конференции по ядерной радиоэлектронике, М., Атомиздат, 1960.
13. Л. Леб, Основные процессы электрических разрядов в газах, М., Гостехиздат, 1950, стр. 118.
14. A. Ward, A. Krumbein, Rev. Sci. Instr. **26**, 341 (1955).
15. Ю. Быдин, В. Дукельский, ЖЭТФ **31**, 569 (1956).
16. В. Л. Градовский, Электрический ток в газах, стр. 232, М.—Л., Гостехиздат, 1952 г.
17. И. И. Глотов, ЖЭТФ **7**, 1005 (1937).
18. W. R. Loosmore, I. Sharpe, Nature **167**, 600 (1951).
19. Л. С. Эйг, Диссертация, 1953 г.
20. Л. С. Эйг, Приборы и техника эксперимента **6**, 54 (1957).
21. D. Van Zoanen, Appl. Sci. Res., **B3**, 377 (1953).
22. И. А. Пареп (частное сообщение).
23. D. H. Le Croissette, Rev. Sci. Instr. **25**, 1023 (1954).