

Регистрация положительных и отрицательных ионов в нитяном ионизационном детекторе, заполняемом атмосферным воздухом

© В.К. Ляпидевский, А.Б. Милентьев, А.И. Миськевич, В.Н. Сысоев

Открытое акционерное общество, Научно-исследовательский институт стали,
127411 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 3 марта 1999 г.)

Раассмотрены физические процессы, происходящие при регистрации отдельных ионов в объеме нитяного детектора, заполняемого атмосферным воздухом. Измерены амплитудные распределения электрических импульсов. Показано, что регистрация положительного иона осуществляется в результате эмиссии электрона с поверхности отрицательного заряженной нити, а регистрация отрицательного иона — в результате отрыва электрона от отрицательного иона вблизи положительно заряженной нити. Рассмотрены вторичные процессы при нейтрализации положительных ионов на отрицательно заряженном внешнем электроде и при нейтрализации положительных ионов на отрицательно заряженной нити. Показано, что в отличие от обычных пропорциональных счетчиков здесь вторичные процессы приводят не к увеличению амплитуды электрического импульса, а к увеличению числа электрических импульсов. Нитяной детектор позволяет регистрировать как образующиеся в объеме детектора ионы, так и ионы, внесенные в объем детектора из окружающей атмосферы. Рассмотрены возможные применения нитяных детекторов, заполняемых воздухом.

Введение

В работе [1] показано, что ионизирующие частицы можно регистрировать в воздухе с помощью открытого в атмосферу счетчика Гейгера–Мюллера, расположенного вне их траектории. В работах [2,3] описан цилиндрический газоразрядный счетчик с отрицательно заряженной проволочкой. Счетчик облучался источниками альфа-, бета- и гамма-излучения. Было установлено, что регистрация ионизирующих частиц происходит в результате эмиссии электронов, вызываемой положительными ионами, нейтрализующимися на поверхности проволочки, с последующим развитием самостоятельного разряда. Характерными чертами этого режима работы является независимость амплитуды и формы электрического импульса от вида излучения и от величины приложенного напряжения.

Как в первом, так и во втором случае счетчики работали в режиме самостоятельного газового разряда. В отличие от обычных счетчиков, заполненных электроположительными газами, здесь образующиеся в самом газовом разряде ионы регистрируются счетчиком наравне с первичными. Раздельная регистрация ионов, вызываемых ионизирующим излучением, и ионов, образующихся в газовом разряде, до настоящего времени не была осуществлена. Число ионов, образующихся в газовом разряде, может на несколько порядков превышать число первичных ионов. В этих условиях счетчик регистрирует в основном ионы, образующиеся в самом газовом разряде.

В данной работе для регистрации ионов, образованных ионизирующим излучением в объеме детектора, или ионов, попавших в объем детектора из окружающего воздуха, применен режим ионизационной камеры с газовым усилением [4]. Основным условием осуществления

такого режима является ограничение газового усиления до значения, при котором среднее число ионов N , возникающих в газовом разряде, удовлетворяет неравенству $\eta N < 1$, где η — вероятность образования свободного электрона при подходе иона к нити.

Исследовалась работа нитяных цилиндрических детекторов с диаметром внешнего цилиндра 8,5, 18,5, 50, 150, 160 мм, диаметром нити 20, 30, 100 μm и длиной 18, 19 и 20 см. Объем каждого детектора сообщался с атмосферным воздухом через отверстия во внешнем цилиндре. Также исследовалась работа детектора, в котором вместо цилиндра использовались тор диаметром 10 мм и нить толщиной 20 μm .

Исследования показали, что основные характеристики не зависят от размеров детекторов. Вместе с тем область рабочих напряжений для детектора с отрицательно заряженной нитью увеличивается с увеличением диаметра цилиндра и уменьшением диаметра нити, а для детектора с положительно заряженной нитью наблюдается обратная зависимость.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Высокое напряжение от блока питания подавалось непосредственно на нить детектора: отрицательное — при регистрации положительных ионов и положительное — при регистрации отрицательных ионов. Ионизация в объеме детектора создавалась космическим излучением, радиоактивностью окружающей среды и конструкционных материалов (фоновая ионизация). Ионизация в окружающем детектор атмосферном воздухе создавалась источником альфа-частиц Pu-238, который помещался относительно детектора так, чтобы прямое попадание ионизирующих частиц в объем детектора было исключено. Образовавшиеся ионы увлекались потоком воздуха, создаваемым насосом, в объем детектора. Для выделения ионов определенной массы применялся электростатический фильтр.

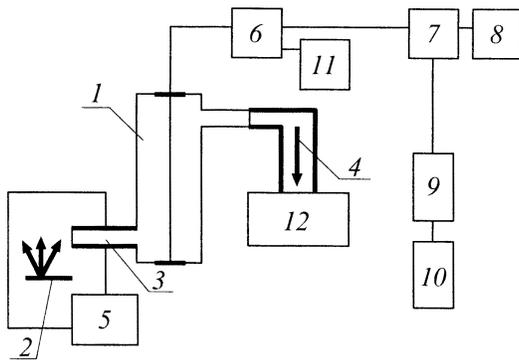


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — газоразрядный счетчик, 2 — альфа-источник, 3 — электростатический фильтр, 4 — направление движения воздуха, 5 — источник питания (ИП), 6 — предварительный усилитель (ПУ), 7 — усилитель (У), 8 — спектрометр (С), 9 — дискриминатор (Д), 10 — счетное устройство (СУ), 11 — высоковольтный блок питания (ВБ), 12 — насос.

Для регистрации световых вспышек использовался ФЭУ, устанавливаемый непосредственно напротив отверстия в корпусе детектора (на схеме не показан).

1. Регистрация отрицательных ионов

В работах [5–7] установлено, что в объеме детектора, заполненного воздухом, существует несколько областей: 1 — область вблизи нити, напряженность электрического поля достаточно велика — больше 24.3 kV/cm при нормальных условиях (если быстрая заряженная частица проходит через эту область, то образующиеся в результате ионизации воздуха электроны не термализуются, а вызывают ударную ионизацию и соответствующее газовое усиление); 2 — область вблизи внешнего электрода, в которой происходит захват электронов и образование отрицательных ионов, и промежуточная область 3, в которой происходит частичный захват электронов и образование отрицательных ионов. При этом некоторая доля не термализовавшихся электронов дрейфует из области 3 в область 1.

В области 1 при достаточно большой разности потенциалов между электродами U вблизи нити появляется еще одна область 4, в которой возможен отрыв электрона от попавшего в эту область отрицательного иона с последующим образованием электронно-фотонных лавин. Согласно [7], этот процесс в воздухе при нормальных условиях осуществляется в поле с напряженностью электрического поля $E > 76 \text{ kV/cm}$. Образовавшиеся свободные электроны вызывают электронно-фотонные лавины и при газовом усилении дают электрический импульс.

Таким образом, любой отрицательный ион, образовавшийся в объеме камеры, попадая в область 4, может быть зарегистрирован. Амплитудное распределение электрических и световых импульсов существенно отличается от амплитудного распределения при регистрации быстрых

заряженных частиц, проходящих непосредственно через область ударной ионизации вблизи нити [5,6].

1.1. Амплитудное распределение электрических и световых импульсов

Амплитудное распределение электрических импульсов в режиме регистрации отдельных ионов приведено на рис. 2. При прохождении ионизирующей частицы через основной объем детектора образовавшиеся электроны термализуются и захватываются молекулами кислорода. Распределенные в пространстве отрицательные ионы дрейфуют к положительно заряженной нити. Подход к нити на достаточно близкое расстояние и попадая в электрическое поле большой напряженности, отрицательный ион разрушается. Образовавшийся электрон вблизи нити создает электронно-фотонную лавину. Число световых импульсов, регистрируемых ФЭУ, существенно превышает число электрических. Амплитудное распределение световых импульсов аналогично приведенному на рис. 2.

При увеличении расстояния, которое проходит электрон от места своего образования до нити, размер лавины и соответственно амплитуда вызываемого ею электрического импульса, а также светового импульса растет. Вместе с тем вероятность отрыва электрона от отрицательного иона увеличивается вблизи нити благодаря увеличению напряженности электрического поля, поэтому растет число электрических и световых импульсов малой амплитуды по сравнению с числом импульсов большой амплитуды. Такое распределение амплитуд импульсов электрических и световых импульсов (рис. 2) характерно для режима регистрации отдельных отрицательных ионов.

Существенно, что характер амплитудных распределений, полученных как при регистрации ионов, образовавшихся в самом объеме детектора (кривая 1), так и при регистрации внешних по отношению к детектору

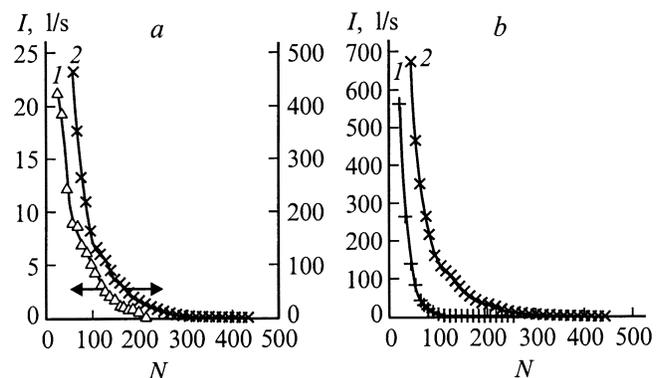


Рис. 2. Амплитудное распределение электрических импульсов при положительно заряженной нити диаметром $100 \mu\text{m}$ в детекторе с диаметром внешнего цилиндра 8.5 mm при напряжении 3265 V (a): 1 — ионы, образованные в детекторе; 2 — внешние ионы от альфа-источника, а также внешние ионы от альфа-источника (b) при напряжении 3255 V (1) и 3265 V (2).

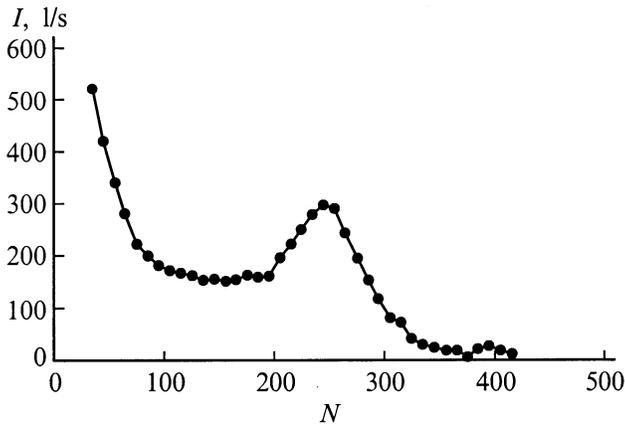


Рис. 3. Амплитудное распределение электрических импульсов в режиме регистрации ионов, образовавшихся в газовом разряде в детекторе с диаметром внешнего цилиндра 50 мм, с положительно заряженной нитью диаметром 30 μm .

ионов (кривая 2), одинаков. Это является прямым подтверждением того, что в обоих случаях регистрируются первичные ионы, а не вторичные, возникающие в газовом разряде, которые дают распределения электрических импульсов (рис. 3), резко отличающиеся от приведенного.

1.2. Физические процессы в объеме детектора

Регистрируемые электрические импульсы имеют время нарастания меньше 10^{-8} с. Это свидетельствует о малом времени развития первичной электронно-фотонной лавины. Фотоны, образовавшиеся в лавине, частично поглощаются в объеме детектора, создавая распределенные в пространстве положительные ионы и электроны, частично попадают на катод и благодаря фотоэффекту вызывают эмиссию электронов. Число прошедших через объем детектора фотонов, регистрируемое ФЭУ через отверстие в катодe, существенно превышает число регистрируемых электрических импульсов.

В отличие от обычных счетчиков, заполненных электроположительными газами, в которых фотоэффект и эмиссия электронов играют существенную роль в усилении первичной электронно-фотонной лавины, здесь этого нет. Образовавшиеся в объеме детектора электроны захватываются молекулами кислорода, образуя отрицательные ионы, подвижность которых на несколько порядков меньше подвижности электронов. Поэтому они подходят к нити уже после завершения процессов в первичной лавине и не могут участвовать в ее усилении.

В обычных счетчиках вслед за первичной лавиной, которая локализована на нити местом прохождения быстрой заряженной частицы, возникают вторичные электронные лавины, вызываемые фотоэлектронами, выходящими из любой точки поверхности катода. Поэтому по завершении процесса регистрации вся нить охватывается газовым разрядом. При увеличении разности потенциалов растет газовое усиление, соответственно растет

объемный заряд, окружающий нить; это приводит к ограничению газового усиления и затем к переходу в режим счетчика Гейгера. В отличие от обычных счетчиков в нашем детекторе лавина локализована на малом участке нити. Это видно непосредственно на фотографиях разряда, полученных в конденсационной камере [8].

При увеличении разности потенциалов U увеличивается напряженность электрического поля, расширяется область, в которой происходит отрыв электрона от отрицательного иона. Все это приводит к увеличению числа регистрируемых электрических и световых импульсов и их амплитуды (рис. 2, b, кривая 2 и рис. 4).

Образованием вблизи нити электронно-фотонной лавины заканчиваются первичные процессы в объеме детектора: электроны и ионы первичной лавины уходят на электроды, фотоны частично поглощаются в объеме детектора, создавая распределенные в пространстве положительные ионы и электроны, частично проходят через объем детектора и попадают на катод. Вторичные процессы в объеме детектора обусловлены фотоэффектом на катоде и в газе, а также эмиссией электронов при нейтрализации положительных ионов на катоде.

а) **Вторичные процессы, вызываемые фотоэффектом.** Основное отличие детектора, заполненного воздухом, от обычного заключается в том, что образовавшиеся вторичные электроны не могут участвовать в усилении первичной лавины. Они захватываются молекулами кислорода, образуя распределенные в объеме детектора отрицательные ионы. Отрицательный ион, подходя к нити и попадая в электрическое поле большой напряженности, вызывает с вероятностью η_1 новую электронно-фотонную лавину. Образующийся при этом электрический импульс запаздывает по отношению к первичному. Максимальное время запаздывания равно τ времени дрейфа отрицательного иона от катода до нити.

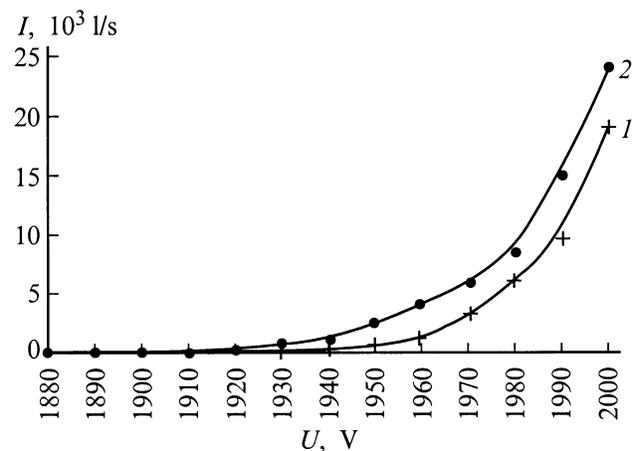


Рис. 4. Зависимость числа регистрируемых импульсов в секунду от напряжения на нити (V) в детекторе с диаметром внешнего цилиндра 8.5 мм и положительно заряженной нитью диаметром 20 μm : 1 — фоновая ионизация, 2 — ионизация от внешнего источника.

Определим число регистрируемых электрических импульсов с учетом фотоэффекта. Полагая, что каждый отрицательный ион, подходящий к нити, вызывает образование свободного электрона с вероятностью η_e и соответственно электронно-фотонную лавину, которая дает в среднем N^- отрицательных ионов, распределенных по объему детектора, получим, что полное число электронно-фотонных лавин и соответственно электрический импульс от одного зарегистрированного иона равно

$$N_e = 1 + \eta_e \cdot N^- + (\eta_e \cdot N^-)^2 + (\eta_e \cdot N^-)^3 + \dots \quad (1)$$

При условии, что знаменатель геометрической прогрессии в (1) $\eta_e \cdot N^- < 1$, получим

$$N_e = \frac{1}{1 - \eta_e \cdot N^-}. \quad (2)$$

Если число электрических импульсов без учета вторичных процессов равно N_{e0} в 1 с, то полное число электрических импульсов с учетом вторичных ионов газового разряда, регистрируемых в 1 с, равно

$$N_{e \text{ comp}} = \frac{N_{e0}}{1 - \eta_e \cdot N^-}. \quad (3)$$

Отношение $N_y = N_{e \text{ comp}}/N_{e0}$ можно назвать коэффициентом умножения числа ионов (КУИ). При малых коэффициентах газового усиления в первичной электронно-фотонной лавине знаменатель в (3) практически не отличается от 1 и КУИ равен 1. При увеличении N^- КУИ растет. Ионное умножение — это новое явление, которое не наблюдается в обычных счетчиках с газовым усилением.

Итак, если в обычном пропорциональном счетчике вторичные процессы приводят к увеличению амплитуды импульса, то здесь амплитуда импульса определяется усилением в первичной лавине, а вторичные процессы приводят к увеличению числа регистрируемых импульсов.

б) Вторичные процессы, вызываемые эмиссией электронов при нейтрализации положительных ионов на катоде. Известно, что в обычных счетчиках Гейгера–Мюллера для образования ложного импульса достаточно, чтобы положительные ионы разряда, подходя к катоду, вызвали эмиссию хотя бы одного электрона, т.е. достаточно выполнения условия $N_I^+ \cdot \gamma_I \geq 1$. Коэффициент эмиссии (по данным, полученным с газоразрядными счетчиками [9]) по порядку величины равен 10^{-4} . В воздушном детекторе для образования электрического импульса требуется выполнение условия $N_I \cdot \gamma_I \cdot \eta_e^- \geq 1$, где $\eta_e^- = 10^{-4} - 10^{-5}$ (раздел 1.3). Для этого необходимо, чтобы число положительных ионов, подошедших к катоду, по порядку величины превышало 10^8 . Поэтому в воздушном детекторе в режиме, когда коэффициент газового усиления (и, следовательно, число положительных ионов) на несколько порядков меньше приведенной величины, электрические импульсы за счет положительных ионов непосредственно после регистрации первичного иона не возникают.

1.3. Вероятность регистрации отрицательного иона

Вероятность регистрации отрицательного иона η_I^- можно оценить путем сравнения при одной и той же геометрии облучения альфа-частицами Pu-238 числа регистрируемых электрических импульсов для двух экспериментов: в первом — детектор заполнялся аргоном, во втором — воздухом.

В первом эксперименте регистрировались электрические импульсы, образованные электронами из трека альфа-частицы. Число зарегистрированных электрических импульсов N_α в этом эксперименте практически равно числу альфа-частиц, попавших в рабочий объем детектора. Во втором эксперименте регистрировались электрические импульсы N_e^- , образованные отрицательными ионами. Отношение N_e^-/N_α оказалось во всех экспериментах больше 10.

Если считать, что в среднем одна альфа-частица Pu-238 создает в объеме детектора $1.5 \cdot 10^5$ электронов, то вероятность регистрации одного отрицательного иона (если считать, что число образовавшихся отрицательных ионов N_I^- равно числу электронов)

$$\eta_I = \frac{N_e^-}{N_I^-} = 0.66 \cdot 10^{-4}.$$

Следует отметить, что вероятность отрыва электрона от отрицательного иона, а следовательно и η_I^- , растет с увеличением напряженности электрического поля.

2. Регистрация положительных ионов

Основная особенность детектора с отрицательно заряженной нитью заключается в том, что положительные ионы при нейтрализации вызывают эмиссию электронов с поверхности нити. Электроны вызывают электронно-фотонную лавину с последующим ее усилением за счет фотоэлектронов, выходящих с поверхности нити. Это приводит к увеличению амплитуды электрического импульса (рис. 5, b) и резкой ее зависимости от U .

2.1. Амплитудное распределение электрических и световых импульсов

Амплитудное распределение электрических импульсов приведено на рис. 5, a (1 — фоновая ионизация, 2 — дополнительная ионизация окружающего детектор воздуха источником альфа-частиц). Такое же распределение имеют световые импульсы. Число световых импульсов превышает более чем на три порядка число электрических. Хорошо выраженный максимум в распределении обусловлен тем, что электронно-фотонная лавина, начинающаяся от поверхности нити, затухает примерно на одном и том же расстоянии от нее из-за уменьшения напряженности электрического поля. Неизменность формы амплитудного распределения является подтверждением

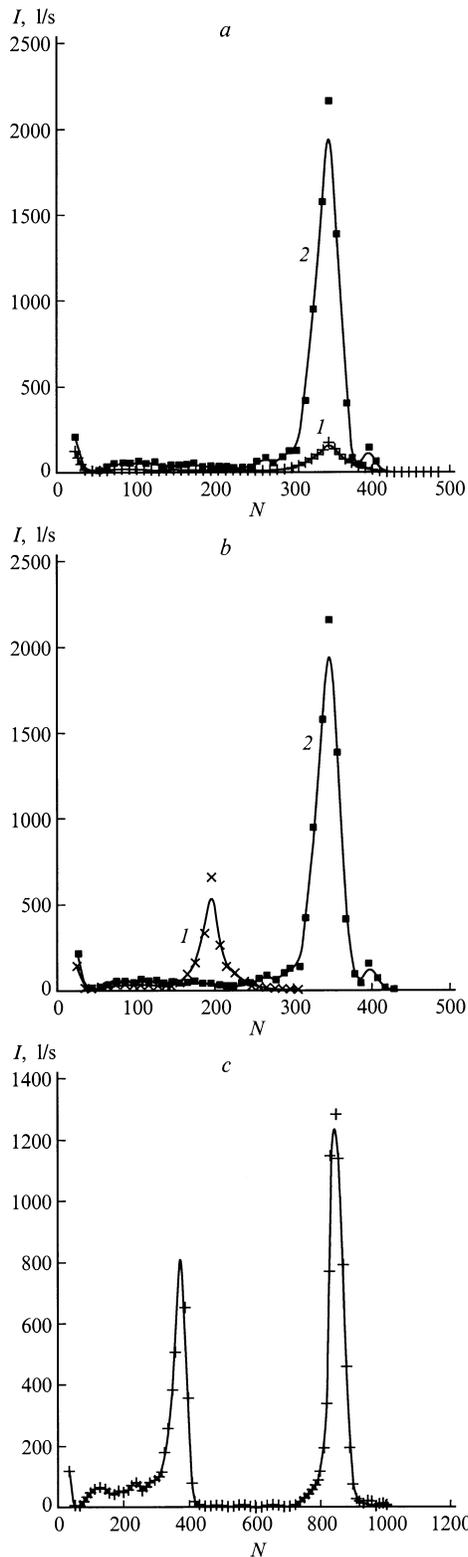


Рис. 5. Амплитудное распределение (а) электрических импульсов для детектора с диаметром внешнего цилиндра 18,5 мм с отрицательно заряженной нитью диаметром 100 мкм при напряжении 2290 В: 1 — ионы, образованные в детекторе; 2 — внешние ионы от альфа-источника, а также внешние ионы от альфа-источника (b) при напряжении 2270 (1) и 2290 (2), 2310 В (с).

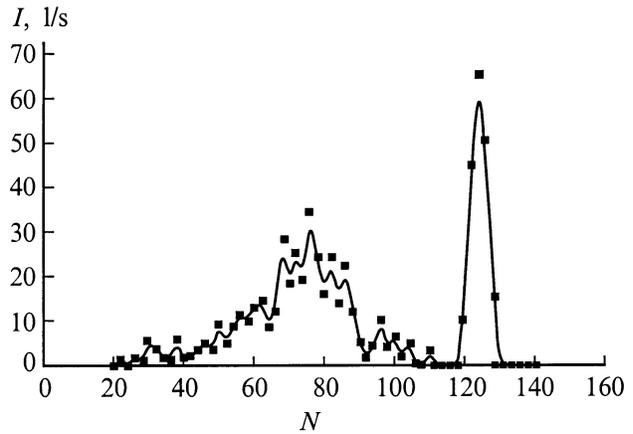


Рис. 6. Амплитудное распределение электрических импульсов для промежуточного режима работы детектора с диаметром внешнего цилиндра 150 мм с отрицательно заряженной нитью диаметром 20 мкм.

того, что регистрируемые импульсы в обоих экспериментах вызываются положительными ионами: ионами, попадающими в объем детектора из атмосферного воздуха (кривая 2 на рис. 5, а), и ионами, образующимися в самом объеме детектора ионизирующими частицами (кривая 1 на рис. 5, а). При дальнейшем увеличении U появляется второй пик с большей амплитудой (рис. 5, с). Число электрических импульсов в этом пике растет с увеличением U . Относительное число импульсов в первом пике уменьшается.

При достижении напряжения U появляется еще один пик, амплитуда которого превышает 1 В и не зависит от U (рис. 6). По своим характеристикам электрические импульсы в этом пике являются импульсами самогасящегося самостоятельного разряда, описанного в [2,3]. Число таких импульсов растет с увеличением напряжения. Соответственно растет число возникающих в разряде положительных ионов, которое на несколько порядков может превысить число первичных ионов. В этих условиях одновременно с пиком большой амплитуды появляется значительное число импульсов меньшей амплитуды — общее число регистрируемых импульсов возрастает на несколько порядков (рис. 7).

2.2. Физические процессы в объеме детектора

Принципиальное отличие рассматриваемого детектора от обычных пропорциональных счетчиков и счетчиков Гейгера–Мюллера заключается в том, что в счетчике с положительной нитью, заполненном электроположительным газом, невозможно регистрировать положительные ионы отдельно от электронов. Это обусловлено тем, что невозможно отличить электроны, возникающие при нейтрализации положительных ионов на катоде, от электронов, образующихся в газе. И те и другие вызывают электронно-фотонные лавины вблизи нити, и образующиеся электрические импульсы ничем не отличаются друг от друга. В детекторе с отрицательно

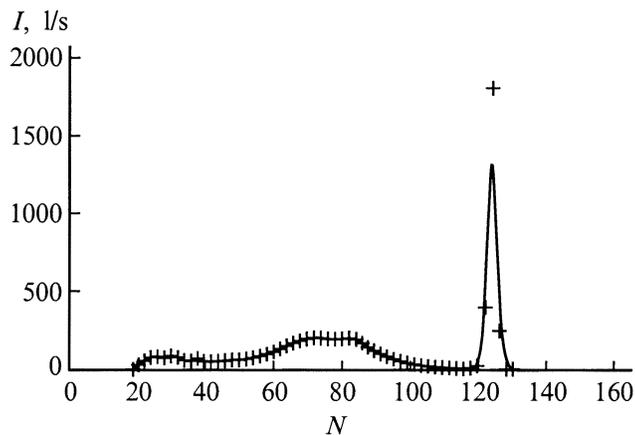


Рис. 7. Амплитудное распределение электрических импульсов в режиме, когда в основном регистрируются ионы газового разряда для детектора с диаметром внешнего цилиндра 150 мм с отрицательно заряженной нитью диаметром 20 мкм.

заряженной нитью, заполненном электроотрицательным газом, раздельная регистрация происходит. Электроны с поверхности нити при нейтрализации положительного иона сразу, попадая с поле большой напряженности, вызывают электронно-фотонную лавину, тогда как ионы, образуясь в газе, захватываются молекулами кислорода, образуя отрицательные ионы, которые нейтрализуются на аноде.

В отличие от детектора с положительно заряженной нитью, где для образования свободного электрона (в результате разрушения отрицательного иона) требовалась большая напряженность электрического поля 70–80 кВ/см, здесь образование свободного электрона происходит при нейтрализации положительного иона на нити в основном за счет его потенциальной энергии. Поэтому разность потенциалов U , при которой начинается регистрация электрических импульсов, при отрицательно заряженной нити определяется только газовым усилением и оказывается меньше, чем при заряженной положительно. Вместе с тем зависимость величины газового усиления от U становится более резкой. В процессе нейтрализации иона образовавшаяся молекула остается в возбужденном состоянии. Возбужденная молекула может вырвать из нити еще один электрон, который оказывается свободным. Этот электрон вызывает электронно-фотонную лавину, начинающуюся от поверхности нити. Определим полное число пар ионов, образующихся в лавине.

Положим, что электронно-фотонная лавина, вызываемая одним электроном, содержит N пар ионов и N_{ph} фотонов. Фотоны, попадая на поверхность нити в результате фотоэффекта, образуют $N_{ph}\gamma_{surf}$ электронов. Эти электроны, выходя с поверхности нити, вызывают электронно-фотонную лавину, содержащую $(N_{ph}\gamma_{surf})N$ пар ионов и $(N_{ph}\gamma_{surf})N_{ph}$ фотонов; фотоны, попадая на нить, вызывают $(N_{ph}\gamma_{surf})N_{ph}\gamma_{surf}$ электронов, которые в свою очередь образуют лавину, содержащую $(N_{ph}\gamma_{surf})^2N$ пар ионов, и т. д.

Суммируя все следующие друг за другом лавины, получим, что один вышедший из нити электрон вызывает N_p пар ионов

$$N_p = N + N(N_{ph} \cdot \gamma_{surf}) + N(N_{ph} \cdot \gamma_{surf})^2 + N(N_{ph} \cdot \gamma_{surf})^3 + \dots \quad (4)$$

При условии, что $N_{ph} \cdot \gamma_{surf} < 1$ вместо N ионов получим

$$N_p = \frac{N}{1 - N_{ph} \cdot \gamma_{surf}}. \quad (5)$$

Следует подчеркнуть, что в отличие от обычных пропорциональных счетчиков, где вторичные электронные лавины следуют друг за другом через промежутки времени, равные времени дрейфа электрона от внешнего цилиндра до нити ($\sim 10^{-6}$ с), здесь электроны сразу попадают в электрическое поле большой напряженности. Поэтому время развития лавин существенно меньше, чем в обычных счетчиках, и составляет $\sim 10^{-9}$ с. Число фотонов в лавине весьма велико и резко растет с увеличением напряжения. Кроме того, при увеличении U увеличивается вероятность эмиссии одновременно двух электронов с поверхности нити при нейтрализации положительного иона. Последнее приводит, согласно формуле (3), к увеличению примерно вдвое электрического импульса. Появление второго пика в амплитудном распределении при увеличении U наблюдается экспериментально (рис. 5, с). Все эти процессы приводят к весьма резкой зависимости числа ионов в лавине от U (рис. 8).

Резкая зависимость числа электронов и ионов в газовом разряде от U приводит к сужению области рабочих напряжений. Флуктуации коэффициента газового усиления в этих условиях приводят к значительным колебаниям скорости счета. Для увеличения стабильности работы детектора необходимо уменьшить зависимость

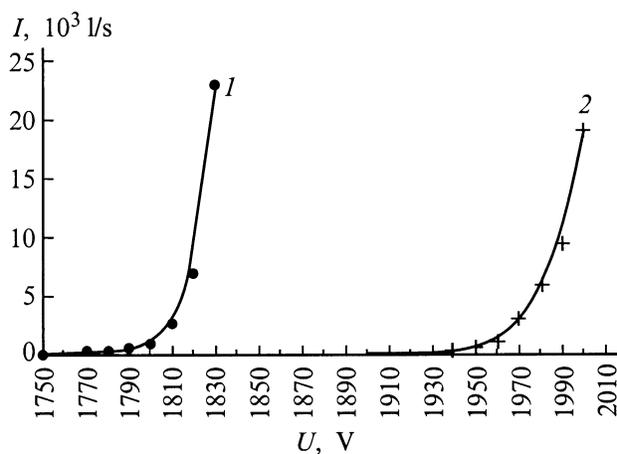


Рис. 8. Зависимость числа регистрируемых импульсов в секунду от напряжения (U) на нити диаметром 20 мкм для фоновой ионизации в детекторе с диаметром внешнего цилиндра 8.5 мм: 1 — для отрицательно заряженной нити, 2 — для положительно заряженной нити.

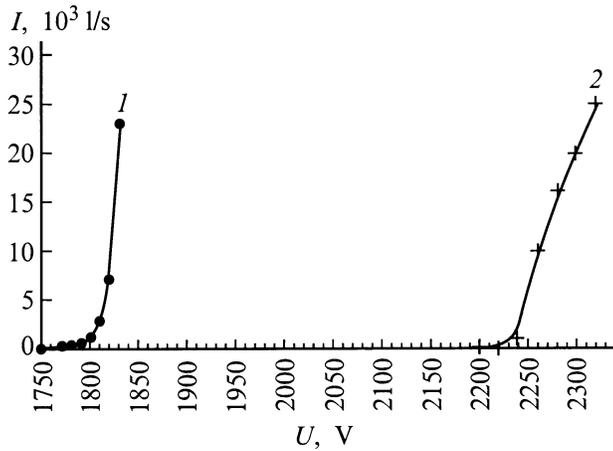


Рис. 9. Зависимость числа регистрируемых импульсов в секунду от напряжения (U) на отрицательно заряженной нити для детектора с диаметром внешнего цилиндра 8.5 mm и нитью диаметром 20 μm (1) и для детектора с тороидальным анодом (2).

коэффициента газового усиления от U . В обычных пропорциональных счетчиках это достигается путем введения в газ "гасящих" добавок, уменьшающих влияние фотоэффекта с поверхности катода на процесс газового усиления. Здесь введение добавок неэффективно из-за того, что фотоны возникают в лавине вблизи поверхности нити и вызывают фотоэффект с ее поверхности, не успевая поглотиться в газе. Вторая возможность уменьшения влияния фотоэффекта заключается в уменьшении поверхности облучаемой фотонами нити. Это достигается как путем уменьшения диаметра нити, так и путем уменьшения рабочей длины нити. Рабочую длину нити можно уменьшить, применяя в качестве анода тор вместо цилиндра. Исследования показали, что детектор с тороидальным анодом имеет стабильные счетные характеристики (рис. 9). Длительность регистрируемого импульса в детекторе с тороидальным анодом так же, как и в цилиндрическом детекторе, составляет 10^8 s. За это время процессы регистрации первичного иона заканчиваются; положительные ионы, образовавшиеся в лавине, нейтрализуются на нити, электроны уходят от нити и захватываются молекулами воздуха. Образовавшиеся отрицательные ионы дрейфуют к внешнему электроду и через время τ^- нейтрализуются на его поверхности.

а) Вторичные процессы, вызываемые нейтрализацией положительных ионов на катоде (нити). Фотоны первичной лавины, поглощаясь в газе, образуют фотоэлектроны и положительные ионы. Электроны захватываются молекулами кислорода, отрицательные ионы дрейфуют к аноду и нейтрализуются. Распределенные по объему положительные ионы дрейфуют к нити и, достигая ее поверхности с определенной вероятностью η_l , вызывают эмиссию электронов. Обозначим максимальное время дрейфа положительных ионов через τ^+ . Определим число регистрируемых электрических импульсов с учетом

вызываемой положительными ионами эмиссии электронов.

Примем, что в одном электрическом импульсе в газе образуется в среднем N^+ положительных ионов. Подходя к нити за время τ^+ , ионы вызовут эмиссию $\eta_l \cdot N^+$ электронов. Полагая, что $\eta_l \cdot N^+ < 1$ и каждый электрон, который вышел из нити, вызывает один электрический импульс, получим, что полное число зарегистрированных электрических импульсов равно

$$N_p = 1 + \eta_l \cdot N^+ + (\eta_l \cdot N^+)^2 + (\eta_l \cdot N^+)^3 + \dots \quad (6)$$

или

$$N_p = 1 / (1 - \eta_l \cdot N^+). \quad (7)$$

При условии, что $\eta_l \cdot N^+ \ll 1$, число зарегистрированных электрических импульсов от одного иона равно 1. При увеличении U число вторичных ионов в разряде растет, соответственно растет число регистрируемых электрических импульсов. Например, при $\eta_l \cdot N^+ = 0.99$ число электрических импульсов при регистрации одного иона равно 100. При $\eta_l \cdot N^+ \geq 1$ детектор переходит в режим самостоятельного разряда. По данным работы [2], число пар ионов в электронно-фотонной лавине равно 10^8 . В этом режиме число возникающих вторичных ионов имеет такой же порядок величины. В этих условиях $\eta_l \cdot N^+ \gg 1$ и детектор регистрирует в основном ионы, генерируемые в самом газовом разряде. Разряд локализован на малом участке нити, поэтому разрешающее время имеет такой же порядок величины, как длительность регистрируемого электрического импульса ($\sim 10^{-8}$ s). Здесь разрешающее время на несколько порядков меньше, чем в счетчиках Гейгера–Мюллера, где разряд охватывает всю нить, что является причиной появления мертвого времени (10^{-4} s).

Благодаря флуктуациям числа вторичных ионов U при определенных значениях U наблюдаются как электрические импульсы самостоятельного разряда, так и электрические импульсы в режиме пропорционального газового усиления (рис. 6).

2.3. Вероятность регистрации положительного иона

Образование свободного электрона при нейтрализации положительного иона вблизи поверхности нити приводит с вероятностью, близкой к единице, к развитию электронно-фотонных лавин и регистрации электрического импульса. Поэтому можно считать, что вероятность регистрации положительного иона η_l^+ практически равна эмиссии электрона из нити — η_e^+ .

Если коэффициент умножения ионов (КУИ) равен 1, то вероятность регистрации иона определяется как отношение числа регистрируемых электрических импульсов к числу образующихся за этот же промежуток времени ионов. Скорость образования ионов (число ионов, образующихся в 1 cm^3 в секунду) в объеме детектора можно считать равной скорости образования ионов в

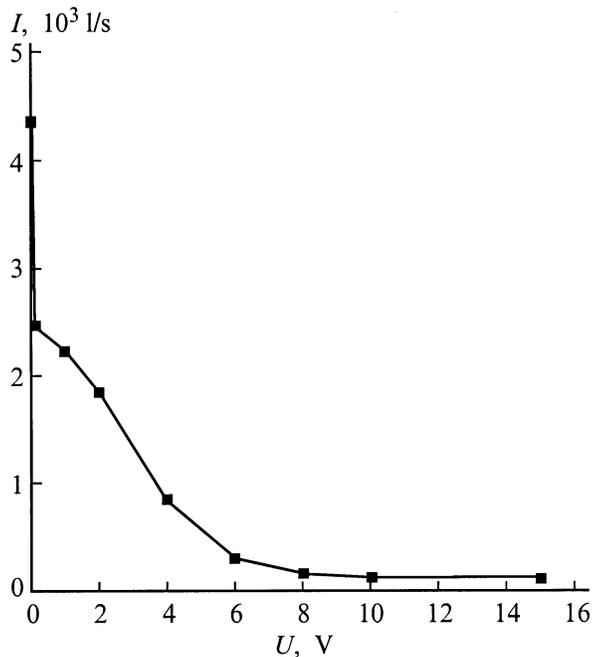


Рис. 10. Зависимость числа регистрируемых импульсов в секунду (I) от напряжения на фильтре (U).

окружающем его воздухе. Скорость ионообразования, измеренная детектором, оказалась равной 20 пар ионов на 1 cm^3 . Число регистрируемых электрических импульсов в условиях, когда $KUI = 1$, практически не зависит от U . Такие условия были получены в детекторе с диаметром внешнего электрода 15 см, рабочим объемом, равным 4 л, и диаметром нити $20 \text{ }\mu\text{m}$. В среднем за 1 мин детектор регистрировал 80 импульсов. При условии, что все образующиеся ионы собираются на электроды, эффективность регистрации составляла $\eta_I^+ = 1.6 \cdot 10^{-5}$.

2.4. Регистрация ионов из окружающего детектор атмосферного воздуха

При измерении концентрации ионов различной подвижности исследуемый воздух засасывается в объем детектора через электростатический фильтр (рис. 1), представляющий собой прямоугольный канал длиной 90 мм, шириной 20 мм и расстоянием между электродами 10 мм. Изменяя разность потенциалов между электродами фильтра, можно осуществлять анализ регистрируемых детектором ионов по подвижности (рис. 10). При линейной скорости продувки воздуха, равной V (л/мин), через плоский фильтр будут проходить только ионы с подвижностью $\mu < d \cdot V / (L \cdot E)$, где L — длина фильтра, d — расстояние между электродами фильтра, V — линейная скорость продувки, E — напряженность электрического поля.

Ионизация воздуха создавалась с помощью источника альфа-частиц, помещенного вблизи фильтра так, что прямое попадание ионизирующих частиц в объем фильтра было исключено.

При положительно заряженной нити детектор регистрировал 105 s^{-1} фоновых электрических импульсов. Включение продувки увеличивало скорость счета до 519 s^{-1} . Поднесение альфа-источника увеличивало скорость счета практически на порядок — до 4353 s^{-1} . При убиении источника альфа-частиц восстанавливалась предыдущая скорость счета. Аналогичные результаты получены при отрицательно заряженной нити.

Существенно, что во всех трех экспериментах амплитудное распределение не изменило формы. Неизменность характера амплитудного распределения свидетельствует о том, что детектор регистрирует во всех случаях отдельные ионы.

3. Регистрация ионизирующего излучения

Воздушный детектор регистрирует любое излучение, создающее в его объеме ионы.

При регистрации фонового излучения 20 микрорентген в час детектор с рабочим объемом 4 л регистрирует в зависимости от разности потенциалов и полярности электродов в режиме без умножения числа ионов несколько десятков импульсов в минуту. При увеличении дозы число регистрируемых электрических импульсов растет пропорционально дозе (до значений более чем несколько рентген в минуту).

Список литературы

- [1] Мирошниченко В.П., Родионов Б.У., Чепель В.Ю. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 12. С. 53–54.
- [2] Кравчук Н.П., Ляпидевский В.К., Филиппов А.И. // ПТЭ. 1997. № 4. С. 5.
- [3] Калинин В.П., Кравчук Н.П., Кучинский Н.А. // ПТЭ. 1997. № 6. С. 51–56.
- [4] Ляпидевский В.К. Способ регистрации ионизирующих излучений. А.С. № 2112994. БИ. 1998. № 16.
- [5] Ермоленко А.В., Ляпидевский В.К., Певчев Ю.Ф. и др. Препринт МИФИ. № 020-93. 1993. 20 с.
- [6] Ляпидевский В.К., Покачалов С.Г. // ПТЭ. 1977. № 6. С. 46–50.
- [7] Aoyama T., Mory T., Watanabe T. // Nucl. Instr. Meth. 1983. Vol. 212. P. 261–289.
- [8] Клячин Н.А., Ляпидевский В.К. // Экспериментальные методы и аппаратура в ядерно-физических исследованиях. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 11–13.
- [9] Энгель А. Ионизованные газы. М.: Госиздат, Физматлит, 1959. С. 332.