

УДК 537.52.523

## ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ В РЕЖИМЕ БОЛЬШОГО ГАЗОВОГО УСИЛЕНИЯ

*Б. Ж. Залиханов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе приведены результаты изучения электронной лавины в узкозазорных проволочных камерах в области перехода лавины в стример. Даны амплитудные и временные характеристики камер в режиме большого газового усиления ( $\geq 10^7$ ).

Благодаря особенностям в распределении электрического поля в узкозазорных камерах и использованию рабочего газа на основе  $\text{CF}_4$  обнаружены неизвестные ранее процессы, которые протекают в лавине и более наглядно отражают динамику развития лавины, — разделение электронов по скоростям, электростатические колебания лавины в целом, укорочение длительности анодного сигнала, рост времени задержки индукции заряда на катоде на время развития лавины и, наконец, наличие разной формы амплитудных распределений сигналов на аноде и катоде.

Наблюдаемые процессы можно объяснить, если завершившуюся лавину представить в виде двойного зарядового слоя. Основанием для такого представления как раз и служат приведенные выше особенности сильноточной лавины. Рассматриваемая модель проста, позволяет ответить на вопросы, связанные с образованием и проращением стримера, и отражает структуру ионизованного канала и механизм его устойчивости.

The paper presents the results of studying the electron avalanche in the avalanche-to-streamer transition region in narrow-gap chambers. Amplitude and time characteristics of the chambers in the large gas amplification mode ( $\geq 10^7$ ) are given.

Specific features of the electric field distribution in narrow-gap chambers and a  $\text{CF}_4$ -based working gas have made it possible to reveal earlier unknown processes which occur in the avalanche and more clearly demonstrate the avalanche development dynamics: velocity separation of electrons, electrostatic oscillation of the avalanche as a whole, a decrease in the anode signal duration, an increase in the delay time of the charge induction on the cathode by as much as the avalanche development time, and, finally, a difference in the shape between the amplitude distributions anode and cathode signals.

The observed processes can be explained if the avalanche is represented as double charge layer. The above-mentioned features of the high-current avalanche made this representation possible. The model under consideration is simple, allows one to answer the questions arising from formation and growth of the streamer, and reflects the structure of the ionized channel and its stability mechanism.

### ВВЕДЕНИЕ

При изучении характеристик узкозазорных камер выяснилось, что в режиме большого газового усиления с ростом напряжения на камере происходят ярко выраженные изменения в характере развития лавины. Наблюдаемые изменения амплитудных и временных характеристик не соответствовали известным режимам газового разряда, хотя при дальнейшем увеличении газового усиления камера переходила в стримерный режим.

Выбор узкозазорной камеры продиктован следующими причинами. Во-первых, по поводу работы таких камер в режиме газового усиления ( $\geq 10^7$ ) высказываются самые противоречивые мнения. В работе [1], выполненной в ЦЕРН, предполагалась работа

камеры в ограниченном стримерном режиме. Исследования, проведенные в Институте экспериментальной физики (Польша) [2], показали наличие амплитудной зависимости сигналов с камеры от первичной ионизации. В работах [3–5], выполненных на ускорителе TRIUMF (Канада) и в Институте физики высоких энергий (Серпухов), показана возможность работы камер при высоких скоростях счета, сохраняющих при этом высокую радиационную стойкость. И, наконец, авторы работ [6, 7] выражают сомнения в принципиальной возможности работы узкозазорных камер с анодной проволокой диаметром  $> 10$  мкм, намотанной с малым шагом. Авторы работ не задавались целью изучить поведение узкозазорных камер в режиме большого газового усиления. Целесообразно было провести более детальное исследование работы таких камер в области, исходной для перехода лавины в стример.

## 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ КАМЕР

**Экспериментальная аппаратура.** Информация о процессах, протекающих в электронной лавине, получена в трех камерах с шагом анодных проволок 1 и 2 мм и с зазором анод–катод 1,5–2 мм. Анодные плоскости площадью  $200 \times 200$  мм выполнены из золоченого вольфрама диаметром 20 и 50 мкм. Катоды изготовлены из лавсановой пленки толщиной 20 мкм с углеродным покрытием. Сопротивление проводящего слоя катодов равно  $400 \text{ Ом/см}^2$ . Камеры изготовлены по технологии, описанной в работе [8]. Измерения проводились на стенде (рис. 1) с помощью радиоактивных источников  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$ . Высокое напряжение подавалось на катоды через сопротивление, равное 3 МОм. Информация с катодов снималась через конденсатор емкостью  $220 \text{ пФ} \times 6 \text{ кВ}$ . Распределение электрического поля при напряжении на камере 3,8 кВ в направлении от анодной проволоки к катоду представлено на рис. 2, а [9]. Расчеты распределения электрического поля показали, что приведенное значение  $E/p$ , усредненное по пути дрейфа для камер 1

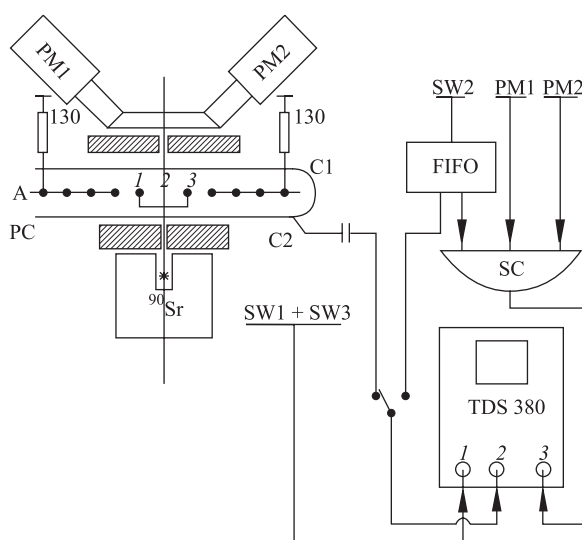


Рис. 1. Схема измерения характеристик электронной лавины

и 2, выше, чем в стандартной камере более чем в 5–8 раз. Если за пороговое значение лавинообразования в газовой смеси ( $\text{CF}_4$  + изобутан) принять величину поля, равную 20 кВ/см (это следует из зависимости первого коэффициента Таундсена от напряженности поля), то при напряжении на камерах 3,8 кВ данное поле создается для стандартной камеры 1 на расстоянии  $d = 0,12$  мм, для камеры 2 — 0,35 мм, а для камеры 3 — 0,3 мм от анодной проволоки. Форма и площадь областей лавинообразования, ограниченных значением электрического поля в 20 кВ/см, иллюстрируются на рис. 2, б. Такая же расширенная область лавинообразования реализуется в камерах с «толстой» анодной проволокой, описанных в работах [10, 11], в которых исследовались характеристики самогасящегося стримерного режима. Далее будет показано, что наличие вокруг анода расширенной области лавинообразования играет важную роль в характере развития газового разряда. В узкозазорной камере происходит относительно «медленное» нарастание электрического поля [9]. Применение в качестве основного рабочего газа  $\text{CF}_4$ , содержащего электроотрицательные примеси, позволяет растянуть по высокому напряжению область перехода лавины в стример и в «замедленном» виде по сигналам, наведенным зарядами лавины на электродах камеры, наблюдать динамику электронной лавины [12].

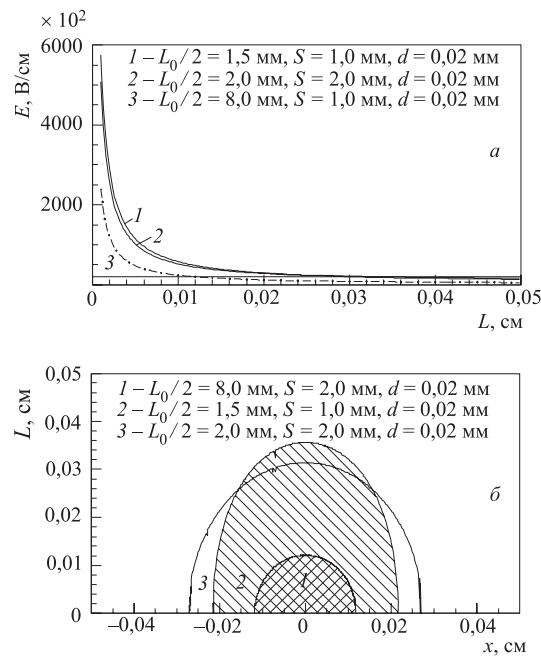


Рис. 2. а) Область лавинообразования вокруг анодной проволоки, ограниченной напряженностью поля 20 кВ/см; б) распределение электрического поля в направлении к катоду

Прохождение  $\beta$ -частиц через камеру регистрировалось сцинтилляционным счетчиком, просматриваемым с торцов двумя фотоумножителями, включенными на совпадение. Сигналы схемы совпадения использовались как для управления блоком «Заряд–код» при анализе амплитудных характеристик, так и в качестве сигнала «Старт» при измерении временных характеристик камеры. Электронный пучок и его интенсивность формирова-

лись с помощью регулируемых щелевых коллиматоров, установленных перед камерой и непосредственно на сцинтиляционном счетчике.

**Временные характеристики.** На рис. 3 приведены временные спектры, измеренные при разных напряжениях на камере. Обращает на себя внимание сильное изменение формы распределений. Спектр 1, полученный при напряжении 2400 В, хорошо описывается распределением Гаусса и свидетельствует о том, что распределение электронов по скоростям приближается к максвелловскому. Распределение 2, полученное при напряжении 3700 В, показывает явное нарушение максвелловского распределения и наличие в лавине двух групп электронов — быстрых и медленных. Разделение электронов по скоростям начинает проявляться во временных спектрах при напряжении 3000 В и усиливается с повышением напряжения. Разность между средними значениями (рис. 3) для спектра 1 и медленными электронами спектра 2 составляет 8 нс, а для быстрых — 12 нс.

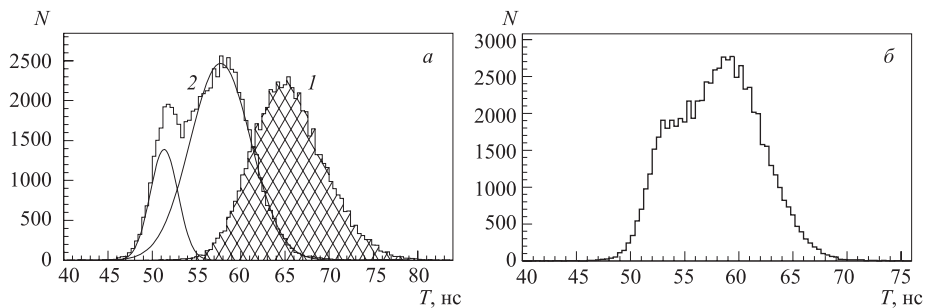


Рис. 3. Временной спектр сигналов с анода камеры при разных напряжениях: а) 1 —  $U_{ch} = 2400$  В; 2 —  $U_{ch} = 3700$  В; б)  $U_{ch} = 3100$  В

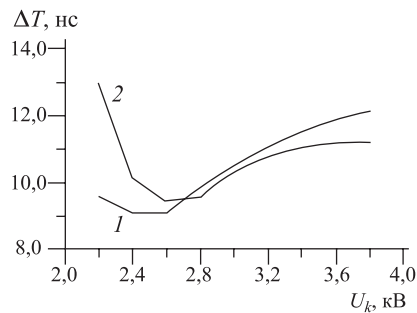


Рис. 4. Зависимость временного джиттера от напряжения на камере: 1 — для анодных сигналов; 2 — для катодных сигналов

Джиттер, достигнув минимума, вновь растет с напряжением. Рост джиттера начиная с напряжения 2,6 кВ указывает на постоянное снижение скорости дрейфа электронов. Несколько отличное поведение джиттера наблюдается для сигналов с катода. Более крутое уменьшение джиттера и сдвиг его минимального значения вправо по напряжению определяются пороговыми эффектами компараторов, так как ам-

То, что быстрые электроны опережают основную часть электронов лавины более чем на 7 нс, означает, что скорость дрейфа медленных электронов падает, что подтверждается измерениями джиттера (см. ниже). Долю быстрых электронов, содержащихся в спектре 2 на рис. 3, а, можно определить, если представить его в виде суммы двух спектров, описываемых распределением Гаусса. Такая операция показана на рис. 3, а, из которого видно, что число быстрых электронов составляет  $\approx 30\%$  от общего числа в лавине.

Изменение временного джиттера (полная ширина на полувысоте) от напряжения на камере показано на рис. 4. Для анодного сигнала наблюдается слабое уменьшение величины джиттера с увеличением напряжения.

плитуда катодных сигналов при малом газовом усилении меньше амплитуды анодных сигналов более чем в три раза. С повышением напряжения величина джиттера катодных сигналов выходит на плато. С ростом газового усиления в камерах наблюдается постепенное укорочение длительности анодных сигналов. На рис. 5, *а* приведена фотография анодного сигнала от лавины в газовой смеси 80 %  $\text{CF}_4$  + 20%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  при напряжении на камере  $\geq 3700$  В. По сравнению с длительностью сигнала в пропорциональном режиме ( $\approx 25$  нс) длина анодного сигнала в режиме большого газового усиления становится равной  $\approx 5,3$  нс. Аналогичная ситуация проявляется в работе камер, исследованных группой Г. Шарпака [1]. Для сравнения на рис. 5 приведены фотографии сигналов, взятые из указанной работы, на которых четко видно укорочение анодных импульсов, а также колебательные процессы в лавине.

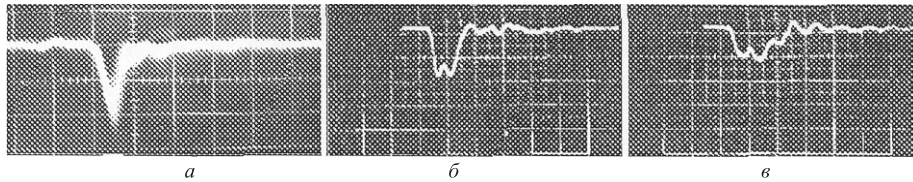


Рис. 5. Фотографии сигналов с экрана осциллографа, поступающих непосредственно с анодной проволоки камеры. *а*) Развертка 5 нс/см; чувствительность 100 мВ/см;  $U_{\text{ch}} = 3700$  В. *б, в*) Развертка — 5 нс/см; чувствительность 20 мВ/см; газ — пентан;  $U_{\text{ch}} = 4000$  В. Фотографии *б* и *в* взяты из работы [1]

**Амплитудные характеристики.** На рис. 6 приведены амплитудные спектры для прошедших через камеру  $\beta$ -частиц (*а, в, д, ж*) и  $\gamma$ -квантов, поглотившихся в газовом зазоре камеры (*б, г, е, з*). Спектры, измеренные при напряжении на камере 2200 В, иллюстрируют ее работу в пропорциональном режиме. Амплитудный спектр от  $^{90}\text{Sr}$  имеет форму распределения Ландау, а спектр от  $^{55}\text{Fe}$  определяет энергетическое разрешение камеры, равное 21 %. С ростом напряжения пропорциональность в камере нарушается. Непрерывное, но отличное по характеру изменение формы амплитудных спектров, полученных от разных источников, тем не менее начиная с напряжения 3500 В завершается практически полным их совпадением. Причем амплитудный разброс последних спектров равен 10 %, а зарядовое усиление при этом превышает  $2 \cdot 10^7$ . Наблюдаемое поведение амплитуды сигналов определяется в основном рабочим газом, в котором обеспечивается высокая плотность ионизации [7], и высоким средним значением  $E/p$  в области лавинообразования вокруг анодных проволок (рис. 2, *б*). Усиление насыщения амплитуды сигналов с анодных проволок с ростом высокого напряжения свидетельствует о стабильной работе камер и указывает, что влияние внешнего электрического поля на развитие лавины резко ослаблено.

Рост напряжения на камере до 3800 В приводит к амплитудному скачку (рис. 7), который, как известно [10, 11], связывают с образованием стримера. Отметим, что форма амплитудных распределений сигналов с анода и катода камеры (рис. 7) различна.

Для дополнительной проверки предположения авторов работы [7] о влиянии диаметра анодной проволоки на стабильность работы узкозазорной камеры с малым шагом анодных электродов изготовлена камера с межэлектродным зазором 1,5 мм, в которой аноды с шагом 1 мм выполнены из проволоки диаметром 50 мкм. При этом большие

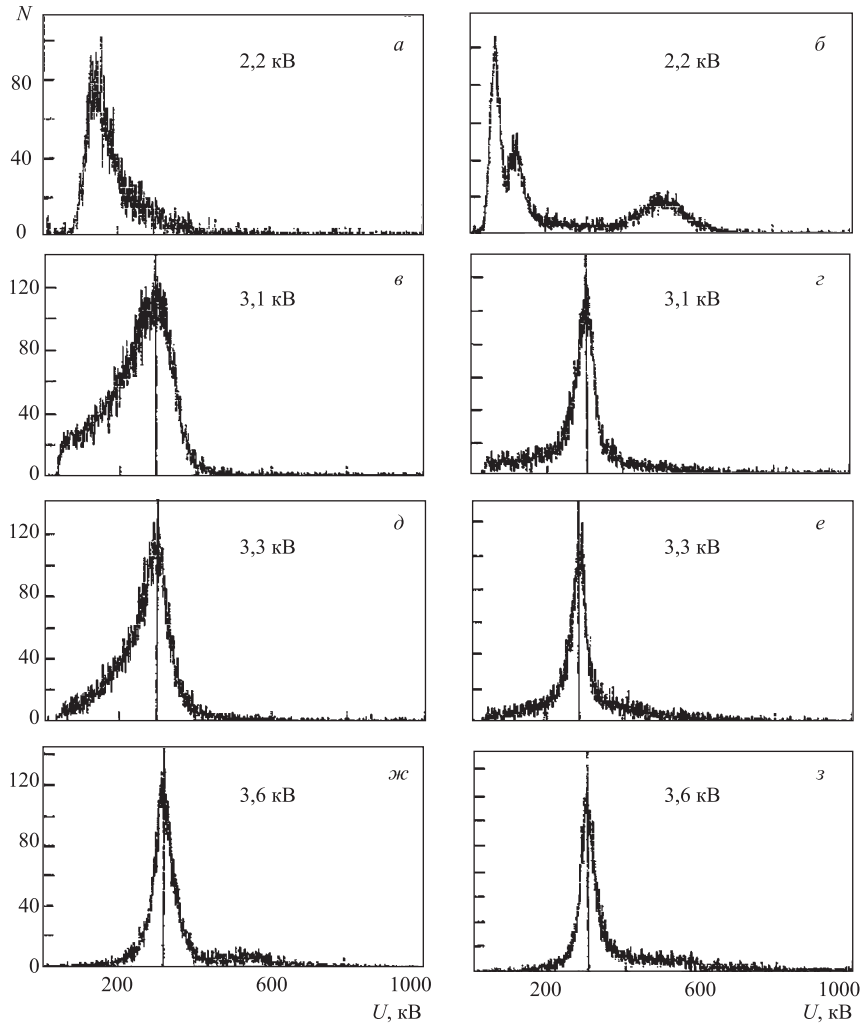


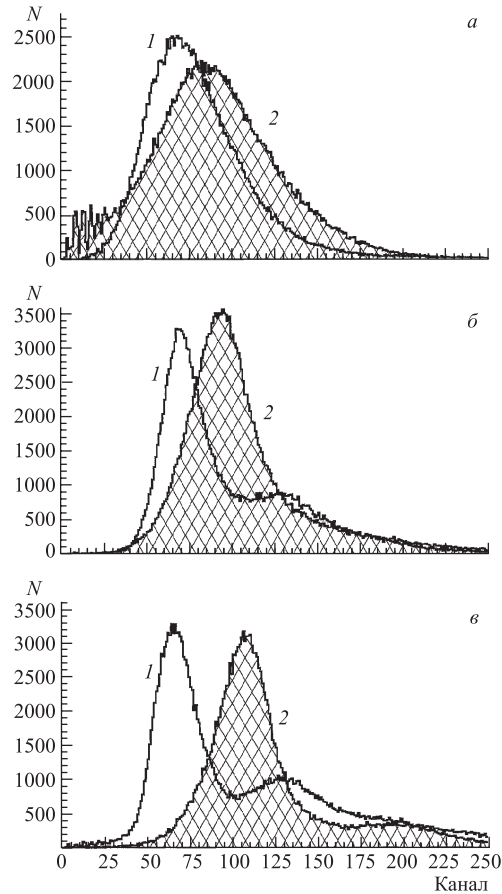
Рис. 6. Амплитудные спектры на аноде камеры от  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$ . Диаметр анода 20 мкм

значения электрического поля заведомо достигаются в областях, далеких от анодных проволок. Граничное значение поля 20 кВ/см находится на расстоянии 530 мкм от анодной проволоки. Наличие вокруг анодной проволоки большой области лавинообразования должно привести к зависимости амплитуды сигналов от места образования первичной ионизации. Амплитудные спектры, измеренные от источников  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$ , приведены на рис. 8. Видно, что с увеличением напряжения наблюдается уширение амплитудных спектров. Причем форма спектров от источника  $^{55}\text{Fe}$  приближается к форме, характерной для плоских лавинных детекторов. Несмотря на это, камера имеет протяженное плато эффективности (1000 В), высокую скорость счета ( $\approx 10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ) и может работать в пропорциональном режиме, что иллюстрируется амплитудными спектрами при напряжении 2800 В.

Рис. 7. Амплитудное распределение сигналов, измеренное с газовой смесью 83 %  $\text{CF}_4$  + 17 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ : 1 — спектр катодных сигналов; 2 — спектр анодных сигналов. а) 2200 В, ослабление: 1 — 6 дБ; 2 — 10 дБ; б) 3300 В, ослабление: 1 — 34 дБ; 2 — 38 дБ; в) 3800 В, ослабление: 1 — 40 дБ; 2 — 40 дБ

Расширенная область лавинообразования проявляется также в поведении средних амплитуд импульсов, полученных от источников  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$  (рис. 9). Несмотря на перенасыщенный режим работы камеры, средние амплитуды имеют тенденцию к постоянному росту и на конце плато эффективности становятся сравнимыми с токовыми характеристиками стримерного режима. При большой разнице в количестве первичных пар ионов, образуемых в камере источником  $^{55}\text{Fe}$  ( $\approx$  в 2,2 раза больше, чем от  $^{90}\text{Sr}$ ), начиная с напряжения 3500 В амплитуда сигналов, соответствующая проходящим через камеру электронам, превышает амплитуду от поглощенных в газе  $\gamma$ -квантов. Начиная с напряжения 3300 В характер поведения газового усиления претерпевает очевидное изменение — проявляется резкий его рост, вызванный более быстрым нарастанием числа носителей заряда. Такое поведение газового усиления связано с ростом числа быстрых электронов. Возрастание электрического поля в направлении движения быстрых электронов приведет к усилению ионизации. Для демонстрации степени газового усиления в камере правая шкала на рис. 9 соответствует значениям амплитуд, измеренным непосредственно с сигнальных проволок с помощью осциллографа с входным сопротивлением 50 Ом.

Приведенные выше амплитудные и временные характеристики камер очень стабильны во времени. Непрерывная работа камер в течение 40 сут при напряжении, соответствующем концу плато эффективности (3800 В), и при максимальной нагрузке, равной  $5 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ , ни разу не привела к искровому разряду. Со временем, вследствие старения камеры из-за высокого газового усиления ( $10^7 - 10^8$ ), наблюдается уменьшение амплитуды примерно на 17 % при создании на проволочках суммарного заряда с линейной плотностью примерно 1 Кл/см. При дальнейшей работе изменений в эффективности регистрации, быстродействию и росте шумовых импульсов не наблюдалось. Такое поведение камер практически полностью соответствует характеристикам камеры 2, описанной в работах [3, 4].



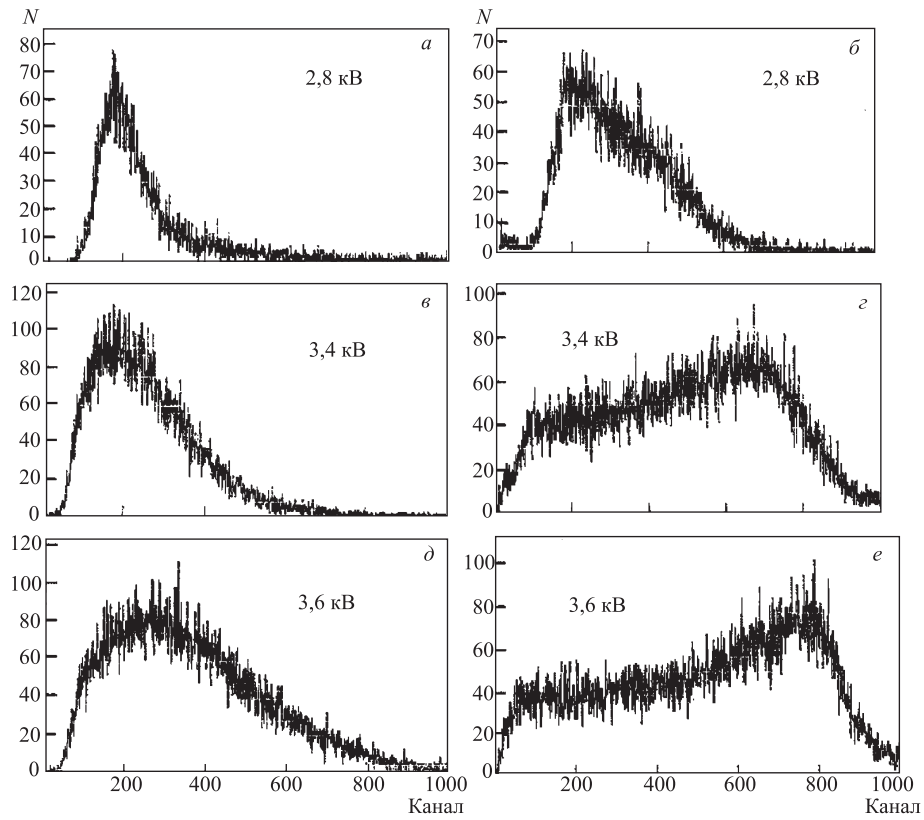


Рис. 8. Амплитудные спектры от  $^{90}\text{Sr}$  (а, в, д) и  $^{55}\text{Fe}$  (б, г, е) при разных напряжениях на камере. Диаметр анода 50 мкм

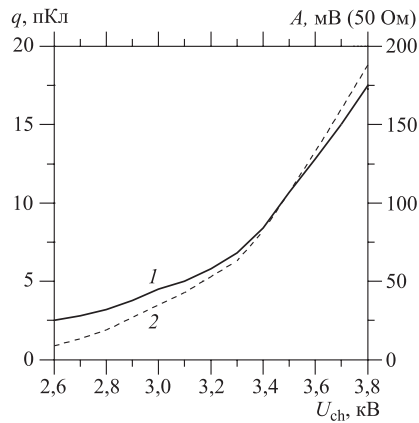


Рис. 9. Изменение средней амплитуды сигнала на аноде камеры от источников  $^{55}\text{Fe}$  (1) и  $^{90}\text{Sr}$  (2) в зависимости от напряжения на камере. Измерение выполнено непосредственно с анодной проволоки на осциллографе с  $R_{\text{in}} = 50 \text{ Ом}$



Приведенные выше основные характеристики сильноточного режима вызывают ряд вопросов, к наиболее важным из которых могут быть отнесены следующие:

1. Что является причиной малого амплитудного разброса анодных импульсов?
2. В чем причина укорочения длительности сигналов до 5–10 нс по основанию на уровне 0,1 от максимума амплитуды?
3. Почему при газовом усилении  $10^7$  эффективная работа камеры сохраняется вплоть до плотности пучка, равной  $5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ?
4. Чем вызвано изменение распределения электронов по скоростям, проявляющееся при высоких значениях газового усиления?
5. В чем причина высокой радиационной стойкости узкоазорных камер?
6. Каков механизм газового разряда, обеспечивающий приведенные выше характеристики электронной лавины?

Ни один из известных в настоящее время механизмов газового разряда не дает основания полностью ответить на эти вопросы.

## 2. ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАВИНЫ

В логике выделения акта прохождения электрона через камеру (рис. 1) использовалась одна анодная проволока 2, включенная на совпадение со сцинтилляционным счетчиком. Синхронизирующий сигнал для осциллографа вырабатывался схемой совпадения при поступлении сигнала с проволоки 2. Это позволяло зафиксировать положение сигналов с камеры на развертке осциллографа. Анализу подвергались индуцированные сигналы с объединенных анодных проволок 1 и 3, выполняющих роль контрольных проволок, с объединенных катодных плоскостей и с проволоки 2. Сигналы с проволок 1 и 3 измерялись одновременно либо с катодными, либо с анодными сигналами. Время распространения сигналов с электродов камеры до входа в осциллограф составляло  $(50 \pm 0,1)$  нс. Измерения проводились с помощью цифрового двухканального осциллографа TDS 380 фирмы «Tektronix». Информация о поведении лавины в зависимости от напряжения на камере дана на рис. 10–12. Осциллограммы на них получены путем усреднения 256 событий. Форма сигналов одиночных событий ничем не отличается от формы сигналов, полученных усреднением, за исключением амплитуд, имеющих распределение, связанное с флуктуациями в наблюдаемых процессах. Осциллограммы в левых квадрантах содержат информацию с контрольных проволочек (верхние) и с катода (нижние) и отражают развитие лавины в интервале до 200 нс, а в правых — за первые 30 нс этого интервала. Различные временные масштабы позволяют наблюдать амплитудные и временные характеристики сигналов, а также изменения их формы с изменением газового усиления в камере, и более точно контролировать и измерять моменты появления сигналов друг относительно друга.

## 3. ВРЕМЕННАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ СИГНАЛОВ

Если газовое усиление мало ( $< 10^5$ ), то лавина имеет низкую плотность электронов и ионов ( $< 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ). Кулоновское взаимодействие заряженных частиц в лавине ничтожно и заряды свободно дрейфуют к соответствующим электродам. В этих условиях

сигналы индуцируются на электродах камеры одновременно. Корреляция нарушается с ростом газового усиления. При усилении  $> 10^5$  сигнал с катода камеры начинает появляться с задержкой относительно момента появления сигналов на аноде и контрольных проволоках. На рис. 10–13 видно, что величина задержки зависит от напряжения на камере и состава газовой смеси. Максимальное значение задержки (рис. 10), равное 4,5 нс, достигается при 2,8 кВ и равно времени нарастания амплитуды первого пика на контрольных проволоках до максимального значения. При напряжении на камере  $> 2,8$  кВ величина задержки не меняется. Аналогичная зависимость в различной степени имеет место для других газовых составов (рис. 13) [12]. Отличие во времени задержки катодных сигналов в близких по составу газовых смесях при разных  $U_{ch}$  (кривые 1 и 4 на рис. 13) объясняется различной плотностью образующихся в них лавин. Газовая смесь с  $CF_4$ , чистота которого равна 99,7 %, содержит в себе электроотрицательные примеси, а изобутан выполняет роль «гасящей» добавки, которая понижает тепловую энергию электронов в лавине, чем ослабляет электронный захват [7]. Поэтому с уменьшением в газовой смеси изобутана эффект «гашения» ослабевает и часть электронов поглощается. Из сравнения моментов времени появления сигналов на аноде и контрольных проволоках (рис. 12, а)

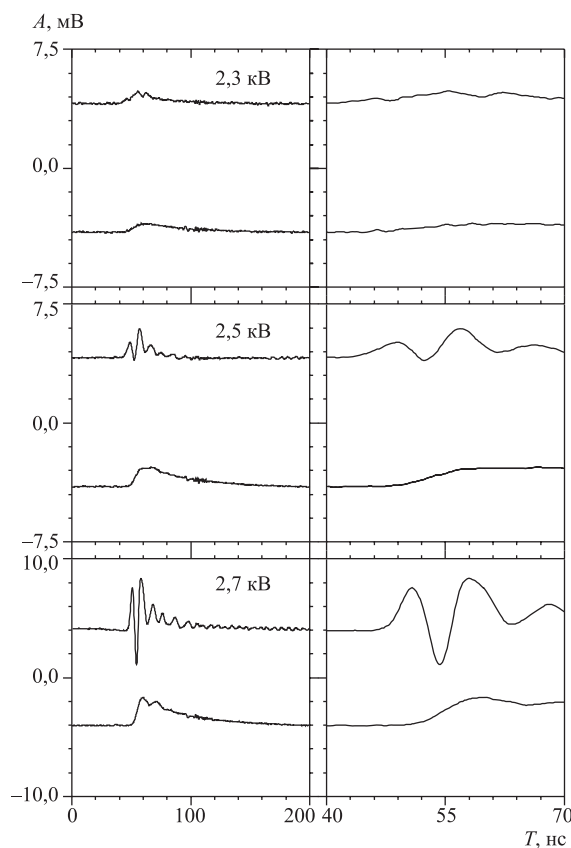


Рис. 10. Осциллограммы сигналов с контрольных проволоок (верхние) и с катода (нижние) при разных  $U_{ch}$ . Газ 80 %  $CF_4$  + 20 %  $C_4H_{10}$ . Ослабление катодных сигналов 12 дБ

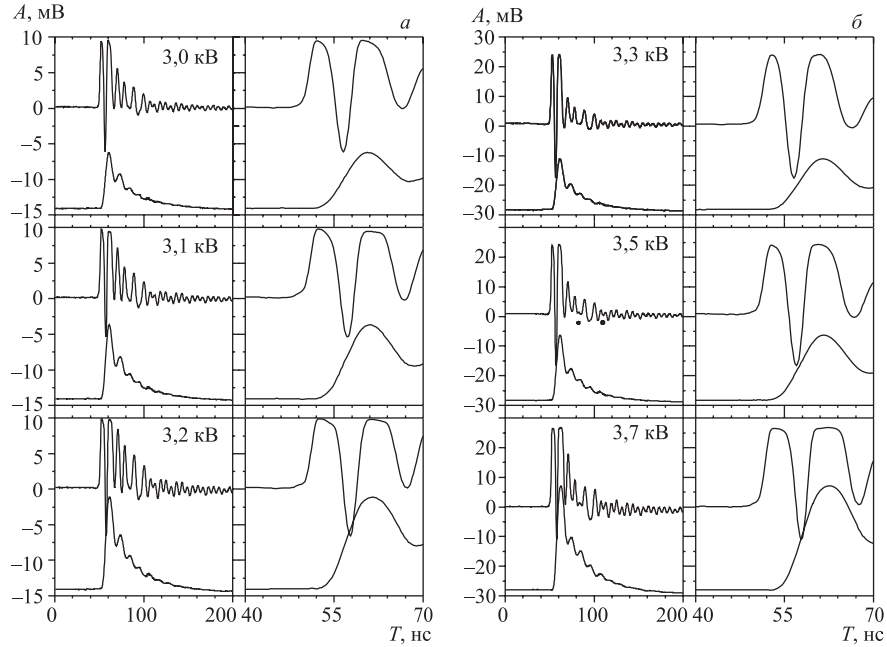


Рис. 11. Осциллограммы сигналов с контрольных проволочек (верхние) и с катода (нижние). Газ 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ . Ослабление катодных сигналов 12 дБ

следует, что во всем диапазоне изменения напряжения на камере эти сигналы образуются одновременно. Известно, что основная часть электронов, имеющих в лавине, медленные [13]. Ионы и электроны в лавине перекрываются и дрейфуют в противоположных направлениях. Дрейф приводит к разделению зарядов и при достаточной плотности лавины возникает поле поляризации  $E_1$ , что эквивалентно некоторому диполю с зарядами  $N_e \approx N_i$ , центры тяжести которых расположены на расстоянии, равном длине ионизации  $\alpha^{-1}$ . Согласно [14], внешнее поле  $E_0$  в центре диполя ослабится до нуля, когда поле разделения зарядов, созданное по отдельности электронными и ионными зарядами в этой точке, достигнет  $E_0/2$

$$E_1 = eN_e 4\alpha^2 / (4\pi\epsilon_0). \quad (1)$$

Это произойдет, когда число электронов в лавине вырастет до

$$N_{\text{cr}} = \pi\epsilon_0 E_0 / (2e\alpha^2). \quad (2)$$

Отчетливое проявление начала задержки катодного сигнала в газовой смеси 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  начинается при напряжении на камере 2,4 кВ. Появление задержки означает, что в образовавшемся диполе заряды удерживаются за счет собственного поля, которое превышает внешнее поле в области их разделения. Зная напряженность поля вблизи анода при напряжении на камере 2,4 кВ, можно определить  $N_{\text{cr}}$ . При напряжении на камере 3800 В равенство  $E_0 = 2E_1$  выполняется на расстоянии  $\approx 44,8$  мкм от оси анодной проволоки. В этой точке  $E_0 \approx 1,28 \cdot 10^5$  В/см, а  $N_{\text{cr}} \approx 2,2 \cdot 10^4 \approx 15 \exp(7,3)$

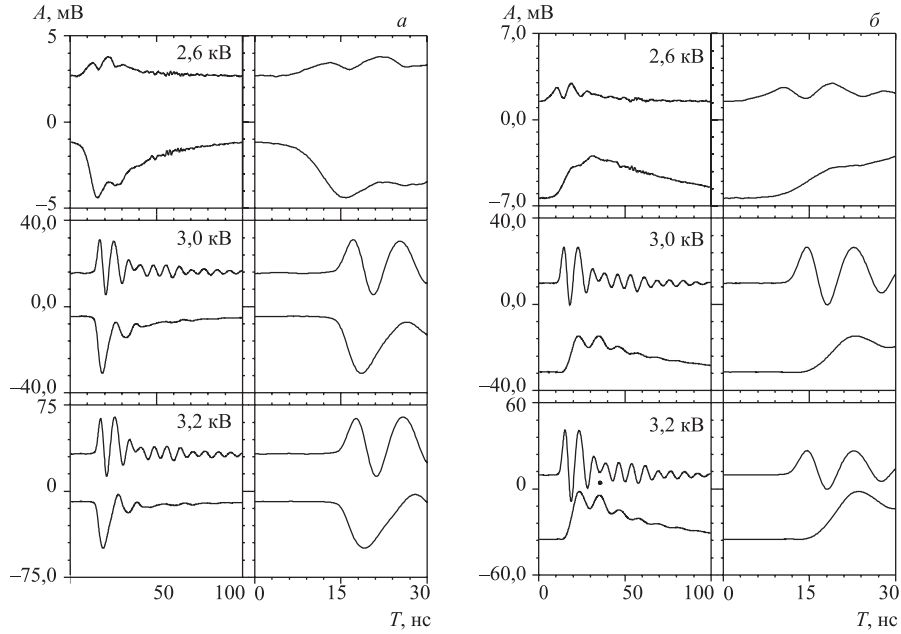


Рис. 12. Осциллограммы сигналов в газовой смеси 85%  $\text{CF}_4$  + 13%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 2%  $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$ . Ослабление анодных и катодных сигналов 10 дБ: а) с контрольных проволок (верхние) и с анода (нижние); б) с контрольных проволок (верхние) и с катода (нижние)

при  $\alpha \approx 2258 \text{ см}^{-1}$ . Низкая величина  $N_{\text{CT}}$  указывает, что в сильноточной лавине область разделения зарядов происходит в хвосте электронной лавины. Определение параметров электронной лавины при разных напряжениях на камере дано в разд.4. Исходя из равенства  $E_0 = 2E_1$ , выразим напряженность внешнего поля через плотность лавины:

$$E_0 = 2 E_1 = 2 \frac{4\pi n_e e \alpha^{-1}}{4\pi \epsilon_0} = \frac{2 n_e e}{\epsilon_0 \alpha}. \quad (3)$$

Подставив выражение (3) в (2), получим «постоянную» для образования диполя, т.е. отношение плотности электронов в лавине к коэффициенту ионизации, при котором

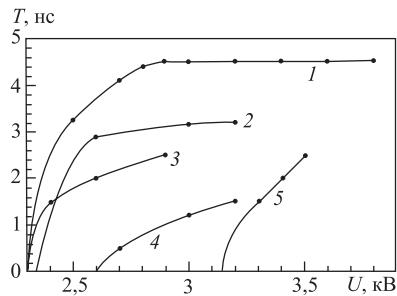


Рис. 13. Зависимость времени задержки катодного сигнала относительно момента появления сигнала на аноде от напряжения в различных газовых смесях: 1 — 80%  $\text{CF}_4$  + 20%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ; 2 — 85%  $\text{CF}_4$  + 13%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 2%  $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$ ; 3 — 90%  $\text{CF}_4$  + 9,8%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 0,2%  $\text{Hg}$ ; 4 — 95%  $\text{CF}_4$  + 5%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ; 5 — 70%  $\text{Ar}$  + 30%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$

достигнута данная плотность, всегда равно критическому числу электронов:

$$N_{cr} = \pi n_e / \alpha^3. \quad (4)$$

Таким образом, начиная с момента установления равенства поля разделения зарядов внешнему полю, в хвосте развивающейся лавины образуется неподвижный диполь, в котором ионы экранируют катод от движущихся к аноду электронов. Отсутствие индукции на катоде приведет к прекращению тока через камеру и внешнюю цепь. Так как работа по разделению зарядов не совершается, то дрейфовый ток в течение задержки катодного сигнала отсутствует. В результате электроны и ионы перекрываются, что приводит к ослаблению поля в объеме лавины. Низкое поле и высокая плотность в лавине вызывают диффузию электронов в направлении высоких полей и низкой плотности, т. е. в область вокруг центра тяжести электронов в головке лавины. Так как противоположные заряды перекрываются, то диффузия электронов приведет в движение ионы. Низкая плотность ионов, распределенных вдоль следа лавины, позволит более плотному электронному облаку подтянуть их к головке лавины. В конечном итоге в головку лавины диффундирует основная часть электронов и лавина преобразуется в поляризованный зарядовый сгусток. С переходом электронов из объема лавины в ее головку нарастающее поле ионов разрушит дипольную структуру в хвосте лавины. Перераспределение электронов, вызванное диффузией, вызовет диффузионный ток. Протекая через нагрузочное сопротивление проволоки 2, диффузионный ток разветвится по земляной шине на все остальные анодные проволоки камеры и замкнется на лавину через емкостные связи между проволоками и лавиной.

Покажем, что заряд, индуцируемый лавиной на проволоку 2, приведет к образованию зарядов обратного знака на оставшихся  $n - 1$  проволоках. Воспользуемся потенциальными и емкостными коэффициентами, которые используются для расчета электростатического поля системы заряженных тел, расположенных вблизи проводящей поверхности [15, 16]. Сумма этих зарядов должна быть равна исходному заряду, а потенциал провода 2, вызванный индукцией, будет равен сумме потенциалов, создаваемых каждым проводом и их зеркальным изображением (рис. 14). Составляющие потенциалов выражаются через потенциальные коэффициенты выражениями [15]

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \tau_1 \alpha_{11} + \tau_2 \alpha_{12} + \tau_3 \alpha_{13} + \dots + \tau_n \alpha_{1n}, \\ \varphi_2 &= \tau_1 \alpha_{21} + \tau_2 \alpha_{22} + \tau_3 \alpha_{23} + \dots + \tau_n \alpha_{2n}, \\ \varphi_n &= \tau_1 \alpha_{n1} + \tau_2 \alpha_{n2} + \tau_3 \alpha_{n3} + \dots + \tau_n \alpha_{nn}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\alpha_{km} = (1/2\pi\epsilon) \ln(b_{km}/a_{km})$ ,  $\alpha_{kk} = (1/2\pi\epsilon) \ln(2h_k/r_k)$  — потенциальные коэффициенты;  $r_k = 0,001$  см — радиус анодов. Коэффициенты  $\alpha_{mk} = (1/2\pi\epsilon) \ln(b_{mk}/a_{mk})$ . Так как  $b_{mk} = b_{km}$  и  $a_{mk} = a_{km}$ , то  $\alpha_{km} = \alpha_{mk}$ . Коэффициенты при зарядах зависят только от радиуса проволок, взаимного их расположения и от диэлектрических свойств газа. Линейные размеры положения проволок и их зеркальных изображений приведены на рис. 14. Пусть заряды всех проводов, кроме второго, равны нулю, т. е.  $\tau_1 = \tau_3 = \dots = \tau_n = 0$ , а  $\tau_2 = 1$ , тогда  $\varphi_2 = \alpha_{22}$ , т. е.  $\alpha_{22}$  численно равен потенциалу второй проволоочки. Аналогично выражаются потенциалы остальных проводов. Решая систему (5) относительно зарядов, считая  $\varphi$  и  $\alpha$  известными, получим

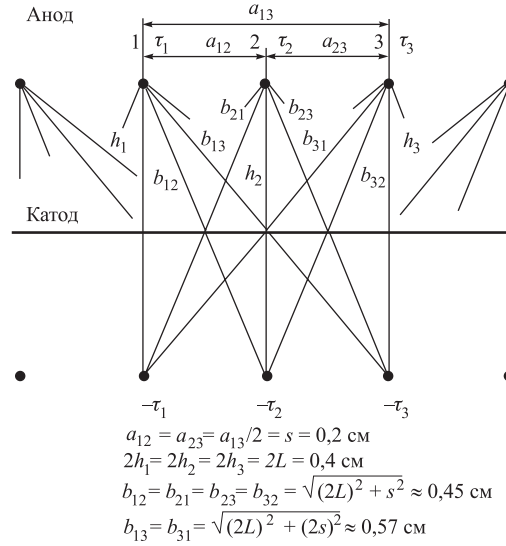


Рис. 14. Схема для расчета зарядов и потенциалов

$$\begin{aligned}
 \tau_1 &= \beta_{11}\varphi_1 + \beta_{12}\varphi_2 + \beta_{13}\varphi_3 + \dots + \beta_{1n}\varphi_n, \\
 \tau_2 &= \beta_{21}\varphi_1 + \beta_{22}\varphi_2 + \beta_{23}\varphi_3 + \dots + \beta_{2n}\varphi_n, \\
 \tau_n &= \beta_{n1}\varphi_1 + \beta_{n2}\varphi_2 + \beta_{n3}\varphi_3 + \dots + \beta_{nn}\varphi_n.
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Коэффициенты  $\beta_{kn} = \Delta_{kn}/\Delta$  — емкостные коэффициенты,  $\Delta$  — определитель системы (5), а алгебраическое дополнение  $\Delta_{kn}$  — миноры определителя  $\Delta$ . Коэффициенты  $\beta$  с одинаковыми индексами являются положительными, а с разными индексами — отрицательными. Все анодные проволоки через нагрузочные сопротивления соединены с землей и имеют нулевой потенциал. Лавина вблизи сработавшей проволоки 2 создает на ней отрицательный потенциал. При этих условиях система уравнений (6) принимает вид

$$\tau_1 = \beta_{12}\varphi_2, \quad \tau_2 = \beta_{22}\varphi_2, \quad \dots, \quad \tau_n = \beta_{n2}\varphi_2.
 \tag{7}$$

Это означает, что электрическое поле во всей системе и заряд на каждой проволоке однозначно определяются величиной потенциала  $\varphi_2$ . Так как заряд и потенциал второго провода отрицательны, то положительный заряд, равный отрицательному, растечется по земляной шине и, в соответствии с (7), по всем  $(n - 1)$  проводам. Значит, все провода камеры, кроме второго, приобретут положительные заряды:  $\varphi_1 = 0, \tau_1 > 0; \varphi_3 = 0, \tau_3 > 0; \varphi_n = 0, \tau_n > 0$ . Тогда выражение (7) примет вид

$$\beta_{12} = \tau_1/\varphi_2 > 0, \quad \beta_{22} = \tau_2/\varphi_2 < 0, \quad \beta_{32} = \tau_3/\varphi_2 > 0, \quad \dots, \quad \beta_{n2} = \tau_n/\varphi_2 > 0.
 \tag{8}$$

В заключение отметим, что ослабление поля в объеме лавины в течение времени задержки катодного сигнала позволяет электронам, движущимся во фронте лавины, перейти в режим ускорения [17, 18].

#### 4. ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СГУСТКА

Ниже приведены основные уравнения, которые использовались для оценки характеристик электронной лавины в зависимости от напряжения на камере.

Значение электрического поля в точках ячейки камеры определялось из выражений [9]:

$$E_{0x} = \frac{2\pi U_0}{2LC_0} \sum_{k=-m}^m \frac{\sinh[\pi(y - ks)/2L] \cos \pi x/2L}{\cosh[2\pi(y - ks)/2L] - \cos 2\pi x/2L}, \quad (9)$$

$$E_{0y} = \frac{2\pi U_0}{2LC_0} \sum_{k=-m}^m \frac{\cosh[\pi(y - ks)/2L] \sin \pi x/2L}{\cosh[2\pi(y - ks)/2L] - \cos 2\pi x/2L}, \quad (10)$$

где

$$C_0 = \sum_{k=-m}^m \operatorname{arctanh} \left[ \frac{\cos \pi r_0/2L}{\cosh \pi ks/2L} \right], \quad (11)$$

ось  $x$  направлена от проволоки к катоду, ось  $y$  — перпендикулярно проволокам. Величина  $2\pi\epsilon_0/C_0$  представляет собой удельную емкость проволоки.

Значения коэффициента ионизации в газе  $\text{CF}_4$  при разной напряженности поля взяты из работы [19]. Для аналитического представления экспериментально измеренных значений  $\alpha$  использовалась аппроксимация

$$\frac{\alpha}{N} = \left\{ A \frac{E(x, y)}{N} \exp \left( \frac{-B}{E(x, y)/N} \right) \right\} - 10, \quad (12)$$

где  $A = 2,702 \cdot 10^{16} \text{ В}^{-1} \cdot \text{см}^3$ ,  $B = 15,3 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ ,  $N = 2,6868 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Коэффициент газового усиления в лавине вдоль траектории электрона определялся выражением

$$M = \exp \int_{r_{\text{sw}}}^{r_{\text{cr}}} \alpha(E(x, y)) dx, \quad (13)$$

где  $r_{\text{sw}} = 0,001 \text{ см}$  — радиус анодной проволоки;  $x_{\text{cr}} = 0,016 \text{ см}$  — критический радиус, определяющий размеры области, в которой коэффициент ионизации  $\alpha \geq 1$ .

Число заряженных частиц в лавине оценим из ее токовых характеристик. Измерения амплитуды анодного сигнала от прошедшего через камеру электрона при напряжении на камере  $U_{\text{ch}} = 3800 \text{ В}$  на нагрузке  $50 \text{ Ом}$  дают величину  $\approx 185 \text{ мВ}$  (рис. 9). При ширине сигнала на полувьсоте  $5,3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$  число электронов в лавине составит  $N_e = N_i = It/e \approx 1,2 \cdot 10^8$ . Уход 30% быстрых электронов на анод уменьшит число электронов до  $N_e = 8,4 \cdot 10^7$ .

В газе  $\text{CF}_4$  за время задержки  $t_d = 4,5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$  радиус головки лавины в результате диффузии увеличится до значения  $r = \sqrt{6Dt_d} \approx 7,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ , где  $D \approx 22 \cdot 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  — коэффициент диффузии электронов в приведенном электрическом поле  $E_0/N = 940 \times 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ , ( $N = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) [19]. Учитывая, что в камере начальный радиус лавины не может быть меньше диаметра анодной проволоки (за исключением малой области перед проволокой), то конечный радиус лавины можно считать равным  $r_0 = r_{\text{sw}} + r \approx 8,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ . Ниже будет показано, что в результате действия удерживающей силы со стороны анода на электроны лавины ее радиус перед переходом в стример возрастет до  $R_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ .

Вклад в расширение лавины от электростатического расталкивания электронов в сильноточной лавине, развивающейся в резко неоднородном поле, практически отсутствует. При скорости дрейфа фронтальных электронов  $\approx 4,2 \cdot 10^6$  см/с (рис. 4,  $U_{ch} = 3,8$  кВ) в лавине возрастает число частиц от  $10^6$  до  $10^8$  за время порядка  $2 \cdot 10^{-10}$  с. При этом лавина проходит примерно две ионизационных длины ( $\approx 4 \cdot 10^{-4}$  см) и достигает насыщения (рис. 5, 3,6 кВ), а поле пространственного заряда, превышающее внешнее поле, сдерживает расталкивание электронов. В подтверждение сказанному приведем оценку расширения лавины за счет электростатического расталкивания. Данный процесс преобладает над диффузионным расширением, когда число электронов в лавине  $N_e \geq 10^6$  [20]. Радиус лавины при этом изменяется по закону [20]

$$R = \left( \frac{3e}{\alpha E_0} \right)^{1/3} \exp\left(\frac{\alpha x}{3}\right) = \frac{3 E_1}{\alpha E_0}; \quad E_1 = \frac{4\pi n_e e}{\alpha}. \quad (14)$$

Величина внешнего поля  $E_0$  определяется в области  $\alpha x \approx 13,9$ . В ней выполняется условие для  $N_e$ , которое реализуется в точке со значением  $\alpha \approx 4280$  см $^{-1}$ , находящейся на расстоянии  $\approx 0,0028$  см от оси анодной проволоки. Значение поля  $E_0$  в точке с координатами  $\{0,0028; 0\}$  равно  $2,0 \cdot 10^5$  В/см, а величина поля пространственного заряда  $E_1 \approx 1,3 \cdot 10^5$  В/см ( $n_e = N_{cr} \alpha^3 / \pi$  при  $N_{cr} \approx 2,2 \cdot 10^4$ ,  $\alpha \approx 4280$  см $^{-1}$ ). Согласно (14), радиус расширения лавины равен  $R \approx 8 \cdot 10^{-4}$  см, что на порядок меньше диффузионного расширения.

Считая, что разделение зарядов произошло на длине  $\alpha^{-1}$  см, определим электрические характеристики поляризованного зарядового сгустка. Если бы разделение зарядов было на меньшей длине, то из-за связывания перекрывающихся зарядов усиление поля на концах лавины было бы сильно ослаблено. Но именно эффект усиления поля на концах развивающейся лавины играет, как известно, важную роль в прорастании стримера [14, 17, 21, 22]. Оценка влияния пространственного заряда на характер развития лавины в суммарном поле проведена для завершившейся лавины, представленной в виде двойного заряженного слоя. Основанием для такого предположения является выполнение условий (1) и (2), отсутствие дрейфового тока в течение времени развития лавины, характер формирования анодного и катодного сигналов диффузионным током (см. ниже) и поведение осциллограмм, представленных на рис. 10–12. Для простоты примем, что зарядовые поверхности имеют форму дисков с радиусом, равным радиусу лавины  $r_0$ , и располагаются в центрах тяжести зарядов, расстояние между которыми порядка  $\alpha^{-1}$ . В такой геометрии заряды лавины рассматриваются как диполи, оси которых перпендикулярны поверхностям дисков. Естественно, принятое представление не является полным отражением реальности. Но используя его как некоторое приближение, можно качественно описать полученные экспериментальные результаты и провести оценку процессов, протекающих в сильноточной лавине.

Для точек на оси, нормальной к поверхностям двойного слоя и проходящей через их центры, напряженность поля определяется выражением [15]

$$E_x = \frac{|\sigma_-| - \sigma_+}{2\epsilon_0} \left[ 1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + r_0^2}} \right]. \quad (15)$$

Поверхностная плотность зарядов равна  $\sigma_+ = N_i e / \pi r_0^2$ ,  $|\sigma_-| = 0,7 N_i e / \pi r_0^2$ . При расстоянии между слоями, равном  $\alpha_0^{-1} = 2 \cdot 10^{-4}$  см (см. ниже), поле, создаваемое двойным



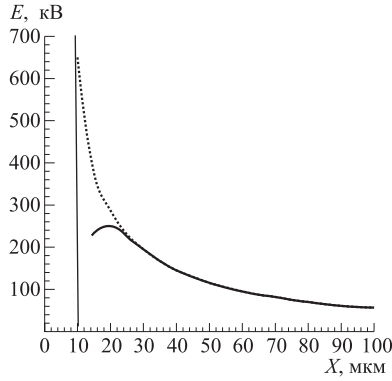


Рис. 15. Искажение электрического поля пространственным зарядом

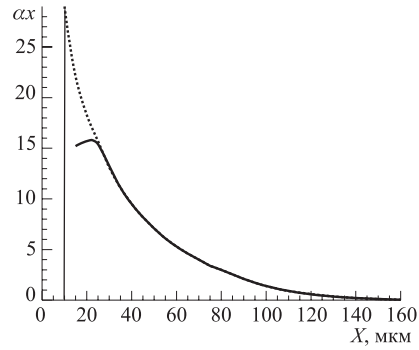


Рис. 16. Поведение  $\alpha x$  в электрическом поле, искаженном пространственным зарядом

слоем на расстоянии  $x = 3\alpha_0^{-1}$  см от его центра, равно  $\approx 10^4$  В/см. Число частиц в лавине при разных напряжениях на камере оценивалось из токовых характеристик анодных сигналов (рис. 9). Результирующее поле в рассматриваемой точке определялось векторной суммой поля двойного слоя и внешнего поля. Результат коррекции поля вдоль оси лавины, проходящей через проволоку 2 перпендикулярно плоскости камеры, приведен на рис. 15. Для сравнения на этом же рисунке штриховой линией показано распределение внешнего поля, когда нет его искажения полем пространственного заряда. На рис. 16 приведена зависимость произведения ( $\alpha x$ ) от расстояния  $x$ , пройденного лавиной в области лавинообразования. Значения  $\alpha$  определялись выражением (12) в 60 точках на длине лавинообразования с учетом искажения внешнего поля пространственным зарядом. Вклад от каждого коэффициента ионизации в число электронов в лавине

определялся как  $(\alpha x) = \sum_{i=1}^{60} [\alpha_i x - \alpha_i (x - \alpha_i^{-1})]$ . На рис. 16 видно, что эффективная длина лавины  $L_{avl} \approx 0,01$  см. Считая, что лавина имеет коническую форму, получим, что ее плотность равна  $n_{e,i} \approx 8 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, а дебаевский радиус экранирования в ней  $r_D = (T_e/4\pi n_{e,i} e^2)^{1/2} \approx 10^{-5}$  см, где  $T_e \approx 0,17$  эВ — средняя энергия электронов в газовой смеси 80% CF<sub>4</sub> + 20% C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> [23]. Из значений для радиуса лавины и ее длины следует, что ( $r_0$  и  $L_{avl}$ )  $\ll r_D$ . Выполнение данных критериев означает, что в электронной лавине установился режим амбиполярной диффузии [20, 24, 25], при котором плотности заряженных частиц и их потоки совпадают. Это позволяет считать лавину квазинейтральным плазменным образованием [20].

Значение  $\alpha_0$ , при котором прекращается рост лавины, определялось из требования равенства выражения (13) полному числу электронов, образовавшихся в лавине  $N_e \approx 1,2 \cdot 10^8$ . Данное количество зарядов возникает при  $\alpha_0 \approx 4900$  см<sup>-1</sup>. Число первичных кластеров ионизации, образуемых электронами в газе камеры от источника <sup>90</sup>Sr, равно  $N_0 \approx 15$  ( $1/\lambda \approx 44$  Кл/см [7]). С учетом этого значение  $\alpha x \approx 15,9$  реализуется на расстоянии 0,00245 см от оси анода. Продвижение лавины к аноду еще на одну длину ионизации ( $\approx 0,00016$  см), несмотря на уменьшение коэффициента ионизации из-за искажения поля (рис. 16), привело бы к росту числа электронов до  $4 \cdot 10^8$ . Но такие

амплитуды на аноде камеры не наблюдаются. Если бы лавина развивалась от одного электрона, то число электронов в ней  $N_e \approx 1,2 \cdot 10^8$  достиглось бы при  $\alpha x \approx 18,6$  на расстоянии  $\approx 0,0019$  см от оси анода. Следовательно, в любом случае развитие электронной лавины завершается, не достигая анода камеры.

Разность потенциалов между центрами тяжести отрицательного и положительного зарядов равна [26]:

$$\varphi_- = \frac{\sigma_- \alpha_0^{-1}}{2 \epsilon_0} = -61 \text{ В}, \quad \varphi_+ = \frac{\sigma_+ \alpha_0^{-1}}{2 \epsilon_0} = 94 \text{ В}; \quad (16)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_+ - \varphi_- = 155 \text{ В}.$$

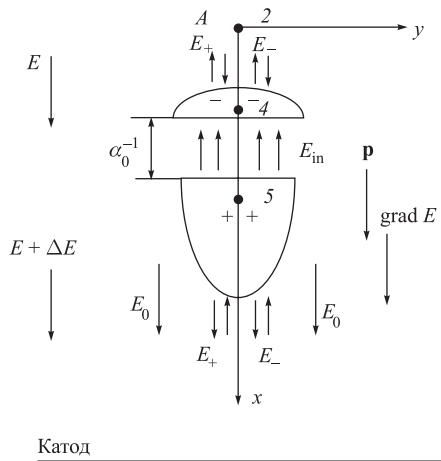


Рис. 17. Схема к расчету вынуждающей силы, действующей на поляризованный сгусток зарядов в неоднородном поле

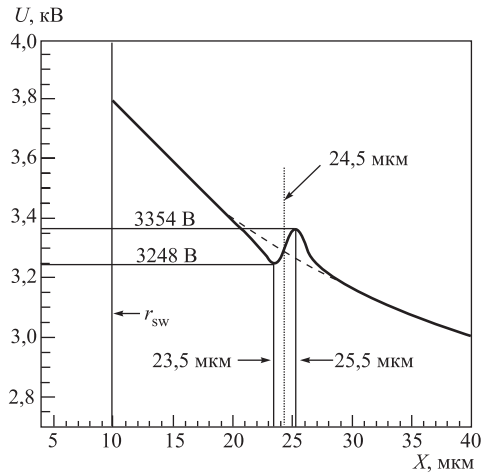


Рис. 18. Распределение потенциала в области лавины

Распределение потенциала, приложенного от внешнего источника питания в ячейке камеры, определяется выражением [27]

$$U = q \{ 2\pi L/S - \ln [4 \sin^2 (\pi y/S) + 4 \operatorname{sh}^2 (\pi x/S)] \}, \quad (17)$$

где  $q = U_{\text{ch}}/2[\pi L/S - \ln (\pi d/S)]$  — заряд на единицу длины проволоки;  $U_{\text{ch}}$  — потенциал, приложенный к камере. Потенциалы в центрах тяжести зарядов (точки 4 и 5 на рис. 17), отстоящих друг от друга на длину ионизации  $\alpha_0^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-4}$  см, определяются выражением (17). При напряжении на камере  $U_{\text{ch}} = 3800$  В значения потенциалов  $U_4$  и  $U_5$  в точках с координатами, соответствующими центрам тяжести отрицательного и положительного зарядов равны:  $U_4 \{0,00235; 0\} = 3309$  В;  $U_5 \{0,00255; 0\} = 3260$  В, а их разность составит 49 В. Результирующие потенциалы в центрах тяжести зарядов принимают значения  $U_4 + \varphi_- = 3248$  В,  $U_5 + \varphi_+ = 3354$  В и поле внутри двойного слоя определяется только зарядами поверхностей, причем его направление противоположно внешнему. Значение поля внутри слоя (после вытеснения внешнего) равно

$E_{in} = [U_5 + \varphi_+ - (U_4 + \varphi_-)]/\alpha_0^{-1} = (\Delta\varphi - 49)/\alpha_0^{-1} \approx 5,3 \cdot 10^5$  В/см. При данном поле  $E_{in}$  диффузионный ток обусловлен только перераспределением электронов в головку лавины, а не уходом их в анод, чему препятствуют ионы, удерживающие своим полем электроны. Графическая иллюстрация области расположения зарядовых слоев относительно анодной проволоки на кривой распределения потенциала (в пределах 0,004 см от оси анода) дана на рис. 18. Скачок потенциала на положительной поверхности слоя вызовет появление на кривой распределения потенциала «горба» и усилит поле в направлении катода.

В заключение отметим, что прекращение развития лавины вдали от анода может служить объяснением высокой радиационной стойкости узкоазорных камер, заполненных газовой смесью 80 %  $CF_4$  + 20 %  $C_4H_{10}$ . Несмотря на работу камер в интенсивных потоках заряженных частиц, их радиационная стойкость  $\approx 10$  Кл/см<sup>2</sup> [3, 4, 28], что примерно в 50 раз превышает радиационную стойкость стандартных камер [27]. Так как  $E_{in} \approx 3E_0$  ( $E_0 = 2,35 \cdot 10^5$  В/см), то в этих условиях должно быть сильное насыщение газового усиления.

Процессы, связанные с колебаниями поляризованного сгустка, и их роль в формировании и проработании стримера будут рассмотрены отдельно.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Majewski S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 217. P. 265.
2. *Genser K., Walczak R.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1984. V. 253. P. 264.
3. *Henderson R. et al.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1987. V. NS-34, No. 1. P. 528.
4. *Henderson R. et al.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1988. V. NS-35, No. 1. P. 477.
5. *Курчанинов Л.Л. и др.* Препринт ИФВЭ 89-131. Серпухов, 1989.
6. *Oed A.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1988. V. 263. P. 351.
7. *Fischer J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 238. P. 249.
8. *Kalmar H. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 307. P. 279.
9. *Petrus A. Yu., Zalikhanov B. Zh.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 485. P. 399.
10. *Alekseev G.D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1978. V. 153. P. 157.
11. *Atac M. et al.* Fermilab Report FN-348. 1981.
12. *Залиханов Б. Ж.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 5. С. 1194.
13. *Энгель А.* Ионизованные газы: Пер. с англ. М.: ГФМЛ, 1959.
14. *Базелли Э. М., Райзер Ю. П.* Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997.
15. *Бессонов Л. Ф.* Теоретические основы электротехники. М.: Высш. шк., 1961.
16. *Парселл Э.* Электричество и магнетизм: Пер. с англ. М.: Наука, 1975.
17. *Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.

100 *Залиханов Б. Ж.*

18. *Kunhard E. E., Byszewski W. W.* // Phys. Rev. A. 1980. V. 21, No. 6.
19. *Christophorou L. G., Olthoff J. K.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1999. V. 28, No. 4.
20. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
21. *Леб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах: Пер. с англ. М.; Л.: Гостехиздат, 1950.
22. *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах: Пер. с англ. М.: Мир, 1968.
23. *Christophorou L. G. et al.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1996. V. 25, No. 5.
24. *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1978.
25. *Френсис Г.* Ионизационные явления в газах: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1964.
26. *Тамм И. Е.* Основы теории электричества. М.: Наука, 1966.
27. *Заневский Ю. В.* Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978.
28. *Gushin E. M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 351. P. 345.

Получено 25 мая 2005 г.