

САМОГАСЯЩИЙСЯ СТРИМЕРНЫЙ (СГС) РАЗРЯД В ПРОВОЛОЧНОЙ КАМЕРЕ

Г. Д. Алексеев, В. В. Круглов, Д. М. Хазинс

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Суммируются результаты исследований нового режима работы проволочной камеры, в основе которого лежит самогасящийся стримерный разряд. Кратко излагается история вопроса. Описываются основные характеристики СГС-режима и влияние на них состава и давления газовой смеси и геометрических параметров камеры. Анализируется механизм СГС-разряда. Описываются детекторы, работающие в этом режиме, и обсуждаются перспективы его дальнейшего использования.

The results of investigations of a new mode of wire chambers performance based on a self-quenching streamer (SQS) discharge are presented. The history of the problem is briefly discussed. The main characteristics of the SQS mode are discussed together with the influence of gas mixture, gas pressure, and geometrical parameters of the chamber. The mechanism of SQS discharge is analysed. Some detectors using this mode are described and possibilities of the SQS mode application are discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Между катодом и анодом существует больше явлений, чем это представляется вашему воображению.

Г. Петерс

Широкое развитие методики пропорциональных камер в последние годы привело к наблюдению в ряде случаев аномально больших сигналов. Амплитуда этих сигналов характерна для режима Гейгера — Мюллера, однако они имеют малую длительность и не сопровождаются большим мертвым временем. Хотя в каждом случае авторы по-разному объясняли наблюдаемые эффекты, в настоящее время представляется, что во всех случаях имел место новый режим работы проволочной камеры — самогасящийся стримерный (СГС) режим.

По-видимому, впервые на необычно большие сигналы обратили внимание в 1969 г. при исследовании свойств проволочной камеры, заполненной газом, содержащим электроотрицательные добавки [1]. Авторы полагали, что они принадлежат ограниченно-пропорциональной области газового усиления.

В 1970 г. группа Шарпака также обнаружила большие сигналы (примерно в 100 раз больше по сравнению с обычным пропорциональным усилением) при исследовании влияния электро-

отрицательных фреонов на работу проволочной камеры [2]. Усиление было настолько велико, что в дальнейшем одна из исследованных смесей получила название «магической». Явление интерпретировалось следующим образом: считалось, что электроны, образованные в лавине, захватываются молекулами фреона и создают облако отрицательных ионов, которое нейтрализует действие положительных ионов; таким образом эффект пространственного заряда подавлялся, и лавина могла развиваться до большего усиления.

Аномально большие сигналы были обнаружены и в пропорциональном счетчике в 1971 г. [3]. Авторы этой работы, отметив особенность режима и не отнеся его к какому-либо из известных, сделали допущение о его стримерной природе.

В 1974 г. группа Шарпака подробно исследовала явление образования больших сигналов в камере с толстой анодной проволокой диаметром 100 мкм [4], которое ранее было ими отмечено в работе [5]. Измерив мертвое время, сопровождающее большие сигналы, и сфотографировав разряд в камере, авторы сделали вывод, что они наблюдают «псевдогейгеровский» разряд, который распространяется вдоль анодной проволоки на расстояние порядка 1 см, а затем по каким-то причинам прекращает свое развитие.

В 1977 г. в работе [6] снова была исследована работа камеры с толстой анодной проволокой диаметром 50 мкм, но с другой газовой смесью. В этом случае был получен стабильный «сильноточный» режим работы камеры с широким плато счетной характеристики и высокой загрузочной способностью (в 10 раз больше, чем в [4]). На этом основании был сделан вывод, что «сильноточный» режим может быть эффективно использован, особенно в камерах большого размера. Однако совокупность данных не позволяла объяснить его каким-либо из известных механизмов газового разряда в проволочных камерах, в том числе и предположением о псевдогейгеровском механизме разряда*.

В 1977 г. авторами работ [7, 8] были получены указания на стримерную природу аномально больших сигналов. В работе [7] по сигналам, наведенным на катод, было установлено, что центр тяжести облака положительных ионов в начальный момент находится на расстоянии ~ 300 мкм от анодной проволоки, где напряженность поля самой проволоки слишком мала для ударной ионизации. Авторами [7] был сделан вывод, что разряд в магической смеси развивается радиально от проволоки за счет фотонного механизма.

* Предположение о стримерном механизме сильноточного режима было высказано независимо А. А. Тяпкиным, В. И. Тельновым и авторами данного обзора на Третьем Международном совещании по пропорциональным и дрейфовым камерам в Дубне в июне 1978 г.

В счетчике с толстой анодной проволокой [8] также было обнаружено смещение центра тяжести разряда на расстояние 1—1,5 мм от анодной проволоки. Авторы этой работы сделали заключение о том, что в магическом газе и некоторых других имеет место обрывающийся стримерный разряд, который был предсказан ранее в работе [9] *.

Наглядное доказательство стримерной природы аномально больших сигналов было получено в работе [10] методом фотографирования разряда в камере. Распределение светимости, которое наблюдается на фотографиях, естественно может быть объяснено излучением катодонаправленных стримеров, распространяющихся от анодной проволоки вдоль силовых линий электрического поля. Причем развитие разряда не завершается искровым пробоем, а происходит самогашение стримера при достижении им области слабого поля.

Фотографирование производилось в камере, работающей в условиях сильноточного режима [6]. Однако вывод о самогасящемся стримерном механизме разряда может быть отнесен ко всем работам [1—8], несмотря на многообразие условий, при которых в них был получен режим аномально больших сигналов. Основанием для этого служит совпадение наиболее существенных признаков с характеристиками СГС-режима. Сюда относятся:

- 1) большая амплитуда сигнала $A = (0,2 \div 4)$ мА при сравнительно небольшом амплитудном разбросе: $\Delta A/A \sim 40\%$;
- 2) стандартная форма сигнала, длительность которого в зависимости от типа газа в камере варьируется от 20 до 200 нс;
- 3) локализация разряда на анодной проволоке;
- 4) скачкообразный характер перехода от пропорционального к СГС-режиму;
- 5) независимость амплитуды сигнала от первичной ионизации.

Необходимо отметить, что СГС-режим работы проволочной камеры существенно отличается от режима Гейгера — Мюллера локализацией разряда и вследствие этого меньшей длительностью импульса и лучшими загрузочными свойствами. И хотя оба режима могут быть получены в одной и той же камере [11], переход между ними только лишь за счет изменения напряжения питания невозможен. Для смены режима необходимо изменить состав газа в камере.

В то же время отличие проволочной камеры, работающей в СГС-режиме, от стримерной состоит в том, что, хотя в обоих случаях мы имеем дело с обрывающимся стримером, в первом случае прекращение развития стримера происходит по внутренним причинам, тогда как для гашения разряда в стримерной камере нужно снять напряжение с нее. Вследствие этого СГС-камера

* К сожалению, авторам данного обзора не удалось ознакомиться с работой [9].

имеет постоянную чувствительность, а стримерная камера является импульсным прибором.

Таким образом, за десять лет (1969—1978 гг.) в проволочных камерах было обнаружено новое явление — самогасящийся стримерный разряд, понята его практическое значение и начато систематическое изучение.

В последующих работах [11, 12] было показано, что СГС-режим отчетливо наблюдается при очень широком изменении основных параметров камеры: состава и давления газа, диаметра анодной проволоки. Возникает вопрос, почему это явление не было обнаружено в газоразрядных детекторах раньше, т. е. в 30-х — 50-х годах? В эти годы в физическом эксперименте интенсивно использовались и исследовались гейгеровские и пропорциональные счетчики. Теория газового разряда развивалась параллельно и во многом благодаря этим детекторам. Можно указать лишь на некоторые технические причины, которые, по-видимому, помешали заметить это широко распространенное явление. Во-первых, использование в счетчиках разреженного газа (в целях понижения рабочего напряжения) затрудняло обнаружение СГС-режима, поскольку его основные характеристики ухудшаются с уменьшением давления [12]. Во-вторых, применение узкополосных усилителей не позволяло заметить необыкновенно короткие сигналы и, кроме того, уменьшало скачок в амплитуде при переходе от пропорционального к СГС-режиму.

Вместе с тем само явление образования самогасящихся стримеров в неоднородном электрическом поле было обнаружено и исследовано еще в конце 30-х годов при изучении коронного разряда в воздухе между острием и плоскостью. Впервые самогасящиеся стримеры визуально наблюдали Лёб и Лей в 1936 г. [13], которые сделали вывод о том, что коронный разряд между положительным острием и плоскостью при определенных условиях представляет собой суперпозицию таких стримеров. Дальнейшие детальные исследования Тричела [14] и Кипа [15, 16] подтвердили этот вывод.

Сочетание большой амплитуды сигнала и высокой нагрузочной способности, возможность работы с толстой анодной проволокой, стабильность и некоторые другие свойства СГС-режима делают его привлекательным для практического использования. Наиболее успешно СГС-режим может быть использован в камерах, работающих во вторичных лучках или в боковых плечах спектрометров частиц высоких энергий, где плотность потока частиц сравнительно невысока.

В настоящее время этот режим уже довольно широко используется в действующих камерах и планируется к использованию во вновь создаваемых, правда, под разными названиями: «сильноточный» [17, 18], «limited Geiger» [19, 20], «limited streamer» [21—25] и «магический» [26, 27] режимы.

Таким образом, наряду с традиционными газоразрядными детекторами, работающими в ионизационном, пропорциональном, гейгеровском, стримерном и искровом режимах, в практику физического эксперимента входит новый тип газоразрядного детектора постоянной чувствительности — проволочная самогасящаяся стримерная камера.

2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СГС-РЕЖИМА

В этом разделе описывается совокупность характеристик, которые передают основные черты СГС-режима. Эти характеристики изучались в работах [1—4, 6—8, 11, 20, 21, 26] при различных условиях. Довольно полный набор основных характеристик в одинаковых условиях был получен в работах [6, 11], поэтому дальнейшее описание будет опираться в основном на эти работы. В них

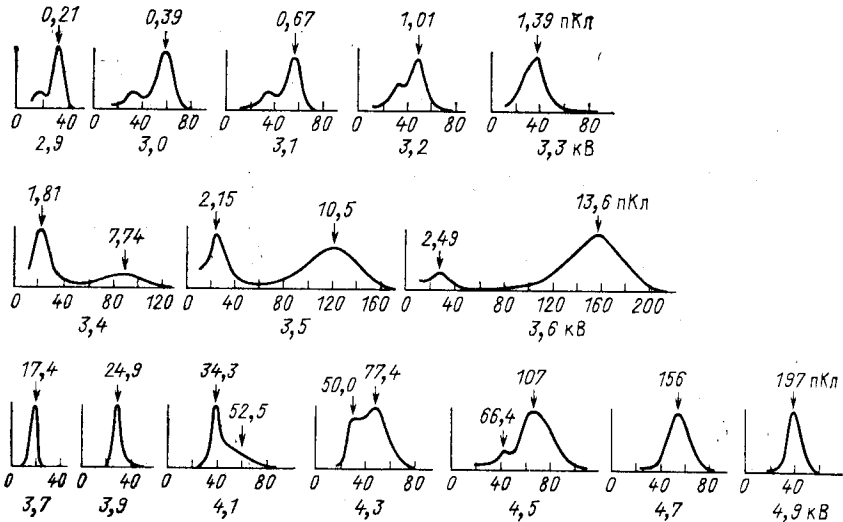


Рис. 1. Амплитудные спектры сигналов при равном напряжении на камере; цифры над максимумами указывают амплитуду сигнала в пикокулонах. На оси абсцисс отмечены номера каналов анализатора. Верхний ряд соответствует пропорциональной области газового усиления, средний — переходной области, нижний — области СГС-режима

использовалась однокоординатная многопроволочная камера размером 16×16 см. Анодные проволоки из бериллиевой бронзы диаметром $d = 50$ мкм намотаны с шагом $s = 10$ мм. Катодные плоскости намотаны проволокой из бериллиевой бронзы диаметром 100 мкм с шагом 2 мм параллельно анодным и удалены от плоскости анодных проволок на $L = \pm 8$ мм. Основная часть изме-

рений выполнена при продуве камеры газовой смесью, состоящей из аргона, метана и метилала в соотношении 50 : 33 : 17 при атмосферном давлении $p = 1$ атм.

2.1. Амплитудные спектры. Зарядовые и токовые характеристики. На рис. 1 показаны амплитудные спектры сигналов при различных напряжениях питания камеры, облучаемой рентгеновскими фотонами от источника ^{55}Fe ($E_\gamma = 5,9$ кэВ). При напряжении $U \sim 3,0$ кВ в камере наблюдается пропорциональный режим газового усиления. О пропорциональности газового усиления можно судить по отношению наиболее вероятных амплитуд, соответствующих двум значениям энерговыделения (5,9 и 2,95 кэВ) в газовой смеси, содержащей аргон. С ростом напряжения пропорциональность нарушается, пики начинают сливаться и при $U = 3,3$ кВ пик, соответствующий энерговыделению 2,95 кэВ, становится неразличимым. При напряжении 3,4 кВ наряду с импульсами, амплитуда которых характерна для режима

Рис. 2. Зарядовые характеристики: $\rightarrow Q, \text{пКл}$
 $a - d = 50 \text{ мкм}, s = 10 \text{ мм}, L = 8 \text{ мм}$, аргон, метан, метилал (50:33:17); $b - d = 20 \text{ мкм}, s = 2 \text{ мм}, L = 6 \text{ мм}$, аргон, изобутан, фреон 13В1 (70:29,5:0,5)

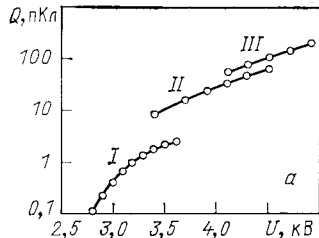
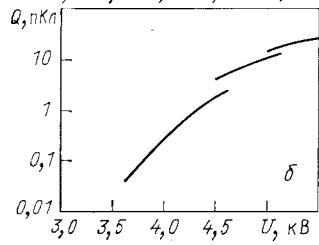
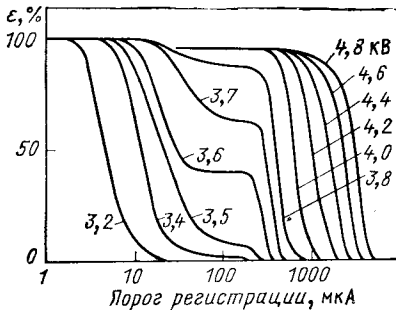


Рис. 3. Дискриминационные кривые



ограниченно-пропорционального усиления, начинают появляться импульсы существенно большей амплитуды. Относительный амплитудный разброс этих импульсов невелик (около 40% на полувысоте), так что оба сорта импульсов образуют неперекрывающиеся пики в амплитудном спектре. С ростом напряжения все большая доля импульсов переходит в режим больших сигналов, пока все они не перейдут в правую часть спектра ($U = 3,7$ кВ). При дальнейшем повышении напряжения происходит еще один скачок в амплитуде, существенно более слабый, чем первый.

Это показано на зарядовой характеристике (рис. 2, a), которая представляет собой зависимость амплитуд сигналов в макси-

мумах, указанных стрелками на рис. 1, от напряжения. На рисунке 2, б приведены аналогичные характеристики, полученные в работе [26]. Из рисунка видно, что, несмотря на различное газовое наполнение и конструкцию камер, поведение кривых качественно совпадает.

Приведенные выше спектры получены с помощью многоканального анализатора с большой постоянной времени интегрирования (≥ 3 мкс), существенно превышающей длительность сигнала с камеры. Поэтому они отражают распределение сигналов по величине электрического заряда, выделяющегося в разряде. С практической точки зрения представляет также интерес знание зависимости амплитуды тока сигнала от напряжения питания камеры (токовая характеристика), поскольку во входных цепях регистрирующей электроники, как правило, используются усилители тока. Для получения таких характеристик измерялись дискриминационные кривые (рис. 3), каждая из которых представляет собой зависимость эффективности срабатывания на выходе дискриминатора с фиксированным порогом срабатывания и малым временем интегрирования (~ 5 нс) от ослабления сигнала на входе дискриминатора (камера облучалась β -частицами). Из рисунка видно, что сначала подавляются сигналы пропорционального режима, затем кривые выходят на плато, при дальнейшем ослаблении подавляются и сигналы СГС-режима. Эффективность в области плато показывает процентное содержание сигналов большой амплитуды. Видно также, что наклон кривых в области плато практически отсутствует, что свидетельствует об отсутствии импульсов тока с промежуточными амплитудами. Скачок амплитуды тока в переходной области очень велик (20—40 дБ), т. е. амплитуда увеличивается в 10—100 раз в зависимости от геометрии камеры и газового наполнения.

Пример токовой характеристики [6] показан на рис. 4. По внешнему виду она мало отличается от зарядовой характеристики. (Второй разрыв на дискриминационных кривых не различается.)

2.2. Форма сигнала. Переход от лавинной стадии усиления к стримерной сопровождается не только скачкообразным увеличением амплитуды сигнала, но и резким изменением его формы. Это особенно заметно, если на осциллографе наблюдаются сигналы от заряженных частиц, проходящих через камеру. В таком случае в лавинной области

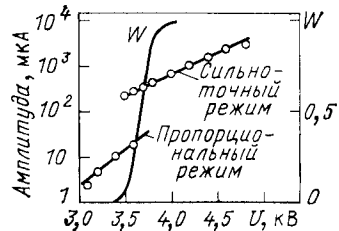


Рис. 4. Токовая характеристика — зависимость средней амплитуды сигнала от напряжения питания камеры, W — доля СГС-сигналов

форма сигнала имеет нерегулярный характер, обусловленный флуктуациями времени прихода электронов, дрейфующих от разных точек трека к анодной проволоке; длительность сигнала зависит от зазора камеры и при $L = \pm 8$ мм составляет примерно 200 нс. На этом фоне резко выделяются значительно более короткие и большие по амплитуде сигналы СГС-разряда, имеющие стандартную, близкую к треугольной, форму и небольшой амплитудный разброс. В условиях [6] длительность сигнала

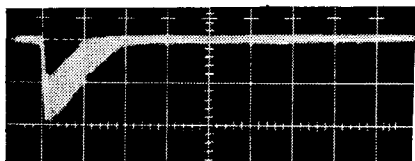


Рис. 5. Форма импульса в СГС-режиме (1 мА/дел., 100 нс/дел.)

на полувисоте составляет $t = 40$ нс. Длительность фронта сигнала определяется входными цепями усилителя и составляет ~ 10 нс. Форма и длительность сигнала не зависят от напряжения питания камеры. На рис. 5 приведена характерная фотография сигнала из работы [21].

2.3. Счетные характеристики.

Как следует из рис. 2 и 4, при переходе к СГС-режиму зависимость амплитуды сигнала от напряжения питания становится более слабой. По этой причине в СГС-режиме удастся получить более широкое плато счетной характеристики (от 0,6 до 1 кВ), чем в пропорциональном (0,3—0,4 кВ).

В отличие от пропорционального режима, при котором начало счетной характеристики камеры определяется порогом регистрирующей электроники, в СГС-режиме повышение эффективности регистрации частиц происходит благодаря увеличению вероятности образования стримера по мере увеличения напряжения питания камеры и в довольно значительных пределах не зависит от порога. Такое поведение счетной характеристики отражает пороговый характер СГС-разряда, который возникает только при достаточно большой напряженности поля вблизи анодной проволоки.

На рис. 6 приведен набор счетных характеристик из работы [6].

Видно, что в характеристике одиночного счета камеры имеется довольно длинное плато. (Под одиночным счетом здесь понимается скорость счета на выходе усилителя камеры без совпадений с дру-

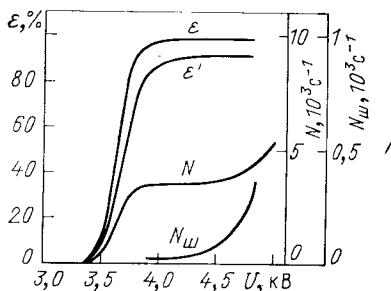


Рис. 6. Счетные характеристики камеры в СГС-режиме, полученные при пороге регистрации 125 мкА:

ε — эффективность; N — скорость одиночного счета; $N_{ш}$ — шумы. Кривые ε и ε' соответствуют различным плотностям загрузки анодной проволоки $n = 640 \text{ c}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ и $n' = 1900 \text{ c}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$

гими детекторами при облучении ее радиоактивным источником.) При напряжениях, приближающихся к $U = 5$ кВ, одиночный счет начинает увеличиваться. При дальнейшем повышении напряжения на камере ее работа становится неустойчивой — одиночный счет и шумы катастрофически растут. В зависимости одиночного счета от напряжения возникает гистерезис, т. е. при снижении напряжения одиночный счет сначала практически не меняется, а затем резко падает до уровня плато. Фактически при напряжении $U > 5$ кВ камера переходит в режим самостоятельного разряда, для которого явление гистерезиса характерно. Хорошо известным примером такого гистерезиса является различие между напряжениями зажигания и гашения газоразрядного тиратрона.

По-видимому, самостоятельный разряд в камере [6] обусловлен вырыванием электронов из катода положительными ионами. Поскольку число ионов в разряде очень велико ($M \sim 10^9$), а вероятность вырывания электрона $\gamma \sim 10^{-9}$ [28], то может выполняться условие Таунсенда для возникновения самостоятельного разряда $M\gamma = 1$. В данном случае самостоятельный разряд не связан с фотоэффектом, поскольку на осциллографе не наблюдались временных корреляций между импульсами. В отличие от этого в работе [21] рост одиночного счета был обусловлен фотоэффектом на катоде, так как на осциллографе наблюдались импульсы, следующие друг за другом с периодом, соответствующим времени дрейфа электронов от катода к аноду.

Дальнейшее повышение напряжения приводит к искровым пробоям в камере. При некоторых условиях (например, при малом шаге анодных проволок) искровые пробои появляются до возникновения самостоятельного разряда.

Таким образом, рабочая область камеры ограничена со стороны высоких напряжений либо возрастанием одиночного счета, либо искровыми пробоями. В некоторых случаях конец рабочей области определяют по возрастанию шумов. На протяженность рабочей области большое влияние оказывают добавки в газовую смесь паров некоторых органических жидкостей [11] (как это будет показано в разд. 3.1.4) и материал катода [21]. Имеют значение также чистота и способ обработки катода. Стабилизирующее влияние на работу камеры оказывает ее тренировка в пучке частиц.

2.4. Мертвая зона и ее структура. В работе [6] для характеристики нагрузочной способности камеры, работающей в СГС-режиме, было введено понятие мертвой зоны ζ , которая имеет смысл эффективного произведения длины участка анодной проволоки δ , который становится нечувствительным после возникновения разряда, на мертвое время этого участка τ .

Мертвая зона определялась по снижению эффективности в области плато счетной характеристики при увеличении загрузки

камеры. При измерениях мертвой зоны таким способом необходимо учитывать, что увеличение загрузки приводит не только к понижению эффективности, но и к смещению положения плато из-за объемного заряда, накапливающегося в камере [29].

Влияние увеличения загрузки на счетную характеристику показано на рис. 6. Из вида кривой ϵ' следует, в частности, что с ростом напряжения питания мертвая зона не увеличивается, несмотря на экспоненциальный рост амплитуды сигналов. Это неожиданное свойство, которое было обнаружено в работе [6], как оказалось в дальнейшем, весьма характерно для СГС-режима. Можно попытаться объяснить его, опираясь на пороговый характер образования стримеров. Рассмотрим работу камеры при некотором напряжении U_1 , которое создает на анодной проволоке плотность заряда $q_1 > q_n$, где q_n — такая плотность заряда на анодной проволоке, при которой начинается эффективное образование стримеров. (Здесь мы оперируем плотностью заряда на анодной проволоке, так как именно от нее зависит напряженность поля вблизи проволоки, где происходит переход лавины в стример.) После образования в камере стримера электроны быстро собираются на анод, а оставшиеся в газе положительные ионы снижают на некотором участке δ анодной проволоки плотность заряда ниже q_n на время t . Этот участок становится неэффективным, пока ионы не отойдут на определенное расстояние. Если теперь повысить напряжение в камере до U_2 , то заряд в стримере возрастет. Увеличится соответственно его влияние на распределение заряда на анодной проволоке. Однако теперь для получения неэффективности плотность заряда надо снизить на большую величину ($\Delta q > q_2 - q_n$). Взаимная компенсация этих двух эффектов может привести к независимости δ от напряжения U . Различием в скорости дрейфа ионов при разных напряжениях можно пренебречь, так как оно невелико.

При небольших нагрузках неэффективность камеры $\Delta\epsilon$ из-за просчетов линейно связана с плотностью загрузки анодной проволоки n (число частиц, приходящихся на единицу длины проволоки за единицу времени):

$$\Delta\epsilon = \zeta \cdot n; \quad (1)$$

что соответствует экспериментальным данным в [4, 6] (рис. 7).

Измерения, описанные выше, позволяют дать ответ на практический вопрос: каковы будут просчеты. Однако они не отвечают на вопрос, каков размер области δ , блокируемой положительными ионами, и как она меняется со временем, по мере отхода ионов. Можно ожидать, что размер этой области соответствует длине стримера, т. е. составляет несколько миллиметров. Ниже описаны измерения величины δ [11] и ее динамики методом задержанных самосовпадений, идею которого предложил А. В. Купцов.

Схема измерения представлена на рис. 8. Облучение велось β -частицами ^{90}Sr через коллиматор шириной l . Сигнал, возникающий на облучаемой проволоке, после усилителя 1 разветвляется на два канала. В одном из них он задерживается задержкой 2 на время t и подается на вход схемы совпадений 3, на другой вход которой сигнал подается сразу после усилителя, без задержки. Сигнал на выходе 3 появляется в том случае, если через время t после возникновения сигнала на проволоке на ней возникает еще один импульс.

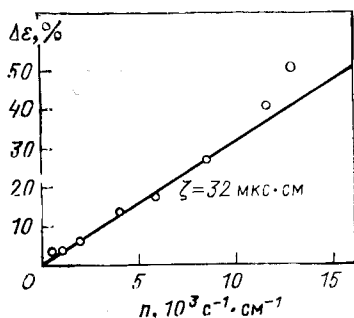


Рис. 7. Зависимость неэффективности камеры от плотности загрузки анодной проволоки. Прямая линия соответствует мертвой зоне $\zeta = 32 \text{ мкс} \cdot \text{см}$

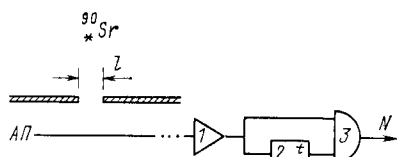


Рис. 8. Схема измерения задержанных самосовпадений: 1 — усилитель; 2 — линия задержки; 3 — схема совпадений; АП — анодная проволока.

Для простоты рассмотрим сначала случай, когда после возникновения разряда вся проволока становится нечувствительной на время T . [Это имеет место при работе камеры в режиме Гейгера — Мюллера ($\Gamma - \text{М}$).] Тогда интенсивность счета задержанных случайных самосовпадений на выходе 3 будет:

$$N(t) = \begin{cases} 0, & \text{при } t \leq T, \\ N_{\infty}, & \text{при } t > T. \end{cases} \quad (2)$$

Если же после возникновения разряда отключается не вся проволока, а только ее часть $\delta(t)$, то падение интенсивности в момент t описывается формулой:

$$\frac{N_{\infty} - N(t)}{N_{\infty}} = \frac{\delta(t)}{l} - \left[\frac{\delta(t)}{2l} \right]^2, \quad \text{при } \delta \leq l. \quad (3)$$

Появление в (3) члена $[\delta(t)/2l]^2$ связано с тем, что при прохождении частицы на расстоянии меньше чем $\delta(t)/2$ от края коллиматора длина нечувствительной области на облучаемом участке проволоки оказывается меньше $\delta(t)$. Таким образом, измеряя зависимость $N(t)$, можно по формуле (3) определить $\delta(t)$. Величина $\delta(t)$ связана с мертвой зоной ζ следующим соотношением:

$$\zeta = \int_0^{\infty} \delta(t) dt. \quad (4)$$

Схема измерений, приведенная на рис. 8, является упрощенной. Для лучшего выделения частиц, проходящих через коллиматор l , снизу от анодной проволоки был установлен дополнительный коллиматор шириной l и сцинтилляционный счетчик, включенный на совпадение с камерой. На рис. 9, *a* приведена кривая задержанных самосовпадений сигналов с камеры, работающей в СГС-режиме (кривая 1), а на рис. 9, *б* соответствующая ей зависимость

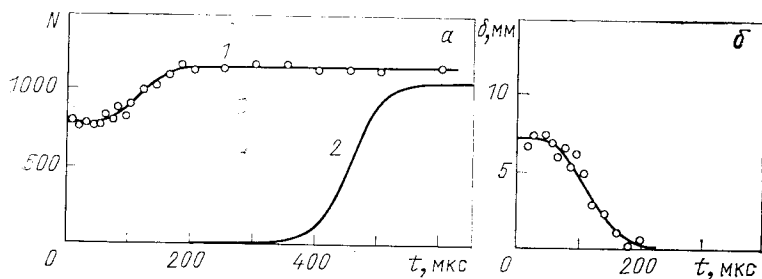


Рис. 9. Структура мертвой зоны:

a — кривые самосовпадений: 1 — в СГС-режиме при ширине коллиматора $l = 20$ мм, 2 — в Г — М-режиме; *б* — зависимость длины «мертвого» участка проволоки от времени в СГС-режиме, рассчитанная по формуле (3)

$\delta(t)$, рассчитанная с помощью формулы (3). Интеграл (4) для этой зависимости дает значение $\xi = 85$ мкс·см, что достаточно близко к мертвой зоне для данной газовой смеси $\xi = 100$ мкс·см, определенной по снижению эффективности при увеличении загрузки анодной проволоки. (При измерениях зависимости $\delta(t)$ соотношение аргона и метана в газовой смеси было 95 : 5, а концентрация метилала составляла 17%).

Для сравнения на рис. 9, *a* приведена также кривая самосовпадений (2), полученная в том случае, когда камера была переведена в Г — М-режим. Эта кривая показывает, что после возникновения Г — М-разряда вся сигнальная проволока остается нечувствительной в течение ~ 450 мкс.

В работе [20] величина δ была оценена другим методом — по изменению формы амплитудного спектра сигналов при изменении угла входа частицы по отношению к анодной проволоке. Изменение спектра связано с тем, что при увеличении угла входа может возникать несколько стримеров, образуемых электронами первичной ионизации, проходящими на анодную проволоку вне области δ . Оценка дала величину $\delta \sim 3$ мм, что близко к результату работы [11], несмотря на различия в конструкции детекторов и газовом наполнении.

2.5. Направленность развития стримера. Изучение сигналов, наведенных на катодные плоскости, в пропорциональных камерах

привело к выводу [7, 30], что электронная лавина не обязательно окружает анодную проволоку и, по крайней мере при небольших коэффициентах умножения, ее азимутальное положение соответствует направлению прихода первичных электронов. В работе [7] было показано также, что в магическом газе анизотропия распре-

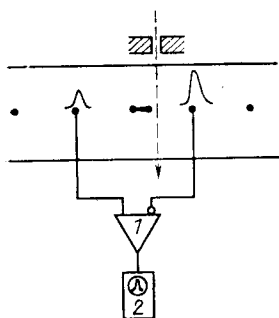
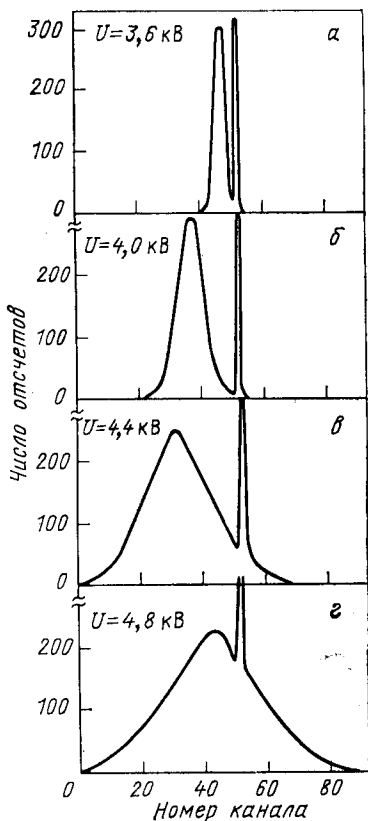


Рис. 10. Схема измерения наведенных сигналов:

1 — дифференциальный усилитель; 2 — амплитудный анализатор

Рис. 11. Спектры разности амплитуд наведенных сигналов. Узкий пик в 53-м канале получен при нулевой разности амплитуд сигналов на входах дифференциального усилителя



деления заряда сохраняется и при переходе к режиму больших сигналов, хотя постепенно уменьшается с увеличением амплитуды сигнала. Подобная же анизотропия в СГС-режиме была обнаружена в работе [8].

При фотографировании разряда в камере [10] также было найдено, что все стримеры направлены в одну сторону — ту, с которой приходят дрейфующие электроны. Для количественного исследования этого явления в работе [11] измерялись сигналы, наведенные на соседних с облучаемой анодных проволоках. Схема эксперимента представлена на рис. 10. Камера облучалась пучком рентге-

новских фотонов с энергией около 8 кэВ, диаметр которого не превышал 0,2 мм. Положение пучка выбиралось таким образом, чтобы электроны, образующиеся в результате ионизации, двигаясь вдоль силовых линий электрического поля, собирались в узком угловом интервале $\pm 15^\circ$ относительно анодной проволоки. Возникший в камере разряд наводит сигналы на окружающую облучаемую проволоку электродах, в том числе и на соседних с ней анодных проволоках. Наведенный сигнал больше на той проволоке, в сторону которой развивается стример. Сигналы с этих двух проволок подавались на дифференциальный усилитель 1, на выходе которого возникал сигнал, пропорциональный разности амплитуд наведенных сигналов. Этот разностный сигнал поступал в многоканальный амплитудный анализатор 2. Представленные на рисунке 11, а, б спектры разности амплитуд наведенных сигналов показывают, что при напряжениях на камере, соответствующих ветви II на рис. 2, а, стример всегда развивается в ту сторону, откуда приходят дрейфующие электроны. При переходе на ветвь III (рис. 2, а) это свойство направленности разряда в основном теряется (рис. 11, в — 11, г).

Аналогичные эксперименты были выполнены и с β -частицами [31]. Они показали возможность определения, с какой стороны от проволоки, с левой или с правой, прошла частица. С высокой

эффективностью ($\sim 99\%$) разделение частиц на «левые» и «правые» может быть выполнено на начальном участке счетной характеристики, что позволяет использовать это свойство для устранения лево-правой неопределенности в дрейфовых камерах, работающих в СГС-режиме.

2.6. Чувствительность к первичной ионизации. Исследование влияния первичной ионизации было выполнено [4, 11] с использованием β -источника ^{90}Sr и γ -источника ^{55}Fe . Количества пар ионов, образуемых в камере этими источниками, относятся как 1 : 2,2. Исследования показали, что различие в начальной

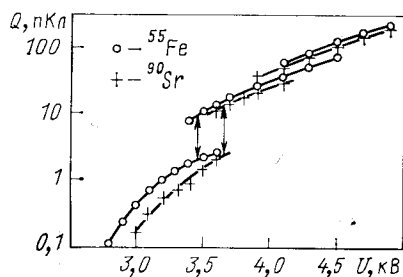


Рис. 12. Сравнение зарядовых характеристик, полученных для рентгеновских фотонов с энергией 5,9 кэВ (^{55}Fe) и для проходящих β -частиц (^{90}Sr). Положения стрелок соответствуют напряжениям, при которых половина сигналов принадлежит СГС-режиму

ионизации сказывается только на напряжении питания, при котором происходит переход от пропорционального к СГС-режиму. Никаких других отличий не было замечено. Для иллюстрации этого факта на рис. 12 приведены зарядовые характеристики [11], полученные с источниками ^{55}Fe и ^{90}Sr . Из рисунка видно, что зарядовые

характеристики в СГС-режиме в пределах точности измерений совпадают для обоих источников. Переход от пропорционального к СГС-режиму происходит при одинаковом заряде первичной лавины, с чем, по-видимому, и связано различие в напряжении перехода. Возможно также, что на напряжение перехода влияет не только энергия первичной ионизации, но и ее плотность, которая сильно отличается для β -частиц и рентгеновских фотонов.

В ограниченно-пропорциональной области газового усиления заметен эффект насыщения зарядовой характеристики, который сильнее сказывается для рентгеновского излучения, чем для β -частиц. Это связано с ограничением газового усиления пространственным зарядом самой лавины. Эффект тем сильнее, чем больше плотность начальной ионизации.

3. ВЛИЯНИЕ РАБОЧЕГО ГАЗА И ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СГС-КАМЕРЫ НА ЕЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Список работ, в которых наблюдался или исследовался СГС-режим работы проволочных камер, состоит в настоящее время из 25 наименований. В разных лабораториях исследования выполнялись в различных условиях, и СГС режим был получен при очень широких изменениях качественного и количественного состава газовой смеси, различном шаге намотки анодной проволоки, при изменении диаметра анодной проволоки от 10 до 400 мкм и давления газа в камере от 0,4 до 2 атм (табл. 1). Это указывает на весьма широкую распространенность данного типа газового разряда. Однако имеющиеся данные о влиянии перечисленных параметров на характеристики СГС-режима носят эмпирический и зачастую отрывочный характер.

3.1. Состав рабочего газа. Среди большого разнообразия газовых смесей, в которых наблюдался СГС-разряд, можно выделить три группы, исследованные более подробно.

3.1.1. Аргон-метан-метилалевая (АММ) смесь. Применение этой смеси позволяет получить хорошие характеристики в СГС-режиме, особенно по нагрузочной способности камеры. Влияние отдельных компонент смеси на характеристики камеры подробно исследовано в работе [11]. На рис. 13 представлены токовые характеристики камеры, облучаемой β -источником ^{90}Sr , при различных пропорциях аргона и метана и постоянной концентрации метилалея (17%). Здесь двоение пика амплитуд СГС-сигналов игнорируется и приводится их средняя амплитуда. Положение стрелок на рис. 13 соответствует переходным напряжениям U_n , при которых половина сигналов принадлежит СГС-режиму, а половина — пропорциональному. Как видно из рисунка, изменение концентрации метана приводит лишь к смещению амплитудных характеристик,

Продолжение табл. 1

Состав газа, %		p^* , атм	d , мм	s^{**} , мм	L^{**} , мм	Литература	Примечания
Воздух 100		1	Острые-плоскость			[13, 15, 16]	
Аргон 79	Этил- 21		40	5	7,5	[1]	
41	бромид 59		40	5	7,5	[1]	
Метан 64,4	Угле- 32,4	1	52	$d_k = 28,6$		[3]	
	кислый газ						
99	Вода 1	1	52	$d_k = 28,6$		[3]	Другие газовые смеси
99	1	0,9	76	$d_k = 38$		[3]	
40	Этан 60		100	$d_k = 30$		[19]	
55	Метан 36	1	10—400	8		[12]	
55	36	0,4—2	50	8		[12]	
54	36	1	50	16	8	[32]	
57—49	38—32	1	50	16	8	[32]	
	Аце- 5—19 тон						
Аргон 52—46	Эфир 10—19 этило- вый	1	50	16	8	[32]	

* Для тех работ, где давление газа авторами не указано, оно, по-видимому, составляет $p = 1$ атм.** Для счетчиков указаны либо диаметр катода d_k , либо его сечение.

слабо влияя на их наклон и соотношение амплитуд в пропорциональном и стримерном режимах.

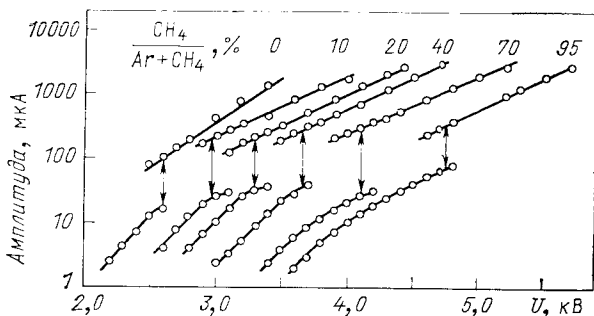


Рис. 13. Токовые характеристики камеры при различной доле метана в аргон-метановой смеси. Концентрация метилаля 17%

Зарядовые характеристики внешне мало отличаются от токовых. Некоторые их численные параметры приводятся в табл. 2.

Здесь $Q_{п1}$ и $Q_{п2}$ — средние значения заряда сигналов соответственно в ограниченно-пропорциональном и СГС-режимах в точках перехода $U = U_{п}$.

Таблица 2. Параметры зарядовых характеристик

$\frac{CH_4}{Ar+CH_4}, \%$	$U_{п}, \text{кВ}$	$Q_{п1}, \text{пКл}$	$Q_{п2}, \text{пКл}$
0	2,60	3,3	14
10	2,97	3,3	15
20	3,30	3,6	12
40	3,66	4,4	12
70	4,11	2,4	12

Обращает на себя внимание постоянство величины $Q_{п1}$, которую можно интерпретировать как критический заряд, при котором происходит переход таунсендовской лавины в стример.

Зарядовые характеристики, измеренные при различном количестве метилаля в газовой смеси, приведены на рис. 14. В отличие от метана увеличение количества метилаля

практически не оказывает влияния на амплитуду сигнала в пропорциональном режиме, но существенно уменьшает ее в СГС-режиме.

Присутствие метилаля в этой газовой смеси оказывает решающее влияние на стабильность СГС-режима. Метилаль по существу определяет протяженность рабочей области камеры в СГС-режиме. На рис. 15 видно, как расширяется плато счетной характеристики с добавлением метилаля. Частично это можно объяснить уменьшением амплитуды сигнала в СГС-режиме с ростом концентрации метилаля.

На рис. 16 представлена зависимость длительности импульса и величины мертвой зоны от концентрации метана и метилала

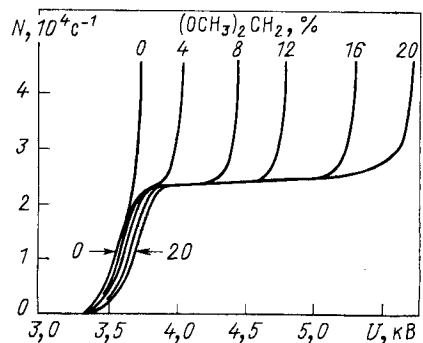
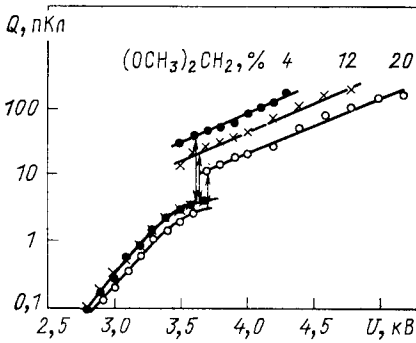


Рис. 14. Зарядовые характеристики камеры при различной концентрации метилала. Доля метана в аргон-метановой смеси постоянна и составляет 40%

Рис. 15. Счетные характеристики камеры при различной концентрации метилала. Доля метана в аргон-метановой смеси постоянна и составляет 40%

в газовой смеси. Из рисунка видно, что обе эти компоненты довольно сильно влияют на величину мертвой зоны. Однако на длительность импульса их действие различно. Если увеличение коли-

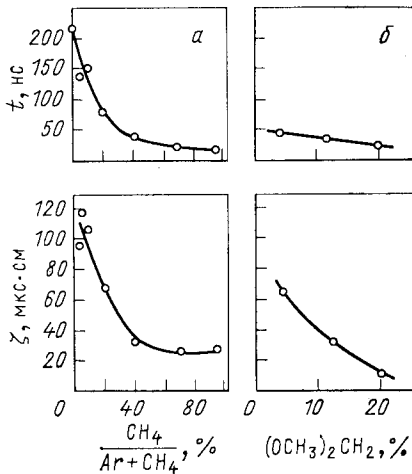
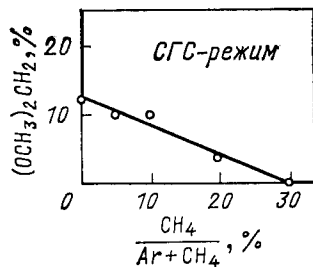


Рис. 16. Влияние метана (а) и метилала (б) на длительность импульса t и величину мертвой зоны ζ : а — концентрация метилала 17%; б — доля метана в аргон-метановой смеси 40%

Рис. 17. Область СГС-режима на диаграмме концентраций метана и метилала



чества метана значительно сокращает длительность импульса, то метилаль практически не оказывает на нее никакого влияния.

Необходимо отметить, что хотя по отдельности долю метана и метилала в смеси можно варьировать в широких пределах, но суммарное количество органических добавок в камере должно быть достаточно большим. В противном случае вместо СГС-режима наблюдается Г — М-режим работы камеры. На рис. 17 показана граница области изменения доли метана и метилала, в пределах которой осуществляется СГС-режим.

Неприятной стороной АММ-смеси с практической точки зрения является большое содержание метилала, который нуждается в тщательной химической очистке и при некоторых условиях может разрушать проволоку в камере. Поэтому при длительных перерывах в работе желательно пары метилала из камеры удалять.

3.1.2. Аргон-изобутановая (АИ) смесь. Эта смесь также позволяет получить устойчивый СГС-режим, который характеризуется большой амплитудой сигнала ($A > 0,8$ мА), малым амплитудным разбросом и широким плато счетной характеристики [21]. Однако загрузочная способность камеры при этой смеси, по-видимому, хуже, чем в случае АММ-смеси. Приведенные в [4] данные соответствуют значению мертвой зоны $\zeta = 330$ мкс·см (против $\zeta \sim \sim 30$ мкс·см для АММ-смеси). Измерения мертвого времени в точке образования стримера на анодной проволоке, сделанные в работе [21], не позволяют сами по себе определить загрузочную способность камеры, хотя полученные значения соответствуют масштабу локального мертвого времени, характерному для АММ-смеси (~ 100 мкс). Увеличение концентрации изобутана в АИ-смеси [21] приводит качественно к тем же результатам, что и увеличение концентрации метана в АММ-смеси: счетные характеристики сдвигаются в сторону больших напряжений, длительность импульса сокращается.

3.1.3. «Магическая» смесь. По существу эта смесь отличается от предыдущей только добавкой электроотрицательного газа (фреон 13В1). В настоящее время трудно сказать, насколько существенно влияет эта добавка на характеристики собственно СГС-разряда, хотя в первой работе, где наблюдался эффект «магической» смеси [2], сама возможность появления аномально больших сигналов связывалась с нейтрализацией положительного объемного заряда отрицательными ионами фреона. Тем не менее фреон заметно воздействует на работу камеры в целом: сокращается толщина чувствительного слоя камеры, вследствие чего снижается среднее число проволочек, срабатывающих от одной частицы, улучшается временное разрешение камеры. Возможно также, что именно эта добавка предохраняет камеру от искровых пробоев и обеспечивает превосходные счетные характеристики для камер с малым шагом анодных проволочек ($s < 3$ мм), где потери эффективности из-за захвата фреоном первичных электронов незначительны.

Исследованные амплитудные и временные характеристики камер, заполненных магическим газом, качественно сходны с теми, которые получены для АММ- и АИ-смесей. Возможно, магический газ отличается несколько меньшей амплитудой сигнала в СГС-режиме (см. рис. 2). К сожалению, нет данных о нагрузочной способности камеры с этим газом в СГС-режиме.

3.1.4. Другие газовые смеси. Как видно из табл. 1, СГС-режим наблюдался в самых разных газовых смесях. Однако сравнивать характеристики режима для этих газов трудно, так как исследованы они очень мало и сам выбор газа в каждом случае определяется, по-видимому, случайными причинами. Можно отметить только смесь из аргона, метана, метилалля и этилового спирта (54:36:6:4), с которой получают характеристики, близкие к стандартной АММ-смеси (55:33:17), но которая содержит существенно меньше метилалля [32].

3.2. Диаметр анодной проволоки и давление рабочего газа. Воздействия этих параметров на характеристики СГС-режима исследовались в работе [12]. Камера в этих измерениях представляла собой две катодные плоскости из медной фольги толщиной 30 мкм на расстоянии 16 мм друг от друга, посередине между которыми натягивалась одна анодная проволока. Камера облучалась β -источником ^{90}Sr . Во всех измерениях использовалась газовая смесь из аргона, метана, метилалля и этилового спирта в соотношении 55:36:6:3. Влияние давления на характеристики СГС-режима изучалось при диаметре анодной проволоки $d = 50$ мкм, а их зависимость от диаметра анодной проволоки при нормальном давлении $p = 1$ атм. Полученные данные приведены в табл. 3 и на рис. 18—21.

Таблица 3. Параметры СГС-режима при различных давлениях рабочего газа и диаметре анодной проволоки

p , атм	d , мкм	$I_{\text{П}}'$, мкА	$U_{\text{П}}$, кВ	E_a' , кВ/см	$Q_{\text{П1}}'$, пКл	$Q_{\text{П2}}'$, пКл	t , нс	ξ , мнс·см
0,4	50	180	2,14	142	4,7	117	200	400
0,6	50	140	2,47	164	5,4	71	130	124
0,8	50	100	2,77	184	5,1	38	70	68
1,0	50	100	3,01	200	5,0	23	50	41
1,2	50	64	3,26	217	5,5	26	35	28
1,6	50	64	3,67	244	4,9	13	25	17
2,0	50	45	4,00	266	4,3	9	20	12
1,0	10	100	2,20	577			25	230
1,0	20	100	2,41	348	6,9	19	55	94
1,0	100	100	3,30	124	5,6	43	70	53
1,0	200	100	4,08	88	3,6	107	75	51
1,0	400	100	5,20	66	3,5	115	55	35

Здесь I_{Π} — порог регистрации, при котором измерялись счетные характеристики, представленные на рис. 18; E_a — напряженность электрического поля на поверхности анодной проволоки при $U = U_{\Pi}$.

СГС-режим наблюдался во всем исследованном диапазоне величин p и d . Однако не везде он проявлялся достаточно отчетливо, и его характеристики довольно существенно менялись. Так,

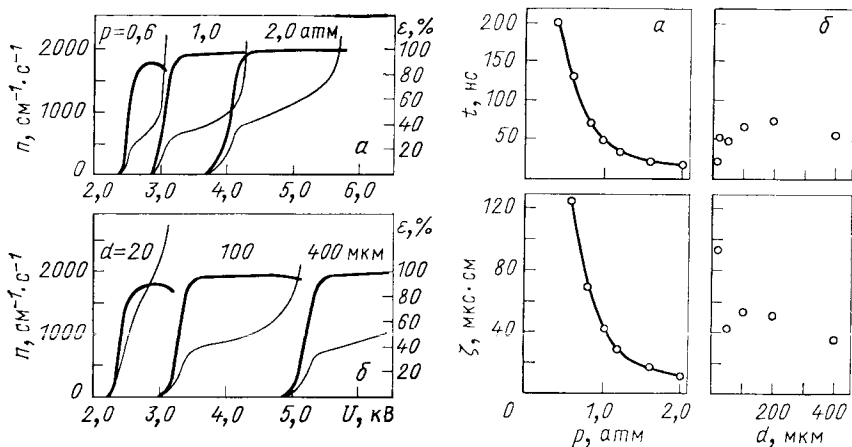


Рис. 18. Счетные характеристики камеры при разных давлениях рабочего газа (а) и диаметрах анодной проволоки (б):

толстой линией представлены графики эффективности (ϵ); тонкой — скорости одиночного счета камеры (n), приведенной к единице длины анодной проволоки

Рис. 19. Влияние давления (а) и диаметра анодной проволоки (б) на длительность импульса t и величину мертвой зоны ζ

авторы не смогли заметить момента перехода от пропорционального к СГС-режиму при $d = 10$ мкм, который обычно проявляет себя резким скачком в амплитуде сигнала с камеры. Единственное свидетельство существования СГС-режима при такой проволоке состояло в очень малой длительности сигнала $t = 25$ нс, в то время как в пропорциональном режиме она составляла $t \sim 200$ нс. При $d = 20$ мкм СГС-режим хотя и наблюдался отчетливо, но плато в характеристике одиночного счета получено не было (см. рис. 18). К тому же при малых диаметрах анодной проволоки была зарегистрирована высокая интенсивность шумовых импульсов. Таким образом, характеристики СГС-режима для камер, заполненных указанной выше смесью при нормальном давлении, с тонкой анодной проволокой ($d < 50$ мкм) можно считать неудовлетворительными для практического применения.

Широкое плато счетной характеристики ($\geq 1,2$ кВ) было получено при диаметрах анодной проволоки $d = 50, 100$ и 200 мкм.

При $d = 400$ мкм рабочая область камеры составляет 600 В и ограничивается искровыми пробоями при $U = 6,3$ кВ. Как видно из рис. 18, плато счетной характеристики зависит от давления и растет с его увеличением.

На рис. 19 представлены графики длительности импульса с камеры и величины мертвой зоны. Видно, что с ростом давления значения t и ζ резко уменьшаются, причем в изученной области

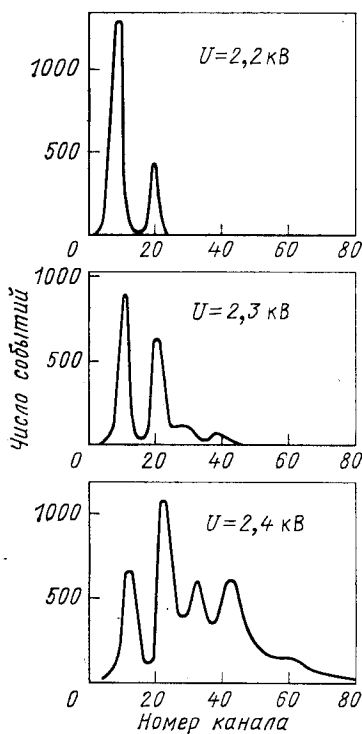


Рис. 20. Амплитудные спектры сигналов в СГС-режиме при $p = 0,4$ атм и $d = 50$ мкм. Цена канала 13,3 пКл

(Большие значения ζ , полученные при $d = 10$ и 20 мкм, возможно, объясняются образованием повторных разрядов после прохождения частицы, которые вносят дополнительную неэффективность в работу камеры. О наличии повторных разрядов свидетельствует повышенная скорость одиночного счета при малых d .)

Исследования при низких давлениях показали, что амплитудный спектр сигналов в СГС-режиме может быть очень сложным. Наиболее яркий пример приведен на рис. 20, где присутствуют

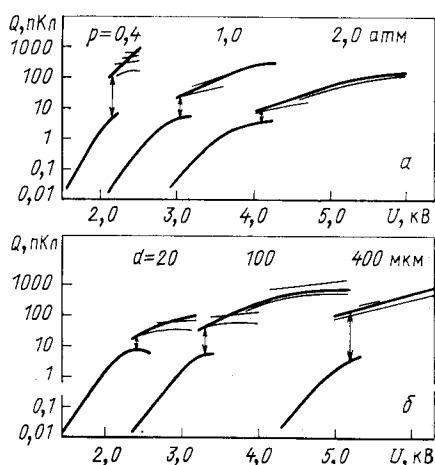


Рис. 21. Зарядовые характеристики камеры:

толстые линии — зависимость средней величины заряда в импульсе от напряжения питания камеры; тонкие — поведение максимумов в амплитудных спектрах. Стрелки указывают напряжения, при которых половина сигналов принадлежит СГС-режиму

падение значения мертвой зоны опережает рост давления (произведение $p\zeta$ уменьшается с увеличением p). Явной зависимости этих параметров от толщины анодной проволоки не наблюдается.

четыре эквидистантно расположенных пика. При увеличении напряжения относительная интенсивность пиков с большой амплитудой увеличивается. Поэтому зарядовые характеристики на рис. 21 представлены двояко: толстые линии представляют зависимость средней величины заряда в импульсе от напряжения питания камеры, а тонкие — поведение максимумов в амплитудных спектрах.

Влияние толщины анодной проволоки на СГС-режим исследовалось в работе [21] на камере, работающей с аргон-изобутановой смесью в соотношении 65 : 35. Не было замечено серьезного изменения ширины плато счетной характеристики при изменении толщины анодной проволоки от 40 до 220 мкм. Минимальная амплитуда сигнала в СГС-режиме возросла при этом от 0,4 до 2 мА. Качественно эти результаты согласуются с данными работы [12].

3.3. Шаг намотки анодной проволоки и межэлектродный зазор камеры. Специальных исследований влияния этих параметров на характеристики СГС-режима не проводилось. Можно, однако, ожидать трудностей при уменьшении шага намотки анодных проволок по следующим причинам. Во-первых, уменьшение шага анодных проволок приводит к увеличению общей напряженности поля в объеме камеры и на поверхности катода (так как плотность заряда на анодной проволоке, которая определяет напряженность поля вблизи проволоки, необходимо сохранять). Вследствие этого рабочая область камеры с малым шагом анодных проволок может ограничиваться искровыми пробоями. Более того, в камере могут возникнуть искровые пробои еще до того, как она войдет в СГС-режим. Во-вторых, при близком расположении анодных проволок возможен в принципе переброс разряда с одной проволоки на другую из-за довольно значительной длины стримера ($\sim 1-2$ мм).

При работе с АММ-смесью были получены удовлетворительные характеристики для камеры с шагом $s = 4$ мм, $L = 8$ мм и $d = 50$ мкм. Плато счетной характеристики составляло ~ 600 В, вероятность перебрасывания стримера с проволоки на проволоку не превышала 1%. При уменьшении шага до $s = 2$ мм не удалось получить 100 %-ной эффективности камеры в СГС-режиме из-за искровых пробоев.

В то же время на камерах с магической смесью и $d = 20$ мкм СГС-режим легко достигается при шаге анодных проволок $s = 2$ мм и получается широкое плато счетной характеристики, до 700 В [2].

Что касается межэлектродного зазора камеры L , то тут можно только высказать опасение, что при величине L , сравнимой с длиной стримера, разряд будет замыкаться на катод, т. е. будет возникать искровой пробой. Наименьшее расстояние между анодом и катодом было в счетчике [21] и составляло 4 мм.

4. МЕХАНИЗМ СГС-РАЗРЯДА

4.1. Исследование коронного разряда. При визуальном исследовании коронного разряда в воздухе между положительно заряженным острием и плоскостью было замечено, что при некоторых условиях вблизи острия возникает яркое голубое свечение, распространяющееся довольно далеко от острия. Причем свечение наблюдается и в той области, где напряженность электрического поля, создаваемого острием, заведомо недостаточна для того, чтобы происходила ударная ионизация газа. В 1936 г. Лёб и Лей сообщили [13], что коронный разряд такого типа состоит из отдельных стримеров, развивающихся от острия подобно лидеру в разряде молнии и затухающих в области слабого поля на достаточно

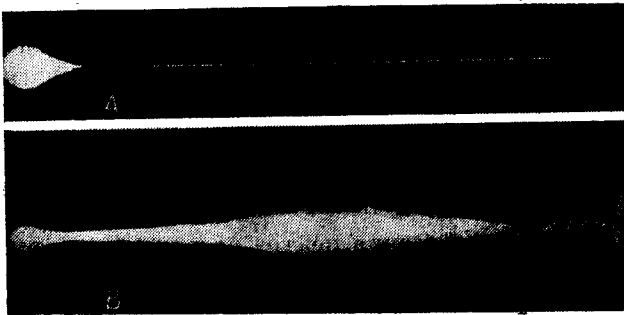


Рис. 22. Фотография короны с положительного острия перед появлением стримеров. Видно несколько зарождающихся стримеров за пределами области свечения вокруг острия. Потенциал острия 20,0 кВ (А); фотография стримеров, распространяющихся через зазор, вскоре после наступления стримерной стадии разряда. Катодная плоскость выделяется свечением на ее поверхности. Потенциал острия 21,5 кВ (В)

больших расстояниях от острия. В последующих работах [14—16] коронный разряд на положительно заряженном острие был подробно исследован. Вывод о стримерной природе далеко распространяющегося свечения был подтвержден визуальными и осциллографическими наблюдениями. На рис. 22 приведены фотографии [14] зазора положительное острие — плоскость до и после наступления стримерной стадии разряда. На рис. 22, В можно видеть совокупность большого числа стримеров, основная часть которых заканчивается, не доходя до катодной плоскости.

Основываясь на теории образования молнии [33], в работе [15] был предложен следующий механизм развития стримерного разряда. Первичный электрон, появившийся в зазоре, будет ионизовать газ за счет столкновений с молекулами, образуя электронную лавину и оставляя позади себя положительный объемный

заряд высокой плотности, который эффективно продлевает острие в зазор. Колонка положительных ионов может рассматриваться как стабильное образование благодаря малой подвижности положительных ионов. Одновременно с образованием лавины происходит интенсивное возбуждение молекул, и благодаря их высвечиванию в некоторой области вокруг острия происходит фотоионизация. Сильное поле вблизи продленного острия приводит к формированию новых электронных лавин. Таким образом стример распространяется от положительного острия в глубь зазора. Движение происходит до тех пор, пока диссипативное действие диффузии, пространственного заряда и случайного входа электронных лавин не уменьшит напряженность поля вблизи продлевающегося острия так, что дальнейшее развитие стримера становится невозможным. Длительность развития стримера оценивалась временем 10^{-7} — 10^{-8} с. После образования стримера необходимо некоторое время релаксации ($\sim 10^{-3}$ с) для рассасывания оставшегося положительного заряда. Самоподдерживающийся коронный разряд в воздухе происходит благодаря образованию на далеких расстояниях от острия отрицательных ионов кислорода, которые за время релаксации втягиваются в область сильного поля, где с них срываются электроны и дают начало новым стримерам.

4.2. Измерения положения центра разряда относительно анодной проволоки. При исследовании пространственного распределения лавины в пропорциональной камере [7] было обнаружено, что в магическом газе, в режиме больших сигналов, центр тяжести ионного облака, образующегося в разряде, отстоит от анодной проволоки на большом расстоянии, порядка 300 мкм (что резко отличается от пропорционального режима). Поскольку на таком расстоянии еще не может начаться электронное размножение, авторы [7] предположили, что здесь участвует процесс фотоионизации, который в совокупности с объемным зарядом, искажающим поле анода, приводит к распространению разряда от проволоки. Длина свободного пробега фотонов должна быть достаточно малой.

В работе [8] в счетчике с толстой анодной проволокой $d = 100$ мкм, заполненном аргон-изобутан-метилалеовой смесью, также было обнаружено смещение центра тяжести разряда на расстояние 1—1,5 мм от анодной проволоки. Авторы этой работы сделали заключение о том, что в магическом газе и некоторых других имеет место обрывающийся стримерный разряд, который был предсказан в работе [9].

4.3. Фотографирование разряда в проволочной камере. После того как в работе [6] было установлено, что сильноточный режим не может быть объяснен ни одним из известных к тому времени видов газового разряда в проволочной камере, возникло пред-

положение о том, что ответственным за сильноточный режим может быть тот же вид стримерного разряда, который был обнаружен в лаборатории Лёба [13—16] при исследовании коронного разряда на положительно заряженном острие. В связи с этим решающее значение имело выяснение геометрической картины разряда. Однако попытки визуального наблюдения разряда с помощью телемикроскопа оказались безуспешными. Оценки показали также, что если применить электронно-оптический преобразователь (ЭОП), то из-за большого количества гасящих добавок в газе камеры на фотокатоде ЭОП будет образовываться слишком мало фотоэлектронов, чтобы составить достаточно полную картину отдельного разряда. Поэтому была принята методика фотографирования большого числа разрядов, возникающих в одной точке анодной проволоки [10]. Применять усилитель света в этом случае не нужно, так как необходимая засветка фотопленки может быть достигнута за счет увеличения либо экспозиции, либо интенсивности облучения камеры*. Однако возможность повышения интенсивности ограничивается влиянием пространственного заряда.

Схема фотографирования представлена на рис. 23. Перпендикулярно к камере (с точностью $\pm 0,2^\circ$) направлялся пучок рентгеновских фотонов с энергией ~ 8 кэВ (*K*-серия Cu), диаметр которого не превышал 0,2 мм. Положение пучка выбиралось таким образом, чтобы электроны, образовавшиеся в результате ионизации, двигаясь вдоль силовых линий электрического поля, собирались к анодной проволоке в узком угловом интервале $\pm 15^\circ$. Длительность экспозиции определялась числом импульсов N , зарегистрированных на облучаемой проволоке. Скорость счета составляла ~ 200 с $^{-1}$. При такой нагрузке влияние пространственного заряда было несущественным.

На рис. 24 представлены фотографии разряда при различном напряжении питания камеры, соответствующем разным ветвям зарядовой характеристики на рис. 2, а. Позиция а — разряд в про-

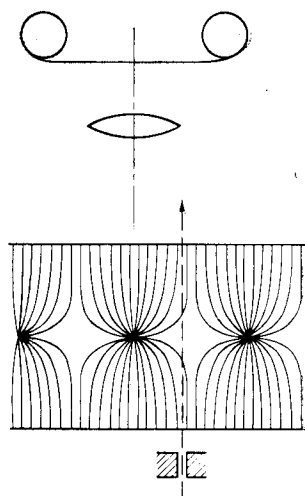


Рис. 23. Схема фотографирования. Показаны направление пучка рентгеновских фотонов (штриховая линия) и конфигурация электрического поля в камере. Диаметр анодной проволоки 50 мкм, шаг анодных проволок 10 мм, межэлектродный зазор 8 мм. Газовая смесь — аргон, метан, металлал в соотношении 50 : 33 : 17

* В недавно вышедшей работе [56] авторам удалось с помощью ЭОП получить фотографии отдельных стримеров в другой газовой смеси.

порциональном режиме (ветвь I); светится небольшой участок проволоки, длина которого определяется в основном размерами коллиматора. Интенсивное свечение происходит только в непосредственной близости от проволоки, где развиваются последние, наиболее интенсивные стадии таунсендовской лавины.

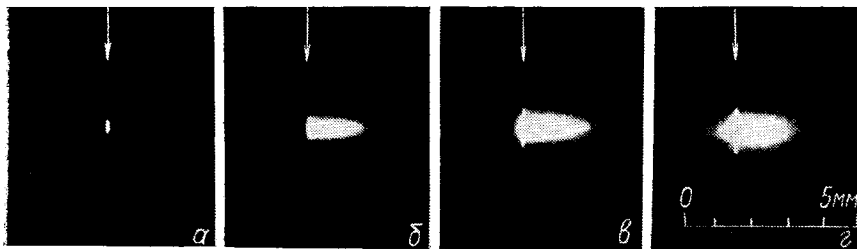


Рис. 24. Фотографии разряда:

a — пропорциональный режим, $U = 3,15$ кВ, $N = 2 \cdot 10^7$; *б* — СГС-режим, $U = 3,8$ кВ, $N = 5 \cdot 10^6$; *в* — СГС-режим, $U = 4,2$ кВ, $N = 1,7 \cdot 10^6$; *г* — СГС-режим, $U = 4,6$ кВ, $N = 5 \cdot 10^6$. Стрелки указывают положение анодной проволоки

Позиции *б* и *в* соответствуют ветви II. Распределение светимости, которое на них наблюдается, хорошо объясняется суммарным излучением катодонаправленных стримеров. Стримеры развиваются из первичной лавины, распространяясь радиально от анодной проволоки вдоль силовых линий электрического поля. Все стримеры направлены в одну сторону — ту, с которой приходят дрейфующие электроны. Такое поведение стримеров свидетельствует о том, что «память» об азимутальном положении первичных электронов сохраняется на всех стадиях развития разряда.

На позиции *г*, соответствующей ветви III, область свечения становится размазанной и захватывает большой участок анодной проволоки по сравнению с *б* и *в*. Обращает на себя внимание постоянство длины стримеров на фотографиях *б*, *в* и *г*, несмотря на то, что они получены при различном напряжении питания камеры и величина заряда в импульсе возрастает почти в 10 раз.

4.4. Скачки в амплитудной характеристике. Наиболее характерным признаком перехода камеры в СГС-режим, который отмечают все исследователи, является скачок в амплитуде сигнала. В переходной области одновременно существуют маленькие сигналы, обусловленные лавинным механизмом усиления, и большие, вызываемые образованием стримера, но практически нет сигналов промежуточных амплитуд. Это означает, что как только создаются соответствующие условия и начинает формироваться стример, дальнейшее его развитие представляет собой

весьма устойчивый процесс, который продолжается достаточно долго.

А. А. Тяпкин обратил наше внимание на то, что это явление аналогично скачкообразному переходу галогенных счетчиков в гейгеровский режим, который был исследован в работе [34]. Объяснение перехода основывается на статистической природе механизма фотоионизации.

Пусть первичная лавина излучает в среднем x фотонов, которые способны ионизовать газ и создавать новые лавины в некоторой ее окрестности. На самом деле возникает k_1 вторичных лавин с вероятностью, которая описывается законом Пуассона:

$$P(k_1) = \frac{x^{k_1}}{k_1!} e^{-x}.$$

Каждая из вторичных лавин снова может образовать в среднем x фотоэлектронов. Таким образом, после второй стадии может образоваться $k_1 x$ лавин. Реально образуется k_2 лавин с вероятностью

$$P(k_2) = \frac{(k_1 x)^{k_2}}{k_2!} e^{-k_1 x}$$

и т. д. Существенный момент состоит в том, что среди множества значений k_i есть число 0. Следовательно, с определенной вероятностью развитие процесса может прекратиться на любой стадии.

Нетривиальный вывод авторов [34] состоит в том, что все события, которые развиваются по изложенной схеме при $x \geq 1$, четко разделяются на два класса. К первому относятся те события, у которых на первых стадиях «выпал 0» и они прекратили свое развитие. Те же события, которые успешно миновали первые стадии, развиваются дальше неограниченно долго. (Вернее, пока не будут остановлены по другим причинам, которые не учитываются в данной модели.) Эти события образуют второй класс и воспринимаются как развившиеся стримеры. Для иллюстрации этого вывода на рис. 25 представлены результаты моделирования процесса на ЭВМ. На гистограммах изображено распределение событий по амплитуде, мерой которой служит число лавин, содер-

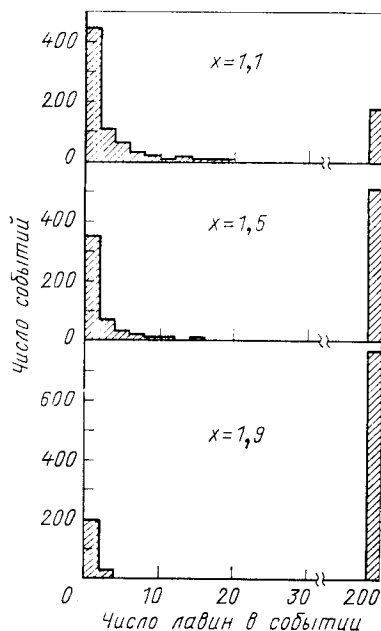


Рис. 25. Результаты моделирования на ЭВМ процесса скачкообразного возникновения стримера

жащихся в событии. В последних столбцах гистограмм находятся те события, в которых число лавин достигло 200 и дальнейший розыгрыш этих событий был прекращен, так как уже начиная с 40 лавин самостоятельных остановок в развитии событий практически не происходит.

Конечно, описанная здесь модель не может служить теорией зарождения стримера, так как не учитывается взаимодействие лавин между собой и произвольно предполагается, что на всех стадиях мощности отдельных лавин остаются неизменными. Однако принципиальную основу для понимания природы скачка при переходе от пропорционального к СГС-режиму она, по-видимому, дает.

Другая характерная особенность перехода к СГС-режиму состоит в том, что он происходит во всех случаях при достижении лавиной некоторого вполне определенного заряда. В этом можно убедиться, сравнивая между собой значения $Q_{п1}$, приведенные в табл. 2 и 3. Несмотря на то что условия в камере — состав газа, его давление и электрическое поле — сильно менялись, колебания значения $Q_{п1}$ не превышают 50% относительно среднего значения $Q_{п1} \approx 4,5$ пКл. Аналогичные данные, которые были получены с магической смесью, дают $Q_{п1} \sim 2$ пКл [26] и $Q_{п1} \sim 10^7 e = 1,6$ пКл [7]. Существенное отличие было получено только при исследовании смеси, содержащей ацетон, — $Q_{п1} = 1,1$ пКл [32].

Значение $Q_{п1} \approx 4,5$ пКл означает, что при переходе лавины в стример в ней содержится $\sim 3 \cdot 10^7$ электронов. Это довольно близко к значению 10^8 электронов, которое следует из условия Ретера для лавинно-стримерного перехода в однородном поле. Напомним, что в соответствии с эмпирическим правилом Ретера искровой пробой в газе происходит после того, как лавина пройдет расстояние d , равное 20 длинам среднего пробега электрона до ионизации $\lambda_i = 1/\alpha$, где α — первый коэффициент Таунсенда. При этом количество электронов в лавине становится равным $e^{\alpha d} = e^{20} \approx 10^8$.

Наличие второго скачка в амплитудной характеристике СГС-разряда отмечалось в работах [7, 11, 26]. Было показано, что при переходе от ветви II к ветви III ухудшается определенность в азимутальном положении разряда, область свечения становится размазанной и захватывает больший участок анодной проволоки. Остаются, однако, неизменными форма импульса и величина мертвой зоны, сохраняется существенная удаленность центра разряда от анодной проволоки. Это указывает на то, что и в области III ветви за основу необходимо принять стримерный механизм разряда. Тем не менее само наличие скачка в амплитуде сигнала привело к мысли [11] о включении некоторого нового механизма разряда. Впоследствии, при исследовании характе-

ристик при пониженном давлении газа в камере [12], была обнаружена еще более сложная структура СГС-разряда (см. разд. 3.2 и рис. 20). Наличие нескольких эквидистантно расположенных пиков привело к предположению, что после прохождения частицы образуется не один стример, а несколько, причем число их растет с напряжением. Все стримеры возникают практически одновременно, что следует из неизменности формы импульса, поэтому можно предположить, что вторичные стримеры возникают от излучения первичного. Эквидистантное расположение пиков свидетельствует о том, что мощность отдельного стримера практически не зависит от поля, создаваемого соседними стримерами. По-видимому, это происходит из-за того, что в разреженном газе пробег иницирующих фотонов достаточно велик. В этих условиях ($p = 0,4$ атм) амплитуда сигнала с камеры растет с напряжением в основном за счет увеличения числа стримеров и лишь в незначительной степени за счет роста величины каждого из них (см. рис. 21, а).

Таким образом, разрыв в амплитудной характеристике между ветвями II и III (см. рис. 2), соответствует переходу от одно- к двухстримерному разряду. Однако увеличение амплитуды при переходе в данном случае меньше чем в 2 раза, что, по-видимому, вызвано взаимным влиянием стримеров, образующихся близко друг к другу из-за маленького пробега иницирующих фотонов при атмосферном давлении. Возникновение вторичных стримеров, естественно, приводит к ухудшению азимутальной анизотропии разряда, которое объясняется тем, что вторичные стримеры не помнят направления прихода первичных электронов трека из-за изотропности излучения первичного стримера. В этих условиях рост амплитуды сигнала с напряжением происходит как за счет увеличения мощности отдельного стримера, так и за счет роста их числа. С этим хорошо согласуется увеличение толщины разряда с напряжением при практически неизменной длине стримера, которое наблюдается на фотографиях (рис. 24).

4.5. Связь с режимом Гейгера — Мюллера. При исследовании работы камеры с различным газовым наполнением было обнаружено [11], что в одной и той же камере можно получить как СГС-, так и Г — М-режим. Если газовая смесь содержит относительно малое количество органических добавок, то при увеличении напряжения на камере вместо перехода из пропорционального режима в стримерный происходит переход в Г — М-режим.

На рис. 26 представлены осциллограммы, демонстрирующие переходы из пропорционального в СГС-режим (а), из пропорционального в Г — М-режим (б), которые происходят при увеличении напряжения на камере, и переход от Г — М- к СГС-режиму при увеличении концентрации метилала и соответствующем подборе напряжения (в). На осциллограммах видно, что переходы от

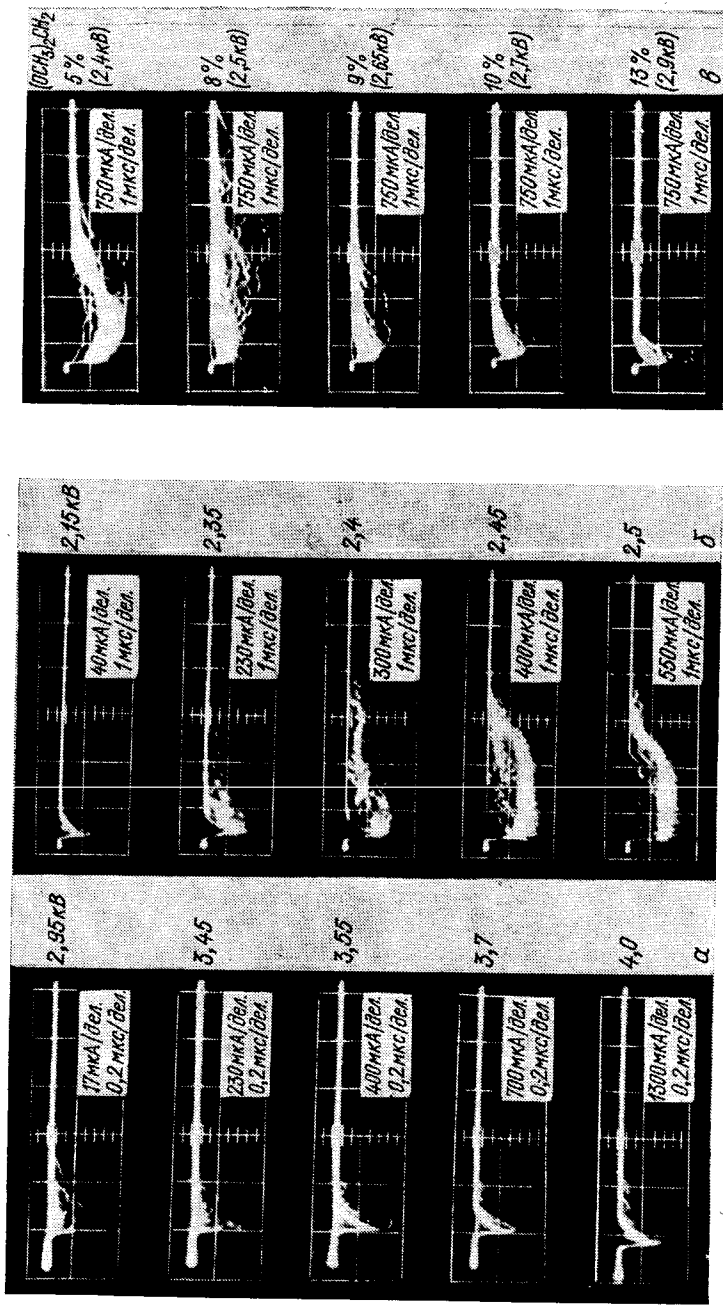


Рис. 26. Осциллограммы сигналов с камеры, демонстрирующие переходы между режимами: а — пропорциональный — СТС, аргон 56%, метан 24%, метилаль 20%; б — пропорциональный — Г — М, аргон 96%, метилаль 4%; а — Г — М — СТС, процент метилала указан на рисунке, остальное — аргон

пропорционального режима к стримерному и гейгеровскому качественно различаются. В первом случае (рис. 26, а) амплитуда импульса изменяется скачком. Даже в переходной области все импульсы СГС-режима имеют одинаковую форму и небольшой амплитудный разброс. Во втором случае (рис. 26, б) амплитуда импульсов меняется непрерывно, а их форма и длительность в этой области более или менее случайны из-за флуктуаций в распространении разряда вдоль анодной проволоки. Наблюдавшийся в [11] установившийся Г — М-режим имеет типичные характеристики. Форма гейгеровского импульса зависит от места попадания частицы, как это наблюдалось в работе [35]. При коллимации пучка

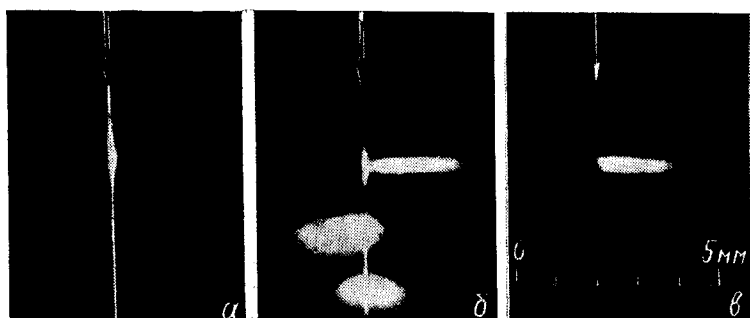


Рис. 27. Фотографии разряда, демонстрирующие переход от Г—М- к СГС-режиму при изменении концентрации метилаля:

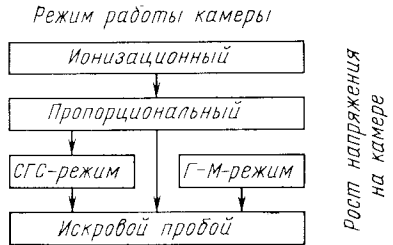
а — Г — М-режим, аргон 96,5%, метилаль 3,5%, $U = 2,1$ кВ, $N = 10^8$; б — переходный режим, аргон 91%, метилаль 9%, $U = 2,3$ кВ, $N = 10^8$; в — СГС-режим, аргон 80%, метилаль 20%, $U = 2,85$ кВ, $N = 10^8$

частиц на центр анодной проволоки длиной 16 см длительность импульса составляет $\sim 1,5$ мкс, что определяется временем развития разряда вдоль всей проволоки. Все импульсы имеют стандартную амплитуду ~ 1 мА (амплитудный разброс $\pm 8\%$). Мертвое время ~ 450 мкс.

Фотографии разряда в камере на рис. 27 демонстрируют переход Г — М-режима в стримерный при увеличении доли метилаля в газовой смеси. Рис. 27, а соответствует Г — М-режиму, когда разряд распространяется вдоль всей анодной проволоки и высвечивает ее. На рис. 27, в виден стримерный разряд, развивающийся от анодной проволоки. Между газовыми смесями, в которых наблюдаются устойчивые Г — М- и СГС-режимы, существует промежуточная область, в которой разряд, по-видимому, распределяется случайным образом между этими режимами. Кроме этого, на фотографиях разряда в промежуточном режиме видны посторонние стримероподобные светящиеся области непонятной

природы, возникающие, по-видимому, на каких-то неоднородностях в камере (рис. 27, б).

В работе [11] отмечается, что для фиксированной газовой смеси наблюдается либо СГС-, либо Г — М-режим. Перехода из одного режима в другой с помощью изменения напряжения питания получить не удастся. Место СГС-режима среди других режимов работы проволочной камеры иллюстрируется следующей схемой:



К какому режиму после пропорционального переходит камера при повышении напряжения — зависит от состава и давления газовой смеси и от геометрических параметров камеры.

4.6. Качественная картина развития СГС-разряда. В конце 30-х — начале 40-х годов Лёб [36], Мик [37], Петер [28] и их сотрудники предложили и развили стримерную теорию искрового пробоя в однородном электрическом поле, которая до настоящего времени широко используется при анализе процессов газового разряда. Основу стримерной теории составляют представления о решающей роли фотоионизации в образовании вторичных лавин и о влиянии пространственного заряда первичной лавины на формирование стримера. Имеются и другие модели, пренебрегающие механизмом фотоионизации при образовании стримера. В качестве примера можно привести книгу [38], где строится безфотонная теория анодонаправленного стримера. Однако, переходя к катодонаправленному стримеру, авторы по сути рисуют классическую картину. Мы не будем останавливаться на этих моделях. Следуя классическим представлениям, процесс возникновения, развития и остановки стримера в камере можно качественно представить следующим образом. Электроны, образованные в камере под действием ионизирующего излучения, дрейфуют в электрическом поле к анодной проволоке. Около нее они попадают в область сильного поля и дают начало таунсендовской лавине. В процессе развития этой первичной лавины испускаются фотоны, способные ионизовать молекулы газа. Если к моменту интенсивного образования фотоэлектронов на последних стадиях лавины электрическое поле, создаваемое ионами, оставшимися от первичной лавины, близко по значению к внешнему полю, то преимущественно будут раз-

вливаться те лавины, которые образовались вблизи оси первичной лавины. Это связано с тем, что суперпозиция электрических полей в данном случае даст поле существенно более сильное на оси лавины, чем с боков от нее. Вторичные лавины будут вливаться в первичную и формировать стример. Для того чтобы описанный процесс повторялся раз за разом, необходимо, чтобы вторичная лавина создала примерно такое же количество фотонов и так же искажала внешнее электрическое поле, как и первичная.

Можно сформулировать три условия, выполнение которых необходимо для образования стримера:

- 1) общее количество электронов во вторичной лавине должно быть не меньше, чем в первичной;
- 2) электрическое поле первичной лавины к моменту образования фотоэлектронов должно быть сравнимо с внешним полем;
- 3) длина пробега фотонов должна быть меньше или порядка размера лавины, чтобы фотоионизация происходила в области действия поля первичной лавины.

Условие 1 является необходимым для любого самоподдерживающегося процесса газового разряда, а условия 2 и 3 должны быть выполнены, чтобы разряд развивался в форме стримера. Если же хотя бы одно из условий 2 или 3 не выполнено, то первичная лавина будет слабо влиять на развитие новых лавин. В этом случае вторичные лавины, образованные фотоэлектронами, будут развиваться фактически в поле анодной проволоки в стороне от первичной, т. е. разряд будет развиваться вдоль анодной проволоки и будет формироваться гейгеровский импульс.

Условия 2 и 3 хорошо выполняются, если в газе имеется большое количество гасящих добавок. Действительно, при малых количествах добавок камера переходит в Г — М-режим, а при больших — в СГС-режим.

Если допустить, что пробег фотонов λ достаточно мал (условие 3 выполнено) уже при малых количествах гасящих добавок, то при их увеличении уменьшается количество фотонов, способных ионизовать газ, и электронная лавина успевает сильно развиться, прежде чем начнется эффективная фотоионизация газа. Тем самым выполняется условие 2, и начинается развиваться стример.

Если же поле первичной лавины достаточно велико (выполнено условие 2) при относительно малых количествах гасящих добавок, то для возникновения стримера необходимо увеличить их концентрацию, чтобы уменьшить длину пробега фотонов и выполнить условие 3. В этом случае можно объяснить прямолинейную форму границы между СГС- и Г — М-режимами на рис. 17, если сделать дополнительные предположения о том, что источником ионизирующих фотонов является аргон, а фотоионизация происходит на молекулах метана и метилаля. Условие 3 можно записать в виде $\lambda = D$, где D — константа, имеющая масштаб

размера лавины. Запишем выражение для λ через концентрации (n_1, n_2) и сечения фотоионизации (σ_1, σ_2) для метана и метилаля соответственно:

$$\lambda = \frac{1}{n_1\sigma_1 + n_2\sigma_2}.$$

Из условия 3 получаем для концентраций n_1 и n_2 уравнение прямой линии:

$$n_1\sigma_1 + n_2\sigma_2 = \frac{1}{D}.$$

Согласие с данными рис. 17 можно получить, если положить $\sigma_1 \approx 3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ (сечение поглощения ультрафиолетовых фотонов в метане [39]), а $\sigma_2 = 7,5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, $D = 40$ мкм. Значение D близко к диаметру анодной проволоки $d = 50$ мкм, использованной в данных измерениях.

Так как константа D должна прямо зависеть от диаметра анодной проволоки, то можно предсказать, что с увеличением диаметра граница СГС-режима будет перемещаться в область меньших концентраций гасящих добавок, а с уменьшением диаметра — в область больших концентраций.

Если условия в камере таковы, что начал формироваться стример, то сначала он развивается в поле, которое есть суперпозиция поля анодной проволоки и поля самого стримера. Удлиняясь, стример попадает в область слабого внешнего поля, и его дальнейшее развитие определяется только собственным полем. (Действительно, уже на расстоянии 0,25 мм от проволоки диаметром $d = 50$ мкм напряженность поля, создаваемого электродами камеры, падает в 10 раз.) Теория развития стримера в областях, где внешним полем можно пренебречь, практически не развита. Предложенные к настоящему времени модели сильно отличаются в исходных положениях. Так, в одной из них [40] стример рассматривается как проводящая квазиметаллическая нить, растущая от анода, что по сути совпадает с представлениями, высказанными в работе [15] (см. разд. 4.1); в другой [41] проводимостью стримера полностью пренебрегается. Существует также модель самораспространения стримера в результате кулоновского расталкивания зарядов в головке стримера [42], а также модель, основанная на представлениях о плазменных колебаниях в стримере [43]. Недостаток экспериментальных данных не позволяет судить о том, какая из перечисленных моделей больше соответствует действительности, хотя модель проводящей квазиметаллической нити представляется наиболее простой и естественной.

В последнем случае развитие стримера в отсутствие внешнего поля обусловлено его собственным полем, которое определяется потенциалом анодной проволоки и размером головки стримера. С ростом стримера размер его головки увеличивается за счет того,

что на каждой последующей стадии вторичные лавины, инициированные фотонами, испущенными головкой стримера, занимают больший объем. Так как с ростом размера головки стримера напряженность поля около нее будет уменьшаться, то последующие лавины будут становиться менее мощными и стример в конце концов прекратит свое развитие. К уменьшению напряженности поля может приводить также и недостаточная проводимость стримера. Влияние диффузии и объемного заряда на расширение головки стримера, на наш взгляд, должно быть мало из-за большой скорости распространения стримера.

Рассуждения, приведенные выше, позволяют наглядно представить развитие разряда в камере. Однако попытки хотя бы качественно объяснить наблюдаемые закономерности СГС-разряда наталкиваются на значительные трудности. Как уже указывалось ранее, разброс амплитуд сигналов в СГС-режиме составляет всего 40%. Форма сигналов стандартная. Это характерно для сигналов СГС-разряда даже в той области напряжений питания, где только часть всех сигналов принадлежит СГС-режиму, а остальные — пропорциональному. Судя по фотографиям, выполненным с равной экспозицией, разброс длин стримеров также невелик. Длина стримера не зависит от напряжения (см. рис. 24). Такая стабильность развития стримера, имеющая первостепенное значение с практической точки зрения, кажется весьма удивительной, если учесть, что развитие и остановка стримера определяются только его внутренними причинами, которые подвержены сильным флуктуациям.

С вышеизложенными представлениями трудно совместить постоянство величины $Q_{пл}$, которая обсуждалась в разд. 4.4. Особенно непонятной является независимость от газового состава камеры. Казалось бы, при увеличении количества гасящих добавок лавина должна развиваться до большего значения заряда, прежде чем образуется достаточное количество фотоэлектронов, необходимых для зарождения новых лавин и образования стримера. Соответственно должна расти и величина $Q_{пл}$ с увеличением, например, доли метана в газе. Этого, однако, не происходит.

Открытым остается вопрос о механизме влияния условий в камере (состав газа, его давление, диаметр анодной проволоки и т. п.) на амплитуду импульса, его длительность и мертвую зону.

5. ПРИМЕНЕНИЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ СГС-РЕЖИМА

5.1. Свойства СГС-режима с практической точки зрения.

1. Большая амплитуда сигнала, достигающая нескольких миллиампер, является наиболее очевидным преимуществом СГС-режима. Она почти на 2 порядка превышает предельный сигнал, который может быть получен в пропорциональном режиме. Это позволяет

установить высокий порог регистрирующей электроники и, таким образом, снизить чувствительность камеры к внешним помехам. Несколько уменьшается и стоимость усилителей. В системе трехметровых камер [18] (см. разд. 5.2), например, переход к СГС-режиму привел к удешевлению камерной электроники приблизительно на 30%.

2. Скачкообразное увеличение сигнала при переходе от пропорционального режима к стримерному позволяет снизить требования к стабильности и однородности усилителей на многопроволочных камерах. Действительно, если выбрать порог регистрации так, чтобы его уровень находился между максимальным сигналом пропорционального режима и минимальным стримерного, то положение счетной характеристики на оси напряжения питания камеры не будет зависеть от уровня порога регистрации в этих пределах. Практически допустимо изменение порога регистрации в 2 раза в любую сторону. Для достижения такой же стабильности плато в пропорциональной камере требуются стабильность и однородность усилителей в пределах 5—10%.

3. СГС-режим имеет стабильный характер. Это выражается в большой ширине плато счетной характеристики, независимости формы импульса и величины мертвой зоны от напряжения питания камеры. Хотя отдельные характеристики режима меняются с изменением состава газа и его давления, эти изменения носят плавный, не катастрофический характер. Поэтому камера не критична к составу газовой смеси.

4. Локальность разряда обуславливает высокую загрузочную способность камеры в СГС-режиме. В отличие от пропорционального, когда эффективность камеры зависит от загрузки анодной проволоки в целом, в СГС-режиме эффективность зависит от потока частиц, приходящегося на единицу длины анодной проволоки. Вследствие этого при высоких плотностях потока заряженных частиц, которые имеют место в сфокусированных пучках на ускорителях, загрузочная способность камеры в СГС-режиме значительно хуже, чем в пропорциональном. Если же камера работает в поле облучения, распределенном достаточно равномерно по площади, то в СГС-режиме загрузочная способность растет с длиной анодной проволоки и с некоторой длины начинает превосходить загрузочную способность в пропорциональном режиме. При $\xi = 30$ мкс·см, свойственной для АММ-смеси, критическая длина составляет примерно 1 м.

Рассмотрим подробнее причины, ограничивающие скорость счета в пропорциональном и СГС-режимах. В пропорциональном режиме, при не очень высокой плотности потока частиц, принципиальное ограничение на скорость счета накладывает длительность импульса. После прохождения заряженной частицы через камеру в ней остается колонка электронов, статистически распре-

деленных вдоль следа частицы. Собираясь к анодной проволоке, эти электроны образуют импульс, форма и длительность которого определяются распределением электронов вдоль следа. И пока не закончится сбор электронов от одной частицы, регистрация следующей на этой проволоке невозможна. Если принять время сбора колонки электронов (длительность импульса) равным 200 нс, то предельная скорость счета на одной проволоке составит $5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, независимо от ее длины. (Здесь не учитывается мертвое время, вносимое электроникой).

В СГС-режиме сигнал возникает от одного из первых электронов колонки и к последующим не чувствителен. Его длительность в несколько раз меньше чем в пропорциональном режиме. Кроме того, сигнал имеет стандартную форму и, в принципе, положение сигналов может быть разделено электронными методами. Поэтому длительность сигнала не ограничивает загрузочной способности камер в СГС-режиме. Основное влияние имеет мертвая зона, которая образуется на анодной проволоке после прохождения частицы. Для $\xi = 30 \text{ мкс} \cdot \text{см}$ и длины анодной проволоки $l = 1 \text{ м}$ получаем предельную скорость счета

$$n_{\text{макс}} = l/\xi = 3,3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

5. Свойство СГС-режима, в соответствии с которым стример возникает от первых электронов, достигающих анодной проволоки, и не чувствителен к последующим, позволяет улучшить точность определения координаты частицы вдоль проволоки при катодном считывании информации [26]. Авторы указывают, что в пропорциональном режиме, когда все электроны, образованные проходящей частицей, дают вклад в распределение наведенного сигнала на катоде, далекие электроны размывают это распределение за счет диффузии, неоднородностей поля вблизи катода и взаимодействия с полем ранее образовавшихся лавин. Кроме того, при наклонном прохождении частицы возникает дополнительная неопределенность из-за уширения распределения наведенного заряда. При работе в СГС-режиме эти деструктивные факторы отсутствуют. В работе [26] была получена среднеквадратичная точность измерения координаты релятивистской частицы вдоль анодной проволоки $\sigma = 100 \text{ мкм}$ для магического газа в СГС-режиме и $\sigma = 300 \text{ мкм}$ для АИ-смеси в пропорциональном режиме.

Немаловажное значение имеет, по-видимому, и большая величина сигнала в СГС-режиме, так как в пропорциональном режиме точность определения координаты по наведенным сигналам ухудшается из-за плохого отношения сигнал/шум.

6. Направленность развития стримера позволяет по сигналам, наведенным на соседние электроды, определять азимут прохождения частицы относительно анодной проволоки и, в частности, устранять лево-правую неопределенность в дрейфовых камерах.

В СГС-режиме эти задачи решаются легче, чем в пропорциональном, благодаря большой — амплитуде сигнала.

7. Образование стримера не вносит заметных дополнительных флуктуаций во время появления сигнала с камеры. В дрейфовых камерах [17] была достигнута координатная точность $\sigma = 110$ мкм, что сравнимо с точностью, получаемой в дрейфовых камерах с пропорциональным усилением.

8. Амплитуда сигнала в СГС-режиме не зависит от ионизационных потерь частицы в камере. Однако степень ионизации существенно влияет на эффективность камеры в переходной области, как это видно из рис. 12. Этот эффект может быть использован для определения ионизирующей способности частицы методом малоэффективных счетчиков [44—48]. Если на пути частицы установить ряд камер, работающих в переходной области, то часть камер, давших СГС-сигнал, будет нести информацию об ионизирующей способности частицы. В реализации этого метода возможны две трудности. Во-первых, хотя смещение характеристик (см. рис. 12) и велико, но неизвестно, что играет решающую роль в этом смещении — энергия ионизация или ее плотность. Во-вторых, в отличие от традиционных систем малоэффективных счетчиков, которые работают на плато счетной характеристики, в данном случае используется различие в положении счетных характеристик, которое чувствительно не только к ионизации, но и к составу газа, точности изготовления камеры, стабильности источников питания и т. п.

9. Ресурс работы камеры в СГС-режиме был исследован в работах [6, 24]. Результаты этих работ достаточно близки и сводятся к тому, что камеры сохраняют работоспособность при облучении до $(6-7) \cdot 10^9$ част./см. анодной проволоки. Эта цифра достаточно велика. Например, для камеры размером 1×1 м с шагом анодных проволок 1 см при непрерывной загрузке 10^6 с⁻¹ ресурс работы составляет 20 000 ч. К тому же в работе [6] предложен метод восстановления камеры путем прогрева анодной проволоки электрическим током в атмосфере чистого аргона.

10. Оптимальный диаметр анодной проволоки для камер с большим шагом намотки анодной проволоки, работающих в СГС-режиме, составляет 50—200 мкм [12]. Применение такой толстой проволоки упрощает конструкцию и технологию изготовления больших камер, увеличивает надежность камер.

Улучшение характеристик СГС-режима с ростом давления газа может иметь значение при создании камер с повышенной плотностью рабочего вещества.

Наиболее очевидная в настоящее время область применения СГС-режима — камеры большого размера, где СГС-режим имеет существенные преимущества перед пропорциональным режимом.

5.2. Дрейфовые СГС-камеры. В настоящее время имеются две крупные системы дрейфовых камер, работающих в СГС-режиме. Одна из них [17] состоит из 18 камер размером $0,5 \times 0,5$ м и содержит 864 канала съема информации. Она используется в опытах по исследованию обратного электророждения пионов на синхротроне ЛИЯФ. Камеры намотаны проволокой из бериллиевой бронзы. Шаг анодных проволок $s = 10$ мм, диаметр $d = 50$ мкм. Потенциальные проволоки отсутствуют. Шаг катодных проволок 2 мм, диаметр 100 мкм. Зазор между анодной и катодной плоскостью $L = 8$ мм. Камеры работают при продуве смесью из аргона, метана и метилалая в соотношении 62 : 21 : 17 при атмосферном давлении. На камерах установлена система считывания информации [49] с порогом чувствительности 100 мкА.

Наилучшая координатная точность, которую удалось получить на этих камерах при нормальном к плоскости камер прохождении частиц, составила $\sigma = 110$ мкм. В целом же по всем камерам при усреднении по интервалу углов входа частиц до 40° было получено $\sigma = 220$ мкм. Эта цифра включает не только флуктуации, но и неточности намотки сигнальных проволок, упрощения, принятые в процедуре обработки, и т. п.

По условиям эксперимента камеры работают при сравнительно невысокой нагрузке $\sim 3 \cdot 10^4$ с⁻¹ и имеют в среднем эффективность $\bar{\epsilon} = 99,6\%$ при длительности строб-импульса 450 нс. Однако они испытывались и при нагрузке до 10^6 с⁻¹. В этом случае их эффективность понижалась до $\bar{\epsilon} = 98,2\%$, что примерно соответствует $\zeta = 50$ мкс·см для данной газовой смеси [11].

Эта система камер надежно работает на установке с 1978 г. За это время не было ни одного обрыва проволоки; после периода приработки нет случаев отказа в электронике. После трех-четырёхкратного продува камеры входят в рабочий режим сразу после подачи высокого напряжения.

Другая система [18] состоит из 20 камер размером $3 \times 0,8$ м и содержит 3328 каналов съема информации. Эти камеры созданы для исследований по физике релятивистских позитрониев [50]. Геометрические параметры этих камер d , s , L и др. такие же, как и в предыдущей системе. Но конструктивно они отличаются существенно. Конструктивные и технологические принципы трехметровых камер изложены в работе [51]. Фотография камеры представлена на рис. 28. Пример счетных характеристик этих камер (эффективность и шумы), полученных с АММ-смесью (62 : 21 : 17) при интенсивности облучения порядка 10^6 част./($m^2 \cdot c$), приведен на рис. 29; длительность строб-импульса равна 230 нс. (В приведенную эффективность не введена поправка на случайные запуски монитормого счетчика).

5.3. СГС-счетчики. В последние годы широкое распространение получают системы больших (длиной до 3 м) счетчиков чрез-

вычайно простой конструкции. Простота конструкции обусловлена тем, что катодами этих счетчиков являются штампованные

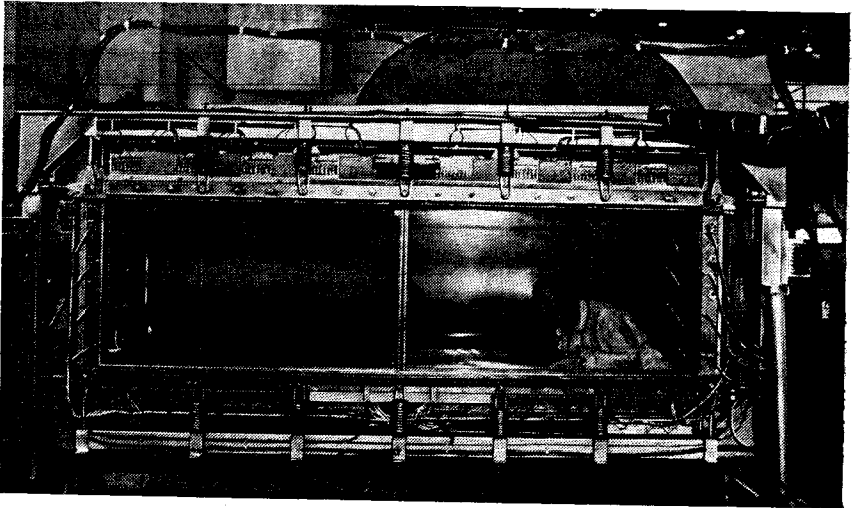


Рис. 28. Внешний вид трехметровой дрейфовой СГС-камеры

профили, выпускаемые промышленностью. Корпуса счетчиков изготавливаются из различных материалов (металлов или пластмасс) и различного сечения (круглого, прямоугольного или треугольного).

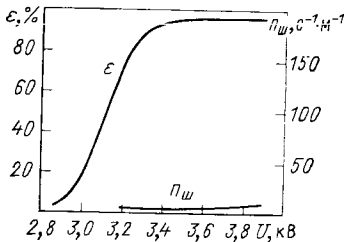


Рис. 29. Счетные характеристики трехметровых дрейфовых СГС-камер:

ϵ — эффективность; v_d — скорость счета шумов, приведенная к 1 м анодной проволоки

Эти счетчики позволяют измерять координату вдоль анодной проволоки методом деления токов, а также по сигналам, наведенным на внешних электродах. В качестве последних могут использоваться спиральные линии задержки или полосковые электроды. Измерение времени появления сигнала после прохождения частицы позволяет уточнять координату частицы в направлении ортогонали к анодной проволоке.

СГС-режим очень естественно подходит для таких детекторов, как это было установлено в работах [19—21]. (В зарубежной литературе они получили название [21] «limited streamer tubes».) В работе [19] было предложено, изготавливать катоды счетчиков из высокоомного мате-

риала с тем, чтобы электроды для съема информации о координате частицы вдоль проволоки разместить снаружи корпуса счетчика. В качестве одного из вариантов такого электрода авторы [19] применили спиральную линию задержки, которая представляет собой эмалированную медную проволоку, намотанную на корпус счетчика с определенным шагом. Скорость распространения сигнала вдоль линии — 50 см/мкс, коэффициент затухания ~ 6 на длине 3 м. Счетчики используются в $\gamma\gamma^2$ -эксперименте [23] на ускорителе с пересекающимися кольцами e^+e^- .

Система СГС-счетчиков [20] была разработана для детектора фотонов, общая площадь которого составляет 40 м². Счетчики имеют длину 3 м, изготовлены из поливинилхлоридного профиля сечением 16 × 16 мм с толщиной стенки 1 мм и покрыты внутри проводящей краской. Анодная проволока диаметром 120 мкм выполнена из алюминия для уменьшения провиса под действием собственного веса. Использовалась газовая смесь из аргона, изобутана, изопропилового спирта в соотношении 69 : 30 : 1. Для определения координаты вдоль проволоки использовалась спиральная линия задержки, и была получена координатная точность $\sigma = (3,2 \pm 1,0)$ мм. При испытании счетчиков на космических лучах получено плато счетной характеристики шириной 600 В и эффективностью $> 99\%$.

Очень подробные исследования работы счетчиков в СГС-режиме были выполнены в работе [21]. Были опробованы счетчики с разными диаметрами анодной проволоки, формой, размерами и материалами катода, газами.

Большая система из 20 000 СГС-счетчиков изготавливается для нейтринного калориметра SHARM [24]. Группа из 8 счетчиков, каждый внутренним сечением 9 × 9 мм и длиной 2,8 м, с толщиной стенки 1 мм получается при склеивании двух алюминиевых профилей. Анодная проволока из нержавеющей стали имеет диаметр 50 мкм. Используется аргон-изобутановая газовая смесь в соотношении 25 : 75. Испытания системы из 6000 таких счетчиков в течение ~ 1000 ч показали их надежность и стабильность.

На основе системы СГС-счетчиков готовится эксперимент по исследованию стабильности протона NUSEX [25]. Установка первого поколения включает 47 168 счетчиков (94 336 каналов съема информации) и имеет массу около 150 т. В дальнейшем на ее основе предполагается сделать детектор массой 1000 т, включающий 200 000 счетчиков (400 000 каналов съема информации). Счетчики длиной 3,5 м изготовлены из поливинилхлоридного профиля сечением 8 × 8 мм с толщиной стенки 1 мм и покрыты изнутри проводящей краской. Анодная проволока из бериллиевой бронзы имеет диаметр 100 мкм. Считывание обеих координат (вдоль и поперек анодной проволоки) производится с помощью полосковых электродов, расположенных снаружи счетчиков. При

испытании счетчиков было получено плато счетной характеристики шириной ~ 1000 В (при пороге регистрации 600 мкА) и эффективность 96% (к космическим лучам).

5.4. Камеры с магическим газом. В настоящее время имеется значительное число установок, использующих пропорциональные камеры с магическим газом. Странно то, что все они работают с низким порогом регистрации сигнала (до 10 мкА), т. е. в области пропорционального режима усиления. В качестве примера можно указать на камеры большого размера [52, 53], которые имеют широкое плато счетной характеристики, и, по-видимому, могли бы быть переведены в СГС-режим без потери эффективности.

Как отмечалось выше (см. разд. 5.1), применение стримерного режима ведет к улучшению координатной точности камеры при катодном считывании информации [26]. Этот эффект был использован авторами работы [27] при создании цилиндрических многопроволочных камер для регистрации протонов отдачи, вылетающих из жидководородной мишени. Использовалась анодная проволока из золоченого вольфрама диаметром 20 мкм, расположенная с шагом 2 мм. Расстояние от анода до катода 6 мм. Газовая смесь — 68% аргон, 28,5% изобутан, 3% метилаль, 0,5% фреон 13В1. Азимутальная координата определялась по срабатыванию анодной проволоки. Продольная — с помощью быстрой линии задержки — по сигналам, наведенным на катоде. Катод представлял собой полосковые электроды, нанесенные на внутренней поверхности цилиндра перпендикулярно к анодной проволоке. Точность по обеим координатам оказалась не зависящей от угла между треком и анодной проволокой и равной $\sigma \leq 1$ мм.

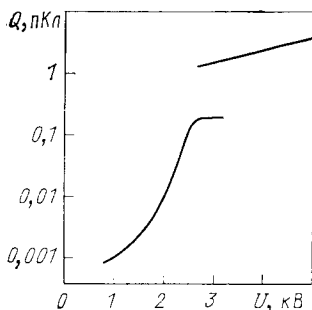


Рис. 30. Зарядовая характеристика, полученная в цилиндрическом счетчике (диаметр анодной нити 3,5 мкм), заполненном жидким ксеноном

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Здесь мы приведем некоторые результаты исследования электронного размножения в жидком ксеноне [54, 55], на что обратил наше внимание С. П. Денисов. На графике зависимости амплитуды сигнала цилиндрического счетчика от напряжения питания (рис. 30) четко различаются две ветви, поведение которых, так же как и характерные величины сигналов, очень похожи на аналогичные данные в газе при переходе в СГС-режим (см. рис. 2). Кроме того, авторы отмечают, что на верхней ветви сигналы имеют аномально короткий фронт, а их амплитуда не зависит от энергии первич-

ной ионизации, что также характерно для СГС-режима. Все это может означать, что самогасящийся стримерный разряд имеет гораздо большую распространенность, чем представляется в настоящее время.

Авторы выражают свою признательность Б. М. Понтекорво и Л. Л. Немекову за интерес и поддержку работы; А. А. Тяпкину, Д. Б. Понтекорво, А. Ф. Писареву, А. В. Купцову и С. П. Денисову — за интересные дискуссии и плодотворные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grunberg C., Cohen L., Mathieu L.— Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 78, p. 102.
2. Bouclier R., Charpak G., Dimčovski Z. e.a.— Ibid., 1970, v. 88, p. 149.
3. Campion P. J., Kingham M.W.T.— In: X Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Oxford, 1971, p. 88.
4. Brehin S., Diamant Berger A., Marel G. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1975, v. 123, p. 225.
5. Charpak G., Rahm D., Steiner H.— Ibid., 1970, v. 80, p. 13.
6. Alekseev G. D., Kalinina N. A., Karpukhin V. V. e.a.— Ibid., 1978, v. 153, p. 157.
7. Fischer J., Okuno H., Walenta A. H.— Ibid., 1978, v. 151, p. 451.
8. Charpak G., Petersen G., Policarpo A. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1978, NS-25, p. 122.
9. Palladino V., Sadoulet B. Application of the classical theory of electrons to MWPC's, LBL 3013, April 1974, p. 69.
10. Alekseev G. D., Khazins D. M., Kruglov V. V.— Lett. Nuovo cimento, 1979, v. 25, N 5, p. 157.
11. Alekseev G. D., Kalinina N. A., Karpukhin V. V. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1980, v. 177, p. 385.
12. Алексеев Г. Д., Хазин Д. М. Препринт ОИЯИ 13-80-653, Дубна, 1980.
13. Loeb L. B., Leigh W.— Phys. Rev., 1937, v. 51, p. 149.
14. Trichel G. W.— Phys. Rev., 1939, v. 55, p. 382.
15. Kip A. F.— Ibid., 1938, v. 54, p. 139.
16. Kip A. F.— Ibid., 1939, v. 55, p. 549.
17. Алексеев Г. Д., Ганичев В. И., Горчаков О. Е. и др.— В кн.: III Международное совещание по пропорциональным и дрейфовым камерам. ОИЯИ, Дубна, 1978, с. 57.
18. Алексеев Г. Д., Ганичев В. И., Карпукхин В. В. и др.— Там же, с. 60.
19. Battistoni G., Iarocci E., Nicoletti G. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1978, v. 152, p. 423.
20. Grelaud V., Jullian S., Parrou G. e.a.— В кн.: III Международное совещание по пропорциональным и дрейфовым камерам. ОИЯИ, Дубна, 1978, с. 229.
21. Battistoni G., Iarocci E., Massai M. M. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1979, v. 164, p. 57.
22. Battistoni G., Iarocci E., Nicoletti G. e.a.— Ibid., 1979, v. 164, p. 453.
23. Bacci C., DeZorzi G., Penso G. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 86, p. 234.
24. Jonker M., Udo F. CERN-EP/80-101, 1980. Paper Presented at Intern. Conf. on Experimentation at LEP, Uppsala, Sweden, June 1980.
25. Frascati-Milano-Torino Collaboration. Proposal for an Experiment on Nucleon Stability with a Fine Grain Detector. Frascati, Dec. 1979.
26. Lacy J. L., Lindsey R. S.— Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 119, p. 483.

27. Ambats I., Arenton M. W., Ayres D. S. e.a.— Ibid. 1980, v. 174, p. 427.
28. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. Пер. с англ. Под ред. В. С. Комелькова. М., Мир, 1968, с. 51, 153.
29. Алексеев Г. Д., Калинина Н. А., Карпухин В. В. и др.— ПТЭ, 1980, № 4, с. 45.
30. Charpak G., Petersen G., Policarpo A. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1978, v. 148, p. 471.
31. Алексеев Г. Д., Калинина Н. А., Карпухин В. В. и др.— Препринт ОИЯИ 13-80-447, Дубна, 1980.
32. Алексеев Г. Д., Гогин А. А., Калинина Н. А. и др.— Препринт ОИЯИ 13-80-454, Дубна, 1980.
33. Grayath A. M., Loeb L. B.— Physics, 1935, v. 6, p. 125.
34. Вишняков В. В., Тан Сяо-вей, Тяпкин А. А.— УФН, 1960, т. LXXII, с. 133.
35. Charpak G., Sauli F.— Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 96, p. 363.
36. Лёб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. Пер. с англ. Под ред. Н. А. Капцова. М.— Л., ГИТТЛ, 1950.
37. Мик Дж. и Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. Пер. с англ. Под ред. В. С. Комелькова. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
38. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М., Атомиздат, 1975.
39. Metzger P. H., Cook G. R.— J. Chem. Phys., 1964, v. 41, p. 642.
40. Wright J. K.— Proc. Roy. Soc. A, 1964, v. 280, p. 23.
41. Dawson G. A., Winn W. P.— Z. Phys., 1965, Bd 183, S. 159.
42. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 352.
43. Руденко Н. С., Сметанин В. И.— Изв. вузов. Сер. физ., 1977, № 7, с. 34.
44. Hereford F. L.— Phys. Rev., 1948, v. 74, p. 574.
45. McClure G. W.— Ibid., 1953, v. 90, p. 796.
46. Асосков В. С., Блаженков В. В., Гришин В. М. и др. Препринт ФИАН № 45, Москва, 1975.
47. Алиханов А. И., Елисеев Г. П.— ЖЭТФ, 1953, т. 25, с. 368.
48. Тяпкин А. А. Препринт ОИЯИ 1-3686, Дубна, 1968.
49. Карпухин В. В.— ПТЭ, 1980, № 2, с. 88.
50. Неменов Л. Л.— ЯФ, 1972, т. 15, с. 1047.
51. Алексеев Г. Д., Ганичев В. И., Карпухин В. В. и др.— ПТЭ, 1978, № 5, с. 50.
52. Charpak G., Fischer G., Minten A. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 97, p. 377.
53. Вишневецкий А. В., Голутвин И. А., Зарубин А. В. и др.— ПТЭ, 1979, № 3, с. 60.
54. Muller R. A., Derenzo S. E., Smadja G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 532.
55. Brassard C.— Nucl. Instrum. and Methods, 1979, v. 162, p. 29.
56. Atac M., Tollestrup A. V., Potter D. Preprint Fermilab. FN-339, July 10, 1981.