

94-309



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P13-94-309

В.Д.Аксиненко, В.Д.Володин, Н.С.Глаголева,
Ю.Лукстиньш, А.Т.Матюшин, В.Т.Матюшин,
Н.Н.Нургожин*, И.С.Саитов

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПАМЯТИ
СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЫ С ПОМОЩЬЮ
ВСПОМОГАТЕЛЬНОЙ ИСКРОВОЙ КАМЕРЫ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

*Институт физики высоких энергий, Национальная
Академия наук Республики Казахстан

1994

Одной из важнейших характеристик стримерной камеры, работающей в пучке ускоренных частиц достаточно высокой интенсивности (10^5 — 10^6 частиц/с), является время ее чувствительности, или время памяти, особенно в условиях отбора редких событий. Время памяти определяется временем жизни свободных электронов в газе камеры, которое, как известно, в чистых инертных газах достигает сотен микросекунд. Обычно регулирование времени памяти стримерной камеры осуществляется путем введения примеси электроотрицательного газа и изменения его концентрации в рабочем объеме. Соответственно уменьшается и поддерживается на определенном уровне число свободных электронов в газе камеры, сохраняющихся к моменту подачи высоковольтного импульса на ее электроды. Величину задержки подачи импульса, при которой плотность стримеров снижается вдвое, принято считать временем памяти.

В работе [1] предложен способ контроля времени памяти стримерной камеры по выходящему из нее газу с помощью вспомогательной бесфильмовой искровой камеры, основанный на общности механизма газового разряда в обеих камерах и позволяющий в процессе облучения стримерной камеры непрерывно контролировать ее память. По существу этот метод дает возможность вести измерения времени жизни свободных электронов в газе камеры в отличие от других методов, где контролируются ток, напряжение разряда или состав газа (хроматограф). При этом время памяти стримерной камеры определяется по зависимости эффективности регистрации частиц искровой камерой от задержки подачи высоковольтного импульса на ее электроды.

Ниже приведены экспериментальные результаты исследований упомянутого способа контроля времени памяти стримерных камер с помощью вспомогательных искровых камер, разработанных для двухметровых стримерных камер установки СКМ-200 [2] и спектрометра ГИБС [3]. На протяжении ряда лет на этих экспериментальных установках изучались взаимодействия релятивистских ядер, а в стримерных камерах в качестве рабочего газа использовался неон с примесью естественно натекающего в камеру воздуха, выполнявшего роль электроотрицательной добавки, концентрация которой поддерживалась на заданном уровне путем регулирования величины потока неона через камеру.

Обе вспомогательные искровые камеры были сделаны с прозрачными стенками для сохранения возможности визуального контроля, так как регистрация частиц осуществлялась с помощью электрических сигналов, возникающих в разрядной цепи искрового промежутка.

На рис. 1 приведена функциональная схема аппаратуры измерения времени памяти стримерной камеры, включающая вспомогательную искровую камеру (часть схемы, обведенная пунктиром), работавшую в составе установки СКМ-200. Внешние электроды (1,4) камеры с площадью $22 \times 22 \text{ см}^2$ имели окна посередине $15 \times 15 \text{ см}^2$, герметично закрываемые лавсановой пленкой толщиной 100 мкм. Эти электроды были скреплены эпоксидным клеем со стеклянными стенками высотой 40 мм. Искровой зазор был образован внутренними электродами (2,3), которые крепились к внешним с помощью втулок из оргстекла. Каждый электрод представлял собой латунную пластину толщиной 2 мм с размерами $14 \times 14 \text{ см}$ и с круговым вырезом в центре диаметром 12 см. Пластина обмотана проволокой типа БрБ2 диаметром 0,1 мм с шагом 1 мм.

Такая конструкция, с одной стороны, давала возможность менять величину искрового зазора в пределах 0—30 мм путем замены изоляционных втулок через окна, закрываемые лавсановой пленкой, с другой — содержала минимум вещества на пути частиц (два проволочных электрода и две пленки), что весьма существенно при работе камеры в пучке ускоренных частиц.

Трансформатор Тр представлял собой ферритовое кольцо типа К 32x16x8 3000 НМ с тремя обмотками по 10 витков каждая и был включен

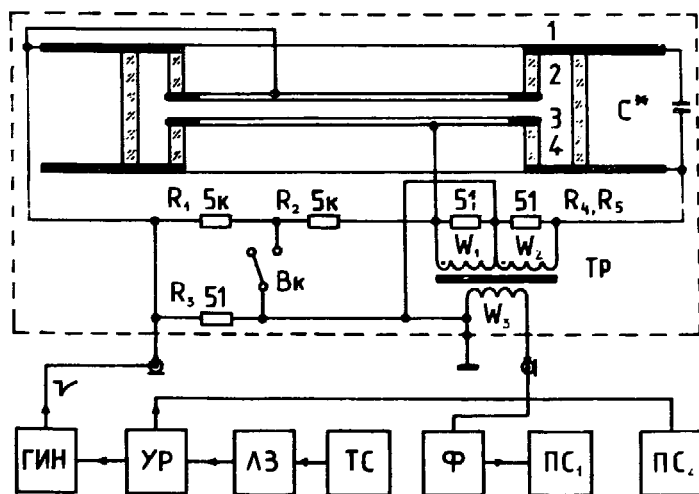


Рис. 1. Функциональная схема устройства для контроля и измерения времени памяти стримерной камеры установки СКМ-200. ТС — телескоп счетчиков, ЛЗ — линия задержки, УР — усилитель-размножитель сигналов, ГИН — генератор импульсных напряжений, Φ — формирователь, PC_1 и PC_2 — пересчетные устройства, Тр — трансформатор, $R_1 - R_5$ — резисторы, B_k — выключатель, $W_1 - W_3$ — обмотки, C^* — емкость.

в мостовую схему. Сигнал снимался с обмотки W_3 . Емкость внутренних электродов C_{2-3} и обмотка W_1 составляли одно плечо моста, а емкость внешних электродов C_{1-4} с обмоткой W_2 — другое, причем токи заряда этих емкостей направлены в обмотках навстречу друг другу при подаче высоковольтного импульса. Подбором емкости C^* (отрезок кабеля), включенной параллельно C_{1-4} или C_{2-3} в зависимости от величины искрового зазора, достигалась компенсация токов заряда. Такая схема малочувствительна к внешним электромагнитным помехам, действующим на электроды искровой камеры, а искра, визуально даже очень слабая, вызывает появление сигнала большой амплитуды 10—20 В. Насыщение сердечника ферромагнита ограничивает максимальную амплитуду импульса 300—400 В при большом токе искры, освобождая от перегрузки входную цепь формирователя, а также облегчая условия изоляции обмоток трансформатора. Изоляции обычно монтажного провода достаточно при амплитуде высоковольтного импульса, поступающего на камеру, до 20 кВ.

Для калибровки всего электрического тракта, проверки порога чувствительности в схеме предусмотрен делитель напряжения $R_1 R_2$ с выключателем Вк, подключенный к резистору R_3 , шунтирующему камеру (согласующее сопротивление).

Искровая камера с элементами, обведенными пунктиром на рис. 1, была помещена в металлический кожух с окнами для пучка частиц. Высоковольтный импульс на камеру от генератора ГИИ и сигнал от искры на формирователь Ф передавались по кабелям равной длины (20 м). Запуск камеры осуществлялся телескопом сцинтилляционных счетчиков от ускоренных или космических частиц.

Остальная аппаратура, приведенная на схеме рис. 1, обычна для функционирования искровой камеры и отдельного описания не требует. Следует лишь заметить, что были приняты меры по стабилизации параметров высоковольтного импульса. В генераторе импульсных напряжений (тиратрон с разрядной емкостью) керамические конденсаторы типа К15-4 с относительно большим температурным коэффициентом измерения емкости были заменены конденсаторами типа ФГТ-И, а блок регулируемой задержки ЛЗ с целью четкой фиксации временных интервалов был собран на основе твердотельных линий задержки типа ЛЗТ промышленного производства. Дополнительной мерой стабилизации параметров импульса для питания малых зазоров стало применение промышленного источника постоянного напряжения типа ВС-22 ($\pm 0,05\%$ за восемь часов работы).

Размещение искровой камеры в пучке ускоренных частиц позволяло обеспечить благоприятные условия ее запуска (моноэнергетические

частицы, быстрый набор статистики). Однако опыт работы показал, что целесообразнее использовать космические частицы (мюоны), так как подготовка стримерной камеры к сеансу обычно начинается без пучка ускоренных частиц, а к началу сеанса камеры должна быть готова к облучению. Небольшие размеры камеры в условиях ее запуска от космических частиц замедляли скорость набора статистики, а наличие оргстекла и резины приводило к искажению результатов измерений при слабом протоке газа.

Поэтому при создании спектрометра ГИБС была изготовлена новая искровая камера, выполненная целиком из стекла и металла и содержащая два смежных герметизированных друг от друга искровых промежутка с зазором по 10 мм. Размеры крайних электродов, на каждом из которых были закреплены медные трубки диаметром 6 мм для входа и выхода газа, составляют $42 \times 42 \times 1,2$ см, среднего — $42 \times 42 \times 0,6$ см. Для улучшения качества поверхности все электроды, выполненные из дюралюминия, были фрезерованы и шлифованы. Размеры стеклянных карбоек (стенок) камеры — 36×36 см. Все элементы камеры были собраны с помощью эпоксидного клея, а сама она установлена в металлическом (алюминиевом) кожухе — экране на изоляционных проставках, поскольку съем сигнала (рис.2) осуществлялся с крайних электродов, заземленных через обмотку трансформатора Тр (ферритовое кольцо типа К32х32). Каждая из обмоток (1—2, 1—3) имела один виток, образованный путем пропускания через ферритовое кольцо соответствующей пары изолированных металлических трубок для входа и выхода газа, причем пара трубок 1—2 пропущена навстречу паре 1—3 для компенсации зарядных токов. Электрические соединения трубок с электродами камеры осуществлены через элементы их крепления, а с кожухом (землей) — через соответствующие металлические вентили (типа КВ-2МС), перекрывающие вход и выход газа каждого искрового промежутка.

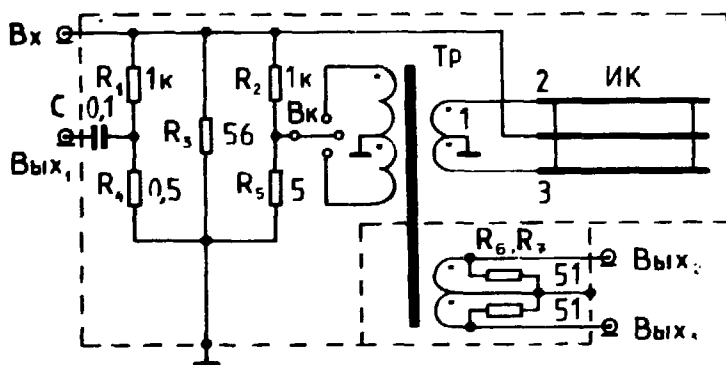


Рис.2. Электрическая схема соединений металлостеклянной искровой камеры (ИК) спектрометра ГИБС. $R_1 - R_7$ — резисторы, Вк — переключатель, Тр — трансформатор, С — емкость.

Для уменьшения электромагнитных помех ферритовое кольцо трансформатора Тр расположено в зазоре экранирующего кожуха так, что первичные обмотки находятся внутри кожуха, а вторичные — снаружи в отдельном экране с выводами для подключения коаксиального кабеля (вых. 2, вых. 3).

Такое исполнение камеры обеспечило симметрию включения искровых промежутков по питанию и их автономию по газовому наполнению. Один из искровых промежутков продувался выходящим из стримерной камеры газом, а другой — входящим. При измерениях времени памяти одновременно по двум каналам выхода (Вых.2, Вых.3, рис.2) контроливался не только выходящий, но и входящий газ.

Запускающий импульс высокого напряжения поступал по кабелю на камеру (Вх) с согласующим сопротивлением 50 Ом (эквивалентное сопротивление резисторов $R_1—R_5$), а счет числа этих импульсов велся непосредственно от камеры (Вых.1). Для настройки аппаратуры в схеме предусмотрен выключатель — Вк и две встречно включенные обмотки (по два витка обычного монтажного провода) на трансформаторе Тр.

С помощью разработанного нами коммутирующего устройства, обеспечивающего автоматическое переключение после каждого запуска линий задержек и соответствующих счетчиков, при работе камеры осуществлялся параллельный набор статистики при трех значениях задержки. Это давало возможность получать приближенное значение времени памяти почти сразу же с началом отсчетов и уменьшить погрешности измерений, связанные с медленно меняющимися параметрами (газовыделение, температура окружающей среды и др.).

За эффективность регистрации частиц искровой камерой, как обычно, принималось отношение числа зарегистрированных камерой частиц ее запусков (отношение показаний соответствующих пересчетных устройств), эффективность же самого запуска была не хуже 0,99.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В процессе исследований характеристик искровой камеры, работавшей в составе аппаратуры установки СКМ-200, были опробованы искровые зазоры разной величины от 3,7 до 30 мм при различных параметрах высоковольтного импульса. Изучение характеристик камеры показало, что для измерения времени памяти величину искрового зазора 10 мм можно считать оптимальной. Для повышения чувствительности измерений и снижения влияния диффузии электронов на эффективность при малой кон-

центрации воздуха предпочтителен большой искровой зазор. Однако увеличение зазора влечет за собой повышение уровня зарядного напряжения генератора высоковольтных импульсов и, следовательно, рост трудностей по стабилизации тракта формирования этих импульсов.

Для любого зазора камеры зависимость эффективности от времени задержки имеет канонический вид, подобный приведенному на рис.3а. По кривым легко прослеживается рост памяти с уменьшением концентрации воздуха.

Если для развития искрового пробоя достаточно хотя бы одного свободного электрона, то эффективность η искрового промежутка длиной l связана с первичной ионизацией простым соотношением [4]

$$\eta = 1 - \exp[-l(dN_1/dx)], \quad (1)$$

где (dN_1/dx) — удельная первичная ионизация газа заряженной частицей. Естественно, имеется в виду, что длина критической лавины $l_{кр} \ll l$, что, как правило, имеет место в искровых камерах с проволочными электродами. В противном случае

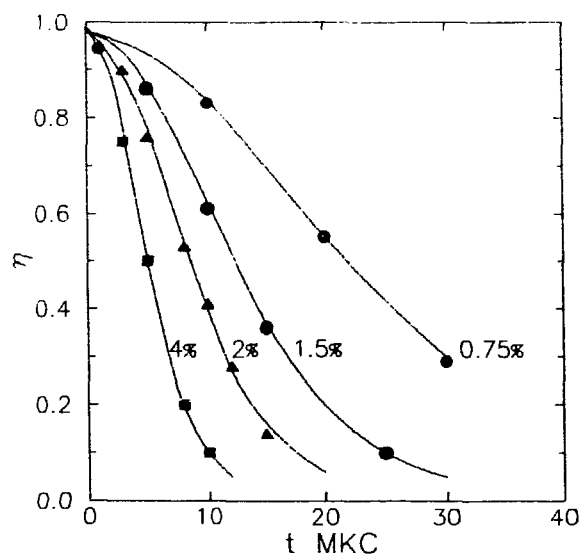
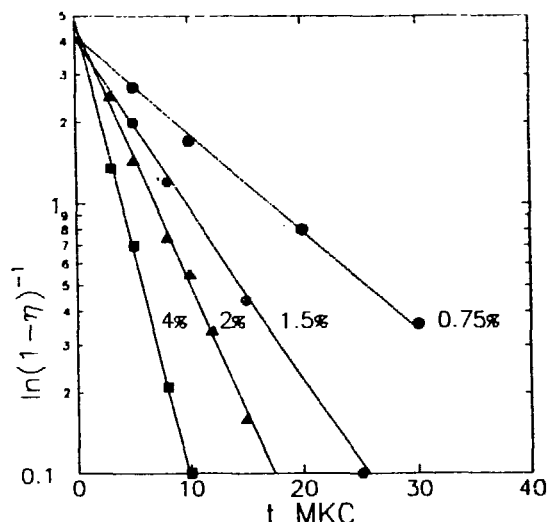


Рис.3б. Зависимость $\ln(1 - \eta)^{-1}$ от времени задержки для искровой камеры.

Рис.3а. Зависимость эффективности регистрации η искровой камеры с зазором $l = 3.7$ мм от времени задержки t при различной концентрации воздуха — у в неоне (100 отсчетов на каждую точку). Зарядное напряжение на тиратроне генератора — 4 кВ, разрядная емкость — 7,5 нФ.



$$\eta = 1 - \exp [-(l - l_{кр})(dN_1/dx)], \quad (2)$$

Различные методы измерений удельной первичной ионизации [4] чистого неона в нормальных условиях (релятивистские электроны в минимуме ионизации) дают значение $10,6—12,4 \text{ см}^{-1}$.

В работе [5] показано, что наличие незначительной концентрации молекулярной примеси в газе камеры (а такая примесь присутствует, как правило, всегда) приводит к существенному уменьшению времени термализации первичных электронов (например, до величины менее $0,1 \text{ мкс}$ в неоне с примесью N_2O на уровне сотых долей процента). То есть процесс ионизации газа первичными электронами и термализация образовавшихся на следе электронов завершаются сравнительно быстро. Тогда, учитывая, что доминирующим процессом в снижении числа свободных электронов на следе является их прилипание к молекулам примеси, зависимость эффективности искровой камеры от времени задержки l можно выразить следующим образом:

$$\eta(t) = 1 - \exp [-(l - l_{кр})(dN_1/dx) \exp(-t/\tau)], \quad (3)$$

где τ — постоянная прилипания, характеризующая время жизни свободных электронов.

$$\tau = (1/kyv) = 1/ny\sigma\vartheta, \quad (4)$$

где k — вероятность захвата электрона при его столкновении с молекулой примеси, y — концентрация примеси, v — частота столкновений теплового электрона с молекулами газа, n — число молекул газа в единице объема, σ — сечение прилипания, ϑ — скорость теплового электрона.

Выражение (3) можно преобразовать:

$$\ln \ln [1 - \eta(t)]^{-1} = \ln [(l - l_{кр})dN_1/dx] - t/\tau, \quad (5)$$

и тогда зависимости, приведенные на рис.3а, примут вид прямых линий с параметром наклона τ в двойном полулогарифмическом масштабе. Они представлены на рис.3б, из которого видно, что все прямые могут быть экстраполированы в одну область на оси ординат вблизи значения $4,3$, соответствующего первичной ионизации неона однозарядной релятивистской частицей ($l = 0,37 \text{ см}$, $l_{кр} \ll l$). Это обстоятельство можно использовать для приближенного определения параметра наклона по измерениям эффективности всего при одном значении задержки. Необходимо лишь, чтобы

напряжение питания искровой камеры было заведомо выше требуемого для начала регистрации частиц без задержки импульса.

В общем случае постоянная прилипания τ может быть вычислена по измерениям эффективности искровой камеры в двух точках $\eta_1 = \eta(t_1)$ и $\eta_2 = \eta(t_2)$, если при регистрации используются частицы с одинаковой ионизирующей способностью, а также один и тот же искровой зазор при неизменных параметрах высоковольтного импульса:

$$\tau = (t_2 - t_1) / [\ln \ln (1 - \eta_1)^{-1} - \ln \ln (1 - \eta_2)^{-1}]. \quad (6)$$

В соответствии с работой время памяти t_{II} стримерной камеры при небольшой плотности стримеров может быть измерено с помощью вспомогательной искровой камеры и равно, если пренебречь аппаратурной задержкой стримерной камеры, времени задержки запуска искровой камеры, при которой ее эффективность снижается до величины $\eta_{II} = 1 - (1 - \eta_0)^{1/2}$, где η_0 — величина эффективности при аппаратурной задержке. По существу это — процедура определения τ , так как из соотношения (6) следует, что при $\eta_1 = \eta_0$, $\eta_2 = \eta_{II}$ и $t_2 - t_1 = t_{II}$ имеем $t_{II} = \tau \ln 2$.

На рис.4а представлены типичные зависимости плотности стримеров (dN/dx) на треке однозарядной релятивистской частицы в двухметровой стримерной камере и эффективности η искровой камеры от задержки в подаче высоковольтных импульсов на их электроды. Измерения сделаны перед самым началом одного из очередных сеансов облучения стримерной камеры на пучке ускорителя. Видно, что время памяти стримерной камеры T_{II} , определяемое по снижению вдвое плотности стримеров без учета аппаратурной задержки (1 мкс), а также время памяти t_{II} , найденное с помощью вспомогательной искровой камеры при условии $\eta_2 = 1 - (1 - \eta_1)^{1/2}$, равно 11 мкс. Причем это же значение времени памяти может быть найдено не только из начального участка спада эффективности искровой камеры ($\eta_0 = 0,95$, $\eta_{II} = 0,78$), но и из любого другого, например, из того, где $\eta_1 = 0,75$, а $\eta_2 = 0,5$ и где погрешность измерений сказывается меньше.

В более наглядной форме эти же зависимости представлены на рис.4б, из которого видно, что снижение плотности стримеров идет по экспоненциальному закону.

$$(dN/dx) = (dN_0/dx) \exp(-t/\tau), \quad (7)$$

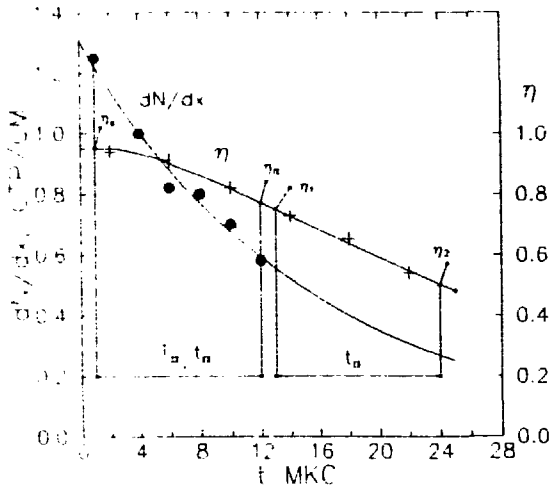


Рис.4а. Зависимость от времени задержки высоковольтного импульса эффективности η искровой камеры и плотности стримеров (dN/dx) в стримерной камере для релятивистских однозарядных частиц.

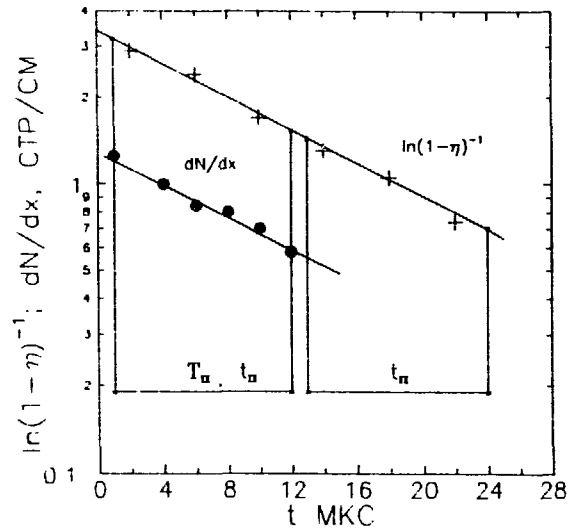


Рис.4б. Зависимости от времени задержки высоковольтного импульса величины $\ln(1-\eta)^{-1}$ для искровой камеры и плотности стримеров dN/dx для стримерной.

где (dN_0/dx) — точка пересечения аппроксимирующей экспоненты с осью ординат. Величина (dN_0/dx) обусловлена средним коэффициентом газового усиления и при поддержании его на определенном уровне (работа камеры при наборе статистики) остается практически постоянной.

Экспоненциальный ход зависимости плотности стримеров наблюдается лишь при сравнительно малой плотности стримерного следа, когда отдельные стримеры разрешаются на фотоснимках. Такой режим в камере обеспечивается некоторым снижением коэффициента газового усиления или увеличением концентрации электроотрицательной примеси.

Вообще говоря, вероятность регистрации электронной лавины в соответствии с работой [6]

$$\epsilon = \exp(-M_{\text{пор}}/mM), \quad (8)$$

где m — начальное число электронов в лавине, M — средний коэффициент газового усиления, а $M_{\text{пор}}$ — эффективный порог по числу электронов в лавине для ее регистрации, зависящий от чувствительности фотопленки или другого приемника светового излучения.

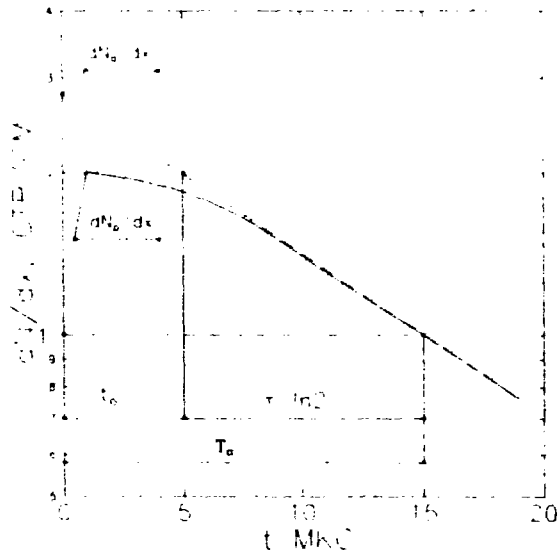
В работе [7] показано, что в больших стримерных камерах регистрируемые стримеры развиваются преимущественно от кластеров — ступков электронов ($m \geq 3$), образованных при термализации δ -электронов (первичных электронов с энергией, достаточной для образования хотя бы одного свободного электрона), так как вторичные электроны кластера не успевают диффундировать на расстояние, необходимое для инициирования отдельных стримеров. Поэтому стримерный след образован из δ -электронов, не выходящих по пробегу за пределы ширины стримерного следа. Одиночные электроны, хотя их вначале было большинство, содержат меньшее в среднем число электронов в лавине, и регистрация таких лавин может быть осуществлена практически только в специальных условиях (тонкий слой газа, относительно малое значение $M_{\text{пор}}/M$), значительно отличающихся от рабочего режима, поскольку фотографическая широта фотослоя обычно ограничена и одновременная регистрация лавин, развившихся от одиночных электронов ($m = 1$) и мощных кластеров ($m \gg 1$), приводит к переэкспонированию фотослоя излучением стримеров от этих кластеров.

В камерах это особенно заметно при одновременной регистрации несколько частиц, когда с большой вероятностью образуются δ -электроны с энергией, достаточной для образования лавин с числом электронов, многократно превышающим пороговое число $M_{\text{пор}}$. Такие стримеры дают мощные засветки приемника светового излучения, затемняя значительную часть деталей регистрируемого ядерного взаимодействия. Для ослабления этого нежелательного явления в рабочем режиме приходится снижать коэффициент газового усиления, подавляя тем самым регистрацию значительной части лавин от одиночных начальных электронов.

Снижение чувствительности или коэффициента газового усиления по отношению к рабочему режиму снимает засветки, но существенно прореживает стримерный след, что может сказаться на точности его локализации, хотя локализация трека по кластерам до определенного предела, возможно, предпочтительнее, так как диффузия центров кластеров от траектории существенно меньше, чем одиночных электронов [7].

Повышение чувствительности регистрирующего устройства (снижение $M_{\text{пор}}$) по отношению к рабочему режиму при неизменном M или увеличение коэффициента газового усиления M при неизменном $M_{\text{пор}}$ сопровождается ростом вероятности регистрации стримеров от кластеров с малым числом электронов и даже от одного. Соответственно должна расти и плотность стримеров на следе частицы. Однако ряд факторов, таких, как ограниченное разрешение фотопленки и оптики, перекрытие изображений

Рис.5. Плотность стримеров (dN/dx) в зависимости от времени задержки t высоковольтного импульса.



стримеров и, наконец, слияние соседних лавин при их развитии приводит к тому, что для каждой установки со стримерной камерой существует свой предел регистрируемой плотности стримеров, по мере приближения к которому начнет замедляться по сравнению с экспонентой рост их плотности, а по достижении предельного значения подсчет плотности по количеству стримеров на единицу длины трека теряет смысл, так как они, все более сливаясь, постепенно образуют сплошной след.

Поскольку влияние перечисленных факторов усиливается с ростом плотности электронов, сохранившихся на следе частицы к моменту подачи высоковольтного импульса, то оно сказывается больше всего при малых временах задержки.

Изложенное иллюстрирует рис.5, где T_{11} — время памяти камеры, отложенное в соответствии с принятым определением; $\tau \ln 2$ — время, характеризующее наклон аппроксимирующей экспоненты. Точка ее пересечения с линией предельной регистрируемой плотности (dN_p/dx) определяет интервал времени t_0 , который должен быть в этом случае прибавлен к измеряемому с помощью искровой камеры.

Тогда время памяти стримерной камеры для однозначной частицы

$$T_{11} = T_1 = t_0 + \tau \ln 2, \quad (9)$$

где t_0 примерно пропорционально τ , так как (dN_0/dx) и (dN_p/dx) остаются практически постоянными и

$$t_0 = \tau [\ln (dN_0/dx) - \ln (dN_p/dx)]. \quad (10)$$

На рис.6 приведены характерные экспериментальные зависимости плотности стримеров на следах однозарядных частиц от задержки импульса в стримерной камере с неон-гелиевой смесью с добавкой фреона-12 [8]

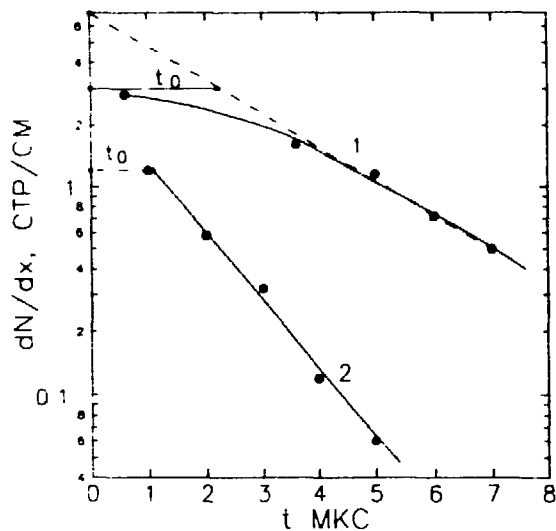


Рис.6. Зарегистрированная плотность стримеров (dN/dx) в камере в зависимости от времени задержки t для однозарядных частиц.

(кривая — 1), и в камере с неон с примесью воздуха [2] (кривая — 2). Из рисунка видно, что для стримерной камеры [8]: $(dN_0/dx) \approx 7$ стр./см, $(dN_p/dx) \approx 3$ стр./см, $t_0 \approx 2$ мкс, $\tau \ln 2 = 2$ мкс и $T_{II} = (2 + 2)$ мкс. Для камеры [2], где $(dN_0/dx) \approx 3$ стр./см,

$(dN_p/dx) \approx 1,2$ стр./см, $t_0 \approx 1$ мкс — величина, близкая к аппаратурной задержке, $\tau \ln 2 \approx 1$ мкс и $T_{II} = (1 + 1)$ мкс.

Если наряду с однозарядными регистрируются многозарядные частицы, величина ионизации которых, как известно, пропорциональна квадрату заряда, то для релятивистской частицы с зарядом z время памяти должно быть соответственно больше за счет увеличения времени t_0 , которое в предположении, что плотность кластеров электронов следа пропорциональна z^2 , будет равно

$$t_{oz} = \tau \ln [z^2(dN_0/dx)] - \ln (dN_p/dx), \quad (11)$$

и время памяти для частицы с зарядом z

$$T_{II} = T_z = t_{oz} + \tau \ln 2 = T_1 + 2\tau \ln z. \quad (12)$$

Многозарядные частицы, регистрируемые наряду с однозарядными, как правило, дают сплошной, или непрерывный след из слившихся стримеров, поэтому понятие их плотности теряет смысл при малом времени задержки t и обретает его вновь по мере увеличения этого времени.

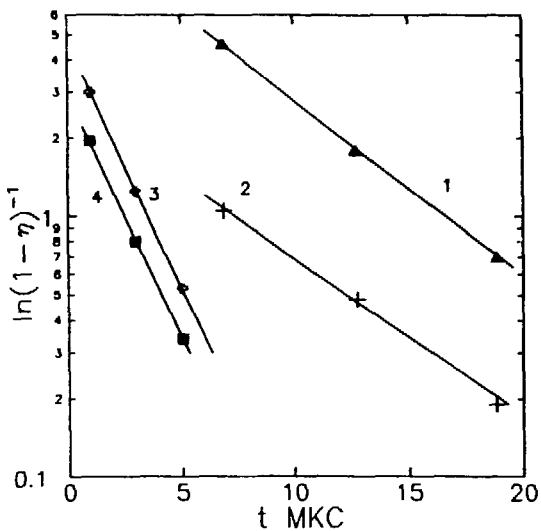
Естественно, для получения полной картины взаимодействия ядерных частиц, время памяти камеры должно выбираться из условий надежной регистрации однозарядных релятивистских частиц, хотя следы от многозарядных частиц при этом будут сохраняться значительно дольше.

Рис.7. Зависимость $\ln(1 - \eta)^{-1}$ от времени задержки t при различных величинах зарядной емкости и напряжения на тиратроне генератора соответственно 1—2,2 нФ (ФГТ-И), 12,0 кВ; 2—5,6 нФ (К15-4), 5,1 кВ; 3—2,2 нФ (ФГТ-И), 10,0 кВ; 4—50 нФ (ФГТ-И), 2,1 кВ.

Следует отметить, что если время памяти как стримерной камеры, так и искровой зависит от параметров высоковольтного импульса и регистрирующей аппаратуры, то постоянная τ не зависит от них и в этом смысле является общей характеристикой для обеих камер. В качестве примера на рис.7 приведены две пары линий, полученных для двух значений τ в процессе измерений

времени памяти стримерной камеры, сделанные с помощью описанной металлостеклянной искровой камеры при различных величинах разрядной емкости и напряжения на тиратроне ГИНа. Зависимости 1,2 ($\tau = 6,5$ мкс) сняты с интервалом в 30 мин во время работы стримерной камеры, а зависимости 3,4 ($\tau = 2,5$ мкс) — на следующий день после окончания сеанса и сокращения подачи неона в ее объем. Как видно из рисунка, величина емкости и зарядное напряжение могут варьироваться в широких пределах, но в процессе измерений, относящихся к одной кривой, необходима стабилизация параметров высоковольтного импульса (термостабильные конденсаторы типа ФГТ-И и стабилизация зарядного напряжения). Однако после предварительного и длительного прогрева аппаратуры удовлетворительные результаты получались даже с конденсаторами типа К15-4 с большим температурным коэффициентом емкости (кривая 2), если время измерений было небольшим (10-15 минут). Конечно, при этом возрастают статистические ошибки, связанные с относительно малым количеством отсчетов, но для большинства экспериментов со стримерной камерой погрешность измерения ее времени памяти в 10% является вполне приемлемой величиной. Сами измерения не связаны с затратами ускорительного времени или с обработкой снимков.

Повышение точности измерения времени памяти связано с определенными трудностями. Во-первых, при увеличении времени измерений начинают сказываться медленные изменения состава газа в стримерной камере, во-вторых, повышение частоты запуска искровой камеры приводит к увеличению времени деионизации, растущему с увеличением мощности и



интенсивности искровых разрядов. В-третьих, мощные или интенсивные разряды в искровой камере приводят к искажению результатов измерения постоянной прилипания τ в контролируемом газе за счет появления продуктов разложения примесей уже в самой искровой камере.

В стримерной камере также наблюдается сокращение времени памяти, или постоянной прилипания τ в зависимости от интенсивности ее работы (частота запуска, количество треков и сопутствующих искр, коэффициент газового усиления). Скорее всего, это связано с образованием под действием электрического разряда в неоне, содержащем примесь воздуха, озона и соединений азота с кислородом, обладающих большим сечением прилипания электронов [9]. Справедливость этого предположения подтверждается тем обстоятельством, что при постоянной концентрации примеси воздуха наблюдается постепенное улучшение локализации стримерных следов. А как показано в работе [5], N_2O например, уменьшает отклонение стримеров от траектории частицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработанный метод позволяет достаточно оперативно (за 20—30 мин) осуществлять измерение времени жизни свободных электронов в выходящем из стримерной камеры газе по характеристикам эффективности искровой бесфильмовой камеры без затрат времени ускорителя и с точностью не хуже 10%. Причем контроль времени жизни свободных электронов дает возможность автоматически учитывать все факторы, влияющие на его сокращение в стримерной камере, в том числе и воздействие продуктов разложения примеси в газовом разряде.

Следует добавить, что описанная методика измерения времени памяти стримерной камеры с помощью искровой применима до тех пор, пока основным процессом убывания электронов на следе является их прилипание к молекулам электроотрицательной примеси (проценты и даже малые доли процента), а их диффузией можно пренебречь. Однако по мере сокращения концентрации примесей роль диффузии возрастает, так как увеличивается время жизни свободных электронов.

По-видимому, в стримерной камере с чистым неоном возможен режим работы с малой работой с малой памятью (2—3 мкс), определяемой временем рассасывания кластеров за счет диффузии электронов (можно назвать кластерной памятью), если регистрируемые стримеры образованы только кластерами электронов, что имеет место при пониженном коэффициенте газового усиления.

Характер распределения ионизационных потерь энергии на следе заряженной частицы с широким энергетическим спектром первичных δ -электронов, образующих кластеры свободных термализованных электронов, по существу, задает условия выбора оптимального коэффициента газового усиления для конкретной стримерной камеры, и именно этим характером распределения объясняются трудности настройки стримерной камеры, регистрирующей одновременно множество частиц, особенно при ядерно-ядерных взаимодействиях, когда наряду с многозарядными необходимо регистрировать и однозарядные релятивистские частицы.

Авторы выражают благодарность за помощь на отдельных этапах работы Ю.Н.Волкову, А.И.Голохвастову, Н.Н.Графову, Е.А.Матюшиной, В.Я.Рубцову, О.Ю.Тятюшкиной, С.А.Хорозову.

ЛИТЕРАТУРА

1. Володин В.Д. и др. — ПТЭ, 1978, 4, с. 54; Авт. свид. 566221, Бюлл. ОИПОТЗ, 1977, 27, с.137.
2. Абдурахимов А.У. и др. — ПТЭ, 1978, 5, с.53.
3. Аксиненко В.Д. и др. — ПТЭ, 1993, 1, с.90.
4. Асосков В.С. и др. — ЖЭТФ, 1977, т.73, вып.1(7), с.146.
5. Давиденко В.А. и др. — ЖЭТФ, 1969, т.57, вып.1(7), с.84.
6. Lecog R. et al. — ECFA/LEP Working Group 8SG/N/5/27-3-1979, Geneva, 1979.
7. Аксиненко В.Д. и др. — Сообщение ОИЯИ, P1-92-263, Дубна, 1992.
8. Bulos F et al. — SLAC Report N74, 1967.
9. Christophorou L.G. — Atomic and Molecular Radiation-Physics. N.Y.: John Wiley, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 августа 1994 года.