

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИСКРОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ *)

М. И. Дайон, Г. А. Лексин

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|-----|
| Введение | 281 |
| I. Искровые счетчики | 282 |
| § 1. Общая характеристика искровых счетчиков | 282 |
| § 2. Счетная характеристика | 284 |
| § 3. Эффективность счетчиков | 285 |
| § 4. Временные характеристики счетчиков | 287 |
| § 5. О точности измерения координат траектории частицы | 288 |
| II. Управляемые искровые счетчики | 293 |
| § 6. Принцип работы управляемых искровых счетчиков | 293 |
| § 7. Счетная характеристика | 295 |
| § 8. Временные характеристики | 297 |
| § 9. Счетчик как трековый прибор. Счетчик в магнитном поле. Об одновременной регистрации нескольких частиц | 299 |
| § 10. Замечания о конструктивных особенностях | 301 |
| § 11. Новый вариант управляемого импульсного питания счетчиков | 302 |
| III. Разрядная и искровая камеры | 303 |
| § 12. Введение | 303 |
| § 13. Новый тип детектора частиц—«разрядная камера» | 303 |
| § 14. Искровая камера. Счетная характеристика искровой камеры | 308 |
| § 15. Временные характеристики искровой камеры | 310 |
| § 16. Одновременная регистрация нескольких частиц | 312 |
| § 17. Отклонение искр от траектории частицы | 314 |
| § 18. О следовании искр по треку частиц | 316 |
| § 19. Искровая камера в магнитном поле | 318 |
| § 20. Конструкции искровых камер | 319 |
| § 21. Влияние примесей к рабочему газу на характеристики искровых камер | 321 |
| § 22. Особенности фотографирования треков частиц в разрядных и искровых камерах | 322 |
| § 23. Микроволновая камера | 323 |
| IV. Применения разрядных и искровых камер | 324 |
| § 24. Сравнение искровой камеры с другими детекторами частиц | 324 |
| § 25. О применениях искровых камер | 325 |
| Цитированная литература | 328 |

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к плоскопараллельным счетчикам возник в связи с возможностью их применения для весьма точных измерений координат траекторий заряженных частиц и малых интервалов времени (например, при радиации частиц). Однако, уже первые работы (1948—1953) показали, что из-за большого мертвого времени ($0,001$ — $0,01$ сек) счетчики не могут быть использованы для регистрации интенсивных потоков частиц на ускорителях. С другой стороны, не удалось создать счетчики с большой рабочей

*) В статье дан обзор работ по плоскопараллельным искровым счетчикам (с постоянным и импульсным питанием), разрядным и искровым камерам, опубликованных до апреля 1962 г.

поверхностью, необходимые для исследований в космических лучах. Поэтому плоскопараллельные искровые счетчики не получили сколько-нибудь широкого практического применения.

В последние 2—3 года во многих лабораториях Советского Союза и за рубежом успешно разрабатываются новые пути развития метода искровых счетчиков, открывающие весьма широкие возможности его применения в качестве трекового прибора в физике элементарных частиц и физике космических лучей. Мы имеем в виду управляемые искровые счетчики и разрядные камеры различных модификаций, которые быстро входят в практику физического эксперимента и становятся столь же распространенным прибором, как сцинтилляционные счетчики или пузырьковые камеры.

Непрерывно растет поток работ, посвященных самому методу и его применению. Поэтому целесообразно уже сейчас дать обзор опубликованного материала и обратить внимание на перспективы метода.

В соответствии с исторической последовательностью обзор начинается с описания плоскопараллельных искровых счетчиков с постоянным питанием (гл. I); мы сочли полезным дать реферат всех опубликованных работ и подвести итог десятилетним исследованиям в этой области, тем более, что ряд работ осталось мало известны широкому кругу физиков и могут представить значительный интерес в будущем — в качестве основы для практического осуществления быстрых детекторов частиц и измерений коротких промежутков времени; пока, однако, к разработке этих свойств искровых счетчиков привлечено очень мало внимания.

Основное содержание обзора (гл. II и III) посвящено новым, наиболее перспективным направлениям, основанным на импульсном питании счетчиков и использовании их в качестве трекового прибора.

В четвертой главе кратко суммированы свойства новых трековых приборов, рассмотрены возможности их применения и кратко изложено содержание физических работ, в которых новый метод получил применение.

Насколько нам известно, предлагаемый обзор является первым в мировой литературе по данному вопросу. Безусловно, что он не лишен неточностей, связанных, в частности, с отсутствием в литературе единого мнения по некоторым затронутым вопросам, неоднозначной интерпретацией отдельных опытных фактов и, наконец, иногда — с неустоявшейся терминологией.

Мы надеемся, однако, что появление обзора ускорит ознакомление физиков-экспериментаторов с новым перспективным методом исследования элементарных процессов и будет способствовать дальнейшему развитию этого метода.

I. ИСКРОВЫЕ СЧЕТЧИКИ

§ 1. Общая характеристика искрового счетчика

В 1948 г. в статье «Счетчики с плоскими электродами» Кейфель обращал внимание на возможность использования газового счетчика с двумя плоскими, параллельно расположенными электродами в качестве более «быстрого» детектора заряженных частиц, чем цилиндрический счетчик Гейгера — Мюллера.

Запаздывание разряда по отношению к моменту прохождения заряженной частицы в счетчике Гейгера — Мюллера обусловлено главным

образом дрейфом электронов от места их возникновения в область больших значений напряженности поля у нити счетчика, где начинается ударная ионизация и образование электронно-фотонных лавин.

В плоскопараллельном счетчике электрическое поле однородно, и при достаточно большой разности потенциалов на пластинах ударная ионизация может начаться в любой точке рабочего объема.

Нас будут интересовать счетчики, в которых этот процесс завершается образованием стриммера и возникновением искрового пробоя *). Обычно пробой сопровождается хорошо слышимым звуковым эффектом. Визуально наблюдается яркая, четко локализованная искра, которая легко может быть сфотографирована. Возникающий при разряде импульс напряжения

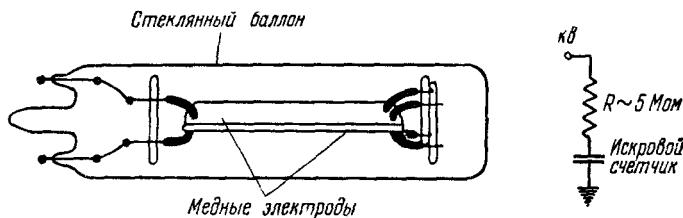


Рис. 1.

на счетчике регистрируется без всяких усилительных устройств, так как его амплитуда равна нескольким тысячам вольт. Этот сигнал может быть даже принят на антенну, расположенную в стороне от счетчика.

Необходимо отметить, что искровые счетчики могут быть названы «быстрыми» только в смысле малого времени запаздывания разряда в них по отношению к моменту прохождения заряженной частицы. Невозможно, однако, их использовать для регистрации интенсивных потоков частиц, так как после каждого разряда для восстановления рабочих условий напряжение со счетчика должно быть снято на некоторое время $T_0 \sim 0,001 - 0,1$ сек (мертвое время счетчика). Практически это достигается путем включения в цепь счетчика гасящего сопротивления или специальных электронных гасящих схем ^{7,8}.

Первые работы (1948—1953) были направлены на измерение времени запаздывания разряда. Они стимулировались в то время большим интересом к измерению малых промежутков времени при изучении распадов частиц и γ -распада метастабильных ядер.

Тогда же Кейфель ² высказал мнение, что наблюдаемые в счетчике искры возникают вблизи траекторий заряженных частиц и, таким образом, могут быть использованы для определения координат траекторий. Однако этот очень важный вопрос подвергся подробному исследованию лишь в более поздних работах (после 1957 г.), показавших большие возможности искровых счетчиков в отношении точной локализации траекторий заряженных частиц.

На рис. 1 дается схема счетчика из более ранней работы ⁹ и простейшая схема включения счетчика. Дополнительные пояснения приведены в табл. I, где сведены основные конструктивные данные счетчиков по ряду работ.

*) О работе в предпробойном режиме см. ³. Мы не касаемся теории искрового пробоя, поскольку этому вопросу посвящено большое число работ и обзоров (см., например, ⁴⁻⁶).

Для наполнения счетчиков использовались различные рабочие смеси (см. табл. I); во всех случаях для ликвидации вторичных эффектов на

Таблица I

| Материал электродов, размер электродов | Расстояние между электродами | Рабочая смесь, общее давление | Метод гашения разряда | Величина мертвого времени | Литература |
|---|------------------------------|---|-----------------------|-----------------------------|------------|
| Медные, 35 см^2 | 2,5 мм | 6 мм Hg ксиолена + + аргон, 0,5 ат | Гасящая схема » | 0,05 сек | 2 |
| Анод — медь, катод — металлы, $\varnothing \frac{1}{2}$ — 3 дюйма | 1—10 мм | Аргон + бутан (10 %), до 3 ат | » | Различные времена | 8 |
| Медные (прямоугольные), 50 см^2 | 2 мм | Насыщенные пары спирта + аргон, 60 см Hg | » | 0,01 сек | 9 |
| Медные и прозрачные, 28 см^2 | 2 мм | Спирт (насыщенные пары) + аргон, 34 см Hg | Не указан | $5 \cdot 10^{-3} - 10^{-4}$ | 12 |
| Медные фольги, 20 см^2 | 5 мм | 40 мм Hg спирта + + 260 мм Hg аргона | Гасящее сопротивление | 0,01 сек | 11 |
| Стальные и прозрачные, $0,75 \text{ см}^2$ | 0,2 мм | Аргон + эфир, 3—13 ат | » | | 17 |

катоде, ведущих к возникновению посторонних искр и других вредных эффектов, одной из компонент рабочей смеси являлись пары органических веществ (спирт, ксиол, бутан, ацетон).

§ 2. Счетная характеристика

На рис. 2 приведена типичная счетная характеристика счетчика (при $T_0 = 0,05$ сек), полученная в работе ². По оси абсцисс отложена величина напряжения на счетчике, по оси ординат — число регистрируемых импульсов в 1 сек. Величина «плато» счетчика равна ~ 1000 в. Подобные же характеристики приведены в работах ⁹⁻¹².

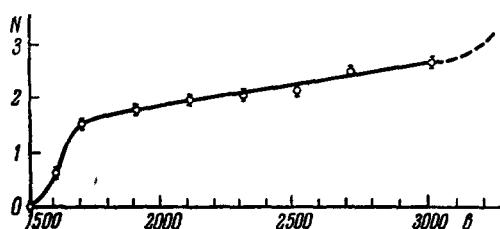


Рис. 2.

Существенного увеличения рабочей области счетчиков добились авторы ¹³. Их счетчики имели медные электроды из тонкой фольги (50 мк), расположенные на расстоянии 5 мм друг от друга. Размер электродов $5 \times 6 = 30 \text{ см}^2$. Была применена довольно сложная процедура очистки электродов, без которой невозможно было, как утверждают авторы, получить хорошие счетные характеристики.

В качестве рабочего газа в этой работе исследовались смеси аргона с парами различных органических веществ — спирта, эфира, ацетона. Лучшая из счетных характеристик, полученная для смеси ацетона (35 мм Hg) и аргона (265 мм Hg), имела ширину плато 4 кв.

Ниже будет показано, что с ростом величины относительного перенапряжения $\Delta U/U_0^*$) улучшаются основные характеристики счетчика: возрастает его эффективность, уменьшается величина отклонения искр от траекторий и сокращается время запаздывания разряда по отношению к моменту прохождения заряженной частицы. Именно поэтому большое внимание было уделено достижению возможно больших перенапряжений на счетчиках. В частности, производилось исследование зависимости величины максимально достижимого перенапряжения от состава и давления рабочей смеси для двух межэлектродных расстояний $d = 0,25 \text{ см}$ и $0,5 \text{ см}$. На рис. 3 приведен один из полученных графиков¹⁴. По оси абсцисс отложены значения давления в счетчике, по оси ординат — величины соответствующих перенапряжений. Каждая кривая относится к определенному процентному соотношению ацетона и аргона в смеси. Из рис. 3 видно, что для заданной смеси пар — газ существует оптимальное значение общего давления и процентного содержания пара, дающее наилучшую счетную характеристику (наибольшее «плато»). Оказалось, что для смеси ацетон + аргон они равны: общее давление 41 см Hg , содержание пара $11,4\%$. Наконец, следует подчеркнуть, что счетные характеристики существенно зависят от величины T_θ : «плато» счетчика растет с увеличением этой величины. В большинстве цитированных нами выше работ $T_\theta \sim 0,01 \text{ сек}$. По-видимому, нижним пределом этой величины является значение $0,001 \text{ сек}$.

В одной из ранних работ⁸ изучалась зависимость величины T_θ от материала, из которого сделан катод счетчика; наименьшие значения $T_\theta \sim 0,001 \text{ сек}$ были получены для катодов из Pb и Sn; однако обычно эти материалы не используются в качестве электродов.

§ 3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ СЧЕТЧИКОВ

Типичная схема измерения эффективности приведена на рис. 4, a¹³. Искровой счетчик помещается в телескоп из счетчиков Гейгера — Мюллера; счетчики Z_1 и Z_3 расположены перпендикулярно к Z_2 и Z_4 соответственно, так что при четверном совпадении импульсов $Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4 = K_5$ частица пересекает рабочий объем искрового счетчика. Регистратор 1 дает число совпадений K_4 в блоке совпадений I, а регистратор 2 — число совпадений в блоке II (где производится выделение совпадений импульсов от искрового счетчика с импульсами от блока I). Эффективность искрового счетчика определяется отношением K_5/K_4 .

Белла, Францинетти и Ли¹² дают следующую формулу для вычисления эффективности счетчика R :

$$R = 1 - \exp(-v_0 pd) \left(1 - \frac{a_{ei}d + C}{ad} \right). \quad (1)$$

Здесь v_0 — первичная удельная ионизация — число пар ионов, образован-

*¹⁴) U_0 — напряжение, соответствующее началу счета; ΔU — избыточное напряжение над U_0 .

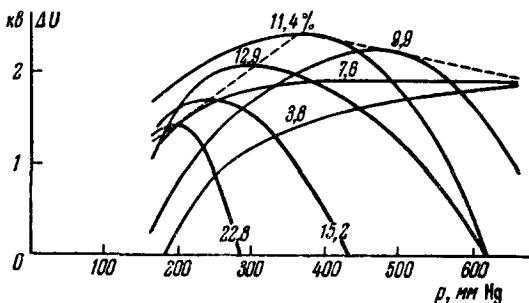


Рис. 3.

ных первичной частицей на 1 см пути при давлении 1 ат, p — давление (ат), d — межэлектродное расстояние, $C = 0,577$ (постоянная Эйлера). α_{ei} — коэффициент газового усиления при разности потенциалов,

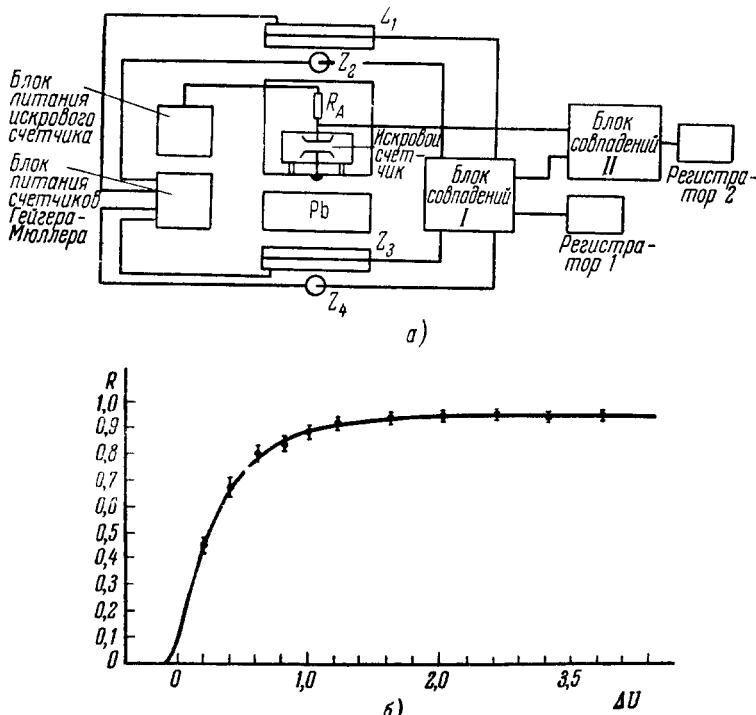


Рис. 4.

соответствующей началу счета, а — коэффициент газового усиления в рабочем режиме. Из работ^{13,16}, следует, что

$$a_{\star i} d \approx 18 - 20; \quad (2)$$

пренебрегая величиной C , имеем

$$R \sim 1 - \exp(-v_0 pd) \left(1 - \frac{a_{ei}}{a}\right). \quad (3)$$

С ростом перенапряжения на счетчике растет величина α (см. 13) и, следовательно, возрастает эффективность счетчика.

Первые счетчики^{7,8} обладали малой эффективностью регистрации заряженных частиц ($\sim 10\%$), так как из-за плохих конструктивных данных они работали только при малых перенапряжениях. Эффективность счетчиков, описанных в других цитированных работах, близка к 100%.

На рис. 4, б приводятся экспериментальные значения эффективности, полученные для одного из счетчиков ¹³ ($d = 5 \text{ мм}$) при различных значениях перенапряжения ΔU . Сплошной кривой даются результаты вычисления эффективности по формуле (1), причем величины α взяты из собственных измерений коэффициентов газового усиления в тех же смесях. Эффективность счетчиков близка к 100% в широкой области значений перенапряжения. Если принять, что $\alpha \rightarrow \infty$, то для данного счетчика

$$R = 1 - \exp^{-v_0 pd} \sim 0,98.$$

Экспериментальные результаты хорошо согласуются с вычисленными значениями.

§ 4. Временные характеристики счетчиков

Маданский и Пидд^{7,8,11} измеряли интервалы времени между разрядом в гейгеровском счетчике и в искровом при прохождении через счетчики одной и той же заряженной частицы. Оказалось, что импульс от гейгеровского счетчика всегда запаздывал по отношению к импульсу от искрового *). Распределение запаздыванийдается на рис. 5. Весьма затруднительно произвести прямое измерение времени запаздывания импульсов по отношению к моменту прохождения заряженной частицы через искровой счетчик. Поэтому во всех работах производилось измерение относительной задержки импульсов от двух искровых счетчиков.

Кейфель² измерял относительную задержку импульсов в двух счетчиках, расположенных непосредственно один над другим, при прохождении через них одиночных космических частиц. Если за меру задержки принять такую величину $\langle \Delta T \rangle$, чтобы половина случаев попадала внутрь интервала $\langle \pm \Delta T \rangle$, то зависимость величины задержки от перенапряжения может быть представлена кривой, изображенной на рис. 6. Отсюда видно, что при больших перенапряжениях на счетчиках время задержки существенно сокращается. Авторы работы¹¹ при аналогичной постановке опыта измеряли времена запаздывания при двух значениях перенапряжения на счетчиках — 300 и 1000 в. Их результаты согласуются с данными Кейфеля.

В работах Робинсона⁹ приведена гистограмма относительных запаздываний в двух счетчиках, расположенных на расстоянии 6 см один над другим.

Было зарегистрировано 2000 случаев при перенапряжении на счетчиках, равном 500 в. Полушарирна кривой, аппроксимирующей полученное распределение, оказалась равной $5 \cdot 10^{-9}$ сек, в приблизительном согласии с предыдущими работами.

Дальнейшее исследование этого вопроса М. В. Бабыкиным и др.¹² и Е. К. Завойским и Г. Е. Смолкиным¹³ показало, что задержки разрядов в искровых счетчиках могут быть существенно сокращены путем уменьшения расстояния между электродами счетчика. Им удалось создать и исследовать счетчики, у которых межэлектродное расстояние было равно 0,2 м.м (счетчики имели круглые электроды диаметром 10 м.м и наполнялись смесью аргон + насыщенные пары эфира при общем давлении 13 ат).

В двух близко расположенных друг от друга счетчиках измерялось относительное запаздывание импульсов при регистрации γ — γ -совпадений

*) Частицы (электроны) пропускались вблизи нити гейгеровского счетчика (на расстояниях до 1 м.м) для уменьшения времени дрейфа вторичных электронов к нити.

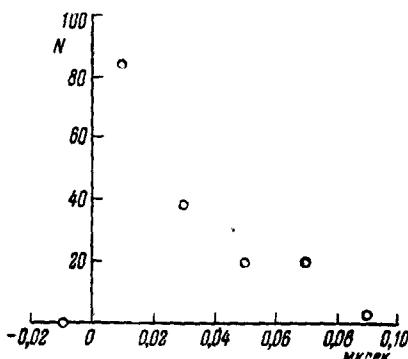


Рис. 5.

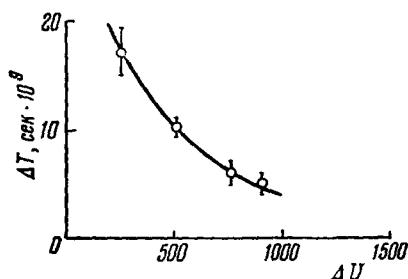


Рис. 6.

от Co^{60} . Метод измерения основывался на регистрации электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) световых вспышек, сопровождавших искровые пробои.

Приведенная в работе¹⁸ гистограмма относительных запаздываний существенно уже, чем гистограммы, полученные в предыдущих работах,

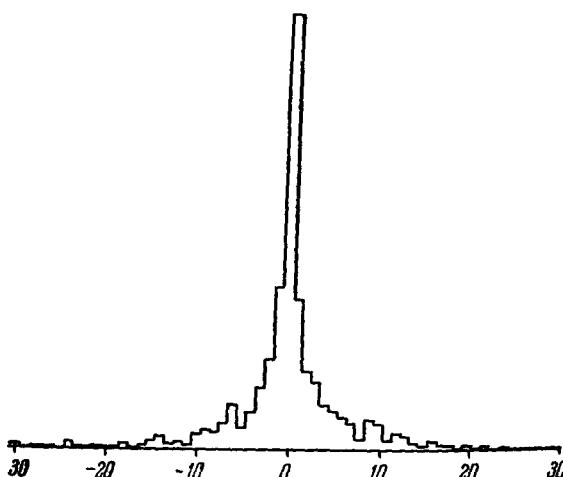


Рис. 7.

и имеет полуширину, равную 10^{-10} сек. Те же авторы приводят микрофотограммы развернутого во времени изображения искр, полученного с помощью ЭОП. На основании фотографий можно сделать заключение, что длительность искр в их счетчиках ($d = 0,2$ мм) равна $2 \cdot 10^{-9} \div 3 \cdot 10^{-9}$ сек, а интенсивность света от искр достигает половины максимального значения за время $\sim 2,5 \cdot 10^{-10}$ сек.

В недавно опубликованной работе Ю. Ф. Скачкова¹⁹ благодаря дальнейшему сокращению меж-

электродного расстояния и изменению состава рабочей смеси получена еще более узкая кривая распределения запаздываний.

На рис. 7 приведена гистограмма запаздываний разряда в счетчиках, наполненных $0,5$ ат $\text{O}_2 + 20$ ат He . Величина зазора равнялась $0,1$ мм, рабочее напряжение 4 кв. На гистограмме одно деление по оси абсцисс соответствует $8 \cdot 10^{-12}$ сек. Ширина распределения на половине высоты составляет 10^{-11} сек. Подробные сведения о конструкциях счетчиков¹⁷⁻¹⁹, наполнении, характеристиках и т. п. читатель найдет в оригинальных работах.

Таким образом, искровые счетчики могут быть использованы для измерений малых промежутков времени, вплоть до величины $10^{-9} \div 10^{-11}$ сек, но их возможности в этом отношении сильно зависят от режима питания, ширины межэлектродного зазора, наполнения и других параметров.

§ 5. О точности измерения координат траектории частицы

Как было отмечено выше, еще Кейфель в своей первой работе высказал мнение, что искра, наблюдаемая в счетчике при прохождении заряженной частицы, возникает вблизи траектории частицы. Однако только через 10 лет этот вопрос впервые подвергся количественному исследованию в работе¹⁰.

Для этой цели был использован телескоп из трех искровых счетчиков, схема которого изображена на рис. 8, б. Оригинальная схема включения счетчиков приведена на рис. 8, а. К каждому счетчику через лампу подключен конденсатор C_A ; когда лампа закрыта, счетчик работает в обычном режиме и яркость искр определяется величиной емкости C_p . Если заряженная частица проходит через все счетчики одновременно, то в блоке 1, куда приходят импульсы от каждого счетчика (с сопротивлениями R_L), вырабатывается импульс совпадений, подаваемый через усилители 2, 3, 4 на сетки

ламп. Лампы открываются, и конденсаторы C_A разряжаются через соответствующие искровые каналы, значительно увеличивая яркость искр. Поскольку затвор аппарата все время открыт, эти яркие искры видны на фоне большого числа слабых искр от всех посторонних частиц, прошедших через счетчик. Под искровым телескопом располагался блок свинца толщиной 10 см и ряд счетчиков Гейгера — Мюллера для отбора быстрых

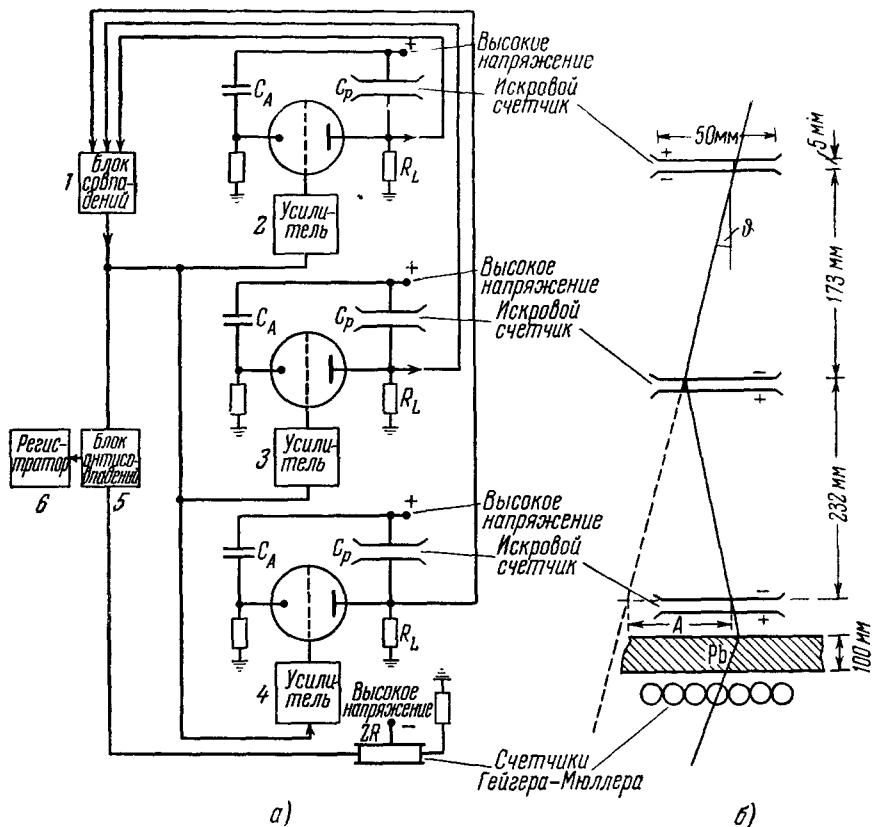


Рис. 8.

μ -мезонов, проходящих через свинец. Пусть в счетчиках 1, 2, 3 искры отстоят от траектории частицы на расстояниях x_1 , x_2 , x_3 соответственно. Тогда

$$\Delta = \frac{l_2}{l_1} x_1 + x_3 - \left(1 + \frac{l_2}{l_1} \right) x_2. \quad (4)$$

Здесь Δ — измеряемая в опыте величина отклонения искры в нижнем счетчике от прямой, проведенной через искры в двух других счетчиках. Очевидно, что x_1, x_2, x_3 — величины независимые и $\bar{x}_1^2 = \bar{x}_2^2 = \bar{x}_3^2 = \bar{x}^2$. Из (4) имеем $\bar{\Delta}^2 = 2 \left[\left(\frac{l_2}{l_1} \right)^2 + \frac{l_2}{l_1} + 1 \right] \bar{x}^2$. Отсюда

$$\bar{x}^2 = \frac{\bar{\Lambda}^2}{2 \left[\left(\frac{l_2}{l_1} \right)^2 + \frac{l_2}{l_1} + 1 \right]} . \quad (5)$$

Таким образом, из распределения величин Δ можно сделать заключение об интересующем нас отклонении искр от траектории частиц ($\sqrt{\bar{x}^2}$). На рис. 9 кружочками нанесено полученное в работе ¹⁰ интегральное распределение величин Δ *). По оси абсцисс отложены величины Δ , по оси ординат — число случаев с отклонением больше Δ . Полезно здесь рассмотреть некоторые физические процессы, приводящие к отклонению искр от траекторий ¹⁰.

1) Однолавинный процесс. На пути заряженной частицы в газе счетчика создается $v_0 p d$ пар ионов. Если электрон, создающий лавину, образуется на таком расстоянии d от анода, что соблюдается

условие Ретера ¹⁶ $ad \geq 20$, то возникает искровой пробой; в этом случае искра образуется вблизи траектории.

2) Двухлавинный процесс. Если d_1 — мало, так что $ad_1 \approx 16-17$, то возникающая от первичного электрона лавина не перерастет в искровой пробой. Однако в головке лавины образуется большое число фотонов, порождающих фотоэлектроны на катоде и в газе счетчика. Если для них $ad_1 > 20$, то возникающие лавины перерастают в искровой пробой, который может быть локализован в стороне от траектории.

3) Многолавинный процесс. Такой процесс может, например, осуществиться, если интервал времени между попаданием двух частиц в счетчик настолько мал, что к моменту попадания второй частицы потенциал на счетчике не успевает достигнуть рабочего значения.

Из-за фотоионизации возникает ряд порождающих одна другую лавин, для которых не выполняется критическое условие Ретера. Однако в каком-нибудь месте вблизи катода может возникнуть, наконец, лавина, для которой это условие соблюдается, и такая лавина перерастает в искровой пробой.

4) Образование δ -электронов в электродах счетчиков. δ -электроны наряду с первичной частицей создают ионизацию в газе и тем самым могут инициировать искры в стороне от траектории первичной частицы.

5) Лавины космических частиц. Подобно δ -электронам посторонние частицы могут вызвать искровой пробой в стороне от основной траектории.

По расчету авторов ¹⁰, в условиях их опыта среднеквадратичное отклонение Δ , обусловленное процессами 2) и 4), равно ~ 7 м.м., а процессами 3) и 5), ~ 25 м.м.

*) Траектории образуют небольшой угол с направлением электрического поля в счетчике.

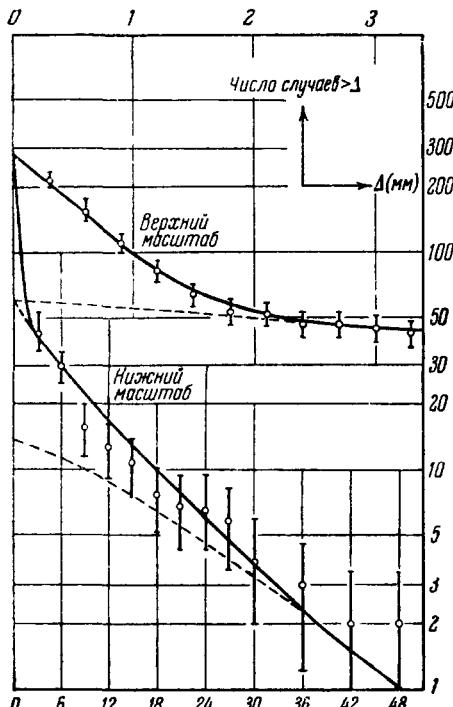


Рис. 9.

Оказалось, что полученное на опыте распределение отклонений хорошо аппроксимируется кривой вида $\int_{-\infty}^{\infty} W(\Delta) d\Delta$ (сплошная кривая на рис. 9), где $W(\Delta)$ равно сумме трех гауссовых функций с различными дисперсиями σ_1 , σ_2 , σ_3 :

$$W(\Delta) = \sum_1^3 W_i(\Delta), \quad W_i(\Delta) = \frac{a_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-\frac{\Delta^2}{2\sigma_i^2}};$$

$$\sigma_1 = 0,8 \text{ м.м.}, \quad a_1 = 0,78,$$

$$\sigma_2 = 7 \text{ м.м.}, \quad a_2 = 0,17,$$

$$\sigma_3 = 25 \text{ м.м.}, \quad a_3 = 0,06.$$

78% всех случаев составляют малые отклонения Δ ($\sigma_1 = 0,8 \text{ м.м.}$), и они связаны в основном с однолавинным процессом образования искр во всех трех счетчиках одновременно. Отсюда следует, что в каждом счетчике $\sim 92\%$ искр ($0,92 \times 0,92 \times 0,92 = 0,78$) вызваны однолавинным процессом; для них среднеквадратичное отклонение искр от траектории равно $\sim 0,3 \text{ м.м.}$ (см. формулу (5)).

С увеличением перенапряжения на счетчике и сокращением его мертвого времени T_θ уменьшается вероятность возникновения двухлавинного и многолавинного процессов и, следовательно, возрастает относительная доля однолавинных процессов.

В работе ¹⁴ производилось измерение отклонений с телескопом из трех и четырех искровых счетчиков, наполненных смесью ацетон + аргон (общее давление 350 м.м. Hg). Приводится очень подробный анализ всех ошибок эксперимента и для среднеквадратичного отклонения искры от траектории дается значение $\sqrt{\bar{x}^2} = 0,2 \text{ м.м.}$ (без учета «хвоста» распределения). Вероятно, из-за большого перенапряжения на счетчиках в этой работе получен лучший результат, чем в ¹⁰.

Наконец, в работе ¹⁵ дается гистограмма отклонений, построенная на большом статистическом материале. Всего было зарегистрировано 2056 частиц, из них в 325 случаях (15,8%) величина отклонения превышала 1 м.м. Результат этой работы полностью совпадает с выводами работы ¹⁴.

Из приведенных данных видно, что возникает довольно большое число ложных траекторий («хвосты» распределения).

В последней работе ²⁰ авторы показали, что относительное число больших отклонений ($\Delta > 10 \text{ м.м.}$) уменьшается с увеличением толщины свинцового фильтра, установленного над телескопом, в соответствии с рассчитанным (на основании переходной кривой Rossi) поглощением дивней в этом фильтре. При переходе от 2 см Pb к 10 см Pb число случаев больших отклонений падает почти в два раза. Этот результат указывает на то, что при одновременном попадании в счетчик нескольких заряженных частиц искровой пробой возникает только в одном месте, а именно там, где раньше развился стриммер.

В заключение рассмотрим распределение отклонений для траекторий, идущих с большим наклоном ¹⁰.

На рис. 10 приведены гистограммы отклонений для траекторий, идущих слева направо и справа налево. Сбоку от гистограммы приведены схемы замеров координат искр.

В первом случае брались точки пересечения искр с отрицательным электродом, в третьем — с положительным электродом, во втором случае измерялись координаты центра искры. Наилучшая аппроксимация

траекторий, дающая симметричные распределения (относительно отклонения $\Delta = 0$), соответствует первому случаю. Этот результат показывает, что искровой разряд с большей вероятностью инициируется теми электронами, возникающими на пути заряженной частицы, которые расположены ближе к катоду (для них с большим запасом выполняется критическое условие Ретера ($ad = 20$)).

Путем специальной обработки электродов, тщательной сборки счетчиков и подбора рабочей смеси удается получить счетчики с рабочей площадью до $\sim 50 \text{ см}^2$, обладающие хорошими характеристиками и большой эффективностью счета. Увеличение площади электродов влечет

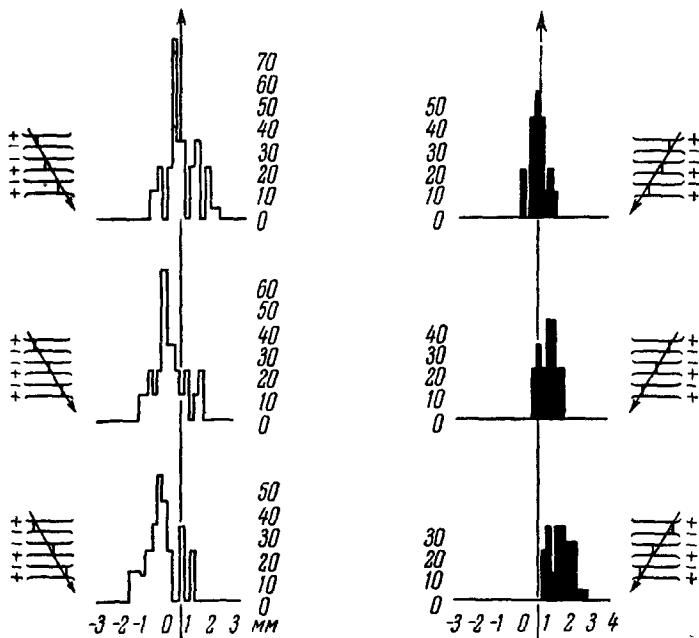


Рис. 10.

за собой возрастание энергии, выделяемой в искре (поскольку увеличивается емкость счетчика), что приводит к необходимости увеличивать мертвое время T_θ для уменьшения вредных последствий, вызываемых мощными искрами. Рост T_θ и одновременное возрастание загрузки счетчика (пропорционально увеличению площади) приводят к уменьшению эффективности. Вместе с тем следует отметить, что даже при больших T_θ ($\sim 0,5 \text{ сек}$) не удается получить счетчики с большой рабочей поверхностью, так как обычно возникает много ложных искр, не связанных с прохождением частиц через счетчик.

Возможно, что счетчики больших размеров могут быть осуществлены путем секционирования одного из электродов¹⁷; при этом, кстати, возрастает эффективность одновременной регистрации нескольких частиц.

Заканчивая главу, мы хотим сослаться на несколько работ, в которых искровые счетчики были использованы для физических исследований. Робинсон^{9,21} применил искровые счетчики для измерения времени проleta частицей данного отрезка пути и для измерения времени относительно запаздывания частиц в ливнях. Алькофер и др.²² изучали рассеяние μ -мезонов космического излучения в свинце при помощи телескопа из трех

искровых счетчиков. Алькофер^{15,23} соединил телескоп из искровых счетчиков с магнитом и измерил импульсный спектр μ -мезонов на уровне моря вплоть до импульсов $6 \cdot 10^{10} \text{ эв/с}$.

Дальнейшие применения связаны с новыми направлениями развития метода искровых детекторов, к которым мы и переходим в следующих главах.

II. УПРАВЛЯЕМЫЕ ИСКРОВЫЕ СЧЕТЧИКИ

§ 6. Принцип работы управляемых искровых счетчиков

Совершенно новые возможности искровых детекторов выявились после работы Креншоу и Де-Бира²⁴, исследовавших искровые счетчики в управляемом импульсном режиме. Идею импульсного питания авторы заимствовали из работ Конверси^{25,26}, который создал прибор для регистрации траекторий заряженных частиц в виде набора газоразрядных трубок, помещенных в плоский конденсатор *); трубка, через которую прошла частица, светилась, если в момент прохождения частицы на обкладки конденсатора подавался импульс высокого напряжения **).

На рис. 11 приведена блок-схема включения счетчика. Импульс совпадения $1 + 2$, возникающий при прохождении заряженной космической частицы через телескоп, запускает блокинг-генератор, импульс с которого в свою очередь поджигает тиаратрон, выдающий импульс высокого напряжения на пластины искрового счетчика.

Оказалось, что ионизация газа, вызванная проходящей частицей в рабочем объеме счетчика, сохраняется до прихода импульса напряжения на электроды (счетчик обладает «памятью»); поэтому возникает искровой пробой, локализованный вблизи траектории частицы.

В данной схеме включения искровой детектор уже не является счетчиком всех проходящих частиц, как обычный плоскошараллельный искровой счетчик; он позволяет только определить по искре место прохождения заранее выделенных частиц.

В управляемом режиме исключается посторонняя загрузка и связанное с ней мертвое время. При кратковременных импульсах (10^{-5} —

*) Импульсное питание, независимо от Конверси, было применено Тяпкиным и Вишняковым и Тяпкиным^{27,28} в опытах с гомоскопом из счетчиков Гейгера — Мюллера. Импульсное питание в виде импульсной подпитки над постоянным высоковольтным пьедесталом было применено в работе¹⁰.

**) В самое последнее время широко обсуждаются возможности несколько иного варианта системы, подобной системе Конверси. Речь идет об опытах Шерпака²⁹, наблюдавшего свечение пузырьков неона, который пробулькивался через трансформаторное масло. Свечение возникало при подаче высоковольтного импульса в тех пузырьках, через которые прошла частица.

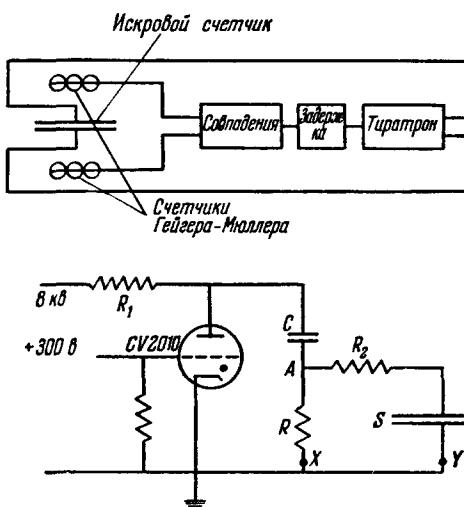


Рис. 11.

10^{-7} сек) уменьшается вероятность возникновения ложных искр из-за краевых эффектов, и пробой прежде возникает там, где сохранилась ионизация, вызванная прошедшей частицей. Таким образом, в управляемом искровом счетчике обойдены основные недостатки искрового счетчика (см. гл. I), препятствующие увеличению его рабочей площади и повышению срока службы.

Не представляет большого труда создание управляемых искровых счетчиков с площадью электродов в сотни и даже тысячи квадратных сантиметров. Они просты в изготовлении и эксплуатации и не требуют столь скрупулезной обработки электродов, как обычные искровые счетчики.

Креншоу и Де-Бир исследовали счетчики с металлическими электродами размером $10 \times 10 \text{ см}^2$ (межэлектродное расстояние $d = 1 \text{ мм}$, 2 мм , $2,5 \text{ мм}$). В качестве рабочего газа использовался воздух при атмосферном давлении *).

Схема питания счетчика приведена на рис. 11. При подаче импульса с блокинг-генератора на сетку тиатрона емкость C разряжается и на сопротивлении R возникает импульс напряжения экспоненциальной формы с постоянной времени RC . Этот импульс подается на счетчик через сопротивление R_2 , ограничивающее ток через тиатрон. В точках X и Y приложено небольшое очищающее поле.

Рассмотрим начальную стадию работы счетчика. На пути заряженной частицы образуются положительные ионы (в основном это ионы азота) и электроны, которые прилипают к молекулам кислорода, образуя отрицательные ионы. Ионы обоих знаков движутся к соответствующим пластинам со скоростью $v = KV$, где V — величина очищающего поля, K — средняя подвижность ионов. За промежуток времени τ_0 от момента пролета частицы до прихода высоковольтного импульса (τ_0 — время запаздывания импульса) часть их уходит из зазора, и на участке зазора X не остается ни одного иона. Примем, что необходимым и достаточным условием возникновения искры в искровом промежутке является наличие в зазоре между электродами хотя бы одного иона к моменту, когда импульс высокого напряжения достигнет некоторого критического значения. При этом возможны два случая:

- ионы обоего знака могут инициировать разряд;
- только ионы одного знака могут инициировать разряд.

Очевидно, что в случае а) $x = vt - d$ и к моменту пробоя ионы остаются в зазоре s величиной

$$s = \begin{cases} 2(d - x), & vt > \frac{d}{2}, \\ d, & vt \leq \frac{d}{2}; \end{cases}$$

в случае б)

$$s = d - vt.$$

Тогда эффективность счетчика **)

$$\epsilon = 1 - \exp(-ns) \quad (6)$$

*) В этой главе будут рассмотрены только счетчики с воздушным наполнением. Счетчики, наполненные благородными газами, обладают рядом существенных особенностей, и они рассмотрены в следующей главе.

**) Формула дает вероятность нахождения хотя бы одного иона в зазоре величиной s по Пуассону (при среднем их числе ns). Другие условия возникновения разряда рассмотрены в гл. I.

будет равна в случае а)

$$\begin{aligned} \epsilon &= 1 - \exp [-2n(d - vt)], \quad vt > \frac{d}{2}, \\ \epsilon &= 1 - \exp (-nd), \quad vt \leq \frac{d}{2}; \end{aligned} \quad (7)$$

в случае б)

$$\epsilon = 1 - \exp [-n(d - vt)], \quad (8)$$

где n — удельная ионизация частицы.

В воздухе $n = 22$ ион/см и максимальное значение эффективности для зазора 1 мм оказывается равным 90% в обоих случаях а) и б).

Следует учесть, что, кроме постоянного очищающего поля, с момента прихода высоковольтного импульса на ионы действует дополнительное возрастающее электрическое поле (фронт импульса), которое до начала ударной ионизации также очищает искровой промежуток от ионов. Если обозначить T — время от начала импульса до момента начала ударной ионизации и $v_i(t)$ — мгновенную скорость ионов в интервале времени T , то величину смещения ионов следует в более общем виде записать следующим образом:

$$v\tau_3 \pm \int_0^T v_i(t) dt; \quad (9)$$

формула для эффективности в общем случае будет такая:

$$\epsilon = 1 - \exp \left[-n(d) - v\tau_3 \pm \int_0^T v_i(t) dt \right]. \quad (10)$$

Знак перед интегралом зависит от полярности высоковольтного импульса относительно полярности очищающего поля, так как фронт импульса может смещать ионы в том же направлении, что очищающее поле (знак —), или в обратном (знак +). Функция $v_i(t)$ зависит от параметров переднего фронта импульса, а следовательно, от целого ряда величин: емкости камеры C_k , R_2 , C , R , внутреннего сопротивления тиратрона $R_i(t)$ и т. д.

Вклад отдельных членов в показатель экспоненты в формуле (10), а следовательно, и роль отдельных параметров будут выяснены при дальнейшем изложении.

§ 7. Счетная характеристика

Счетная характеристика управляемого искрового счетчика дает зависимость эффективности регистрации заряженных частиц от амплитуды высоковольтного импульса на счетчике (практически — от величины высоковольтного напряжения на аноде тиратрона).

Эффективностью управляемого счетчика принято считать отношение числа случаев, когда прохождение частицы сопровождается искровым пробоем, к общему числу прошедших частиц. Практически для определения эффективности подсчет искр ведется путем визуального наблюдения, регистрации с помощью микрофона треска, сопровождающего искровой пробой ³⁰, или приема на антенну наводок, вызванных пробоем; число прошедших частиц определяется по числу срабатываний управляющего телескопа или тиратрона. На рис. 12 приведена типичная счетная характеристика ($d = 1$ мм), полученная ²⁴ при фиксированных значениях очищающего поля (+12 в), времени задержки (6 мксек) и ограничивающего

сопротивления (100 ом). Ширина «плато» счетчика 2000 в, а значение эффективности счетчика на «плато» хорошо согласуется с рассчитанным ($\sim 92\%$). Контрольный опыт, в котором импульсы напряжения подавались на счетчик в произвольные моменты времени, не связанные с прохождением заряженных частиц, показал, что число случайных искр $\sim 1\%$. Было также показано, что изменение длительности импульса (RC) в пределах $10^{-7} - 10^{-4}$ сек не оказывается на эффективности счетчика.

При увеличении межэлектродного расстояния до 2,0—2,5 мм эффективность счетчика достигает 98—99%, а рабочее напряжение возрастает до 15—20 кв. Характерно, что значение напряженности поля, при котором достигается «плато», равно 70 кв/см. Оно определяется, по-видимому, условием отрыва электронов от молекул кислорода воздуха. Действительно, энергия связи электрона с молекулой кислорода равна 0,34 в и при $\frac{E}{p} \sim 90$ в/см·мм Hg электроны должны отрываться от молекул ⁶.

Приведенное значение как раз соответствует условиям реферируемой работы

$$\frac{E}{p} = \frac{70\,000 \text{ в}}{760 \text{ мм Hg} \cdot \text{см}} \sim 92 \frac{\text{в}}{\text{см} \cdot \text{мм Hg}}.$$

Счетные характеристики при различных давлениях получены в работе Баюкова, Лексина, Сучкова ³¹ в условиях $d = 2$ мм, $R_1 = 0$, $V = 0$, $\tau_3 = 0,5$ мксек. Показано, что с ростом давления начало «плато» перемещается в область больших напряжений (см. кривые 1, 2 на рис. 13). При уменьшении давления наклон «плато» возрастает, а при $p = 150 \div 200$ мм Hg рабочая область вообще исчезает; характер разряда изменяется, переходя от четко локализованных искр к большому числу тонких искр в области прохождения частицы. При низких давлениях газа (~ 20 мм Hg) возникает диффузное свечение всего счетчика, а при дальнейшем уменьшении давления — и всего откаченного объема.

В заключение мы хотим обратить внимание на интересную, но очень мало исследованную возможность искрового счетчика: различать (статисти-

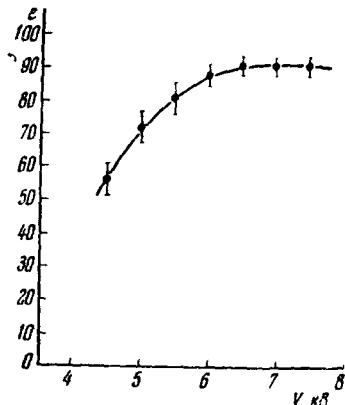


Рис. 12.

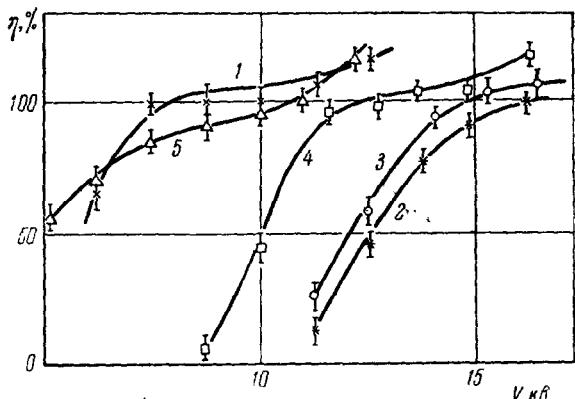


Рис. 13. Счетная характеристика.

$R_1 = 0$, $V = 0$, $\tau = 0,5$ мксек.

| Кри- вая | Газ | p , мм рт. ст. | d , мм |
|-------------|--------|------------------------|-------------|
| 1 | Воздух | 400 | 2 |
| 2 | » | 760 | 2 |
| 3 | Аргон | 760 | 6 |
| 4 | » | 400 | 6 |
| 5 | » | 400 | 4 |

чески) частицы с разной ионизующей способностью*). Действительно, согласно формуле (6) эффективность счетчика зависит от величины ns и при малых значениях ns в первом приближении $\varepsilon \sim ns$. Если частица последовательно проходит большое число искровых промежутков, то величина ε может быть оценена непосредственно:

$$\varepsilon = \frac{\text{число промежутков, где возник искровой пробой}}{\text{общее число искровых промежутков}},$$

и отсюда оценена величина n . Практически малоэффективный (к релятивистским частицам) искровой счетчик или система из нескольких счетчиков могут быть использованы для выделения сильно ионизующих частиц на фоне релятивистских частиц или пучков частиц (например, ствол ливня) на фоне отдельных частиц. Некоторые данные о зависимости эффективности искрового воздушного промежутка от ионизующей способности частиц получены в группе Баюкова, Лексина. Счетные характеристики при регистрации частиц жесткой компоненты космического излучения (минимальная ионизация) и β -частиц от радиоактивного источника со средней энергией 300 кэВ дают эффективности на плато 70 и около 100% соответственно.

§ 8. Временные характеристики

Мы рассмотрим здесь вопрос о «памяти» и о «мертвом» времени счетчика. Из формул (6), (7) следует, что неэффективность счетчика $\sigma = 1 - \varepsilon$ экспоненциально растет с увеличением v , т. е. с ростом очищающего поля V :

$$\sigma = 1 - \varepsilon = \exp[-n(d - vt)]$$

и

$$\ln \sigma = -n(d - vt). \quad (11)$$

Эта линейная зависимость $\ln \sigma$ от V подтверждается экспериментальными результатами²⁴, приведенными на рис. 14, а. Здесь дается зависимость σ (отложена по оси ординат в логарифмическом масштабе) от очищающего поля $V_{\text{оч}}$ для трех значений времени задержки τ_v питающего импульса — 67 мкsec, 36 мкsec и 15 мкsec. Во-первых, обращает на себя внимание тот факт, что счетчики обладают большой «памятью»: при задержке высоковольтного импульса даже на несколько десятков мкsec они все еще регистрируют заряженные частицы с высокой эффективностью. Экстраполируя полученные результаты в точку $\sigma = 1$, т. е. к значению $\varepsilon = 0$, легко найти из соотношения $d = KVt$ значение K . Оно оказывается равным 22 см/сек² при 650 в/см и задержке 67 мкsec; 24,4 при 1150 в/см и 36 мкsec; 33 при 2000 в/см и 15 мкsec (ошибка в определении K равна ± 1 см/сек²). Приведенные значения не противоречат известным данным о подвижности ионов в газах, что является указанием на ионный механизм «памяти» искровых счетчиков, наполненных воздухом.

На рис. 14, б приведены те же данные, что и на рис. 14, а, но по оси абсцисс отложена величина vt/d . Здесь же нанесены две прямые 1 и 2, рассчитанные по формулам (7) и (8) соответственно. Экспериментальные результаты очень четко укладываются на одну прямую (2), откуда можно заключить, что искровые разряды инициируются ионами одного знака. Если, кроме того, принять во внимание выводы предыдущего параграфа, то можно нарисовать следующую картину развития разряда в счетчике.

*) Подобно малоэффективным счетчикам Гейгера — Мюллера³².

На пути заряженной частицы образуются положительные ионы (в основном ионы азота) и отрицательные ионы кислорода, образованные в результате прилипания первичных электронов к молекулам кислорода. До прихода высоковольтного импульса ионы обоего знака движутся в очищающем поле к соответствующим электродам. В сильном электрическом поле, возникающем при подаче импульса напряжения на пластины, электроны отрываются от молекул кислорода и приобретают ускорение, достаточное для образования электронно-фотонных лавин, перерастающих затем в стриммер. Что касается положительных ионов, то в этих условиях они не могут вызвать дальнейшую ионизацию. Большая «память» счетчиков объясняется прилипанием электронов к молекулам, благодаря чему

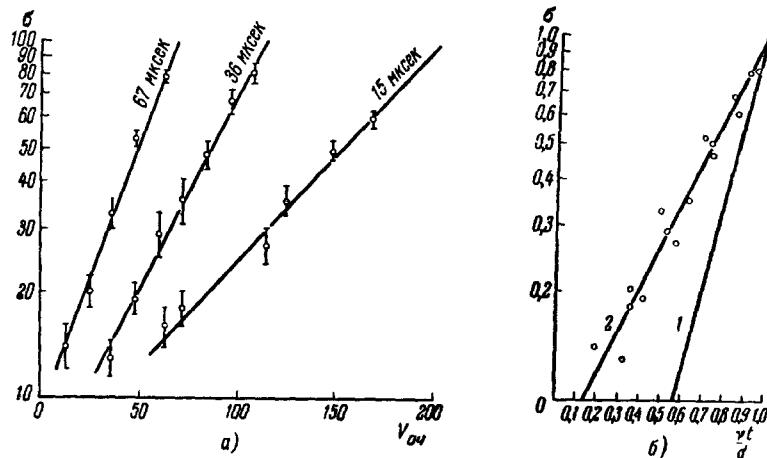


Рис. 14.

существенным образом уменьшается их подвижность и они долгое время остаются в рабочем объеме счетчика.

Определим подробнее величину τ — численную меру «памяти» искрового счетчика. Примем, что τ численно равно такой задержке τ_s , при которой эффективность регистрации заряженной частицы уменьшается вдвое *). Из рис. 14 и 25 видно, что τ зависит от величины очищающего поля, и тем меньше, чем больше V . При малых очищающих полях τ достигает нескольких десятков и даже сотен микросекунд ^{24,31}. Нетрудно понять, что τ зависит также от ряда других параметров, например d , p и т. д. Эти зависимости качественно нетрудно предсказать, но экспериментально для воздушных счетчиков они не изучены.

Рассмотрим теперь вопрос о «мертвом» времени счетчика, поскольку эта величина, наряду с «памятью», характеризует возможность регистрации частых событий. «Мертвое» время T_θ обычно определяется как время, необходимое для восстановления рабочих условий после искрового пробоя. При подаче на счетчик импульсов напряжения с интервалом времени, меньшим T_θ , возникают ложные пробои, как правило, в том же месте, где произошел первый пробой. Одна из оценок величины T_θ была получена Баюковым и Лексиным в следующем эксперименте: на искровую камеру

*) На симпозиуме по искровым камерам ³³ в Аргонской Национальной лаборатории (США) в 1961 г. также рассматривался вопрос об определении величины τ . Там помимо приведенного нами определения рассматривалось также несколько иное $\tau = \tau_s$, при котором эффективность регистрации заряженной частицы уменьшается в e раз.

подавались периодические импульсы от генератора, не связанные с проходящими частицами, и определялась частота следования импульсов, при которой любой возникший в камере пробой вызывал непрекращающиеся пробои на каждый высоковольтный импульс. Величина T_θ зависит от многих параметров: p , V , d и др., но специально эти зависимости не изучались. При тех параметрах, которые приводились, $T_\theta \sim 0,1$ сек.

Выше не был принят во внимание фронт высоковольтного импульса, потому что в экспериментах, рассмотренных до сих пор, он имел малую длительность, порядка нескольких десятков наносекунд. Однако нетрудно выявить очищающее действие переднего фронта импульса (см. § 1 этой главы). На рис. 15 показана зависимость эффективности от величины ограничивающего сопротивления R_2 . С ростом R_2 эффективность счетчика падает. Оказалось что такое же падение эффективности наблюдается, если вместо R_2 увеличивать емкость счетчика. Аналогичные выводы получены авторами³¹. Этот результат объясняется действием фронта импульса: прежде чем импульс достигает критического значения, необходимого для отрыва электрона от молекулы кислорода, он ускоряет ионы и производит действие, аналогичное действию очищающего поля. С увеличением $R_2 C_2$ возрастает длительность воздействия поля на ионы и, следовательно, падает эффективность счетчика.

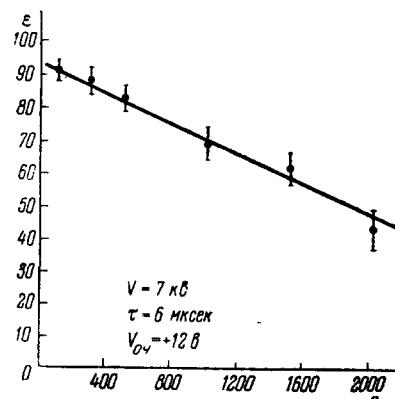


Рис. 15.

§ 9. Счетчик как трековый прибор. Счетчик в магнитном поле. Об одновременной регистрации нескольких частиц

Поскольку управляемый искровой счетчик уже не является счетчиком частиц в обычном смысле слова, а предназначен для определения места прохождения траектории, важнейшей его характеристикой является точность локализации траектории.

Этот вопрос изучался Дайоном, Волынским и Потаповым³⁰ в работе, посвященной созданию телескопа из искровых счетчиков в магнитном поле. Для лучшего использования зазора магнита и более точного измерения координат искр авторами были сделаны счетчики с прозрачными электродами, через которые и производилось фотографирование искр. В качестве электродов использовались стеклянные пластины толщиной 1,7 и 5 мм, покрытые проводящей пленкой SnCl_2 . Межэлектродное расстояние равнялось 2 мм, площадь пластин 200×100 мм². Счетчики собирались в плоских пlexигласовых коробках и наполнялись смесью воздух + аргон (30 см Hg) + насыщенные пары пиридина или спирта до общего давления 1 ат.

Телескоп из трех искровых счетчиков, был помещен в зазор электромагнита с целью измерения импульсов космических частиц. Схема прибора приведена на рис. 16. Здесь 1, 2, 3 — объективы фотоаппарата; далее показаны отражательные зеркала, три ряда искровых счетчиков и расположенные под ними управляющие ряды гейгеровских счетчиков; в плоскости B траектория частицы практически не искривляется магнитным полем и

представляет собой прямую линию. Поэтому, измеряя в этой плоскости отклонение нижней искры от прямой, проведенной через искры в двух верхних счетчиках, можно было определить среднеквадратичную величину смещения искры от траектории в каждом счетчике. Этот метод рассмотрен нами в гл. I настоящего обзора. Оказалось, что для одиночных траекторий *) основная часть случаев ($\sim 90\%$) группируется вблизи малых отклонений $\Delta < 1,3$ м.м. Для этих случаев среднеквадратичное значение отклонения равно 0,45 м.м **). Отсюда можно сделать заключение, что для 96,5% одиночных искр, возникающих в данном счетчике ($0,965 \times 0,965 \times 965 = 0,9$), величина среднеквадратичного смещения от траектории равна

$\sim 0,18$ м.м (см. формулу (5) гл. I). Таким образом, в телескопе с несколькими искровыми промежутками траектория может быть проведена с большой степенью достоверности и точности. Большое практическое значение имеет использование искровых счетчиков в магнитном поле. Поэтому представляет интерес исследование параметров счетчика в магнитном поле, выполненное авторами³⁰. Оказалось, что в условиях их эксперимента (величина магнитного поля 6300 гс, очищающее поле на счетчике 40 в/см) не наблюдалось никакого видимого изменения размеров и яркости искр; эффективность счетчиков также осталась прежней.

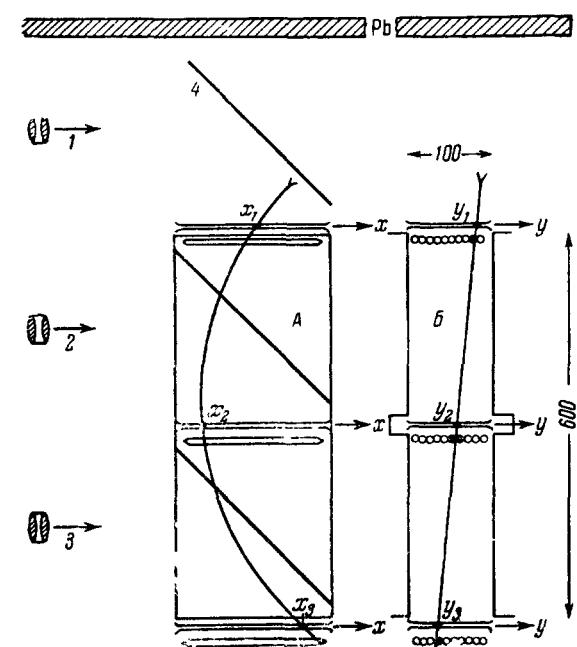


Рис. 16.

В тех же условиях исследовался вопрос о смещении искр в магнитном поле и было показано, что если оно и имеет место, то не превышает значения 0,1 м.м.

Позднее, в 1961—1962 гг., Дайоном, Князевым и Акопяном было показано, что все перечисленные в этом параграфе характеристики счетчиков остаются почти неизменными и в более «жестких» условиях опыта: при магнитном поле 10 000 гс, очищающем поле 400 в/см и запаздывании высоковольтного импульса по отношению к моменту прохождения частицы на величину 30 мксек.

В 1961 г. в этой же группе изучался вопрос о точности, с которой может быть восстановлена траектория частицы при работе с искровым счетчиком на открытом воздухе. Было показано, что в искровом промежутке на открытом воздухе возрастает число ложных искр, а для искр

*) Приблизительно в 2—10% случаев в счетчике возникает не одна, а несколько искр. Этот эффект зависит, в частности, от удельного сопротивления пластин; он возрастаает с увеличением сопротивления, так как при этом лучше электрически развязаны отдельные участки пластин (см. ниже).

**) Заметим, что вклад от расстояния частиц в среднем счетчике относительно невелик.

основной группы разброс отклонений от траектории заряженной частицы увеличивается. Величина среднеквадратичного отклонения в этом случае достигает значения 1,6 м.м. Такой же результат получен в работе Томпсона и Вольфендейла^{34*}).

Уширение распределения числа искр в зависимости от отклонения их от траектории возникает, очевидно, в результате вторичного фотоэффекта на катоде (см. § 4 гл. I), так как при добавлении к рабочему газу счетчика аргона и паров органических соединений разброс стриммеров уменьшается в несколько раз³⁰.

Важнейшим вопросом при использовании искрового счетчика как трекового детектора является вопрос о возможности одновременной регистрации искровым промежутком нескольких частиц или одной частицы многими искровыми промежутками, включенными параллельно друг другу. В работе³¹ было показано, что в искровой камере, состоящей из четырех искровых промежутков с $d = 2$ м.м., $s = 10 \times 4$ см², наполненной воздухом при $p = 1$ ат, искровой пробой возникает, как правило, только в одном промежутке и в одном месте этого промежутка. Пробой возникает, по-видимому, там, где раньше всего произошел отрыв электрона от молекулы кислорода, и быстрее образовался стриммер. Развитие разряда в этом месте приводит к падению потенциала на пластинах счетчика, что и препятствует формированию остальных стриммеров.

Указанное свойство воздушных счетчиков является их большим недостатком. Например, в случаях регистрации частиц, идущих с посторонним сопровождением, или при наличии в газе остаточной ионизации, вызванной предыдущими частицами, в воздушном счетчике могут возникать искры, расположенные в стороне от траектории. Ими, по-видимому, частично объясняются «хвосты» в распределении отклонений, о которых говорилось выше. Следует отметить, что при работе с несколькими воздушными искровыми промежутками их можно питать от одного тиатрона. Для этого надо включить развязывающие сопротивления^{30;31} или индуктивности³¹ последовательно хотя бы с одним из электродов каждого искрового промежутка. Роль таких развязок сводится к тому, что спад напряжения на электродах непробитых еще промежутков происходит медленнее, так что время, в течение которого напряжение остается выше пробойного, больше, чем флуктуации во времени начала пробоя.

Выше мы рассматривали искровые счетчики, наполненные воздухом. В работе³¹ имеется краткое сообщение о счетчиках, наполненных CO₂ и N₂. Показано, что в отношении регистрации многих частиц и по наличию большой памяти они подобны воздушным счетчикам. Вероятно, и здесь механизм «памяти» имеет ионный характер, хотя следует иметь в виду, что вероятность прилипания электронов к молекулам CO₂ очень мала. Возможно, что полученные результаты в некоторой мере зависят от примесей в газе.

§ 10. З а м е ч а н и я о к о н с т р у к т и в н ы х о с о б е н н о с т я х

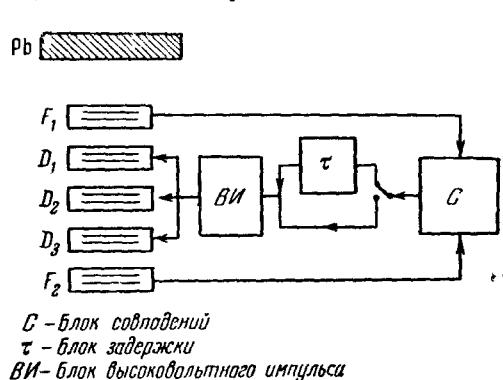
Обычно в искровых счетчиках с воздушным наполнением межэлектродное расстояние $d = 2$ м.м. Поэтому точность на параллельность в установке электродов должна быть не хуже $\sim 0,05$ м.м. Хорошим методом юстировки электродов является применение калиброванных шайб, которые могут ставиться не только по краям электродов, но и в центре. Однако существенное значение имеет материал, из которого изготовлены шайбы³⁰;

*) В последнее время Дайон, Князев и Солодников существенно улучшили этот результат путем повышения перенапряжения на счетчике и увеличения межэлектродного расстояния.

например, со стеклянными шайбами возникают пробои вдоль поверхности. Хорошие результаты получаются с шайбами из полистирола или тефлона³⁰, что, вероятно, связано с малой диэлектрической постоянной этих материалов. При относительно малом межэлектродном расстоянии и больших площадях электродов могут возникнуть определенные трудности с фотографированием искр в нескольких узких искровых промежутках. Выше (§ 4) уже упоминалось о разработанной в работе³⁰ системе фотографирования через прозрачные электроды. Баюков, Лексин и Лесина предложили фиксировать положение искры с помощью координатной бумаги: в искровой промежуток помещалась миллиметровая бумага, в которой при достаточном токе в искре в месте пробоя выжигалась дырочка диаметром 0,1 мм. Показано, что введение миллиметровой бумаги не ухудшает счетной характеристики счетчика. Предложенный способ целесообразно применять в том случае, когда счетчик работает на открытом воздухе и имеется свободный доступ в искровой промежуток. Несомненно, что сама по себе возможность работы на открытом воздухе существенно упрощает в ряде случаев конструкцию счетчика. Для того чтобы добиться большей эффективности регистрации нескольких частиц, можно изготовить один из электродов счетчика в виде мозаики, между отдельными частями которой включены развязывающие сопротивления. Практически эта идея реализована Дайоном, Князевым и Акопяном.

§ 11. Новый вариант управляемого импульсного питания счетчиков

Трюмпер²⁰, развивая работы немецких авторов (см. гл. I), предложил схему управляемого импульсного питания искровых счетчиков, несколько отличную от схемы Креншоу и Де-Бира *). Схема Трюмпера приведена на рис. 17. Здесь



С - блок совпадений

τ - блок задержки

ВИ - блок высоковольтного импульса

Рис. 17.

совпадения *F₁* + *F₂* на счетчики *D₁*, *D₂*, *D₃* дополнительно подается кратковременный высоковольтный импульс напряжения, вызывающий искровые пробои в области первоначальных лавин.

Управление телескопом *D₁D₂D₃* вообще может быть осуществлено без посторонней управляющей системы путем выделения совпадений импульсов, возникающих в этих счетчиках в предпробойном режиме³. Этот интересный вариант управления телескопом, безусловно, заслуживает внимания.

*) Работа Трюмпера опубликована в 1960 г. после работ по разрядным и искровым камерам, реферируемым в следующих главах обзора.

III. РАЗРЯДНАЯ И ИСКРОВАЯ КАМЕРЫ

§ 12. Введение

В предыдущей главе было показано, насколько расширились возможности плоскопараллельных искровых счетчиков после перехода к режиму управляемого импульсного питания. Однако успех был неполным, так как «воздушные» счетчики, явившиеся первым объектом исследования, все еще обладали целым рядом серьезных недостатков, препятствовавших, в частности, их использованию на ускорителях (см. гл. II).

Понадобилось еще одно усилие, чтобы завершить фундамент нового здания и привлечь, наконец, внимание физиков-экспериментаторов к новому методу. Эту роль сыграла работа Фукуи и Миямото «Новый тип детектора частиц — «разрядная камера»³⁵. По существу, новым в этой работе явилась такая на первый взгляд непринципиальная деталь, как использование в качестве рабочего газа неона (с небольшой добавкой аргона) вместо воздуха. Однако результаты этой замены оказались настолько важными, что нельзя не согласиться с претензией авторов на создание нового детектора частиц. Фукуи и Миямото построили систему из нескольких искровых промежутков, в которых, подобно тому как в многослойной камере Вильсона, просматриваются последовательные участки траектории частицы. Поэтому новый прибор получил название «камеры».

После работы Фукуи и Миямото в Советском Союзе появились сообщения о несколько ином варианте управляемых камер, наполненных инертным газом — неоном^{31,36}, аргоном^{31,37,38}, гелием³¹ или смесью этих газов с парами органических соединений³⁸. Следуя принятой терминологии, будем называть их «искровыми камерами». Первые сообщения иностранных авторов об искровых камерах сделаны на конференции в Беркли в августе 1960 г. ^{39 *}).

В течение довольно длительного времени существовало мнение, что искровые камеры не только конструктивно, но и по своим физическим свойствам отличаются от разрядных камер. Однако дальнейшее накопление экспериментального материала и его анализ показали, что между этими приборами нет принципиального различия.

Ниже в этой главе мы отдельно рассмотрим разрядные и искровые камеры, после чего сравним их основные характеристики.

§ 13. Новый тип детектора частиц — «разрядная камера»

Заголовок данного раздела повторяет название статьи Фукуи и Миямото³⁵, посвященной новому детектору частиц, в котором искровой разряд происходит вдоль траектории частицы **). Отметим тут же другую важную особенность нового прибора, отличающую его от обычных искровых счетчиков, а именно — возможность наблюдения ливней частиц.

Камера собиралась из отдельных стеклянных плоских прямоугольных коробочек, наполненных рабочей смесью $\text{Ne} + \text{Ar}$ (0,5%) при атмосферном

*) Там же в обзоре А. И. Алиханяна и М. С. Козодаева были доложены работы советских авторов. Большой материал рассмотрен на симпозиуме по искровым камерам в Аргонской Национальной лаборатории в 1961 г.³³. Работы советских авторов, которыми к этому времени были получены аналогичные экспериментальные данные, не были представлены на симпозиуме.

**) Явление следования разряда вдоль траектории заряженной частицы (α -частицы) впервые было описано в работе⁴⁰.

давлении *). Внутренний размер коробочек $8,5\text{ см} \times 13\text{ см} \times 2$ (или 1) см. Коробочки укладывались одна на другую, а между ними помещались электроды — металлические пластины или проводящие стеклянные пластины; в некоторых случаях авторы в качестве электрода использовали

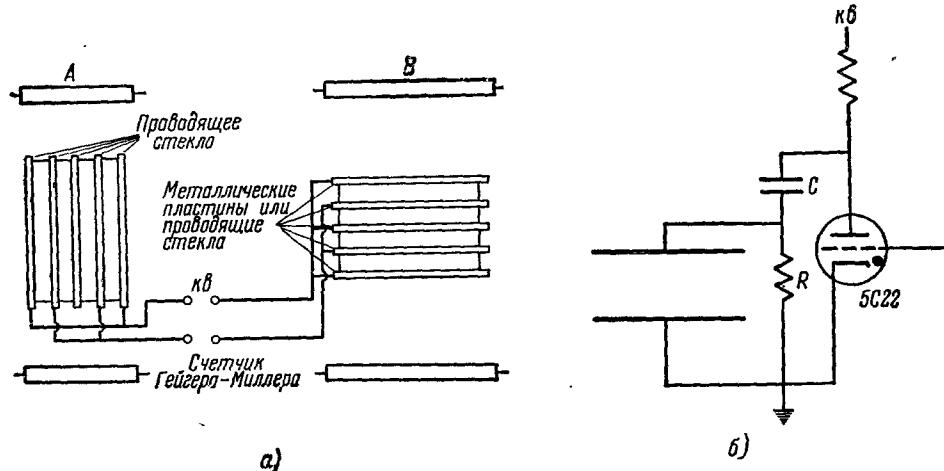


Рис. 18.

проводящий слой, нанесенный на наружной стороне стеклянных крышек: во всех случаях поверхность электрода была отделена от рабочего газа слоем диэлектрика (стекла). На рис. 18, а приведен эскиз камеры, собранной из четырех коробочек, и схема высоковольтного питания (рис. 18, б).

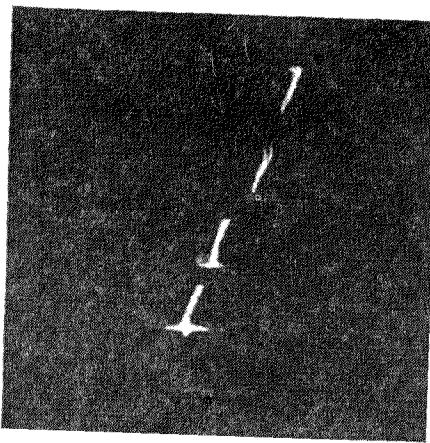


Рис. 19.

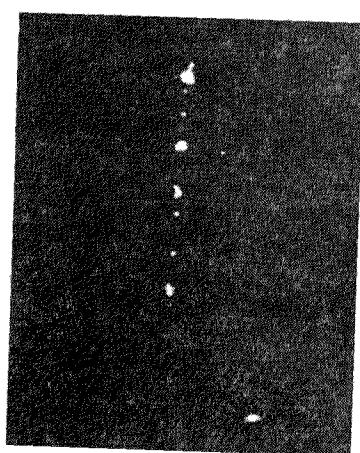


Рис. 20.

Время задержки питающего импульса равнялось 1 мксек, а величина $RC \sim 0,1$ мксек. На рис. 19 дается фотография разрядов в камере при прохождении одиночной заряженной частицы. Разряд в данном случае происходит не вдоль направления внешнего электрического поля, а наклонно, в направлении траектории прошедшей частицы.

Оказалось, что при углах наклона траектории к направлению электрического поля θ , меньших 15° , искры во всех отсеках идут с одним и тем же

*) Позднее разрядные камеры наполнялись также гелием 41 .

наклоном; в области углов $15^\circ < \theta < 30^\circ$ иногда наблюдается излом искр или их разветвление на несколько каналов. При углах $\theta > 60^\circ$ на пути траектории образуется цепочка искр. На рис. 20 приведена фотография разрядов, возникших при прохождении частицы вдоль межэлектродного зазора, при вертикальном расположении пластин (см. рис. 18, a). Съемка производилась сквозь проводящие поверхности пластин *). Было установлено, что у положительного электрода имеется нечувствительная зона шириной 2—3 мм, в которой разряды не возникали. В таблице II сведены

Таблица II

| Приложенное напряжение (максимальное значение) | 11 кв/2 см | 12 кв/2 см | 13 кв/2 см, 14 кв/2 см | 15 кв/2 см |
|--|--|------------------------------------|---|------------|
| Наличие треков | Нет треков | Появляются слабо видимые треки | Яркие треки | |
| Разряды, не связанные с треками | Редко появляются разряды по бокам коробки | Возникают разряды по бокам коробки | Во всем объеме возникают ложные разряды | |
| | В коробках, через которые не проходила заряженная частица, никаких разрядов не возникает | | | |

рабочие характеристики камеры при различных значениях питающего напряжения. Из этих данных можно сделать заключение о наличии весьма широкой рабочей области. В таблице III приведены данные об эффективности камеры в зависимости от задержки высоковольтного импульса.

Таблица III

| | Время задержки импульса | | | E_{\max} |
|---------------|--|--|----------------------------------|------------|
| | 1 мкеск | 6 мкеск | 10,5 мкеск | |
| Эффективность | ~ 100% На всех кадрах видны хорошие треки | ~ 50% В половине кадров нет треков или видны слегка изогнутые треки | ~ 10% Видны случайные разряды | 13 кв/2 см |
| | ~ 100% | ~ 50% | ~ 5% | 10 кв/1 см |

Наблюдается резкое падение эффективности с увеличением времени задержки, вызванное диффузией электронов к пластинам.

При задержке импульса наблюдается также уширение колонки разрядов (см. рис. 21 и табл. IV). На рис. 21 дается сравнение наблюдаемого уширения с рассчитанным в предположении, что уширение колонки

*) Авторы не приводят фотографии другой проекции. Подобная фотография в двух проекциях, снятая в несколько иных условиях, приведена на рис. 29.

Таблица IV

| Время задержки импульса | 1 мксек | 6 мксек | 10,5 мксек |
|--------------------------------------|------------|------------|------------|
| Коробки высотой 2 см (13 кв/2 см) | 1,7±0,2 мм | 3,9±0,4 мм | 4,6±0,7 |
| Коробки высотой 1 см (10 кв/1 см) | 1,4±0,3 мм | 2,3±0,5 мм | |

обусловлено диффузией электронов от места их образования: точками нанесены экспериментальные значения, сплошной кривой — расчетные. Хорошее совпадение этих результатов указывает на то, что отдельные разряды на пути частицы инициируются электронами, возникающими на пути первичной частицы. Наконец, представляется интерес вопрос о числе искр, возникающих на единице пути в этих условиях. В некотором отношении здесь имеется аналогия с подсчетом капель на пути частицы в камере Вильсона. Данные авторов сведены в табл. V. Из таблицы видно, что число искр примерно в 10 раз меньше числа электронов, образуемых первичной частицей. Этот эффект может быть обусловлен рядом процессов, например рекомбинацией, образованием отрицательных ионов и другими, которые рассмотрены в работах ³⁵ лишь

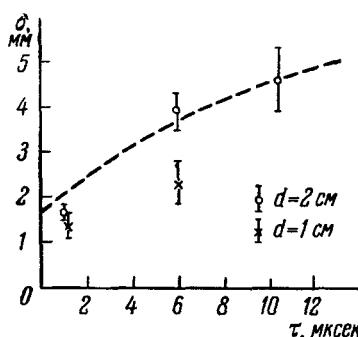


Рис. 21.

с качественной стороны *). Важной характеристикой камеры является ее мертвое время T_θ , определяющее возможность регистрации частых событий; не останавливаясь на методе определения мертвого времени, укажем, что эта величина оказалась равной 0,1—0,2 сек.

Таблица V

| Высота коробки 2 см | Напряжение | 13 кв/2 см | | | 15 кв/2 см |
|------------------------|---------------------------|------------|---------|------------|------------|
| | | 1 мксек | 6 мксек | 10,5 мксек | |
| | Время задержки импульса | | | | |
| | Число искровых каналов/см | 1,8±0,3 | 2,2±0,4 | 2,9±0,7 | 2,6±0,3 |
| Высота коробки 1 см | Напряжение | 8 кв/1 см | | | 10 кв/1 см |
| | Время задержки импульса | 1 мксек | | 1 мксек | |
| | Число искровых каналов/см | 2,4±0,3 | | 2,6±0,4 | |

Рассмотрим теперь, следуя Фукуи и Мицумото, возможный механизм возникновения разряда вдоль траектории частицы.

*) Возможно, что в дальнейшем удастся сопоставить число искр на единице пути с ионизующей способностью частицы.

При прохождении заряженной частицы в счетчике остается цепочка электронов, причем каждый следующий электрон расположен ближе к пластине. При подаче высоковольтного импульса каждый электрон инициирует лавину и для наклонных траекторий вблизи электронного облака одной лавины оказывается облако положительных ионов соседней лавины. При соответствующем расположении этих облаков между ними может возникнуть настолько сильное электрическое поле, что дальнейшее развитие лавин будет определяться этим полем, а не внешним электрическим

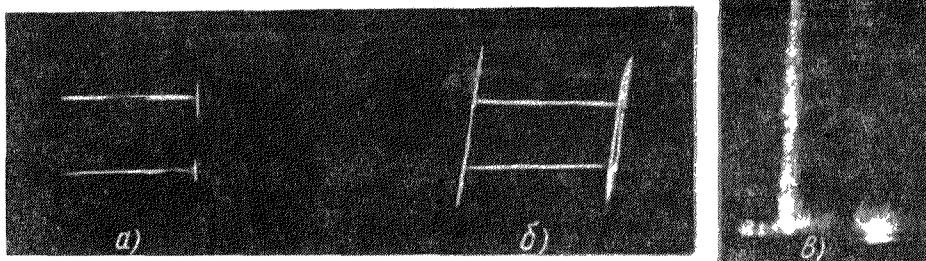


Рис. 22.

полем (которое экспоненциально убывает со временем). В теории стримерного разряда дается формула для вычисления поля E на расстоянии x от центра головки лавины:

$$E = \frac{4}{3} \varepsilon a Q e^{\alpha \delta / x^2},$$

где ε — заряд электрона, a — коэффициент Таунсенда, Q — радиус головки лавины, δ — путь, пройденный лавиной. Если принять, что для развития лавин по траектории поле E_c должно быть по крайней мере равно внешнему полю E_0 , то получаем уравнение

$$E_c = \frac{4}{3} \varepsilon a Q e^{\alpha \delta / x^2} = E_0 e^{-t/10^{-7}},$$

где t — время, в течение которого действует внешнее поле. В условиях ³⁵ при $t = 5 \cdot 10^{-8}$ сек поле пространственного заряда оказывается примерно равным внешнему полю. При этом $Q = 0,007$ см.

Если обозначить через l среднее расстояние между первичными электродами, равное 0,03 см, то при условии $2Q > l \sin \theta$ два соседних облака будут перекрывать друг друга. Это дает критическое значение $\sin \theta < \frac{0,007}{0,03}$, что соответствует углу $\theta \sim 30^\circ$. Тот факт, что при углах $15^\circ < \theta < 30^\circ$ разряды не всегда идут вдоль траекторий, объясняется авторами работы флюктуациями в развитии лавин и диффузий первичных электронов.

Дальнейшие исследования разрядных камер производились в Дубне А. А. Тяпкиным (см. доклад ³⁹) и Говоровым и др. ⁴² в опытах с космическими лучами и на протонном пучке с энергией 660 МэВ от ускорителя. Авторы разработали камеры с большими межэлектродными промежутками, вплоть до 70 мм, наполненные неоном при атмосферном давлении с добавкой 0,4% аргона. В одной из конструкций электродом служил электролит, налитый на поверхность коробки из органического стекла, ограничивающей рабочий объем камеры. Получены фотографии треков, идущих под различными углами к электродам; типичные фотографии приведены на рис. 22.

На рис. 22, а и б приведены фотографии треков прогонов, прошедших последовательно через две камеры, одна из которых расположена под

углом к направлению движения протонов. Толщина треков равна 2 м.м. Максимальный угол, при котором разряд всегда происходил по треку, равен 30° . При углах, больших 30° , наблюдались как нормальные треки, так и искаженные. Иногда удовлетворительные треки наблюдались даже при углах $\sim 50^\circ$. Авторы отмечают, что максимальный угол увеличивается с уменьшением градиента электрического поля, уменьшением длительности импульса и фронта импульса высокого напряжения, с увеличением ионизующей способности частиц и увеличением расстояния между электродами. На рис. 22, б приведена фотография трека частицы, пропедшей вдоль электродов. Фотографирование производилось через прозрачный электрод. В другой проекции трек размыается от электрода к электроду. Авторы отмечают размытие трека и перпендикулярно к электрическому полю, возникающее из-за дочерних разрядных колонок вблизи основных искровых каналов.

В работе приведены данные о временных характеристиках, согласующиеся с данными Фукуи и Миямото.

§ 14. Искровая камера. Счетная характеристика искровой камеры

Искровая камера обычно представляет собой этажерку из пластин (металлических или стеклянных, с двухсторонним проводящим покрытием), помещенную в коробку с инертным газом *). Здесь, в отличие от разрядной камеры, электроды находятся в непосредственном соприкосновении

с рабочим газом. Что касается схемы соединения пластин и подачи высоковольтного импульса, то они в точности повторяют схему Фукуи и Миямото. На рис. 23 приведена фотография, полученная Михайловым, Ройнишвили, Чиковани ³⁶ в десятислойной искровой камере, собранной из латунных пластин размером $11 \times 14 \text{ см}^2$ и наполненной неоном «особой чистоты» до давления $1,1 \text{ atm}$. Траектория частицы может быть прослежена по 10 искрам шириной 2–3 м.м. каждая (расстояние между электродами равно 10 м.м.). Фотография показывает, что, в отличие от разрядной камеры, в искровой камере развитие разряда происходит вдоль направления внешнего электрического поля, хотя иногда в некоторых отсеках искры следуют по траектории или имеют изломы. Подобные камеры, наполненные благородными газами, получили широкое распространение и описаны в целом ряде работ ^{31, 33, 36–39}. Далее мы рассмотрим их основные свойства.

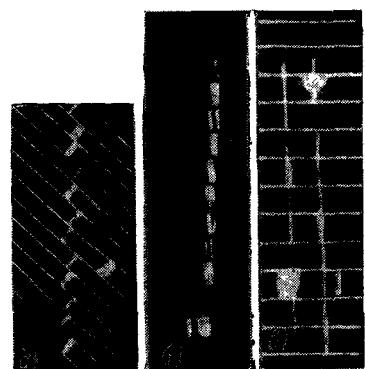


Рис. 23.

Следуют по траектории или имеют изломы. Подобные камеры, наполненные благородными газами, получили широкое распространение и описаны в целом ряде работ ^{31, 33, 36–39}. Далее мы рассмотрим их основные свойства.

Работа искровой камеры в значительной степени характеризуется свойствами отдельного искрового промежутка, который имеет ту же схему строения и питания, что и воздушный счетчик (см. рис. 11), и исследуется аналогичным способом и с такими же точек зрения. Поэтому мы будем часто ссылаться на соответствующие параграфы предыдущей главы, подчеркивая лишь то принципиально новое, что вносит в работу искровой камеры наполнение благородными газами.

Счетные характеристики искровых камер, наполненных благородными газами, имеют вид типичных кривых с плато. Нетрудно добиться эффектив-

*) Различные конструктивные варианты будут рассмотрены ниже, в § 20.

ности камеры, близкой к 100%, и ширины рабочей области 3—5 кв. При $d = 10$ мм и $p = 1$ ат (эти параметры характерны для большого числа работ) рабочая область достигается для неона при ~ 7 кв, а для аргона при 13 кв, т. е. для аргоновых и неоновых камер требуются меньшие градиенты, чем для воздушных камер, так как здесь отсутствует стадия отрыва электронов от электроотрицательных ионов. Со стороны высоких напряжений плато ограничено самопроизвольными пробоями, не связанными с проходящими частицами (см.

гл. II, § 7). Однако если высоковольтный импульс всегда связан с прохождением частицы через камеру, то пробой будет происходить в месте прохождения частицы при значительно больших напряжениях. Этот эффект еще больше расширяет рабочую область.

Приведенные сведения надо считать ориентировочными. Мы уже знаем, что счетная характеристика зависит от многих параметров установки. На рис. 13, на который мы уже ссылались, рассматривая воздушные камеры, изображены счетные характеристики при разных p и d . На рис. 24 изображены счетные характеристики для камеры, параллельно которой включена емкость⁴³. Видно, что уменьшение давления и расстояния между электродами, а также увеличение емкости камеры ведут к падению эффективности. При том же фронте импульса $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ сек в искровой камере с $d = 3 \div 4$ мм, наполненной неоном или аргоном при атмосферном давлении, рабочая область совсем исчезает. Однако в работе эффективность более 90% получена в камере с неоном под давлением 1,3—2 ат для $d = 3$ мм.

Эти явления могут быть описаны формулой (10), и они связаны с временными свойствами искровых камер и прежде всего с тем, что фронт импульса и очищающее поле успевают убрать электроны из большей или меньшей части искрового промежутка до пробоя.

Отметим еще некоторые детали. Амплитуда высоковольтного импульса, необходимого для нормальной работы искровой камеры, не сильно зависит от расстояния между электродами (слабее первой степени расстояния). Из рассмотрения графиков, подобных кривым 4—5 на рис. 13, а также из опыта работы с электродами в виде пялец с натянутой на них фольгой³¹, можно сделать заключение, что даже при изменении величины зазора на 5—10% от места к месту в камере ее эффективность остается близкой к 100%. При этом рабочая область уменьшается. Величина 5—10% дает порядок необходимой точности в юстировке электродов, в частности определяет требования к качеству натяжения фольги, на которой могут возникнуть волны из-за температурных изменений.

Краткие сведения о камерах, наполненных гелием и ксеноном, имеются в работах^{31,44} и в работе⁴⁵ соответственно. Гелиевая камера с $d = 6$ мм, $p = 760$ мм Hg, $V_{0\gamma} = 0$, $\tau = 0,5$ мксек при $V = 16$ кв имела эффективность 100%, а при $d = 3$ мм, $p = 4$ ат, $V = 12$ кв — 80%. Для ксеноновой камеры с $d = 7$ мм эффективность равнялась 90% в диапазоне давлений 0,1—0,2 ат. В работе⁴⁴ упоминается об искровой камере с водородным наполнением. При $d = 3$ мм, $V = 12$ кв и давлении в диапазоне 1—3 ат водородная камера имела незначительную эффективность.

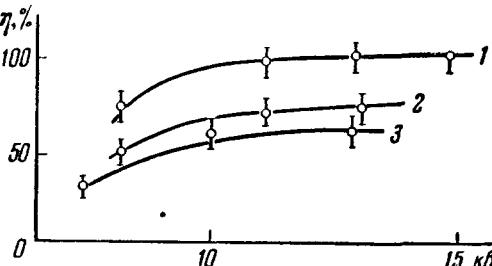


Рис. 24.
1—12 пФ; 2—1170 пФ; 3—2000 пФ.

§ 15. Временные характеристики искровой камеры

В предыдущем изложении мы уже упоминали об электронном механизме памяти в искровых камерах, наполненных благородными газами. Рассмотрим соответствующий экспериментальный материал.

На рис. 25, заимствованном из работы Баюкова и др.³¹, представлена зависимость эффективности от очищающего поля для камеры, наполненной аргоном при $p = 400$ мм, $d = 6$ мм (кривая 6) и $d = 4$ мм (кривая 7);

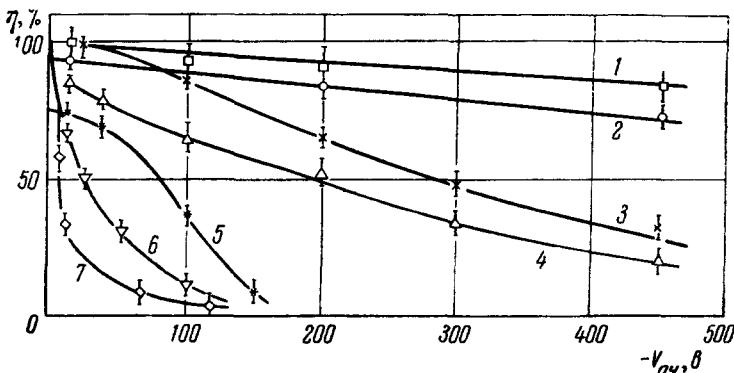


Рис. 25. Зависимость эффективности от очищающего поля ($V_{\text{оч}}$).

| Кри- вые | Газ | p , рт. ст. | τ , мкесек | d , мм |
|-------------|--------|------------------|--------------------|----------|
| 1 | Воздух | 760 | 0,5 | 2 |
| 2 | » | 760 | 4,0 | 2 |
| 3 | » | 400 | 0,5 | 2 |
| 4 | » | 760 | 20,0 | 2 |
| 5 | » | 760 | 100,0 | 2 |
| 6 | Аргон | 400 | 0,5 | 6 |
| 7 | » | 400 | 0,5 | 4 |

$\tau = 0,5$ мкесек. Для сравнения на том же графике нанесена соответствующая кривая для камеры, наполненной воздухом (кривая 1) при $p = 760$ мм Hg, $d = 2$ мм и $\tau = 0,5$ мкесек. Видно резкое отличие этих кривых, особенно при малых значениях очищающего поля. Приведенные результаты для аргона нетрудно обработать по формуле (11), как это было описано для воздушных камер в § 3 предыдущей главы. Полученная подвижность $\sim 3 \cdot 10^8$ см²/в·сек соответствует подвижности электронов в газе. Собственно говоря, в пользу электронного механизма памяти уже свидетельствует относительно малое время памяти искровых камер, которое зависит, конечно, как мы сейчас увидим, от многих параметров.

На рис. 26 изображена зависимость (кривая 1) эффективности от времени задержки в подаче высоковольтного импульса на неоновую искровую камеру ($d = 8$ мм, $p = 1,1$ ат, $V_{\text{оч}} = 0$), полученная в работе Михайлова, Ройнишвили и Чиковани³². Время памяти камеры составляет несколько микросекунд. На рис. 27 приведены соответствующие данные группы Кронина⁴⁶, полученные в Беркли. Семейство кривых снято на неоновой камере при разных очищающих полях. Подобные сведения приводятся в ряде работ³³. Аналогичный характер зависимости имеет место для аргоновой камеры^{31,38}.

Совместное рассмотрение всех опубликованных экспериментальных данных позволяет сделать следующие выводы о времени памяти искровых камер, наполненных благородными газами.

а) Время памяти меняется в пределах от долей микросекунды до десятка микросекунд в зависимости от рода и давления газа, расстояния между электродами, очищающего напряжения и т. д. Верхний предел определяется диффузией электронов в газе. Роль диффузии проявляется также в расширении и расщеплении искры при больших временах задержки высоковольтного импульса. Нижний предел времени памяти не исследован, так как имеются трудности в подаче высоковольтного импульса с достаточно крутым фронтом $\sim 10^{-8}$ сек за время

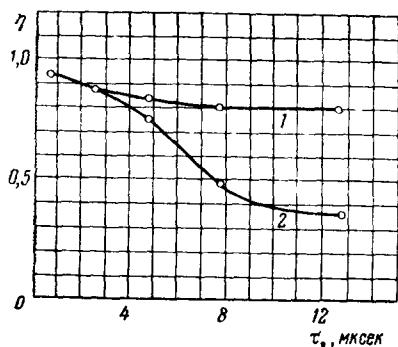


Рис. 26.

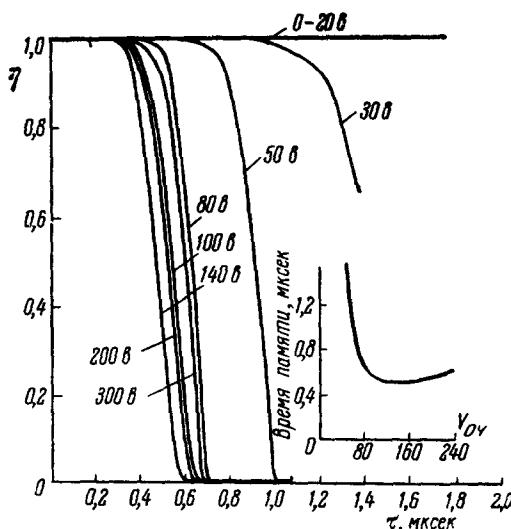


Рис. 27.

задержки, меньшее чем доли микросекунд. Если преодолеть эти трудности, то можно надеяться, что при некоторых параметрах искровой камеры время памяти будет по крайней мере на порядок меньше достигнутого.

б) Время памяти уменьшается с увеличением очищающего напряжения. Однако согласно данным Кронина (см. рис. 27) для неоновой камеры имеет минимум, который достигается при $V_{\text{оч}} = 150$ в. Это связано, по-видимому, с тем, что большие очищающие поля сами начинают ускорять электроны до энергии возбуждения атомов. В настоящее время нет данных о времени памяти при очищающих полях, больших 400 в.

в) Время памяти камеры уменьшается при уменьшении рабочего давления.

г) При фиксированном давлении газа время памяти уменьшается с уменьшением расстояния между электродами (см., например, кривые 6 и 7 на рис. 25). Именно этот эффект, когда $\tau \leq \tau_s$, определяет минимальное расстояние между электродами (см. предыдущий параграф). Оценивая влияние d , надо учитывать не только то, что при уменьшении этой величины сокращается расстояние, которое надо пробежать электрону, чтобы попасть на электрод, но при прочих равных условиях увеличивается емкость камеры, а следовательно, становится более пологим фронт высоковольтного импульса.

д) Характер зависимости эффективности искровых камер от времени задержки при фиксированных значениях p , d , V таков (см. рис. 27), что для любой из приведенных кривых, даже при наименьших задержках, имеется область со $\sim 100\%$ -ной эффективностью. Наличие такой области

практически очень важно, так как τ_3 не удается сделать очень малым. Ширина этой области зависит, по-видимому, от тех же параметров, что и само время памяти.

е) Кривые зависимости эффективности камеры от времени задержки при больших значениях τ_3 часто имеют медленно спадающие «хвосты» на уровне 20–30% (см., например, рис. 26). «Хвосты» обусловлены, по-видимому, добавками к газу, наполняющему камеру. Это может быть примесь электроотрицательного газа или газа, ионизующегося за счет снятия возбуждения с атома основного газа, находящегося в метастабильном состоянии. Механизм этого явления подробно не исследован. Добавка неконтролируемых примесей к рабочему газу вызывает также разброс во временных характеристиках, полученных разными авторами или даже одной и той же группой в разное время. Так, кривая 2 на рис. 26 — та же характеристика камеры, что и представленная кривой 1, только снятая непосредственно после заполнения камеры (тогда как ранее приведенная получена после нескольких сотен разрядов в камере, после чего она остается достаточно постоянной со временем). Вероятно, наблюдаемое различие связано с газовыделением из деталей камеры (см. § 1).

Вопрос о мертвом времени рассмотрен в § 3 гл. II обзора. Заметим лишь, что в камерах, наполненных благородными газами, величина мертвого времени может быть, по-видимому, доведена до 5–10 мксек³³.

В работе Фишера и Цорна⁴⁸ измерено время формирования искры в искровой камере, наполненной благородными газами. Получены подробные зависимости этого времени от величины высоковольтного импульса при различных значениях d для камер, наполненных различными газами (аргон, неон, гелий) с добавками и без добавок спирта. Время формирования искры меняется от нескольких микросекунд до нескольких сотых микросекунды. Оно быстро падает с ростом амплитуды высоковольтного импульса.

§ 16. Одновременная регистрация нескольких частиц

Мы уже видели (см. типичную фотографию на рис. 23), что одна частица эффективно регистрируется во всех промежутках многослойной камеры, когда они включены параллельно и питаются от одного высоковольтного источника. Искровая камера способна также регистрировать несколько заряженных частиц одновременно (рис. 28)⁴³ (см. также^{46, 47}).

Добиться регистрации одной частицы в нескольких параллельно включенных промежутках проще, чем несколько частиц в одном искровом промежутке^{43, 45}. Это объясняется, по-видимому, тем, что искровые промежутки все-таки развязаны один от другого. Правда, эта развязка значительно слабее той, которая требуется для работы воздушных искровых камер, но она достаточна, поскольку неоновые и аргоновые камеры обладают электронной памятью и флюктуации во времени начала разряда у них гораздо меньше. Эти флюктуации, по-видимому, так малы, что при достаточно высоких напряжениях оказываются развязанными не только запараллеленные промежутки, но и отдельные точки электродов: падение потенциала точки электрода, где происходит разряд, не успевает существенно повлиять на потенциал в точке, где начинает развиваться другой разряд, во всяком случае потенциал второй точки также соответствует рабочей области.

В работе⁴⁹ исследовалась эффективность регистрации одной частицы в двух запараллеленных промежутках с различающимися межэлектродными расстояниями. При $d = 11,1$ и $12,7$ мм второй промежуток

не срабатывал вовсе. Однако когда в провода, подводящие импульс к двум камерам, были включены развязывающие сопротивления, оба промежутка пробивались от одной и той же частицы с эффективностью $\sim 100\%$. Авторы отмечают, что небольшое провисание электрода в отдельном промежутке ($d = 9,5$ мм) приводит к падению эффективности регистрации второй частицы (до 50%). В этой же работе приведены данные об эффективности регистрации большого числа частиц; отмечено падение эффективности на 50% при прохождении через промежуток одновременно 20–30 частиц. Эти наблюдения согласуются с рассмотренной выше качественной картиной одновременной регистрации нескольких частиц.

Количественные данные об эффективности регистрации нескольких частиц в одном искровом промежутке ($d = 10$ мм, $V = 13$ кв) получены в работе ⁴³ для четырехслойной неоновой камеры, работавшей на пучке мезонов. Соответствующие значения эффективности регистрации одной частицы, двух и трех в одном искровом промежутке сведены в табл. VI. Если регистрация частиц в промежутке происходит независимо одна от другой, следует ожидать, что эффективность регистрации двух частиц будет равна квадрату эффективности регистрации одной частицы, трех частиц — кубу и т. д. В пятой и шестой

Рис. 28.

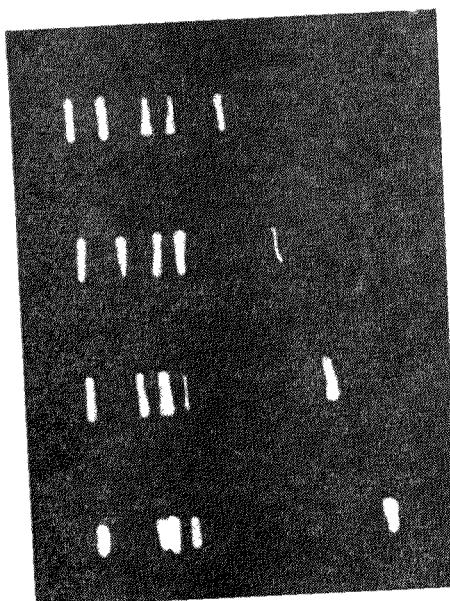


Таблица VI

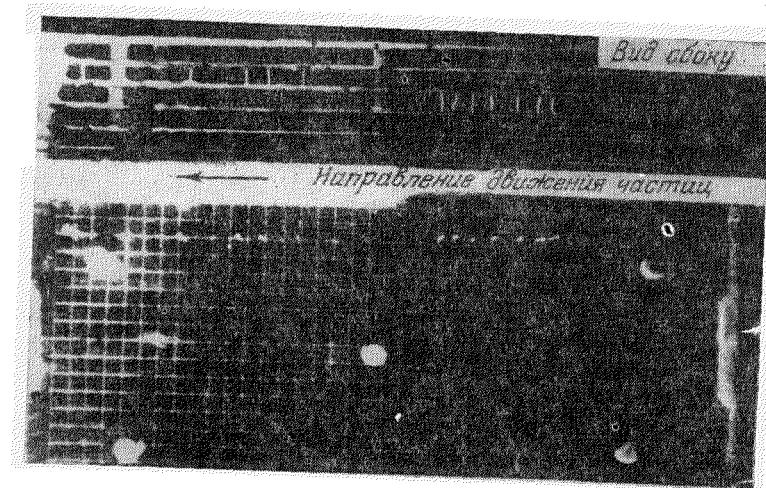
| $V_{\text{оч.}}, \text{ кв}$ | η_{12} | η_{22} | η_{32} | $\eta_{12} - \sqrt{\eta_{24}}$ | $\eta_{12} - \sqrt[3]{\eta_{34}}$ |
|------------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|--------------------------------|-----------------------------------|
| 0 | $1,00 \pm 0,01$ | $0,97 \pm 0,01$ | $0,91 \pm 0,02$ | $0,02 \pm 0,02$ | $0,03 \pm 0,02$ |
| 7 | $1,00 \pm 0,01$ | $0,96 \pm 0,03$ | $0,89 \pm 0,02$ | $0,02 \pm 0,02$ | $0,04 \pm 0,02$ |
| 10 | $1,00 \pm 0,01$ | $0,94 \pm 0,03$ | $0,86 \pm 0,02$ | $0,03 \pm 0,03$ | $0,05 \pm 0,02$ |

колонках таблицы — разности между экспериментально определенными эффективностями и вычисленными в этом предположении. Видно, что уже для трех частиц их регистрацию нельзя считать независимым событием.

Искровые пробои в камере отличаются друг от друга по интенсивности свечения. Это связано, по-видимому, с флуктуациями в начальных стадиях развития разряда. Интенсивность свечения зависит от числа искр, их взаимного расположения и т. д. Подробно вопрос об относительной интенсивности свечения искр не изучался. Можно лишь отметить, что разная яркость искр помогает отождествить трек частицы на двух ортогональных проекциях в случае регистрации нескольких частиц.

Вопрос об одновременной регистрации в камере следов разновременно прошедших частиц дискутировался на симпозиуме ³³. Отмечено, в частности, что эффективность регистрации «старых» и «новых» треков различна. Подробнее этот вопрос не исследован.

В заключение остановимся на регистрации в камере многих искр, возникающих при прохождении частицы под небольшим углом к плоскости электродов. Соответствующие результаты, аналогичные полученным



Вид через прозрачные электроды

Рис. 29.

Фукуи и Мицумото (см. § 13 этой главы), содержатся в работах ^{37, 38}. На рис. 29 в качестве примера приведена фотография двух проекций следа частицы в пятислойной искровой камере с прозрачными электродами ³⁷.

§ 17. Отклонение искр от траектории частицы

Важнейшим является вопрос о величине отклонения стриммера от траектории частицы и о точности, с которой можно воспроизвести траекторию частицы, наблюдая цепочку искр в искровой камере.

Михайлов и др. ³⁶ в десятислойной неоновой искровой камере ($d = 10$ мм) измеряли координаты центров искр и по методу наименьших квадратов проводили прямые, аппроксимирующие траекторию. Среднеквадратичное отклонение центров от этой прямой оказалось равным $\sigma = 0,22$ мм для траекторий, идущих с небольшим наклоном θ к направлению электрического поля в камере. Распределение отклонений приведено на рис. 30.

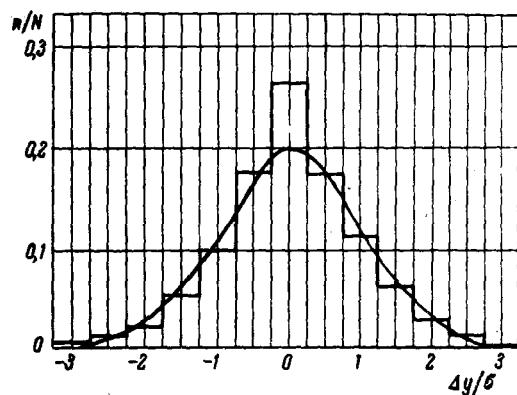


Рис. 30.

В пятислойной аргоновой камере ³⁷ методом отклонений (см. гл. I) получено значение среднеквадратичного отклонения стриммера от траектории $\sigma \sim 0,22$ мм для траекторий с наклоном $\theta < 10^\circ$ *).

* Замер координат производился по точкам пересечения стриммера с отрицательным электродом; при изломе стриммера в тех случаях, когда вблизи положительного электрода наблюдался прямолинейный участок, замер делался по точке пересечения отрицательного электрода с продолжением прямолинейной части стриммера.

С увеличением наклона траекторий возрастает расстояние от центра искры до траектории, так как стриммер инициируется преимущественно теми электронами, которые расположены ближе к отрицательному электроду (см. § 4 гл. I). Авторы³⁶ получили при угле $\theta \sim 45^\circ$ величину $\sigma = 1,6 \text{ м.м.}$ Анализ показал, что в этом случае ближе всего к аппроксимирующей прямой находились точки искр, расположенные на расстоянии $s = 0,16 d$ от отрицательного электрода (для них $\sigma \sim 0,44 \text{ м.м.}$). Подобный же результат $s \sim 0,2 d$ получили Резерглен и Патерсон⁵⁰ для семислойной камеры, наполненной смесью гелия (75%) и аргона (25%). Эти авторы детально изучали разброс искр при различных наклонах траекторий^{50,51} и различных временах запаздывания высоковольтного импульса. За меру разброса они принимали величину δ — расстояние от определенной точки искры до прямой, соединяющей подобные точки крайних искр.

На рис. 31 по оси абсцисс отложена величина отклонения δ (замер производился по точкам искры, расположенным на расстоянии $s = 0,2 d$ от отрицательного электрода), а по оси ординат — число случаев (в %), имеющих отклонение, меньшее δ . Три кривые a , b , c относятся к траекториям, идущим в интервале углов $0-15^\circ$, $15-30^\circ$, $30-45^\circ$ соответственно ($\tau_3 = 0,25 \text{ мксек}$). Сравнение этих кривых показывает, что с увеличением наклона траекторий величина отклонения искр от траектории возрастает. На том же рисунке приведена кривая g для интервала углов $0-15^\circ$; при $\tau_3 = 1,6 \text{ мксек}$ она идет значительно выше, чем соответствующая кривая a , что указывает на заметное увеличение отклонений с ростом времени запаздывания высоковольтного импульса. Главной причиной этого является диффузия электронов за время запаздывания.

Для наклонных траекторий, кроме того, играют роль флюктуации в положении начальных точек возникновения стриммера и другие причины, например уход электронов, прилегающих к отрицательному электроду, на электрод.

Рассмотрим теперь влияние очищающего электрического поля. Очищающее поле сносит колонку электронов, образованных на пути частицы к положительному электроду. При подаче высоковольтного импульса (полярность его обратна полярности очищающего поля) стриммер по-прежнему инициируется электронами, расположенными вблизи отрицательного электрода, но эти электроны оказываются удаленными от траектории. Ближе к траектории находятся теперь точки стриммера, расположенные не на расстоянии $s \sim 0,2 d$ от отрицательного электрода, а на другом расстоянии. Например, при очищающем поле 100 в было получено значение $s = 0,75 d$; однако кривые распределения величин δ , снятые в новых условиях (при $s = 0,75 d$), оказались идентичными кривым a , b , c рис. 31.

Итак, мы рассмотрели влияние некоторых факторов на величину отклонения стриммера от траектории и привели численные значения этой величины для обычных режимов искровых камер.

Уточненные значения для конкретного эксперимента лучше всего могут быть получены непосредственно в контрольном опыте.

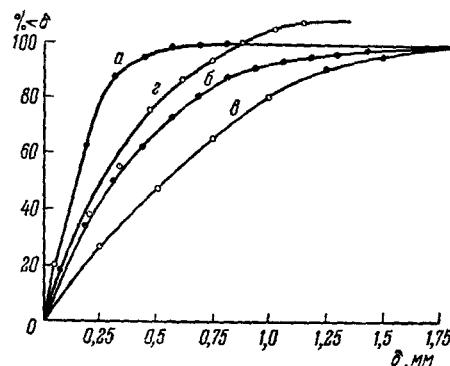


Рис. 31.

В заключение необходимо отметить, что разброс стриммеров должен зависеть от величины перенапряжения на искровой камере; в области малых перенапряжений в начале плато разброс может заметно возрасти (см. § 4 гл. I), однако прямых экспериментальных данных пока не получено. Кроме реферированных работ, имеется несколько сообщений³⁸, где даются данные о точности измерения координат в искровых камерах, приблизительно согласующиеся с приведенными. Поскольку работы не опубликованы, нет смысла подробнее обсуждать эти результаты.

§ 18. О следовании искр по треку частиц

Борисов и др.³⁸ впервые показали, что при определенных условиях в обычной искровой камере без диэлектрика между электродами искры следуют вдоль траектории заряженных частиц. Исследования проводились на камере, наполненной аргоном при атмосферном давлении или смесью аргон + спирт (насыщенные пары) при давлении 0,5 — 1 ат. Межэлектродное расстояние равнялось 10, 12, 30 мм. Вплоть до углов наклона траектории частицы $\sim 30^\circ$ разряды всегда следовали вдоль траектории частицы (рис. 32, a), однако при подключении параллельно камере емкости 300 пФ (емкость камеры 50 пФ) вместо наклонных треков возникали ступенчатые (рис. 32, б).

При дальнейшем увеличении емкости наблюдалась привычная (см. рис. 23) для искровых камер с малыми промежутками картина разряда, идущего перпендикулярно к электродам.

Очень устойчиво эффект следования искры по треку наблюдается в искровых камерах с большими искровыми промежутками. Так, в работе⁵² исследовались камеры с искровыми промежутками 50—100 мм, питаемые высоковольтными импульсами от разрядника Маркса.

Показано, что в этих камерах в

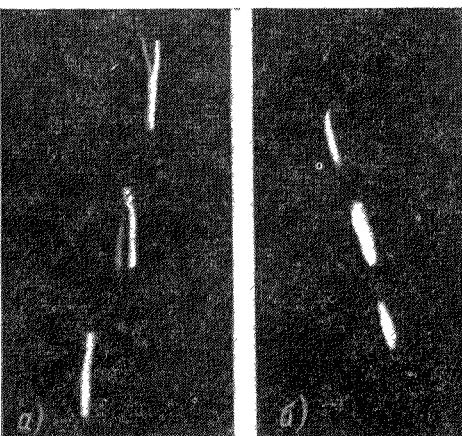


Рис. 32.

конусе углов от нуля до 40° разряды всегда следуют по траектории частицы и камеры эффективно регистрируют ливни частиц. Наилучшие результаты получены с камерами, наполненными неоном высокой чистоты. Чикован и др.⁵³ (рис. 33), используя телескоп из трех искровых камер (одна с зазором 100 мм, а две другие по 50 мм), показали, что в камере размером $800 \times 400 \times 100$ мм³ ошибки в измерении угла наклона траектории по углу наклона искры порядка 10^{-3} рад, т. е. разряд очень точно следует вдоль траектории частицы. На рис. 33, а приведена фотография ливня частиц, полученная в той же камере.

Другая группа авторов^{*)} исследовала камеру высотой 40 см (площадь камеры 30×30 см², стеклянные, площадь электродов 60×60 см²), состоящую из двух отсеков по 20 см каждый, разделенных алюминиевой фольгой толщиной 50 мк. Камера наполнялась чистым Ne до давления 650 мм Hg и работала при напряжении 55 кВ на каждом

^{*)} В. Н. Болотов, М. И. Дайон, М. И. Девищев, В. Н. Долгопольин, Л. Ф. Климанова, Б. И. Лучков, А. П. Шмелева.

отсеке. Верхним и нижним электродами камеры служил слой SnCl_2 (сопротивление $\sim 100 \text{ ом/см}$), нанесенный на стекло. Фотографировались

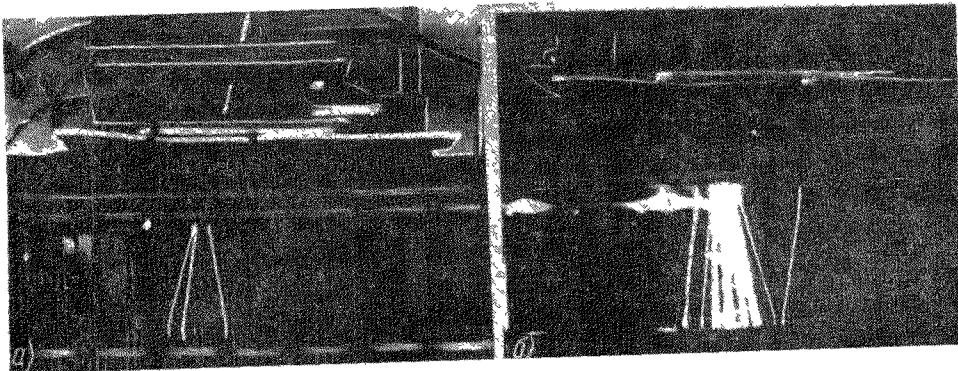


Рис. 33.

искры от μ -мезонов с импульсом $> 1 \text{ Бэв}$ (порог задавался слоем свинца, расположенным под камерой), для которых среднеквадратичный угол многократного рассеяния в фольге составляет $4 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$. Фотографирование производилось скорректированным на переднюю стенку камеры объективом РП-53, имевшим малую оптическую дисторсию в центральной области камеры. Масштаб фотографирования $1 : 10$. Высоковольтный импульс на камеру подавался от разрядника с задержкой $0,6 \text{ мксек}$ после прохождения частицы; фронт импульса был равен 10^{-8} сек , а его длительность 10^{-7} сек . Телескопы гейгеровских счетчиков выделяли μ -мезоны, идущие в угле с вертикалью $0 \div 8^\circ$.

Было обработано 15 траекторий μ -мезонов, прошедших в центральной части камеры (рис. 34). По пленке в каждом отсеке измерялись координаты 100 точек траектории и по методу наименьших квадратов проводилась аппроксимирующая прямая. Определялся угол между этими прямыми в двух отсеках камеры. Среднеквадратичное значение угла после поправок на дисторсию оказалось равным $(0,65 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$. Если учесть рассеяние в фольге, то среднеквадратичное значение ложного угла между траекториями в двух отсеках камеры составляет $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$; эти величины существенно больше вблизи стенок камеры, что связано, по-видимому, с большой неоднородностью электрического поля в этом районе.

Авторы полагают, что в камере с высокой однородностью электрического поля величина ложного угла может быть уменьшена. Заметим, что качество следов в камерах существенно зависит от параметров импульса

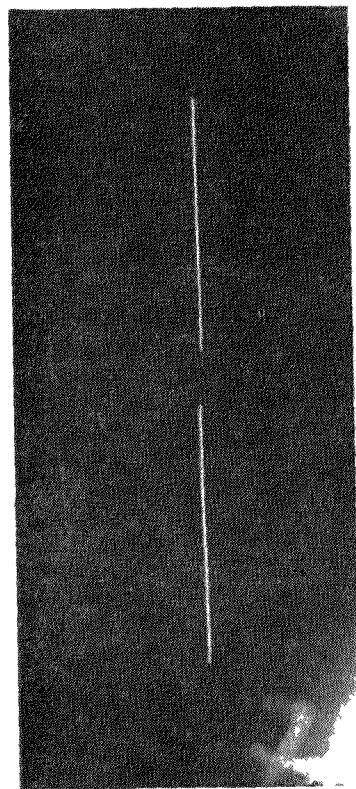


Рис. 34

Приведенные данные о следовании искры вдоль траектории частицы нетрудно понять, исходя из тех же представлений, которые были развиты во втором параграфе настоящей главы применительно к разрядной камере; в самом деле, эти представления нигде не учитывали наличие диэлектрика на пути разряда.

Для того чтобы глубже понять природу следования искры, вдоль трека, необходимо дополнительного рассмотреть развитие процесса во времени. Передний фронт высоковольтного импульса сдувает колонку электронов к положительному электроду так, что лишь в части искрового промежутка остается память о направлении регистрируемой частицы. В той части искрового промежутка, где не осталось электронов, разряд развивается в направлении, близком к направлению внешнего поля. При меньших зазорах наблюдаются искажения наклонных следов вблизи положительного электрода, которые не объясняются сносом колонки электронов ⁶⁹.

Из сказанного видно, что величина участка искр в направлении внешнего поля зависит от крутизны фронта высоковольтного импульса на пластинах камеры. Чем круче фронт, тем меньше смещение колонки электронов и тем легче добиться следования искры вдоль трека частицы. Уже отмечено, что лучше всего этот эффект наблюдается в камерах с большим межэлектродным расстоянием. В них, во-первых, часть зазора, очищенная импульсом от электронов, мала по сравнению со всем межэлектродным расстоянием, а во-вторых, при больших d емкость камеры при прочих равных условиях уменьшается, т. е. фронт импульса становится круче.

В работе ³⁸ отмечено, что в искровой камере следование искры по треку со временем ухудшалось. Вероятно, это связано с появлением в камере электроотрицательных газов.

После обзора работ по разрядным и искровым камерам сопоставим физические характеристики этих двух приборов. Во-первых, разрядные и искровые камеры практически не отличаются по своим счетным и временным характеристикам. Их сходство проявляется и в способности с высокой эффективностью регистрировать ливни заряженных частиц. Наконец, развитие разряда вдоль траектории частицы не есть привилегия разрядной камеры: наклонные разряды возникают в любых искровых камерах, если крутизна фронта высоковольтного импульса на пластинах достаточно велика.

Обычно искровые камеры, описанные в литературе, имеют небольшие межэлектродные зазоры, обладают сравнительно большой емкостью и относительно большими сопротивлениями и индуктивностью подводящих импульс проводов; это и приводит к завалу фронта высоковольтного импульса на пластинах искровых камер и, тем самым, к следованию искр вдоль направления внешнего электрического поля. Наличие диэлектрика между электродами разрядной камеры, которое одно время казалось очень существенным, для следования искры по треку не имеет решающего значения, хотя и сказывается на характере разряда и некоторых свойствах камеры.

§ 19. Искровая камера в магнитном поле

Практически очень важно знать, может ли искровая камера работать в магнитном поле и, если да, каковы ее характеристики в этих условиях. Убедительным ответом, по крайней мере на первый вопрос, является фотография, приведенная на рис. 35, заимствованной нами из работы ⁵⁴. В 49-слойной искровой камере, наполненной смесью Ar (70%) и He (30%) и помещенной в магнитное поле напряженностью 13 кгс, хорошо прослеживаются треки быстрых космических частиц, а также след медленного

электрона. Видно, что в ряде мест трек электрона был направлен вдоль электродов, однако и это не мешает определить его кривизну.

Точность определения кривизны треков в искровой камере зависит от целого ряда параметров: величины зазора, очищающего поля, напряженности магнитного поля, направления движения частицы и т. д. В частности, в работе ⁴⁴, где использовалась 46-слойная искровая камера с неоновым или гелиевым наполнением, импульс частицы 15 $B_{\text{э}}$ в магнитном поле 18 kgs мог быть измерен с точностью до 1%. В этой же работе отмечено, что магнитное поле заметно не влияло на эффективность и другие характеристики камеры.

Несколько более подробные данные о влиянии магнитного поля на характеристики искровой камеры приведены в работе ⁴⁷. В частности, обнаружен так называемый $E \times B$ -эффект, заключающийся в смещении под действием очищающего электрического поля E и магнитного поля B колонки первичных электронов и, следовательно, канала искры относительно места прохождения частицы. На рис. 36 приведена фотография трека в камере с электродами, соединенными с источником питания через один, так что в соседних искровых промежутках искры смещались в противоположные стороны. Величина смещения пропорциональна E , B и времени действия этих полей, т. е. времени задержки высоковольтного импульса. Приведенная фотография получена при $E = 100 \text{ в}$, $B = 13 \text{ kgs}$ и $\tau_s = 1 \text{ мксек}$. Смещение искр равно $\sim 5 \text{ мм}$. Авторы отмечают, что возросло время памяти камеры. Такие эффекты, как смещение и размазывание искры в зависимости от силы тока в ней, экспериментально не изучались и здесь не рассматриваются. Обращает на себя внимание, что в магнитном поле в искровой камере, наполненной инертным газом, наблюдается значительно больший сдвиг искр, чем в воздушном искровом счетчике (см. § 4 гл. II ³⁰). Очень малое смещение искр в воздушном искровом счетчике связано, по-видимому, с коротким временем жизни первичных электронов, образованных на пути заряженной частицы: за время $< 10^{-7} \text{ сек}$ они прилипают к молекулам кислорода и подвижность их резко падает.

В обычных искровых камерах импульс напряжения подается через 10^{-6} сек после прохождения заряженной частицы; за это время в сильных электрических (E) и магнитных (B) полях первичные электроны успевают достаточно далеко уйти от места своего возникновения.

§ 20. Конструкции искровых камер

В литературе описаны различные конструктивные варианты искровых камер, значительно отличающиеся друг от друга. Однако мы попытаемся сгруппировать их в несколько типов. Наиболее часто встречается

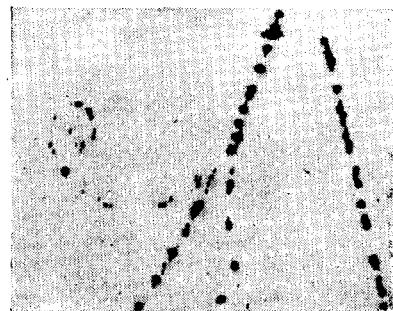


Рис. 35.

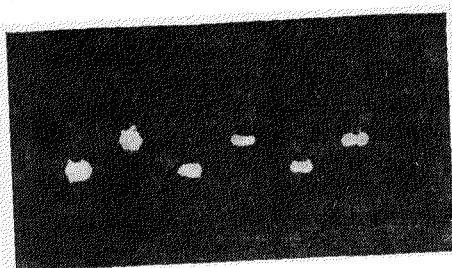


Рис. 36.

как смещение и размазывание искры в зависимости от силы тока в ней, экспериментально не изучались и здесь не рассматриваются. Обращает на себя внимание, что в магнитном поле в искровой камере, наполненной инертным газом, наблюдается значительно больший сдвиг искр, чем в воздушном искровом счетчике (см. § 4 гл. II ³⁰). Очень малое смещение искр в воздушном искровом счетчике связано, по-видимому, с коротким временем жизни первичных электронов, образованных на пути заряженной частицы: за время $< 10^{-7} \text{ сек}$ они прилипают к молекулам кислорода и подвижность их резко падает.

В обычных искровых камерах импульс напряжения подается через 10^{-6} сек после прохождения заряженной частицы; за это время в сильных электрических (E) и магнитных (B) полях первичные электроны успевают достаточно далеко уйти от места своего возникновения.

конструкция искровой камеры в виде «этажерки» электродов чередующихся знаков. Электроды отделены друг от друга изолирующими юстировочными шайбами ^{30, 37, 38} или соединены через один металлическими стойками так, что образуются две вставленные одна в другую «этажерки» ⁴⁶; в этом случае электроды одного знака повернуты относительно электродов другого знака на угол 90° в плоскости электродов. Рабочая область камеры образуется в месте пересечения электродов. Вся конструкция помещается в один общий откачиваемый объем с окнами для фотографирования. На рис. 37 представлена фотография такой камеры *).

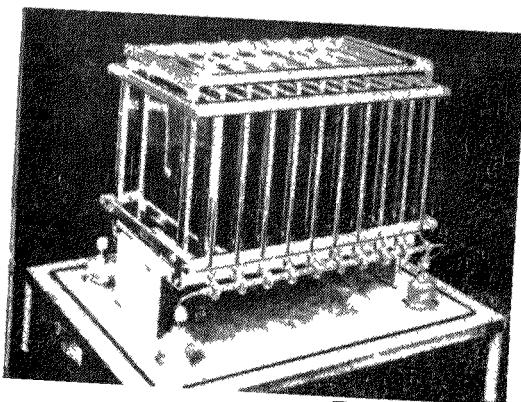


Рис. 37.

полезной искровая камера с большим телесным углом захвата ⁴⁵. Электроды этой камеры выполнены в виде коаксиальных цилиндров, укрепленных в плексигласовых фланцах. Схема камеры показана ниже на рис. 39.

Особо следует, по-видимому, сказать о камерах с минимальным количеством вещества на пути частицы ^{48, 55}. Авторы ⁵⁵ создали четырехслойную камеру с электродами из тонкой алюминиевой фольги толщиной 7 мк, натянутой на пяльцы. Камера имела окна для пропуска частиц из полиэтиленовой пленки толщиной 70 мк. Было показано ^{48, 55}, что вызванные искрами повреждения фольги — вмятины, «кратеры» и даже дырки — не вызывают изменения характеристик камер. Камеры подобного типа необходимы для экспериментов в условиях большого γ-фона, а также там, где существенную роль может сыграть многократное рассеяние в электродах. В последнее время появились сообщения ³³ о «нитяной» искровой камере**). В этом приборе искра проскаивает между разноименно заряженными нитями, расположенными в определенном порядке. Они могут быть натянуты в разных плоскостях. Мы еще мало знаем об этом приборе, но можно думать, что он получит применение там, где требуется регулировать частицы, летящие в разных направлениях или с сильно искривляющейся траекторией (искровая камера в магнитном поле). Легко понять, что в нитяной искровой камере значительно упростятся вопросы фотографирования, особенно если удастся сделать нити достаточно тонкими.

Главная трудность при создании искровой камеры любого типа заключается в преодолении ложных пробоев по краям электродов или по плекси-

*) Интересный вариант этой конструкции демонстрировался А. А. Тяпкиным на Конференции по ядерной радиоэлектронике в Москве в 1961 г.

**) В литературе описаны также искровые счетчики, у которых один из электродов выполнен в виде нитей, натянутых в одной плоскости (см., например, ⁴⁶; там же дается ссылка на все предшествующие работы).

гласовой стенке между электродами. Для исключения ложных пробоев в камерах типа «этажерки» концы электродов закругляют, покрывают изолирующим материалом или закрывают специальными чехлами из изолирующего материала. Иногда электродам придают такую форму, что их края отстоят друг от друга дальше, чем рабочие поверхности электродов.

При сборке камеры должна, конечно, соблюдаться элементарная чистота.

По-видимому, не существует никаких ограничений на материалы, из которых изготавляются электроды. Применялись латунь, железо, алюминий, свинец, стекло с проводящим покрытием и т. д. Корпус камер изготавливали из стекла, плексигласа, металла. В камерах использовались уплотнения из резины и фторопластика, для склейки употреблялись эпоксидные смолы. Следует отметить, что иногда камеры медленно начинают терять свою эффективность, особенно к регистрации нескольких частиц. Этот эффект зависит, как считают многие авторы, от газовыделения из стенок камеры и других конструктивных элементов (plexiglas, резина).

§ 21. Влияние примесей к рабочему газу на характеристики искровых камер

Влияния примесей на рабочие характеристики систематически никто до сих пор не исследовал. Однако известно, что роль разных примесей даже в небольших концентрациях весьма различна как по характеру их действия, так и по физической природе процессов, в которых они участвуют.

В некоторых работах к неону или аргону, наполняющим камеры, добавлялись пары спирта. Такая добавка улучшает работу камеры^{33, 38}, уменьшает число ложных искр, иногда сопровождающих разряд по треку частицы, но, по-видимому, требует некоторого повышения рабочего напряжения. Аналогично действуют другие органические добавки: ацетон, дихлорэтан и т. д. Механизм их действия связан с поглощением фотонов и хорошо известен из опыта работы с гейгеровскими счетчиками.

В работах^{43, 44} рассматривалось влияние таких добавок, которые могут попасть в камеру при ее изготовлении и эксплуатации. Это, прежде всего, воздух. Показано⁴³, что примесь воздуха с парциальным давлением 0,02 мм Нг не влияет на эффективность искровой камеры. При парциальном давлении 0,1 мм Нг воздуха в камере эффективность уменьшается менее чем на 10%. Эти данные согласуются с результатами работы³⁶. Они важны для определения необходимого вакуума перед заполнением камеры. При дальнейшем увеличении количества воздуха в объеме камеры ее эффективность падает, что связано с образованием электроотрицательных молекул, не разрушающихся при тех градиентах, с которыми работают искровые камеры, наполненные благородными газами.

Подобно воздуху действуют малые добавки азота и углекислого газа. Надо заметить, что в ряде работ применялся технический аргон, в котором всегда имеется некоторая доля этих газов.

Наличие в газе камеры водяных паров приводит к возникновению ложных пробоев при более низком напряжении, увеличивает вероятность ложных пробоев и несколько снижает эффективность регистрации. Эти эффекты можно, по-видимому, связать с диссоциацией молекулы воды.

Интересно отметить влияние на работу камеры паров четыреххлористого углерода, который употребляется иногда в лабораторной практике для промывки деталей. Попадание в камеру CCl_4 даже в ничтожных количествах снижает эффективность камеры в управляемом режиме

при $\tau_a = 0,5$ мксек до нуля ⁴³; требуется многочасовая откачка для восстановления эффективности камеры.

Во многих случаях искровые камеры наполнялись неоном с примесью аргона. Добавка к неону небольшого количества аргона увеличивает благодаря эффекту Пеннинга плотность ионизации ⁴⁴). Наличие метастабильных состояний атомов благородных газов может существенно влиять на время памяти камеры и на ее мертвое время. В этом смысле заметную роль могут играть добавки, снимающие возбуждение в результате удара второго рода.

В работе ⁴⁵ обращено внимание на то, что малые добавки ксенона ($\sim 0,1\%$) к неону приводят к увеличению яркости искр.

§ 22. Особенности фотографирования треков частиц в разрядных и искровых камерах

Общая схема фотографирования следов частиц в искровой и разрядной камерах такая же, как и в других трековых камерах. Ниже мы подчеркнем лишь те особенности фотографирования, которые связаны со спецификой искровых детекторов.

Первая особенность — в том, что объект фотографирования — искра. Это целиком устраняет весьма сложную подчас проблему освещения обычных трековых камер. Обычно искры достаточно ярки (за исключением некоторых случаев, когда разряд развивается между электродами, покрытыми диэлектриком), поэтому можно применять малые диафрагмы, что увеличивает глубину резкости и снижает требования к качеству объективов. По той же причине не опасны блики и случайная посторонняя подсветка объема камеры.

Вторая особенность относится в основном к искровым камерам с малыми межэлектродными расстояниями. Если камеры имеют сколько-нибудь большую глубину и состоят из

нескольких искровых промежутков, то возникают трудности с фотографированием одним объективом всего рабочего объема, так как при обычных схемах фотографирования мешают непрозрачные пластины-электроды. Отсюда в ряде работ в оптическую систему искровой камеры входит перекрывающая фотографируемый объем цилиндрическая линза с образующей, параллельной электродам, в фокусе которой находится фотоаппарат ⁴⁶. Схематический чертеж такой системы представлен на рис. 38. Для того чтобы просматривать искровые промежутки на всю глубину в цилиндрической искровой камере, авторы работы ⁴⁵ применили часть сферической линзы (рис. 39).

Цилиндрические линзы вносят определенные искажения в изображение следов, которые особенно существенны при точных измерениях тре-

⁴³) В работе ³⁵ показано, что тот же механизм Пеннинга, действующий в короткое время развития искры, снижает рабочий потенциал. При этом в камерах, наполненных неоном и аргоном, оптимальная концентрация аргона составляет 30%.

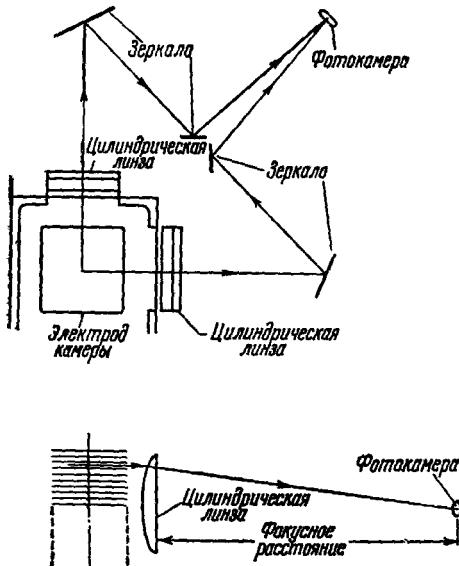


Рис. 38.

ков в искровых камерах. Следует иметь в виду некоторые технические трудности с изготовлением хороших цилиндрических линз для больших камер.

Если искровая камера состоит из отдельных искровых промежутков, то для фотографирования можно развернуть пластины относительно оси, проходящей через объективы двух стереоаппаратов⁵⁵. При этом из-за

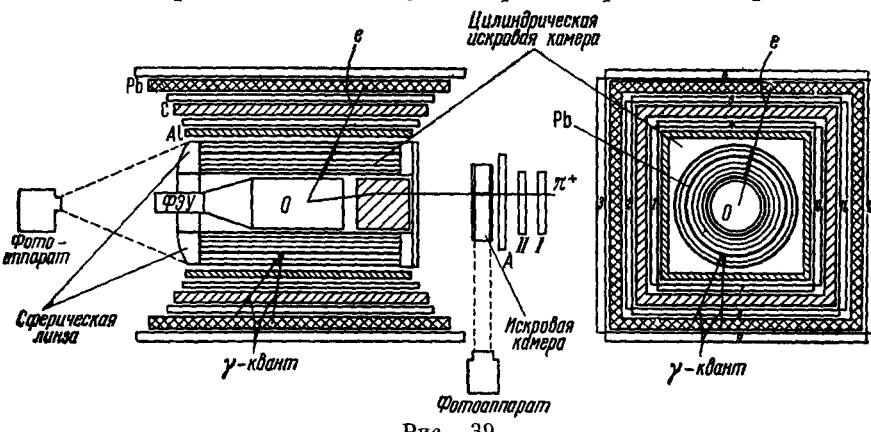


Рис. 39.

наклона промежутков относительно друг друга менее эффективно используется объем камеры, зато треки оказываются неискаженными. Во многих работах применяются простые зеркальные системы для фотографирования треков в двух проекциях на один кадр.

Надо отметить, что в литературе нет пока работ, где вопросы фотографирования треков в искровых камерах и возникающие при этом погрешности были бы рассмотрены достаточно подробно.

§ 23. М и к р о в о л н о в а я кам е р а

В заключение главы рассмотрим микроволновую или высокочастотную искровую камеру. Строго говоря, это даже не искровой детектор частиц. Однако нам кажется уместным упомянуть об этом новом приборе, которому пока посвящено очень небольшое количество работ.

Микроволновая камера представляет собой объемный резонатор, наполненный смесью Пеннинга ($Ne + 0,5\% Ar$) до атмосферного давления. В момент прохождения регистрируемой частицы через объем резонатора в нем импульсно с длительностью $\sim 10^{-7}$ сек возбуждается с. в. ч. колебания с частотой 3000 Meg . Амплитуда с. в. ч. колебаний достаточна для того, чтобы электроны, образованные по пути прошедшей частицы, могли эффективно размножаться и давать свечение газа в месте своего нахождения. Авторы работ наблюдали свечение газа в месте прохождения частицы, однако не получили пока удовлетворительных треков.

Микроволновая разрядная камера может иметь то преимущество перед обычными искровыми или разрядными камерами, что у нее нет выделенного направления максимальной точности.

Авторы⁵⁶ считают, что при дальнейшем усовершенствовании микроволновой искровой камеры удастся получить более тонкие треки и лучшую локализацию, чем в обычных искровых или разрядных камерах, так как электроны в процессе развития разряда не уходят далеко от места своего возникновения. Возможно также, что микроволновая разрядная камера будет обладать лучшим временным разрешением.

IV. ПРИМЕНЕНИЕ РАЗРЯДНЫХ И ИСКРОВЫХ КАМЕР

§ 24. Сравнение искровой камеры с другими детекторами частиц

Перед обсуждением вопросов, связанных с применением разрядных и искровых камер, полезно суммировать основные особенности этого прибора и сравнить их со свойствами других широко применяемых детекторов частиц *).

Искровая камера — трековый прибор, позволяющий восстановить траекторию регистрируемой частицы. В этом отношении она подобна камере Вильсона, диффузионной и пузырьковой камерам. Наглядность и документальность отличают искровую камеру от таких детекторов, как гейгеровские и сцинтилляционные счетчики. Точность локализации частиц в искровой камере (доли миллиметра) и пространственное разрешение нескольких одновременно идущих частиц (не хуже 1 м.м) во много раз превосходят разрешение гаммоскопов из гейгеровских и сцинтилляционных счетчиков.

С другой стороны, искровая камера — это электронный прибор с временным разрешением порядка долей микросекунды. Такие времена характерны для схем совпадений на гейгеровских счетчиках и лишь в несколько десятков раз хуже разрешающих времен современных схем совпадений на сцинтилляционных счетчиках. Мертвое время искровой камеры порядка десятка миллисекунд. Таким образом, по своим временным характеристикам искровая камера несравненно лучше, чем другие трековые детекторы частиц. Искровая камера обладает стопроцентной эффективностью регистрации заряженных частиц. По этой характеристике она подобна другим широко применяемым детекторам излучения. Однако искровая камера может оказаться заметно эффективнее их для регистрации нейтрального излучения: γ -квантов, нейтронов и нейтрино. Это связано с тем, что легко можно создать искровые камеры с очень большим количеством вещества на пути частицы. Искровая камера может быть сделана практически нечувствительной к нейтральному излучению, если ее электродами служат тонкие фольги или сетки из легкого вещества.

По самой своей природе искровая камера является управляемой камерой. Эта ее особенность в значительной степени определяет постановку экспериментов. Обычно камера сочетается с более или менее сложной электронной системой, отбирающей интересующий экспериментатора случай среди многих других событий. Другими словами, искровая камера не глобальный прибор типа пузырьковой камеры, регистрирующий все явления, происходящие в ее объеме, а прибор, направленный главным образом на изучение конкретного, заранее выделенного процесса.

Таблица VII

| Трековые приборы | Пространственное разрешение, см | Время чувствительности, сек | Управляемость | Мертвое время, сек |
|--------------------|---------------------------------|-----------------------------|---------------|--------------------|
| Фотоэмulsionии | 10^{-4} | — | Нет | — |
| Камера Вильсона | 10^{-2} | 10^{-2} | Есть | 30 |
| Пузырьковая камера | 10^{-2} | $\sim 10^{-2}$ | Нет | 1 |
| Искровая камера | $5 \cdot 10^{-2}$ | $5 \cdot 10^{-7}$ | Есть | 10^{-2} |

*) Ниже, говоря об искровых камерах, мы будем иметь в виду разрядные и искровые камеры.

Не последнее место среди особенностей искровой камеры занимает относительная простота конструкции, даже в случае камер больших размеров. Простота конструкции обусловливает также относительную дешевизну искровой камеры и, следовательно, доступность ее изготовления в лабораториях, обладающих небольшими материальными и техническими средствами.

Приведем табл. VII, где численно сопоставлены некоторые характеристики искровой камеры и других детекторов частиц.

§ 25. О применении искровых камер

Итак, новый прибор — искровая камера — в значительной степени совмещает в себе черты быстрого электронного и трекового детекторов частиц. Такое сочетание свойств надо признать очень удачным с точки зрения современных задач экспериментальной физики частиц высокой энергии.

При энергиях, достигнутых на ускорителях, имеются уже довольно подробные сведения о сечениях большинства обычных, наиболее вероятных процессов. Центр интересов перемещается в сторону получения детальных характеристик ряда маловероятных процессов. Практически приходится выделять интересующий процесс на большом фоне сопутствующих процессов, часто в десятки и более тысяч раз превосходящих эффект. Для этого необходимо вводить максимально возможное число критериев отбора заданного события, а при работе со сцинтилляционной методикой ставить, кроме того, весьма трудоемкие и длительные фоновые эксперименты.

Большую информацию о событиях несет фотография процесса. В этом одна из причин того, что большое число весьма интересных работ выполнено в последнее время с использованием методики пузырьковых камер. Безусловно, еще далеко не полностью использованы возможности этого распространенного прибора. Однако для целого ряда физических задач достигнут разумный предел применимости пузырьковой камеры. Речь идет о наблюдениях столь редких, но ото дня ко дню приобретающих все больший интерес, процессов, когда на $5 \cdot 10^6$ — 10^6 фотографий в большой пузырьковой камере находятся 10—50 выбранных событий. В этих условиях получение фотографий и особенно отбор требуют очень много времени, если даже обработка следов частиц на кадре производится с применением современных машинных методов.

Фотография может быть хорошо обработана, если на ней не более 20—40 входящих частиц. При числе фотографий 10^6 полный поток зарегистрированных в пузырьковой камере частиц не может превышать $(2 \div 4) \cdot 10^7$ частиц. Это значит, что камерная методика в ряде случаев неэффективно использует потоки частиц с существующими ускорителями протонов. В самом деле, в принципе, электронные методы регистрации позволяют набрать соответствующую статистику на пучках протонов за один импульс ускорителя, а на пучках пиона — приблизительно за час работы. Другим достоинством электронники является возможность отбора частиц по их скоростям (счетчики Черенкова), что при известных импульсах определяет массы частиц. В пузырьковых же камерах релятивистские частицы имеют следы, практически не отличающиеся друг от друга.

И все-таки, как отмечено выше, электронные методы обладают существенным недостатком, в частности отсутствием документальности и малой надежностью отдельного события. Возникает своеобразный порочный круг, выходом из которого является применение методики искровой камеры.

Принципиальная схема опыта выглядит так. Электронная система, состоящая из сцинтилляционных и черенковских счетчиков, включенных в схемы совпадений и антисовпадений, идентифицирует частицы пучка и вторичные частицы — продукты изучаемой ядерной реакции. При этом либо взаимодействие происходит в объеме искровой камеры, либо вторичные частицы проходят через ее искровые промежутки. При удовлетворении критериев, заданных электронной системе, она выдает импульс, от которого срабатывает искровая камера. Экспериментатор получает в свое распоряжение фотографию события, которое выделено в самой искровой камере с временным разрешением $\sim 1 \text{ мкsec}$, т. е. на фоне пучка частиц с интенсивностью 10^6 частиц/сек .

В этой связи важно подчеркнуть, что искровая камера в отдельных случаях очень эффективно может быть направлена на изучение определенной ядерной реакции, тогда как пузырьковая камера позволяет находить случаи взаимодействия с заранее неизвестными свойствами (рождение и распад новых частиц и т. д.). Ясно, что искровая камера отнюдь «не отменяет» пузырьковой камеры (как и других приборов, используемых в физике частиц высокой энергии).

В последнее время выдвинута идея совместного использования этих приборов. Искровая камера, стоящая перед пузырьковой камерой, срабатывает от импульса электронной системы, выделяющей заданную частицу (например, антипротон в пучке пионов), и указывает, какой из треков в пузырьковой камере принадлежит отобранной частице. Аналогично искровая камера может быть совмещена с ядерной фотоэмиссией ⁶⁰.

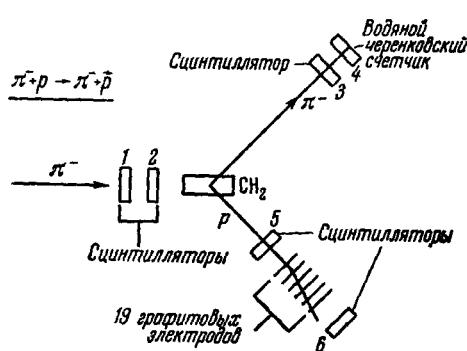
Рис. 40.

tronной схемы, выделяющей заданную частицу (например, антипротон в пучке пионов), и указывает, какой из треков в пузырьковой камере принадлежит отобранной частице. Аналогично искровая камера может быть совмещена с ядерной фотоэмиссией ⁶⁰.

Переходим к рассмотрению нескольких конкретных экспериментов.

Одним из первых применений искровой камеры на ускорителях было измерение поляризации протонов в упругом π^-p -рассеянии в области второго (600 Мэв) и третьего (880 Мэв) пион-нуклонных резонансов. Хорошо известно, что для определения поляризации пучка надо измерить право-левую асимметрию, возникающую при вторичном рассеянии пучка. Необходимость наблюдать второе рассеяние резко снижает эффективность обычных способов исследования поляризации. Схема эксперимента Корка и др. ⁶¹ с применением искровой камеры представлена на рис. 40. Сцинтилляционный и черенковский счетчики, включенные в систему совпадений-антисовпадений по схеме 1 + 2 + 3 + 4 + 5 — 6, выделяют такие случаи упругого π^-p -рассеяния на полизиленовой мишени, когда рассеянный протон вторично рассеялся в графитовых пластинах искровой камеры и не зарегистрирован счетчиком 6. Фотография вторичного рассеяния в пластинах искровой камеры, срабатывающей от импульса электронной системы, легко позволяет найти отношение чисел частиц, рассеянных направо и налево относительно направления движения протонов. Подчеркнем, что при регистрации вторичного рассеяния захватывается практически весь телесный угол. Обработка 100 000 полученных фотографий была осуществлена шестью просмотрщиками нефизиками за месяц.

Аналогичная установка, включающая две искровые камеры, в которых измерялось вторичное рассеяние обеих рассеянных частиц, была при-



менена Кронином и др.⁶² для изучения спин-спиновой корреляции в упругом $p\bar{p}$ -рассеянии.

Интересным примером применения искровой камеры для исследования редкого распада являются опыты по поискам процесса $\mu \rightarrow e + \gamma$, выполненные Алихановым, Бабаевым и др.⁶³ Использовалась шестислойная цилиндрическая искровая камера, срабатывающая от сигнала, поступающего от сцинтилляционных счетчиков, включенных по схеме: 0+4+5+7+8-6-9-A и 0+1+2+10+11-3-12-A. Схема установки приведена на рис. 39. Первые четыре искровых промежутка служили для регистрации электрона, последние два, находящиеся за свинцовым конвертером, помимо электрона регистрировали электронно-позитронную пару от конверсии γ -кванта. Электрон и γ -квант от распада покоящегося μ -мезона

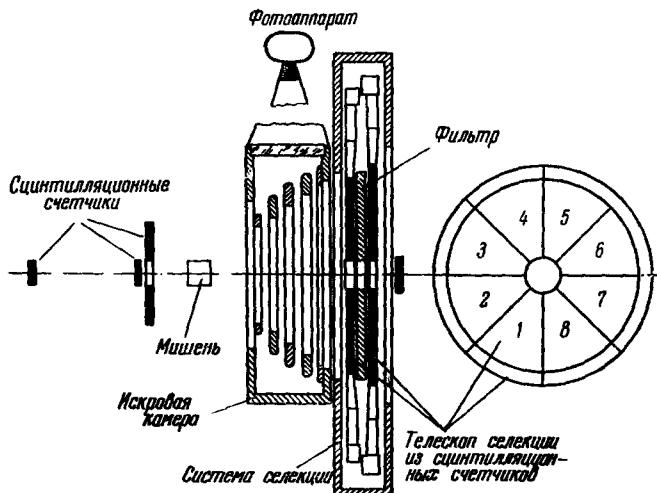


Рис. 41.

разлетаются в прямо противоположные стороны, что легко установить с помощью искровой камеры. Использование такого дополнительного критерия при отборе случаев реакции $\mu \rightarrow e + \gamma$ позволило авторам в несколько раз по сравнению с предыдущими электронными экспериментами понизить верхний предел вероятности изучаемой реакции, доведя его до величины $5 \cdot 10^{-7}$ с достоверностью 90% *).

На рис. 41 показана схема еще одного эксперимента⁶⁵ с применением искровой камеры. Установка применяется для исследования реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ с малой передачей импульса нуклону с целью получить сведения о пл-взаимодействии. На искровую камеру подается высоковольтный импульс, если пион выбывает из пучка, и одновременно срабатывают два телескопа, регистрирующие рассеяние частицы. Фотография случая в искровой камере позволяет применить ряд дополнительных критериев отбора и достаточно точно определить углы вылета вторичных частиц. Чтобы более точно измерять углы и избежать конверсии фоновых γ -квантов в пластинах-электродах, они выполнены из алюминиевой фольги.

В литературе имеются сведения об успешном применении искровых камер для измерения асимметрии в распадах $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ и $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ ⁶⁶ и исследования комптон-эффекта на протонах и дейтонах⁶⁷. Опубликованы достаточно очевидные предложения по использованию больших искровых

*). Недавно⁶⁴ аналогичным методом этот предел доведен до $6 \cdot 10^{-8}$.

камер с толстыми железными электродами для регистрации нейтрино³³. На конференции по космическим лучам в Японии в 1961 г. сообщалось о применении разрядной камеры Фукуи и Миямото в опытах с космическими лучами, выполненных на самолетах⁶⁸. В этих опытах дополнительным достоинством прибора является его небольшой вес.

Перспективы применения искровых камер для изучения космических лучей связаны, в частности, с тем, что этот относительно простой управляемый трековый детектор частиц с хорошим пространственным разрешением может быть сделан больших размеров.

Наши примеры не исчерпывают, конечно, всех экспериментальных возможностей нового прибора. Приведенный перечень составляет малую долю тех опытов, в которых искровая камера найдет применение и уже применяется.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. W. Keuffel, Phys. Rev. 73, 531 (1948).
2. J. W. Keuffel, Rev. Sci. Instr. 20, 202 (1949).
3. J. Christianse, Z. angew. Phys. 4, 326 (1952).
4. Дж. Мик, Дж. Крэгс, Электрический пробой в газах, М., ИЛ, 1960.
5. Н. А. Капцов, Электрические явления в газах и вакууме, М., Гостехиздат, 1947.
6. Л. Леб, Основные процессы электрических разрядов в газах, М., Гостехиздат, 1950.
7. L. Madansky, R. W. Pidd, Phys. Rev. 73, 1215 (1948).
8. L. Madansky, R. W. Pidd, Phys. Rev. 75, 1175 (1949).
9. E. Robinson, Proc. Phys. Soc. A66, 73 (1953).
10. P. G. Hennig, Atomkern-Energie 2, 81 (1957).
11. L. Madansky, R. W. Pidd, Rev. Sci. Instr. 21(5), 407 (1950).
12. F. Bella, C. Franzinetti, D. W. Lee, Nuovo Cimento 10(9), 1338 (1953).
13. E. Bagge, O. C. Allkofer, Atomkern-Energie 2(1), 7 (1957).
14. E. Bagge, L. Schmieder, Atomkern-Energie 4(5), 169 (1959).
15. O. C. Allkofer, Atomkern-Energie 4(10), 389 (1959).
16. H. Raether, Ergeb. exakt. Naturwiss. 22 (1949).
17. М. В. Бабыкин, А. Г. Плахов, Ю. Ф. Скачков, В. В. Шапкин, Атомная энергия, № 4, 38 (1956).
18. Е. К. Звойский, Г. Е. Смолкин, Атомная энергия, № 4, 46 (1956).
19. Ю. Ф. Скачков, Приб. и техн. экспер., № 6, 41 (1961).
20. J. Trümper, Atomkern-Energie 5(4), 121 (1960).
21. E. Robinson, Proc. Phys. Soc. A66, 79 (1953).
22. O. C. Allkofer, E. Bagge, P. G. Hennig, L. Schmieder, Atomkern-Energie, 2, 88 (1957).
23. O. C. Allkofer, Z. Phys. 158, 274 (1960).
24. T. E. Cranshaw, I. F. de Beeg, Nuovo Cimento 5, 1107 (1957).
25. M. Cenversi, A. Gozzini, Nuovo Cimento 2, 189 (1955).
26. M. Cenversi, S. Focardi, C. Franzinetti, A. Gozzini, P. Murgat, Nuovo Cimento, Suppl. al 4, 234 (1956).
27. А. А. Тяпкин, Приб. и техн. экспер., № 3, 51 (1956).
28. В. В. Вишняков, А. А. Тяпкин, Атомная энергия 3(10), 298 (1957).
29. G. Снаграк, Доклад на Международной конференции по экспериментальным методам физики частиц высоких энергий, Женева, 1962 г.
30. М. И. Дайон, В. Х. Волынский, Л. И. Потапов, Приб. и техн. экспер., № 2, 47 (1961).
31. Ю. Д. Буюков, Г. А. Лексин, Д. А. Сучков, Приб. и техн. экспер., № 3, 66 (1961).
32. М. И. Дайон, ДАН СССР 14(3), 305 (1949).
33. Spark Chamber Symposium, Rev. Sci. Instr. 32(5), 480 (1961).
34. M. Thompson, A. W. Wolfendale, Nuovo Cimento, Suppl. al 23(1), 144 (1962).
35. S. Fukui and S. Miyamoto, Nuovo Cimento 11(1), 113 (1959); Preprint Nr. 888, 1959.
36. В. А. Михайлов, В. Н. Ройнишвили, Г. Е. Чиковани, Приб. и техн. экспер., № 1, 39 (1961).
37. В. Х. Волынский, М. И. Дайон, А. К. Поносов, Приб. и техн. экспер., № 3, 155 (1961).
38. А. А. Борисов, Б. А. Долгопольин, Б. И. Лучков, Л. В. Решетин, В. И. Ушаков, Приб. и техн. экспер., № 1, 49 (1962).

39. Proceedings of an International Conference on Instrumentation for High-Energy Physics, N. Y.—London, September 1960.
40. G. Chagrapak, J. phys. et radium. 18, 539 (1957).
41. S. Fukui, S. Hayakawa, R. Kayakawa, K. Kikuchi, J. Phys. Soc. Japan 16, 2069 (1961).
42. A. M. Говоров, В. И. Никоноров, Г. Петер, А. Ф. Писарев, Х. Позе, Приб. и техн. экспер., № 6, 49 (1961).
43. Ю. Д. Баюков, Г. А. Лексин, Д. А. Сучков, В. В. Теленков, V Конференция по ядерной радиоэлектронике, Москва, 1961; Приб. и техн. экспер., № 1, 36 (1963).
44. G. K. O'Neill, Rev. Sci. Instr. 32, 5, 528 (1961).
45. B. С. Кафтанов, В. А. Любимов, Nucl. Instr. Met. 20 (1963).
46. J. W. Cronin, G. Renniger, Proceedings of an International Conference on Instrumentation for High-Energy Physics, 1960, стр. 271.
47. E. F. Beall, B. Cark, P. G. Murphy and W. A. Wentzel, Proceedings of an International Conference on Instrumentation for High-Energy Physics, 1960, стр. 277.
48. J. Fischer, G. T. Zorn, Rev. Sci. Instr. 32(5), 499 (1961).
49. D. J. Meyer, K. M. Terwilliger, Rev. Sci. Instr. 32(5), 512 (1961).
50. J. G. Rutherglen, J. M. Paterson, Rev. Sci. Instr. 32(5), 522 (1961).
51. J. G. Rutherglen, J. M. Paterson, Rev. Sci. Instr. 32(5), 519 (1961).
52. А. Борисов, Б. А. Долгошенин, Б. И. Луяков, Приб. и техн. экспер., № 2, 170 (1962).
53. В. А. Михайлов, В. Н. Ройнишивили, Г. Е. Чиковани, V Конференция по ядерной радиоэлектронике, Москва, 1961.
54. G. R. Burgeson, A. Roberts, T. A. Romanovski, Rev. Sci. Instr. 32(9), 1069 (1961).
55. Ю. Д. Баюков, Г. А. Лексин, Д. А. Сучков, В. В. Теленков, Приб. и техн. экспер., № 2, 45 (1963).
56. N. B. Misstru, G. T. Murthy, P. V. R. Murthy, B. V. Sreekanthan, Nuovo Cimento 17(3), 429 (1960).
57. S. Fukui, S. Hayakawa, T. Tsukishima, H. Nukushina, Proceedings of an International Conference on Instrumentation for High-Energy Physics, 1960, стр. 267.
58. S. Fukui, S. Hayakawa, J. Phys. Soc. Japan 15, 532 (1960).
59. L. M. Lederman, Rev. Sci. Instr. 32(5), 525 (1961).
60. М. И. Дайон, В. Х. Волынский, ЖЭТФ 37, 908 (1959).
61. В. Сокр et al., Rev. Sci. Instr. 32(5), 486 (1961).
62. J. Cronin, T. Bowen, E. Euglset al., Rev. Sci. Instr. 32(5), 488 (1961).
63. А. И. Алиханов, А. И. Бабаев, М. Я. Балац, В. С. Кафтанов, Л. Г. Гандсберг, В. А. Любимов, Ю. В. Обухов, ЖЭТФ 42 (6), 630 (1962).
64. D. Bartlett, S. Devons, A. M. Sachs, Phys. Rev. Letts. 8(3), 120 (1961).
65. А. В. Арефьев, Ю. Д. Баюков, Ю. М. Зайцев, М. С. Козодав, Г. А. Лексин, В. Т. Осиенко, Д. А. Сучков, В. В. Теленков, В. Б. Федоров, Препринт, ИТЭФ, 1962.
66. E. F. Beall, B. Cark, D. Keeffe, P. G. Murphy, W. A. Wentzel, Phys. Rev. Letts. 7(7), 285 (1962).
67. W. B. Hanson, L. Criegue, Rev. Sci. Instr. 5(3), 494 (1961).
68. T. Imai, K. Kamata, S. Kawasaki and K. Murakami, Sci. Papers IPCR 55(1)(1961).
69. А. А. Тяпкин, Цзоу Чжу-ляи, Препринт ОИЯИ Д-870 (1962).

