

380.
87

6.2.64.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

И.И. Громова, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев

P-1488

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
РАЗРЯДНЫХ КАМЕР,
НАПОЛНЕННЫХ НЕОНОМ
С РАЗЛИЧНЫМИ ДОБАВКАМИ

Дубна 1964

И.И. Громова, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев

P-1498

2253/3 кр.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
РАЗРЯДНЫХ КАМЕР,
НАПОЛНЕННЫХ НЕОНОМ
С РАЗЛИЧНЫМИ ДОБАВКАМИ

Информационный центр
Института исследования
Библиотечка

Дубна 1984

Постановка вопроса

Работами Фукуи и Миямото^{/1,2/} в 1959 г. было положено начало успешному развитию нового метода регистрации заряженных частиц с помощью разрядных и искровых камер. Особенно бурно стали исследоваться и применяться в физических экспериментах многослойные искровые камеры с небольшими междуэлектродными зазорами (≈ 1 см). Их особенностью является возможность легко управлять временем памяти и мертвым временем с помощью подбора соответствующей величины очищающего поля, подаваемого на электроды. Время памяти искровых камер с малыми промежутками может легко варьироваться в пределах от доли микросекунды до десяти и более микросекунд.

Значительно меньшее распространение получили газоразрядные и искровые камеры с большими промежутками (несколько см и десятки см), так как их мертвое время и время памяти велики и с трудом поддаются сокращению. Обычный способ удаления электронов из объема таких камер с помощью использования постоянного очищающего поля применим лишь к искровым камерам и не применим к газоразрядным, так как их электроды отделены от рабочего газа диэлектрической прослойкой. Однако и в случае искровых камер с большими промежутками метод очищающего поля становится тоже мало эффективным; так как скорость дрейфа электронов в газе под действием электрического поля мала, и убрать электроны из объема камеры за сравнительно короткое время не удается.

Может показаться, что решения задачи в последнем случае можно достичь простым увеличением напряженности электрического поля в зазоре до такого значения, при котором получилась бы требуемая величина скорости дрейфа электронов и времени очистки. Однако в действительности этот путь оказывается неприемлемым, так как увеличение напряженности поля даже до величины, обычно используемой в искровых камерах с небольшими зазорами, приведет к значительному возрастанию абсолютной разницы потенциалов на электродах камеры за счет большой величины промежутка. В результате этого в газе возникнет слабая ионизация и возбуждение метастабильных уровней атомов, что ухудшает временные характеристики камеры.

Аналогичное положение возникает и при попытке улучшить время памяти и мертвое время газоразрядных камер при использовании переменного поля, накладываемого на электроды. Однако и в этом случае время памяти остается на уровне около

3 мксек^{/3/}, и кривая эффективности регистрации частиц имеет длинные "хвосты".

Значительное время памяти камер с большими промежутками явилось основной причиной их редкого использования в физических экспериментах. Вместе с тем имеется ряд задач, решение которых можно было бы наилучшим образом выполнить с помощью таких камер. Так, например, в работе^{/4/} сообщается о простом способе измерения импульса заряженных частиц с помощью искровой камеры с большим промежутком. В работах^{/1-10/} показана высокая эффективность регистрации в разрядной камере одновременно нескольких искр, возникающих при прохождении частицы под небольшим углом к электродам. Последний случай эквивалентен эффективной регистрации нескольких частиц, одновременно проходящих через объем камеры. Этой способностью, как известно (см., например,^{/11/}), не обладают искровые камеры с малыми промежутками. В камерах с большими междуэлектродными зазорами легко создать условия для получения наклонного разряда по треку частицы вплоть до углов, равных 50° относительно направления электрических силовых линий^{/1-13/}.

Вопрос об использовании разрядных камер с большими промежутками в физических исследованиях обсуждается также и в работе^{/12/} в связи с обнаружением зависимости интенсивности свечения трека в такой камере от энергии частицы. Высказывается мысль об использовании этого явления для идентификации частиц по их ионизационной способности.

В конструктивном отношении камеры с большими промежутками чрезвычайно просты, и технология их изготовления несложна.

Все замечания, высказанные относительно камер с большими промежутками, свидетельствуют о связанных с этими приборами больших экспериментальных возможностях, реализации которых в значительной степени не осуществляется из-за большого времени памяти. В связи с этим определенный интерес представляет исследование работы таких камер с целью улучшения их временных характеристик.

В настоящей работе сделана попытка сократить время памяти камер с зазором 7 см с помощью добавки к неону многоатомных газов. В одних случаях этот газ брался в качестве гасящей разряд добавки, а в других - в качестве электроотрицательной добавки для захвата начальных электронов.

По определению, время памяти камеры равно тому времени задержки импульса, при которой эффективность регистрации частиц падает наполовину. Это понятие времени памяти связано не с присутствием или отсутствием в камере одиночного электрона, а с вероятностью возникновения трека частицы вдоль цепочки начальных электронов.

При отсутствии очищающего поля в камере наблюдаемый спад кривой эффектив-

ности при больших временах задержки импульса объясняется следующими причинами:

- 1) уходом электронов из следа частицы на электроды камеры за счет диффузии;
- 2) рекомбинацией электронов;
- 3) прилипанием электронов к молекулам электроотрицательного газа, составляющего загрязнение камеры и
- 4) ухудшением условий развития разряда вдоль трека частицы из-за увеличения среднего расстояния между начальными электронами, возникающего за счет диффузии. Первые три причины очевидны, они обусловлены процессами, объединяющими след частицы электронами. О четвертой необходимо рассказать более подробно.

Сущность механизма образования наклонного трека в камере была вскрыта в работе^{/2/} и проанализирована в^{/5/} вскоре после получения первых результатов работы с разрядными камерами на космических частицах. В соответствии с работами^{/2,5/} возникновение трека вдоль следа частицы происходит по следующей схеме: в момент приложения к камере импульса высокого напряжения каждый начальный электрон в следе частицы начинает развивать отдельную лавину в направлении к положительному электроду. В первый момент на "голову" лавины действует поле только внешнего источника питания, но по мере развития разряда к нему будет добавляться также внутреннее поле, возникающее от электронных лавин и положительно заряженных "хвостов".

В каждый момент времени результирующий вектор этих полей будет определять направление движения лавины и темп ее нарастания. Такой характер развития разряда приводит к тому, что голова одной электронной лавины вливается в хвост другой и вся цепочка лавин в следе объединяется в единый плазменный шнур-трек; стримерно перекрывающий междуэлектродный промежуток камеры. Таковы основные черты механизма образования наклонного трека в камере. Но здесь важно подчеркнуть следующее: величина поля объемного заряда, действующего на электроны в голове лавины, пропорциональна количеству положительного заряда, находящегося в хвосте соседней лавины, и обратно пропорциональна квадрату расстояния между этими зарядами. Вклад внутреннего поля в общее поле растет по мере развития разряда и становится особенно большим у порога искрового пробоя, когда коэффициент Таунсенда весьма чувствителен к изменению суммарного поля^{/14, стр. 407/}. Очевидно, что при заданном внешнем поле развитие стримера вдоль цепочки уже имеющихся электронов будет проходить значительно легче, чем образование такого же разряда от одиночного электрона. Это замечание будет существенно, когда расстояние между электронами будет мало, так как в этом случае каждый электрон в цепочке будет эффективно помогать в развитии разряда позади идущему электрону. Поэтому образование стримера вдоль следа частицы может происходить успешно даже при такой величине внешнего поля, при которой развитие стримера от одиночного электрона может оказаться маловероятным. Промежуточным случаем между одиночным электроном и цепочкой

упорядоченных электронов, расположенных на одной прямой, будет случай многих электронов, разбросанных около некоторого усредненного направления. В последнем случае поле у головок некоторых лавин будет ослаблено за счет больших разрывов между ними, и характер их развития будет сходен с характером роста одноэлектронной лавины. Практически это должно означать, что если подобрать внешнее поле достаточным для эффективной регистрации частиц при малых временах задержки импульса, то величина этого поля может оказаться недостаточной для регистрации тех же частиц, но при больших временах задержки импульса, когда среднее расстояние между электронами увеличится благодаря их диффузии. Такое представление о зависимости эффективности регистрации частиц от времени задержки импульса нашло хорошее экспериментальное подтверждение во многих работах. Так, например, в работах ^{/2,3/} было установлено, что при неизменной величине амплитуды импульса эффективность регистрации частиц падает уже при величине задержки импульса около 10 мксек, тогда как время жизни начальных электронов в камере исчисляется двадцатью и более мксек. Было замечено также ^{/3/}, что яркость свечения трека с увеличением задержки импульса сильно падает. Наконец, в эксперименте с разрядной камерой ^{/3/}, на электроды которой подавалось очищающее переменное поле, был получен спад кривой эффективности при величине времени задержки импульса явно меньше ожидаемой. Последнюю можно было легко оценить исходя из скорости дрейфа электронов в электрическом поле, использованном в опыте, и величины междуэлектродного зазора. Этот результат, по-видимому, можно объяснить только тем фактом, что скорость бокового смещения электронов при движении в поле больше, чем при свободной диффузии, и, следовательно, условия разряда по следу частицы ухудшаются значительно раньше, чем происходит очистка объема камеры от начальных электронов. В этом случае сокращение времени памяти связано не с уменьшением во времени абсолютного числа начальных электронов в камере, а с их повышенной диффузией, приводящей к сравнительно быстрому увеличению расстояния между электронами.

Мы указали на четыре наиболее вероятных причины, приводящие к спаду кривой эффективности регистрации частиц в камере при увеличении времени задержки импульса. Однако первой из них — уходом электронов на электроды камеры с большим промежутком вследствие диффузии — можно пренебречь. Покажем это расчетным путем.

Средняя величина смещения электронов в газе из-за диффузии определяется следующим соотношением ^{/15, стр./}:

$$\bar{r} = \sqrt{6Dt} \quad (1)$$

где \bar{r} — среднее смещение электронов за время t , D — коэффициент диффузии, который может быть найден по формуле ^{/16, стр.260/}

$$D = \frac{1}{3} \lambda \cdot \bar{u} \quad (2)$$

Здесь \bar{u} — средняя арифметическая скорость электронов в газе и λ — длина свободного пробега электронов.

Величина \bar{u} приближенно находится по формуле ^{/17, стр.58/}

$$\bar{u} = \sqrt{8kT/\pi m} \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура газа. Используя эти формулы, находим, что при комнатной температуре и атмосферном давлении

$$\bar{u} = 1,2 \cdot 10^5 \text{ м/сек}, \quad D = 0,034 \text{ м}^2/\text{сек}, \quad \bar{r} = 1,4 \text{ мм} \quad (4)$$

При расчете величины \bar{r} по формуле (1) время t было взято равным 10 мксек, что соответствует средней величине времени памяти разрядной камеры. Конечно, выполненную оценку D следует считать весьма приближенной. Из полученных результатов видно, что в камерах с большими промежутками уход электронов из следа частицы на электроды вследствие диффузии должен быть незначительным и им можно пренебречь.

Можно также не принимать во внимание и процесс рекомбинации начальных электронов, так как при прохождении через камеру релятивистских частиц, для регистрации которых обычно и предназначаются такие камеры, число пар ионов, образуемых ими, не превышает нескольких десятков на 1 см. В этом случае будет возможно осуществление лишь так называемой предпочтительной рекомбинации ^{/14, стр.117,22/}. Однако, как показано в работе ^{/22/}, этот процесс выражен также очень слабо и, следовательно, его влияние на время памяти камеры должно быть ничтожным.

Результаты расчетов свидетельствуют о том, что время памяти камеры с большими междуэлектродными промежутками определяется в основном двумя процессами — прилипанием электронов к молекулам электроотрицательного газа, составляющего загрязнение камеры, и увеличением среднего расстояния между начальными электронами вследствие диффузии. Естественно, что этими двумя обстоятельствами можно сознательно воспользоваться для улучшения временных характеристик камер с большими промежутками, где применение очищающего поля для этих целей становится неэффективным.

Целесообразность использования электроотрицательной добавки для сокращения времени памяти разрядных камер следует из рассмотрения результатов работы ^{/22/}, в которой четко показано, что при введении в счетчик Гейгера добавок галогена (брома или хлора) и отсутствии очищающего поля эффективность регистрации частиц резко падает. При наложении на электроды счетчика небольшого постоянного поля эффективность вновь восстанавливается. Объяснение этим явлениям было дано в той же работе ^{/22/}. Установлено, что сильное снижение вероятности регистрации частиц в счетчике происходит из-за эффективного захвата начальных

электронов, имеющих тепловую энергию, молекулами галогена. Возрастание же эффективности счетчика при наличии в нем небольшого постоянного поля, вызывается "нагревом" электронов в этом поле и, как следствие, резким уменьшением (в сотни раз) сечения захвата таких электронов галогенными добавками.

Применительно к разрядным камерам результаты работы /22/ свидетельствуют о том, что использование в камере незначительного количества добавок галогена позволит "управлять" числом электронов, остающихся к началу действия импульса, и, таким образом, влиять на величину времени памяти.

Представляется также, что память камеры можно уменьшить посредством использования добавок многоатомных газов, гасящих разряд. Учитывая, что в присутствии гасящих добавок развитие лавин идет слабее, чем в чистом инертном газе, можно ожидать, что с увеличением расстояния между начальными электронами вследствие диффузии условия возникновения разряда по следу частицы в такой камере будут ухудшаться быстрее, чем в камере без многоатомных добавок.

Конкретное решение вопроса об уменьшении времени памяти камер с большими промежутками путем экспериментального подбора соответствующей электроотрицательной добавки и многоатомных гасящих добавок составляет основное содержание данной работы. В качестве основного рабочего газа камеры была использована "стандартная" смесь газов, состоящая из 99,6% неона и 0,4% аргона. Эта смесь, как известно /1,2/, обладает низким потенциалом зажигания.

Вместе с тем в работе изучены и некоторые другие стороны явлений, наблюдавшиеся при испытании камер с многоатомными добавками. Так, было обращено внимание на возникновение у концов трека фигур Лихтенберга, которые в некотором отношении могут охарактеризовать эффективность возникновения разряда в камере. Определенное внимание было уделено также изучению скорости диффузии начальных электронов в камере. Знание этой характеристики обычно бывает необходимо для оценки эффективности регистрации частиц в камерах с малыми промежутками, когда время задержки импульса по условиям работы должно быть велико. Эта характеристика может оказаться также полезной и при проектировании камер для изучения распадных процессов в мишенях, помещенных внутрь камеры.

Выбор многоатомных добавок

Электроотрицательные добавки. Как отмечалось выше, время памяти камеры можно искусственно сократить путем введения в ее объем добавок электроотрицательного газа. Однако не всякий электроотрицательный газ может быть использован для

этих целей, так как он должен удовлетворять вполне определенным требованиям.

Во-первых, электронное сродство молекул газа должно быть достаточно большим, чтобы противостоять разрушительному действию электрического поля высоковольтного импульса. В противном случае вместо ожидаемого уменьшения памяти будет наблюдаться ее увеличение. В настоящее время имеется очень мало сведений о соотношении между электронным сродством и величиной поля, способного разрушить эту связь. Поэтому точно указать нижнюю границу значения коэффициента электронного сродства затруднительно. Однако для ориентировки можно принять величину связи электрона с молекулой кислорода, для которой известно, что она равна 0,87 эв и для ее разрыва требуется поле 90 в/см мм рт.ст. /14, стр.241,264/. Соотношение E/p в камерах обычно не превышает 14 в/см мм рт.ст., где E - напряженность поля и p - давление газа в камере.

Во-вторых, диапазон энергий прилипания электронов к молекулам электроотрицательного газа должен включать в себя область энергий теплового движения электронов в газе камеры. Это требование вытекает из следующих соображений.

Средняя кинетическая энергия электронов в момент образования ионизирующей частицей обычно не превышает энергии ионизации данного газа /18, стр.199/ и для неона, например, она составляет 20 эв. Однако электроны быстро теряют эту энергию на соударения с атомами газа, и за время порядка $5 \cdot 10^{-8}$ сек она становится равной энергии теплового движения, то есть 0,04 эв (для комнатной температуры). В последующем эта энергия электронов остается постоянной. Отсюда видно, что если нижняя граница энергии прилипания электронов к атомам газа будет лежать выше 0,04 эв, то такой газ может эффективно перехватывать электроны лишь очень короткое время ($\approx 5 \cdot 10^{-8}$ сек). Это означает, что та часть начальных электронов, которая по прошествии времени $\approx 5 \cdot 10^{-8}$ сек осталась не захваченной молекулами газа, будет сохраняться без заметного убывания до момента подачи на камеру импульса напряжения. После подачи импульса электроны начнут ускоряться, и, если диапазон энергии их прилипания лежит ниже потенциала ионизации основного газа, они вторично пересекут энергетический интервал захвата. Часть электронов будет вновь захвачена атомами электроотрицательного газа, и след частицы еще больше обеднится зарядами. Здесь важно подчеркнуть, что если время задержки импульса не превышает времени прохождения электронов через зону захвата при торможении, то "исчезновение" электронов из следа частицы будет происходить только в моменты их торможения и ускорения, и этот процесс никоим образом не будет связан с величиной задержки импульса. Последнее условие обычно выполняется при работе с камерами, так как минимальное время аппаратурной задержки импульса в современных схемах "запуска" составляет не менее $(1-3) \cdot 10^{-7}$ сек. Таким образом, если в камере использовать электроотрицательную добавку с зоной прилипания выше энергии теплового движения электронов,

то воздействие на время памяти можно было бы осуществить лишь в первом цикле захвата электронов. Поэтому при существующих временах аппаратной задержки импульса память камеры не будет зависеть от присутствия в ее объеме такой добавки. Если построить для этого случая кривую зависимости эффективности регистрации частиц от времени задержки импульса, то она не должна отличаться от аналогичной кривой, построенной для чистого газа (если не учитывать гашения разряда добавками). То есть при существующих минимальных временах задержки импульса эффект от введения в камеру электроотрицательного газа с рассматриваемой характеристикой прилипания электронов свелся бы к эквивалентному снижению удельной ионизации газа регистрируемыми частицами. Но если даже допустить, что будет достигнуто время задержки импульса $= 5 \cdot 10^{-8}$ сек, то и в этом случае использование рассматриваемого газа в качестве добавки вряд ли было бы возможно, так как для эффективного захвата электронов за время $5 \cdot 10^{-8}$ сек потребовалось бы ввести в камеру большую порцию этого газа, что не может не привести к недопустимому ухудшению условий разряда в камере. Таким образом, с точки зрения энергии прилипания электронов в камере к молекулам газа наилучшей добавкой следует считать такой газ, который способен захватывать электроны с тепловой энергией. В этом случае убывание электронов из следа частицы будет происходить в течение всего времени, пока на камеру не подан импульс рабочего напряжения. Можно ожидать, что вероятность регистрации частиц камерой с такой добавкой будет заметно падать с ростом величины задержки импульса.

В-третьих, сечение прилипания низкоэнергетических электронов к молекулам газа должно быть достаточно большим, чтобы обеспечить быстрое убиение электронов незначительной добавкой этого газа. Это способствовало бы также тому, что парциальное давление молекулярного газа в камере было бы незначительным и условия возникновения разряда по следу частицы не претерпели бы существенных изменений.

И, наконец, в-четвертых, для получения стабильных во времени характеристик камеры молекулы электроотрицательного газа должны быть химически малоактивными, так как в противном случае количество добавок в камере со временем будет убывать за счет их химической связи со стенками камеры. Химические реакции на стенках камеры опасны также и в том отношении, что они могут привести к выделению в объем камеры нежелательных газов.

В настоящее время изучены отдельные характеристики многих электроотрицательных газов, но пока не для каждого из них имеются такие сведения, как зависимость сечения прилипания электронов от энергии, величины коэффициента электронного сродства, степени химической активности и активности продуктов диссоциации. Почти полностью отсутствуют количественные характеристики о влиянии молекулярных доба-

вок на процесс разряда в инертных газах. Эти обстоятельства в значительной степени ограничивают возможности разумного выбора такого газа, который хорошо удовлетворял бы сформулированным выше требованиям.

Анализ имеющихся данных по электроотрицательным газам показывает, что наилучших результатов следует ожидать от использования в камерах добавок J или Cl /22/ или добавок галоидосодержащих молекул, таких как SF_6 и CCl_4 , которые обладают большим сечением захвата электронов с тепловой энергией. В данной работе для экспериментального исследования в качестве электроотрицательной добавки был взят CCl_4 . Его основные характеристики следующие: /19,20/ энергия прилипания электронов лежит в интервале от 0 до 13 эв, максимальное сечение захвата достигается при энергии электронов, равной 0,02 эв, и составляет $1,3 \cdot 10^{-16}$ см². Продуктами диссоциации CCl_4 являются атомы и молекулы хлора и простейшие радикалы. Прилипший электрон остается с атомом хлора, образуя отрицательный ион, электронное сродство для которого равно 3,82 эв.

Гасящие добавки. В отличие от понятия явления гашения в счетчиках Гейгера, происходящего за счет перезарядки положительных ионов основного газа на многоатомных молекулах добавки и ряда физических процессов, происходящих у катода (см. например, /21, стр. 305/ и /24, стр. 68/), под термином гашения разряда в камере будем понимать такое воздействие на разряд, которое приводит к замедлению темпа его развития. Такое гашение, как известно, обычно вызывается поглощением ультрафиолетового излучения основного газа многоатомными примесями, которое приводит к распаду молекул на простые радикалы, снятием возбуждения с метастабилей и перехватом кинетической энергии электронов за счет ионизации или возбуждения низких уровней сложных молекул (подробно эти процессы обсуждаются в работах /14,21,22/. Отметим, однако, что современные сведения о количественных характеристиках этих процессов остаются весьма скудными. По этой причине обоснованный подход к выбору многоатомной добавки является затруднительным. Положение осложняется еще и тем, что в настоящее время отсутствуют какие-либо теоретические предсказания об эффективности развития разряда в инертном газе вдоль упорядоченной цепочки электронов в зависимости от расстояния между ними и концентрация добавок. В этой ситуации остается единственно разумный путь выбора многоатомной добавки - взять для эксперимента многоатомные газы, которые обычно используются в качестве добавок в самогасящихся счетчиках. Однако эти добавки должны удовлетворять следующим требованиям: во-первых, газы не должны отравлять стенки камеры, и, во-вторых, если они электроотрицательные, то диапазон энергии прилипания электронов должен быть узок и лежать значительно выше энергии теплового движения электронов, сечение перехвата должно быть небольшим, а электронное сродство должно характеризоваться значительным коэффициентом связи.

Выполнение первого условия важно для создания устойчивых во времени характеристик камеры, а второго — для обеспечения оптимальных условий сохранения электронов в следе частицы. Последнее обстоятельство должно благоприятствовать получению наклонных разрядов по следу частицы, особенно при малых временах задержки импульса. Что касается требования о большом коэффициенте электронного сродства, то, как и в случае электроотрицательной добавки, его выполнение необходимо для исключения срыва прилипших к молекулам электронов в сильных электрических полях.

Имеющиеся экспериментальные сведения по многоатомным газам, используемым в счетчиках, позволяют предположить, что такие газы, как метан (CH_4), пары воды (H_2O) и пары этилового спирта (C_2H_5OH), по своим свойствам будут наилучшим образом соответствовать сформулированным требованиям. Молекулы этих газов характеризуются следующими данными. Электронное сродство у метана равно 0,73 эв, а у воды — 0,73 и 0,96^{/20/} (захват электрона молекулой воды сопровождается ее диссоциацией на водород и кислород, и электронное сродство определяется этими продуктами распада). Энергия прилипания электронов к молекулам метана лежит в интервале 6,1–23,4 эв^{/20/}, воды — 5,6–10 эв^{/19/}. Максимальное сечение захвата электронов молекулами воды равно $4,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ^{/19/}. Спектр поглощения ультрафиолетового излучения молекулами метана характеризуется интервалом длин волн от 850 до 1450 Å, воды — 983–1240 Å и спирта — 2940–3300 Å^{/21, стр.181 и 310/}_и^{/23, стр.121 и далее; 24, стр.296/}

Здесь интересно отметить тот факт, что спектр поглощения ультрафиолетового излучения молекулами H_2O имеет полосы с диффузно-ротационной структурой, сходящиеся к энергии ионизации молекулы, как к пределу^{/23, стр.130/}. Это обстоятельство приводит к тому, что возбужденные молекулы воды имеют большую вероятность перехода в нормальное состояние обратной отдачи поглощенного фотона^{/23, стр.123/}. То есть далеко не каждый акт поглощения ультрафиолетового фотона молекулой воды приводит к ее фотоспаду. В этом отношении пары воды существенно отличаются от метана и паров спирта, у которых вероятность фотодиссоциации молекул велика. С точки зрения времени памяти камеры этот факт должен означать, что при равных количествах добавок H_2O , C_2H_5OH и CH_4 величина времени памяти должна ожидать-ся наибольшей у камеры с добавкой паров воды.

Интересен и другой момент. Как следует из работ^{/25,26/}, поглощение ультрафиолетового излучения с длинами волн 700–800 Å метаном идет интенсивнее, чем спиртом. Применительно к камере это опять-таки должно означать, что память камеры с неон-метановой смесью должна быть меньше, чем с неон-спиртовой смесью.

Таким образом, если время памяти камеры действительно зависит от интенсивности образования лавин отдельными электронами и среднего расстояния между ними, то экспериментально это обстоятельство должно было проявляться в следующем: при

использовании в камере равных количеств CH_4 , C_2H_5OH и H_2O и равных рабочих напряжений, соответствующих 100% эффективности регистрации частиц при малых временах задержки импульса, время памяти камеры с метановой добавкой должно быть меньше, чем у камеры со спиртом, и еще меньше памяти камеры, содержащей пары воды. Проверка этого факта сама по себе представляет определенный интерес, так как она позволяет лучше понять некоторые стороны процесса формирования разряда в камере вдоль цепочки начальных электронов.

Следует отметить, что из-за диссоциации сложных молекул в разряде срок службы камер с многоатомными добавками (как и счетчиков Гейгера) будет ограниченным и число допустимых разрядов в камере по порядку величины будет равняться 10^{10-12} ^{/21, стр.341; 23, стр.124/}

Оценка верхней границы допустимого количества добавок

Выше были определены те многоатомные газы, проведение экспериментов с которыми представлялось наиболее целесообразным. Однако для постановки опыта необходимо еще оценить величину добавок, подлежащих введению в камеру. Сделать такой расчет точно пока невозможно, так как нет теории электрического разряда в газе вдоль упорядоченной цепочки электронов. Но определить верхнюю границу количества добавок, исходя из допустимых потерь электронов за счет прилипания к молекулам газа, вполне возможно. Выполнить такую оценку тем более необходимо, так как все отобранные для опыта добавки, как мы видели, являются электроотрицательными газами.

Проведение подобного расчета важно с двух точек зрения. С одной стороны, в результате такой оценки, возможно, удалось бы заметно сократить количество переполнений камеры при поиске оптимальной концентрации газовой смеси, что особенно важно при работе с парами воды и спирта, так как они хорошо "смачивают" поверхность большинства материалов. Это приводит к тому, что содержание добавки в камере становится неопределенным.

С другой стороны, если окажется, что предсказанные количества добавок находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными, что очень вероятно для электроотрицательных газов с большим сечением захвата электронов, то развитый в данной работе метод расчета может быть использован и для оценки других аналогичных добавок, которые не исследуются здесь.

Для приближенной оценки примем, что допустимые потери начальных электронов не должны превышать 30%. Расчет выполним только для H_2O и CCl_4 , так как для молекул этих газов известны сечения прилипания электронов. Что касается

добавок CH_4 и C_2H_5OH , то их количества в опытах можно взять равными или близкими к величине добавки H_2O .

Как уже отмечалось, основной захват электронов молекулами происходит в те моменты, когда, во-первых, электроны в процессе соударения с атомами газа, замедляясь от начальной энергии ϵ_0 до энергии теплового движения ϵ_0' , проходят энергетический диапазон прилипания, и, во-вторых, когда они вновь пересекают этот диапазон при ускорении в электрическом поле импульса. Продолжительность времени захвата электронов будет определяться скоростью двукратного прохождения ими зоны захвата. В первом случае скорость прохождения зоны будет зависеть от частоты соударений электронов с атомами газа и доли кинетической энергии, передаваемой атомам в каждом акте соударения. Во втором случае длительность пребывания электронов в зоне прилипания будет определяться шириной зоны, потенциалом ионизации основного газа и величиной фронта высоковольтного импульса, подаваемого на камеру. В первом приближении этот процесс описывается следующей формулой:

$$r_{1,2} = r_{\phi} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1} \quad (7)$$

где $r_{1,2}$ - время прохождения электронов через зону захвата при ускорении, r_{ϕ} - величина фронта импульса, ϵ_1 и ϵ_2 - верхняя и нижняя границы зоны захвата соответственно и ϵ_1 - потенциал ионизации основного газа камеры.

Чтобы установить соотношение для времени пребывания электронов в зоне захвата при их торможении, можно положить, что потери энергии электронов происходят главным образом за счет соударений электронов с атомами основного газа, и пренебречь потерями на соударения с молекулами добавок, так как их относительная доля в камере невелика. В этом предположении коэффициент средней потери энергии электрона на одно упругое соударение с атомом газа определяется следующим соотношением

$$a = \frac{266 \cdot m}{M} \quad (8)$$

где m и M - массы электрона и атома газа соответственно. Для неона коэффициент a , вычисленный по формуле (8), равен $7 \cdot 10^{-5}$. Легко показать, что убывание энергии электронов в процессе соударений с атомами газа описывается уравнением:

$$\epsilon_2 = \epsilon_1 (1 - a)^N \quad (9)$$

где ϵ_1 - энергия электронов до соударений и ϵ_2 - после N числа соударений.

Соотношение (9) является исходной формулой для определения числа соударений электронов с атомами газа в зоне захвата, границы которой характеризуются энергиями ϵ_1 и ϵ_2 . Из (9) получаем:

$$N = \frac{-\ln \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}{\ln(1 - a)} \quad (10)$$

Учитывая малость величины a , имеем $\ln(1 - a) = -a$, и выражение (10) можно записать в следующем виде:

$$N = \frac{\ln \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}{a} \quad (11)$$

Если средняя частота соударений электрона с атомами неона равна N_0 в 1 сек, то величина, равная

$$r_{1,1} = \frac{N}{N_0} \quad (12)$$

определяет время пребывания электрона в зоне захвата. Для нахождения N_0 можно воспользоваться следующим равенством:

$$N_0 = \frac{v}{\lambda_0} \quad (13)$$

где v и λ_0 - соответственно скорость и длина свободного пробега электрона в газе. В общем случае v и λ_0 зависят от энергии электронов. Однако известно /15, стр.19/, что при малых значениях энергии электронов (несколько эВ) сечение их рассеяния на атомах неона почти не изменяется с энергией. Поэтому можно положить, что длина свободного пробега электронов в неоне в рассматриваемом диапазоне энергий остается постоянной и для давления 760 мм рт.ст. $\lambda_0 = 8,6 \cdot 10^{-5}$ см /15, стр.14/, 17, стр.59/. Мгновенная скорость электрона связана с его энергией известным соотношением

$$v_0 = \sqrt{2\epsilon/m} \quad (14)$$

Выражение для средней скорости электрона в интервале энергий от ϵ_1 до ϵ_2 может быть получено теперь из (14) путем усреднения, то есть

$$\bar{v}_0 = \frac{1}{\epsilon_2 - \epsilon_1} \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \sqrt{2\epsilon/m} d\epsilon \quad (15)$$

После интегрирования (15) и простого преобразования получим:

$$\bar{v}_0 = \frac{2\sqrt{2}}{3} \cdot \frac{1}{\sqrt{m}} \frac{\epsilon_2^{3/2} - \epsilon_1^{3/2}}{\epsilon_2 - \epsilon_1} \quad (16)$$

Таким образом, подставляя последовательно (16) в (13) и (13) в (12), получим окончательную формулу для определения среднего значения времени прохождения электронном энергетической зоны захвата при торможении:

$$r_{1,1} = \frac{3}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{\lambda_0 \sqrt{m}}{a} \cdot \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1^{3/2} - \epsilon_2^{3/2}} \ln \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad (17)$$

Прохождение электронов через эту зону будет сопровождаться их частичным поглощением атомами добавки. Легко показать, что частота соударений с атомами

электроотрицательного газа, заканчивающихся прилипанием электронов, с хорошим приближением выражается следующей формулой:

$$N'_0 = N_0 \frac{\sigma_3}{\sigma} K \quad (12)$$

где

$$\frac{N'_0}{N_0} = \frac{V_c}{\lambda_0} \quad (13)$$

σ_3 - сечение захвата электронов атомами газа, σ - сечение рассеяния электронов на неоне, равное $4,14 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/15$, стр.14/ и K - доля электроотрицательной примеси, содержащейся в камере. Из этой формулы непосредственно следует выражение для постоянной времени прилипания электронов:

$$\tau_2 = \frac{1}{N'_0} = \frac{\sigma}{\sigma_3} \frac{1}{N_0 K} \quad (14)$$

или, беря значение N_0 из (13') и учитывая (16), будем иметь:

$$\tau_2 = \frac{3}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{\lambda_0 \sqrt{m}}{K} \cdot \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1^{3/2} - \epsilon_2^{3/2}} \cdot \frac{\sigma}{\sigma_3} \quad (15)$$

Количество оставшихся (неприлипших) электронов будет зависеть от соотношения времени пребывания электронов в зонах захвата и постоянной времени прилипания. Эта связь устанавливается следующим экспоненциальным законом:

$$d(r_1) = d(0) \exp(-r_1/r_2) \quad (16)$$

где

$$r_1 = r_{1,1} + r_{1,2} \quad (17)$$

и $d(0)$ и $d(r_1)$ - линейные плотности электронов в следе частицы до и после захвата соответственно. Логарифмируя выражение (16), будем иметь

$$\frac{r_1}{r_2} = \ln \frac{d(0)}{d(r_1)} \quad (18)$$

В этом уравнении отношение $d(0)/d(r_1)$ есть не что иное, как коэффициент допустимых потерь электронов в следе частицы, величина которого, по принятому условию, равна $1/0,7 = 1,43$. Освобождаясь в выражении (18) от r_1 и r_2 с помощью (7), (17) и (20) и решая полученное равенство относительно коэффициента K , получим

$$K = \frac{3}{2\sqrt{2}} \frac{\lambda_0 \sqrt{m}}{\epsilon_1^{3/2} - \epsilon_2^{3/2} + \frac{3}{2\sqrt{2}} \frac{\lambda_0 \sqrt{m}}{a} \ln \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \cdot \frac{\sigma}{\sigma_3} \ln \frac{d(0)}{\sigma(r_1)} \quad (19)$$

Эта формула является основным соотношением, устанавливающим связь между количеством многоатомных примесей, вводимых в камеру, и коэффициентом допустимых потерь начальных электронов.

Подставляя в (24) данные для молекулы воды: $\epsilon_1 = 10$ эв, $\epsilon_2 = 5,6$ эв и $\sigma_3 = 4,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ и численные значения других параметров: $a = 7 \cdot 10^{-5}$, $\lambda_0 = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$, $m = 9 \cdot 10^{-28} \text{ г}$, $d(0)/d(r_1) = 1,43$, $\sigma = 4,14 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $\epsilon_1 = 21,5$ эв и $\tau_1 = 3 \cdot 10^{-8}$ сек, получим $K_{H_2O} = 2,3 \cdot 10^{-3}$. То есть парциальное давление паров воды в камере не должно превышать 0,2%.

Отметим еще раз, что, как видно из вывода формулы (24), установленное ограничение для количества добавок H_2O связано лишь с начальным уровнем эффективности регистрации частиц и не связано непосредственно с временем памяти камеры. Влияние добавок H_2O , а также C_2H_2O и CH_4 на память камеры должно выражаться в их способности гасить электрический разряд в газе.

Для вычисления коэффициента K_{CCl_4} в формулу (24) необходимо внести изменения, которые учитывали бы тот факт, что для CCl_4 энергетическая зона захвата электронов открыта со стороны тепловых энергий и прилипание электронов происходит все время, пока на камеру не подано рабочее напряжение. Для учета этого обстоятельства поделим полное время пребывания электрона в зоне захвата на три интервала. Первый из них пусть охватывает промежуток времени от момента пересечения электроном верхней границы зоны захвата до момента, когда его энергия становится равной энергии теплового движения. Второй интервал времени пусть отсчитывается от конца первого до момента подачи импульса на электроды камеры, а третий - от момента подачи импульса до момента пересечения электроном верхней границы зоны захвата. Первый интервал времени обозначим через r'_1 , второй - r''_1 и третий интервал - r'''_1 . Тогда сумма $r'_1 + r''_1 + r'''_1$ будет равна полному времени задержки импульса относительно момента прохождения частицы через камеру и времени ускорения электронов в зоне захвата. Обозначим это время через T . По аналогии с формулой (21) убывание электронов во времени можно описать следующей формулой:

$$d(T) = d(0) \exp\left(-\frac{r'_1}{r'_2}\right) \exp\left(-\frac{r''_1}{r''_2}\right) \exp\left(-\frac{r'''_1}{r'''_2}\right) = \quad (25)$$

$$= d(0) \exp\left(-\frac{r'_1 r''_2 r'''_2 + r''_1 r'_2 r'''_2 + r'_1 r''_2 r'''_2}{r'_2 r''_2 r'''_2}\right),$$

где r'_2 , r''_2 и r'''_2 - постоянные времени прилипания электронов в первой, второй и третьей энергетических подзонах захвата соответственно. Значение r'_1 находится из формулы (17), а r''_1 - из формулы (7), в которых ϵ_1 для CCl_4 должно быть положено равным 12 эв, а $\epsilon_2 = 0,04$ эв. Вычисляя r'_1 и r''_1 по этим формулам, получим $r'_1 = 3 \cdot 10^{-8}$ сек и $r''_1 = 1,5 \cdot 10^{-8}$ сек. Если учесть, что время задержки импульса обычно бывает больше, чем $(2-3) \cdot 10^{-7}$ сек, то будем иметь $r'_1 + r''_1 \ll r'_2$.

Вместе с тем известно, что $\sigma_3'' = \sigma_3''' = 6 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, а $\sigma_3'' = 1,3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/20$. Поэтому можно положить

$$r_1' = 0; \quad r_1''' = 0; \quad r_1'' = T. \quad (26)$$

В этом предположении соотношение (25) запишется в следующем виде:

$$dT = d(0) \exp\left(-\frac{T}{r_1''}\right). \quad (27)$$

Из рассмотрения (25) - (27) следует, что основной захват электронов молекулами CCl_4 происходит не в моменты торможения и ускорения, как это имело место для H_2O , $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ и CH_4 , а в процессе их теплового движения.

Логарифмируя (27) и преобразуя полученное выражение, будем иметь для r_2'' следующее соотношение:

$$r_2'' = \frac{T}{\ln \frac{d(0)}{d(T)}} \quad (28)$$

Величина r_2'' может быть определена также из формулы (20), если в ней сомножитель $\frac{3}{2\sqrt{2}} \frac{\sqrt{m} (\epsilon_1 - \epsilon_2)}{\epsilon_1^{3/2} - \epsilon_2^{3/2}}$, равный обратной величине средней скорости электрона в интервале энергий от ϵ_1 до ϵ_2 , заменить на величину $\frac{1}{\bar{v}_e''}$, где \bar{v}_e'' - скорость теплового движения электронов. Для термодинамического равновесия системы, состоящей из электронов и молекул газа, величина \bar{v}_e'' находится из следующего соотношения:

$$\bar{v}_e'' = \sqrt{\frac{3kT}{m}}, \quad (29)$$

где k - постоянная Больцмана и T - абсолютная температуры газа. После подстановки в формулу (20) \bar{v}_e'' вместо \bar{v}_e и σ_3'' вместо σ_3 будем иметь:

$$r_2'' = \frac{\lambda_e \sigma}{K \sigma_3''} \sqrt{\frac{m}{3kT}} \quad (30)$$

Составляя из правых частей (28) и (30) равенство и решая его относительно K , получим

$$K = \frac{\lambda_e \sigma}{T \sigma_3''} \sqrt{\frac{m}{3kT}} \ln \frac{d(0)}{d(T)}. \quad (31)$$

Соотношение (31) устанавливает связь между необходимым количеством добавок CCl_4 и величиной допустимых потерь электронов $d(0)/d(T)$ в следе частицы за время задержки импульса T . То есть формула (31) в отличие от (24) непосредственно связывает время памяти камеры с количеством добавки CCl_4 . Но в (31), как и в (24), не учитывается гасящее действие добавки на разряд.

Определим теперь величину коэффициента K_{CCl_4} для случая $T = 10^{-6}$ сек. Для этого, подставляя в (31) численные значения входящих туда величин: $\lambda_e = 8,8 \cdot 10^{-5}$ см,

$\sigma = 4,14 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $\sigma_3'' = 1,3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $m = 9,1 \cdot 10^{-28}$ г, $k = 1,37 \cdot 10^{-16}$ эрг/град, $T = 300^\circ \text{K}$ и $d(0)/d(r) = 1,43$ м, произведя соответствующие вычисления, найдем, что $K_{\text{CCl}_4} = 8 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, парциальное давление четыреххлористого углерода в камере должно быть $< 8 \cdot 10^{-4}\%$ или $6 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. Из этого расчета следует, что небольшие примеси CCl_4 в камере могут оказывать заметное влияние на ее время памяти. На это обстоятельство указывалось и ранее в работе [10], где экспериментально было замечено, что попадание в камеру небольшого количества CCl_4 снижало эффективность регистрации частиц до нуля. Однако каких-либо количественных исследований этого явления авторы работы [10] не проводили. В силу малости полученной величины K_{CCl_4} можно ожидать, что эффект гашения от CCl_4 будет невелик и память камеры в основном будет определяться процессами прилипания электронов.

Постановка опыта

Для выполнения исследований были изготовлены шесть камер из стекла. Они имели форму коробок с внутренним объемом $25 \times 10 \times 7 \text{ см}^3$. Боковые стенки имели толщину 6 мм, а верхняя и нижняя крышки - 1,8 мм. В качестве электродов использовались тонкие полупрозрачные пленки из двуокиси олова, которые были нанесены на поверхности крышек камер. У двух камер эти пленки были нанесены на наружные поверхности крышек, у двух других - на внутренние поверхности и еще у двух - на внутреннюю поверхность одной крышки и наружную поверхность другой. Электрический контакт с пленкой осуществлялся посредством металлических полосок, поджатых к пленке у краев электродов. Все детали камер склеивались эпоксидной смолой. Откачка и наполнение камер исследуемой смесью газов производилась в металлическом боксе. Во всех опытах давление газовой смеси в камерах устанавливалось равным 760 мм рт.ст.

Чтобы избежать взаимного загрязнения камер исследуемыми добавками, опыт с каждым газом проводился в отдельной камере. Перед началом измерений камеры тренировались в вакууме 10^{-2} мм рт.ст. и многократно промывались неонем "особой" чистоты.

Для первого опыта все шесть камер были наполнены "стандартной" смесью, состоящей из 99,8% неона особой чистоты и 0,4% технического аргона. Для каждой из них была измерена эффективность регистрации космических частиц в зависимости от времени задержки импульса. Это делалось для того, чтобы установить начальные условия для каждой камеры. Как и ожидалось, полученные результаты для отдельных камер хорошо согласовались между собой. В последующем одна из стеклянных камер не перенаполнялась в течение двух лет, и на ней были повторно выполнены измерения эффективности в конце указанного срока. Другая камера

использовалась для изучения диффузии начальных электронов из следа частицы в периферийные области камеры. В четырех остальных камерах изучалось влияние добавок CCl_4 , H_2O , C_2H_5OH или CH_4 на эффективность регистрации частиц и качество треков. Добавки вводились в камеры дозами, и их парциальное давление варьировалось в опыте вблизи величин, рассчитанных по формулам (24) и (31). Процедура ввода в камеру воды или этилового спирта была одинаковой — по стеклянному капилляру под давлением в объем камеры впрыскивались определенные количества указанной жидкости. Количество вводимого в камеру метана контролировалось обычными манометрическими средствами. Варьирование парциального давления CCl_4 производилось путем разбавления газа камеры добавочными порциями неона и аргона.

Схема опыта включала в себя два ковра счетчиков Гейгера, схему совпадений, усилитель импульсов, линию задержки и тиратронный генератор, собранный на лампе ТГН-325/16 (см. рис. 1). Минимальное время аппаратурной задержки импульса T_0 составляло 0,5 мсек. Длительность импульса определялась экспоненциальным спадом с постоянной времени $\tau = 1,7 \cdot 10^{-7}$ сек. Амплитуда импульса в каждом опыте для различных газовых смесей подбиралась такой величины, при которой получались треки хорошего качества и достигалась максимальная эффективность регистрации частиц. При изменениях времени задержки амплитуда импульса поддерживалась на постоянном уровне. Регистрация треков от космических частиц осуществлялась кинокамерой на фотопленку с чувствительностью 1200 ед. ГОСТ. Для снятия кривой эффективности и наблюдения качества треков частицы пропускались через камеру вдоль направления электрического поля или под небольшим углом к нему, а фотографирование осуществлялось через боковую поверхность. В опыте по изучению диффузии электронов камера ориентировалась таким образом, что частицы проходили перпендикулярно направлению поля, а фотографирование производилось через прозрачные электроды. В этом случае треки представляли из себя совокупность светящихся колонок, которые пересекали весь разрядный промежуток камеры. На фотографиях эти колонки выглядят в виде точек.

Для каждой точки кривой эффективности набиралась статистика из 50 случаев прошедших через камеру частиц. Эффективность определялась как отношение числа кадров, содержащих треки, к общему числу кадров. В опыте с четыреххлористым углеродом регистрация треков осуществлялась визуально двумя наблюдателями, и эффективность определялась как отношение числа наблюдаемых случаев к общему числу запусков аппаратуры. Точность визуальной оценки эффективности была затем проверена с помощью метода контрольного фотографирования, и было установлено, что эффективности, получаемые обоими методами, совпадают с достаточной точностью.

Результаты измерений и их обсуждение

Газовая смесь 99,6% неона и 0,4% аргона. С этой смесью были выполнены измерения эффективности регистрации частиц и величины смещения электронов из-за диффузии в зависимости от времени задержки импульса.

Было найдено, что все камеры имеют одинаковую зависимость эффективности от времени задержки импульса, и среднее время памяти составляет около 16 мсек. На рис. 2 и 3 представлены результаты измерений, полученные в опытах с различными газовыми смесями. На этих рисунках по оси ординат отложены эффективность регистрации частиц, а по оси абсцисс — время задержки импульса T . Кривая 1 (рис. 2) и кривые 1 и 2 (рис. 3) относятся к случаю рассматриваемой газовой смеси. Кривые под номером 1 изображают зависимость эффективности регистрации частиц в камерах вскоре после наполнения их газовой смесью, а кривая 2 на рис. 3 — спустя два года. В течение этого времени в камере было произведено около 70 тысяч разрядов. В этих экспериментах амплитуда импульса была равна 32 кв. Из рассмотрения кривых 1 видно, что эффективность камеры с задержкой импульса спадает очень медленно. Даже для времени задержки, равного 20 мсек, можно было наблюдать треки с эффективностью около 30–40%. Однако качество треков было удовлетворительным лишь при временах задержки импульса не более 10 мсек. Следует отметить, что тонкие (2–3 мм) и прямолинейные треки наблюдались лишь при временах задержки импульса до 4 мсек. При задержке от 4 до 10 мсек треки становились шире примерно в два раза, а при 20 мсек — в 3–5 раз. При больших временах задержки импульса треки имели большое диффузное размытие и плохо совпадали с направлением движения частиц. При малых временах задержки импульса часть трека (около 3/4 длины) обычно была прямолинейной и имела яркое свечение. Концы треков у поверхностей электродов были, как правило, изогнуты и имели много разветвлений со слабым свечением. Искривленная часть треков у отрицательного электрода составляла 1,5 см, а у положительного — 0,5 см. Типичная фотография такого трека представлена на рис. 4. Правда, на ней не видны искажения на концах треков, так как они имели малую яркость свечения.

Предельный угол наклона разряда в камере, при котором образование трека всегда происходило по следу частицы, составлял 30° .

Эффективность регистрации частиц в разрядных камерах с таким же газовым наполнением изучалась и ранее в работах ^{/2,3/}. Для камер с промежутком 7 см ^{/3/} эффективность регистрации с задержкой импульса спадала почти так же медленно, как и в данном опыте. Так, при задержке, равной 9 мсек, она составляла 0,8. Однако у камер с междуэлектродным зазором 1 и 2 см ^{/2/} эффективность снижалась значительно быстрее, и для $T=6$ мсек она становилась равной 0,5. Быстрый спад эффективности

у камер с промежутками 1 и 2 см и медленный у камер с зазором 7 см можно объяснить тем, что у камер с небольшими промежутками относительная доля начальных электронов, уходящих на электроды вследствие диффузии, значительно выше, чем у камер с большими междуэлектродными зазорами.

Исследование камеры с газовой смесью, проработавшей два года, показало, что ее время памяти за это время сократилось с 16 мксек до 5 мксек (см. кривую 2 на рис. 3), а предельный угол наклона разряда по следу частицы и качество треков сохранились неизменными. Однако яркость свечения треков была заметно слабее, нежели в камерах со свежей газовой смесью. Особенно заметно снижалась интенсивность свечения при времени задержки импульса, равном или большем 3 мксек, и совсем становилась слабой при $T = 6$ мксек.

Наблюдаемое различие характеристик камеры со свежей смесью и смесью, проработавшей в течение двух лет, объясняется, по-видимому, медленным выделением из стенок камеры многоатомных и электроотрицательных газов. Опыт с камерой, проработавшей два года, интересен в том отношении, что он показал возможность длительного использования разрядной камеры, сделанной из стекла, без замены в ней газа.

Следует отметить тот факт, что полученные в опытах со стеклянными камерами как временные характеристики, так и характеристики, связанные с диффузией начальных электронов, а также наблюдаемая структура треков и интенсивность их свечения, не зависят от того, были ли полупроводящие пленки нанесены на внутренние или наружные поверхности крышек камер. Это можно объяснить, по-видимому, тем, что полупроводящие пленки имеют большую линейную плотность сопротивления (около 70 ом/см) и "перекатка" энергии от одного их участка к другому ограничивается этим сопротивлением.

Камера, у которой электродные пленки были нанесены на внутренние поверхности крышек, отличалась от камер двух других типов лишь тем, что в ней не наблюдались фигуры Лихтенберга.

Было замечено, что яркость свечения треков во всех разрядных камерах была значительно слабее, чем в камере с такими же размерами, но с металлическими электродами.

Добавки паров воды к смеси 99,6% Ne и 0,4% Ar

Согласно расчетам по формуле (24), парциальное давление паров воды в камере следует брать близким к значению 0,2%. Были сняты кривые зависимости эффективности регистрации частиц от величины задержки импульса для трех значений добавок H_2O 0,2%, 0,5%, и 1%. Результаты опыта представлены на рис. 2 кривыми 2,3,4. Кривые 2

и 3 были получены при градиенте электрического поля в камере, равном 35 кв/7см, а кривая 4 - при градиенте 40 кв/7 см. Из этих данных видно, что пары воды действительно уменьшают время памяти камеры, однако не настолько, чтобы можно было бы рекомендовать использование H_2O в качестве добавки для улучшения разрешающего времени камеры. Опыт с добавками H_2O оказался интересным в другом отношении, а именно: он подтвердил тот факт, предсказанный по формуле (24), что предельная величина добавки H_2O в камере не должна превышать 0,2%. Это особенно хорошо видно из рассмотрения кривых 1-4 рис. 2, откуда следует, что при задержке импульса, равной 0,5 мксек, эффективность камеры с ростом добавки H_2O , начиная с 0,2%, заметно падает. Полученные данные свидетельствуют о том, что формула (24) в основном правильно описывает процессы перехвата начальных электронов молекулами H_2O .

В опытах с добавками паров воды было установлено также, что качество треков при всех количествах добавок было хорошим лишь при небольших величинах задержки импульса. Так, при снятии кривой 2 наблюдались треки хорошего качества (без изгибов в центральной части трека и разветвлений) лишь при временах задержки импульса не более 5 мксек. Дальнейшее увеличение задержки импульса приводило к искажениям трека и появлению кистевого разряда на его концах. Для кривой 3 такая картина наблюдалась при задержке импульса больше 3 мксек. Добавление в камеру паров воды до 1% (кривая 4) вызывало сильное искажение треков при задержке импульса, равной 1-1,5 мксек. Дальнейшее увеличение задержки сопровождалось быстрым ростом кистевого разряда на конце трека вблизи отрицательного электрода.

Следование разряда по следу частицы под углом к направлению силовых линий электрического поля в камере с небольшим количеством добавки H_2O было почти таким же, как и в случае использования чистой неон-аргоновой смеси.

Добавка паров этилового спирта к смеси 99,6 Ne 0,4% Ar

Величины добавок паров спирта были взяты равными 0,1%, 0,5% и 1%. Полученные результаты представлены графиками 5, 6 и 7 на рис. 3. Градиент электрического поля при исследовании первых двух добавок был равен 35 кв/7 см, а при добавке 1% - 40 кв/7 см. Как видно из этого рисунка, графики 5-7 имеют большое сходство с кривыми 2-4, которые характеризуют работу камеры с добавками H_2O . Сходство наблюдалось также и в характере образования разряда вдоль следа частицы - треки имели сходную структуру, почти одинаковые искажения и формы кистевого разряда.

Незначительное различие наблюдается лишь в величине времени памяти камер. При равных количествах добавок H_2O и C_2H_5OH время памяти камеры в первом случае было больше, чем во втором. Этот факт подтверждает ранее высказанную

мысль о том, что степень воздействия паров воды на время памяти камеры должно быть слабее, чем паров спирта, так как полосы поглощения ультрафиолетового излучения молекулами воды имеют диффузно-ротационную структуру и вероятность их фотодиссоциации значительно меньше, чем молекул спирта.

Медленный спад кривых эффективности с ростом задержки импульса и резкое снижение вероятности регистрации частиц в камере с увеличением количества добавок H_2O и C_2H_5OH позволяют сделать два следующих вывода. Во-первых, пары указанных добавок не могут эффективно использоваться для сокращения времени памяти камер, и, во-вторых, нельзя применять воду и этиловый спирт для промывки тех внутренних деталей камер, поверхности которых могут сильно отравляться этими жидкостями.

Добавка метана к смеси 99,8% Ne 0,4% Ar

В этом опыте использовался технический метан без дополнительной очистки. Как и в случае исследования камер с добавками H_2O и C_2H_5OH , в эксперименте с CH_4 были опробованы три порции метановой добавки: 0,1%, 0,5% и 1%. Однако в процессе измерений выяснилось, что при введении в камеру метана в количестве 0,5% качество треков становилось неудовлетворительным, а при доведении этой дозы до 1% треки почти полностью исчезали. По этой причине подробное исследование работы камеры было выполнено только с добавкой, равной 0,1%.

В опыте была определена зависимость эффективности регистрации частиц η от величины задержки импульса T при неизменной величине градиента электрического поля, равной 32 кв/7 см. Установленная в опыте зависимость η от T представлена кривой 3 на рис. 3. Обращает на себя внимание тот факт, что эта кривая имеет крутой спад в области малых значений T и не имеет длинного "хвоста". Разрешающее время камеры, определенное на полувысоте кривой эффективности, равно 1 мксек. Такой ход кривой эффективности можно объяснить большой гасящей способностью метана. Полученные данные являются интересными в том отношении, что они подтверждают гипотезу о сильной зависимости вероятности образования треков от величины среднего расстояния между начальными электронами и количества сильно гасящей примеси. В самом деле, как следует из кривой 3 рис. 3, вероятность регистрации частиц в камере падает от единицы до нуля всего лишь за время сдвига импульса, равное 2 мксек. Очевидно, что за это время количество начальных электронов в следе частицы не может сколько-нибудь заметно измениться, так как технический метан не содержит электроотрицательных примесей, способных перехватывать электроны с тепловой энергией. Единственное изменение, которое может произойти в объеме камеры за время 2 мксек, будет связано с процессом диффузии начальных электронов, который приводит к их некоторому пространственному разбросу.

Таким образом, как и ожидалось, память камеры с метановой добавкой оказалась значительно меньше, чем у камер с добавками воды и спирта. Было также установлено, что при малых временах задержки импульса (0,5 мксек) предельный угол наклона разряда по следу частицы составляет 40-45°.

С точки зрения использования камер в условиях большого фона излучения (например, при работе на пучках частиц от ускорителя) полученный результат на камере с метановой добавкой заслуживает определенного внимания, так как он указывает на один из сравнительно простых путей достижения малых разрешающих времен в камерах с большими промежутками.

Нужно отметить, что качество треков в газоразрядной камере с метановой добавкой сильно зависит от величины задержки импульса. С ростом задержки треки заметно искажаются. Так, при задержке, равной 0,5-1 мксек, треки имели почти такой же вид, как и в камере без многоатомной добавки, но при $T = 1,5$ мксек треки становились изогнутыми и имели размытие в средней части.

Было замечено, что у поверхностей электродов треки всегда имели искажения. У положительного электрода эти искажения наблюдались на длине трека около 0,5 см, а у отрицательного - 1,5 см.

Добавка четыреххлористого углерода к смеси 99,8% Ne и 0,4% Ar

В соответствии с формулой (31) добавление в камеру CCl_4 в количестве $6 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. должно приводить к заметному улучшению разрешающего времени. Для проверки этого обстоятельства были выполнены опыты с камерой, в объем которой вводилось пять значений добавок CCl_4 , а именно: $2 \cdot 10^{-2}$ мм рт.ст. ($3 \cdot 10^{-3}\%$), $4 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. ($5 \cdot 10^{-4}\%$), $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. ($1,4 \cdot 10^{-4}\%$), $2 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст. ($3 \cdot 10^{-5}\%$) и $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. ($3 \cdot 10^{-6}\%$). Было установлено, что в камере, содержащей $2 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. CCl_4 , треки не образуются. Однако при снижении парциального давления четыреххлористого углерода до $4 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. и $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. можно было наблюдать возникновение слабо светящихся треков. Но эффективность их образования не превышала 10%. Дальнейшее уменьшение добавки CCl_4 сопровождалось ростом вероятности регистрации частиц, и при установлении величины парциального давления добавки, равной $2 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст., эффективность регистрации частиц при $T = 0,5$ мксек достигла 0,6 (см. кривую 5 на рис. 3). Треки имели, по-прежнему, слабое свечение, были сильно искривлены и содержали большое число боковых отщеплений.

Следуя Лебу /14, стр. 407/ можно сделать вывод, что наблюдаемая картина искр в камере наблюдалась благодаря исключительно сильному механизму гашения разряда молекулами четыреххлористого углерода.

Треки хорошего качества были получены лишь при снижении парциального давления CCl_4 до значения $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. Треки были прямыми, и предельный угол наклона по следу частицы составлял около 40° .

Интересно отметить следующий факт: яркость свечения треков в камере с добавкой CCl_4 была значительно слабее, чем в камерах, содержащих чистую смесь неона с аргоном, и падала пропорционально величине задержки импульса. Эти наблюдения были сделаны визуально, и данное явление подробно не изучалось. После того, как были выполнены измерения на камере, содержащей добавки CCl_4 , появилось краткое сообщение Шарпака^{12/}, в котором указывалось, что при добавлении в камеру незначительного количества паров иода, интенсивность свечения треков становилась пропорциональной ионизационной способности частиц. Шарпак объясняет этот факт гашением разряда молекулами иода и предлагает использовать это явление для идентификации частиц по импульсу. Сопоставляя данные настоящей работы с результатами Шарпака, можно заключить, что наблюдаемый спад интенсивности свечения треков при увеличении задержки импульса происходит за счет уменьшения числа начальных электронов в следе частицы и гашения разряда добавкой CCl_4 . По-видимому, следует ожидать, что, как и в случае использования паров иода в камере, интенсивность свечения треков в газовой смеси, содержащей примеси CCl_4 , будет также зависеть от плотности ионизации газа заряженной частицей.

Исследование зависимости эффективности камеры от времени задержки импульса показало, что вероятность регистрации частиц камерой, содержащей $3 \cdot 10^{-6}\%$ CCl_4 , быстро падает в области малых значений (см. кривую 4 на рис. 3). Разрешающее время, найденное из этой кривой, равно 1,6 мксек.

Из рассмотрения полученных данных видно, что заметное уменьшение времени памяти камеры наступает при значительно меньшей величине парциального давления CCl_4 , чем предсказывалось теорией (см. расчет по формуле (31)). Это расхождение, по-видимому, объясняется тем, что при выводе формулы (31) учитывался только процесс прилипания электронов к молекулам электроотрицательного газа и не принималось во внимание гасящее действие, оказываемое этими молекулами на развитие разряда в инертном газе. Однако, как видно из результата опыта, формула (31) позволила в первом приближении дать удовлетворительную оценку верхней границе допустимого количества добавки CCl_4 . Поэтому формула (31) может быть использована при аналогичных оценках для других электроотрицательных добавок.

Подчеркнем, что использование CCl_4 в качестве добавки в камерах с большими промежутками является весьма перспективным, так как незначительное количество этого газа приводит к существенному улучшению разрешающего времени.

Наблюдение фигур Лихтенберга. Во многих работах, посвященных исследованию электрического разряда в газе, описано интересное явление — возникновение коронного разряда на поверхности диэлектрика¹⁵, стр. 27/. Обычно такая форма разряда возникает в тех случаях, когда к одной поверхности диэлектрика подводится импульсное напряжение с помощью острого электрода, а с другой стороны диэлектрического слоя приводится в соприкосновение плоский электрод. На месте контакта острия с диэлектриком возникает невидимый поверхностный скользящий разряд. Для его наблюдения обычно используются фотоэмульсионные слои или мелкозернистые порошки, насыпаемые тонким слоем на поверхность диэлектрика. Проявленные изображения представляют из себя сложные фигуры, называемые фигурами Лихтенберга. Форма и размеры фигур зависят от полярности, величины и формы приложенного напряжения, а также от природы диэлектрика и типа газов.

Фигуры Лихтенберга были наблюдаемы также и в данной работе при исследовании тех разрядных камер, у которых проводящие пленки были нанесены на одну или обе наружные поверхности электродов. Фигуры Лихтенберга возникали в месте соприкосновения конца трека с поверхностью диэлектрика и имели достаточно яркое свечение. Одна из фотографий с такими фигурами изображена на рис. 5. На снимке видны две фигуры, одна из которых образовалась у отрицательного электрода (верхняя фигура), другая — у положительного (нижняя фигура), а между ними — трек частицы. Фотографирование производилось фотоаппаратом "Зоркий" на пленку с чувствительностью 1200 ед. ГОСТ. Расположение фотоаппарата и камеры указано на рис. 6. Точка А соответствует положению фотоаппарата.

Образование фигур Лихтенберга в камере, по-видимому, происходит в тот момент, когда искровой канал, развившийся по следу частицы, закорачивает междуэлектродный промежуток и все напряжение в импульсе распределяется на двух диэлектрических участках, расположенных между концами трека и наружными проводящими пленками. В данном случае искра играет роль проводящего стержня с острыми концами.

Фигуры Лихтенберга отчетливо наблюдались в чистой неон-аргоновой смеси и очень слабо в смеси, содержащей добавку CCl_4 в количестве $3 \cdot 10^{-6}\%$. По-видимому, существует прямая связь между образованием в камере видимых фигур Лихтенберга и активностью гашения разряда многоатомными добавками. При дополнительных исследованиях этого явления, вероятно, удастся установить количественные соотношения между параметрами, характеризующими фигуры Лихтенберга, и параметрами, определяющими электрический разряд в камере. Можно ожидать, что сведений о фигурах Лихтенберга, полученных в стандартных условиях, окажется достаточно для решения вопроса о целесообразности использования того или иного многоатомного газа в качестве гасящей добавки в камере.

Ширина треков. Когда частица проходит вдоль электродов камеры, то ее трек образуется из совокупности искровых каналов, которые со стороны электродов представляются светящимися точками. Направление трека в этом случае определяется тем лучше, чем больше возникнет искр на пути частицы и чем меньше боковой разброс искр.

В работе Фукуи и Миямото^{/2/} было установлено, что в камерах, наполненных неон-аргоновой смесью и имеющих промежутки 1 и 2 см, количество искр, возникающих на единице длины трека, всегда было меньше числа начальных электронов и составляло примерно 2 искры на см. Эти данные подтвердились и в работе^{/8/}. Однако указанные результаты были получены при задержке импульса не более 10 мксек. Поэтому представляет определенный интерес найти плотность искр и для больших времен задержки импульса.

В работе^{/2/} было также показано, что ширина треков определяется скоростью диффузии электронов и временем задержки импульса. Было найдено хорошее согласие между экспериментально полученной и теоретически предсказанной шириной трека. На этом основании был сделан вывод о том, что искровые каналы в следе частицы инициируются начальными электронами, а не ионами. Но если сравнить ширину треков, образующихся в камерах с зазором 1 см и 2 см, то можно заметить, что для одних и тех же значений задержек импульса ширина треков во втором случае была немного больше, чем в первом. Это, по-видимому, связано с тем, что с увеличением промежутка камеры возрастает боковой разброс искр за счет искривления пути движения стримера, вызываемого пространственными флуктуациями в развитии разряда. В связи с этим возник вопрос о количественном измерении утолщения трека с ростом зазора.

С этой целью были выполнены измерения толщины треков и числа искр на 1 см длины трека, образующихся в камере с неон-аргоновым наполнением и зазором, равным 7 см. Измерения проводились при различных значениях задержки импульса в интервале от 1 мксек до 20 мксек. Полученные данные представлены в таблице. В этой таблице приведены и результаты работы^{/2/}. Здесь приняты следующие обозначения: T - задержка импульса, δ - ширина трека, n - число искровых каналов на см, h - междуэлектродный зазор в камере и E - напряженность электрического поля.

Как ширина трека, так и число искровых каналов на см пути частицы, определялись для каждой величины задержки импульса по пяти трекам. В свою очередь каждый трек разбивался на интервалы длиной 1 см, и из них находились средние значения δ и n .

В таблице указаны стандартные ошибки измерений.

Т а б л и ц а

T , мксек		1	4	6	10	16	20	Литература
$h = 1$ см	δ мм							
$E = 8$ кв/см	n /см	$2,4 \pm 0,3$						/2/
$h = 1$ см	δ мм	$1,4 \pm 0,3$		$2,3 \pm 0,5$				/2/
$E = 10$ кв/см	n /см	$2,6 \pm 0,4$						
$h = 2$ см	δ мм	$1,7 \pm 0,2$		$3,9 \pm 0,4$	$4,6 \pm 0,4$			/2/
$E = 13$ кв/2см	n /см	$1,8 \pm 0,3$		$2,2 \pm 0,4$	$2,9 \pm 0,7$			
$h = 2$ см	δ мм							
$E = 15$ кв/2см	n /см	$2,6 \pm 0,3$						/2/
$h = 7$ см	δ мм	$3 \pm 0,4$	$5 \pm 0,5$	$6 \pm 0,7$	$11 \pm 0,9$	15+2	22+4	Настоящая работа
$E = 32$ кв/7см	n /см	$2 \pm 0,3$	$2,1 \pm 0,4$	$2,5 \pm 0,4$	$3 \pm 0,61$	$1,8 \pm 0,6$	$1,6 \pm 0,6$	

Из рассмотрения полученных данных следует, что с увеличением промежутка камеры с 1 см до 7 см и при постоянной величине задержки импульса ширина треков возрастает приблизительно в два раза, а число искр на 1 см пути частицы остается неизменным. Это находится в хорошем согласии с предположением, что число искр определяется количеством начальных электронов, условиями развития отдельных лавин и их взаимным влиянием друг на друга (эти условия практически не зависят от величины промежутка), а ширина трека - степенью отклонения движения головы стримера от прямолинейного пути (отклонения растут с увеличением промежутка). Ширина трека возрастает также с увеличением задержки импульса от 3 мм (при $T=1$ мксек) до 22 мм (при $T=20$ мксек). Это возрастание вызвано диффузией начальных электронов из следа частицы за время задержки T . На рис. 7а, 7б и 7в представлены снимки треков космических частиц, сфотографированных при временах задержки импульса, равных 1 мксек, 10 мксек и 20 мксек. На этих фотографиях отчетливо видны изменения, которые происходят со следом частицы при вариациях времени задержки импульса. В частности, можно заметить, что при $T=20$ мксек число искровых каналов в камере становилось мало. Это связано с уходом электронов на электроды камеры и перехватом их молекулами электроотрицательных примесей, составляющих загрязнение камеры.

Из полученных данных для величины δ можно оценить коэффициент диффузии электронов. Для этого воспользуемся соотношением (1).

$$\frac{1}{2} \frac{\delta(T)}{2} = \bar{r}(T) = \sqrt{6DT}, \quad (1')$$

где T - время задержки импульса.

В формуле (1') коэффициент $1/2$ введен для исправления δ на величину бокового смещения стримера при его движения вдоль поля. Решая это равенство относительно D , будем иметь:

$$D = \frac{\delta^2(T)}{96T} \quad (32)$$

Это соотношение наилучшим образом описывает экспериментальные данные при D , равном $1,5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$.

Наконец, отметим, что при наложении очищающего поля на электроды камеры, у которой проводящие пленки были нанесены на внутренние поверхности крышек, было замечено увеличение ширины треков. При градиенте поля, равном 150 в/7 см , ширина треков становилась в два раза большей, чем без очищающего поля. Это вызывалось, по-видимому, увеличением энергии электронов в очищающем поле и увеличением их скорости диффузии.

В ы в о д ы

Результаты, полученные в данной работе, могут быть сформулированы следующим образом:

1. Установленные соотношения (24) и (31) для оценки допустимого количества многоатомных и электроотрицательных добавок, используемых в камерах, в основном верно описывают процессы перехвата электронов молекулами этих газов и дают удовлетворительно согласующиеся с экспериментом верхние значения количества добавок.

2. Выдвинутая гипотеза о характере зависимости эффективности регистрации частиц в камере от интенсивности гашения разряда многоатомными добавками и величины смещения начальных электронов в результате диффузии подтвердилась экспериментально. Найдено, что такие многоатомные добавки, как H_2O и $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ оказывают слабое воздействие на времена памяти камеры, тогда как добавки CH_4 , напротив, существенно влияют на эту характеристику. При введении в камеру $0,1\%$ CH_4 время памяти камеры уменьшается с 16 мксек до 1 мксек .

3. Как и в случае использования галогидных добавок в счетчиках ¹²², в выполненных опытах, подтвердилась идея о возможности использования в камерах добавок электроотрицательного газа, способного захватывать медленные электроны, для эффективного воздействия на величину времени памяти. Установлено, что добавление в камеру $3 \cdot 10^{-6} \%$ CCl_4 уменьшает время памяти камеры с 16 мксек до $1,6 \text{ мксек}$.

4. Установлено, что в камерах, имеющих диэлектрические прослойки, на концах

трека образуются видимые фигуры Лихтенберга, форма и яркость свечения которых зависят от газового наполнения камеры. Можно ожидать, что удастся использовать это явление для оценки целесообразности применения той или иной многоатомной добавки.

5. Изучено изменение ширины трека δ и числа искр n на см пути частицы от времени задержки импульса T и величины зазора h камеры. При увеличении T от 1 мксек до 20 мксек δ растет от 3 до 22 мм , а n вначале увеличивается с 2 см^{-1} до 3 см^{-1} (при $T = 10 \text{ мксек}$) и затем вновь уменьшается до $1,6 \text{ см}^{-1}$ (при $T = 20 \text{ мксек}$). При изменении h с 1 см до 7 см величина n остается неизменной, а δ - увеличивается примерно в 2 раза. Ширина трека увеличивается также при подаче на камеру очищающего поля.

6. Из полученной зависимости для ширины трека от времени задержки импульса найдено значение коэффициента диффузии D электронов в неон-аргоновой смеси. Величина D оказалась равной $1500 \text{ см}^2/\text{сек}$.

7. Выполненные опыты с камерой, у которой проводящие пленки нанесены на наружные поверхности крышек, показали, что в ней сохраняется 100%-ая эффективность регистрации частиц на протяжении более двух лет.

8. Установлено, что вероятность регистрации частиц в камерах и качество треков не зависят от взаимного расположения проводящих пленок, нанесенных на поверхности крышек камер.

Авторы благодарны А.А.Тяпкину за полезные советы и дискуссии по вопросу о развитии разряда в камере вдоль следа частицы.

Л и т е р а т у р а

1. S.Fukui, S.Miyamoto. Nuovo Cim., 11, 113 (1959).
2. S.Fukui, S.Miyamoto. Physical Institute Nagoya University Japan. Preprint, 1959.
3. А.М. Говоров, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев, Х. Поэе. ПТЭ, 1961, в. 49.
4. И. Алиханян, Т.Л. Асатиани, Э.М. Матевосян. ЖЭТФ, 44 773 (1963).
5. А.А.Тяпкин. Reprinted from Proceedings of the Intern Conf. on High-Energy Instrumentation. Berkeley, 1960.
6. G.Peter, A.A.Tyapkin, A.F.Pisarcw and Tzou chu Lyang. Nuclear Instruments and Methods. 20, 201 (1963).

7. В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев, Х. Поэе. ЖЭТФ, 42, 1209 (1962).
8. В.Х. Волюнский, М.И. Дайон, А.К. Покозов. ПТЭ, 3, 155 (1961).
9. А.А. Борисов, Б.А. Долгошеин, Б.И. Лучков, Л.В. Решетин, В.И. Ушаков. ПТЭ, 1, 49 (1962).
10. М.И. Дайон, Г.А. Лексин. УФН, 30, 331 (1963).
11. Ю.Д. Баюков, Г.А. Лексин, Д.А. Сучков, В.В. Теленков. ПТЭ, 1, 36 (1963).
12. Proceedings of the Conference on Photon interactions in the Bev - Energy. Cambridge, Massachusetts January, VII, 5 (1963).
13. А.А. Тяпкин, Цзоу Чжу-лянь. Препринт ОИЯИ, Д-870, Дубна, 1962.
14. Л. Леб. Основные процессы электрических разрядов в газах. Гостехиздат, 1950.
15. Дж. Мик, Дж. Крэгс. Электрический пробой в газах. ИЛ, 1960.
16. Н.А. Капцов. Электрические явления в газах и вакууме, изд. второе, Гостехиздат, 1950.
17. А.П. Иванов. Электрические источники света. Госэнергоиздат, 1948.
18. Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серге, 1, ИЛ, 1955.
19. Н.С. Бучельникова. ЖЭТФ, 35, 1119 (1958).
20. Н.С. Бучельникова. УФН, 65, 351 (1958).
21. В. Векслер, Л. Грошев, Б. Исаев. Ионизационные методы исследования излучений. Гостехиздат, 1949.
22. В. Вишняков, Тан Сяо-вей, А.А. Тяпкин. УФН, 72, 133 (1960). (1)
23. О. Корф. Счетчики электронов и ядерных частиц. ИЛ, 1947.
24. Э. Фюнфер, Г. Нейерт. Счетчики излучений. ИЛ, 1961.
25. A. Przybylski. Z. Phys. 151. 264 (1958).
26. R.W. Ditchburn. Proc. Roy. Soc. A 229, 44 (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря 1963 г.

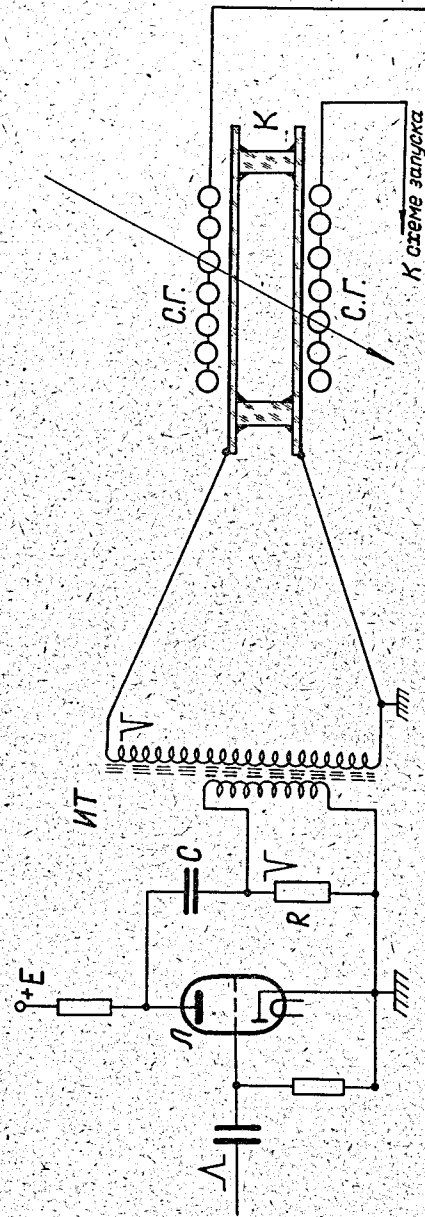
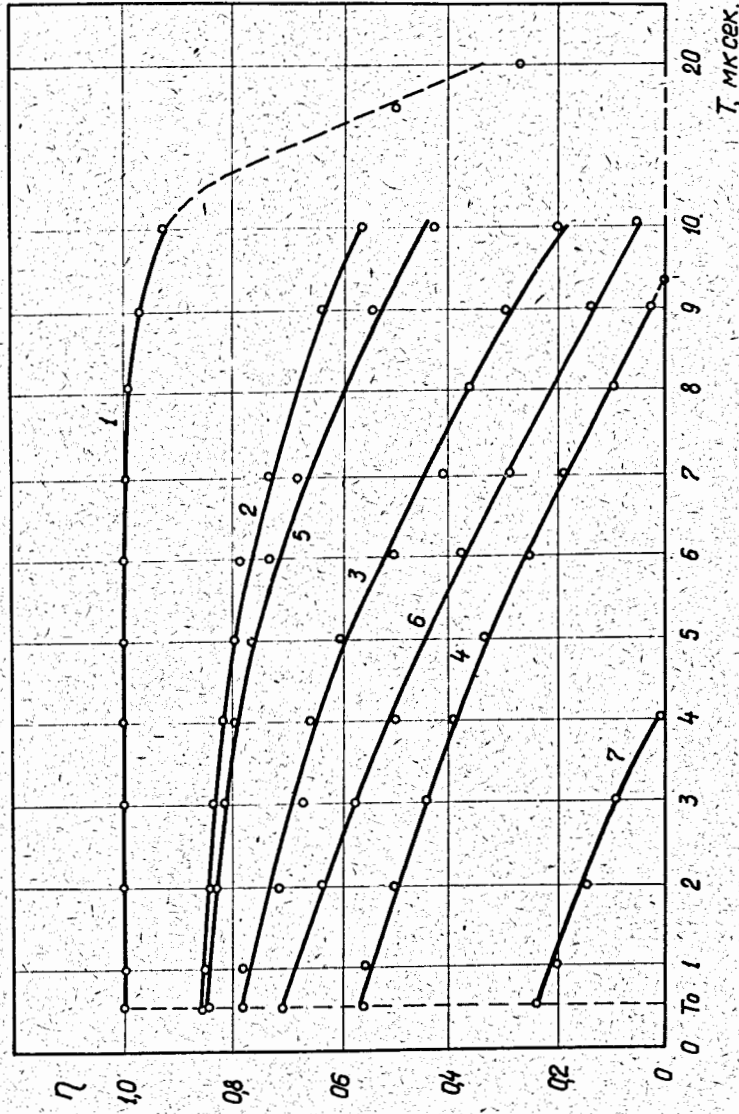


Рис. 1. Схема опыта:

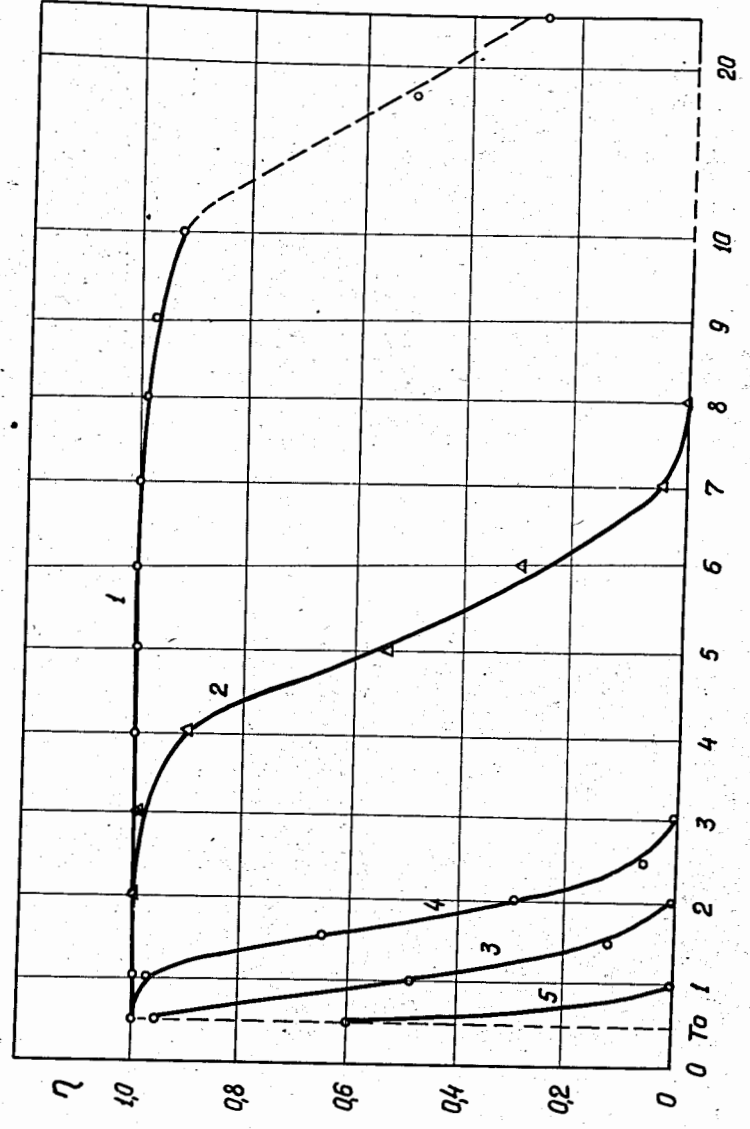
Л - тиратрон ТГИ1-325/16; С = 5600 пф, R = 30 ом; И.Т. - импульсный трансформатор;
С.Г. - счетчики Гейгера К - камера.



Т, мксек.

Рис. 2. Эффективность регистрации частиц в камерах при наполнении неоном с добавками Ag, H₂O и C₂H₅OH:

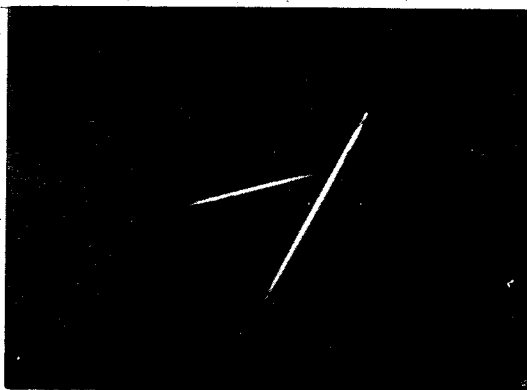
η - эффективность, T - задержка импульса, T = 0,5 мксек, 1 - стандартная смесь (с.с.) из 99,6% Ne и 0,4% Ag, E = 4,6 кв/см; 2 - с.с. + 0,2 H₂O, E = 5 кв/см; 3 - с.с. + 0,5% H₂O, E = 5 кв/см; 4 - с.с. + 1% H₂O, E = 5 кв/см; 5 - с.с. + 0,1% C₂H₅OH, E = 5 кв/см; 6 - с.с. + 0,5% C₂H₅OH, E = 5 кв/см; 7 - с.с. + 1% C₂H₅OH, E = 5,7 кв/см.



Т, мксек.

Рис. 3. Эффективность регистрации частиц в камерах при наполнении неоном с добавками Ag, C₂H₄ и CCl₄:

η, T, T₀ и 1 - то же, что и на рис. 2; 2 - с.с. - после двух лет работы, E = 4,6 кв/см; 3 - с.с. + 0,1% C₂H₄, E = 4,6 кв/см; 4 - с.с. + 0,1% CCl₄, E = 4 кв/см; 5 - с.с. + 3·10⁻⁶% CCl₄, E = 4,6 кв/см; 6 - с.с. + 3·10⁻⁵% CCl₄, E = 5 кв/см.



4. Фотография трека космической частицы, прошедшей через камеру под углом 45° .



Рис. 5. Снимок фигур Лихтенберга.

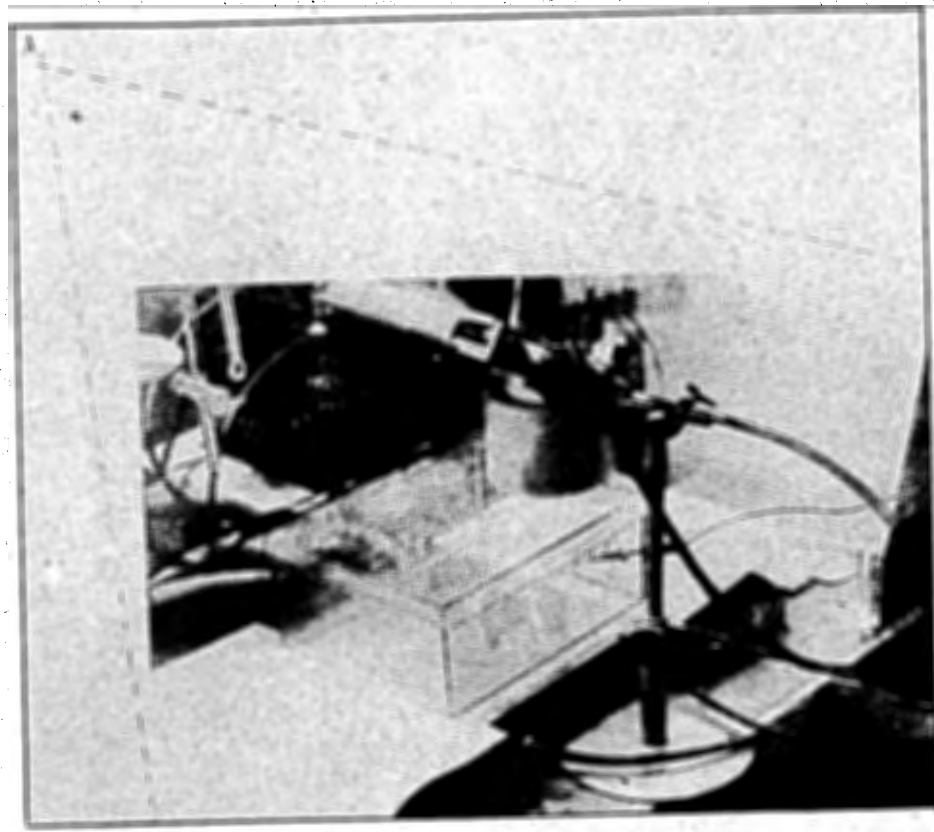


Рис. 6. Газоразрядная камера. Точка А соответствует положению фотоаппарата при фотографировании фигур Лихтенберга.

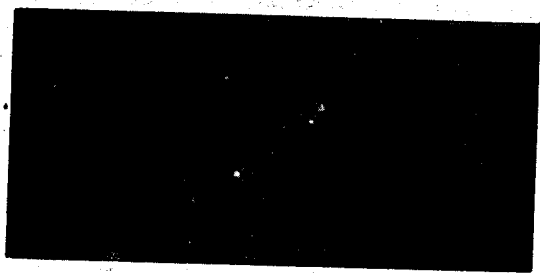


Рис. 7. Фотографии треков космических частиц, прошедших вдоль электродов камеры.
Снимки сделаны для трех значений времени задержки импульса:
а - 1 мксек; б - 10 мксек; в - 20 мксек.