

УДК 539.1.074

ЭЛЕКТРОННЫЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ В ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМАХ ЖИДКОСТЬ—ГАЗ

*Б. А. Долгошеин,
А. А. Круглов,
В. Н. Лебеденко,
В. П. Мирошниченко,
Б. У. Родионов*

Московский инженерно-физический
институт

Описан принцип работы и приведены характеристики двухфазных электронных детекторов ионизирующих излучений, заполненных жидким аргоном. Регистрация частиц в различных типах подобных детекторов, описанных в работе, основана на электростатической эмиссии электронного изображения следа частицы из жидкой фазы в газовую. Показана возможность бесфильмовой регистрации треков ионизирующих частиц в жидком аргоне с помощью системы проволочных электродов при 100%-ной эффективности регистрации частиц.

The operation principle and characteristics of twophase electron detectors of ionizing radiation, filled with liquid argon, are described. Particle detection in various types of similar detectors, described in this paper, is based on the electrostatic emission of the particle track electron image from the liquid phase to the gas one. The possibility of filmless detection of ionizing particle tracks by system of the wire electrodes, at 100% particle detection efficiency is shown.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие электронных методов регистрации частиц в жидкостях мы считаем перспективным в следующих направлениях:

- 1) быстрая электронная регистрация нейтральных излучений (нейтроны, γ -кванты, и в особенности нейтрино) [1—3];
- 2) достижение высокого пространственного разрешения (вплоть до 10^{-3} см, что возможно из-за малой диффузии электронов, большой их плотности на следах частиц и малого пробега δ -электронов в жидкости) [4—8];
- 3) применение жидкостных электронных детекторов в качестве спектрометров полного поглощения [9].

Кроме того, необходимо сказать об электронном детекторе следов в жидком водороде; перспективность подобного детектора

не требует пояснений. Однако в настоящее время единственной доступной в больших количествах жидкостью, в которой существуют свободные электроны, является сжиженный благородный газ. Химическая инертность благородных газов позволяет сравнительно просто выделить из них электроотрицательные примеси. Поэтому практически все работы по жидкостным электронным детекторам выполнены со сжиженными благородными газами. (аргон, реже — ксенон).

Проведенное ранее исследование электронных процессов в благородных газах и жидкостях (см., например, [1]) с целью создания жидкостных электронных детекторов частиц, аналогичных известным газоразрядным детекторам (счетчики Гейгера, искровые камеры и т. п.), а также последующие неудачные попытки получить управляемый контролируемый разряд в жидком аргоне [10] побудили нас к поискам принципиально нового метода регистрации частиц в жидкостях [2]. Такой метод, основанный на переносе электронного изображения следа частицы из жидкости в газовую фазу с последующей регистрацией «электронного призрака» следа в газовой фазе, был исследован и впервые доложен Б. А. Долгошеиным, В. Н. Лебеденко и Б. У. Родионовым на совещании по бесфильмовым искровым и стримерным камерам в Дубне в апреле 1969 г. В работе [11] приведена первая фотография следов α -частиц в жидком аргоне, полученная в двухфазном электронном детекторе. Наконец, в докладе [12] сообщались результаты, доказавшие возможность бесфильмового вывода информации из такого детектора.

Прежде чем перейти к изложению характеристик двухфазных электронных детекторов, необходимо отметить большие успехи по регистрации электронов в гомогенной жидкой среде, достигнутые группой Л. Альвареца [7]. Авторы работы [7] добились 100%-ной эффективности регистрации α -частиц в жидком ксеноне с помощью разряда у поверхности тонкой (диаметр менее 10 мкм) проволоочки. В поле $2 \cdot 10^6$ в/см получено 100-кратное размножение электронов. Показана также возможность 15-мкм точности регистрации α -частиц сборанием электронов (без их размножения в жидкости) на тонких проволоочках, расположенных на расстоянии 50 мкм друг от друга и на расстоянии 0,7 мм от α -источника.

Однако создание жидкостных трековых детекторов большого объема, основанных на описанном выше способе, развиваемом в работах [4—8], представляется нам технологической задачей очень большой сложности. В отличие от этого в двухфазном детекторе регистрация электронного изображения следа значительно более проста, так как она осуществляется в газовой фазе; здесь отпадает необходимость применения электрических полей большой напряженности, характеристики двухфазного детектора оказываются подобными характеристикам газоразрядных детекторов.

1. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХФАЗНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Ионизирующие частицы в двухфазном детекторе регистрируются следующим образом:

1) электрическое поле «вытягивает» часть электронов со следов ионизирующих частиц в жидкости и тем избавляет их от рекомбинации с положительными ионами;

2) электроны, избежавшие рекомбинации на следе, дрейфуют к границе раздела фаз жидкость — газ;

3) электроны проходят границу раздела фаз и выходят из жидкости в газ;

4) электроны дрейфуют в газе;

5) в газе электроны детектируются любым известным способом (например, по газовому разряду).

Первые два процесса характерны для любого жидкостного электронного детектора, последующие — только для двухфазного. Поскольку в основе нашего метода лежит возможность выхода (эмиссии) электронов из жидкости в газовую фазу, удобно называть такие детекторы эмиссионными, чтобы отличить их от двухфазных детекторов других типов (например, известной жидкостной камеры Шарпака [13], в которой осуществляется разряд в пузырьках газа). Приведем основные характеристики упомянутых процессов.

Выход электронов со следов ионизирующих частиц в жидкости зависит от ионизирующей способности частицы, напряженности электрического поля и свойств жидкости. На рис. 1 приведены полученные данные по относительному выходу электронов с треков частиц в однородном электрическом поле различной напряженности в жидком аргоне. Ионизация жидкости осуществлялась α -частицами и рентгеновскими лучами. Энергия квантов рентгеновских лучей около 30 кэв (пробег фотоэлектронов в жидкости 0,002 г/см²), энергия α -частиц 5,15 Мэв (пробег в жидкости плотностью 1,3 г/см² около 50 мкм).

Таким образом, мы имели дело с плотностями ионов на единице длины следа, в 10 (для рентгеновских лучей) и 300 раз (для α -частиц) превосходящими плотность ионов на единице длины следа релятивистской частицы. Тем не менее, как видно из рис. 1, при напряженности поля 10 кэ/см со следов рентгеновских фотоэлектронов вытягиваются практически все электроны и около 10% электронов вытягивается со следов α -частиц. Естественно, что для релятивистских частиц полный выход электронов будет происходить в значительно более слабых полях (~ 1 кэ/см). В жидком ксеноне (плотность 2 г/см²) наблюдается практически такая же картина (как и на рис. 1) зависимости выхода электронов от напряженности электрического поля [2].

Важно отметить, что при отсутствии электрического поля на следах рентгеновских фотоэлектронов в жидком ксеноне происходит практически полная рекомбинация электронов за время менее 1 мксек. В течение этого времени на следах фотоэлектронов

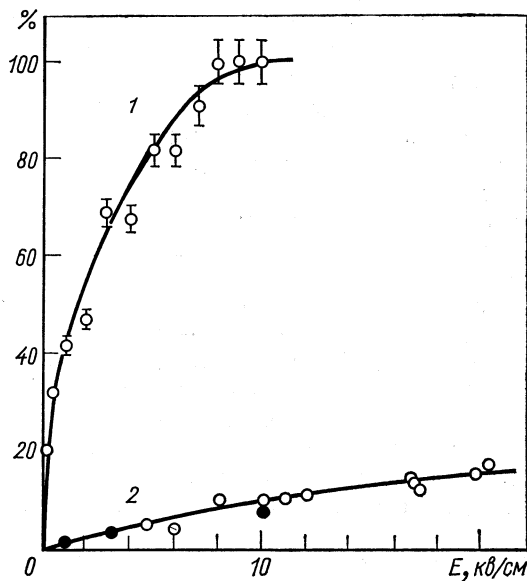


Рис. 1. Зависимость относительного выхода электронов с трека рентгеновского фотоэлектрона (1) и α -частицы (2) от напряженности электрического поля в жидком аргоне.

На кривой 2 светлыми кружками отмечены результаты измерения методом наблюдения электролюминесценции (см. текст), темными кружками — результаты ионизационных измерений в жидком аргоне [16].

существует плотная плазма, которая препятствует выходу электронов. Опыты показали, что при напряженности поля около 10 кВ/см электроны удерживаются плазмой примерно 0,1 мксек [2].

Дрейф свободных электронов в жидкости в электрическом поле сопровождается очень важными для работы электронного детектора процессами — диффузией и прилипанием электронов к электроотрицательным примесям. В практически интересном диапазоне температур (около 100° K) и напряженностей поля ($1 \div 10$ кВ/см) скорость дрейфа электронов в жидком аргоне ($2 \div 3$) $\cdot 10^5$ см/сек. С понижением температуры жидкости скорость дрейфа электронов увеличивается [2].

Коэффициент диффузии электронов при напряженности поля 1 кВ/см был оценен в работах [2, 12] и оказался равным примерно

1 см²/сек. При таком коэффициенте диффузии расплывание электронного облака в жидкости на пути дрейфа около 10 см составит $\sim 10^{-2}$ см. Диффузия электронов в жидкости в сильных электрических полях определяет предел точности детектирования координат следа.

Вероятность прилипания электронов к электроотрицательным примесям (главным образом к кислороду) сильно зависит от энергии электронов, концентрации примеси и времени дрейфа. При концентрации кислорода в жидком аргоне около $2 \cdot 10^{-6}$, напряженности электрического поля 5 кВ/см путь дрейфа электрона до прилипания составит около 1 см. Сравнительно простая чистка аргона активированным углем увеличивает путь дрейфа в 50 раз [14]. В наших опытах чистка газообразного аргона осуществлялась его пропусканием через нагретую до 700° С стружку металлического кальция. Обезгаживание стенок детектора достигалось непрерывной циркуляцией чистого газа в течение нескольких часов через его объем. Такая процедура очистки газа и стенок детектора перед сжижением позволяла избежать заметных потерь электронов в детекторе на пути дрейфа в жидкости до 2 см.

Эмиссия электронов из жидкости в газовую фазу — важнейший и наименее изученный процесс, лежащий в основе работы двухфазных электронных детекторов. Ранее экспериментально было показано [2, 12], что в однородном электрическом поле напряженностью выше 3 кВ/см практически все электроны выходят из жидкого аргона в газовую фазу. На рис. 1 приведены дополнительные данные, подтверждающие этот вывод. Кружками на кривой 2 показано количество электронов (в относительных единицах), зарегистрированных в газовой фазе над поверхностью жидкого аргона, который ионизовался α -частицами. Электроны регистрировались с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) по электролюминесценции газа, интенсивность которой пропорциональна числу дрейфующих в газе электронов [15]. Для всякого значения напряженности поля за единицу принималась интенсивность электролюминесценции в газе той же температуры и плотности, но при отсутствии жидкости в межэлектродном промежутке.

Из рис. 1 видно (кривая 2), что полученные данные полностью соответствуют данным ионизационных измерений в жидком аргоне [16], следовательно, число электронов, вышедших в газовую фазу, совпадает с числом электронов в жидкости. С помощью электролюминесценции можно выявить также временные свойства эмиссии. Для этого был использован генератор коротких (~ 200 нсек) высоковольтных импульсов, который запускался от ФЭУ, регистрировавшего сцинтилляционную вспышку в жидкости при ее ионизации α -частицей. Время задержки между сцинтилляцией

и появлением высоковольтного импульса на электродах камеры могло варьироваться в широких пределах с точностью $0,1 \text{ мксек}$.

Схема эксперимента та же, что и в предыдущих опытах (рис. 2). Если в момент подачи высоковольтного импульса электроны, дрей-

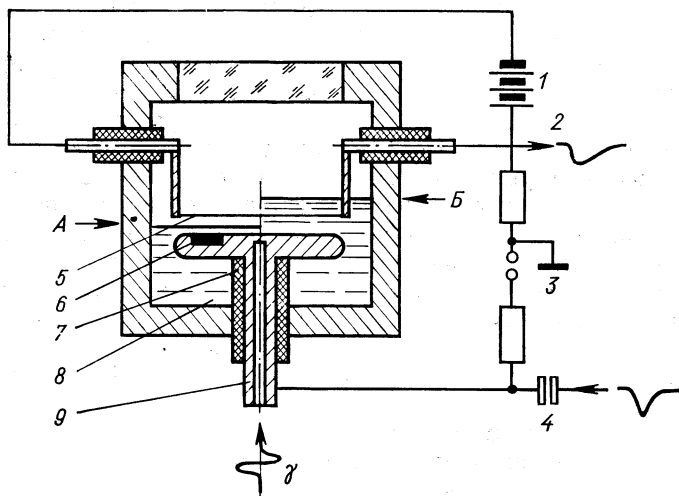


Рис. 2. Исследовательская камера:

А — вариант детектора с нитью, расположенной над поверхностью жидкого аргона; Б — вариант детектора с прогреваемой нитью, погруженной в жидкий аргон; 1 — батарея аккумуляторов, обеспечивающая прогрев нити; 2 — выход сигнала; 3 — ввод высокого напряжения; 4 — ввод высоковольтного импульса при исследовании импульсного режима работы детектора (вариант Б); 5 — проволочный анод; 6 — α -источник; 7 — изолятор; 8 — жидкий аргон; 9 — коллиматор.

фуя в постоянном электрическом поле, успевали выйти из жидкости в газовую фазу, ФЭУ регистрировал вторую вспышку света, вызванную электролюминесценцией газа в суммарном (импульсном и постоянном) поле.

На рис. 3 показаны зависимости числа испущенных фотонов электролюминесценции при различных задержках высоковольтного импульса (от момента сцинтилляции) в разных по величине постоянных полях. Нетрудно видеть, что из этих данных можно найти времена дрейфа электронов в жидкости и газе (время до появления свечения и время свечения соответственно) в постоянном поле. Время нарастания и спада электролюминесценции ($0,4 \pm \pm 0,1 \text{ мксек}$) на рис. 3 определяется временными параметрами использованного электронного оборудования. Поэтому время эмиссии электронов не может существенно превышать $0,1 \text{ мксек}$. Учитывая, что время эмиссии электронов определяется также размерами электронного облака вдоль силовых линий электрического

поля, которые, в свою очередь, определяются временем выхода электронов с α -следа $\sim 0,1$ мксек, можно сделать вывод, что собственно процесс эмиссии электрона через поверхность жидкого аргона длится не более 0,1 мксек.

Дрейф электронов в газе — процесс, хорошо изученный. Отметим только, что скорость дрейфа электронов в парах аргона над жидкостью при напряженности электрического поля 1—10 кв/см составляет $(3 \div 4) \cdot 10^5$ см/сек, т. е. менее чем в два раза превышает скорость дрейфа электронов в жидкости. Поскольку энергия электронов в газе существенно выше, чем в жидкости, в газе резко увеличивается коэффициент диффузии электронов (см. известное соотношение Эйнштейна). Поэтому для обеспечения максимальной точности регистрации координат следа в эмиссионной камере необходимо обеспечить минимальный путь дрейфа электронов в газе.

Регистрация электронов в газе осуществляется, как правило, газоразрядными методами. Ранее для этой цели был использован искровой способ [11, 12], а также электролюминесценция газа [2]. Ниже рассмотрены способы детектирования электронов на тонких проволочках, окруженных газом (см. рис. 2). Преимущества регистрации электронов на проволочках очевидны: простым способом можно обеспечить бесфильмовый вывод информации о координатах следа и об ионизирующей способности частицы, проходящей через жидкость.

2. ДВУХФАЗНЫЕ ПРОВОЛОЧНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Были исследованы проволочные детекторы трех типов:

А. Электроны со следа ионизирующей частицы в жидкости собираются на тонкую проволочку — анод, помещенную над жидкостью параллельно ее поверхности. Вблизи поверхности проволочки в постоянном электрическом поле возникает разряд. Регистрируется ток разряда.

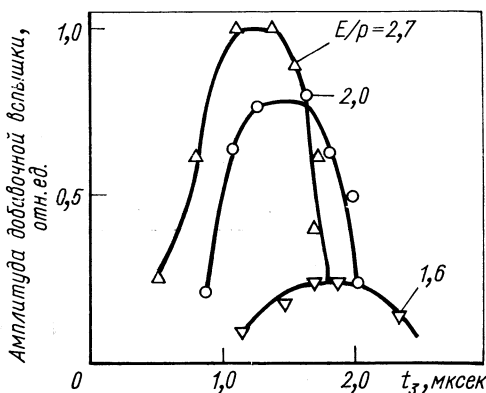


Рис. 3. Зависимость амплитуды добавочной вспышки электролюминесценции от времени задержки подачи высоковольтного импульса в камеру ($T = 108^\circ \text{K}$). Совершенно идентичные кривые наблюдались для всех температур от 94° до 120°K :

E — суммарная напряженность постоянного и импульсного электрических полей, $v/\text{см}$; p — давление, мм рт. ст. Напряженность постоянного поля равна 3, 5 и 8 кв/см (∇ , \circ , Δ).

Б. То же, но проволочный анод погружен в жидкость. Газовая фаза около анода создается прогревом проволочки постоянным электрическим током. Разряд развивается в пузырьках газа на поверхности проволочки.

В. То же, что и в п. Б, но проволочка работает в режиме импульсного питания.

Ионизация аргона в этих опытах осуществлялась импульсным пучком рентгеновских лучей со средней энергией фотонов 30 кэв,

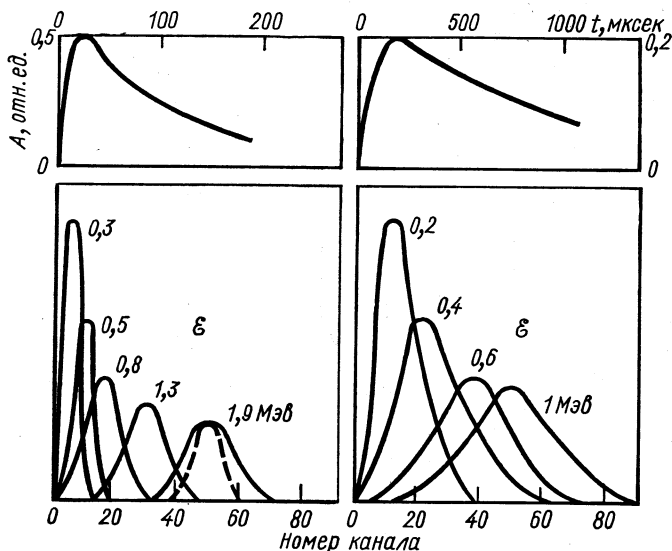


Рис. 4. Типичные осциллограммы сигналов и амплитудные спектры сигналов в детекторе с регистрирующей нитью, помещенной над поверхностью жидкого аргона (слева, нить 100 $\mu\text{м}$) и под поверхностью жидкого аргона (справа, нить 30 $\mu\text{м}$):

— — — амплитудный спектр сигналов при поглощенной энергии около 1 Гэв без газового усиления вблизи поверхности нити; ионизация рентгеновскими лучами; за единицу принята амплитуда сигнала при полном собирании электронов на емкости 300 пф.

длительность рентгеновского импульса менее 300 $\mu\text{сек}$. Кроме того, использовались γ -источники ^{60}Co (1,2 Мэв) и ^{137}Cs (0,6 Мэв), которые помещались вне камеры. Часть опытов выполнена с α -источником, расположенным на плоском катоде (см. рис. 2).

Ионизация жидкого аргона рентгеновскими лучами варьировалась с помощью медных фильтров и измерялась по ионизационному току. Полная поглощенная в жидкости энергия \mathcal{E} определялась по числу ионных пар в жидкости. При этом считалось, что для образования одной ионной пары необходима энергия 26,4 эв [17].

На рис. 4 приведены типичные осциллограммы сигналов, инициированных рентгеновскими лучами в детекторах типа А и Б, а также амплитудные спектры сигналов при различной поглощенной энергии \mathcal{E} . В наших опытах амплитудное разрешение определялось главным образом флуктуациями энергии рентгеновских импульсов (см. рис. 4), а также нестабильностью давле-

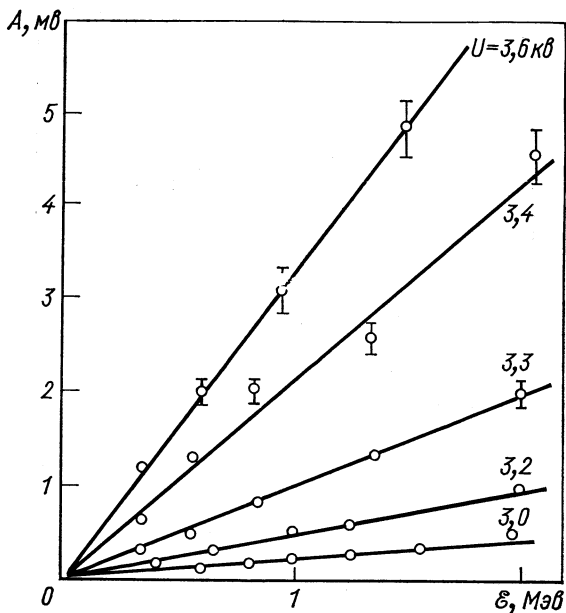


Рис. 5. Зависимость амплитуды сигнала A от энергии \mathcal{E} , поглощенной в жидком аргоне:
 $C = 300 \text{ пф}$, $R = 0,5 \text{ Мом}$, нить 100 мкм ; ток накала $0,3 \text{ а}$;
 давление $3,5 \text{ атм}$.

ния газа (см. ниже). Из рис. 4 видна четкая зависимость амплитуды сигнала A от энергии ионизации \mathcal{E} . Остановимся подробнее на характеристиках детектора каждого типа с одной проволочкой.

А. Проволочный анод над поверхностью жидкости. Исследовались проволочки диаметром 30, 50, 100 и 200 мкм . Поскольку характеристики детекторов с различными диаметрами проволочек качественно подобны, приведем результаты, полученные на проволочном аноде диаметром 100 мкм . Чтобы обеспечить стабильность результатов, необходимо проволочку прогреть током $0,3 \text{ а}$ (на холодной проволочке в электрическом поле образуется тонкий неконтролируемый слой жидкости).

Линейная зависимость амплитуды сигнала A от поглощенной энергии \mathcal{E} при различных значениях напряжения U проволочки

относительно катода приведена на рис. 5. Отметим, что в наших опытах емкостная нагрузка проволоочки была очень большой (300 пф) из-за подключения ее к аккумуляторной батарее. Мы не придавали этому серьезного значения, однако при необхо-

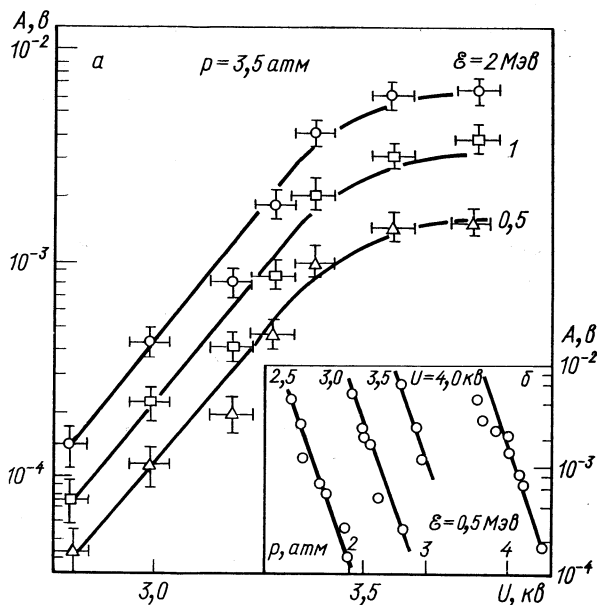


Рис. 6. Зависимость амплитуды сигнала A от напряжения U (а) и от давления p (б) (нить диаметром 100 мкм, ток накала 0,3 а).

димости нетрудно с помощью некоторого усложнения схемы прогрева, по крайней мере на порядок, снизить величину емкостной нагрузки.

Экспоненциальная зависимость амплитуды сигнала A от рабочего напряжения U при различных значениях поглощенной энергии \mathcal{E} дана на рис. 6. Из рис. 6, а видно, что при напряжении около 3,4 кВ рост сигнала с увеличением напряжения замедляется и при более высоких напряжениях коэффициент газового усиления практически не меняется. Максимальная величина коэффициента газового усиления в режиме пропорционального усиления около 500. На рис. 6, б показана также экспоненциальная зависимость амплитуды сигнала A от давления пара аргона при различных рабочих напряжениях U . Как видно из рис. 6, б, изменение давления газа на 0,1 атм меняет амплитуду сигнала почти в два раза. Сильная зависимость амплитуды сигнала от давления и напряжения требует для получения амплитудного разрешения

детектора $\sim 10\%$ тщательного термостатирования камеры ($\Delta T \approx \approx 0,1^\circ \text{K}$) и хорошей стабилизации напряжения ($\Delta U/U \approx 1\%$).

Была исследована также работа одной проволоочки в случае плоского многопроволочного анода (расстояние между проволоочками 2 мм). Характеристики такого детектора подобны приведенным выше, но рабочее напряжение несколько больше.

Интересно отметить эффект увеличения амплитуды сигнала A при увеличении тока, прогревающего проволоочку (усиление возрастает в двадцать раз при изменении тока от 0,4 до 0,7 а, проволоочка 200 мкм), — явление, связанное с уменьшением плотности газа у проволоочки при ее нагревании.

Б. Прогреваемый проволоочный анод в жидкости. Прогрев электрическим током погруженной в жидкость проволоочки — простейший способ создания контролируемой газовой фазы на поверхности проволоочки. Если электрическое поле выключено, на поверхности прогреваемой проволоочки можно наблюдать большое число пузырьков газа. При включении постоянного поля $U \approx 1 \text{ кВ}$ крупные пузырьки исчезают, а при напряжении $U > 1 \text{ кВ}$ остаются пузырьки, существенно меньше диаметра проволоочки.

Это явление нетрудно объяснить электрострикционными эффектами, возникающими около поверхности проволоочки в зоне большого градиента напряженности электрического поля. Прежде всего, в неоднородном поле возникает добавочное гидростатическое давление, которое способствует схлопыванию пузырьков и их отрыву от поверхности проволоочки. Кроме того, из-за градиента температуры около проволоочки возникают сильные радиальные конвективные потоки жидкости, охлаждающие проволоочку. Мы установили, что для успешной работы детектора необходим прогрев проволоочек диаметром от 30 до 100 мкм током, обеспечивающим выделение мощности около 1—2 вт на 1 см длины проволоочки. При этом существует оптимальный ток прогрева, который может меняться в небольших пределах ($\leq 10\%$). Оптимальное значение тока прогрева в каждом опыте находили экспериментально. На рис. 7 показаны счетные характеристики прогреваемого проволоочного детектора α -частиц; 100%-ная эффективность регистрации α -частиц на рис. 7 получена для значения тока прогрева 0,4 а (интенсивность α -источника предварительно была измерена в газе). Ниже покажем, что при оптимальном токе прогрева на поверхности проволоочки остаются пузырьки газа диаметром около 10 мкм, в которых и происходит размножение электронов. Минимальное число таких пузырьков на единице длины проволоочки легко оценить. Действительно, для 100%-ной эффективности регистрации α -частиц необходимо попадание в пузырек хотя бы одного электрона, иницирующего разряд. Поперечная диффузия электронов за время их дрейфа в жидком аргоне составляет не более 10^{-2} см , следовательно, расстояние между

пузырьками менее 10^{-2} см. Таким образом, на каждом сантиметре длины проволочки при оптимальном токе прогрева существуют сотни пузырьков диаметром около 10 мкм, в которых могут размножаться электроны.

Амплитудный спектр импульсов от α -частиц при напряжении $U = 6$ кэ показан на рис. 8, а. При таком напряжении из α -следа вытягивается всего $6 \cdot 10^3$ электронов, что равносильно числу

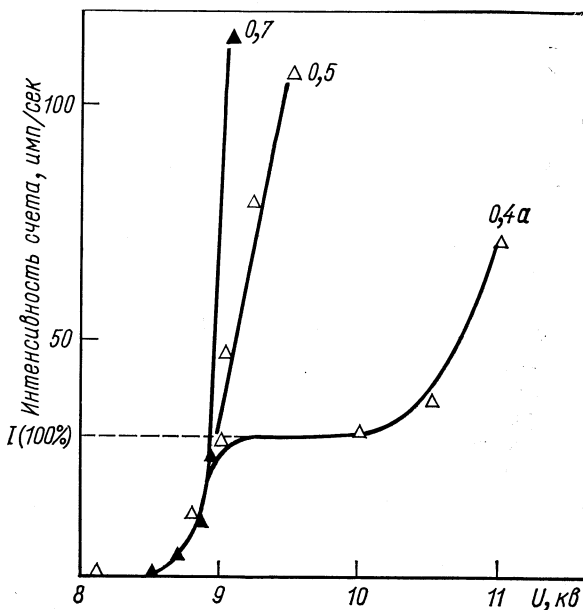


Рис. 7. Счетная характеристика детектора, регистрирующего α -частицы для различных токов накала проволочки.

В используемых электрических полях с трека α -частицы вытягивается $\sim 6 \cdot 10^3$ электронов (эквивалентные потери энергии для релятивистской частицы ~ 150 кэв). При токе накала 0,3 а счет отсутствует вплоть до напряжения 15 кэ. Нить 100 мкм давление 4,6 атм; $I(100\%)$ — интенсивность счета при 100%-ной эффективности регистрации α -частиц.

электронов со следа релятивистской частицы, теряющей в жидкости энергию 150 кэв ($\mathcal{E} = 150$ кэв), т. е. пересекающей слой жидкости, сравнимый с длиной пробега α -частицы (50 мкм). Амплитудное разрешение в данном случае определяется зависимостью числа вытянутых электронов от места вылета α -частицы (поле неоднородное) и от угла между ее траекторией и направлением электрического поля (рекомбинация электронов на следе максимальная при нулевом угле).

На рис. 8, б приведены амплитудные спектры импульсов от γ -квантов ^{60}Co и ^{137}Cs . К сожалению, спектры от γ -источников выглядят как спадающие спектры «шумового» характера. Это вызвано как многократным рассеянием γ -квантов, так и различной

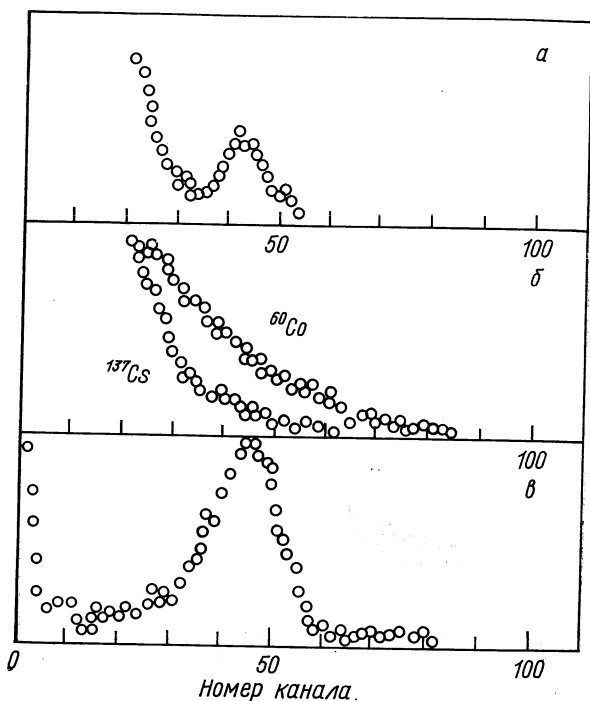


Рис. 8. Амплитудные спектры импульсов: а — от α -частиц ($5\text{--}15 \text{ Мэв}$); б — от γ -квантов ^{60}Co ($\sim 1,2 \text{ Мэв}$) и ^{137}Cs ($\sim 0,6 \text{ Мэв}$) в режиме пропорционального усиления, коэффициент усиления $\sim 10^3$; в — от γ -квантов ^{60}Co и ^{137}Cs в режиме, аналогичном режиму Гейгера, коэффициент усиления $\sim 10^6$.

энергией образующихся комптон-электронов, вариацией числа вытянутых электронов со следа комптоновского электрона в зависимости от места его образования и угла вылета. Тем не менее максимальные величины сигналов «хвостов» спектров от ^{60}Co и ^{137}Cs отличаются примерно в два раза, что хорошо согласуется с величинами максимальных энергий образующихся комптоновских электронов.

Пики (см. рис. 8, в) получаются при увеличении рабочего напряжения, но при этом исчезает зависимость амплитуды сигнала от энергии ионизации. Прогреваемая проволочка начинает работать как жидкостной аналог счетчика Гейгера. Спектры от ^{60}Co

и ^{137}Cs в таком режиме не различаются, коэффициент усиления достигает величины 10^5 . Особенностью «гейгеровского режима» является большое время восстановления детектора. При увеличении интенсивности счета до 10 *имп/сек* амплитуда сигналов начинает падать и при счете сотен импульсов в 1 *сек* уменьшается

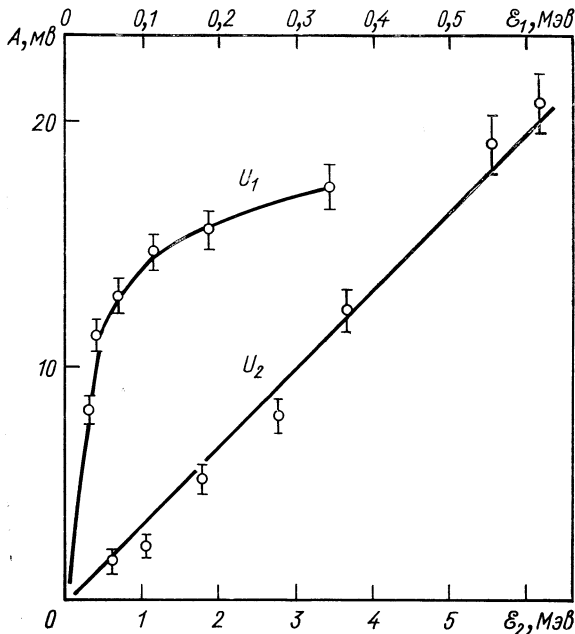


Рис. 9. Зависимость амплитуды сигнала A от энергии \mathcal{E} , поглощенной в жидком аргоне.

Диаметр анода 30 *мм*; ток накала $0,3$ *а*; давление $5,8$ *атм*; верхняя шкала \mathcal{E}_1 соответствует $U_1 = 4,0$ *кв*; нижняя \mathcal{E}_2 соответствует $U_2 = 3,5$ *кв*.

в десятки раз. Это явление можно объяснить большим временем «рассасывания» положительного пространственного заряда из-за малой подвижности ионов в жидком аргоне ($2 \cdot 10^{-4}$ *см²·е⁻¹·сек⁻¹* [18]). Возможна также «гибель» части пузырьков при разряде.

Наиболее четкие результаты, показывающие возможность пропорционального усиления, получены на рентгеновском пучке (см. рис. 4). Из рис. 9 видно, что, варьируя рабочее напряжение U , нетрудно получить пропорциональное усиление практически в любом интервале энергии ионизации. При увеличении напряжения амплитуда сигнала растет, но интервал пропорционального усиления уменьшается. Максимальная величина сигнала при наличии пропорционального усиления в нашем случае составляла 60 *мв* (коэффициент усиления $2 \cdot 10^4$). По среднему коэффициенту

усиления, зная напряженность электрического поля внутри пузыря и коэффициент ударной ионизации в этом поле, нетрудно оценить среднюю длину электронной лавины [19] и необходимый для ее развития диаметр пузыря — 10 мкм.

На рис. 10, а приведена зависимость амплитуды сигнала A от величины рабочего напряжения U при различных давлениях

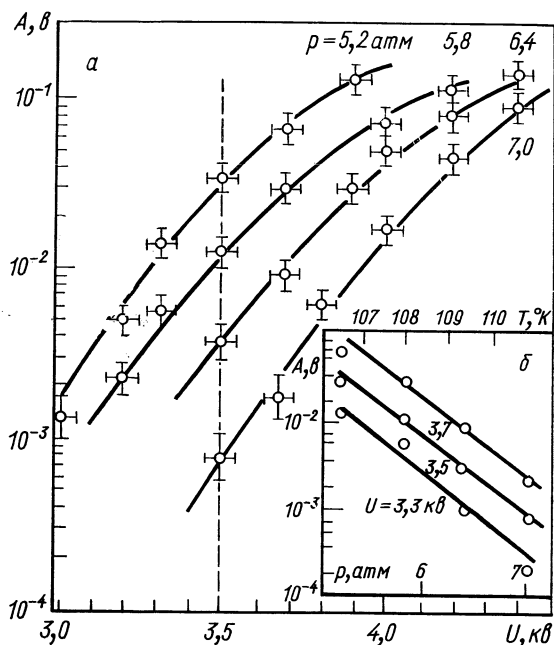


Рис. 10. Зависимость амплитуды сигнала A от напряжения U (а) и от давления внутри камеры p (б). Нить диаметром 100 мкм, ток накала 0,3 а; $\mathcal{E} = 1$ Мэв.

газа p . По этим данным построена также зависимость амплитуды сигнала от давления при трех фиксированных напряжениях (см. рис. 10, б). Из данных рис. 10 видно, что амплитуда сигнала от напряжения и давления зависит почти экспоненциально, т. е. и в этом режиме необходима хорошая стабилизация давления (температуры жидкости) и напряжения.

Наконец, заметим, что при пропорциональном усилении (коэффициент размножения электронов $\sim 10^4$) детектор обладает также довольно большим временем восстановления. Так, дополнительное облучение γ -квантами ^{60}Co при интенсивности около 100 $\mu\text{мп/сек}$ приводит к 10%-ному уменьшению амплитуды сигналов.

В. Режим импульсного питания. При облучении камеры (см. рис. 2) рентгеновскими импульсами можно подавать на катод (одновременно или с задержкой) отрицательные импульсы регулируемого напряжения. Импульсы питания нарастают до максимального значения за время около 30 нсек и затем уменьшаются

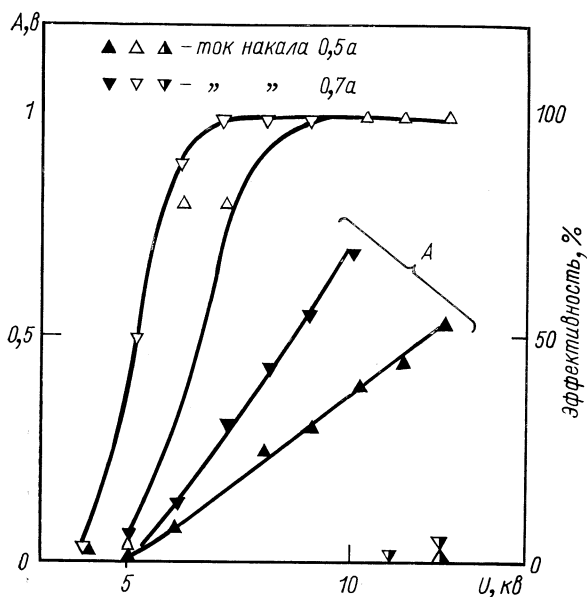


Рис. 11. Зависимость амплитуды сигнала A , эффективности регистрации рентгеновских лучей и интенсивности шумов от импульсного напряжения (черные, светлые и полусветлые треугольники соответственно) $\xi = 1 \text{ Мэв}$, $T = 108^\circ \text{ К}$.

по экспоненциальному закону с постоянной времени $0,6 \text{ мксек}$. При этом в камере имелось также постоянное поле напряженностью 1 кВ/см .

Результаты измерений представлены на рис. 11. Характерная особенность режима импульсного питания — большая величина коэффициента размножения электронов, около 10^6 . В режиме управляемого импульсного питания при $\xi \sim 1 \text{ Мэв}$ счетчик имеет 100%-ную эффективность регистрации, которая сохраняется в течение времени задержки, не превышающей времени дрейфа электронов на проволочный анод (время дрейфа регулируется величиной постоянного напряжения). Дальнейшее увеличение времени задержки приводит к быстрому спаду эффективности аналогично соответствующим кривым для обычных искровых

камер. Измеренное время памяти счетчика составляет около 3 *мксек*.

Большая величина сигнала при сравнительно небольшой амплитуде питания связана со следующими обстоятельствами. В небольшом постоянном поле (меньше 1 *кв/см*) на поверхности прогреваемой проволоочки могут существовать пузырьки сравнительно большого размера. В таких пузырьках импульсное поле инициирует разряд с большим коэффициентом размножения. Очевидно, что за время действия высоковольтного импульса (0,6 *мксек*) крупный пузырек не успевает захлопнуться или оторваться от проволоочки, что приводит к большому газовому усилению. Кроме того, при еще большем импульсном поле возникает пробой жидкости в межэлектродном промежутке. В таком режиме работы детектор превращается в жидкостный искровой счетчик, который может работать с эффективностью 100%.

В заключение этого раздела рассмотрим причины фонового счета в жидкостных электронных детекторах. Он возникает из-за радиоактивности стенок и рабочей жидкости, из-за космического излучения; существуют также специфические особенности жидкостного детектора — наличие взвешенных в жидкости частиц (как заряженных, так и нейтральных), пузырьков газа. В двухфазном детекторе появление фоновых сигналов возможно из-за колебаний поверхности жидкости. Поскольку в жидкостных электронных детекторах применяются напряженности электрического поля более высокие, чем в газонаполненных, это облегчает возможность эмиссии электронов с микроострий, царапин на катоде и т. д. Такой процесс тем более вероятен, что работа выхода электронов из металла в жидкость уменьшается по сравнению с работой выхода в вакуум или газ (для аргона — на величину, примерно равную 0,4 *эв* [20]).

Особенно серьезной причиной фонового счета в газоразрядных детекторах принято считать процессы, вызывающие появление повторных сигналов (послеимпульсов), сопровождающих импульс, инициированный детектируемым излучением. К таким процессам относятся фотоэффект и вырывание электронов при бомбардировке катода положительными ионами, а также метастабильными возбужденными атомами (молекулами). Для борьбы с этими причинами фонового счета в газоразрядных детекторах применяют гасящие примеси. В жидкостных электронных детекторах применение таких примесей в необходимой концентрации затруднено, поскольку при температурах жидкого аргона почти все известные гасящие примеси вымораживаются на стенках камеры и очень плохо растворяются в жидкости.

Однако, как показали наши опыты, детекторы, описанные здесь, успешно работают на аргоне предельно высокой чистоты. Этот результат легко объяснить. Действительно, чтобы электрон

стал свободным, он должен преодолеть потенциальный барьер, вызванный электростатическим притяжением к поверхности твердого тела (потенциал изображения [21]). Ширина этого барьера в аргоне при наличии внешнего электрического поля $E = 10^3$ в/см около $5 \cdot 10^{-6}$ см, а свободный пробег электрона в жидкости почти в десять раз меньше. Значит электрон, даже обладающий необходимой для преодоления барьера энергией, из-за рассеяния на атомах жидкости с большой вероятностью вернется на катод. В работе [20], например, фототок в ячейке, заполненной жидким аргонном, составлял только 10^{-1} от величины фототока в вакууме.

Отметим, что для улучшения характеристик детекторов мы вводили в рабочий объем некоторые примеси: водород, неон, азот, метан, диэтиламин $(C_2H_5)_2NH$. Ни одно из этих веществ не дало существенного результата, за исключением неона. Добавление неона (при его концентрации в парах аргона до 50%) облегчает развитие разряда в режимах А и Б, однако этот вопрос необходимо изучить.

3. ВОЗМОЖНОСТИ ДВУХФАЗНЫХ ЭМИССИОННЫХ ПРОВОЛОЧНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Изложенный экспериментальный материал позволил оценить механизм работы и возможности эмиссионных проволочных детекторов. Остановимся сначала на возможностях детекторов с одной проволочкой.

Рабочая жидкость детектора должна удовлетворять следующим требованиям: должна быть диэлектриком, в котором могут существовать свободные электроны; электроны способны эмиттировать в электрическом поле из жидкости в газовую фазу. Этим требованиям удовлетворяет жидкий аргон. Существует большое количество других жидких диэлектриков (благородные газы, органические жидкости), которые, по-видимому, можно использовать в эмиссионных электронных детекторах после того, как будет показана возможность электростатической эмиссии электронов с их поверхности. Пока электростатическая эмиссия из жидкостей изучена недостаточно, поэтому ниже будем говорить только о детекторах, заполненных жидким аргонном, эмиссия электронов из которого впервые наблюдалась в наших опытах [2].

Рабочий объем детектора. Современные методы чистки аргона позволяют получить путь дрейфа электронов в несколько десятков сантиметров. Поэтому межэлектродный промежуток целесообразно выбирать не более 50 см. Диффузионное расплывание электронного облака при дрейфе на анод в таком промежутке составит около 100 мкм.

Энергетическое разрешение детектора, как показали измерения (см. рис. 4) при регистрации ионизирующих частиц, теряющих

в жидкости энергию около 1 Мэв , может составить около 10% для детекторов типа А и около 20% для детекторов типа Б. Показана возможность пропорциональности амплитуды сигнала ионизационным потерям частицы в исследованном диапазоне ξ от 30 кэв до 10 Мэв .

Эффективность регистрации различных ионизирующих частиц в указанном диапазоне энергий достигает 100%.

Амплитуду сигналов подбором рабочего напряжения можно довести в любом диапазоне регистрируемых ионизационных потерь до $10\text{—}100 \text{ мв}$ при емкостной нагрузке 300 пф (см. рис. 5, 6, 9 и 10), а в режиме импульсного питания — до 1 в .

Временное разрешение детектора типа А лучше 50 мксек и типа Б лучше 200 мксек (см. рис. 4), в режиме импульсного питания временное разрешение можно довести до 3 мксек .

Мертвое время (или время восстановления) детекторов типов А и Б в режиме пропорционального усиления составляет соответственно около $2 \cdot 10^{-4}$ и около 10^{-2} сек . В «гейгеровском режиме» мертвое время детектора типа Б увеличивается до 10^{-1} сек .

Пространственное разрешение проволочной эмиссионной камеры определяется в основном расстоянием между проволочками, а также межэлектродным расстоянием анод — катод, при дрейфе в котором электронное изображение трека будет размазываться из-за диффузии электронов. Две координаты любой точки трека можно найти с помощью двух плоских рядов проволочек (прозрачность проволочных сеток для электронов в жидкости около 30%, в газе — 80%) [2, 11]. Для определения третьей координаты — в направлении электрического поля — можно воспользоваться измерением времени дрейфа электронов со следа до проволочки — анода [2]. В двухфазных жидкостных трековых детекторах, по-видимому, можно рассчитывать на получение точности регистрации координат следа около 100 мкм , однако этот вопрос требует дальнейшего экспериментального изучения.

Отметим также большой недостаток многопроволочного детектора — необходимость прогрева проволочек. В качестве примера рассмотрим возможность применения жидкостных электронных детекторов типа Б для регистрации солнечных нейтрино. Требования к такому детектору сформулированы в работе [3].

Установка должна регистрировать электроны от процесса $\nu - e$ -рассеяния или электроны обратного β -распада с энергией около 1 Мэв . В жидком аргоне электрон с энергией около 1 Мэв имеет пробег в несколько миллиметров. Чтобы определить траекторию такого электрона, необходимо иметь по крайней мере два ряда проволочек с расстоянием между проволочками $\leq 1 \text{ мм}$ (координата в направлении поля определяется по времени дрейфа). В среднем каждым событием будет задействовано около десяти проволочек (пять точек следа), энергия ионизации на каждую

проволочку составит около 100 *кэв*. Такая энергия может эффективно регистрироваться, причем каждая проволочка будет работать в пропорциональном режиме.

Поскольку чувствительная часть детектора должна составлять не менее 10 *т* жидкого аргона (около 7 *м³*), общая длина проволочек (при межэлектродном расстоянии 0,5 *м*) составит около 10 *км*, на подогрев проволочек потребуется мощность примерно 1 *Мвт*.

Таким образом, видно, что применение двухфазного детектора в качестве детектора нейтрино в рассматриваемом варианте исполнения практически очень сложно. Тем не менее использование двухфазных систем для электронной регистрации следов частиц представляется весьма перспективным, в особенности для регистрации нейтрального излучения.

В заключение нам приятно поблагодарить акад. Б. М. Понтекорво за полезные дискуссии и всемерную поддержку данной работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Долгошеин Б. А., Лебедеенко В. Н., Родионов Б. У. «Письма в ЖЭТФ», 1967, 6, 755.
2. Родионов Б. У. Кандидатская диссертация, МИФИ, 1969; Долгошеин Б. А. Докторская диссертация, МИФИ, 1970.
3. Зацепин Г., Понтекорво Б. «Письма в ЖЭТФ», 1970, 12, 347.
4. Alvarez L. W., L. R. L. Group. A Phys. Notes, 1968, No. 672.
5. Muller R. A. e. a. «Международная конференция по аппаратуре и физике высоких энергий, 1970». Дубна, 1971, с. 297.
6. Derenzo S. E. e.a. Report No. UCRL-19254, 1969.
7. Muller R. A. e.a. Phys. Rev. Lett., 1971, 27, 532.
8. Derenzo S. E. e.a. Report No. UCRL-20118, 1970.
9. Голованов А. Б., Голутвин И. А., Зельдович А. Г. «Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, 1970». Дубна, 1971, с. 18.
10. Riegler A. Brit. J. Appl. Phys., 1969, D2, 10, 1423.
11. Долгошеин Б. А., Лебедеенко В. Н., Родионов Б. У. «Письма в ЖЭТФ», 1970, 11, 513.
12. Долгошеин Б. А. и др. «Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, 1970». Дубна, 1971, с. 291.
13. Charpak G. Nucl. Instr. and Methods, 1963, 20, 482.
14. Miller L. S., Howe S., Spear W. E. Phys. Rev., 1968, 166, 871.
15. Бутиков Ю. А. и др. ЖЭТФ, 1969, 57, 42.
16. Stacey F. D. Austral. J. Phys., 1958, 71, 158.
17. Swan D. W. Proc. Phys. Soc., 1965, 85, 1287.
18. Dey T. H., Lewis T. J. Brit. J. Appl. Phys., 1968, ser. 2, v. 1, 1019.
19. Мик Дж., Крэге Дж. Электрический пробой в газах. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
20. Halpern V. e. a. Phys. Rev., 1967, 156, 351.
21. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1959, с. 22.