



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

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

P-1489

КАМЕРА С ТОНКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ
И ИЗУЧЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТОЧКИ
СПРЯМЛЕНИЯ ИСКРЫ

Т. Я. Э., 1965, № 1, с 59-64.

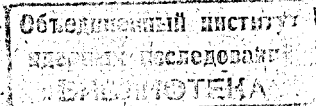
Дубна 1964

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

P-1499

КАМЕРА С ТОНКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ
И ИЗУЧЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТОЧКИ
СПРЯМЛЕНИЯ ИСКРЫ

Направлено в ПТЭ



Дубна 1964

Когда частица проходит через многослойную искровую камеру под некоторым углом, то образуется ступенчатый трек, в котором каждая искра располагается перпендикулярно электродам. Применительно к отдельной искре возникает вопрос, какой электрон или группа электронов из наклонного участка следа, заключенного между двумя соседними электродами, образует искру вдоль поля. Другими словами, из какой точки наклонного следа частицы возникает искра. Данную точку называют точкой спрямления искры (это определение введено Ратергленом и Патерсоном^{1/1}).

Положение точки спрямления искры изучалось ранее в работах^{1,2/}, однако полученные результаты относились к случаю регистрации в камерах космических частиц с неопределенной энергией. В связи с этим представлялось интересным исследовать эту характеристику для известных значений энергии заряженных частиц. С этой целью были использованы протоны с энергией 25 Мэв и 280 Мэв, для которых начальная плотность ионизации газа в камере различалась примерно в 6 раз.

Для проведения опыта были изготовлены две искровые камеры с электродами из алюминиевой фольги толщиной 7 мкм. В отличие от описанных методов изготовления электродов из тонких фольг^{3,4,5/}, в которых каждый электрод имел лишь одну рабочую поверхность, была осуществлена иная технология натяжения фольги, позволявшая получить электроды с двухсторонней рабочей поверхностью, что дало возможность удвоить число рабочих промежутков камеры.

Конструкция камер

Каждый электрод изготовлялся из двух стеклянных пластин толщиной 1,8 мм и алюминиевой фольги толщиной 7 мкм. Пластины квадратной формы размером 220x220 мм имели в середине круглое отверстие диаметром 180 мм. Перед склеиванием детали электродов тщательно обезжировались бензином и прополаскивались в спирте. Технология склеивания отдельного электрода была следующей. В печи, нагретой до температуры 80-100°C, на гладкую поверхность (толстое стекло) настилалась фольга, и после прогрева на нее накладывалась одна из стеклянных пластин с нанесенным слоем эпоксидной смолы эпокси-1200. Смола наносилась на поверхность пластины лишь у внутреннего края в виде полоски шириной около 5 мм. После этого температуру в печи поднимали до 150°C и выдерживали ее 30-40 минут. После охлаждения электрода фольга по всей площади круга имела ровное и хорошее натяжение. Края фольги затем отрезались с таким расчетом, чтобы ее размер по каждому краю был меньше размера пластины на 10 мм. Таким же путем наклеивалась и вторая пластина, но место склейки проходило по наружному краю электрода. Для ликвидации острых краев угол между фольгой и краем стекла по окружности заливался эпоксидной смолой. Изготовленный таким способом электрод (см. рис.1) имел хорошую механическую жесткость, гладкую поверхность и надежную изоляцию по краям фольги.

Конструкция крепления электродов в камере и подвод напряжения к ним показаны на рис. 2. Как видно из этого рисунка, электроды закреплены в пазах специального каркаса, сделанного из листового оргстекла толщиной 18 мм. Глубина пазов была взята равной 10 мм, чтобы обеспечить вывод края фольги за пределы рабочего объема камеры. Подвод напряжения к каждому электроду осуществлен с помощью упорного винта и переходной клеммы с вакуумным уплотнением из резиновой прокладки.

Общий вид камеры с тремя секциями по одиннадцать электродов показан на рис. 3. Эта камера использовалась в опыте по рассеянию протонов с энергией 280 Мэв. Другая камера имела аналогичную конструкцию, но содержала две секции по 7 электродов и работала в пучке протонов с энергией 25 Мэв.

Проведение эксперимента

Перед началом каждого опыта камеры откачивались до давления 10^{-1} мм рт.ст. и затем наполнялись газовой смесью, состоящей из 99,6% неона и 0,4% аргона, до давления 760 мм рт.ст. (101325 н/м^2). Фотография типичного случая pp -рассеяния в камере показана на рис. 4. Амплитуда импульсов, подаваемых на камеры, составляла 10 кВ, а величина очищающего поля была выбрана равной 30 в. Импульсы имели экспоненциальный спад с постоянной времени $\tau = 2 \cdot 10^{-7}$ сек.

В разрядной цепи генератора, работавшего на камеру с 33 электродами, стояла ёмкость с номинальным значением 11,1 т.пф, а во втором генераторе, питающем другую камеру с 14 электродами - 8,6 т.пф. На образование одной искры в треке первой камеры затрачивалась энергия около $12 \cdot 10^{-3}$ дж, во второй - $23 \cdot 10^{-3}$ дж.

После регистрации около $5 \cdot 10^5$ случаев рассеяния протонов во второй камере стали появляться ложные пробой. Особенно много пробоев возникало на внутреннем крае электрода (на границе фольги со стеклом). После 10^6 срабатываний второй камеры число ложных разрядов стало еще больше, а эффективность регистрации частиц снизилась. Для ее восстановления потребовалось увеличить амплитуду импульсов до 11 кВ. В первой же камере за все время работы никаких изменений не наблюдалось.

После выполнения программы физических исследований камеры были демонтированы для выяснения причин возникновения пробоев.

Результаты опыта и их обсуждение

Повреждение электродов искрами и снижение эффективности регистрации частиц.

После разборки камер было обнаружено, что электроды второй камеры, в которой наблюдались ложные разряды и на образование одной искры в которой затрачивалась энергия $23 \cdot 10^{-3}$ дж, имели большое число локальных повреждений, вызванных прожиганием фольги искрами. Особенно много повреждений было сосредоточено вблизи середины электродов, где регистрировалась основная масса частиц. На рис. 5 представлена фотография одного из таких электродов. В его центре виден темный квадрат, который образовался из-за большой плотности дырок, прожженных в фольге (квадратная форма соответствует форме определяющего счетчика, стоявшего в схеме отбора частиц). У электродов, имевших большое число поврежденных участков, были обнаружены мелкие "сборки" фольги у круглого края. Их длина не превышала 3-4 см, а амплитуда прогиба составляла 1-2 мм. В точках максимального прогиба имелись прожженные искрой отверстия диаметром до 0,5 мм. Некоторые участки поверхности стекла и эпоксидного слоя оказались покрытыми распыленным металлом, вследствие чего они имели небольшую проводимость.

Электроды первой камеры, на образование одной искры в которой затрачивалось $12 \cdot 10^{-3}$ дж, находились в хорошем состоянии. Они не содержали сборок фольги и имели небольшое число дырок.

Из сопоставления состояния электродов двух камер, изготовленных по одной технологии и проработавших одинаковое время, можно заключить, что появление повреждений в центре электродов второй камеры было вызвано чрезмерно мощными разрядами ($W = 23 \cdot 10^{-3}$ дж). Образование же большого числа прожиганий в фольге привело к частичному ослаблению ее натяжения и появлению сборок у круглого края электродов. В результате расстояния между электродами в местах сборок уменьшилось и появились ложные пробой. Этот процесс затем прогрессировал из-за металлизации поверхности стекла и, следовательно, еще большего сокращения междуэлектродного зазора. Увеличение числа ложных разрядов, естественно, снижало эффективность регистрации частиц. Из этих данных следует вывод, полезный для практики - в случае использования фольги толщиной до 7 мк для электродов описанной конструкции энергия, выделяемая в искре, не должна превышать 10^{-2} дж.

Определение точек спрямления искр. В ранее выполненных опытах на космических частицах было показано [1,2], что в случае отсутствия очищающего поля точка спрямления отстоит от отрицательного электрода (по отношению к полярности импульса) на расстоянии δ , равном $0,2 d$, где d - величина междуэлектродного зазора. В опыте, описанном в [1], промежуток между электродами равнялся 6,4 мм. При наложении на камеру очищающего поля напряженностью 100 в/0,64 см величина δ возрастала до $0,75 d$.

Инициирование искры электронами, находящимися вблизи отрицательного электрода, не является удивительным, так как для этих электронов наиболее полно выполняется условие Ретера $a x_0 > 20^{1/6}$, где a - коэффициент Таунсенда, а x_0 - путь, проходимый лавиной до возникновения стримера. Однако представлялось интересным выяснить вопрос о том, зависит ли величина δ от угла наклона следа частицы и начальной плотности ионизации газа. Для решения этого вопроса были измерены средние расстояния между соседними искрами в треках частиц. Эти измерения были выполнены для энергии протонов 25 Мэв и 280 Мэв и для различных интервалов углов наклона треков. Из полученных данных затем определялись значения величины δ .

Расстояние между двумя соседними искрами, как видно из рис. 6, зависит от четырех моментов: положения точек спрямления в этих искрах, угла наклона трека частицы, величины смещения начальных электронов под действием очищающего поля и полярности электрода, на поверхностях которого заканчиваются анализируемые искры.

Связь между параметрами, характеризующими точку спрямления, смещение электронов и угол наклона трека легко устанавливается из анализа схемы расположения искр в треке (см. рис. 6). Откуда следует:

$$\Delta_1 = 2(S + \delta) \operatorname{tg} \theta, \quad (1)$$

$$\Delta_2 = 2[d - (S + \delta)] \operatorname{tg} \theta. \quad (2)$$

Обозначения, использованные в этих выражениях, пояснены в тексте под рис. 6.

Заметим, что величина смещения электронов S под действием очищающего поля не зависит от угла наклона следа частицы и плотности ионизации. Поэтому зависимость δ от энергии регистрируемых частиц и угла, под которым они пересекают камеру, будет такой же, как и у величины $S + \delta$. Назовем эту величину параметром эффективного спрямления и обозначим через $\delta_{\text{эф}}$. Тогда соотношения (1) и (2) могут быть записаны в следующей форме:

$$\Delta_1 = 2\delta_{\text{эф}} \operatorname{tg} \theta, \quad (3)$$

$$\Delta_2 = 2(d - \delta_{\text{эф}}) \operatorname{tg} \theta. \quad (4)$$

Из этих равенств получается выражение для $\delta_{\text{эф}}$

$$\delta_{\text{эф}} = d \frac{\Delta_1}{\Delta_1 + \Delta_2}. \quad (5)$$

В выражении (5) величины $\delta_{\text{эф}}$ и Δ_1 являются функциями угла θ . Таким образом, измеряя для каждого значения угла Δ_1 и Δ_2 , можно определить $\delta_{\text{эф}}$.

Измерения Δ_1 и Δ_2 были выполнены для протонов с энергией 25 Мэв в интервале углов от 0° до 60° , а для 280 Мэв - от 10° до 40° .

Результаты измерений представлены в таблице. Там же указаны значения стандартных ошибок измерений. Умножая данные последней строчки таблицы на величину междуэлектродного зазора $d = 10$ мм, получаем зависимость для $\delta_{\text{эф}}$ от энергии частицы и угла наклона треков. Эта зависимость представлена кривыми 1 и 2 на рис. 7.

Таблица величин Δ_1 , Δ_2 , $\Delta_1/(\Delta_1 + \Delta_2)$

Энергия, Мэв	25						280		
	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	10-20	20-30	30-40
Углы, град.									
Δ_1 , мм	0,8±0,10	1,8±0,10	2,9±0,13	3,9±0,17	6,3±0,20	8±0,40	1,6±0,10	3,0±0,20	4,0±0,30
Δ_2 , мм	1,4±0,10	3,4±0,18	6,0±0,16	8,0±0,25	12,1±0,70	17±1,0	4,0±0,25	7,1±0,50	9,1±0,50
$\frac{\Delta_1}{\Delta_1 + \Delta_2}$	0,36±0,05	0,35±0,02	0,33±0,01	0,33±0,01	0,34±0,02	0,32±0,02	0,29±0,02	0,30±0,02	0,30±0,03

Из рассмотрения этих кривых видно, что величина $\delta_{эф}$ найденная для протонов с энергией 25 Мэв, во всем интервале углов больше, чем для протонов с энергией 280 Мэв. Это свидетельствует о том, что условие Ретера $\alpha > 20$ в первом случае выполняется при меньших значениях x_0 , чем во втором (здесь $x_0 = d - \delta_{эф}$). Отсюда следует, что коэффициент α (25 Мэв) $>$ α (280 Мэв). Физически это может означать, что при повышенной плотности начальных электронов в следе частицы происходит интенсивное взаимодействие отдельных лавин друг с другом, которое приводит к эффективному росту коэффициента α . И, наоборот, при пониженной плотности начальных электронов (как это имеет место при $E = 280$ Мэв) коллективное взаимодействие лавин будет выражено слабо, и величина α будет определяться в основном величиной внешнего поля. Об этом факте говорит и незначительное уменьшение коэффициента α (25 Мэв) с ростом угла наклона трека. Плотность начальных электронов, естественно, не зависит от угла наклона трека частицы, однако интенсивность взаимодействия отдельных лавин друг с другом ослабляется с ростом угла θ , так как результирующий вектор внешнего и внутреннего поля становится меньше, чем в случае расположения цепочки электронов вдоль внешнего поля.

Кривые 3 и 4 на рис. 7 выражают зависимость δ (расстояние между отрицательным электродом и точкой спрямления искры) от энергии регистрируемых частиц и угла наклона трека. Эти кривые получены путем параллельного переноса кривых 1 и 2 на величину S .

Значение величины S было найдено по формуле

$$S = u \cdot T, \quad (6)$$

где u - скорость дрейфа электронов под действием очищающего поля, а T - время задержки высоковольтного импульса.

Для использованной аппаратуры время T составляло $(0,8 \pm 0,01) \cdot 10^{-6}$ сек. Величина скорости дрейфа электронов u была взята из данных работы¹⁷. Для очищающего поля, равного 30 в/см, $u = (2,2 \pm 0,1) \cdot 10^5$ см/сек. Подставляя эти данные в формулу (5), получим $S = (1,78 \pm 0,08)$ мм.

Усреднение δ (25 Мэв) и δ (280 Мэв) (кривые 3 и 4 рис.7) по всему интервалу углов приводит к величинам $(1,54 \pm 0,08)$ мм и $(1,24 \pm 0,08)$ мм соответственно. В работе¹⁷ величина δ , найденная в опыте с космическими частицами, равнялась 1,28 мм. Таким образом, результаты, полученные в настоящей работе и в работе¹⁷, хорошо согласуются друг с другом.

Необходимо заметить, что полученная зависимость δ от энергии частиц и угла наклона трека характеризует физический процесс развития искры в камере и не являет-

ся характеристикой камеры. Использование камер с тонкими электродами дало возможность регистрировать протоны с низкой энергией и выявить эту зависимость.

В заключение отметим, что наиболее простая и точная обработка треков частиц, рассеянных в камере под большими углами, получается в том случае, когда отдельно измеряются углы только по "четным" и только "нечетным" искрам и полученные результаты усредняются. Этот вывод следует из анализа схемы расположения искр в треке частицы (см. рис. 6).

Авторы благодарны А.А.Тяпкину, Ю.М.Казаринову, К.М.Фальбруху и М.Мали за полезные дискуссии и помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. J.G.Rutherglen, I.M.Paterson, Rev. Sci. Instr., **32**, 519, 522 (1961).
2. В.А.Михайлов, В.Н.Ройнишвили, Г.Е.Чиковани. ПТЭ, **1**, 39 (1961).
3. F.Fischer, G.T.Zorn. Spark Chamber Symposium, Rev. Sci. Instr., **32**, 480 - 531 (1961).
4. А.А.Тяпкин, Цзоу Чжу-лянь. Препринт ОИЯИ Д-870, Дубна, 1962.
5. Ю.Д.Баюков, Г.А.Лексин, Д.А.Сучков, В.В.Теленков. ПТЭ, **2**, 45 (1963).
6. H.Raether Ergebnisse der exakten Naturwiss, **22** (1949).
7. I.C.Bowe. Phys. Rev., **117**, 1411 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря 1983 г.

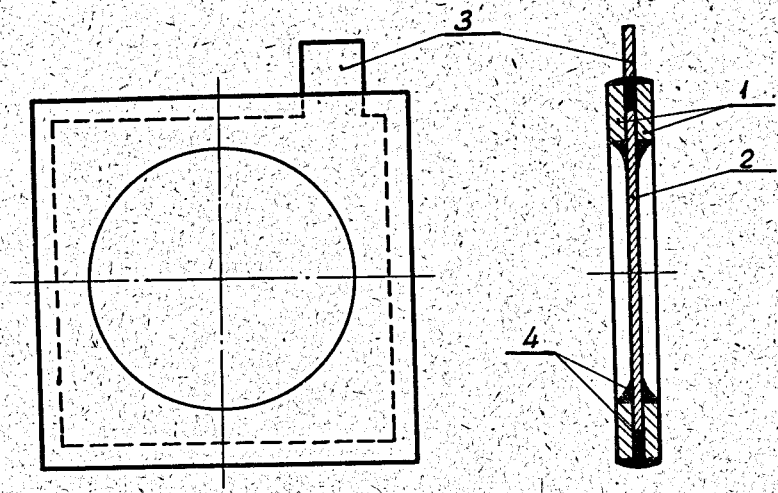


Рис. 1. Общий вид электрода.

1 - стеклянные пластины, 2 - фольга, 3 - лепесток для подвода напряжения, 4 - эпоксидная смола.

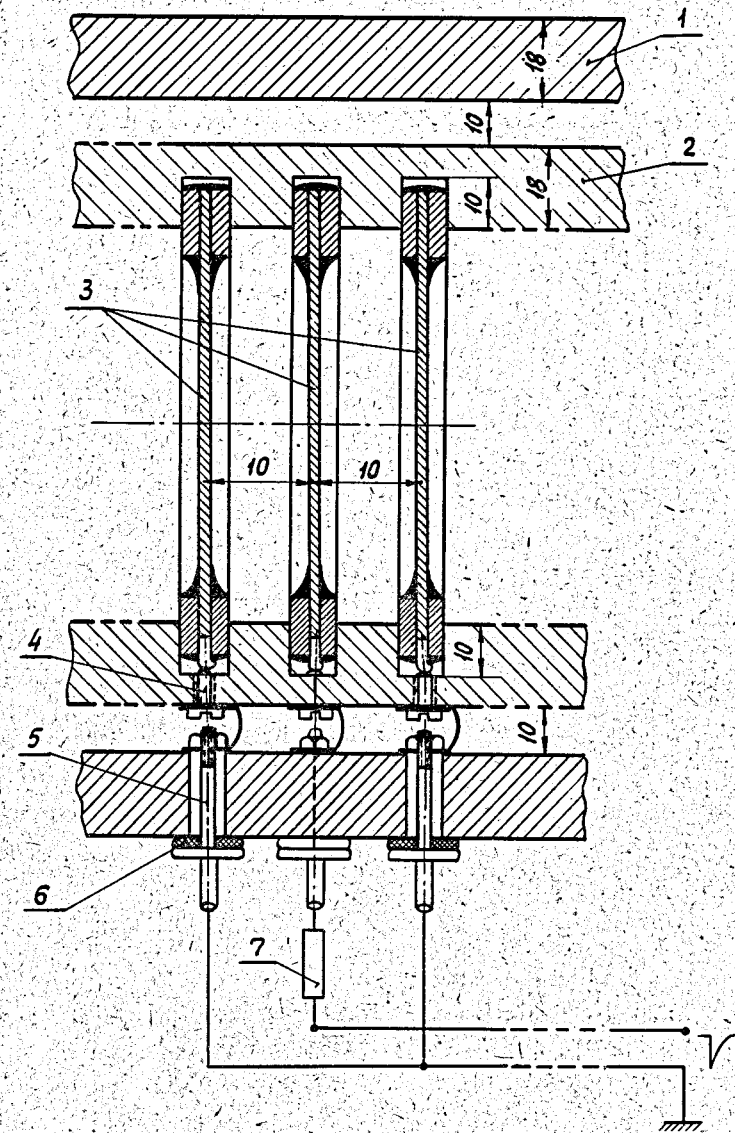


Рис. 2. Схема сборки электродов и подвода напряжения.

1 - наружный кожух, сделанный из оргстекла; 2 - внутренний короб, 3 - электроды, 4 - упорный винт, 5 - проходная клемма.

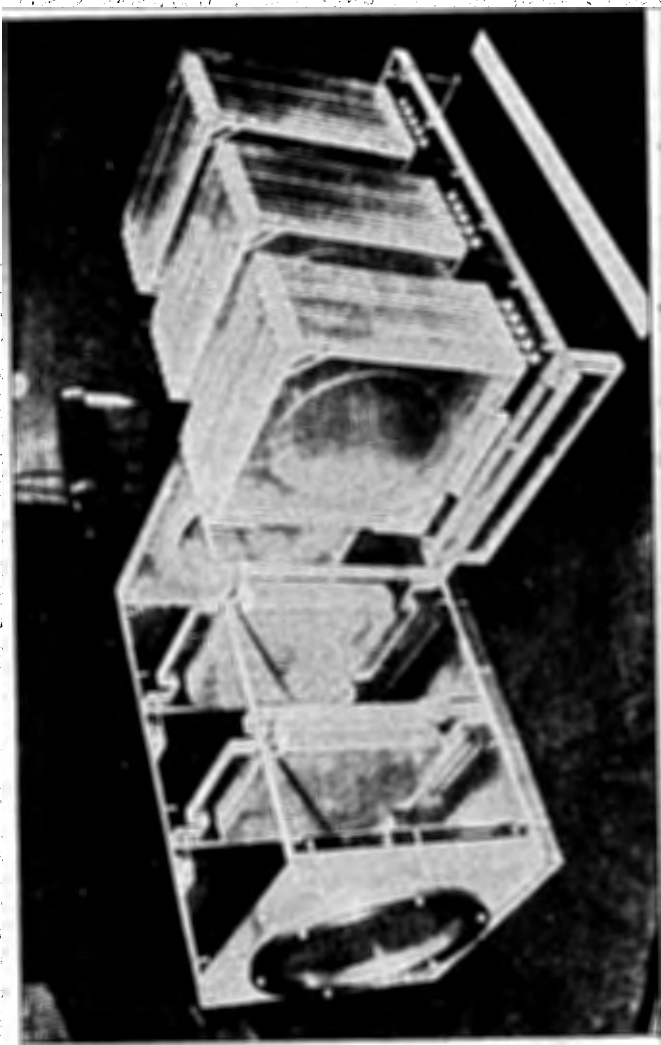


Рис. 3. Камера со снятым кожухом.

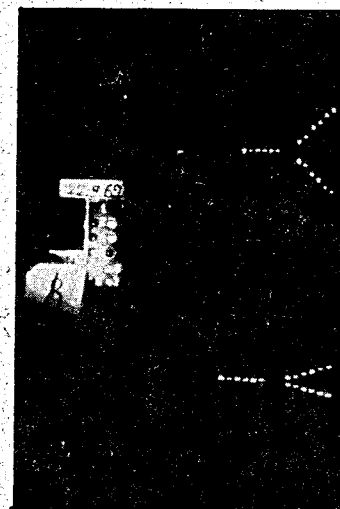


Рис. 4. Фотография треков для протонов, взаимодействовавших в камере. Вверху - проекция треков на горизонтальную плоскость, внизу - на вертикальную.



Рис. 5. Фотография электрода, поврежденного искрами.

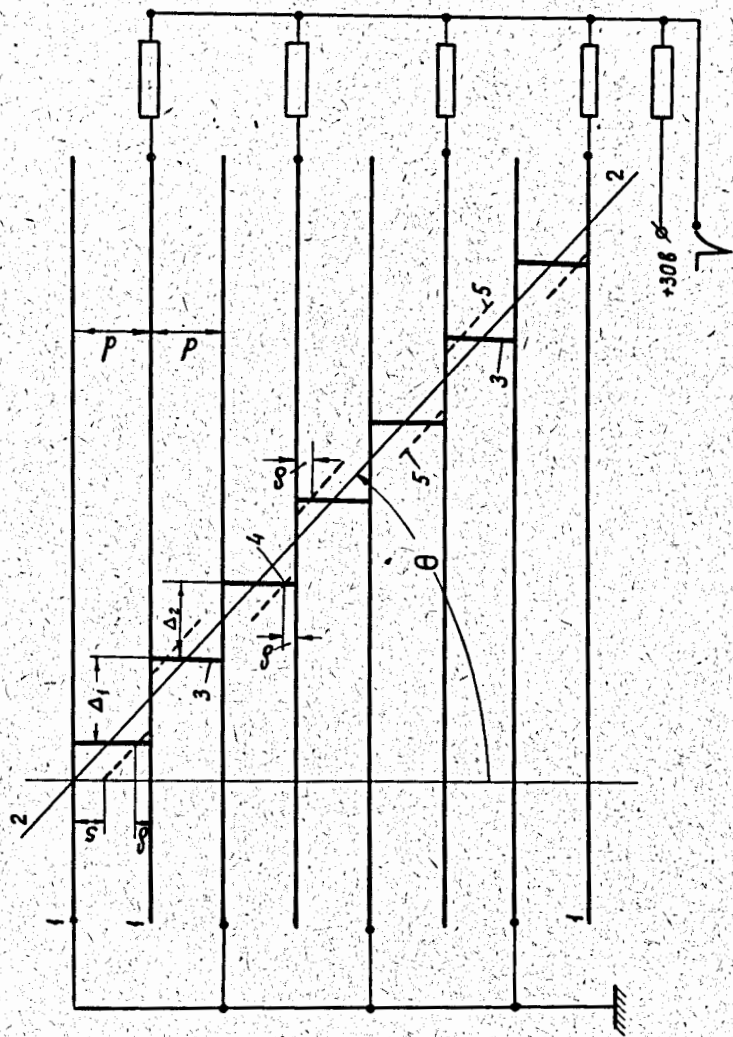


Рис. 6. Схема расположения искр, образующих трек в камере при наличии очищающего поля.

1 - электроды, 2 - след частицы, 3 - искра, 4 - точка спрямления, 5 - положение электронов в момент подачи импульса, s - величина сноса электронов под действием очищающего поля, θ - угол наклона трека, частицы относительно вертикали, d - расстояние между электродами.

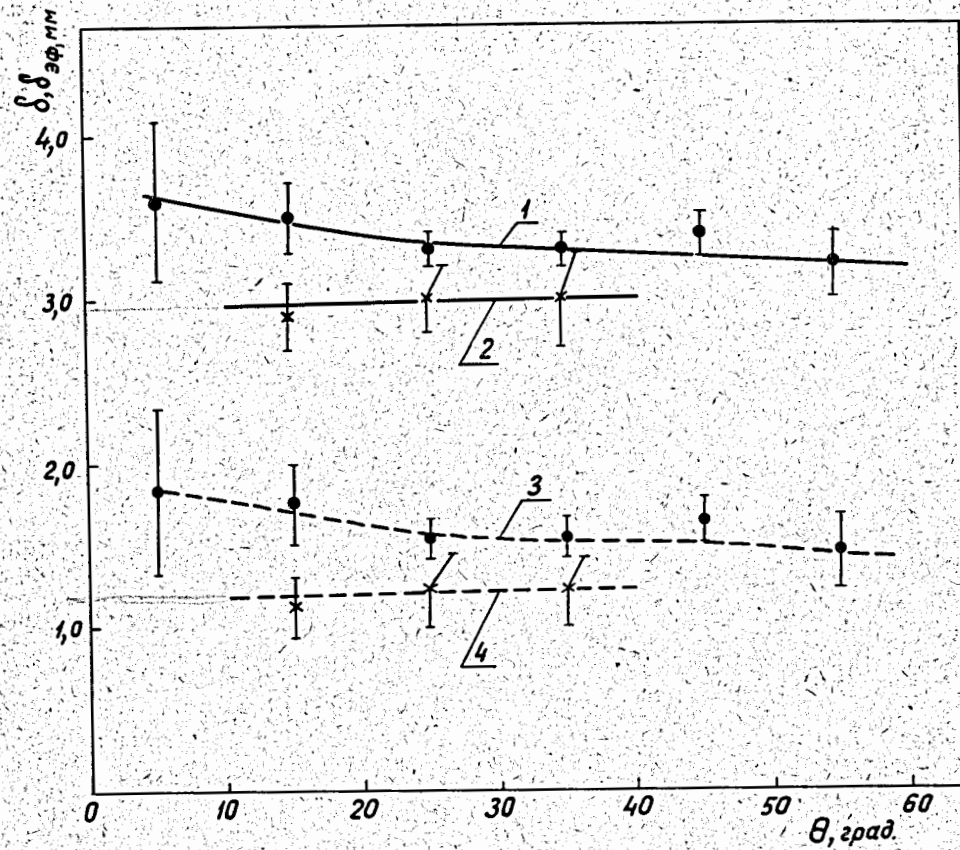


Рис. 7. Зависимость δ и $\delta_{эф}$ от угла наклона трека частицы. 1 и 3 - $\delta_{эф}$ и δ для $E = 25$ МэВ, соответственно, 2 и 4 - то же для $E = 280$ МэВ.