



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2944/2-81

15/6-81

13-81-161

Б.М.Головин, Ю.А.Горнушкин, В.С.Надеждин,
Н.И.Петров

ИЗМЕРЕНИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕЙ
СПОСОБНОСТИ ЧАСТИЦ
В МНОГОАЗОРНОЙ ПРОЕКЦИОННОЙ
ИСКРОВОЙ КАМЕРЕ

Направлено в ПТЭ

1981

Свойства многоазорных проекционных искровых камер /МПИК/ были описаны в обзорной работе ^{/1/}. Некоторые особенности формирования трека в этом приборе позволяют надеяться на возможность его использования для ионизационных измерений. Этой задаче посвящена настоящая работа.

Идентификация заряженных частиц на основе измерений их ионизирующей способности довольно широко применяется в экспериментальной физике высоких энергий. В большинстве предназначенных для этого установок ^{/2-3/} используют пропорциональные или дрейфовые камеры и измеряют плотность полной ионизации создаваемой частицей. Вероятностное распределение плотности полной ионизации ^{/4/} описывается формулами ^{/5,6/} типа распределения Ландау ^{/7/} с далеко тянущимся "хвостом" в области энергетических потерь. Ширина этого распределения практически не уменьшается с увеличением длины следа частицы в камере ^{/8/}. При стремлении к высокой точности определения ионизирующей способности предпочтение, по-видимому, следует отдать измерению первичной ионизации. Действительно, флуктуации плотности первичной ионизации описываются пуассоновским распределением с относительной ошибкой $N^{-1/2}$, где N - число ионизаций на длине трека, в среднем пропорциональное этой длине.

В опытах со стримерными камерами /СК/ было показано ^{/8/}, что в тех случаях, когда задержка высоковольтного импульса /ВВИ/ меньше времени диффузионного смещения медленных вторичных электронов на расстояние порядка радиуса стримера, число стримеров на треке определяется первичной ионизацией. Соответствующие условия легко выполняются, например, для гелия, но их очень трудно выполнить для таких газов, как неон /см. рис. 1/.

В МПИК траектория регистрируемой частицы составляет угол $\sim 90^\circ$ с направлением электрического поля, и искровые пробои развиваются из отдельных электронов, возникающих в процессе ионизации частицей газа, наполняющего камеру. Поэтому можно ожидать, что в зависимости от задержки ВВИ и выбора рабочего газа в камере плотность искровых пробоев в МПИК будет определяться либо первичной, либо полной ионизацией.

0

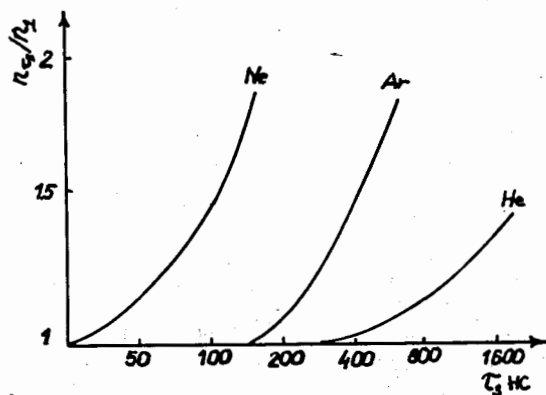


Рис. 1. Зависимость отношения числа стримеров в стримерной камере к числу первичных ионизационных столкновений от задержки высоковольтного импульса ^{/8/}.

СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ИОНИЗАЦИИ

Рассмотрим два способа измерения плотности первичной ионизации по фотографиям треков в МПИК. Первый из них основан на анализе распределения расстояний между соседними пробоями, второй - на представлении МПИК в виде набора низкоэффективных счетчиков. Для применимости этих методов необходимо выполнение следующих условий:

1. Выбор рабочего газа и реализованная на установке задержка ВВИ должны приводить к тому, чтобы плотность пробоев на треке определялась плотностью первичной ионизации.

2. Ожидаемая плотность первичной ионизации \bar{n} должна быть меньше предельно измеримой плотности $n_{пред.}$ числа пробоев на треке, т.е.

$$\bar{n} < n_{пред.} = \frac{\sin \phi}{S} \quad /1/$$

Здесь S - расстояние между соседними проволоками электрода, ϕ - угол между проекцией трека на плоскость электрода и образующими электрод проволоками.

МЕТОД РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАССТОЯНИЙ МЕЖДУ ПРОБОЯМИ

Пусть на единице длины трека регистрируемая частица производит в газе камеры в среднем \bar{n} ионизаций. В этом случае расстояния x между соседними центрами первичной ионизации распределены по экспоненциальному закону с плотностью вероятности

$$f(x) = \bar{n} \exp(-\bar{n}x). \quad /2/$$

Если через ψ обозначим угол, под которым частица пересекает плоскость электрода, то распределения расстояний $y = x \cdot \cos \psi$ между проекциями соседних центров ионизации на эту плоскость имеют вид:

$$f(y) = \frac{\bar{n}}{\cos \psi} \exp(-\bar{n}y / \cos \psi). \quad /3/$$

Отсюда

$$\ln[f(y)] = \ln \frac{\bar{n}}{\cos \psi} - \frac{\bar{n}}{\cos \psi} \cdot y \quad /4/$$

или

$$Z = ay + b, \quad /5/$$

$$\text{где } Z = \ln[f(y)], \quad a = -\frac{\bar{n}}{\cos \psi}, \quad b = \ln \frac{\bar{n}}{\cos \psi}. \quad /6/$$

Фитируя линейную зависимость $Z = F(y)$, мы можем определить ее параметры a и b и найти \bar{n} .

Из-за особенностей конструкции и работы МПИК экспериментальное распределение расстояний между искрами на треке, вообще говоря, отличается от экспоненциального. Во-первых, дискретность электродов исключает появление расстояний между искровыми пробоями, меньших $1/n_{пред.}$. Поэтому при малых y экспериментальное распределение лежит ниже экспоненты. Во-вторых, существование темных анодных промежутков /ТАП/ на треке в МПИК ^{/1/} приводит к тому, что при y , близких к ширине ТАП, экспериментальное распределение лежит выше экспоненты. Типичный вид распределения расстояний между искрами представлен на рис. 2, где на участке левее точки А проявляется влияние дискретности электродов, а участок правее точки Б соответствует расстояниям y , близким к ширине ТАП. В интервале АБ распределение сохраняет экспоненциальный характер и может быть использовано для определения плотности ионизации по описанному способу.

Метод низкоэффективных счетчиков ^{/9-10/} основан на том, что при определенных условиях ионизационный детектор может со 100% эффективностью регистрировать случаи появления в его объеме хотя бы одного электрона, а вероятность такого события определяется ионизирующей способностью прошедшей через него частицы.

А.А.Тяпкин ^{/11/} рассмотрел вопрос о возможности определения плотности первичной ионизации, создаваемой отдельной частицей, проходящей через стопку последовательно расположенных узкозазорных искровых камер с пониженной эффективностью, и показал, что при достаточном числе камер ионизация может быть измерена с высокой точностью.



Рис.2. Типичный вид распределения расстояний между искрами на треке, А, В - границы экспоненциального участка, --- - экспоненциальное распределение плотности ионизации.

Многозачорную проекционную искровую камеру можно представить себе в виде набора независимых счетчиков, каждым из которых является пара противоположающихся нитей на электродах, образующих искровой промежуток, а его ширина равна расстоянию S между соседними нитями на одном и том же электроде. Было показано^{/10/}, что при достаточно большой амплитуде и крутом фронте нарастания ВВИ

развитие искрового пробоя в искровой камере полностью определяется вероятностью появления в ней хотя бы одного электрона. Поэтому эффективность каждого элементарного "счетчика", на которые мы разбили МПИК, можно записать в виде

$$f = 1 - \exp(-\bar{n}\ell), \quad /7/$$

где ℓ - длина пути частицы через область чувствительности отдельной проволоки, равная

$$\ell = \frac{S}{\sin\phi \cdot \cos\psi}. \quad /8/$$

Пусть L - суммарная длина светлых участков трека. Тогда максимально возможное число пробоев на длине L , равное числу пересекаемых частицей "счетчиков", равно

$$N_0 = \frac{L \cdot \sin\phi}{S}. \quad /9/$$

Экспериментально наблюдаемое число пробоев N подчиняется биномиальному распределению

$$B_f(N_0; N) = C_{N_0}^N f^N (1-f)^{N_0-N} \quad /10/$$

с математическим ожиданием

$$\bar{N} = f \cdot N_0 \quad /11/$$

и дисперсией

$$D(\bar{N}) = N_0 f(1-f). \quad /12/$$

При $N_0 \gg 1, N \rightarrow \bar{N}$ и, следовательно, с хорошей точностью, из /11/, /12/ и /7/ получаем

$$f = \frac{N}{N_0}, \quad /13/$$

$$D(f) = \frac{D(N)}{N_0^2} + \frac{N^2 D(N_0)}{N_0^4}, \quad /14/$$

$$\bar{n} = -\frac{1}{\ell} \ln(1-f). \quad /15/$$

Дисперсия средней плотности ионизации равна

$$D(\bar{n}) = \frac{\ln^2(1-f)}{\ell^4} D(\ell) + \frac{D(f)}{\ell^2(1-f)^2}, \quad /16/$$

а относительная ошибка этой величины

$$\frac{\sigma(\bar{n})}{\bar{n}} = \left\{ \left[\frac{\sigma(\ell)}{\ell} \right]^2 + \left[\frac{\sigma(f)}{(1-f) \ln(1-f)} \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad /17/$$

Преобразуя эту формулу с учетом /8/, /9/, /12/, /14/, окончательно найдем

$$\frac{\sigma(\bar{n})}{\bar{n}} = \left\{ \text{ctg}^2\phi \left[1 + \frac{f^2}{(1-f)^2 \ln^2(1-f)} \right] \cdot D(\phi) + \text{tg}^2\psi \cdot D(\psi) + \frac{f^2}{(1-f)^2 \ln^2(1-f)} \frac{D(L)}{L^2} + \frac{f \cdot S}{(1-f) \ln^2(1-f) \sin\phi \cdot L} \right\}^{1/2}. \quad /18/$$

В идеализированном случае, при $\phi = 90^\circ$ и $\psi = 0^\circ$, первые два члена в /18/ исчезают, и погрешность измерений \bar{n} можно записать в виде

$$\frac{\sigma(\bar{n})}{\bar{n}} = \left[\frac{f^2}{(1-f)^2 \ln^2(1-f)} \frac{D(L)}{L^2} + \frac{f \cdot S}{(1-f) \ln^2(1-f) \cdot L} \right]^{1/2}. \quad /19/$$

Здесь L совпадает с полной длиной трека, т.к. частица не пересекает плоскости электродов, и на треке отсутствуют ТАП. Зависимость относительной погрешности $\frac{\sigma(\bar{n})}{\bar{n}}$ от длины трека L и эффективности f "счетчиков" для этого случая приведены на рис. 3.

В типичных условиях реальной работы МПИК угол $\psi \leq 50^\circ$, а угол ϕ достаточно сильно отличается как от 0° , так и от 180° . Если к тому же погрешность измерения углов невелика ($\sigma(\phi, \psi) \leq 1^\circ$), то первые два члена в скобках выражения /18/ остаются мало существенными. Погрешность измерения ионизации при этом будет описываться формулой

$$\frac{\sigma(\bar{n})}{\bar{n}} = \left[\frac{f}{(1-f)^2 \ln^2(1-f)} \frac{D(L)}{L^2} + \frac{f \cdot S}{(1-f) \ln^2(1-f) \cdot L \cdot \sin\phi} \right]^{1/2}. \quad /20/$$

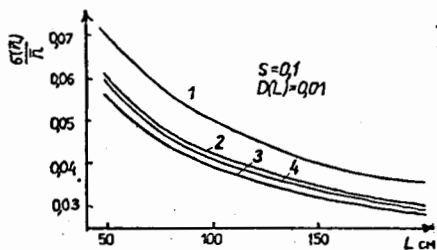


Рис.3. Относительная ошибка определения плотности первичной ионизации по методу низкоэффективных счетчиков при $\phi = 90^\circ, \psi = 0^\circ$. 1 - $f = 0,4$, 2 - $f = 0,6$, 3 - $f = 0,8$, 4 - $f = 0,9$.

В отличие от /19/, это выражение содержит зависимость от угла ϕ , а L здесь меньше длины трека и представляет собой сумму его светлых участков, как и в /18/.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Опыты по изучению возможности использования МПИК для ионизационных измерений были проведены на камере, содержащей 11 проволочных электродов с расстоянием между соседними проволочками 1,2 мм и межэлектродным расстоянием 10 мм. Запускающие сцинтилляционные счетчики располагались над камерой и под ней. Между камерой и нижним счетчиком устанавливался свинцовый фильтр толщиной 10 см. Счетчики запускались частицами космического излучения, которые на поверхности Земли, как известно, состоят преимущественно из мюонов. Толщина свинцового фильтра определяла минимальную энергию регистрируемых частиц $E_\mu = 275$ мэВ. Для оценки ширины распределения плотности ионизации, создаваемой в камере космическими мюонами, был рассчитан дифференциальный спектр плотности первичной ионизации /рис. 4/. При его построении был использован спектр космических мюонов^{12/}, а энергетическая зависимость плотности ионизации бралась из теоретической работы^{13/}.

Высоковольтный импульс, подаваемый на камеру с запаздыванием ~ 370 нс после прохождения частицы, имел амплитуду 15 кВ, фронт нарастания ≈ 10 нс, экспоненциальный спад /без пробоя/ $\approx 2,5$ мкс. Напряжение очищающего поля равнялось 30 В, а его направление было противоположно полю ВВИ.

Фотографирование проводилось на пленку чувствительностью 1000 ед. ГОСТ объективом с относительным отверстием 1/2,8 с расстояния 1,1 м.

В соответствии с результатами работы^{18/} можно надеяться, что при наполнении камеры гелием и при реализованной в нашей установке задержке ВВИ около 370 нс, плотность пробоев на треке будет определяться создаваемой частицей первичной ионизацией.

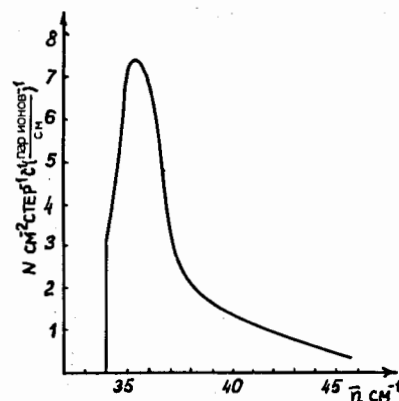
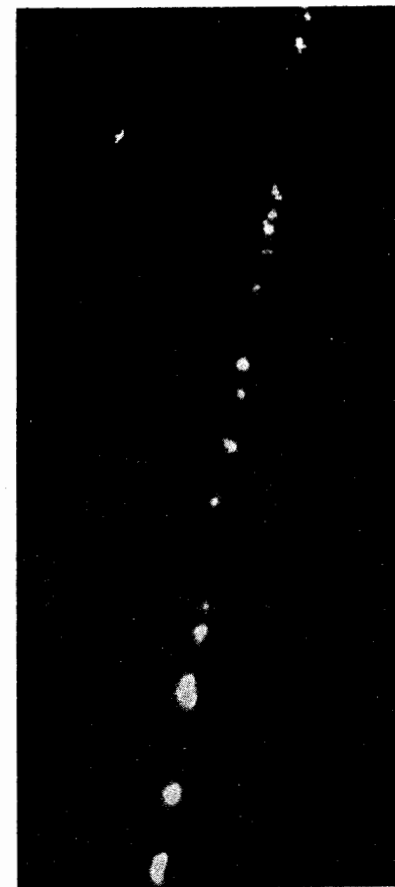


Рис.4. Дифференциальный спектр плотности первичной ионизации регистрируемых мюонов.

Рис.5. Трек мюона в МПИК. Гелий, 0,25 атм, $U_{ВВИ} = 15$ кВ, 1: 2,8, 1000 ед. ГОСТ.



Измерения проводились при различных давлениях гелия $P = 0,125, 0,25, 0,5, 1,0$ атм, что имитировало изменение ионизирующей способности регистрируемых частиц^{14/}. Фотография типичного трека приведена на рис. 5.

Экспериментальный материал, полученный при всех использованных в работе давлениях, обрабатывался на основе измерения расстояний между пробоями. Такой подход объясняется сложностью надежного определения длин светлых участков трека при низких давлениях, когда ионизация мала, и с заметной вероятностью появляются расстояния u , сравнимые с шириной ТАП.

Учитывая, что при выбранном нами расположении сцинтилляционных счетчиков регистрируемые частицы были распределены в узком интервале углов $22^\circ < \psi < 30^\circ$, а функция косинуса в этом интервале изменяется мало, при определении по формуле /6/ выбиралось среднее значение $\cos \psi$ для данного интервала углов ψ .

В этом предположении результаты измерения расстояний между пробоями на всех треках, полученных при одном и том же давлении, сводились в один график типа рис. 2 и обрабатывались по формулам /3/-/6/. Фитирование линейной зависимости /5/ проводилось с использованием МНК, что давало возможность определить как \bar{n} , так и погрешность $\sigma(\bar{n})$ этой величины.

Метод низкоэффективных счетчиков был использован для анализа данных при двух наиболее высоких давлениях /P = 0,5 атм и P = 1 атм/, когда структура трека хорошо проявляется и длины светлых участков могут быть определены с достаточной точностью. В этом случае плотность ионизации определялась для каждого отдельного события и полученные значения \bar{n} затем усреднялись по всем просмотренным трекам. Точность определения \bar{n} на единичном треке оценивалась по формуле /20/ с учетом того, что в наших условиях длина трека в среднем была близка к 15 см, суммарная длина светлых участков на нем равнялась приблизительно 10 см, а эффективность "счетчиков" оказалась равной

$$f(0,5 \text{ атм}) = 0,28 \quad \text{и} \quad f(1 \text{ атм}) = 0,48.$$

Это приводит к следующим относительным погрешностям определения плотностей ионизации на единичном треке в нашей камере.

$$\frac{\sigma(\bar{n})}{\bar{n}}(0,5 \text{ атм}) = 0,21, \quad \frac{\sigma(\bar{n})}{\bar{n}}(1 \text{ атм}) = 0,17.$$

Результаты измерения \bar{n} обоими методами, усредненные по всем просмотренным трекам, приведены на рис. 6. Видно, что полученные тем и другим методом результаты хорошо согласуются между собой, а зависимость средней плотности ионизации от давления газа соответствует теоретически ожидаемой линейной зависимости /14/. Полученная нами величина \bar{n} при P = 1 атм практически совпадает с результатом работы /10/.

Таким образом проведенные нами опыты подтверждают возможность применения дешевой, простой в изготовлении и эксплуатации многоазорной проекционной искровой камеры для ионизационных измерений и получения с помощью этого прибора достаточно точных результатов.

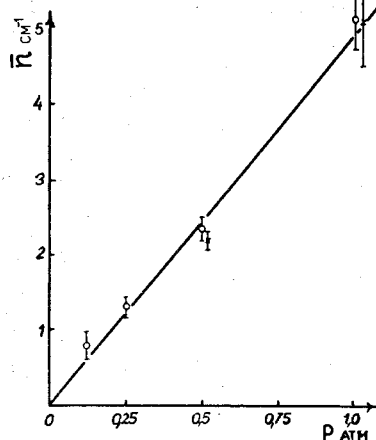


Рис. 6. Результаты измерения плотности первичной ионизации для гелия. \circ - метод расстояния между пробоями, \times - метод низкоэффективных счетчиков /P = 0,5 атм, усреднение по 38 трекам, P = 1 атм, усреднение по 10 трекам/.

Мы благодарим В.В.Ермакова, Г.Ф.Исаева, Е.М.Сыропатова за помощь при изготовлении, наладке и эксплуатации установки.

Авторы выражают благодарность В.П.Джелепову за интерес к работе и обсуждение полученных результатов.

Мы благодарим В.В.Ермакова, Г.Ф.Исаева, Е.М.Сыропатова за помощь при изготовлении, наладке и эксплуатации установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Breskin A. CERN, 73-7, Geneva, 1973.
2. Allison W.W. et al. Nucl.Instr.Meth., 1978, 156, p. 169.
3. Lehrans I. et al. Nucl.Instr.Meth., 1978, 153, p. 347.
4. Nagata K. et al. Nucl.Instr.Meth., 1980, 172, p. 609.
5. Cobb J.H. et al. Nucl.Instr.Meth., 1976, 133, p. 315.
6. Ermilova V.C. et al. Nucl.Instr.Meth., 1977, 145, p. 555.
7. Landau L. J.Phys. USSR, 1944, 8, p. 201.
8. Давиденко В.А. и др. ЖЭТФ, 1968, 55, с. 426.
9. McGlure G.W. Phys.Rev., 1953, 90, p. 796.
10. Асосков В.С. и др. Препринт ФИАН, М., 1975, №45.
11. Тяпкин А.А. ОИЯИ, 1-3686, Дубна, 1968.
12. Baschiera B. et al. LNF 79/49 /P/, Frascati, 1979.
13. Budini P. et al. Nuov. Cim., 1960, 18, p. 5.
14. Ермилова В.К. и др. ЖЭТФ, 1969, 56, с. 1608.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 марта 1981 года.