

P13-2003-108

В. Д. Аксиненко, Н. С. Глаголева, Ю. Лукстиныш,
А. Т. Матюшин, В. Т. Матюшин, Я. Мирковский¹,
Н. Н. Нургожин², И. С. Саитов, О. Ю. Тятюшкина

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ДИАМЕТРОВ СТРИМЕРОВ
НА СЛЕДЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ
В СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЕ

¹ИРЭ ВПИ ПР, Варшава

²ФТИ МОН РК, Алма-Ата

Ионизированный след, оставленный заряженной частицей в газе стримерной камеры (обычно неон или неон-гелиевая смесь), становится видимым при наложении импульсного электрического поля, величина и длительность импульса которого достаточны для развития лавин и стримеров от свободных электронов, оставшихся к моменту наложения поля.

Световое излучение лавин и стримеров позволяет зарегистрировать их на фотопленке или другом фотоприемнике в виде цепочки образований, создающих видимую структуру следа, характеризуемую размерами этих образований (длиной и диаметрами в первом приближении), их плотностью и отклонением от траектории частицы. При этом особый интерес, естественно, представляет связь структуры следа с ионизацией, производимой частицей в газе камеры.

Ионизационный след в камере представляет собой цепочку как одиночных электрон-ионных пар (65-80%), так и их сгустков - кластеров, образованных в процессе термализации δ -электронов. Вероятность появления δ -электронов с ростом их энергии резко сокращается и, следовательно, плотность кластеров по мере увеличения числа электронов в них соответственно падает.

Спектр энергии δ -электронов, образованных по следу частицы, очень широк: от энергии, затрачиваемой на образование одной электрон-ионной пары, до величины, превышающей эту энергию почти на два порядка. При большой энергии δ -электроны выходят за пределы стримерного трека частицы. Такие δ -электроны не учитывались, и поэтому речь идет не о полных потерях энергии частицей вдоль следа, а об "ограниченных" или "дважды ограниченных" [1,2] потерях энергии, поскольку переданная энергия меньше пороговой также не сопровождается образованием лавин и стримеров.

Авторы [1] приводят соответствующие интегральные спектры передач энергии в индивидуальных столкновениях для однозарядных релятивистских частиц в чистых инертных газах при нормальных условиях. Эти спектры описываются достаточно сложными математическими выражениями. Однако интегральный спектр для неона, представленный на рис. 1а, начиная с энергии, соответствующей первому потенциалу ионизации неона (21.6 эВ), можно приближенно аппроксимировать следующим достаточно простым выражением:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{W}{\omega_m} + \frac{\left(\frac{dN_1}{dx}\right)_{\min} \cdot B}{(\omega_m)^2 + B}, \quad (1)$$

где $(dN_1/dx)_{\min}$ — удельная первичная ионизация в минимуме ионизации; ω_m — энергия электронов, эВ; $W = 0.15 \cdot \frac{z^2 \cdot Z \cdot \rho}{\beta^2 \cdot A}$ эВ/см; z — заряд частицы; Z — число электронов в атоме газа; A — атомная масса; ρ — плотность газа г/см³; β — скорость частицы в единицах скорости света; B — подгоночный параметр, эВ².

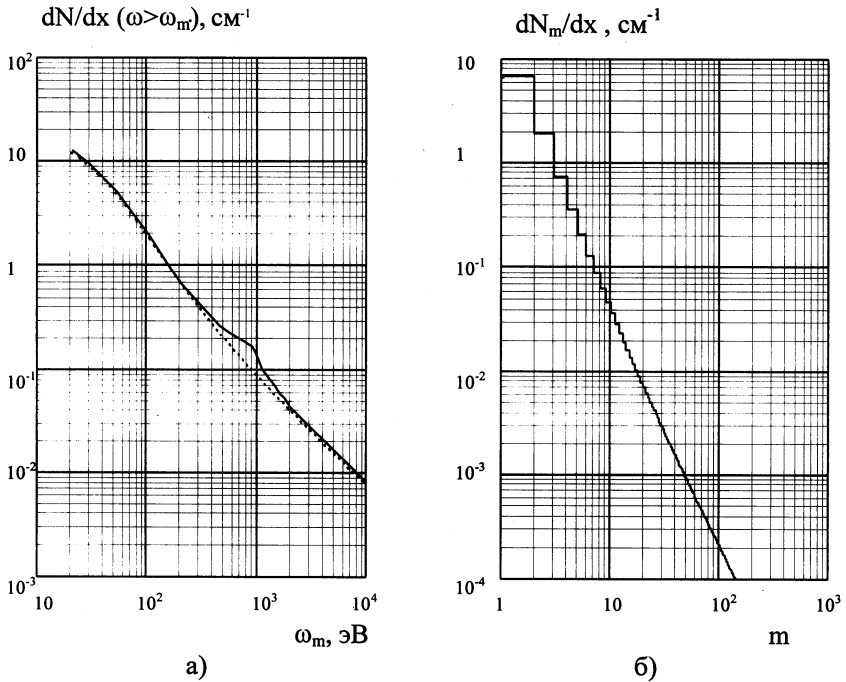


Рис.1. а) Интегральный спектр $dN/dx (\omega > \omega_m)$ [1] и аппроксимирующая его кривая (пунктир) передач энергии ω в неупругих столкновениях однозарядной релятивистской частицы с атомами неона в минимуме ионизации при нормальных условиях.

б) Распределение плотности кластеров dN_m/dx с числом начальных электронов m на следе частицы с минимальной ионизирующей способностью

Для неона при нормальных условиях ($z=10$; $A=20.186$; $\rho=0.899 \cdot 10^{-3}$ г/см³) и релятивистской частицы с зарядом $z=1$ в минимуме ионизации $\gamma_{\min}=3.75$ ($\beta \approx 0.929$);

$$\left(\frac{dN_1}{dx}\right)_{\min} = 11.4 \text{ см}^{-1}; W \approx 72 \text{ эВ/см и } V=1130 \text{ эВ}^2:$$

$$\frac{dN}{dx} = \frac{72}{\omega_m} + \frac{11.4 \cdot 1130}{(\omega_m)^2 + 1130} \quad (2)$$

Если принять, что средняя энергия, затрачиваемая на образование одного свободного электрона, — ω_i , то плотность кластеров $\frac{dN_m}{dx}$ с числом электронов $m = \frac{\omega_m}{\omega_i}$ можно оценить по следующей формуле:

$$\frac{dN_m}{dx} = \left(\frac{dN}{dx}\right)_m - \left(\frac{dN}{dx}\right)_{m-1}, \quad (3)$$

где $\left(\frac{dN}{dx}\right)_m$ — пронормированное по m выражение (2).

Для реальных условий работы камеры ($t=20^\circ\text{C}$, $\omega_i=36.4$ эВ) плотность кластеров с числом электронов m , найденным из (3), выражается следующей зависимостью:

$$\frac{dN_m}{dx} = \frac{1.84}{(m-0.41) \cdot (m+0.59)} + \frac{8.96(2m+0.18)}{[(m-0.41)^2 + 0.84] \cdot [(m+0.59)^2 + 0.84]} \quad (4)$$

Эта зависимость построена на рис.1б. Оценки показывают, что хотя плотность кластеров с увеличением m резко снижается, однако общее количество кластеров с $m \geq 2$ составляет величину более 30%.

Следуя [3], рассмотрим дальнейшую судьбу электронов кластера, считая развитие лавины от каждого электрона независимым, а время памяти камеры много больше, чем время задержки ее запуска.

Лавина, развившаяся от одного электрона и прошедшая в электрическом поле путь L , будет содержать в среднем $M_{\text{ср}} = \exp(\alpha L)$ электронов, где α — первый коэффициент ионизации Таунсенда. Причем $M_{\text{ср}}$ есть также средний коэффициент газового усиления. Анализируя вероятности развития лавины от произвольного числа начальных элек-

тронов, авторы [3] показывают, что вероятность того, что лавина при m начальных электронах, пройдя в электрическом поле путь L , будет содержать число электронов, равное или больше M :

$$\Phi_m(\geq M, L) = \frac{1}{\Gamma(m)} \int_{\frac{M}{M_{cp}}}^{\infty} b^{(m-1)} \cdot e^{-b} db, \quad (5)$$

где $\Gamma(m)$ — гамма-функция, а $M/M_{cp} = b$

Это выражение позволяет определить вероятность регистрации элемента следа, когда значение M равно минимальному числу электронов в лавине, при котором обеспечивается достижение порога регистрации светоприемных устройств. Тогда нижний предел интегрирования M/M_{cp} может быть интерпретирован как порог регистрации в относительных единицах.

Иными словами, Φ_m — это вероятность регистрации лавины или стримера, развившихся от кластера с числом начальных электронов m . График этой функции в зависимости от m при реальных для практики значениях $b \leq 10$ приведен на рис.2. Хорошо видно, что при пороге регистрации $b=1$ лавина от одиночного электрона регистрируется с вероятностью около 0,4 ($\Phi_m=0,37$). Вместе с тем вероятность регистрации многоэлектронных кластеров существенно выше. Так, для кластеров, с $m \geq 3$ вероятность $\Phi_m > 0,9$, а для кластеров с $m \geq 5$ вероятность $\Phi_m > 0,99$. Повышение же порога регистрации приводит к резкому падению вероятности регистрации лавин от одиночных электронов. Например, при пороге $b \geq 5$ эта вероятность $\Phi_m < 0,02$.

На рис.3а построены интегральные распределения плотности стримеров dN/dx ($m > m_0$) на следе частицы в зависимости от числа начальных электронов m в кластере при разных значениях порогов регистрации $b = 0 \div 16$, рассчитанные по формуле,

$$\frac{dN}{dx} = \sum_m \Phi_m \cdot \frac{dN_m}{dx} \quad (6)$$

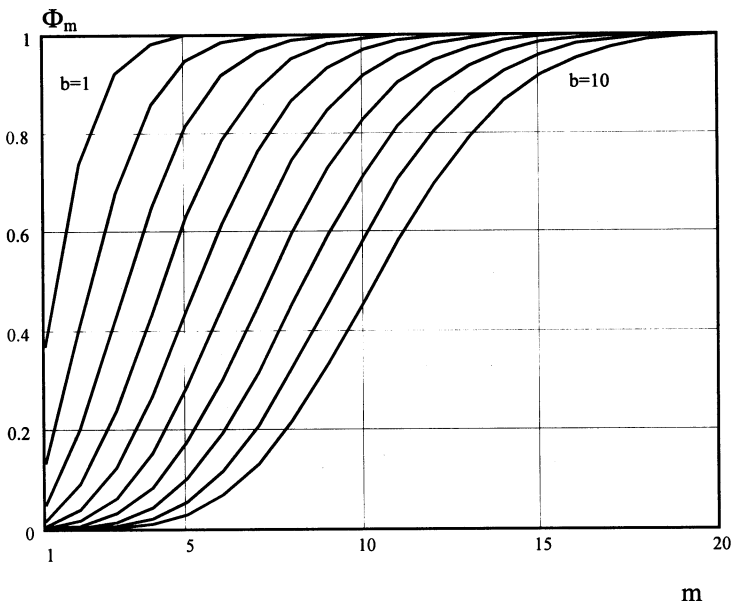


Рис.2. Зависимость вероятности Φ_m от числа начальных электронов m в кластере для значений порога регистрации b от 1 до 10

При этом учтено, что если $b \leq 16$ и $m > 30$, то $\Phi_m = 1$ с точностью до третьего знака, а для $b = 0$ и $m \geq 1$ вероятность $\Phi_m = 1$.

Из рис.3а видно, как по мере уменьшения порога регистрации увеличивается плотность стримеров и только при $b=0$, что практически невозможно, эта плотность приближается к значению плотности актов первичной ионизации.

На рис.3б приведена расчетная зависимость плотности стримеров dN/dx от величины порога регистрации b . Пунктирными линиями выделена область, в которой, как правило, работают большие стримерные камеры.

Исследования с помощью прямого фотографирования распределений стримеров по их диаметрам [5] на следах релятивистских однозарядных частиц позволили установить однозначную связь плотности стримеров на следе частицы с эффективным энергетическим порогом регистрации, который в среднем соответствует определенному числу

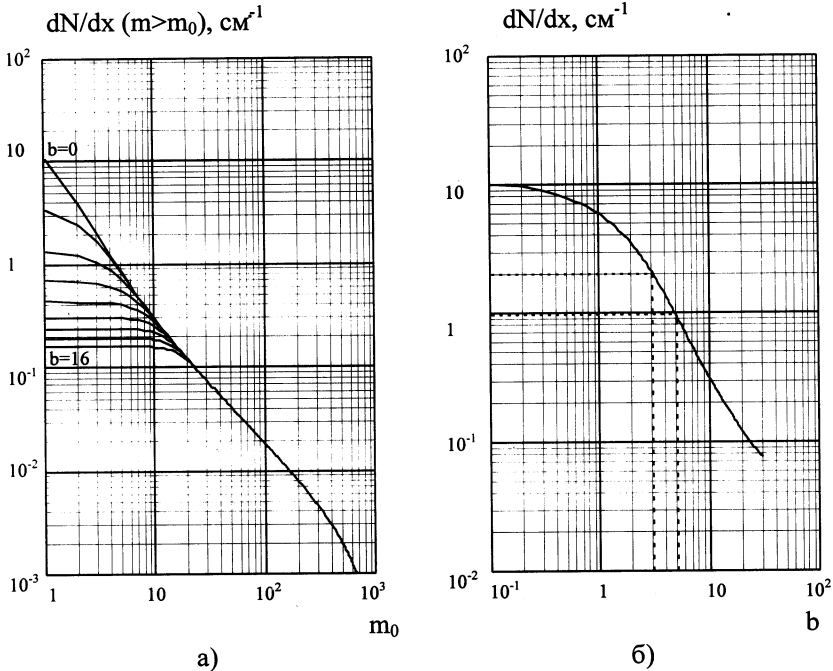


Рис.3. а) Интегральное распределение плотности стримеров $dN/dx (m > m_0)$ в зависимости от числа начальных электронов m при разных порогах регистрации b ($b = 0, 2, 4, \dots, 16$).

б) Расчетные значения плотности стримеров dN/dx в зависимости от порога регистрации b

начальных электронов, образующих кластер. В работе [5] предполагалось, что развитие лавин от начальных электронов следа происходит независимо, размеры стримера определяются в основном кулоновским расталкиванием электронов в головке лавины, из которой он развивается, а его светимость определяется энергией, запасенной объемным зарядом головки лавины при ее развитии [6]. Число начальных электронов в кластере на следе частицы при развитии разряда определит, в основном, число электронов в лавине, а затем размеры и светимость стримера.

Следует отметить, что каждое из трех распределений плотности стримеров, приведенных на рис. 1 а-в работы [5], является результатом обмера только одного трека.

Общее количество стримеров на следе частицы при этом невелико, причем число стримеров с ростом их размеров резко падает. Поэтому статистическая погрешность

варьируется в пределах от $11 \div 14\%$ для малых размеров стримеров (малых значений m) до 100% для максимальных размеров стримеров (максимальных значений m). Для суммирования результатов обмера многих треков на разных снимках помимо отбора требуемых частиц необходимо обеспечить с высокой точностью постоянство условий образования стримеров, а также условий химической и оптической обработки снимков. Это требует проведения специального методического эксперимента, поскольку даже на одном снимке два трека имеют различные условия образования из-за различия по времени пролета частиц через камеру, если время чувствительности камеры соизмеримо со временем задержки в подаче высоковольтного импульса.

На рис.4 а-в приведены экспериментальные значения (точки) интегральных распределений плотностей стримеров $dN/dl (d^3 > d_0^3)$ в двухметровых камерах СКМ-200 [7] и ГИБС [8], представленные в работе [5], и соответствующие расчетные распределения $dN/dx (m > m_0)$, полученные при определенных значениях порогов регистрации - б.

Видно, что экспериментальные распределения кубов диаметров стримеров в основном описываются расчетными кривыми, т.е. эти распределения пропорциональны надпороговой части спектра удельной первичной ионизации, а куб диаметров стримеров пропорционален числу начальных электронов в них.

Интересная особенность распределения по m состоит в том, что если каждую экспериментальную точку сдвинуть вправо на величину порога, а точнее на величину порога, уменьшенную на единицу, то полученный спектр будет близок к распределению, когда регистрация начинается с одного электрона. Простое рассмотрение условий образования на фотоснимке изображения равномерно светящегося шара позволяет объяснить эту особенность. Пунктирные прямые на рис.4 а-в, проведенные из точки оси ординат, соответствующей плотности первичной ионизации, имеют одинаковый коэффициент наклона $(-1,35)$ для всех трех распределений и в пределах статистической погрешности согласуются со сдвинутыми вправо экспериментальными значениями. Используя распределение однозарядных релятивистских частиц в качестве тестовых, можно получить сведения об удельной ионизации для других частиц.

На рис.4а-в видно также, что для больших стримерных камер значение порога регистрации $b=3 \div 5$, то есть средний коэффициент газового усиления в камере несколько снижен. При таком усилении регистрируются, в основном, стримеры, инициированные

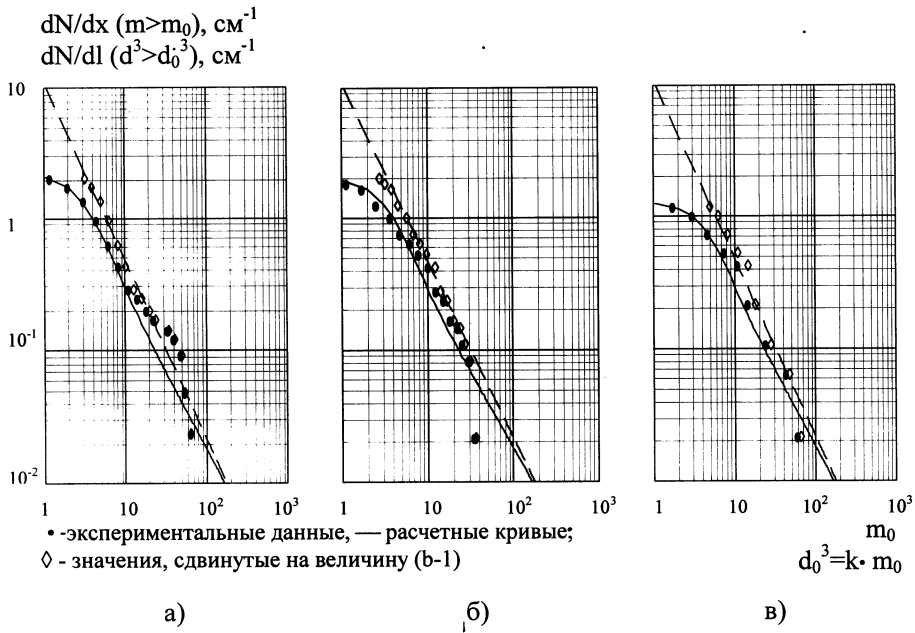


Рис. 4. Интегральные расчетные $dN/dx (m > m_0)$ и экспериментальные $dN/dl (d^3 > d_0^3)$ распределения плотностей стримеров в минимуме ионизации при различных порогах регистрации b :

- а) СКМ-200, $b=3.0$, $k=0.14$ [мм^3],
- б) СКМ-200, $b=3.1$, $k=0.20$ [мм^3],
- в) ГИБС, $b=4.2$, $k=0.83$ [мм^3]

многоэлектронными кластерами. Именно поэтому на снимках со стримерной камеры обычно наблюдается почти на порядок меньшая плотность стримеров относительно первичной ионизации: $1.5 \div 2 \text{ см}^{-1}$ вместо $10 \div 12 \text{ см}^{-1}$. Приблизиться к регистрации первичной ионизации удастся только существенно снижая порог регистрации ($b \ll 1$, рис.3) с помощью маленьких камер, где число многоэлектронных кластеров на следе частицы сведено к минимуму. Кроме того, необходимо выполнить дополнительные требования по чистоте газового наполнения, чувствительности и разрешающей способности регистрирующего устройства так, как это сделано, например, в работе [9]. Однако в больших камерах низкий порог приводит к перегрузке регистрирующих устройств по свету стримеров от многоэлектронных кластеров. Кроме того, при низком пороге регистрации (на

уровне регистрации одного электрона) существенно возрастает вероятность возникновения фоновых разрядов в камере.

На рис.5 а-в представлены интегральные распределения плотности стримеров dN/dl ($d > d_0$) в зависимости от диаметра d_0 с использованием тех же экспериментальных данных, что и на рис.4 а-в. Измеренные значения во всех трех распределениях в пределах своей статистической погрешности располагаются вблизи наклонных прямых, проведенных из точек оси ординат, соответствующих плотности первичной ионизации. Видно, что лучшее согласие этой аппроксимации получается с теми же точками, которые лучше согласуются с расчетными кривыми, приведенными на рис.4 а-в. Это понятно, так как на левую часть распределения сильно влияет порог регистрации, а на правую – нарастание статистической погрешности и уход энергичных δ -электронов за пределы ширины следа.

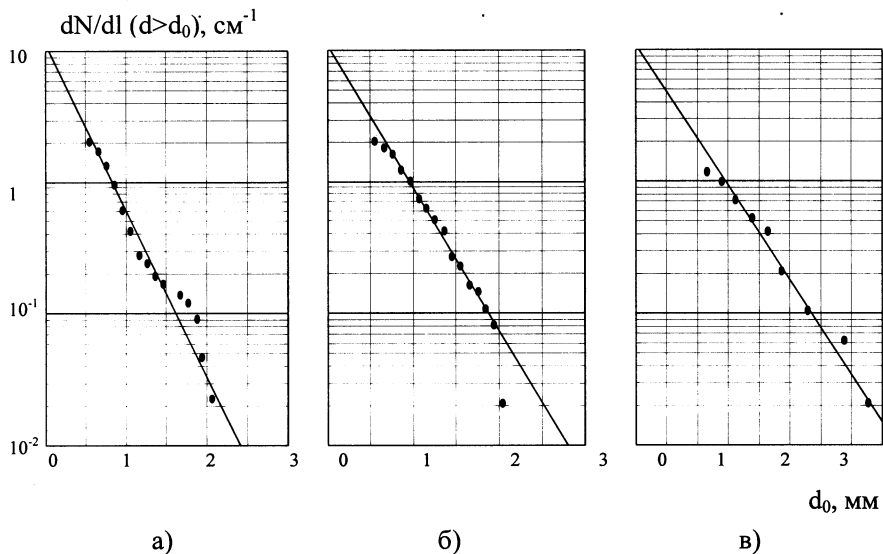


Рис. 5. Интегральное распределение плотности стримеров dN/dl ($d > d_0$) в зависимости от диаметра d_0

Известно [2], что в стримерной камере, как и в других трековых детекторах, ионизирующая способность частицы может быть определена по параметрам структуры ее следа. Однако небольшое число элементов следа обуславливает сравнительно невысо-

кую точность определения первичной ионизации по измерению отдельно взятого параметра. Но эта точность может быть увеличена за счет одновременного использования различных параметров, в том числе и распределения по диаметрам стримеров.

При изучении взаимодействий в интенсивных пучках заряженных частиц, особенно в пучках многозарядных ядер, появляются дополнительные разряды (искровые пробои), не связанные с изучаемым процессом. Это обстоятельство объясняется тем, что в камере на следах ранее прошедших частиц (“старые” треки), к моменту регистрации выбранного события, остатки “мощных” кластеров еще сохраняются в виде достаточно плотных сгустков электронов, инициирующих эти разряды.

В камере с магнитным полем (~ 1 Тл) происходит закручивание траектории δ -электронов, тогда возможно существование сгустков относительно малых размеров с числом начальных электронов в них 10^3 и более. Количество таких сгустков на следе становится особенно заметным при росте заряда регистрируемой частицы, так как ионизация пропорциональна квадрату заряда.

Следует отметить, что диффузия центров стримеров, развившихся от многоэлектронных кластеров, существенно меньше, чем для центров стримеров, развившихся от одиночных электронов, поэтому точность восстановления траектории частицы оказывается при этом выше. Естественно, максимальная величина m должна быть ограничена при измерении треков так, чтобы отклонение центра стримера от траектории частицы за счет пробега δ -электрона было меньше, чем из-за тепловой диффузии электронов центра кластера.

Таким образом, сравнение экспериментальных распределений стримеров по кубу их диаметров с результатами достаточно простых расчетов, в которых были учтены кластерная структура следа заряженной частицы, статистический характер развития лавин и наличие порога регистрации, показало, что данные экспериментальные распределения приблизительно пропорциональны надпороговой части спектра передач энергии в неупругих столкновениях заряженной частицы с электронами атомов неона. Поскольку величины передаваемой энергии в этой части спектра, как и во всем спектре, характеризуются большим разбросом, то и диаметры стримеров на следе частицы также имеют большой разброс. Интегральное распределение диаметров стримеров может быть ис-

пользовано при измерении удельной ионизации, производимой заряженной частицей в стримерной камере.

В заключение авторы выражают благодарность Е.А Матюшиной. за помощь при обработке данных и оформлении статьи.

Литература

1. Будагов Ю.А., Мерзон Г.И., Ситар Б., Чечин В.А. Ионизационные измерения в физике высоких энергий. М., Энергоатомиздат, 1988 г.
2. Ermilova V. C., Kotenko L.P. and Merson G.I. Nucl.Instr., 1977, v.145, p.555
3. Чиковани Г.Е., Ройнишвили В.Н., Михайлов В.А. ЖЭТФ, 1964, т.46, вып.4, с.1238
4. Аксиненко В.Д., Володин В.Д., Глаголева Н.С. и др. Препринт ОИЯИ, P13-94-309, Дубна, 1994 г.; ПТЭ 1995 г., 5, с.58.
5. Аксиненко В.Д., Волков Ю.Н., Глаголева Н.С. и др. Сообщение ОИЯИ, P1-92-263, Дубна, 1992 г.
6. Глаголева Н.С., Матюшин А.Т., Матюшин В.Т., Нургожин Н.Н. Сообщение ОИЯИ, P1- 83-328, Дубна, 1983 г.
7. Абдурахимов А.У., Аникина М.Х., Балдин А.М. и др. Препринт ОИЯИ, 13-10692, Дубна, 1977, ПТЭ, 1978, N5, с.53.
8. Авраменко С.А., Аксиненко В.Д., Аникина М.Х. и др. Препринт ОИЯИ, P13-98-111, Дубна, 1998, ПТЭ, 1999, N3, с.27.
9. Davidenko V., Dolgoshein B. and Somov S. Nucl. Instr. Meth. V.75, N2, p.277, 1969.

Получено 10 июня 2003 г.

О распределении диаметров стримеров
на следе заряженной частицы в стримерной камере

Проведено сравнение экспериментальных распределений стримеров по кубу их диаметров с результатами достаточно простых расчетов, в которых были учтены кластерная структура следа заряженной частицы, статистический характер развития лавин и наличие порога регистрации. Показано, что данные экспериментальные распределения приблизительно пропорциональны надпороговой части спектра первичной ионизации, производимой заряженной частицей в газе камеры. Большой разброс диаметров стримеров на следе частицы обусловлен характером распределения первичной ионизации. Интегральное распределение диаметров стримеров может быть использовано при измерении удельной ионизации, производимой заряженной частицей в стримерной камере.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2003

Перевод авторов

About the Distribution of Streamer Diameters
on a Charged Particle Track in a Streamer Chamber

Experimental distribution of the streamer diameter cubes was compared with the results of rather simple calculations taking into account the cluster structure of a charged particle track, statistical nature of the avalanche development and the threshold of registration. It was shown that the experimental distributions are approximately proportional to the integral of the primary ionization spectrum (of the part exceeding threshold) of the streamer chamber gas by a charged particle. Wide spread of the streamer diameters depends on the primary ionization distribution character. Integral streamer diameter distributions can be used to measure specific ionization of charged particles registered in the streamer chamber.

The investigation has been performed at the Veksler–Baldin Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2003

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 21.06.2003.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,68. Уч.-изд. л. 0,98. Тираж 310 экз. Заказ № 53977.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/