

СЗУЧ.12

Н-379

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3/2-71

1391/2-71

1 - 5631



Нгуен Дин Ты, М.И. Соловьев,
Х.Я. Супичаков

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

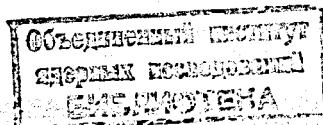
ПЛАСТИНКА ИЗ ТЯЖЕЛОГО МЕТАЛЛА
В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ
И МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ
СЛЕДОВ ЧАСТИЦ, ПРОХОДЯЩИХ
ЧЕРЕЗ НЕЕ

1971

1 - 5631

Нгуен Дин Ты, М.И. Соловьев,
Х.Я. Супичаков

ПЛАСТИНКА ИЗ ТЯЖЕЛОГО МЕТАЛЛА
В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ
И МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ
СЛЕДОВ ЧАСТИЦ, ПРОХОДЯЩИХ
ЧЕРЕЗ НЕЕ



Для повышения эффективности регистрации γ -квантов в пузырьковых камерах целесообразно применять жидкость с большой плотностью (с малой радиационной длиной X_0) или помещать в камеру пластинку из тяжелого материала. Как в том, так и в другом случае, наряду с повышением эффективности регистрации γ -квантов, имеет место снижение точности определения параметров следов частиц.

Применение жидкости с большой плотностью и маленьким X_0 приводит к уменьшению свободной длины взаимодействия и увеличению многократного рассеяния. Для камеры больших размеров уменьшение свободной длины взаимодействия приводит также к уменьшению полезной длины следов при измерениях.

Известно, что ошибка в определении импульсов частицы по измерению радиуса кривизны ее следа состоит в основном из измерительной ошибки и неопределенности из-за многократного рассеяния.

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 \approx k_1 \frac{1}{L^4} + k_2 \frac{1}{X_0 L} \quad (1)$$

Видно, что с уменьшением L и X_0 ошибка быстро растет.

Рассмотрим теперь, какое влияние на точности в определении параметров частицы окажет помещение в камеру пластинки из плотного материала. При прохождении частиц через пластинку часть их претерпевает неупругие взаимодействия. Например, для свинцовой пластинки толщиной $2X_0$ около 3,5% π -мезонов высоких энергий испытывают неупругое взаимодействие внутри пластинки.

Остальная доля частиц претерпевает многократное рассеяние и выходит из пластинки со смещением координат и изменением в направлении. Если частица проходит в пластинке путь длиной d , то смещения координат и угла рассеяния имеют нормальное распределение с дисперсией

$$D_R = \left(\frac{E_s}{\beta p} \right)^2 \cdot \frac{d^3}{6 X_0} \quad \text{и} \quad D_\Theta = \left(\frac{E_s}{\beta p} \right)^2 \cdot \frac{d}{2 X_0}$$

соответственно, где $E_s = 21,2$ Мэв. Кроме того, из-за ионизационных потерь импульс частицы при выходе из пластинки уменьшается на величину /1/

$$\Delta p = d \cdot \frac{\partial p}{\partial s},$$

где

$$\frac{\partial p}{\partial s} = \frac{4 c_1 m_e}{v^3} \left[\ln \frac{2 m_e v^2}{(1 - v^2) \cdot I} - v^2 - c_2 \right].$$

В результате получается, что след частицы как бы состоит из двух частей: одной - до и другой - после пластинки, а между ними имеются неизвестные смещения и угол излома x' . Обычно для определения параметров таких следов используется только часть трека до пластинки. Но как видно из формулы (1), это приводит к большому увеличению ошибки. На практике, чтобы не слишком сильно уменьшалась полезная длина трека

L , пластинка помещается к концу эффективного объема камеры. Но тогда уменьшается также телесный угол пластинки и увеличивается ошибка в параметрах конвертируемых электронов (позитронов) за пластинкой.

В данной работе предложен новый метод определения параметров следов частиц, проходящих через пластинку. При этом используется вся длина следа так, что точность в определении параметров остается почти такой, как если бы пластинка не существовала.

Метод обоснован на численном интегрировании уравнения движения заряженной частицы в тормозящей среде, помещенной в неоднородное магнитное поле с добавлением двух новых параметров: смещения R и угла рассеяния θ при прохождении частицы через пластинку.

^{x/} В дальнейшем для простоты назовем их эффектом пластинки.

Оптимальное значение угла наклона следа α_0 в первой точке определяется как в работе /2/. Остановимся более подробно на методе определения импульса и азимутального угла (в первой точке следа).

Из уравнения Лоренца в тормозящей среде

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{c} [\vec{v}, \vec{H}] + \frac{\vec{p}}{p} \cdot \frac{dp}{dt}$$

получим

$$\frac{d\beta}{ds} = \frac{e}{pc \cdot \cos \alpha} [-N_z + \operatorname{tg} \alpha (N_x \cos \beta + N_y \sin \beta)] \equiv F(s), \quad (2)$$

где N_x , N_y , N_z - компоненты магнитного поля по осям x , y , z ; s - криволинейная координата точки на следе.

Из (2) получим $\beta(s) = \beta_0 + \int_0^s F(s_1) ds_1$

$$y(s) = y_0 + \int_0^s \sin(\beta(s_1)) ds_1. \quad (3)$$

Параметрами являются y_0 , $\rho_0 = \frac{1}{p}$, β_0 , R и θ (индекс "0" указывает на то, что эти параметры относятся к началу следа).

Для удобства объединим все эти параметры в одном 5-мерном векторе и обозначим его через W . Приращения параметров также образуют 5-мерный вектор δW .

Разложим (3) по этим параметрам, ограничившись при этом только линейными членами:

$$y^{k+1}(s) = y^k(s) + \sum_{\nu=1}^5 \frac{\partial y}{\partial W_\nu} \delta W_\nu^k, \quad (4)$$

где верхние индексы - номера итерации, а $k=0$ соответствует начальное приближение, полученное при аппроксимации следа параболой без учета смещения и рассеяния в пластинке.

Выражения для $\frac{\partial y(s)}{\partial y_0}$, $\frac{\partial y(s)}{\partial \rho_0}$, $\frac{\partial y(s)}{\partial \beta_0}$ совпадают с приведенными в работе /2/.

Для новых параметров имеем:

$$\frac{\partial y(s)}{\partial R} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial y(s)}{\partial \theta} = 0 \quad \text{при} \quad s \leq s_p$$

$$\frac{\partial y(s)}{\partial R} = 1 \quad \text{и} \quad \frac{\partial y(s)}{\partial \theta} = \int_{s_p}^s \cos[\beta(s_1)] ds_1 \quad \text{при} \quad s \geq s_p,$$

где s_p - длина следа до пластинки. Вектор приращения δW получается при минимизации функционала вида

$$M = \sum_{i,j=1}^N (y(s_i) - y_i^{ex}) G_{ij}^{-1} (y(s_j) - y_j^{ex}), \quad (5)$$

где $y(s_i)$ - теоретическая "у" координата i -ой точки на следе, вычисленная по формулам (3) и (4), y_i^{ex} - измерительная "у" координата i -ой - точки на следе, N - число измеренных точек на следе, G - полная матрица ошибок, включающая в себя матрицу измерительных ошибок и матрицу многократного рассеяния.

С учетом (4) условие минимума (5) запишется в виде:

$$\frac{\partial M}{\partial \delta W_\nu} = 0 \quad \nu = 1, \dots, 5. \quad (6)$$

Система уравнения (6) линейна относительно δW_ν и ее можно записать в матричном виде:

$$A \delta W = B, \quad (7)$$

где A - симметричная 5×5 матрица

$$A_{\mu\nu} = \sum_{i,j=1}^N \frac{\partial y(s_i)}{\partial W_\mu} G_{ij}^{-1} \frac{\partial y(s_j)}{\partial W_\nu}; \quad \mu, \nu = 1, 2, \dots, 5,$$

B - 5-мерный вектор

$$B_\nu = \sum_{i,j=1}^N \frac{\partial y(s_i)}{\partial W_\nu} G_{ij}^{-1} [y_i^{ex} - y(s_i)]; \quad \nu = 1, \dots, 5.$$

Из (7) получим

$$\delta W = A^{-1} B$$

и

$$W_{\nu}^{k+1} = W_{\nu}^k + \delta W_{\nu}^k ; \nu = 1, \dots, 5.$$

Обычно требуется 2-3 итерации, чтобы получить нужную точность.

Для проверки метода было генерировано по 200 π^+ -мезонов при импульсах 1; 3 и 5 Гэв/с.

Сначала были сгенерированы треки (не проходящие через пластинку) с помощью программы генерации фиктивных треков FICTIV /3/ и обчисланы по программе кинематического расчета - ГЕОФИТ - 1/4/. Распределения импульсов, их ошибок и χ_{xy}^2 показаны на рисунках 1а, б и 2а,

соответственно, а их средние значения приведены в первых трех столбцах таблицы 1.

Затем с помощью специальной процедуры в процессе генерации треков смоделировали искусственный эффект пластинки, т.е. смещение координат и изменение направления. Полученные треки были обчисланы двумя способами:

а) Как обычные треки, т.е. без учета эффекта пластинки. Распределения импульсов, их ошибок и χ_{xy}^2 показаны на рисунках 1в, г, 2б, соответственно, а их средние значения приведены в 4-6 столбцах таблицы 1. Видно, что распределения сильно смещены и средние значения сильно различаются по сравнению с ранее полученными истинными значениями треков, а ошибки значительно увеличиваются.

б) С помощью предложенного метода. Результаты показаны на рисунках 1д, е, 2в, а средние значения параметров треков приведены в трех последних столбцах таблицы 1. Видно, что хорошо восстановлены первоначальные распределения и истинные средние значения параметров треков, а ошибки сравнимы с ошибками обычных треков.

Из приведенных результатов мы можем сделать следующее заключение: предложенный метод определения параметров частиц, проходящих через пластинку, дает возможность точно восстановить истинное значение импульса и других параметров.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить кандидата физико-математических наук В.Н. Пенева, А.У. Абдурахим-

Таблица 1
Средние значения импульсов, их ошибок и χ^2_{xy}

Треки, не проходящие пластинку			Треки, проходящие пластинку					
			Расчеты без учета эффективности пластинки			Расчеты по нашему методу		
1	2	3	4	5	6	7	8	9
\bar{P} Мэв/с	$\overline{\Delta P}$ Мэв/с	χ^2_{xy}	\bar{P} Мэв/с	$\overline{\Delta P}$ Мэв/с	χ^2_{xy}	\bar{P} Мэв/с	$\overline{\Delta P}$ Мэв/с	χ^2_{xy}
1003.41	52.15	1.12	1275.20	66.64	7.36	1007.77	48.34	1.43
2976.00	172.60	1.58	5247.50	369.00	14.24	2973.00	155.65	1.11
5045.41	322.26	1.031	9273.30	1148.60	16.67	5133.41	476.36	1.035

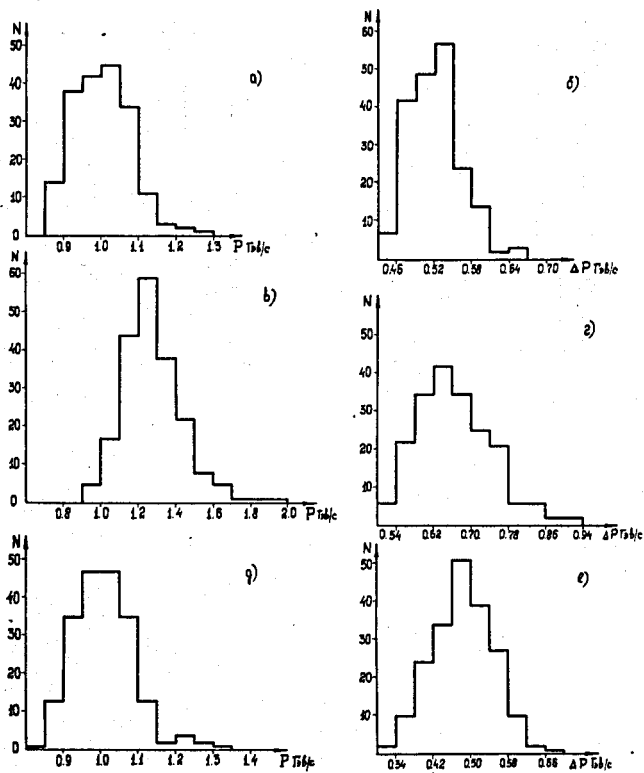


Рис. 1. Распределение импульсов при начальном значении генерированного импульса 1000 Мэв/с: а) для генерированных π^+ -мезонов, в) под влиянием эффекта пластинки, д) настоящий метод, б), г), е) их ошибок, соответственно.

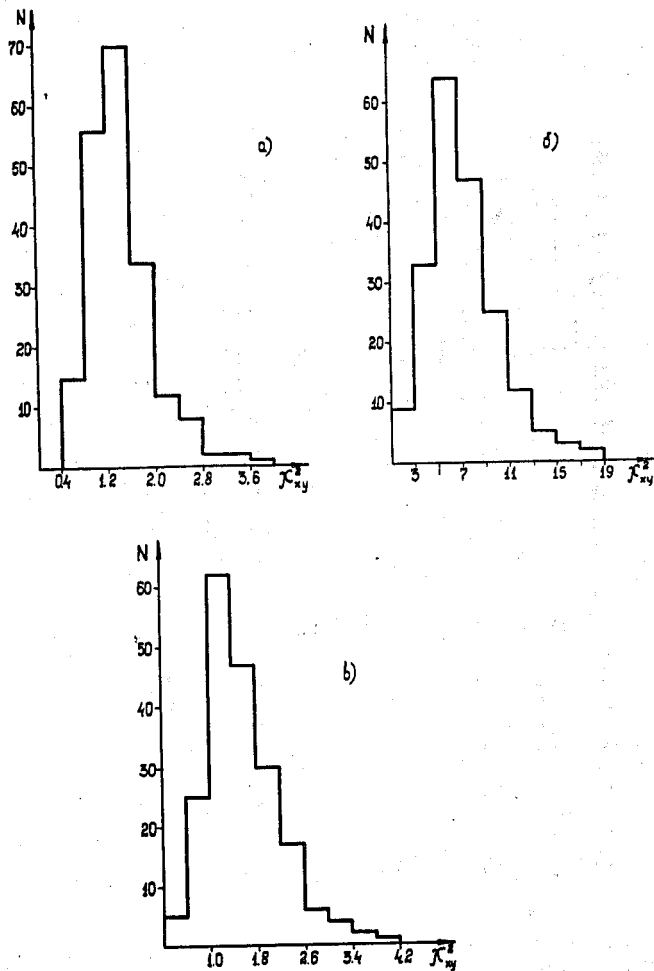


Рис. 2. Распределение χ^2_{xy} при начальном значении импульса 1000 Мэв/с: а) для генерированных π^+ -мезонов, б) под влиянием эффекта пластинки, в) настоящий метод.

мова, Ю.В. Тевзадзе за помощь и обсуждение при выполнении настоящей работы. Авторы признательны также группе лаборантов за проведение технической части работы.

Л и т е р а т у р а

1. Б. Росси, К. Грейзен. Взаимодействие космических лучей с веществом, ИЛ, 1948.
2. Н.Ф. Маркова, В.И. Мороз, В.И. Никитина, А.П. Стельмах, Г.Н. Тентюкова. Препринт Р10-3768, Дубна, 1968.
3. А.У. Абдурахимов, К.П. Вишневская, Нгуен Дин Ты. Препринт 1-5482, Дубна, 1970.
4. А.У. Абдурахимов, Нгуен Дин Ты, В.Н. Пенев. Препринт 1-5140, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 февраля 1971 года.