

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



C312.81

M-856

1/ XII-75
P13 - 9167

Г.Мотц, Г.П.Решетников

4639/2-75

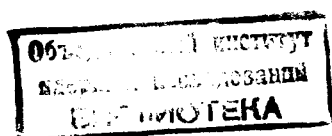
ПОПРАВКА СПЕКТРОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
НА ПОТЕРИ ИЗ-ЗА МНОГОКРАТНОГО
КУЛОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ
В РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ АППАРАТУРЕ

1975

P13 - 9167

Г.Мотц, Г.П.Решетников

ПОПРАВКА СПЕКТРОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
НА ПОТЕРИ ИЗ-ЗА МНОГОКРАТНОГО
КУЛОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ
В РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ АППАРАТУРЕ



1. Введение

При использовании время-пролетной методики или телескопов для регистрации заряженных частиц неизбежно приходится сталкиваться с выбыванием части частиц из пучка в результате многократного кулоновского рассеяния на первых счетчиках.

В условиях, когда для чисто теоретического вычисления таких потерь характеристики пучка и фокусирующие пучок магнитные поля определены недостаточно, обычно экспериментально определяется изменение счета в зависимости от дополнительных рассеивателей, помещаемых вблизи первых счетчиков спектрометра. Отсюда можно различными методами найти ожидаемый счет без рассеяния и вычислить поправку измеренных спектров частиц.

В настоящей работе предлагается методика определения такой поправки, реализованная в виде программы на языке ФОРТРАН, в которой счет без рассеяния находится подгонкой теоретической функции регистрации под экспериментально измеренное изменение счета частиц при введении дополнительных рассеивателей. Если между счетчиками находится жесткофокусирующий канал из магнитных квадрупольных линз, то влияние магнитного поля учитывается в характеристиках пространственного распределения пучка, а также введением эффективной базы пролета. После определения, в результате подгонки, свободных параметров с помощью программы вычисляется импульсная зависимость потерь с коридором ошибок. Пользуясь этими параметрами, можно вычислить поправки для любых других частиц в тех же экспериментальных условиях. Функция регистрации строится по методу Штернхеймера^{2/}. В рас-

четах используется теория многократного рассеяния Молиера^{3,4/} с учетом рассеяния на атомных электронах по Фано^{5/}. С помощью этой программы вычислялись поправки на рассеяние для ядер ^2H , ^3H , ^3He и ^4He в экспериментальных условиях работы^{1/}.

2. Функция регистрации

Пусть имеется два разнесенных на базе l счетчика C_1 и C_2 . При отсутствии рассеяния в C_1 на C_2 попало бы N_0 частиц. Вследствие кулоновского рассеяния в C_1 счет уменьшается до значения N . Отношение

$$\frac{N_0}{N} = K \quad (1)$$

дает поправку счета N на рассеяние и является функцией импульса частицы. Поправку на рассеяние можно найти, исследуя изменение траектории частиц в результате рассеяния на первом счетчике. Подход Штернхеймера^{2/} интересен тем, что он заменяет рассмотрение изменения траектории на исследование поперечного смещения частицы в плоскости последнего счетчика.

Вероятность такого смещения на новую координату r от места падения частицы, при отсутствии рассеивания ρ , дается в виде гауссового распределения вокруг среднеквадратичного смещения r_0^2 :

$$P = \frac{1}{\pi r_0^2} \exp \left(-\frac{r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \theta}{r_0^2} \right), \quad (2)$$

где θ — угол между векторами \vec{r} и $\vec{\rho}$. Тогда вероятность попадания частицы на C_2 после рассеяния на C_1 , зависит от r_0 и от радиуса R счетчика C_2 :

$$f = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R P r dr. \quad (3)$$

При этом предполагается, что C_2 имеет форму круга радиусом R . Отношение F регистрируемой части пучка к исходному пучку, который имел бы на C_2 радиус ρ_0 , в отсутствие счетчика C_1 принимает простой вид при

однородном распределении частиц в пучке:

$$F(r_0, \rho_0, R) = \frac{2}{\pi_0^2 \rho_0^2} \int_0^{\rho_0} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R \exp \left(-\frac{r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \theta}{r_0^2} \right) r dr. \quad (4)$$

В дальнейшем назовем F условно функцией регистрации. По определению, функция регистрации и поправка на рассеяние являются обратными величинами:

$$K = \frac{1}{F}. \quad (5)$$

Из выражения (4) видно, что функция регистрации зависит только от параметров пучка r_0 и ρ_0 на последнем счетчике и от радиуса R этого счетчика. Для неоднородного пучка она дополнительно зависит от распределения частиц в плоскости последнего счетчика при отсутствии рассеивателя. Важно подчеркнуть, что для определения F не требуется знания характеристик пучка в начале время-пролетной базы и между счетчиками. В частности, функция регистрации не зависит от того, является ли исходный пучок параллельным, расходящимся или сходящимся. Этим обстоятельством мы воспользуемся для моделирования влияния магнитного жесткофокусирующего канала. Такая ситуация имела место, например, в условиях работы^{1/}, где между счетчиками C_1 и C_2 располагались пять магнитных квадрупольных триплетов (рис. 1).

Действие системы линз сказывается на пространственном распределении пучка и может быть учтено введением эффективной длины базы пролета l и выбором подходящего распределения пучка в плоскости последнего счетчика.

Неизвестное пространственное распределение частиц в плоскости последнего счетчика при отсутствии рассеяния мы моделируем распределением Гаусса с дисперсией σ^2 :

$$n(\rho) = N_0 \cdot \exp \left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2} \right), \quad (6)$$

которое обрезается на радиусе ρ_0 .

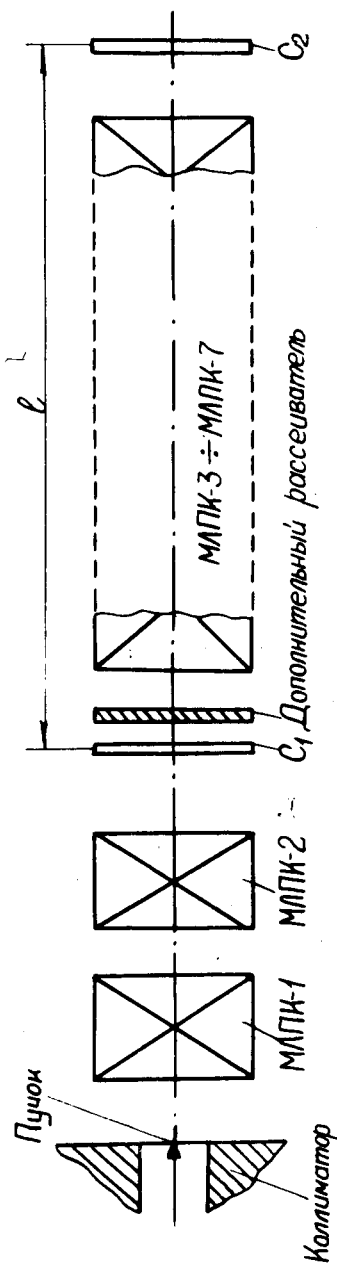


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. С₁ и С₂ — первый и второй сцинтиляционные счетчики спектрометра. МЛПК — 1 + МЛПК — 7 — магнитный жесткофокусирующий канал из семи квадрупольных триплетов.

Пролетная база l входит в функцию регистрации через среднеквадратичное смещение r_0^2 :

$$r_0^2 = \langle \theta^2 \rangle \cdot (l^2 + lx + \frac{x^2}{2}), \quad (7)$$

где $\langle \theta^2 \rangle$ — среднеквадратичный угол многократного рассеяния (рад^2), x — толщина рассеивателя (см). Остается выбор теории рассеяния^{/7/} для определения средних смещений (7).

В ряде работ, в том числе у Штернхеймера, применяется теория Росси и Грейзера^{/8/}, в которой:

$$\langle \theta_s^2 \rangle = z^2 \left(\frac{E_s}{p\beta} \right)^2 \cdot \frac{t}{x_0}, \quad (8)$$

где $E = 21,1$ МэВ; p , β и z — импульс (МэВ/с), скорость и заряд частицы; x_0 и t — радиационная длина (г/см^2) и толщина (г/см^2) рассеивателя.

Выражение (8) является при больших энергиях приближением к теории Вильямса (6), в которой:

$$\langle \theta_w \rangle = \frac{0,157 \cdot z^2 Z(Z+1)t}{A \cdot (p \cdot \beta)^2} \ln \left(\frac{1,13 \cdot 10^4 \cdot z^2 Z^{4/3} t}{A \beta^2} \right) : \quad (9)$$

здесь A и Z — массовое число и заряд рассеивателя.

В табл. 1 приведено сравнение этих теорий и теории Молиера^{/3/} с экспериментальными данными по рассеянию электронов^{/9,10/} и протонов^{/11,12/}. Эксперимент Кульчитского^{/9/} показал, что теория Вильямса дает завышение среднего угла при рассеянии электронов на тяжелых элементах около 10%. Хансон и другие^{/10/} подтвердили этот результат при более высоких энергиях и получили хорошее согласие эксперимента с теорией Молиера.

В работе Бихсела^{/11/} показано, что теория Молиера может быть успешно применена также к рассеянию протонов. Сделанный нами расчет по его данным показывает, что теория Вильямса дает завышенный на 30% средний угол для рассеяния на золоте. Это не удивительно, т.к. теория Вильямса работает в борновском приближении и требует выполнения неравенства:

Таблица I.

Частица	ϵ		P				
	2,25	15,7	0,7 - 4,8		600		
Энергия (МэВ)	2,25	15,7	0,7 - 4,8		600		
Эксп. работа	/9/	/10/	/11/		/12/		
Эксп. ошибка	3 - 4%	2 - 3%	3 - 5%		1 - 2%		
Теория	W	M	M		M*		
Материал рассеивателя					M _{рел}		
Be		0,95					
C							
Al	0,96		1,02		1,02		
Ni			1,0		1,03		
Si	0,97				1,02		
As	0,87	1,0	1,03		1,03		
Pb	0,69				0,98		
					0,99		
					0,75		

Отношение средних углов многократного рассеяния $\theta_{\text{экл.}}$, полученных из экспериментов, к предсказаниям по теориям Молиера, с учетом рассеяния на атомных электронах по Фано (M) Вильямса (W), Росси-Грейзена (R-G) и модифицированной в ^{12/} теории Молиера ($M_{\text{рел}}$) - $\theta_{\text{экл.}}/\theta_{\text{теор.}}$. Звездочкой обозначены расчеты авторов данной работы.

$$a = \frac{zL}{137\beta} \ll 1, \quad (10)$$

т.е. трудности можно ожидать особенно для описания рассеяния медленных частиц на тяжелых ядрах.

В работе Хангерфорда и других ^{12/} впервые исследовано многократное рассеяние быстрых протонов ($T_p = 600$ МэВ). В ней указывается на расхождение их результатов с теорией Молиера и это интерпретируется как результат релятивистских эффектов. Модифицируя характерный молиеровский угол χ_c , авторы получили согласие с экспериментом (в табл. 1 см. $M_{\text{рел}}$). Однако в ^{12/} пренебрегается рассеянием на атомных электронах, вклад которых для легких рассеивателей достигает заметной величины ^{15/}. Наш расчет по теории Молиера с учетом рассеяния на электронах показывает согласие с экспериментом ^{12/} (см. табл. 1). При энергии протонов 600 МэВ, согласно (10), можно было бы ожидать, что теория Вильямса и приближение Росси-Грейзена уже дают удовлетворительное согласие с экспериментом. Однако приведенные в табл. 1 расчеты показывают занижение средних углов до 12% по теории Вильямса и завышение до 25% по теории Росси-Грейзена.

Таким образом, теория Молиера хорошо согласуется с экспериментальными данными по рассеянию легких и тяжелых частиц на любых рассеивателях от малых до средних энергий. В работе Молиера ^{13/} распределение проекций θ углов рассеяния на плоскость, содержащую начальное направление, дается разложением:

$$f(\theta) d\theta = \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\phi^2} + \frac{1}{P} f^{(1)}(\phi) + \frac{1}{P^2} f^{(2)}(\phi) + \dots \right] d\phi, \quad (11)$$

где

$$\phi = \frac{\theta}{\chi_c \cdot \sqrt{B}}. \quad (12)$$

При выполнении условия:

$$B \geq 4,5 \text{ или } \Omega_0 \geq 20 \quad (13)$$

о величинах B и Ω_0 (13) см. ниже), первые три члена ряда (11) дают распределение углов с точностью 1%. Первый член ряда определяет многократное рассеяние на малые

углы, второй —однократное на большие углы, а третий является корректирующим членом. Величина $\chi_c \cdot \sqrt{B}/2$ есть полуширина гауссового распределения малых углов рассеяния, где среднеквадратичный угол рассеяния $\langle \theta^2 \rangle$ равен:

$$\langle \theta^2 \rangle_M = \chi_c^2 \cdot B. \quad (14)$$

Величину B удобно представить в приближении Скотта^{/4/}

$$B = 1,153 + 1,122 \cdot \ln \Omega_0. \quad (15)$$

Приближение (15) выполняется с точностью 0,5%, если

$$B \geq 6,3, \quad \Omega_0 \geq 100. \quad (16)$$

Минимальную толщину рассеивателя (г/см^2) для выполнения условия (16) можно оценить с достаточной точностью из неравенства

$$t \geq 10^{-2} \frac{\beta^2}{z^2} (1 + 2 \cdot 10^{-4} \frac{z^2 \cdot Z^2}{\beta^2}). \quad (17)$$

Величина Ω_0 представляет, по своему физическому смыслу, среднее число актов рассеяния в слое вещества. Она выражается через молиеровские углы χ_c и χ_a :

$$\Omega_0 = \frac{\chi_c^2}{\chi_a^2}. \quad (18)$$

Угол экранирования χ_a получен на основе потенциала Томаса-Ферми с учетом отклонения от борновского приближения.

В теории Молиера не учитывается рассеяние на атомных электронах. На легких рассеивателях оно добавляет около 20%. Впервые на необходимость учета рассеяния на электронах указали Кульчитский и Латышев^{/9/}. Качественно этот вклад можно учитывать^{/9,14/} заменой Z^2 (в (9), например) на

$$Z^2 \rightarrow Z(Z+1), \quad (19)$$

т.к. при достаточно больших углах рассеяние каждым электроном описывается формулой Резерфорда с $Z = 1$ и каждый электрон рассеивает независимо от других. Но при очень малых углах неупругое рассеяние электронами не сохраняет резерфордовский характер. Кроме

того, в случае тяжелой рассеиваемой частицы электрон может приобрести заметную энергию отдачи. Фано^{/5/} заменяет поэтому параметр ширины B в (14) на

$$B \rightarrow B + Z^{-1} \left[\ln(1130 \cdot Z^{-4/3} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}) - U_{in} - \frac{\beta^2}{2} \right], \quad (20)$$

где U_{in} является интегралом функции неупругого рассеяния, и его значение растет от 3,6 для водорода до 6,3 для свинца^{/13/}. Теория Фано хорошо согласуется с экспериментальными данными (см. табл. 1). Наши расчеты показали, что подход (19) дает на легких рассеивателях завышение среднего угла при малых энергиях около 10%. При средних энергиях различие между подходами (19) и (20) составляет только 2+3%. В то же время относительный вклад рассеяния на атомных электронах в величину среднеквадратичного угла рассеяния сильно зависит от материала рассеивателя. Например, при рассеянии ядер ^3He он изменяется от 1% для свинца до 20% для углерода.

Среднеквадратичный угол Молиера (14) в приближении Скотта (15) с учетом рассеяния на атомных электронах по Фано (20) принимает вид

$$\langle \theta^2 \rangle_M = \frac{0,157 \cdot z^2 \cdot Z^2 \cdot t}{A(p\beta)^2} \left\{ \frac{1,153 + 1,122 \ln 8,85 \cdot 10^3 z^2 Z^{4/3} \cdot t}{A \cdot \beta^2 (1,153 + \frac{2 \cdot 10^{-4} z^2 Z^2}{\beta^2})} + \right. \\ \left. + Z^{-1} \left[\ln(1130 Z^{-4/3} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}) - U_{in} - \frac{\beta^2}{2} \right] \right\}. \quad (21)$$

Функция регистрации (4), в случае неоднородного распределения частиц в пучке (6), нормированная на искомое число частиц N_0 после замены переменных и параметров:

$$r' = \frac{r}{R}, \quad \rho' = \frac{\rho}{R}, \quad r'_0 = \frac{r_0}{R}, \quad \rho'_0 = \frac{\rho_0}{R} \quad (22)$$

принимает вид:

$$F(N_0, \ell, \sigma', \rho'_0) = \frac{2N_0 \cdot \int_0^{\rho'_0} d\rho' \cdot \exp\left(-\frac{\rho'^2}{r'^2} - \frac{\rho'^2}{2\sigma'^2}\right) \cdot \rho' \int_0^1 dr' \cdot I_0\left(\frac{2r'\rho'}{r_0'^2}\right) \exp\left(-\frac{r'^2}{r_0'^2}\right) r'}{r_0'^2 \int_0^{\rho'_0} d\rho' \cdot \exp\left(-\frac{\rho'^2}{2\sigma'^2}\right) \rho'} \quad (23)$$

где I_0 - функция Бесселя с комплексным аргументом; γ_0 определен через (7) и (22) с условием применимости (16).

Рассмотрим условия применимости функции регистрации. Вывод уравнения (4) и (23) использует только предположение гауссового распределения (2). Он справедлив, пока углы достаточно малы, т.е. пока выполнены условия многократного рассеяния. Статистический характер столкновений приведет к гауссовому распределению углов рассеяния, что обуславливает распределение поперечных смещений по Гауссу. Таким образом, подход Штернхеймера применим в условиях многократного рассеивания (13). Условие применимости приближения Скотта (16) заведомо гарантирует выполнение (13).

Функция регистрации (23) зависит от четырех свободных параметров N_0 , ℓ , σ' и ρ'_0 . Она в нашей программе подгоняется с помощью χ^2 -минимизации^{/15/} под экспериментально измеренное изменение скорости счета при различных толщинах дополнительных рассеивателей. При этом определяются ширина пространственного распределения частиц в пучке σ , радиус пучка ρ_0 в плоскости последнего счетчика, эффективная длина базы пролета ℓ и число частиц N_0 , попадающих на последний счетчик без рассеяния на первом. С этими параметрами потом вычисляются поправки (5) для всего импульсного интервала спектра. Поправки для любых других частиц в тех же экспериментальных условиях вычисляются с этими параметрами через уравнения (23) и (5). Поправки вычисляются с коридором ошибок, который образуется из ошибок параметров и ошибок экспериментальных точек. Ошибки, вносимые теорией рассеяния, пренебрежимы, что было показано при сравнении теории Молиера с экспериментами.

Переход от рассеяния на дополнительных рассеивателях к эквивалентному рассеянию на сцинтилляторе осуществляется через вычисление соответствующих импульсов, при которых на сцинтилляторе получился бы такой же угол рассеяния, т.е. решается уравнение (21) относительно величины p . Для учета изменения логарифма в (21) при переходе к другим импульсам, эти импульсы

вычисляются циклом последовательных приближений до любой заданной точности (за два цикла точность уже достигает 0,1%).

В программе предусмотрены любые относительные размеры исходного пучка ρ_0 и последнего счетчика R :

$$\rho_0 \lesseqgtr R. \quad (24)$$

Хотя выражение (4) выведено при условии $\rho_0 < R$, оно применимо и к случаю $\rho_0 > R$. Это видно из того, что после замены местами ρ и R в (4) правая сторона из-за симметрии подинтегральной функции к переменным ρ и r не меняется. Ограничение состоит в том, что в случае $\rho_0 > R$ распределение должно быть однородным. Поэтому при $\rho_0 > R$ в (23) автоматически фиксируется σ' достаточно большим значением и производится замена местами параметров ρ_0 и R .

3. Обсуждение результатов

В работе^{/1/} исследовалось образование ядер ^3H , ^3He и ^4He с энергиями от 150 до 640 МэВ при взаимодействии протонов ($T_p = 665$ МэВ) с легкими ядрами. Для их идентификации применялась время-пролетная методика. Счетчики разнесены на базе около 12 м. При толщине первого сцинтиллятора 0,22 г/см² рассеяние на такой базе приводит к среднему поперечному смещению частиц в плоскости последнего счетчика до 11 см. При радиусе 5,5 см последнего счетчика это означало бы даже для идеально узкого исходного пучка потери около 80%. Поэтому пучок транспортировался магнитным жесткофокусирующим каналом, причем градиент поля, сохраняя фокусирующие свойства канала по спектру, изменялся пропорционально импульсу регистрируемых частиц, весь путь которых проходил в вакууме.

На рис. 2 приведены рассчитанные в настоящей работе поправки на многократное рассеяние ядер ^3H , ^3He и ^4He для экспериментальных условий, описанных в работе^{/1/}. При трех значениях импульса ядер ^3He (1790, 1400 и 1010 МэВ/с) для трех дополнительных рассеивателей

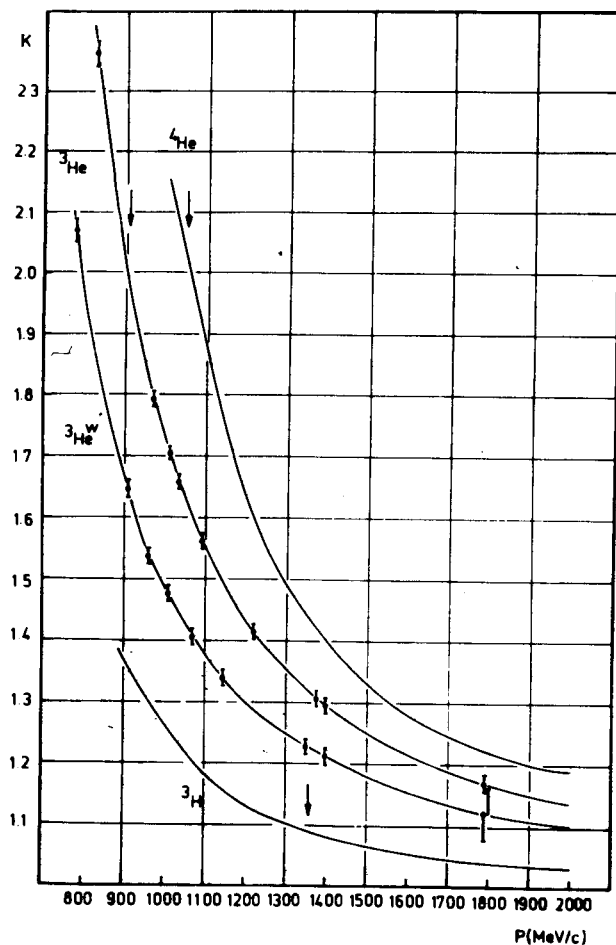


Рис. 2. Поправки на многократное рассеяние в сцинтилляторе счетчика S_1 для спектров ядер ^3He , ^3H и ^4He . Вертикальные стрелки указывают нижние границы измеренных спектров. Индекс $^3\text{He}^W$ относится к поправке для ядер ^3He , рассчитанной с использованием теории Вильямса.

($0,1 \text{ г/см}^2 \text{ C}$; $0,097 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$ и $0,194 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$) было получено 12 экспериментальных точек. Из подгонки функции регистрации к этим точкам была рассчитана поправка для выхода ядер ^3He . На рис. 3 показаны эти экспериментальные точки и ход функции регистрации (23), полученной при подгонке. Полученный при минимизации χ^2 равен 1,1 на степень свободы. Ошибки определения параметров и ошибки экспериментальных точек образуют коридор ошибок поправки, не превышающий 2%. Поправка для ^4He , полученная с этими же параметрами, имеет ту же ошибку. В верхней части рис. 3 изображены зависимости поправки $K(\theta^2)$ от угла многократного рассеяния, полученные при подгонке под экспериментальные данные функции регистрации с использованием теории Молиера (индекс M) и теории Вильямса (индекс W). Видно, что теория Вильямса дает значительное занижение величины поправки, а отношение полученных величин счета без рассеяния в наших условиях эксперимента составляет 1,17. Поправка для коррекции спектра ядер трития была получена в результате измерений на дейтронах с теми же дополнительными рассеивателями. При этом было получено 8 экспериментальных точек при двух значениях импульса дейтронов (850 МэВ/с и 1386 МэВ/с) из реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$. В низкоэнергетической части спектров ^3He и ^4He значение поправки достигает 2, в то время как упрощенный подход к расчету такой поправки в $1/V$ давал заметно заниженные оценки. Вытекающие отсюда занижения выхода этих ядер частично компенсируются заниженной также оценкой потерь дейтронов калибровочной реакции ($p + p \rightarrow d + \pi^+$).

Заниженные оценки поправок обусловлены применением графической экстраполяции для определения счета без рассеяния — N_0 , использованием теории Вильямса и приближенными вычислениями. Рис. 4 и 5 показывают неопределенность метода экстраполяции. На оси ординат указаны результаты графической экстраполяции — N^3 и определенный подгонкой функции регистрации (23) — N_0 . Занижение оценки счета без рассеяния может достигать заметной величины. Это прямо приводит к систематическому занижению поправки, что иллюстрируется

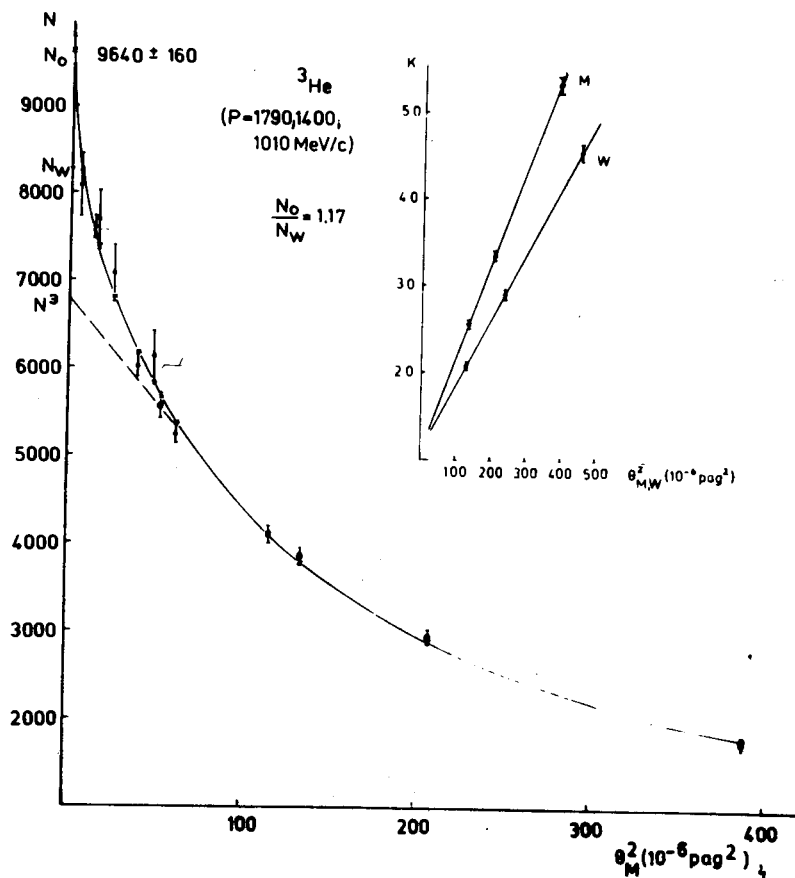


Рис. 3. Результат подгонки функции регистрации под экспериментально измеренные данные для 12 точек на ^3He . Вверху – зависимости величины поправки от θ^2 , рассчитанной по теории Молиера (М) и теории Вильямса (W).

зависимостью, изображенной в верхней части рис. 5. Здесь изображена зависимость поправки $K(\theta^2)$ от величины среднеквадратичного угла многократного рассеяния, рассчитанного по теории Молиера. Индекс М означает, что при расчетах использовались результаты подгонки функции регистрации под экспериментально измеренные точки; индекс Э означает использование резуль-

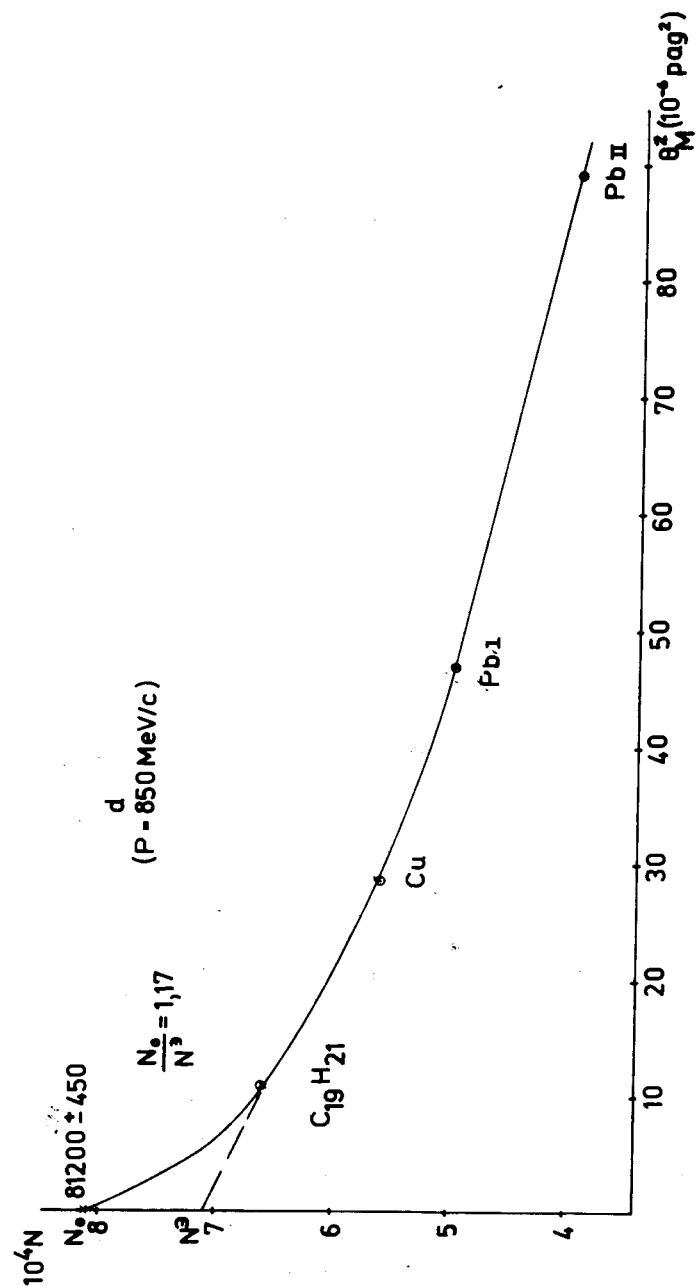


Рис. 4. Результат подгонки функции регистрации для 4 точек, измеренных на дейтронах при $P_d = 850 \text{ MeV/c}$.

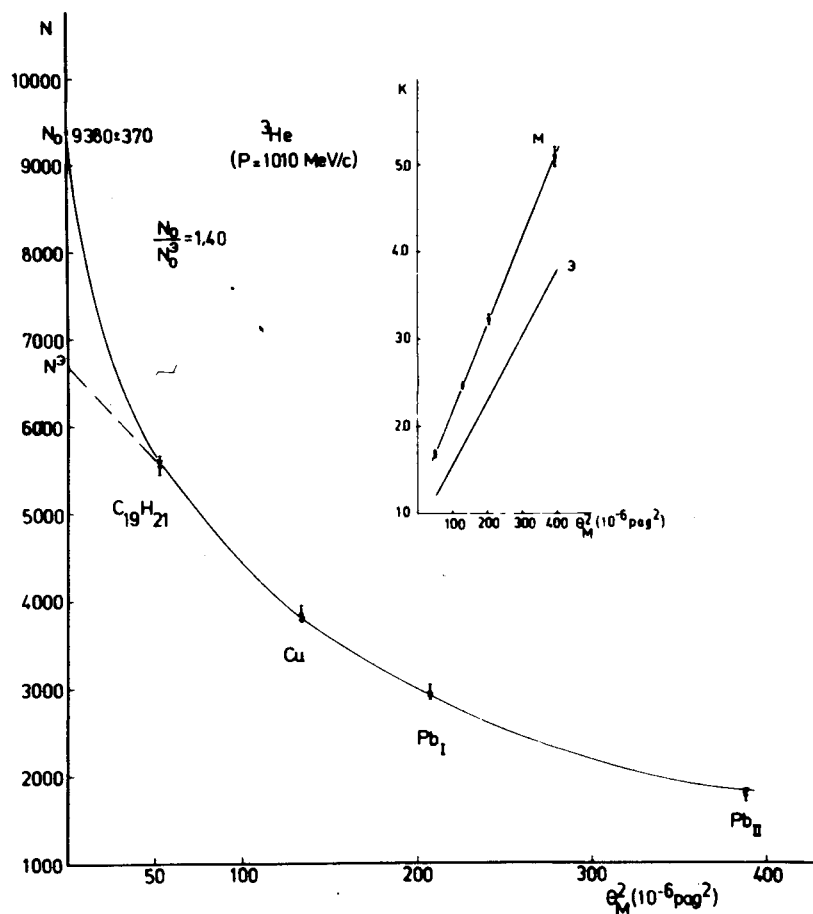


Рис. 5. Результат подгонки функции регистрации для 4 точек, измеренных на ^3He при $P_{^3\text{He}} = 1010 \text{ МэВ/с}$.

тата (N^3) графической экстраполяции. Экспериментальные точки, изображенные на рис. 5 внизу, находятся также на рис. 3 (кружки \otimes). В пределах ошибки значения N_0 , определенные подгонкой, в обоих случаях, т.е. для четырех (рис. 5) и 12 точек (рис. 3), совпадают, а результат графической экстраполяции (N^3) отличается от

результата подгонки на 40%. При переходе от поправки счета в зависимости от угла рассеяния - $K(\theta^2)$ определенной для разных дополнительных рассеивателей (рис. 3) к поправке счета на рассеяние скintиллятором $K(p)$, в зависимости от импульса частиц (рис. 2), в приближенных расчетах пренебрегают изменением β под логарифмом в (9). Отсюда вытекают заниженные оценки импульсов, соответствующие определенному значению поправки. Из рис. 2 следует, что ошибка в импульсе на 10% приведет к ошибке в поправке на 20% в низкоэнергетичной области. Пренебрежение изменением заряда рассеиваемых частиц под логарифмом в (9), при переходе от поправки для счета дейтронов (рис. 4) к поправке для ядер гелия (рис. 2), эквивалентно смещению импульсов во всей области спектра на 10%. В низкоэнергетичной части такое пренебрежение также приведет к занижению поправки на 20%. Расхождение теории Вильямса с экспериментальными данными обсуждалось выше. В табл. 2 приводится сравнение средних углов рассеяния на использованных в работе ^{1/} дополнительных рассеивателях, вычисленных по теориям Вильямса и Молиера. Для скintиллятора теория Вильямса дает занижение на 20%, а на тяжелых рассеивателях - завышение до 20%. На рис. 2 показана поправка (индекс $^3\text{He}^w$), полученная при подгонке функции регистрации (23) с использованием теории Вильямса для ядер ^3He . Видно, что разность поправок, вычисленных по этим теориям, достигает 20%, причем поправка, вычисленная по теории Вильямса, систематически занижена по отношению к поправке, вычисленной по теории Молиера. Отметим еще, что поправка на рассеяние для дейтронов, определенная подгонкой под экспериментальное изменение скорости счета (рис. 4) в случае применения теории Молиера хорошо согласуется с поправкой для счета ядер ^3He , полученной в тех же экспериментальных условиях, т.е. расчет поправки $K(p)$ для ^3He из данных, полученные на дейтронах, дает те же значения, что и непосредственные измерения на ^3He . При использовании же теории Вильямса для расчета поправок для этих частиц получены значительные расхож-

Таблица 2.

Ядра	Диапазон импульсов МэВ/с	0,22 г/см ² C ₁₉ H ₂₁	0,1 г/см ² C ₆	0,097 г/см ² P ₈	0,194 г/см ² P ₈
P	200 - 2000	1,20 - 1,24	1,04 - 1,2	0,85 - 1,08	0,86 - 1,09
² H	850 - 1386	1,22 - 1,23	1,13 - 1,17	0,95 - 1,02	0,96 - 1,03
³ H	1300 - 2000	1,22 - 1,23	1,13 - 1,167	0,955 - 0,98	0,968 - 1,022
³ He	900 - 2000	1,18 - 1,21	1,01 - 1,08	0,81 - 0,88	0,83 - 0,9
⁴ He	1100 - 2000	1,18 - 1,20	0,98 - 1,05	0,786 - 0,86	0,806 - 0,878

Отношение среднеквадратичных углов многократного рассеяния, рассчитанных по теории Молиера, с учетом рассеяния на атомных электронах по Фано, и по теории Вильямса.

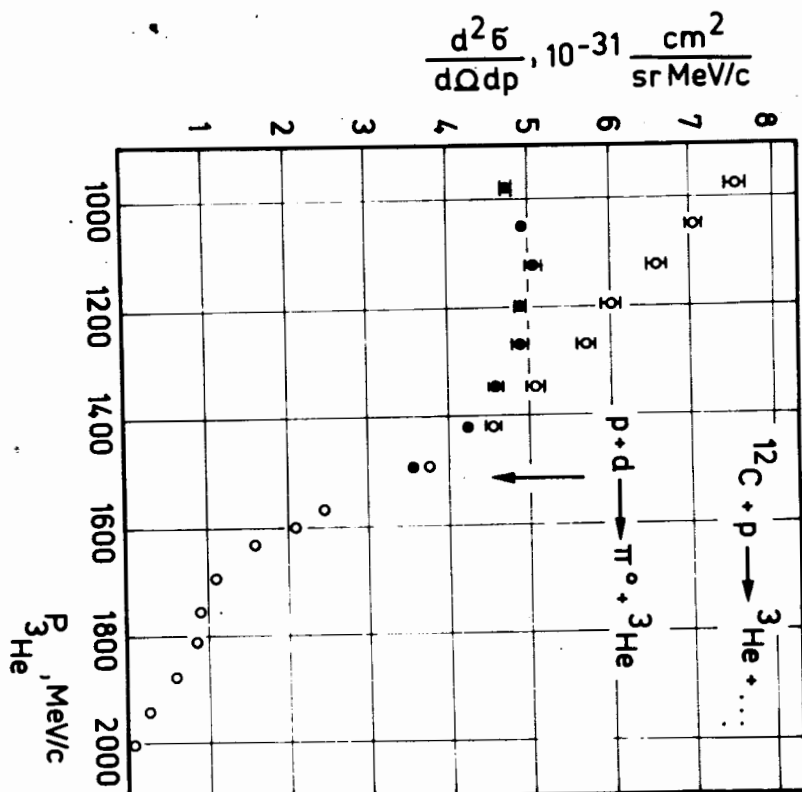


Рис. 6. Спектр ядер ³He, полученный с учетом ϕ и без учета ϕ поправки на многократное рассеяние, рассчитанной в настоящей работе.

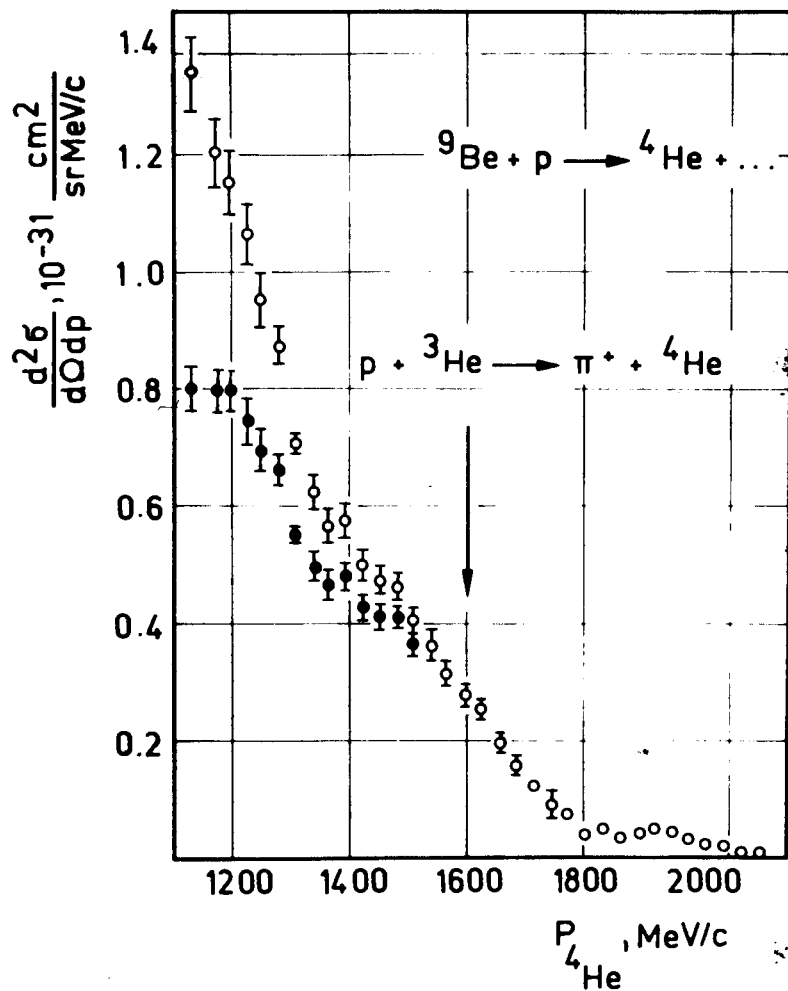


Рис. 7. Спектр ядер ${}^4\text{He}$, полученный с учетом $\frac{1}{2}$ и без учета $\frac{1}{2}$ поправки на многократное рассеяние, рассчитанной в настоящей работе.

дения. Кроме того, использование теории Вильямса при подгонке функции регистрации к экспериментальным точкам дает в 2 + 4 раза большую величину χ^2 , чем использование теории Молиера.

На рис. 6 и 7 представлены спектры выхода ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ при рассеянии протонов с энергией 665 МэВ на мишенях С и Ве, калиброванных на сечение выхода дейтронов из реакции: $p + p \rightarrow d + \pi^+$. Поправка для дейтронов из этой реакции при $P_d = 850$ МэВ/с составляла 1,22. Нижние точки на рисунках соответствуют значениям выхода без учета потерь из-за рассеяния, а верхние получены с помощью определенных в настоящей работе поправок. Из рис. 6 и 7 видно, что учет потерь из-за многократного рассеяния приводит к коррекции величины сечения выхода этих ядер, достигающей в низкоэнергетической части измеренных спектров 60% для ядер ${}^3\text{He}$ и 70% для ядер ${}^4\text{He}$ (оценки в работе ^{1/} давали 25% и 45% соответственно).

Авторы благодарны В.И.Комарову и О.В.Савченко за ценные обсуждения, Г.В.Васильевой – за помощь в оформлении публикации.

Литература

1. В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, Е.С.Кузьмин, А.Г.Молоканов, Г.П.Решетников, О.В.Савченко, З.Теш. ОИЯИ, Р1-7782, Дубна, 1974.
2. R.M.Sternheimer. Rev.Sci.Instr., 25, 1070 (1954).
3. G.Molier, Z.Naturforschung, 3a,78 (1948).
4. W.T.Scott. Phys.Rev., 85, 245 (1952).
5. U.Fano. Phys.Rev., 93, 117 (1954).
6. E.J.Williams. Phys.Rev., 58, 292 (1940).
7. W.T.Scott. Rev.Mod.Phys., 35, 231 (1963).
8. B.B.Rossi and K.J.Greisen. Rev.Mod.Phys., 13, 240 (1941).
9. L.A.Kulchitsky and G.D.Latyshev. Phys. Rev., 61, 254 (1942).

10. A.O.Hanson, L.H.Lanzl, E.M.Lyman and M.B.Scott. Phys.Rev., 84, 634 (1951).
11. H.Bichsel. Phys.Rev., 112, 182 (1958).
12. E.V.Hungerford, G.S.Mutchler, G.C.Phillips, M.L.Scott, J.C.Allred, L.Y.Lee, B.W.Mayes and C.Goodman. Nucl.Phys., A197, 515 (1972).
13. R.Biancastelli and P.Stein. ISS,66/26, Roma, 1966.
14. H.A.Bethe. Phys.Rev., 89, 1256 (1953).
15. С.Н.Соколов, И.Н.Силин. ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 сентября 1975 года.