

XJ9600232

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13-96-54

А.С.Артемов

ЧИСЛЕННОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ
ЛЕНТОЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ ЭКСПЕРИМЕНТА
НА ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВЫХ
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЧАСТИЦ

Направлено в «Журнал технической физики»

VOL 28 № 01

1996

При взаимодействии быстрых частиц с мишенями угловой разброс рождающихся вторичных частиц зачастую очень мал. Для прямого экспериментального измерения угловых дифференциальных сечений этих частиц в элементарных актах взаимодействия необходимо формировать нитевидные пучки налетающих частиц с весьма малой угловой расходимостью. Известные трудности в получении достаточно интенсивных пучков такого рода приводят к необходимости использования пучков ленточного типа. Методом диафрагмирования (см., например, [1]) можно получать довольно узкие пучки налетающих частиц с малой угловой расходимостью по одной координате (например, по Y), сохраняя необходимую для регистрации интегральную интенсивность пучка за счет его больших геометрических размеров по другой координате (X). При этом экспериментальное угловое распределение вторичных частиц $I_s(\theta_s)$ измеряют сканированием их потока по оси Y ленточным или щелевым детектором D с достаточно хорошим пространственным разрешением по Y (см. рис.1) и расположенным на пролетной базе Z_s вторичных частиц параллельно

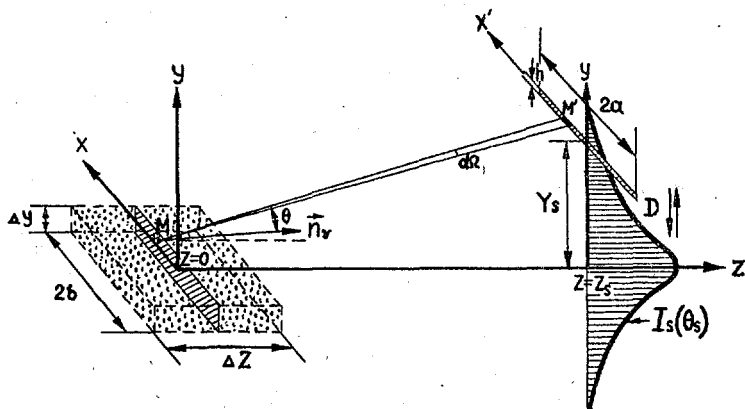


Рис.1. Схема эксперимента по взаимодействию ленточного пучка с мишенью при использовании щелевой системы детектирования вторичных частиц.

плоскости ленточного пучка. Для заряженных вторичных частиц сканирование может осуществляться электростатическим или магнитным дефлектором относительно неподвижного регистрирующего устройства, имеющего узкую коллимирующую щель. Ленточные пучки и щелевая система детектирования атомов H^0 , протонов и ионов H^- использовались в экспериментах по изучению угловых дифференциальных сечений обдирки и рассеяния быстрых ионов H^- в газообразных средах [2,3], а также при изучении рассеяния ионов высоких энергий [4]). При обработке полученного таким образом экспериментального материала необходимо учитывать систематические ошибки, связанные с геометрией эксперимента. Вследствие конечных размеров пучка, неоднородности его плотности по сечению, расходимости, а также конечных размеров детектора и мишени возникает проблема перехода от измеренных к истинным угловым дифференциальным сечениям. Применительно к пучкам, близким к нитевидным, этот вопрос был рассмотрен, например, в работах [5-7]. В общем случае, в предположении аксиально симметричного рассеяния, для характеристик пучка и геометрии установки широко используется формализм аппаратной функции эксперимента. Данная функция определяется вероятностью того, что вторичная частица, рассеянная на угол θ , будет зарегистрирована детектором, отклоненным от оси пучка на угол $\theta_s = Y_s/Z_s$. Общее выражение, связывающее экспериментальное угловое распределение $I_s(\theta_s)$ всего ансамбля вторичных частиц с угловым дифференциальным сечением $I(\theta)$ и аппаратной функцией "прямоугольной" геометрии эксперимента, получено в режиме однократных столкновений различными авторами и приведено, например, в обзоре [8]. В принципе оно позволяет сравнивать измеренное значение $I_s(\theta)$ с рассчитанным по теоретическому потенциалу взаимодействия любой формы. Для ленточного

пучка конечной ширины обычно невозможно получить аналитическое выражение, связывающее распределения $I_s(\theta_s)$ и $I(\theta)$. Поэтому актуально изучение величин и характера систематических ошибок данной геометрии эксперимента численным моделированием измерения угловых дифференциальных сечений вторичных частиц. Некоторые результаты такого моделирования приведены в работах [9,10]. Данным методом определяется также и соответствующая аппаратная функция.

Представим плотность распределения интенсивности пучка налетающих частиц в области мишени ($Z \approx 0$) в виде $f(X, Y) = \Phi(Y) \cdot \Psi(X)$. Будем полагать, что угловое распределение $I(\theta)$ вторичных частиц, рожденных в элементарных актах взаимодействия, обладает аксиальной симметрией относительно направления импульса налетающих частиц, а само взаимодействие носит однократный характер (тонкая мишень). Рассматривая ленточный пучок в виде совокупности нитевидных пучков и пренебрегая влиянием его пространственного заряда, получаем следующее выражение для численного углового распределения всего ансамбля вторичных частиц (см. рис.1)

$$I_s(\theta_s) = C \int_X \int_Y f(X, Y) dX \cdot dY \int_{-\Delta Z/2}^{\Delta Z/2} n(X, Y, Z) dZ \times \\ \times \int_{-a}^{+a} I(\theta) (Z_s - Z) [(X' - X)^2 + (Y_s - Y)^2 + (Z_s - Z)^2]^{-3/2} dX'; \quad (1)$$

где C - нормировочный множитель (в последующих выражениях принимает разные значения), ΔZ - характерная длина области взаимодействия ($\Delta Z \ll Z_s$), $\theta_s = Y_s/Z_s$, Y_s - смещение бесконечно узкого детектора по оси Y , $n(X, Y, Z)$ - плотность частиц мишени, $2a$ - длина ленточного детектора, $\theta^2 = [(X' - \alpha X)/Z_s]^2 + [(Y_s - \mu Y)/Z_s]^2$, μ и α - расходимости пучка налетающих на мишень частиц по Y - и X -координатам, соответственно ($Y|_{Z=Z_s} = \mu Y|_{Z=0}$, $X|_{Z=Z_s} = \alpha X|_{Z=0}$). Для узких ленточных пучков

с малой угловой расходимостью можно полагать, что в области мишени $\Phi(Y) = \exp(-Y^2/2\sigma_Y^2)$, а $\Psi(X) = \text{const}$ в пределах пучка и с резким спадом до нуля на его границах ($X = \pm b$). В этом случае, с учетом $(\Delta Z, b, a) \ll Z_s$ и $n(X, Y, Z) \approx \text{const}$, выражение (1) принимает вид

$$I_s(\theta_s) = C \int_Y \exp\left(-\frac{Y^2}{2\sigma_Y^2}\right) dY \int_{-b}^b dX \int_{-a}^a I(\theta) dX'. \quad (2)$$

Для простейшей зависимости $I(\theta) = C \cdot \exp(-\theta^2/2\sigma_\theta^2)$ (распределение Гаусса) нетрудно получить, что независимо от величин a и b

$$I_s(\theta_s) = C \cdot \exp\left[-\frac{\theta_s^2}{2(\mu^2\sigma_Y^2/Z_s^2 + \sigma_\theta^2)}\right]. \quad (3)$$

Во многих случаях угловое дифференциальное сечение вторичных частиц можно представить в виде $I(\theta) = C \cdot [1 + (\theta/G)^2]^{-\xi}$. Проанализируем величины и характер систематических ошибок, связанных с ленточной геометрией эксперимента, на примере $\xi = 1, 3/2$. В этом случае выражение (2) принимает вид

$$\begin{aligned} I_s(J_s)_{\xi=1} = C \int_{\tilde{Y}} \exp\left[-\left(\frac{\tilde{Y}}{R}\right)^2\right] \cdot [1 + (J_s - \tilde{Y})^2]^{-1/2} \times \\ \times \left\{ 2(A + \alpha B) \cdot \arctan\left[\frac{(A + \alpha B)}{\sqrt{1 + (J_s - \tilde{Y})^2}}\right] - \right. \\ \left. - 2(A - \alpha B) \cdot \arctan\left[\frac{(A - \alpha B)}{\sqrt{1 + (J_s - \tilde{Y})^2}}\right] - \right. \\ \left. - \sqrt{1 + (J_s - \tilde{Y})^2} \cdot \ln\left[1 + \frac{4\alpha \cdot A \cdot B}{1 + (J_s - \tilde{Y})^2 + (A - \alpha B)^2}\right] \right\} d\tilde{Y}; \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_s(J_s)_{\xi=3/2} = C \int_{\tilde{Y}} \exp\left[-\left(\frac{\tilde{Y}}{R}\right)^2\right] \cdot [1 + (J_s - \tilde{Y})^2]^{-1} \times \\ \times \left\{ \sqrt{1 + (J_s - \tilde{Y})^2 + (A + \alpha B)^2} - \sqrt{1 + (J_s - \tilde{Y})^2 + (A - \alpha B)^2} \right\} d\tilde{Y}; \quad (5) \end{aligned}$$

где $J_s = \theta_s/G$, $A = a/(Z_s G)$, $B = b/(Z_s G)$, $R = \sqrt{2}\mu\sigma_Y/(Z_s G)$, $\tilde{Y} = \mu Y/(2Z_s G)$. При использовании ленточных пучков и системы детектирования, для которых выполняются условия $(A, \alpha B) \gg 1$, множители в фигурных скобках подынтегральных выражений (4), (5) остаются практически постоянными. В этом случае

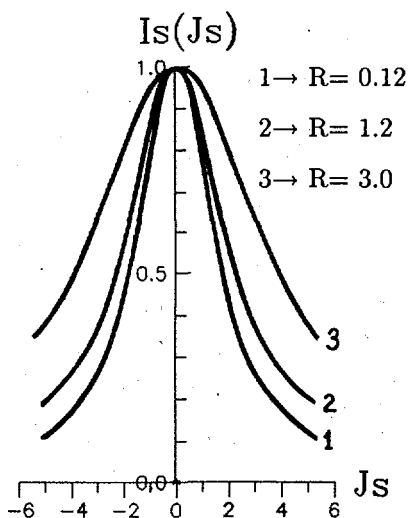
$$I_s(J_s)|_{\xi=1} = C \int_{\tilde{Y}} \exp \left[- \left(\frac{\tilde{Y}}{R} \right)^2 \right] \cdot [1 + (J_s - \tilde{Y})^2]^{-1/2} d\tilde{Y}; \quad (6)$$

$$I_s(J_s)|_{\xi=3/2} = C \int_{\tilde{Y}} \exp \left[- \left(\frac{\tilde{Y}}{R} \right)^2 \right] \cdot [1 + (J_s - \tilde{Y})^2]^{-1} d\tilde{Y}; \quad (7)$$

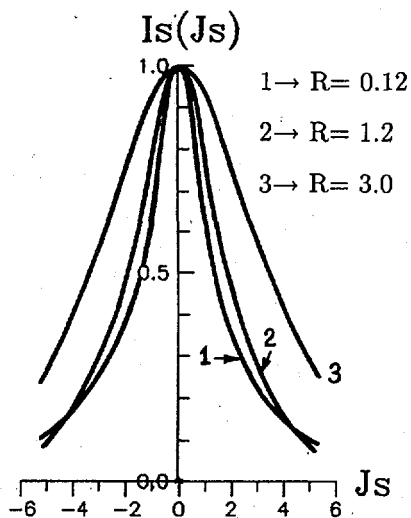
и сводятся к функциональным зависимостям

$$I_s(J_s)|_{\xi=1} = \frac{C}{\sqrt{1 + J_s^2}}; \quad I_s(J_s)|_{\xi=3/2} = \frac{C}{1 + J_s^2}; \quad (8)$$

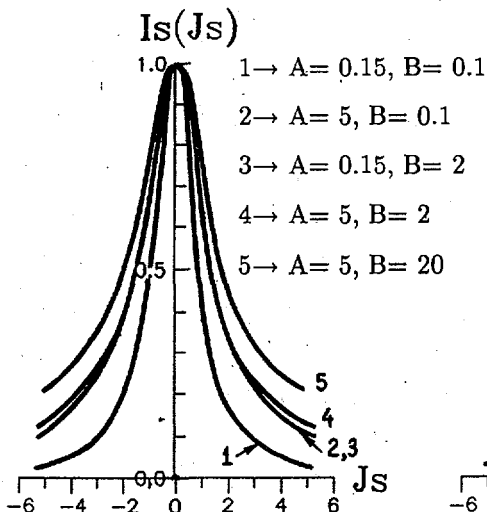
в случае ленточных пучков с малой по сравнению с G угловой расходимостью ($\mu \cdot \sigma_Y/Z_s \ll G$). На рис. 2-4 представлены результаты численного изучения влияния геометрии эксперимента с различными значениями параметров R , A , αB на форму угловых распределений $I_s(J_s)|_{\xi=1, 3/2}$, полученные с относительной точностью $\leq 1\%$. При больших значениях хотя бы одного из этих параметров наблюдается существенное отличие $I_s(J_s)$ от угловых дифференциальных сечений в элементарном акте взаимодействия. Причем при фиксированной геометрии эксперимента (см. рис.4) форма численного углового распределения достаточно чувствительна к изменению вида $I(\theta)$.



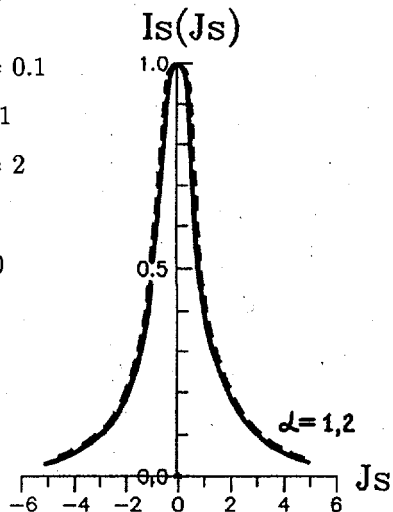
(a) $A=50$; $B=20$; $\alpha=2$



(б) $A=7.5 \cdot 10^{-2}$; $B=2$; $\alpha=2$



(в) $R=0.12$; $\alpha=2$



(г) $R=0.12$; $A=0.15$; $B=0.1$;

Рис.2. Численные угловые распределения $I_s(J_s)$ при $\xi=1$ и различных значениях параметров R , A и αB .

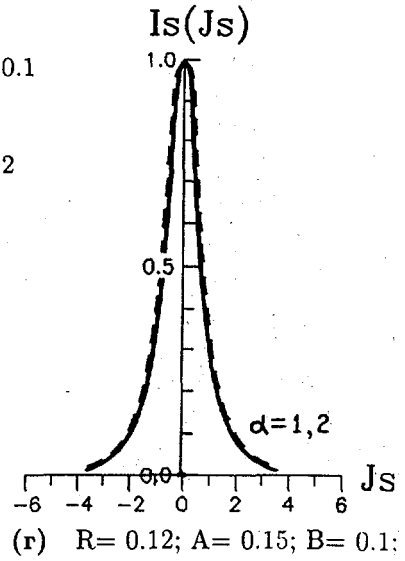
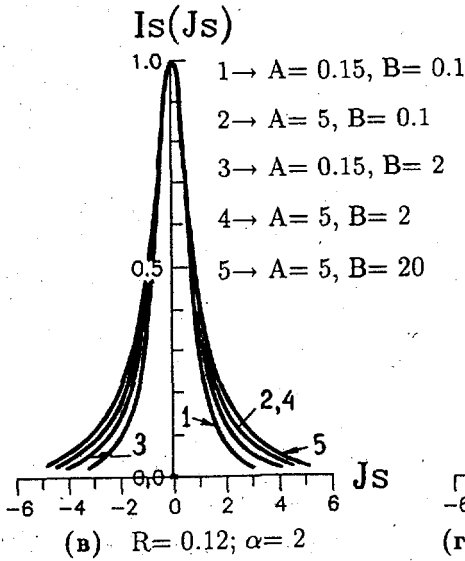
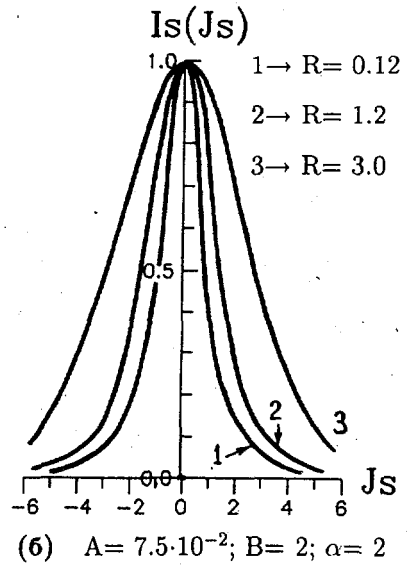
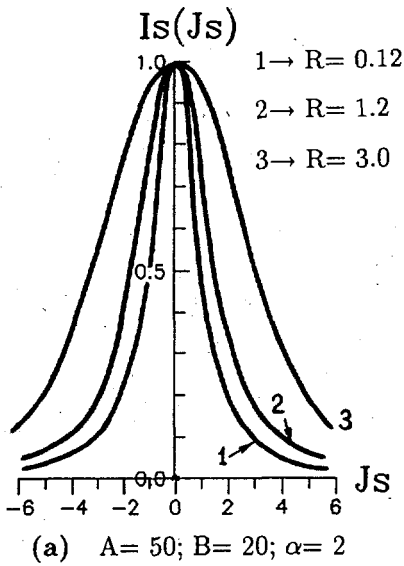


Рис.3. Численные угловые распределения $I_s(J_s)$ при $\xi = 3/2$ и различных значениях параметров R , A и αB .

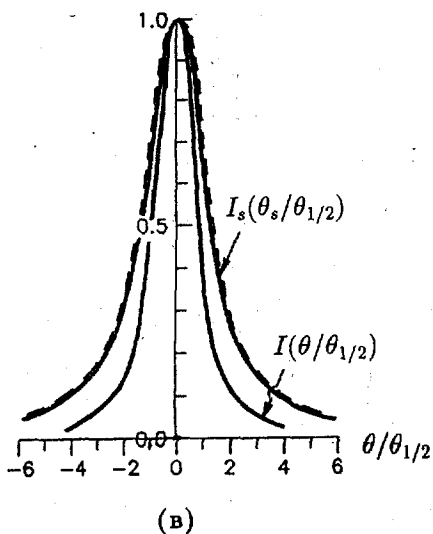
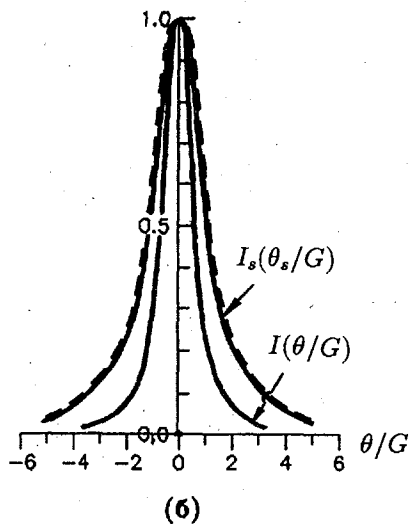
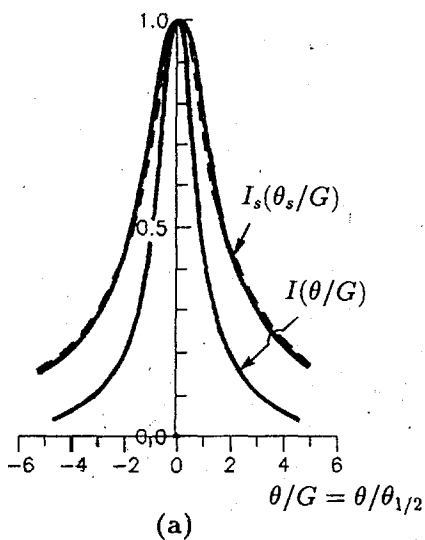


Рис.4. Численные угловые распределения $I_s(J_s)$ при фиксированной геометрии ленточного пучка и щелевой системы детектирования для угловых распределений $I(\theta)$ с $\xi = 1$ и $3/2$, обладающих:

(а,б) - равными значениями параметра G ($G_{|\xi=1} = G_{|\xi=3/2}$);

(а,в) - равными ширинами $2\theta_{1/2}$ на высоте распределений $I(\theta)$

($\theta_{1/2|\xi=1} = \theta_{1/2|\xi=3/2}$).

--- аппроксимация $I_s(J_s)$ зависимостью $[1 + (\theta_s/\theta_{s1/2})^2]^{-\nu}$;

(а) - $\xi = 1$ ($\theta_{1/2} = G$), $R = 0.4$, $A = 16.7$, $\alpha B = 13.4$, $\nu = 0.8$,

(б) - $\xi = 3/2$ ($\theta_{1/2} = 0.766 \cdot G$), $R = 0.4$, $A = 16.7$, $\alpha B = 13.4$, $\nu = 1$,

(в) - $\xi = 3/2$ ($\theta_{1/2} = 0.766 \cdot G$), $R = 0.31$, $A = 12.8$, $\alpha B = 10.3$, $\nu = 1$,

Величина углового разброса вторичных частиц обычно характеризуется шириной углового распределения на полувысоте его амплитуды. В связи с этим степень влияния геометрии эксперимента на его результат удобно характеризовать систематической ошибкой, определяемой отношением ширин на полувысоте измеряемого и исходного угловых распределений ($K = \theta_{s1/2}/\theta_{1/2}$). На рис.5 представлена зависимость величины этой ошибки от значения параметра R для $\xi = 1$ и $3/2$ при различных величинах A и αB . При заданном отношении углового разброса пучка

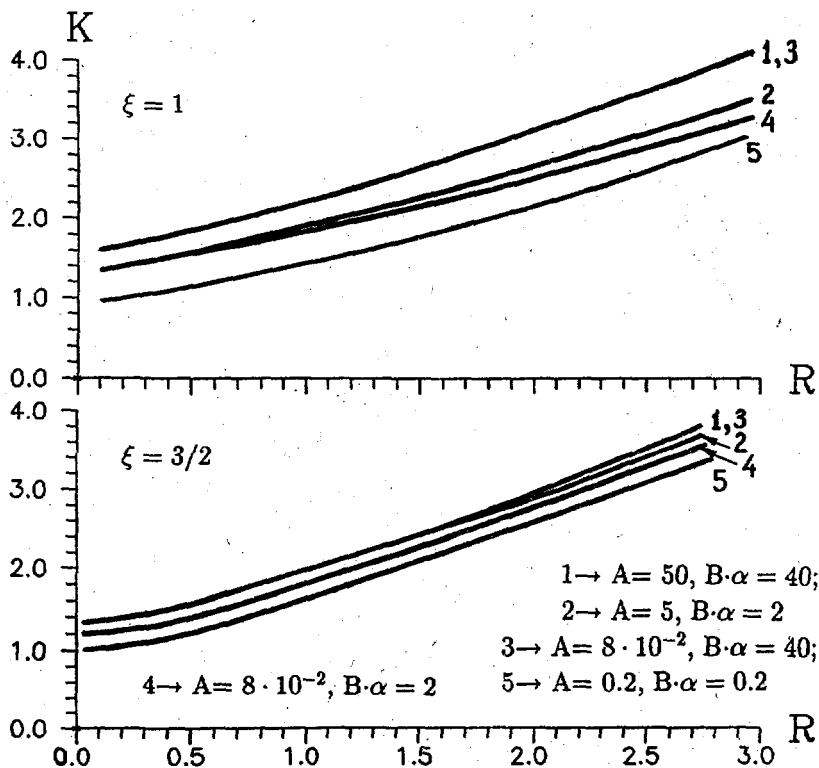


Рис.5. Зависимость K от параметра R для $\xi = 1$ и $3/2$ при:
 1 $\rightarrow A = 50, \alpha B = 40$; 2 $\rightarrow A = 5, \alpha B = 2$; 3 $\rightarrow A = 8 \cdot 10^{-2},$
 $\alpha B = 40$; 4 $\rightarrow A = 8 \cdot 10^{-2}, \alpha B = 2$; 5 $\rightarrow A = 0.2, \alpha B = 0.2$.

налетающих на мишень частиц к величине G ($R = const$), систематическая ошибка геометрии эксперимента существенно зависит от значений A и αB , причем, в соответствии с (4) и (5), функциональная зависимость

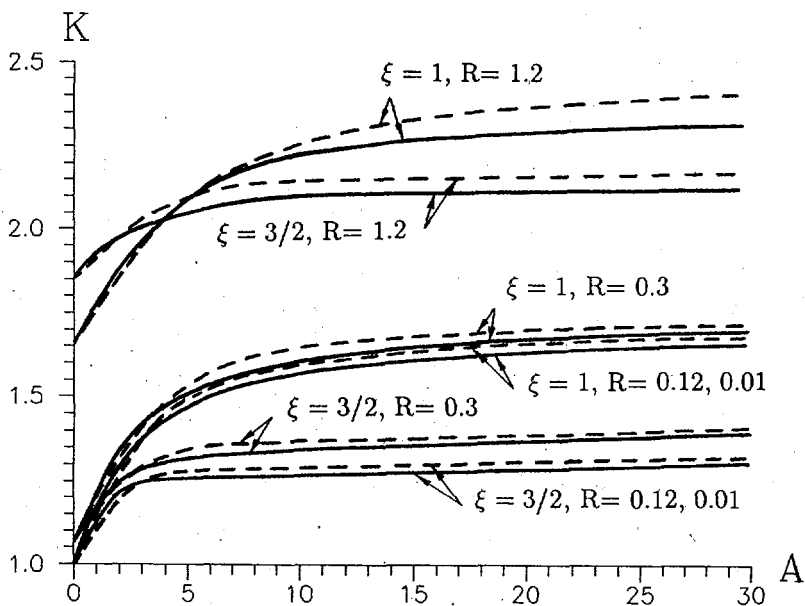


Рис.6. Зависимость K от A при различных R и $\xi = 1, 3/2$
(— $\alpha B = A$, --- $\alpha B = 0.1A$).

от этих параметров имеет одинаковый вид. В качестве примера на рис.6 представлена зависимость величины K от A при различных значениях R и $\xi = 1, 3/2$ в двух случаях $\alpha B = A$ и $\alpha B = 0.1A$. Таким образом, результаты численного моделирования, представленные на рис.2-6, а также выражения (8) показывают, что при использовании ленточной геометрии эксперимента функциональная зависимость измеряемого углового распределения ансамбля вторичных частиц, а также ширина на полувысоте этого распределения могут существенно отличаться от истинных в элементарном акте взаимодействия. Причем степень влияния геометрии различна

для разных функциональных зависимостей $I(\theta)$. С ростом параметра ξ это влияние уменьшается и в пределе $I(\theta) = C \cdot \exp(-\theta^2/2\sigma_0^2)$ вообще исчезает.

Обычно при проведении эксперимента фиксируется его геометрия, т.е. величины a , b , σ_Y и Z_s . В этом случае с изменением энергии налетающих частиц меняется величина G , а следовательно и A , αB , R . В результате величины систематических ошибок, связанные с геометрией эксперимента, будут также зависеть от энергии. Поэтому при обработке экспериментального материала, полученного с использованием ленточных пучков, необходимо выявить характер этих ошибок и, в случае необходимости, найти алгоритм их учета. На рис.7 в качестве примера такого алгоритма, полученного на основе результатов численного моделирования экспериментов с $\xi = 1, 3/2$, представлено семейство кривых для обработки

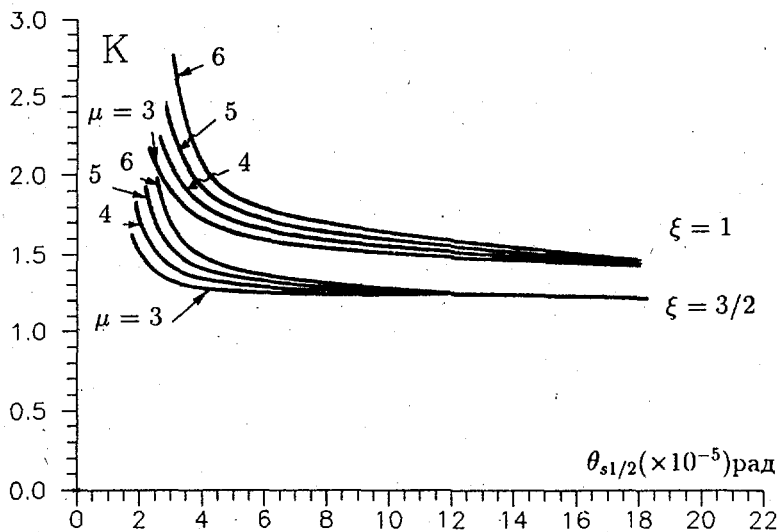


Рис.7. Зависимость K от $\theta_{s1/2}$ для геометрии экспериментов [2] при $\alpha = 2$ и различных значениях μ и ξ .

экспериментального материала работ [2] в диапазоне углов $\theta_{s1/2} = 2 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-4}$ рад и геометрии с $a = 5$ мм, $b = 2$ мм, $Z_s = 10^4$ мм, $\alpha \approx 2$, $\mu \approx 3-6$, $\sigma_Y = 2 \cdot 10^{-2}$ мм. По измеренному угловому распределению пучка налетающих частиц в отсутствие мишени определяется величина μ . Величина $\theta_{1/2}$ углового распределения $I(\theta)$ в элементарном акте взаимодействия находится по измеренному $\theta_{s1/2}$ с помощью кривой, соответствующей найденному значению μ . На основании результатов численного эксперимента, для дробных значений расходимости пучка величина K определяется с учетом линейной зависимости между ближайшими целочисленными μ . Как видно из рис.7, в области больших измеряемых углов связь между величинами $\theta_{s1/2}$ и $\theta_{1/2}$ определяется в основном параметром ξ и в конечном итоге, при учете фиксированной геометрии эксперимента, формой распределения $I_s(\theta_s)$. Зависимость от μ проявляется заметным образом только в области достаточно малых измеряемых $\theta_{s1/2}$. Численное моделирование показало также пренебрежимо малое влияние расходимости пучка по оси X на распределения $I_s(\theta_s)$ и K в широком диапазоне изменения $\alpha = 1-3$ при различных фиксированных значениях других параметров геометрии эксперимента. Если вид экспериментально измеренного углового распределения $I_s(\theta_s)$ существенно отличается от полученного при численном моделировании с $\xi = 1$ или $3/2$, необходимо варьированием параметра ξ добиться наилучшего соответствия экспериментального и численного $I_s(\theta_s)$ распределений. Для найденного таким образом значения ξ , путем численного моделирования с использованием выражения (2), можно найти алгоритм обработки экспериментального материала, аналогичный представленному на рис.7. Следует отметить, что подобный подход справедлив только в том диапазоне энергий налетающих частиц, где параметр ξ можно считать неизменным. Если экспериментально из-

меренная зависимость $I_s(\theta_s)$ хорошо аппроксимируется распределением Гаусса, то при обработке экспериментального материала можно воспользоваться, в соответствии с (3), следующим простым выражением

$$\theta_{1/2} = \sqrt{(\theta_{s1/2})^2 - 2 \ln 2 \cdot (\mu \cdot \sigma_Y / Z_s)^2}. \quad (9)$$

Сравнительный анализ показывает, что с ростом параметра ξ уменьшается различие величин $\theta_{1/2}$, полученных при использовании выражения (9) и алгоритма, аналогичного представленному на рис.7.

На основании полученных результатов, в качестве рекомендации при планировании экспериментов по рассеянию хорошо коллимированных лучевых пучков ($R \leq 1$), следует указать, что при наличии большой систематической ошибки одного типа (например, со стороны параметра A) вклад других ошибок (величина параметра αB) слабо влияет на вид экспериментального углового распределения $I_s(\theta_s)$ и на величину $K = \theta_{s1/2} / \theta_{1/2}$. Этот результат получил своё качественное и количественное подтверждение в экспериментах, проведенных в работах [2].

Покажем, что выражение (2) однозначно определяет $I(\theta)$ по экспериментально измеренной зависимости $I_s(\theta_s)$. Учитывая четность и положительность этих функций, осуществим замену $I(\theta) \rightarrow I(\theta^2)$ и $I_s(\theta_s) \rightarrow I_s(\theta_s^2)$ с сохранением прежних обозначений. В этом случае выражение (2) принимает следующий вид:

$$I_s(\theta_s^2) = C \int_{-\alpha b/Z_s}^{\alpha b/Z_s} dx \int_{z-\alpha/Z_s}^{z+\alpha/Z_s} \varphi(z^2, \theta_s^2) dz, \quad (10)$$

где

$$\varphi(z^2, \theta_s^2) = \int_{-\mu \Delta Y / 2Z_s}^{\mu \Delta Y / 2Z_s} \exp\left(-\frac{y^2 Z_s^2}{2\mu^2 \sigma_Y^2}\right) \cdot I[z^2 + (y + \theta_s)^2] dy$$

- неотрицательная и четная по z и θ_s функция. Будем полагать, что существует первообразная $\psi(x, \theta_s^2) = \int_{\gamma}^x \varphi(z^2, \theta_s^2) dz$, где γ - произвольная величина. Тогда

$$I_s(\theta_s^2) = C \left[\int_{a1}^{a2} \psi(x, \theta_s^2) dx - \int_{-a2}^{-a1} \psi(x, \theta_s^2) dx \right], \quad (11)$$

где $a1 = (a - \alpha b)/Z_s$, $a2 = (a + \alpha b)/Z_s$. Так как $\psi(x, \theta_s^2)$ не является четной по x функцией (антисимметрична при $\gamma = 0$), однозначность её определения из уравнения (11) вытекает в силу симметрии пределов интегрирования. Действительно, пусть одному и тому же распределению $I_s(\theta_s^2)$ соответствуют две различные функции $\psi_1(x, \theta_s^2)$ и $\psi_2(x, \theta_s^2)$. Тогда должно выполняться тождество

$$\int_{a1}^{a2} \phi(x, \theta_s^2) dx - \int_{-a2}^{-a1} \phi(x, \theta_s^2) dx \equiv 0, \quad (12)$$

где $\phi(x, \theta_s^2) = \psi_1(x, \theta_s^2) - \psi_2(x, \theta_s^2)$. Это возможно, если $\phi(x, \theta_s^2)$ является четной по x функцией, либо $\phi(x, \theta_s^2) \equiv 0$. Первое условие может быть выполнено, если $\psi_1(-x, \theta_s^2) \equiv -\psi_2(x, \theta_s^2)$ и $\psi_2(-x, \theta_s^2) \equiv -\psi_1(x, \theta_s^2)$, что в соответствии с

$$\int_{-x}^{\gamma} \varphi_1(z^2, \theta_s^2) dz \equiv \int_{\gamma}^x \varphi_2(z^2, \theta_s^2) dz \quad (13)$$

невозможно при произвольных x , γ и не равных нулю функциях φ_1 и φ_2 . Таким образом мы приходим к однозначности определения функции $\psi(x, \theta_s^2)$, а значит и $\varphi(z^2, \theta_s^2)$. В конечном итоге, учитывая определение (10), аналогичным образом нетрудно показать однозначность нахождения $I(\theta_s^2)$ по $\varphi(z^2, \theta_s^2)$ - функции.

Предельный случай $(A, \alpha B) \gg 1$ и $R \ll 1$ в выражении (2) соответствует геометрии "идеального" прибора (бесконечно широкого и тонкого

ленточного пучка), которая рассмотрена в работах [11,12]. Для такой геометрии получен алгоритм нахождения аксиально симметричного углового дифференциального сечения по измеренному в области детектора пространственному распределению вторичных частиц [12]. Этим достаточно общим алгоритмом можно воспользоваться, если удастся свести уравнение (2) к виду $I_s(\theta_s^2) = \int_{-c}^c f(\theta_s^2 + x^2) dx$, т.е. можно провести редукцию реальной ленточной геометрии эксперимента к "идеальному прибору".

Литература

1. Армстронг, Вегнер - Приборы для научн. исследований, 1971, N 1, с.42.
2. Артемов А.С., Арутюнов В.Н., Батурин В.А. и др.- Отчеты СФТИ 1977-1978 гг., Сухуми.
3. Радченко В.И. - Журнал эксперим. и теоретич. физики, 1994, т.105, N 4, с.834.
4. Вельманов Г.Д., Козлов В.П., Кудрявцев В.Н., Лазарев Ю.Г., Радченко В.И. - Приборы и техника эксперимента, 1989, N 2, с.47.
5. Филиппенко Л.Г. - Журнал технической физики, 1960, т.30, N 1, с.57.
6. Калинин А.П., Леонас В.Б., Сермягин А.В.- Вестник МГУ. Сер: физика и астрономия, 1971, N 3, с.245.
7. Сойерс, Томас - Приборы для научных исследований, 1974, N 6, с.85.
8. Леонас В.Б. - Итоги науки и техники. т.1: Физика атома и молекулы. Оптика. Магнитный резонанс. М., ВИНТИ АН СССР, 1980, - 206 с.
9. Артемов А.С. - Отчет СФТИ, Сухуми, 1978, - 110 с.
10. Артемов А.С., Левкович Н.А. - Препринт СФТИ-90-12., М.: ЦНИИАтоминформ, 1990, - 16 с.
11. Радченко В.И. - Журнал технической физики, 1992, т.62, N 4, с.132.
12. Радченко В.И. - Журнал технической физики, 1994, т.64, N 5, с.110.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 февраля 1996 года.

Принимается подписка на препринты, сообщения Объединенного института ядерных исследований и «Краткие сообщения ОИЯИ».

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

Индекс	Тематика	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	22600 р.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	59200 р.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	7800 р.
4.	Теоретическая физика низких энергий	23400 р.
5.	Математика	14800 р.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	12000 р.
7.	Физика тяжелых ионов	2200 р.
8.	Криогеника	1400 р.
9.	Ускорители	12200 р.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	12200 р.
11.	Вычислительная математика и техника	14300 р.
12.	Химия	1200 р.
13.	Техника физического эксперимента	21300 р.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	7200 р.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	2600 р.
16.	Дозиметрия и физика защиты	2200 р.
17.	Теория конденсированного состояния	12200 р.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	1800 р.
19.	Биофизика	1800 р.
	«Краткие сообщения ОИЯИ» (5—6 выпусков)	15000 р.

Подписка может быть оформлена с любого месяца года.

Организациям и лицам, заинтересованным в получении изданий ОИЯИ, следует передести (или отправить по почте) необходимую сумму на расчетный счет 000608905 Дубненского филиала ММКБ, г.Дубна Московской области, плинд. 141980 МФО 211844, указав: «За подписку на издания ОИЯИ».

Во избежание недоразумений необходимо уведомить издательский отдел о произведенной оплате и вернуть «Карточку подписчика», отметив в ней номера и названия тематических категорий, на которые оформляется подписка, по адресу:

141980 г. Дубна Московской обл.
ул.Жолио Кюри, 6
ОИЯИ, издательский отдел

Артемов А.С.

P13-96-54

Численное изучение влияния ленточной геометрии эксперимента на измерение угловых распределений частиц

Численным моделированием изучены величины и характер систематических ошибок в экспериментах по рассеянию частиц в ленточных пучках на малые углы. Показано, что степень влияния ленточной геометрии эксперимента на его результат существенно зависит от функциональной зависимости измеряемого углового распределения в элементарном акте взаимодействия. На примере конкретных распределений и определенной геометрии эксперимента показан алгоритм обработки экспериментального материала, полученного при измерении ширины на полувисоте угловых дифференциальных сечений вторичных частиц.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод автора

Artiomov A.S.

P13-96-54

Numerical Study of the Influence of a Ribbon Geometry of Experiment on Measuring Particle Angular Distributions

The values and nature of systematic errors in small-angle particle scattering experiments using ribbon-like beams are investigated by numerical simulation. As shown, the extent of the influence of a ribbon geometry of experiment on the result of measurement is significantly dependent on the shape of the measured angular distribution in an elementary act of interaction. The algorithm of experimental material treatment, obtained in measuring the widths at half maximum of the angular differential cross sections of secondary particles, is presented using an example of specific distributions and certain experimental setup.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1996.

Редактор М.И.Зарубина. Макет Т.Е.Попеко

Подписано в печать 29.02.96
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,8
Тираж 350. Заказ 48930. Цена 2160 р.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области

