

Ф. Р. Арутюнян

Упругое рассеяние протонов на ядрах

В настоящей работе исследовано рассеяние протонов с энергией от 66 до 195 Мэв в свинцовых пластинах толщиной 7 и 4 мм и от 40 до 72 Мэв в медных пластинах толщиной 5 и 2 мм, расположенных в камере Вильсона. Отбирались протоны космического излучения, ионизационно остановившиеся в пластинах камеры Вильсона, импульс которых до входа их в камеру измерялся магнитным масс-спектрометром. Предварительные данные по исследованию многократного рассеяния протонов были нами опубликованы в работе [1].

Исследуемые протоны в зависимости от их импульса были разделены на четыре группы (I, II, III, IV).

При сравнении экспериментально полученных распределений углов рассеяния с теоретическими кривыми многократного кулоновского рассеяния, следует учитывать ряд поправок и уточнений, связанных с неопределенностью в измерении импульса в точке рассеяния, реальной толщиной рассеивающих пластин, учетом геометрии прибора и т. п. факторов.

Все эти уточнения детально обсуждаются нами в работе [2].

Для исследования рассеяния протонов были отобраны 2000 частиц, измеренное значение масс которых лежит в интервале $1500 \div 2300 m_e$ и которые дают около 7000 исследуемых случаев рассеяния.

Условия отбора протонов для исследования их рассеяния такие, что можно наблюдать только упругое рассеяние. При неупругом рассеянии протона, масса его, измеренная по импульсу и пробегу, будет намного больше правильной массы протона, поэтому такие случаи не исследуются. Но существует разброс масс протонов из-за ошибок в измерении импульса и пробега. Если предположить, что измеренное значение массы протона дало верхний предел отбираемого интервала масс протонов — $2300 m_e$ не из-за ошибок, а за счет неупругого рассеяния, то величина передаваемого при этом импульса будет равна $\Delta p_{\text{неуп.}} = 0,8 \cdot 10^8$ эв/с, что составляет всего 15% от импульса самой частицы.

Спектр масс протонов хорошо аппроксимируется кривой нормального распределения. Это указывает на то, что разброс масс обусловлен ошибками в измерении импульса и пробега, а не какими-либо неупругими процессами. Кроме того, сравнительно малое значение

$\Delta p_{\text{нест.}}$ дает основание полагать, что изучаемое рассеяние является чисто упругим.

§ 1. К теории упругого рассеяния ядерно-активных частиц

При взаимодействии протонов и π -мезонов (ядерно-активных частиц) с ядрами, кроме рассеяния в чисто кулоновском поле, происходит их поглощение этими ядрами, что вызывает дополнительное возмущение падающей волны и, следовательно, приводит к дополнительному упругому рассеянию.

Это упругое рассеяние, обусловленное наличием поглощающего рассеивателя, в случае малых длин волны ($\lambda \ll R_{\text{я.}}$), аналогично дифракции света от абсолютно черного шара и потому называется дифракционным рассеянием.

Феноменологическая трактовка ядра как непрозрачного, поглощающего частицы, экрана возможна в тех случаях, когда энергия частиц не превосходит нескольких десятков Мэв для легких ядер и нескольких сотен Мэв для тяжелых. При больших энергиях частиц начинает сказываться прозрачность ядер для попадающих на них быстрых частиц.

При точном решении задачи о рассеянии заряженных ядерно-активных частиц, следует пользоваться общей теорией рассеяния, то есть по сумме амплитуд кулоновского и упругого ядерного рассеяний $f(\theta)$ определяется дифференциальное сечение упругого рассеяния по формуле

$$\sigma(\theta) d\Omega = |f(\theta)|^2 d\Omega. \quad (1)$$

Характер дифракционного рассеяния для заряженных и нейтральных частиц одинаков и различие между ними проявляется только в фазе амплитуды рассеяния.

Упругое рассеяние протонов на ядрах в области малых углов обуславливается преимущественно кулоновским рассеянием. С увеличением угла роль дифракционного рассеяния усиливается, так как при больших углах сечение дифракционного рассеяния в среднем обратно пропорционально кубу угла рассеяния, а не четвертой степени, как это имеет место при рассеянии в чисто кулоновском поле. По мере того, как сечение кулоновского рассеяния уменьшается и становится малым по сравнению с сечением дифракционного, рассеяние практически приобретает чисто ядерный характер.

Размеры ядра при рассеянии в кулоновском поле и дифракционное рассеяние начинают сказываться когда величина импульса, передаваемого рассеивающейся частицей, становится порядка "импульса ядра" — $\Delta p = p\theta \sim h/R_{\text{я.}}$, то есть при углах $\theta \gtrsim h/R_{\text{я.}}$ (когда частица пролетает на расстоянии $\sim R_{\text{я.}}$ от центра ядра). Следовательно, учет конечных размеров ядра в кулоновском рассеянии и учет дифракционного рассеяния нужно производить одновременно.

Рассеяние заряженных частиц в кулоновском поле ядра и влияние конечных размеров ядра при этом детально обсуждаются в работе [3].

Для дифференциального поперечного сечения дифракционного рассеяния воспользуемся нейтронными данными для „абсолютно черного ядра“ [4]

$$\sigma_{\theta}(\theta) d\Omega = R^2 \left| \frac{I_1\left(\theta \frac{R}{\lambda}\right)}{\theta} \right|^2 d\Omega, \quad (2)$$

где $I_1\left(\theta \frac{R}{\lambda}\right)$ — функция Бесселя первого рода.

Дифференциальное сечение дифракционного рассеяния, для проекций углов рассеяния, будет определяться интегралом

$$\sigma_{\theta}(\theta_z) d\theta_z = 2R^2 \cdot d\theta_z \int_{\theta_z=0}^{\infty} \frac{I_1^2\left(\frac{R}{\lambda} \sqrt{\theta_z^2 + \theta_{\varphi}^2}\right)}{\theta_z^2 + \theta_{\varphi}^2} d\theta_{\varphi}, \quad (3)$$

решение которого приводит к формуле

$$\sigma_{\theta}(\theta_z) d\theta_z = R\lambda \cdot H_1\left(2\theta_z \frac{R}{\lambda}\right) \frac{d\theta_z}{\theta_z^2}, \quad (4)$$

где $H_1(z) = \frac{2z}{\pi} \int_0^1 (1-t^2)^{-1/2} \sin zt dt$ является функцией Струве [5].

В области малых углов рассеяния, когда $\theta_z \ll \lambda/R$, то-есть при $\theta_z \frac{R}{\lambda} \ll 1$, функция Струве может быть заменена ее асимптотическим выражением

$$H_1\left(2\theta_z \frac{R}{\lambda}\right) = \frac{8}{3\pi} \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \theta_z^3, \quad \theta_z \ll \lambda/R \quad (5)$$

и поэтому

$$\sigma_{\theta}(\theta_z) d\theta_z = \frac{8R^3}{3\pi\lambda} d\theta_z, \quad \theta_z \ll \lambda/R. \quad (6)$$

Таким образом, при очень малых углах, дифференциальное сечение стремится к постоянному пределу.

Если углы θ_z удовлетворяют условию $1 \gg \theta_z \gg \lambda/R$, то-есть $\theta_z \frac{R}{\lambda} \gg 1$, функция Струве может быть заменена ее асимптотическим выражением

$$H_1\left(2\theta_z \frac{R}{\lambda}\right) \simeq \frac{2}{\pi} + \left(\frac{\lambda}{\pi R \theta_z}\right)^{1/2} \sin\left(2\theta_z \frac{R}{\lambda} - \frac{3}{4}\pi\right), \quad (7)$$

$$1 \gg \theta_z \gg \lambda/R$$

и дифференциальное сечение дифракционного рассеяния имеет вид

$$\sigma_d(\theta_\varphi) d\theta_\varphi = \frac{2}{\pi} R \lambda \frac{d\theta_\varphi}{\theta_\varphi^2} + \left(\frac{\lambda^3 R}{\pi} \right)^{1/2} \sin \left(2\theta_\varphi \frac{R}{\lambda} - \frac{3}{4} \pi \right) \frac{d\theta_\varphi}{\theta_\varphi^{3/2}},$$

$$1 \gg \theta_\varphi \gg \lambda/R. \quad (8)$$

Эффективное сечение рассеяния в этой области углов состоит из двух составляющих. Первая постоянная составляющая убывает обратно пропорционально квадрату угла рассеяния, вторая же составляющая осциллирует с частотой $2 \frac{R}{\lambda}$, причем амплитуда колебаний убывает обратно пропорционально степени $5/2$ угла рассеяния.

В области больших углов рассеяния $\left(\theta_\varphi \frac{R}{\lambda} \gg 1 \right)$, где сечение кулоновского рассеяния становится очень малым по сравнению с сечением дифракционного, а следовательно не играет роли и их интерференция, рассеяние практически становится чисто дифракционным.

Из формулы (8) можно получить интегральное поперечное сечение дифракционного рассеяния, для проекций углов рассеяния более чем θ_ϕ , в виде двух интегралов

$$\sigma(\theta_\varphi > \theta_\phi) = 2 \left\{ \frac{2}{\pi} R \lambda \int_{\theta_\phi}^{\infty} \frac{d\theta_\varphi}{\theta_\varphi^2} + \left(\frac{\lambda^3 R}{\pi} \right)^{1/2} \int_{\theta_\phi}^{\infty} \sin \left(2\theta_\varphi \frac{R}{\lambda} - \frac{3}{4} \pi \right) \frac{d\theta_\varphi}{\theta_\varphi^{3/2}} \right\}. \quad (9)$$

Второй интеграл равен нулю и

$$\sigma(\theta_\varphi > \theta_\phi) = \frac{4}{\pi} R \lambda \frac{1}{\theta_\phi}. \quad (10)$$

Это сечение, отнесенное к геометрическому, будет

$$\frac{\sigma(\theta_\varphi > \theta_\phi)}{\sigma_{\text{геометр.}}} = \frac{4}{\pi^2} \frac{\lambda}{R} \frac{1}{\theta_\phi}. \quad (11)$$

Из формул для дифференциальных сечений кулоновского рассеяния

$$\sigma_k = 8\pi\alpha^2\lambda^2 F_{\text{яд}} \frac{d\theta}{\theta^2}, \quad (\alpha = Ze^2/\hbar v) \quad (12)$$

и дифракционного рассеяния (12) видно, что при малых углах кулоновский поперечник забывает ядерный и обратное явление имеет место при больших углах. При некотором угле θ_1 эти сечения долж-

ны сравниваться. Из формул (2) и (12) можно показать, что грубо $\theta_1 \approx \alpha(\lambda/R)$ (см. также [4]).

Если угол θ_1 значительно превышает характеристический угол многократного рассеяния $\chi_c B^{1/2} (\alpha \gg 1)$, то кулоновское взаимодействие остается преобладающим над ядерным в интересующей нас области углов. Тогда законно учитывать размеры ядра, которые сказываются при углах λ/R , и не учитывать ядерного рассеяния, которое становится порядка кулоновского при углах, много больших чем λ/R .

При $\alpha \sim 1$ влияние размеров ядра и ядерного рассеяния — эффекты одного порядка, а при $\alpha \gg 1$ ядерное рассеяние сказывается значительно раньше, чем ядерный форм-фактор в кулоновском рассеянии.

Действительное положение вещей значительно сложнее из-за отсутствия теоретических и экспериментальных данных для точного дифференциального сечения однократного рассеяния.

В общем случае, дифференциальное сечение полного упругого рассеяния имеет вид [4]

$$\sigma_n(\theta) d\Omega = \sigma_p(\theta) N \left(\theta \frac{R}{\lambda}, \alpha \right) d\Omega, \quad (13)$$

где N — множитель, определяющий отклонение сечения от формулы Резерфорда, то-есть он учитывает одновременно влияние конечных размеров ядра и дифракционного рассеяния.

Если следовать расчетам [4], то можно просто использовать коэффициент N , на который надо умножить сечение рассеяния по Резерфорду, чтобы получить правильную формулу сечения однократного рассеяния, на основании которой далее уже получить кривую многократного рассеяния, с которой и должны сравниваться полученные экспериментальные данные.

§ 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

После всех необходимых поправок и уточнений, анализ которых приводится в [2], строились угловые распределения углов рассеяния для протонов.

На рис. 1, 2, 3 и 4 представлены экспериментально полученные распределения углов рассеяния протонов для каждой группы (I, II, III, IV) в отдельности для рассеивателя толщиной 7 мм Pb и соответствующие теоретические кривые многократного кулоновского рассеяния для точечного (1) и протяженного (2) ядер, а на рис. 5 — для всех четырех групп вместе.

Сравним эти данные с расчетами работы [4] и имеющимися экспериментальными данными по рассеянию протонов на ядрах. Экспериментальных данных по рассеянию протонов в области малых углов рассеяния, где в основном имеет место многократное кулоновское рассеяние, в исследуемых областях энергий и вещества нет.

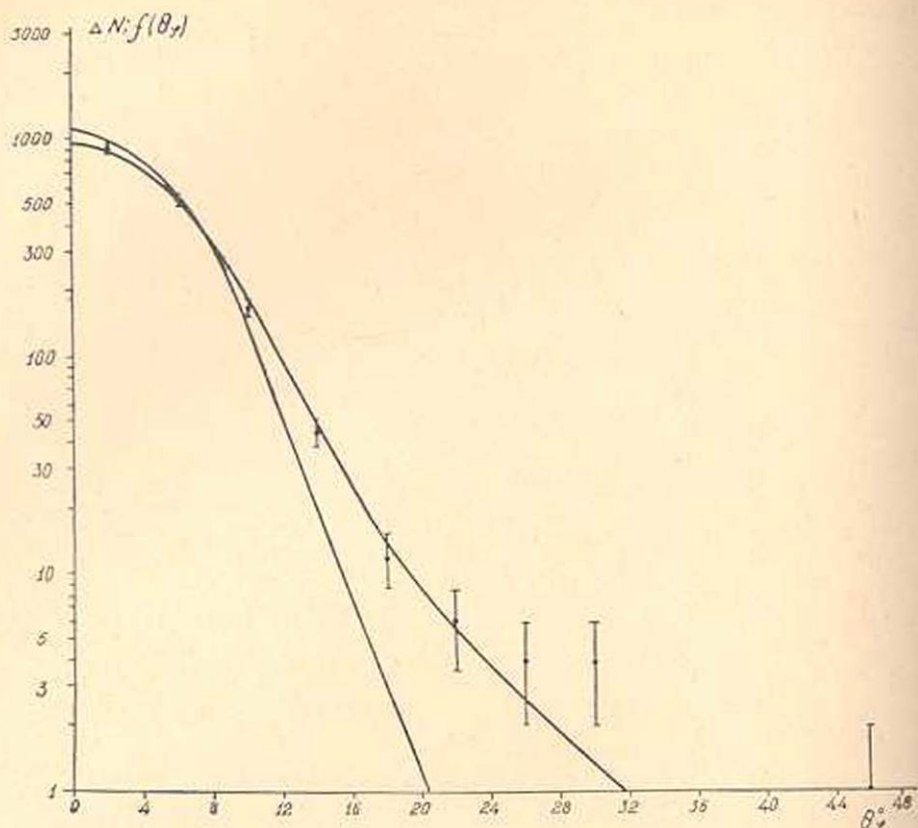


Рис. 1. Дифференциальное распределение углов рассеяния для протонов в свинцовых пластинах толщиной 7 мм для группы 1 [$p = (4,6 \pm 0,25) \times 10^9$ эв/с] и соответствующие кривые многократного кулоновского рассеяния для точечного и протяженного ядер. $N = 1668$.

Имеется серия экспериментальных работ [6—14], которые дают зависимость $N = \frac{\sigma_n}{\sigma_p}$ от угла рассеяния для протонов с энергией от 6,5 Мэв до 22 Мэв для различных элементов. Наиболее полные данные содержатся в работе [14], где исследовано рассеяние протонов с энергией 22 Мэв на многих элементах от Be до Th, которые и используются для сравнения. Из этих кривых видно, что когда $\alpha \ll 1$ (для легких ядер), то N в среднем больше единицы, причем для очень легких элементов (Be) значение N достигает 50, для тяжелых же элементов $N \lesssim 1$.

Если эти экспериментальные данные объяснить в свете теоретических расчетов [4], то кривые N зависят только от величины α . Имея интервал скоростей исследуемых протонов ($\beta = 0,44 \div 0,55$ для свинцовых пластин и $\beta = 0,3 \div 0,35$ для медных), можно определить величину α для них: $\alpha_{pb} = 1,37 \div 1,1$ и $\alpha_{cu} = 0,723 \div 0,625$. Далее, определяются те эквивалентные элементы для протонов с энергией 22

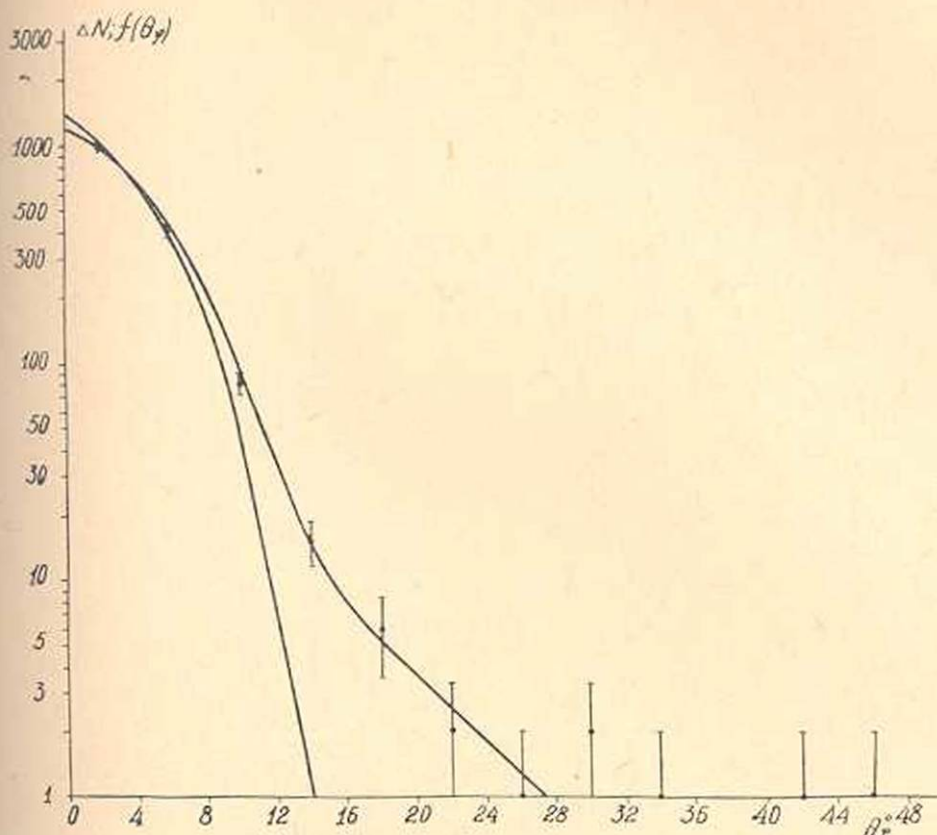


Рис. 2 Дифференциальное распределение углов рассеяния для протонов в свинцовых пластинах толщиной 7 мм для группы II [$p = (5,15 \pm 0,24) \times 10^5$ эв/с] и соответствующие кривые многократного кулоновского рассеяния для точечного и протяженного ядер. $N = 1470$.

Мэв, которые соответствуют полученным значениям α_{Pb} и α_{Cu} по соотношению $Z_{экв.} = 137 \alpha^2 E = 22$ м.эв.

Таковыми элементами для свинцовых и медных пластин оказались соответственно Nb и Fe .

В таблицах 1 и 2 приведены значения коэффициента N соответственно для свинцовых (из кривой для Nb) и медных (из кривой для Fe) пластин в области тех углов, которые исследуются. Заметим, что углу рассеяния исследуемых энергий и вещества соответствует другой угол для протонов с энергией 22 Мэв и эквивалентного вещества, который получается из равенства значений $\theta \frac{R}{\lambda}$ для них.

В тех же таблицах 1 и 2 приведены значения N согласно расчетам работы [4] для двух различных значений α ($\alpha = 0,2$ и $\alpha = 1,73$).

Значения N по экспериментальным данным мало отличаются от единицы по всему интервалу исследуемых углов.

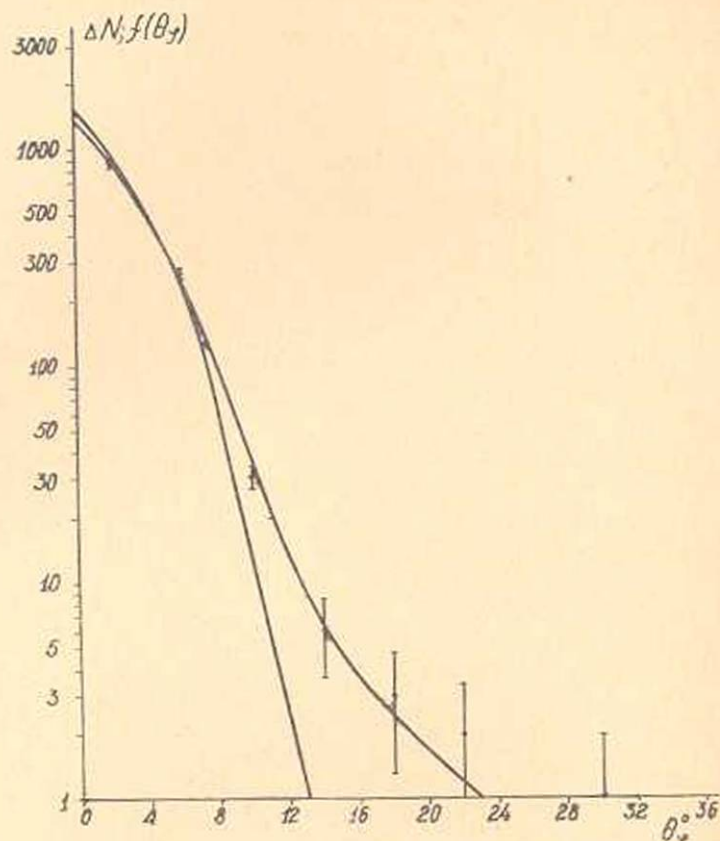


Рис. 3. Дифференциальное распределение углов рассеяния для протонов в свинцовых пластинах толщиной 7 мм для групп III [$p = (5,6 \pm 0,24) \cdot 10^9$ эв/с] и соответствующие кривые многократного кулоновского рассеяния для точечного и протяженного ядер. $N = 1200$.

Имеющиеся отклонения значений N от единицы, а следовательно и отклонение полного сечения однократного рассеяния от формулы

Таблица 1

θ°	$N\left(\theta \frac{R}{\lambda}, \alpha\right)$		
	по [4] $\alpha=0,2$	по [4] $\alpha=1,73$	по [14]
0	1,00	1,00	1,00
4	7,10	3,50	1,10
8	12,10	6,40	1,20
12	5,00	2,60	1,20
16	—	—	1,00
20	—	—	0,90
24	—	—	0,70
28	—	—	1,00
32	—	—	1,10
36	—	—	1,30
40	—	—	1,00

Таблица 2

θ°	$N\left(\theta \frac{R}{\lambda}, \alpha\right)$		
	по [4] $\alpha=0,2$	по [4] $\alpha=1,73$	по [14]
0	1,00	1,00	1,00
2	1,00	1,00	1,00
4	1,00	1,00	1,00
6	3,40	1,00	1,00
8	4,00	1,40	1,05
10	4,20	1,50	1,15
12	5,60	2,00	1,20
14	6,50	3,40	1,17
16	9,00	5,50	1,10

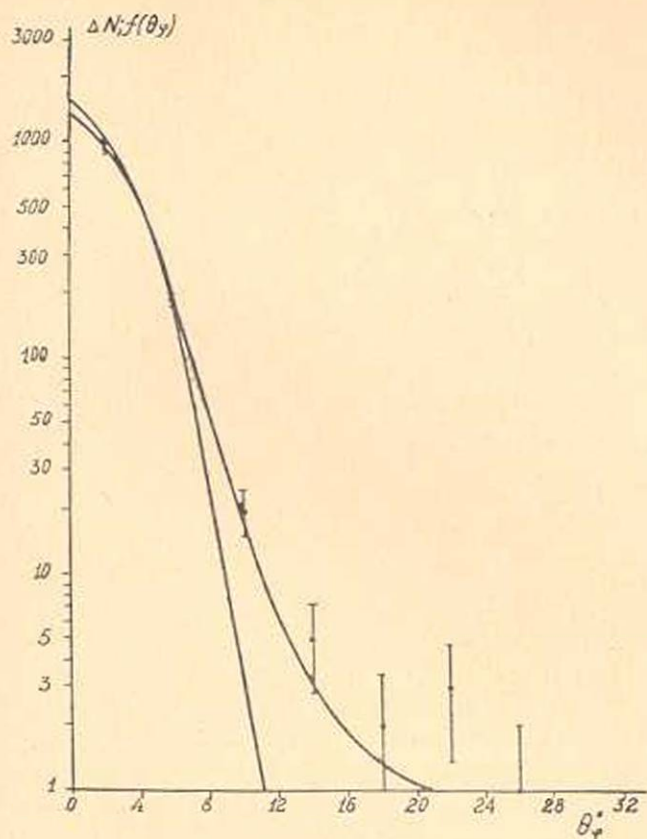


Рис. 4. Дифференциальное распределение углов рассеяния для протонов в свинцовых пластинах толщиной 7 мм группы IV [$p = (5,6 \pm 0,21) \times 10^8$ эв/с] и соответствующие кривые многократного кулоновского рассеяния для точечного и протяженного ядер. $N = 1169$.

Резерфорда, почти не отразится на кривой многократного рассеяния. Это видно из того, что такое же отличие величины $F_{\text{яд.}} \left(\theta \frac{R}{\lambda} \right)$ от единицы при $\theta \sim (0,5 \div 1,0) \frac{\lambda}{R}$ [3] почти не изменяет кривую многократного рассеяния для точечного ядра.

Значения N по расчетам работы [4] значительно завышены. Это завышение возможно из-за того, что в них не учитывалась диффузность краев ядра, а также, возможно, существующая некоторая его прозрачность. Что касается степени черноты, то для нейтронов и протонов с энергией от 15 до 150 Мэв, длина пробега в ядерном веществе примерно постоянная, изменяясь от 3×10^{-13} см до 4×10^{-13} см [15].

Таким образом, полученные результаты (рис. 1, 2, 3, 4 и 5) по рассеянию протонов с энергией от 95 до 195 Мэв в свинцовых пла-

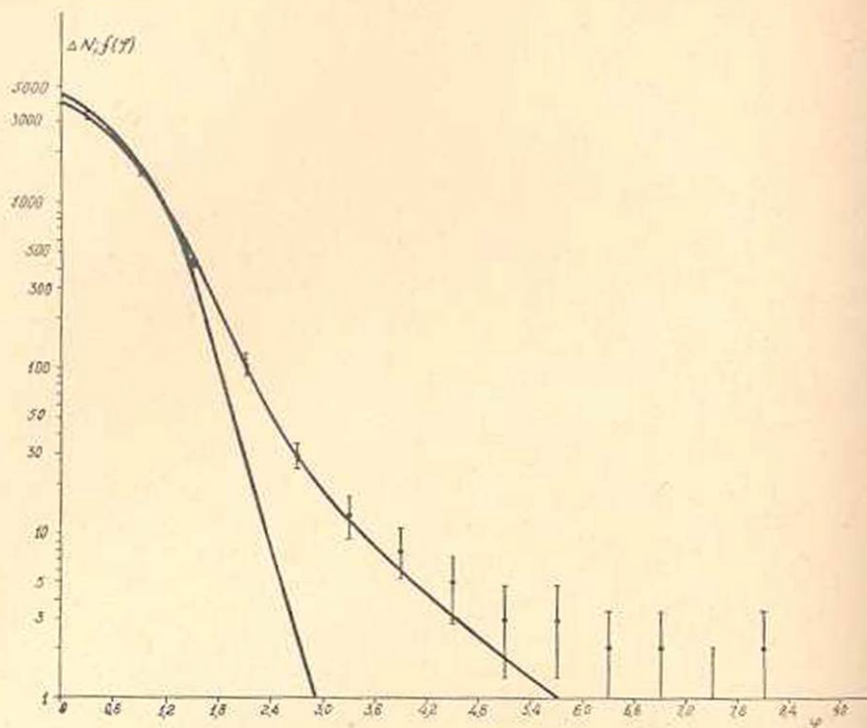


Рис. 5. Дифференциальное распределение углов рассеяния для протонов в свинцовых пластинах толщиной 7 мм по всем группам вместе [$p = (4,35 \div 6,33) \times 10^8$ эв/с] и соответствующие кривые многократного кулоновского рассеяния для точечного (1) и протяженного (2) ядер. $N = 5507$.

стинах толщиной 7 мм хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [14], полученными для протонов с энергией 22 Мэв. Экспериментальные данные хорошо согласуются с кривой многократного кулоновского рассеяния для точечного ядра ($N = 1$). Заметим, что сравнение и с другими экспериментальными данными [6—13] по рассеянию протонов с энергией от 6,5 до 18 Мэв, дает для имеющих значений α тот же результат.

Экспериментальных данных по рассеянию протонов с энергией от 66 до 199 Мэв в свинцовых пластинах толщиной 4 мм сравнительно меньше и поэтому не производится их разделение на группы, а приводится полная кривая (рис. 6) для всех групп, взятых вместе. Из этой кривой видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются опять таки с кривой многократного кулоновского рассеяния для точечного ядра.

Экспериментальные данные по рассеянию протонов с энергией от 40 до 72 Мэв в медных пластинах толщиной 5 мм и 2 мм соответственно представлены на рис. 7. Эти данные сравниваются только с кривой многократного кулоновского рассеяния для точечно-

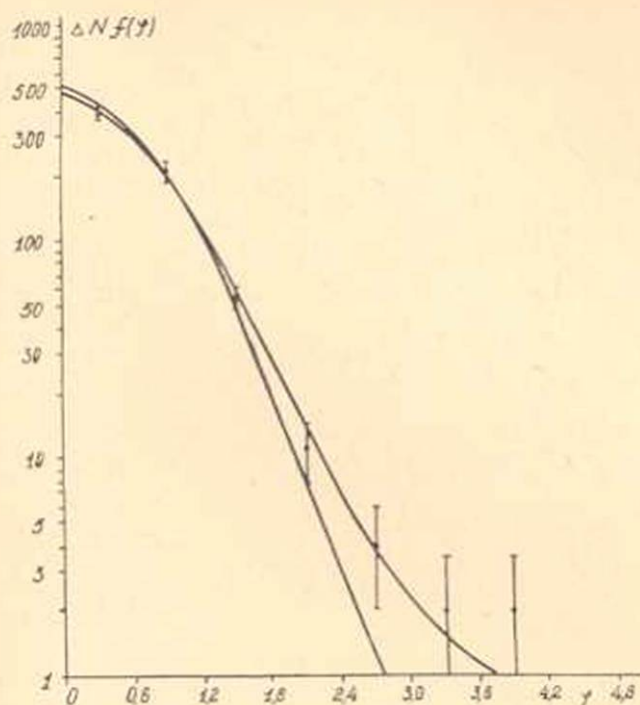


Рис. 6. Дифференциальное распределение углов рассеяния для протонов в свинцовых пластинах толщиной 4 мм [$p = (3.55 - 4.6) \times 10^8$ эв/с] и соответствующие кривые многократного кулоновского рассеяния для точечного и протяженного ядер. $N = 680$.

го ядра, ибо для ядра меди и исследуемых энергий протонов влияние конечных размеров ядра ничтожное.

В то время, как характеристические углы многократного кулоновского рассеяния $\chi_c B^{1/2}$ (усредненные по всем группам) для свинцовых и медных пластин почти одинаковые ($\sim 5^\circ$), значение угла λ/R для меди ($\sim 7^\circ$) в 1.7 раза больше того же значения для свинца ($\sim 2.6^\circ$). Это приводит к тому, что влияние дифракционного рассеяния также ничтожное и экспериментальные точки должны хорошо согласоваться с кривыми многократного кулоновского рассеяния для точечного ядра. Вышеизложенное хорошо видно из приведенных кривых рис. 7 и таблицы 2, где значения N очень близки к единице.

Из всего вышеизложенного следует, что в зависимости от энергии протонов, вещества и толщины пластин, в которых исследуется их рассеяние, дифракционное рассеяние проявляется различным образом. Если угол λ/R меньше угла $\chi_c B^{1/2}$, то дифракционное рассеяние сказывается уже в области многократного рассеяния; если же угол λ/R больше угла $\chi_c B^{1/2}$, то оно проявляется только при углах значительно больших, чем угол $\chi_c B^{1/2}$. Чем больше влияние конечных разме-

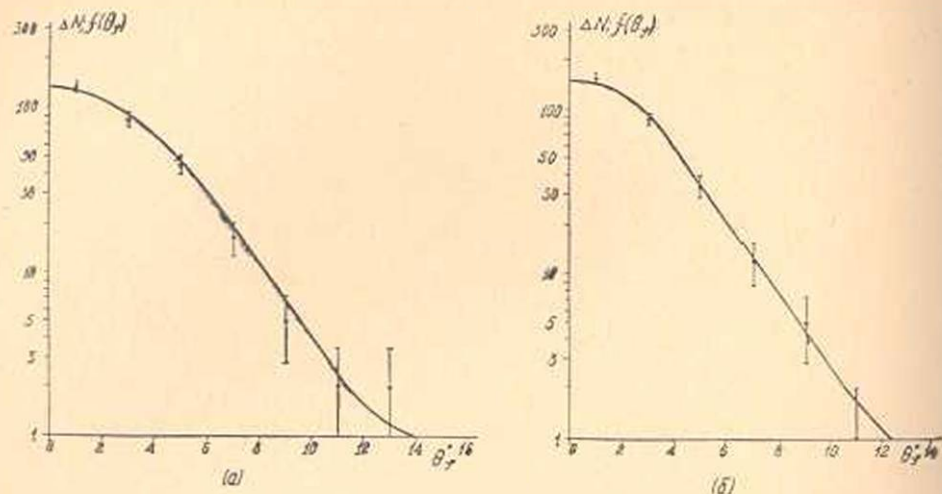


Рис. 7 Дифференциальные распределения углов рассеяния для протонов в медных пластинках толщиной 5 мм и 2 мм и соответствующие кривые многократного кулоновского рассеяния для точечного ядра. $N_{5\text{мм}} = 290$, $N_{2\text{мм}} = 290$.

ров ядра, тем больше и влияние дифракционного рассеяния, то-есть конечные размеры ядра и дифракционное рассеяние проявляют себя как два взаимно компенсирующих фактора, в итоге чего упругое рассеяние протонов распределяется по кривой многократного кулоновского рассеяния для точечного ядра.

В области углов $\varphi = 3,6 \div 5,4$ (рис. 5), где рассеяние еще не успело стать чисто дифракционным, влияние конечных размеров ядра проявляется слабее, чем влияние дифракционного рассеяния. Кривая многократного кулоновского рассеяния для точечного ядра круче, чем экспериментальная. Это объясняется тем, что при больших углах сечение дифракционного рассеяния в среднем обратно пропорционально квадрату угла рассеяния (8), а сечение чисто кулоновского рассеяния — кубу.

В области больших углов рассеяния ($\varphi > 5,4$), где кулоновское рассеяние очень мало, а следовательно не играет роли и интерференция кулоновского рассеяния с ядерным, все случаи рассеяния можно считать чисто ядерными. Число рассеяний на угол больше чем $\varphi = 5,4$ для протонов рассеявшихся в свинцовых пластинках толщиной 7 мм, (рис. 5) за вычетом ожидаемого числа рассеяний по кривой многократного кулоновского рассеяния для точечного ядра равно 9, что соответствует поперечному сечению $\sigma_{\varphi > 5,4} = (0,032 \pm 0,011) \sigma_{\text{геомтр.}}$. Интегральное поперечное сечение дифракционного рассеяния для проекций углов рассеяний более, чем $\varphi = 5,4$ по формуле (11) равно $\sigma = 0,0340 \sigma_{\text{геомтр.}}$, что хорошо согласуется с экспериментально полученным его значением.

Автор выражает благодарность проф. А. И. Алиханяну за участие в обсуждении работы и М. Л. Тер-Микаеляну за разработку тео-

рии рассеяния, приводимую в статье и участие в обсуждении полученных результатов.

Физический институт
АН Армянской ССР

Поступила 28 IX 1958

Յ. Ռ. Հարությունյան

ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԱՌԱՋԳԱԿԱՆ ՑՐՈՒՄԸ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Ուսումնասիրվել է 66 — 195 մեվ էներգիայի պրոտոնների առաձգական ցրումը կապարե թիթեղներում և 40 — 72 մեվ էներգիայի պրոտոններինը պղնձե թիթեղներում:

Էքսպերիմենտալ տվյալները համեմատվում են կետային և վերջավոր չափերով միջուկի վրա բաղմամպատիկ կուլոնյան ցրման կորերի հետ: Դիֆրակցիոն ցրման առկայությունը բերում է նրան, որ էքսպերիմենտալ տվյալները համընկնում են կետային միջուկի համար ցրման բաշխման կորի հետ: Պարզված է, որ որքան մեծ է միջուկի վերջավոր չափերի ազդեցությունը, աչնքան անգամ էլ մեծ է դիֆրակցիոն ցրման ազդեցությունը, այսինքն՝ միջուկի վերջավոր չափերը և դիֆրակցիոն ցրումը ցուցաբերում են իրենց որակա կերպով փոխարարձ չեզոքացնող ազդակներ, որի շնորհիվ պրոտոնների առաձգական ցրումը կատարվում է ըստ կետային միջուկի համար կուլոնյան բաղմամպատիկ ցրման կորի:

Մեծ անկյունների դեպքում ստացվել է, որ պրոտոնների միջուկային ցրման ինտեգրալ կտրվածքը՝ $\sigma = (0,032 - 0,011) \text{ ս երկրաչ.}$, որը լավ համաձայնվում է «բացարձակ սև» միջուկի համար օպտիկական մոդելով հաշված կտրվածքի հետ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Арутюнян Ф. Р. Исследование многократного рассеяния протонов. ЖЭТФ, 34, 800 (1958).
2. Адиханян А. И., Арутюнян Ф. Р. Рассеяние μ -мезонов в свинце. ЖЭТФ, 36, 32 (1959).
3. Тер-Микаелян М. Л. К теории многократного рассеяния, ЖЭТФ, 36, 253 (1959).
4. Ахмезер А. И., Померанчук И. Я. Некоторые вопросы теории ядра, М., 1950.
5. Batson I. H. Теория бесселевых функций, М., 1949.
6. Baker C. I., Dodd I. N., Simmons D. H. The Scattering of 9.6-Mev Protons by Carbon, Aluminum, and Magnesium, Phys. Rev., 85, 1051, (1952).
7. Burcham W. E., Gibson W. M., Hossian A., Rothblat I. Scattering of 9.5-Mev Protons by Carbon and Oxygen, Phys. Rev., 92, 1266 (1953).
8. Goldman L. M. Elastic Scattering of 6.5-Mev Protons from Copper, Phys. Rev., 89, 349 (1953).
9. Dayton I. E. The Elastic Scattering of 18-Mev Protons by Al, Fe, Ni, and Cu, Phys. Rev., 95, 754 (1954).
10. Fischer G. E. Scattering of 10-Mev Protons on Carbon and Magnesium, Phys. Rev., 96, 704 (1954).

11. *Freemantle R. G., Prowse D. I., Rotblat I.* Scattering of 9.5-Mev Protons by Nitrogen, *Phys. Rev.*, 96, 1268 (1954).
12. *Burkig I. W., Wright B. T.* Survey Experiment on Elastic Scattering, *Phys. Rev.*, 82, 451 (1951).
13. *Gudelot P. C.* Some Data on the Elastic Scattering of 18.3-Mev Protons, *Phys. Rev.*, 87, 525 (1952).
14. *Cohen B. L., Neidigh R. V.* Angular Distributions of 22-Mev Protons Elastically Scattered by Various Elements, *Phys. Rev.*, 93, 282 (1954).
15. *Peaslee D. C.* *Amr. Rev. Nucl. Sci.*, 5, 126 (1955).