

270

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P - 270

Л.С. Ажгирей, И.К. Взорев, В.П. Зрелов, М.Г. Мещеряков,
Б.С. Неганов, Р.М. Рындин, А.Ф. Шабудин

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 660 МЭВ
И ВНУТРИЯДЕРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ИМПУЛЬСОВ НУКЛОНОВ

г. Дубна, 1959г.

Р - 270

Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.П.Зрелов, М.Г.Мещеряков,
Б.С.Неганов, Р.М.Рындин, А.Ф.Шабудин

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 660 МЭВ
И ВНУТРИЯДЕРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ИМПУЛЬСОВ НУКЛОНОВ

А н н о т а ц и я

Исследованы угловые распределения и методом магнитного анализа энергетические спектры вторичных заряженных частиц, в основном протонов с энергией ≥ 60 Мэв, испущенных в $p + Be$, $p + C$, $p + Si$ и $p + U$ - соударениях при 660 Мэв под углами 7, 12, 2, 18, 24 и 30° . Найдено, что дифференциальные сечения испускания таких вторичных заряженных частиц в рассматриваемых соударениях возрастают с уменьшением угла. Отдельные участки спектров всех исследованных элементов отвечают, в порядке убывания энергии, дифракционному рассеянию протонов на ядрах /в области малых углов/, однократным квазиупругим протон-нуклонным соударениям, процессам образования π -мезонов на связанных нуклонах и внутриядерному каскадному процессу.

Произведено сопоставление экспериментальных энергетических спектров однократного квазиупругого протон-нуклонного рассеяния со спектрами, вычисленными в импульсном приближении при различных предположениях об импульсных распределениях нуклонов в ядрах. Данные для Be и C согласуются с гауссовским распределением нуклонов по импульсам со значением $1/e$ при энергии приблизительно 20 Мэв. Отсюда следует, что среднеквадратичное значение импульса нуклона в ядрах Be и C соответствует ~ 30 Мэв.

§ 1. В в е д е н и е

Сведения об импульсных распределениях нуклонов в основном состоянии ядер черпаются из энергетических и угловых распределений продуктов ядерных реакций, вызываемых частицами высокой энергии. Чью и Гольдбергер^{/1/} в их анализе данных Хедли и Йорка^{/2/} по захвату протонов из ядер C нейтронами с энергией 90 Мэв показали, что энергетическому и угловому распределениям дейтронов удовлетворяет импульсное распределение вида $\frac{d}{\pi(\alpha^2 + \beta^2)^2} \cdot \frac{\alpha^2}{2M} = 18$ Мэв, а не распределение, отвечающее модели Ферми-газа из невзаимодействующих частиц. В случае захвата нейтронов из ядер C протонами с энергией 95 Мэв Силов^{/3/} нашел, что экспериментальные данные могут быть хорошо объяснены, если внутриядерное импульсное распределение нейтронов аппроксимировать суммой двух гауссовских распределений вида $e^{-\frac{\beta^2}{3.2}} + e^{-\frac{\beta^2}{3.2}}$, где $\frac{\beta^2}{2M}$ - энергия связанного нейтрона, $\frac{\beta_1^2}{2M} = 7$ и $\frac{\beta_2^2}{2M} = 50$ Мэв. Предположение о наличии значительной примеси высокоимпульсных компонент в волновой функции основного состояния легких ядер необходимо для качественного объяснения прямого выбивания дейтронов из ядер Li , Be , C и O протонами с энергией 670 Мэв^{/1/},

так же как и сильного размытия в сторону больших энергий спектров π^+ и π^- -мезонов, образованных в $p + C$ -соударениях при той же энергии^{/5/}. Согласно Хенли^{/6/}, гауссовское распределение импульсов, соответствующее средней кинетической энергии 19,3 Мэв, лучше всего согласуется с такими характеристиками процесса образования π^- -мезонов в $p + C$ -соударениях при 340 Мэв^{/7/}, как пороговое значение энергии протонов, кривая возбуждения, энергетические и угловые распределения π^- -мезонов.

Характер импульсного распределения нуклонов в основном состоянии ядер самым непосредственным образом проявляется при квазиупругом рассеянии быстрых протонов в легких ядрах. Этот процесс экспериментально был изучен при 340 Мэв Кледисом, Гессом и Мойером^{/8/}, которые нашли, что в рамках импульсного приближения энергетические спектры протонов, квазиупруго рассеянных в ядрах C и O удовлетворяют гауссовскому распределению нуклонов по импульсам со значением $1/e$ при энергии 16 ± 3 Мэв. Затем Вилькокс и Мойер^{/9/}, измерив энергетический спектр протонов в квазиупругих pp -соударениях при 340 Мэв, регистрируемых по совпадениям от обоих рассеянных протонов, показали, что гауссовское распределение импульсов протонов внутри ядер Be со значением $1/e$ около 20 Мэв дает приемлимое согласие с экспериментом. Наблюдения при 925 Мэв угловых корреляций в квазиупругих pp -соударениях, главным образом в легких ядрах, входящих в состав фотоэмульсии, привели Макивена, Гибсона и Дюка^{/10/} к заключению, что распределение протонов по импульсам может быть аппроксимировано гауссовским распределением с $1/e$ при энергии 11 ± 3 Мэв, однако несколько лучшее согласие с опытом дает сумма двух гауссовских распределений вида $e^{-\frac{p^2}{2M}} + 0,05 e^{-\frac{p^2}{2M}}$ с $\frac{p_1^2}{2M} = 7$ и $\frac{p_2^2}{2M} = 50$ Мэв. Наконец, из опытов по ядерному фотоэффекту следует, что гауссовское распределение с $1/e$ при энергии 19 Мэв, является хорошей аппроксимацией распределения по импульсам квазидейтронных групп в ядрах C и O ^{/11/}.

Таким образом из совокупности данных по высокоэнергичным ядерным реакциям различных типов можно сделать вывод, что, в отличие от фермиевской модели с присущей ей резкой верхней границей импульсного распределения нуклонов, приемлимое согласие с опытом дают модели, использующие распределения, размытые в сторону высоких импульсов.

Цель настоящей статьи - изложить основные результаты исследований взаимодействия протонов с ядрами Be , C , Ca и U при энергии 660 Мэв. Опыты состояли прежде всего в измерении методом магнитного отклонения энергетических спектров вторичных частиц, особенно квазиупруго рассеянных протонов. Так как с увеличением энергии падающего протона все лучше должно выполняться условие применимости им-

пульсного приближения, то следовало ожидать, что в высокоэнергичной области спектров, измеренных под большими углами, должны содержаться в основном протоны, испущенные в результате парных протон-нуклонных соударений в ядрах. Полученные спектры квазиупруго-рассеянных протонов были сравнены со спектрами, вычисленными с учетом релятивистской кинематики и отвечающими различным предположениям об импульсном распределении нуклонов в ядрах. Кроме того, были измерены угловые распределения вторичных заряженных частиц, испускаемых в рассматриваемых соударениях.

Опыты были выполнены на шестиметровом синхроциклотроне Объединенного института ядерных исследований.

§ 2. Вычисление импульсного распределения в квазиупругом протон-нуклонном рассеянии

В случае легких ядер можно считать, что быстрый налетающий нуклон рассеивается однократно отдельным нуклоном ядра. Если время соударения двух нуклонов много меньше "периода обращения" частиц в ядре, можно предполагать в духе импульсного приближения, что состояние ядра не изменяется заметно за время соударения. При этом роль взаимодействия между ударяемым нуклоном и остальными нуклонами ядра сводится к "созданию" распределения по импульсам у нуклона, участвующего в столкновении. Поэтому столкновения падающего нуклона с нуклонами ядра можно рассматривать как столкновения со свободными частицами с той только разницей, что частицы ядра движутся во время соударения. Амплитуда таких "квазиупругих" столкновений с ядром получается суммированием амплитуд рассеяния на отдельных нуклонах ядра. В области больших углов, где можно пренебречь интерференцией волн, рассеянных отдельными нуклонами, задача о рассеянии на ядре сводится, по существу, к задаче о рассеянии на классическом ансамбле независимых частиц, с заданной функцией распределения этих частиц по импульсам. Функция же распределения определяется квадратом модуля Фурье - компоненты волновой функции ядра. Ниже рассматривается задача об энергетическом распределении нуклонов, рассеянных "квазиупруго" на заданный угол, в указанном приближении с учетом релятивистской кинематики.

Дифференциальное сечение $d\sigma_c = \sigma_c(E_c, \cos \vartheta_c) d\omega_c$ упругого столкновения двух свободных нуклонов в их системе центра масс /с.п.м./ и функцию распределения $f(\vec{s})(d\vec{s})$

внутриядерных частиц по импульсам будем считать известными. Импульсы падающего и рассеянного нуклонов в лабораторной системе обозначим через \vec{p} и \vec{q} , а \vec{s} будет обозначать импульс внутриядерного нуклона. Энергия частицы с импульсом \vec{p} обозначается через E_p и т.п. Соответствующие величины в с.п.м. отмечаются индексом "с", а четырехмерные импульсы обозначаются через \hat{p} , \hat{q} и т.д.

Для нахождения числа столкновений, приводящих к заданному импульсу \vec{q} /точнее к импульсам, сосредоточенным в элементе $(d\vec{q})$ около импульса \vec{q} /, предположим, что налетающие нуклоны, как и нуклоны мишени, распределены по некоторому закону. Введем функции распределения $f(\vec{z}, \vec{p}, t)(d\vec{z})(d\vec{p})$ и $f_n(\vec{z}, \vec{s}, t)(d\vec{z})(d\vec{s})$, определяющие вероятные числа падающих частиц и частиц ядра в элементах объема фазового пространства $(d\vec{z})(d\vec{p})$ и $(d\vec{z})(d\vec{s})$ соответственно. Функция f и f_n являются скалярными функциями относительно преобразования Лоренца^{/12/}. Рассмотрим столкновения частиц с импульсами \vec{p} и \vec{s} . Если перейти к системе покоя частиц с импульсом \vec{p} , число столкновений в единице объема в единицу времени в этой системе, то есть в единице четырехмерного объема, можно записать в виде:

$$dN = f^{\circ} f_n^{\circ} (d\vec{p}^{\circ})(d\vec{s}^{\circ}) d\sigma v, \quad /11/$$

где $d\sigma$ -инвариантное дифференциальное сечение^{/13/}, v -относительная скорость. Верхний индекс "о" означает, что соответствующие величины берутся в системе покоя налетающих частиц. Так как v и $(d\vec{p}^{\circ})(d\vec{s}^{\circ})$ являются инвариантами, то, воспользовавшись их выражением через скорости^{x/}

$$v = \frac{[|\vec{v}_p - \vec{v}_s|^2 - \frac{[\vec{v}_p \vec{v}_s]^2}{c^2}]^{1/2}}{1 - \frac{(\vec{v}_p \vec{v}_s)}{c^2}},$$

$$(d\vec{p}^{\circ})(d\vec{s}^{\circ}) = (d\vec{p})(d\vec{s}) \left(1 - \frac{(\vec{v}_p \vec{v}_s)}{c^2}\right),$$

где $\vec{v}_s = \frac{c^2 \vec{s}}{E_s}$ и $\vec{v}_p = \frac{c^2 \vec{p}}{E_p}$ и интегрируя по $(d\vec{p})$ и $(d\vec{s})$, получим выражение для полного числа столкновений в единице четырехмерного объема, приводящих к заданному результату:

$$N = \int (d\vec{p})(d\vec{s}) f(\vec{z}, \vec{p}, t) f_n(\vec{z}, \vec{s}, t) \sqrt{|\vec{v}_p - \vec{v}_s|^2 - \frac{[\vec{v}_p \vec{v}_s]^2}{c^2}} d\sigma. \quad /13/$$

Если падающие нуклоны образуют прямолинейный монохроматический пучок, то $f(\vec{z}, \vec{p}, t)$ следует выбрать в виде

^{x/} Связь между $(d\vec{s}^{\circ})(d\vec{p}^{\circ})$ и $(d\vec{p})(d\vec{s})$ вытекает из того, что можно $(d\vec{p})$ рассматривать как 4-ю компоненту бесконечно малого 4-х мерного вектора $\mathcal{E} = ((d\vec{p})\vec{v}_p, ic(d\vec{p}))$.

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{\rho^0}{\sqrt{1-\beta_p^2}} \delta(\vec{p} - \vec{p}_0),$$

где ρ^0 - инвариант, представляющий собой плотность падающих частиц в системе покоя.

Тогда^{x/}

$$\mathcal{N} = \frac{\rho^0}{\sqrt{1-\beta_p^2}} \int (d\vec{s}') f_n(\vec{r}, \vec{s}', t) \sqrt{|\vec{v}_p - \vec{v}_s|^2 - \frac{[\vec{v}_p \vec{v}_s]^2}{c^2}} d\sigma. \quad /4/$$

Сечение рассеяния $d\sigma(\vec{q}_c)$ в заданный интервал импульсов $(d\vec{q}_c)$ в с.ц.м. можно записать в виде:

$$d\sigma(\vec{q}_c) \doteq \sigma_c \frac{d(q_c - p_c)}{p_c^2} (d\vec{q}_c) = \sigma_c \left| \frac{\partial E_c'}{\partial q_c} \right| \frac{\delta(E_c' - E_c)}{p_c^2} (d\vec{q}_c), \quad /5/$$

где E_c и E_c' - полные энергии в с.ц.м. до и после столкновения и $\sigma_c = \frac{d\sigma}{d\omega}$. Закон сохранения импульсов в /5/ предполагается выполненным. Воспользовавшись тем, что при равных массах сталкивающихся частиц $\frac{\partial E_c'}{\partial q_c} = 2 \frac{c^2 q_c}{E_{cq}}$, а также инвариантностью $\frac{(d\vec{q}_c)}{E_{cq}} = \frac{(d\vec{q})}{E_q}$ и $d\sigma$, получаем сечение рассеяния в заданный интервал импульсов $(d\vec{q})$ в лабораторной системе

$$d\sigma(\vec{q}) = \sigma_c \frac{2c^2}{p_c} \delta(E_c' - E_c) \frac{(d\vec{q})}{E_q}, \quad /6/$$

где величины, относящиеся к с.ц.м., предполагаются выраженными через соответствующие величины в лабораторной системе.

Подставляя /6/ в /5/, полагая $f_n = \rho_n f(\vec{s})$ и деля \mathcal{N} на $\rho^0 \rho_n v_p$, получаем эффективное сечение рассеяния на одном из нуклонов ядра

$$d\sigma_{eff} = \frac{2Mc^2}{p} \cdot \frac{(d\vec{q})}{E_q} \int (d\vec{s}') f(\vec{s}') \sqrt{|\vec{v}_p - \vec{v}_s|^2 - \frac{[\vec{v}_p \vec{v}_s]^2}{c^2}} \sigma_c.$$

$$\frac{\delta(E_c' - E_c)}{p_c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\beta_p^2}} = \frac{\mathcal{N}}{\rho^0 \rho_n v_p}. \quad /7/$$

При вычислении интеграла, входящего в /7/, удобно ввести в \vec{s}' - пространстве полярную систему координат θ, ϕ с полярной осью по направлению передачи импульса $\vec{x} = \vec{q} - \vec{p}$. Преобразуем сначала δ - функцию. Так как $E_c = 2E_{cp} = 2 \frac{E_p - (\vec{v}\vec{p})}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$, где \vec{v} - скорость центра масс сталкивающихся нуклонов /аналогично для E_c' /, то

$$\delta(E_c' - E_c) = \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \delta(E_q - (\vec{v}\vec{q}) - E_p + (\vec{v}\vec{p})) = \frac{1}{2c} \delta(\hat{x}\hat{p}) \sqrt{\hat{p}^2}, \quad /8/$$

где \hat{p} и \hat{x} четырехмерные векторы полного импульса и передачи импульса, а скалярное произведение двух векторов \hat{a} и \hat{b} определено как $\hat{a}\hat{b} = -(a_4 b_4 + \vec{a}\vec{b}) = a_0 b_0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$.

^{x/} Формула, аналогичная /4/, была получена ранее Н. Черниковым /14/.

При интегрировании по полярному углу θ использовалась известная формула

$$\delta(f(\theta)) = \sum \frac{\delta(\theta - \theta_0)}{\left| \frac{\partial f(\theta)}{\partial \theta} \right|_{\theta = \theta_0}},$$

где суммирование производится по всем корням уравнения $f(\theta_0) = 0$. В рассматриваемом случае роль $f(\theta)$ играет функция $\hat{\chi} \hat{P} = \frac{(E_q - E_p)(E_s + E_p)}{c^2} - ((\vec{p} + \vec{s}) \vec{\chi})$. Приравнявая ее нулю, находим

$$\cos \theta_0 = \frac{\frac{1}{c^2} (E_q - E_p)(E_s + E_p) - (\vec{p} \vec{\chi})}{S |\vec{\chi}|} \quad /9/$$

Условие $|\cos \theta_0| \leq 1$ приводит совместно с /9/ к тому, что допустимые значения S ограничены снизу минимальным значением $S = S_0$:

$$S_0 = \frac{1}{|\vec{\chi}|^2 - \frac{(E_q - E_p)^2}{c^2}} \left| \chi \left\{ \frac{E_p(E_q - E_p)}{c^2} - (\vec{\chi} \vec{p}) \right\} + \frac{(E_q - E_p)}{c^2} \sqrt{\left[\frac{E_p(E_q - E_p)}{c^2} - (\vec{p} \vec{\chi}) \right]^2 - \left[\frac{(E_q - E_p)^2}{c^2} - (\vec{\chi})^2 \right] M^2 c^2} \right| \quad /10/$$

Корень, стоящий под знаком абсолютной величины, всегда действителен, поскольку $\vec{\chi}$ либо пространственно-подобный, либо нулевой вектор. Производная $\left| \frac{\partial f(\theta)}{\partial \theta} \right|_{\theta = \theta_0}$ равна $\left| \frac{\partial (\hat{\chi} \hat{P})}{\partial \theta} \right|_{\theta = \theta_0} = \chi S \sin \theta_0$. Таким образом,

$$\delta(E'_c - E_c) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sqrt{\hat{P}^2}}{c} \cdot \frac{\delta(\theta - \theta_0)}{\chi S \sin \theta_0} \quad /11/$$

Подставляя /11/ в /7/ и учитывая, что

$$\rho_c = \frac{\sqrt{(\hat{P}_p)^2 - \hat{P}^2 \beta^2}}{\sqrt{\hat{P}^2}} = \frac{1}{\sqrt{\hat{P}^2}} \cdot \frac{(Mc)^2}{\sqrt{1 - \beta_p^2} \sqrt{1 - \beta_s^2}} \frac{1}{c} \sqrt{|\vec{v}_p \vec{v}_s|^2 - \frac{[\vec{v}_p \vec{v}_s]^2}{c^2}} \quad /12/$$

/это равенство можно получить, если воспользоваться преобразованием Лоренца общего вида и выразить ρ_c через лабораторные величины/, получаем после интегрирования по θ

$$d\sigma_{\text{eff}} = \frac{c^2}{\rho \chi} \cdot \frac{(d\vec{q})}{E_q} \int_{s_0}^{\infty} \int_0^{2\pi} d\phi \frac{sd s f(s)}{E_s} \sigma_c(E_c, \cos \psi) (\hat{P})^2 \quad /13/$$

Суммирование по всем нуклонам ядра дает:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\omega dq} = \frac{1}{\rho |\vec{q} - \vec{p}|} \cdot \frac{q^2}{\sqrt{c^2 q^2 + M^2 c^4}} \sum_{i=1}^A \int_{s_0(q)}^{\infty} \int_0^{2\pi} d\phi \frac{sd s f(s)}{\sqrt{c^2 s^2 + M^2 c^4}} E_c^2 \sigma_c^i(E_c, \psi_c) \quad /14/$$

Величины E_c и $\cos \psi_c$ легко выражаются через лабораторные величины и равны соответственно:

$$E_c = c\sqrt{\hat{p}^2} = c \left[2(M^2 c^2 + \frac{E_p E_s}{c^2} - (\vec{p}\vec{s})) \right]^{1/2},$$

$$\begin{aligned} \cos \vartheta_c &= 1 + \frac{\frac{E_s(E_q - E_p)}{c^2} - (\vec{x}\vec{s}) - (\frac{E_p E_q}{c^2} - (\vec{p}\vec{q})) + M^2 c^2}{\frac{E_s E_p}{c^2} - (\vec{s}\vec{p}) - M^2 c^2} = \\ &= 1 + \frac{2[M^2 c^2 - \frac{E_p E_q}{c^2} + (\vec{p}\vec{q})]}{\frac{E_c^2}{2c^2} - 2M^2 c^2}, \end{aligned}$$

где

$$(\vec{x}\vec{s}) = xs \cos \theta_0, \quad (\vec{p}\vec{q}) = pq \cos \vartheta, \quad (\vec{p}\vec{s}) = ps \cos(\vec{p}\vec{s}^\wedge),$$

$$\cos(\vec{p}\vec{s}^\wedge) = \cos \theta_0 \cos \theta_1 + \sin \theta_0 \sin \theta_1 \cos \Phi.$$

В нерелятивистском пределе

$$S_0 \rightarrow \frac{q(q - p \cos \vartheta)}{|\vec{q} - \vec{p}|}.$$

В предположении, что σ_c зависит только от передачи импульса, получается формула, аналогичная выведенной ранее Вольфом^{/15/}:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\omega dq} = \frac{8\pi q^2}{p|\vec{q} - \vec{p}|} \sum_{i=1}^4 \sigma_c^i(\vec{q} - \vec{p}) \int_{s_0}^{\infty} s f(s) ds. \quad /16/$$

§ 3. Постановка эксперимента

Измерения энергетических спектров вторичных частиц, испущенных в $p + Be^-$, $p + C$, $p + Si$ и $p + U$ - соударениях, были выполнены в интервале энергий приблизительно от 100 до 700 Мэв под углами 7, 12,2, 18, 24 и 30° с помощью магнитного анализатора, использовавшегося ранее при исследовании импульсных спектров продуктов реакций $pp \rightarrow n p \pi^+$, $pp \rightarrow pp \pi^0$, $pp \rightarrow d \pi^+$ ^{/16/} и в опытах по прямому выбиванию дейтронов из легких ядер протонами с энергией 670 Мэв^{/14/}. В этих работах содержатся подробности об анализаторе, приводится схема его расположения относительно первичного пучка протонов и бетонной защиты синхротрона, а также описана методика обработки результатов измерений и вводимые при этом поправки. В настоящих экспериментах переход от одного угла наблюдения к другому

производился посредством перемещения мишени R /в обозначениях, принятых на рис.1 в /16// вдоль первичного пучка протонов, проходившего вблизи края полюсных накопителей магнито-анализатора. Во всех случаях осуществлялся вход и выход частиц по нормали к границе магнитного поля. Данные таблицы 1 показывают, как изменялись с углом наблюдения расстояние между мишенью и передним краем полюса, угол отклонения частиц в магнитном поле, радиус кривизны центральной траектории, угловая расходимость выделяемого пучка вторичных частиц в горизонтальной плоскости и разрешение $\frac{\Delta H\rho}{H\rho}$ прибора, вычисленное с учетом только геометрических факторов / $\Delta H\rho$ -ширина пика на полувысоте/.

Т а б л и ц а 1.

Угол наблюдения Φ , град.	7	12,2	18	24	30
Расстояние от мишени до края полюса, см.	410	218	138	94	64
Угол отклонения, град.	18,3	24	29,5	19,5	25,7
Радиус кривизны ρ центральной траектории, см.	360	284,8	222	350	265
Угловая расходимость вторичного пучка в горизонтальной плоскости, град.	0,10	0,14	0,17	0,20	0,22
Вычисленное разрешение $\frac{\Delta H\rho}{H\rho}$,%	1,9	1,5	1,2	2,6	1,9

Энергия первичных протонов непосредственно перед мишенью равнялась 661 Мэв; среднеквадратичный разброс по энергиям протонов в пучке составлял около 1%. Детектором частиц на выходе анализатора служил телескоп из четырех сцинтилляционных счетчиков /суммарная толщина $3,1 \text{ г/см}^2$ толана/, включенных на совпадение. Порог регистрации телескопа для протонов был равен 60 Мэв. Эффективность регистрации частиц на протяжении исследуемого интервала энергий практически равнялась 100%. Весь путь частиц в анализаторе, вплоть до телескопа, проходил в вакууме. Мишени высотой 2,5 см и шириной 1 см были изготовлены из химически чистых Be , C , Cu и U и имели толщину соответственно 3,26, 1,09, 3,45 и $7,82 \text{ г/см}^2$.

Для нахождения абсолютных значений дифференциальных сечений в спектре $\frac{d^2G}{d\omega dE}$, были измерены в интервале углов от 7 до 40° дифференциальные сечения $\frac{dG}{d\omega}$ испускания вторичных заряженных частиц в исследуемых соударениях. В этих измерениях, выполненных под углами 24, 30 и 40° с угловым разрешением $\pm 0,8^\circ$ и в области мень-

ших углов Φ с разрешением около $\pm 0,4$, порог регистрации был таким же, как и при измерении спектров. Из наблюдаемого выхода заряженных частиц вычитался вклад заряженных π^- -мезонов, оцененный из данных по образованию π^\pm -мезонов в $p+C$ -соударениях при $670 \text{ МэВ}^{1/5}$ в предположении, что сечение этого процесса возрастает как $A^{2/3}$. Вклад заряженных π^- -мезонов в полный выход вторичных заряженных частиц не превышал 7%. Площади под кривыми, представляющими энергетические спектры вторичных частиц, нормировались к соответствующим экспериментальным значениям $\frac{dG}{d\omega}$. При этом спектры линейно экстраполировались от последней экспериментальной точки до порогового значения энергии регистрации протонов. Точность такого способа оценки значений $\frac{d^2G}{d\omega dE}$ составляла около 20%.

Экспериментально полученный спектр $\mathcal{F}(E)$ связан с истинным спектром $\psi(E)$ интегральным уравнением

$$\mathcal{F}(E) = \int_0^\infty \psi(E') k(E, E') dE', \quad /17/$$

где $k(E, E')$ - экспериментальная кривая разрешающей способности прибора. Функция $k(E, E')$ находилась для каждого угла наблюдения из результатов измерений формы пика, отвечающего протонам от упругого pp -рассеяния. Наблюдения пиков производились в тех же условиях, как и наблюдения $\mathcal{F}(E)$. Полученные кривые разрешающей способности лучше всего аппроксимировались функцией

$$k(E, E') = \frac{1}{2a} e^{-\frac{|E-E'|}{a}}, \quad /18/$$

где E - энергия в центре пика упругого pp -рассеяния. Решение уравнения /17/ можно записать с достаточной точностью в виде

$$\psi(E) \approx \mathcal{F}(E) - a^2 \frac{d^2 \mathcal{F}(E)}{dE^2}, \quad /19/$$

поскольку $E \gg a$ и соответствующее данному углу наблюдения значение a на протяжении участка спектра, занятого максимумом квазиупругого рассеяния, оставалось приблизительно постоянным. В таблице 11 приведены соответствующие рассматриваемым углам наблюдения значения E , a и $\frac{\Delta E}{E}$, где ΔE - полная ширина на полувысоте

Т а б л и ц а 11

Угол наблюдения Φ , град.	7	12,2	18	24	30
E , МэВ	647	621	578	521	455
a , МэВ	14,4	9,3	6,3	15,0	10,3
$\frac{\Delta E}{E}$ %	4,7	2,9	1,6	4,4	4,0

пика упругого pp - рассеяния. Следует отметить, что в области максимума квазиупругого рассеяния, измеренного под углом 30° , величина поправки $\alpha^2 \frac{d^2 I(E)}{dE^2}$, учитывающей инструментальные искажения спектра, составляла не более 2-3%.

§ 4. Экспериментальные результаты

А. Данные по угловому распределению

Полученные на ядро значения дифференциальных сечений испускания вторичной заряженной частицы, регистрируемой в условиях настоящих опытов, собраны в таблице III и приведены на рис.1 в зависимости от угла испускания в лабораторной системе. Там

Т а б л и ц а III

$\Phi_{\text{раз.}}$	$10^{-24} \text{ см}^2/\text{стерад}$			
	Be	C	Cu	u
7	0,660 \pm 0,033	1,100 \pm 0,055	1,168 \pm 0,058	3,650 \pm 0,182
10	0,376 \pm 0,019	0,492 \pm 0,015	1,052 \pm 0,053	1,544 \pm 0,077
12,2	0,298 \pm 0,015	0,336 \pm 0,017	0,765 \pm 0,039	1,180 \pm 0,059
15	0,227 \pm 0,011	0,276 \pm 0,014	0,642 \pm 0,032	0,998 \pm 0,050
18	0,195 \pm 0,010	0,230 \pm 0,011	0,556 \pm 0,028	0,900 \pm 0,045
24	0,125 \pm 0,006	0,158 \pm 0,008	0,400 \pm 0,020	0,716 \pm 0,036
30	0,089 \pm 0,004	0,114 \pm 0,006	0,335 \pm 0,017	0,592 \pm 0,030
40	0,054 \pm 0,003	0,074 \pm 0,004	0,228 \pm 0,011	0,443 \pm 0,022

же указаны погрешности, обусловленные статистическими ошибками измерений, числа вторичных частиц и ошибками в определении интенсивности первичного пучка протонов.

В диапазоне от 40° до 18° , где дифракционное рассеяние пренебрежимо мало /см. рис.3-7/, значения $\frac{d\sigma}{d\omega}$ для всех исследуемых ядер плавно возрастают с уменьшением угла испускания. При этом зависимость $\frac{d\sigma}{d\omega}$ от A можно было аппроксимировать функцией вида $k A^r$. Результат такой обработки экспериментальных данных изображен на рис.2. На протяжении интервала от Be и до Cu значения $\frac{d\sigma}{d\omega}$ возрастают приблизительно следующим образом /в единицах, равных $10^{-26} \text{ см}^2/\text{стерад}/$:

$$\begin{aligned} / \frac{d\sigma}{d\omega} /_{40^\circ} &\approx 1,20 A^{0,71}; & / \frac{d\sigma}{d\omega} /_{30^\circ} &\approx 2,12 A^{0,67} \\ / \frac{d\sigma}{d\omega} /_{24^\circ} &\approx 3,62 A^{0,58}; & / \frac{d\sigma}{d\omega} /_{18^\circ} &\approx 6,12 A^{0,53} \end{aligned}$$

Результаты указывают на ослабленные зависимости $d\sigma/d\omega$ от A с уменьшением угла. Судя по данным, полученным для U , к концу периодической таблицы зависимость $d\sigma/d\omega$ от A становится более слабой. По приведенным результатам нельзя, конечно, оценить дифференциальные сечения рассматриваемых ядерных взаимодействий и установить их зависимость от A , так как остается неизвестным среднее число вторичных частиц, испущенных в каждом соударении и регистрируемых в условиях настоящих опытов.

В области углов, меньших 18° , дифференциальные сечения быстро и неодинаковым образом для исследуемых ядер изменяются вследствие значительного вклада дифракционного рассеяния в выход вторичных частиц.

Б. Энергетические спектры

Измерение числа вторичных частиц на выходе спектрометра в зависимости от напряженности магнитного поля позволило после внесения необходимых поправок и нормировки результата на единицу счета монитора построить в равных интервалах $H\rho$ относительный импульсный спектр вторичных частиц. Переход от импульсного к энергетическому спектру производился в предположении, что вторичные частицы являются протонами. Это предположение нуждается в уточнении в той области спектра, которая отвечает каскадным протонам, поскольку среди них все же имеется некоторая, относительно небольшая примесь дейтронов, испущенных в результате подхвата нуклонов из поверхностного слоя ядра вторичными нуклонами^{/17/}. По-видимому, такой процесс непрямого подхвата может привести и к испусканию в небольших количествах быстрых ядер трития. По данным Гесса и Мойера^{/18/}, в случае бомбардировки ядер, C , Si и U протонами с энергией 300 Мэв выходы вторичных протонов, дейтронов и ядер трития находятся под углами 26 , 40 и 60° приблизительно в отношении $1000 : 50 : 2$, причем энергетический спектр дейтронов, спадая с энергией примерно как E^{-3} , простирается почти до 150 Мэв. Имея в виду слабое изменение с энергией падающего нуклона свойств внутриядерного каскадного процесса, можно предполагать, что с повышением энергии от 330 до 670 Мэв соотношение между выходами вторичных протонов, дейтронов и ядер трития существенно не изменится.

Среди наблюдаемых под малыми углами вторичных заряженных частиц могут быть и дейтроны от реакций $pp \rightarrow d\pi^+$ и $pn \rightarrow d\pi^0$, возможно протекающих на связанных нуклонах. При 680 Мэв вклад этих реакций в полное сечение свободных pp - и pn - соударений равен соответственно $\sim 7,5$ и $\sim 4\%$. Надо ожидать, однако, что выход дейтронов из ядер будет сильно подавлен вследствие того, что средний свободный пробег дейтронов в ядерном веществе мал по сравнению с размерами ядра.

Энергетические спектры вторичных протонов от $p + \text{Xe}^-$, $p + \text{C}^-$, $p + \text{Cu}^-$ и $p + \text{U}$ - соударений показаны на рис.3-7 в виде сплошных кривых, проведенных визуально через экспериментальные точки, вертикальные линии у которых обозначают статистические ошибки измерений. Там же пунктиром изображены наблюдаемые пики упругого pp -рассеяния. Высота этих пиков, представляющих собой кривые разрешения спектрометра, не связана с масштабом шкалы ординат.

У всех исследуемых ядер под углом 7° высокоэнергичные участки спектров состоят из интенсивных пиков, соответствующих в основном протонам, диффракционно рассеянным на ядрах. Эти пики накладываются на правый спад максимумов квазиупругого рассеяния протонов. Сдвиг пиков диффракционного рассеяния в сторону больших энергий относительно пиков упругого pp - рассеяния отвечает разнице в энергии соответствующих ядер отдачи. Можно видеть, что под углом 7° выход вторичных протонов с энергией $E > 500$ Мэв обусловлен преимущественно диффракционным рассеянием. Значительно меньший вклад в полный выход вторичных протонов дает диффракционное рассеяние под углом $12,2^\circ$, особенно в случае $p + \text{Cu}$ - соударений. Это свойство спектров под углом $12,2^\circ$ совместимо с известными значениями радиусов ядер. Так, если в соответствии с результатами определений радиусов ядер из сечений поглощения нейтронов с энергией 1400 Мэв^{/19/} и протонов с энергией 860^{/20/} и 900^{/21/} в выражение для углового распределения диффракционного рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = k^2 (R')^4 \left[\frac{J_1(2kR' \sin \frac{\theta}{2})}{2kR' \sin \frac{\theta}{2}} \right]^2, \quad /20/$$

где θ - угол рассеяния, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ - длина волны падающего протона, R - радиус рассеивающего ядра, $R' = R + \frac{1}{k}$ и J_1 - функции Бесселя первого рода, подставить значение $R = 1,26 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см, то окажется, что вблизи $12,2^\circ$ должен находиться четвертый максимум для U , тогда как для Cu этому углу рассеяния приблизительно отвечает положение второго минимума.

Характерной чертой спектров, измеренных под углом 18° , является отсутствие типичных диффракционных пиков и резкий обрыв максимумов квазиупругого рассеяния у верхней границы дозволенной законами сохранения области энергий. Под углами 24 и 30° в спектрах всех исследуемых элементов в области больших энергий наблюдаются отчетливые максимумы, соответствующие однократным квазиупругим столкновениям протонов с нуклонами в ядрах. Предполагая, что максимумы квазиупругого рассеяния имеют симметричную форму, можно было оценить дифференциальные сечения квазиупругого рассеяния, измеряя площади под ними, и сравнить их значения с величиной суммы $Z \frac{d\sigma_{pp}}{d\omega} + (A-Z) \frac{d\sigma_{pn}}{d\omega}$, где $\frac{d\sigma_{pp}}{d\omega}$ и $\frac{d\sigma_{pn}}{d\omega}$ ^{x/} соответствующие дифференциальные сече-

x/ В этих расчетах значения $d\sigma_{pn}/d\omega$ для энергии 670 Мэв принимались равными соответствующим значениям дифференциальных сечений упругого np -рассеяния, найденным Казариновым и Симоновым при 580 Мэв^{/22/}.

ния упругого pp - и pn - рассеяний. Так было найдено, что квазиупругое рассеяние в Be , C , Si и U на угол 30° составляет соответственно ~ 60 , ~ 53 , ~ 22 и $\sim 9\%$, от свободного рассеяния. Существенно, что протон после первого столкновения с одним из нуклонов ядра может испускаться с заметной вероятностью даже из самих тяжелых ядер, не испытав каких-либо других взаимодействий. Этот факт можно рассматривать как указание на то, что наблюдаемые нуклонные столкновения происходят преимущественно в поверхностном слое ядра. В связи с этим надо отметить, что расчеты внутриядерных каскадов, выполненные Метрополисом и др.^{/23/}, в приближении модели ядра с резкой границей, для случая бомбардировки Al и U протонами с энергией 460 и 1840 Мэв, предсказывают энергетический спектр вторичных протонов без максимума, отвечающего протонам, испытавшим только одно парное столкновение. Следует ожидать, что использование в каскадных расчетах модели ядра с диффузной границей повысит относительную частоту испускания протонов после первого соударения и тем самым лучше воспроизведет экспериментальный спектр вторичных протонов.

Сильное размытие максимумов квазиупругого рассеяния по сравнению с пиком упругого pp -рассеяния непосредственно отражает существование в ядрах распределения нуклонов по импульсам. Максимумы квазиупругого рассеяния несколько сдвинуты в сторону меньших энергий относительно пиков упругого pp -рассеяния. Аналогичное уменьшение средней энергии протонов в квазиупругом рассеянии было обнаружено и при 340 Мэв и интерпретировалось как результат соударения нуклонов в потенциальной яме, наличия потери энергии на возбуждение остаточных ядер и увеличения сечений рассеяния при относительно меньших энергиях соударения^{/8/}.

Непрерывные спектры, наблюдаемые ниже максимумов квазиупругого рассеяния, обусловлены неупругими процессами. В случае $p + Be$ - и $p + C$ - соударений непрерывные спектры по форме очень схожи со спектрами протонов отдачи в реакциях $pp \rightarrow n p \pi^+$ и $pp \rightarrow pp \pi^0$ /см.рис.2 и 3 в^{/16/}/. Отсюда можно заключить, что при соударениях протонов данной энергии с легкими ядрами непрерывные спектры протонов отвечают, в основном, процессам образования π -мезонов в ^{нрат}однонуклонных протон-нуклонных соударениях, а не внутриядерному каскадному процессу. Наоборот, в случае $p + Si$ - и $p + U$ -соударений непрерывные спектры возникают в основном благодаря каскадному процессу. Об этом свидетельствует тот факт, что число частиц в непрерывном спектре тем круче растет с уменьшением энергии, чем больше размер ядра и, следовательно, интенсивнее в нем каскадный процесс. Эта особенность непрерывных спектров все более ярко проявляется с увеличением угла наблюдения.

§ 5. Сравнение экспериментальных и вычисленных энергетических спектров квазиупругого рассеяния

Для сравнения были использованы спектры квазиупругого рассеяния в Be и C ,

измеренные под углом 30° , поскольку в этом случае меньше всего должно быть влияние интерференционных эффектов. Испытанию подвергались импульсные распределения двух видов:

а/ гауссовское распределение

$$f(s) \sim e^{-\frac{s^2}{\sigma_0^2}}$$

при четырех значениях S_0 , соответствующих энергиям 16, 18, 20 и 22 Мэв;

б/ трехпараметрная сумма двух гауссовских распределений

$$f(s) \sim e^{-\frac{s^2}{\sigma_1^2}} + \alpha e^{-\frac{s^2}{\sigma_2^2}}$$

с $\frac{\sigma_1^2}{2M} = 16$ и $\frac{\sigma_2^2}{2M} = 50$ Мэв, а также аналогичного вида распределение Силова с $\frac{\sigma_1^2}{2M} = 7$, $\frac{\sigma_2^2}{2M} = 50$ Мэв и $\alpha = 0,15$. Подбор параметра α производился путем достижения наилучшего согласия расчета с экспериментальными данными в конце спадающей в сторону высоких энергий ветви максимума квазиупругого рассеяния.

Вычисление по формулам /15/ значений E_c и $\cos \vartheta_c$ для заданных величин s и E_q и затем вычисление интегралов, входящих в выражение /14/, производилось на электронно-счетной машине "Урал" Объединенного института ядерных исследований. Дифференциальные сечения pp - и pn - рассеяний, соответствующие каждой паре значений E_c и $\cos \vartheta_c$, находились из графиков, на которых для углов рассеяния в диапазоне $20^\circ \leq \vartheta_c \leq 160^\circ$ были нанесены полученные при разных энергиях значения $\frac{d\sigma_{pp}}{d\omega}$ и $\frac{d\sigma_{pn}}{d\omega}$. Использовалась графическая интерполяция для того, чтобы по собранным Гессом /24/ экспериментальным данным о дифференциальных сечениях pp - и pn - рассеяний найти промежуточные значения $\frac{d\sigma_{pp}}{d\omega}$ и $\frac{d\sigma_{pn}}{d\omega}$. Таким же путем для энергий, больших 580 Мэв, оценивались значения $\frac{d\sigma_{pn}}{d\omega}$ по результатам измерений дифференциальных сечений упругого np -рассеяния при 580 Мэв /22/ и квазиупругого pn -рассеяния при 970 Мэв /25/.

Конечный результат расчетов получался в виде суммы распределений по импульсам испущенных протонов $-\chi \frac{d^2\sigma_{pp}}{d\omega dq} + (\mathcal{A} - \chi) \frac{d^2\sigma_{pn}}{d\omega dq}$, зависящей только от q и легко трансформируемой в энергетические спектры протонов, испытавших одно квазиупругое столкновение. Некоторые из вычисленных энергетических спектров квазиупругого рассеяния в B_e и C воспроизведены на рис.8 и 9 вместе с экспериментальными данными. Горизонтальные линии у экспериментальных точек изображают энергетическое разрешение, которое убывало от 3,8% при 300 Мэв до 4,1% при 660 Мэв. Так как вычисления не учитывают наличия потенциальной ямы и эффектов возбуждения остаточных ядер, теоретические кривые пришлось сдвинуть в сторону меньших энергий для того, чтобы совместить их максимум с квазиупругим максимумом. Для рассматриваемых спектров этот сдвиг составлял около 30 Мэв.

Как видно из графиков рис.8 и 9, при энергиях, меньших энергии максимума квазиупругого рассеяния, теоретические кривые проходят ниже экспериментальных точек. Это расхождение можно объяснить наложением размытого спектра многократного рассеяния

протонов в ядрах на левую ветвь квазиупругого максимума. Сопоставление теоретических кривых с экспериментальными данными производилось в высокоэнергичной части спектра, где эффект многократного ядерного рассеяния должен быть незначительным. Наблюдаемые спектры в первом приближении согласуются с гауссовским распределением импульсов со значением $1/e$ при энергии приблизительно 20 Мэв. Отсюда следует, что среднеквадратичное значение импульса нуклона в ядрах Be и C соответствует энергии приблизительно 30 Мэв. Видимо, несколько лучшее согласие с опытом у самого верхнего края спектра углерода дает трехпараметрная сумма двух гауссовских распределений с $\frac{\beta_1^2}{2M} = 16$, $\frac{\beta_2^2}{2M} = 50$ Мэв и $\alpha = 0,09$. Однако экспериментальные данные недостаточно точны, чтобы этому распределению можно было с уверенностью отдать предпочтение перед простым гауссовским распределением. Что же касается распределения Силова^{/3/}, то оно содержит слишком много высоких импульсов и, поэтому, завышает сечения вдали от максимума квазиупругого рассеяния.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что теория, основанная на представлении о двучастичных столкновениях быстрых нуклонов в ядрах, в общих чертах воспроизводит форму высокоэнергичной ветви квазиупругого максимума. Тем не менее это обстоятельство не следует переоценивать, так как результат сопоставления теории с опытом полностью определяется формой самой высокоэнергичной части спектра, которая отвечает столкновениям налетающих протонов с высокоимпульсными нуклонами, то есть с нуклонами, которые в момент столкновения сильно взаимодействуют с другими частицами. Но ясно, что для таких столкновений условия применимости импульсного приближения хуже всего выполняются. В этой связи надо отметить, что рассеяния протонов на тесных двунуклонных группах и, возможно, на α -частицах, существующих в ядрах в виде подструктурных образований, несомненно приводит к некоторому искажению высокоэнергичной части спектра квазиупругого рассеяния. С другой стороны, фон, наблюдаемый в области энергий, больших возможного значения энергии протона после первого квазиупругого рассеяния, частично может быть вызван дейтронами, выбитыми из ядер в результате соударений протонов с тесными двунуклонными группами.

Эти замечания не подрывают того основного факта, что наблюдаемые спектры квазиупругого рассеяния нуждаются для своего объяснения в распределениях, простирающихся до больших импульсов. Если бы внутри ядра нуклоны имели импульсное распределение Ферми с верхней границей, соответствующей $E_F \approx 30$ Мэв /модель вырожденного газа/, то в условиях настоящих опытов под углом 30° вообще не должны были бы наблюдаться квазиупруго рассеянные протоны с энергиями больше ~ 525 Мэв. Причиной возникновения в ядрах высокоимпульсных состояний нуклонов, по-видимому, являются сильные двунуклонные взаимодействия посредством короткодействующего потенциала, которые иногда испытывают нуклоны, совершая независимое движение в среднем поле ядра.

§ 6. З а к л ю ч е н и е

Полученные энергетические спектры вторичных заряженных частиц, в основном протонов, дают представление об относительной роли различных процессов, происходящих при взаимодействии с легкими и тяжелыми ядрами протонов с энергией 660 Мэв. К числу таких процессов относятся дифракционное рассеяние протонов на ядрах и квазиупругое рассеяние на отдельных нуклонах, внутриядерный каскадный процесс и образование π -мезонов в нуклонных соударениях. Относительно небольшой вклад в выход вторичных протонов несомненно дают также соударения протонов с тесными двунуклонными группами, о чем свидетельствует наличие прямого выбивания дейтронов из легких ядер протонами^{/4/} и сильное размытие спектров π -мезонов в сторону высоких энергий^{/5/}.

Найденное распределение нуклонов по импульсам в ядрах Be и C , именно гауссовское распределение со значением $1/e$ при энергии приблизительно 20 Мэв довольно удовлетворительно согласуется с результатами, полученными при 340 Мэв берклиевской группой^{/8,9/}. Таким образом, анализ квазиупругого рассеяния протонов в легких ядрах в широкой области энергий соударения приводит примерно к одному и тому же распределению нуклонов по импульсам. Этот факт, видимо, означает, что основанное на импульсном приближении рассмотрение квазиупругого рассеяния в ядрах Be и C достаточно оправдано. Следует подчеркнуть, что при существующей точности измерений спектры квазиупругого рассеяния в Be и C в первом приближении могут быть воспроизведены с одним и тем же распределением нуклонов по импульсам. Что же касается спектров квазиупругого рассеяния в Si и U , то из-за сильного влияния многократного ядерного рассеяния по ним нельзя сделать сколько-нибудь определенные выводы о распределении по импульсам нуклонов в тяжелых ядрах.

Авторы выражают благодарность Р.Н.Федоровой и И.В.Поповой за программирование расчетов и их производство, а также С.М.Биленькому, Н.П.Клепикову, Л.М.Сороко и П.А.Черникову за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. G. Chew, M. Goldberger, Phys.Rev. 77, 470, 1948.
2. J. Hadley, N. York, Phys.Rev. 80, 345, 1950.
3. W. Selove, Phys.Rev. 101, 231, 1956.
4. Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.П.Зрелов, М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов, А.Ф.Шабундин, ЖЭТФ, 33, 1185, 1957.
5. Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.П.Зрелов, М.Г.Мещеряков, В.И.Петрухин, ЖЭТФ, 34, 1357, 1958.
6. E. Henley, Phys.Rev. 85, 204, 1952.
7. C. Riehnman, N. Wilcox, Phys.Rev. 78, 496, 1950.

8. J. Cladis, W. Hess, B. Moyer, Phys.Rev. 87, 425, 1952.
9. J. Wilcox, B. Moyer, Phys.Rev. 99, 875, 1955.
10. J. Moeven, W. Gibson, P. Duke, Phil.Mag. 2, 231, 1957.
11. A. Wattenberg, A. Odian, P. Stein, H. Wilson, R. Weinstein, Phys. Rev. 104, 1710, 1956.
12. С.Беляев, Г.Будкер, ДАН СССР, 107, 807, 1956.
13. С. Møller, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd. 23, NI, I, 1945.
14. Н.Черников, ДАН СССР, 114, 530, 1957.
15. P. Wolff, Phys. Rev. 87, 434, 1952.
16. М.Г.Мешеряков, Б.С.Неганов, И.К.Взоров, В.П.Зрелов, А.Ф.Шабудин, ДАН СССР, 109, 499, 1956.
17. B. Bransden, Proc. Phys. Soc. A 65, 738, 1952.
18. W. Hess, B. Moyer, Phys. Rev. 101, 337, 1956.
19. T. Coor, D. Hill, W. Hornyak, I. Smith, G. Snow, Phys.Rev. 98, 1369, 1955.
20. F. Chen, C. Leavitt, A. Shapiro, Phys. Rev. 99, 857, 1955.
21. N. Booth, B. Ledley, D. Walker, D. White, Proc. Phys. Soc. A 70, 209, 1957.
22. Ю.М.Казаринов, Ю.Н.Симонов, ЖЭТФ, 31 169, 1956.
23. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J. Miller, G.Friedlander, Phys.Rev. 110, 165, 204, 1958.
24. W. Hess, Rev.Mod.Phys. 30, 368, 1956.
25. A. Batson, B. Culwick, J. Klepp, L. Riddiford, O. Piccioni, Proceedings 1958 Annual International Conference on High Energy Physics at CERN, p. 73, 1958.

Работа поступила в издательский отдел 19 декабря 1958г.

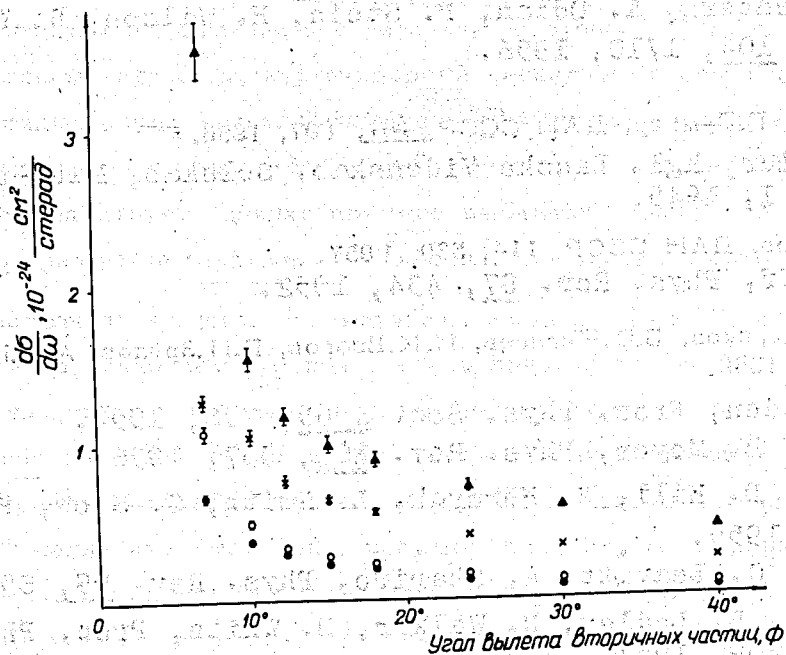


Рис. 1. Угловые распределения вторичных заряженных частиц с пробегом больше $3,1 \text{ г/см}^2$ толана, испущенных в $p + Be^-$, $p + C^-$ и $p + Si^-$ и $p + U^-$ соударениях при 660 Мэв. Экспериментальные точки соответствуют: ● - бериллий; ○ - углерод; × - медь; ▲ - уран.

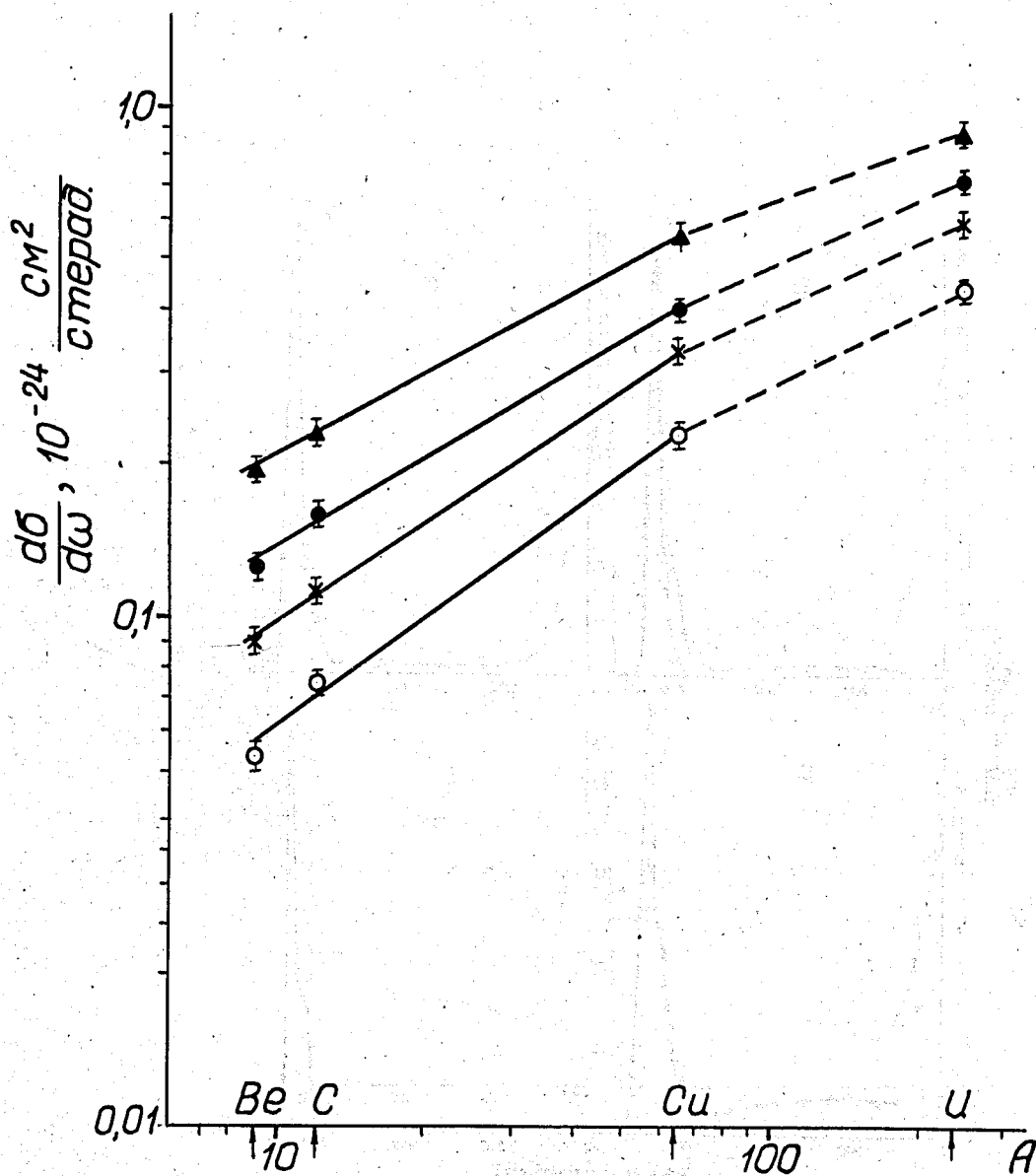


Рис.-2. Дифференциальные сечения испускания вторичных заряженных частиц с пробегом больше $3,1 \text{ г/см}^2$ толана, как функция массового числа при энергии падающих протонов 660 Мэв. Экспериментальные точки соответствуют углам /лаб.система/: Δ - 18° ; \bullet - 24° ; \times - 30° ; \circ - 40° .

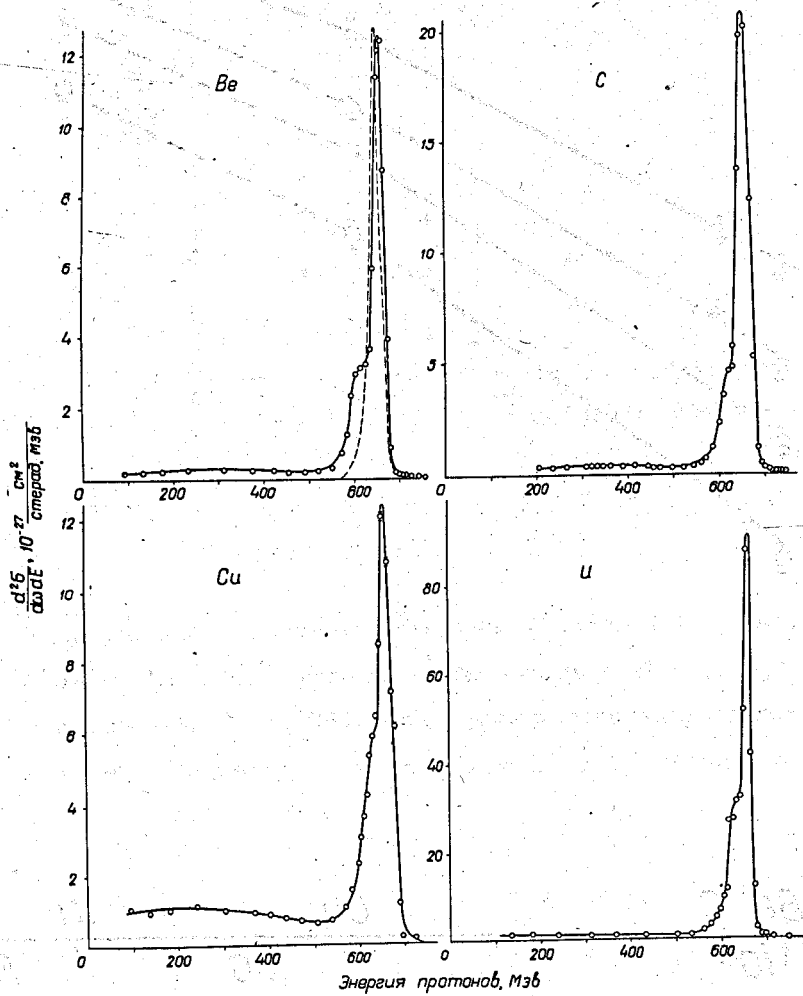


Рис.3. Энергетические спектры вторичных заряженных частиц от $p + Be^-$, $p + C^-$, $p + Cu^-$ и $p + U^-$ соударений при 660 МэВ. Пунктиром показана кривая разрешающей способности. Угол наблюдения 7° .

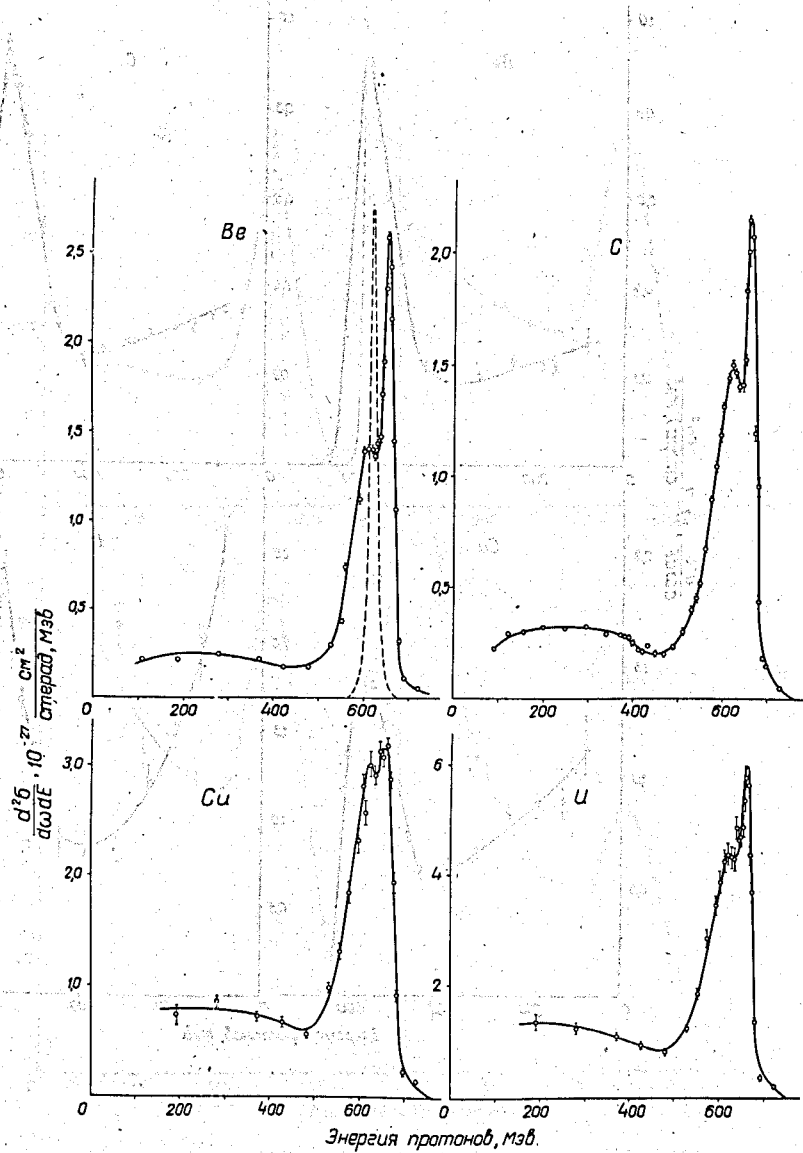


Рис. 4. Энергетические спектры вторичных заряженных частиц от $p + Be$ -, $p + C$ -, $p + Si$ - и $p + U$ -соударений при 660 МэВ. Пунктиром показана кривая разрешающей способности. Угол наблюдения $12,2^\circ$.

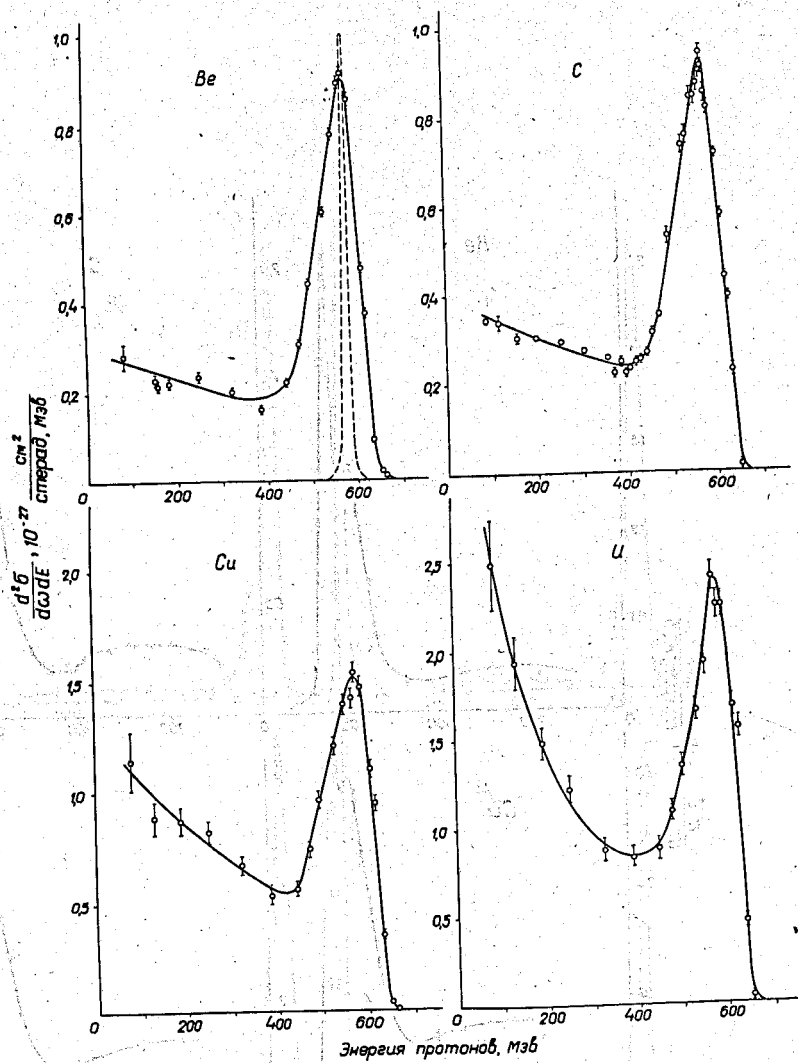


Рис. 5. Энергетические спектры вторичных заряженных частиц от $p + Be^-$, $p + C^-$, $p + Cu^-$ и $p + U^-$ соударений при 660 МэВ. Пунктиром показана кривая разрешающей способности. Угол наблюдения 18° .

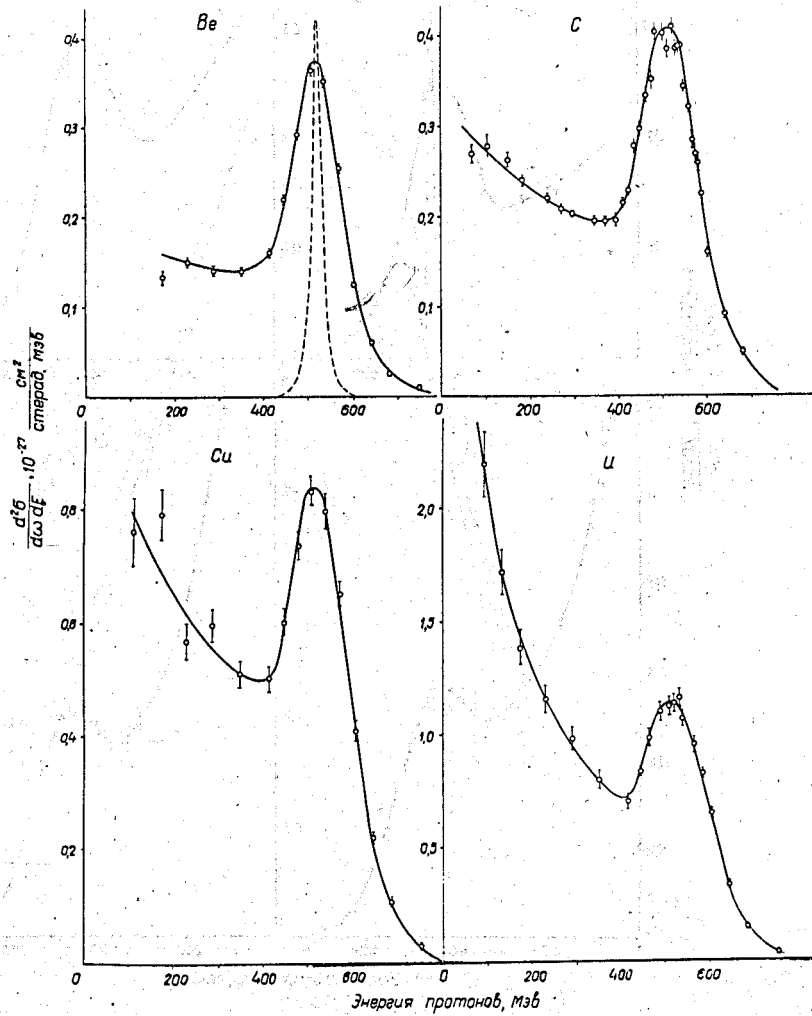


Рис. 6. Энергетические спектры вторичных заряженных частиц от $p + Be$, $p + C$, $p + Cu$ и $p + U$ соударений при 660 Мэв. Пунктиром показана кривая разрешающей способности. Угол наблюдения 24° .

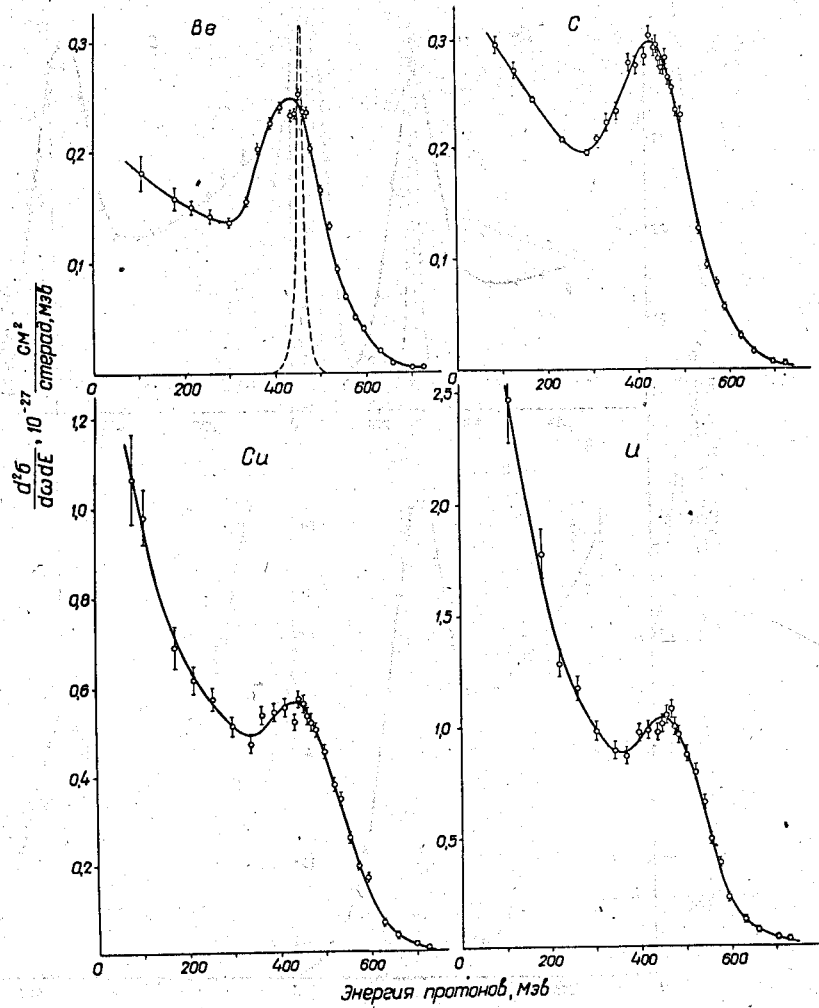


Рис. 7. Энергетические спектры вторичных заряженных частиц от $p + Be$ -, $p + C$ -, $p + Cu$ - и $p + U$ - соударений при 660 МэВ. Пунктиром показана кривая разрешающей способности. Угол наблюдения 30° .

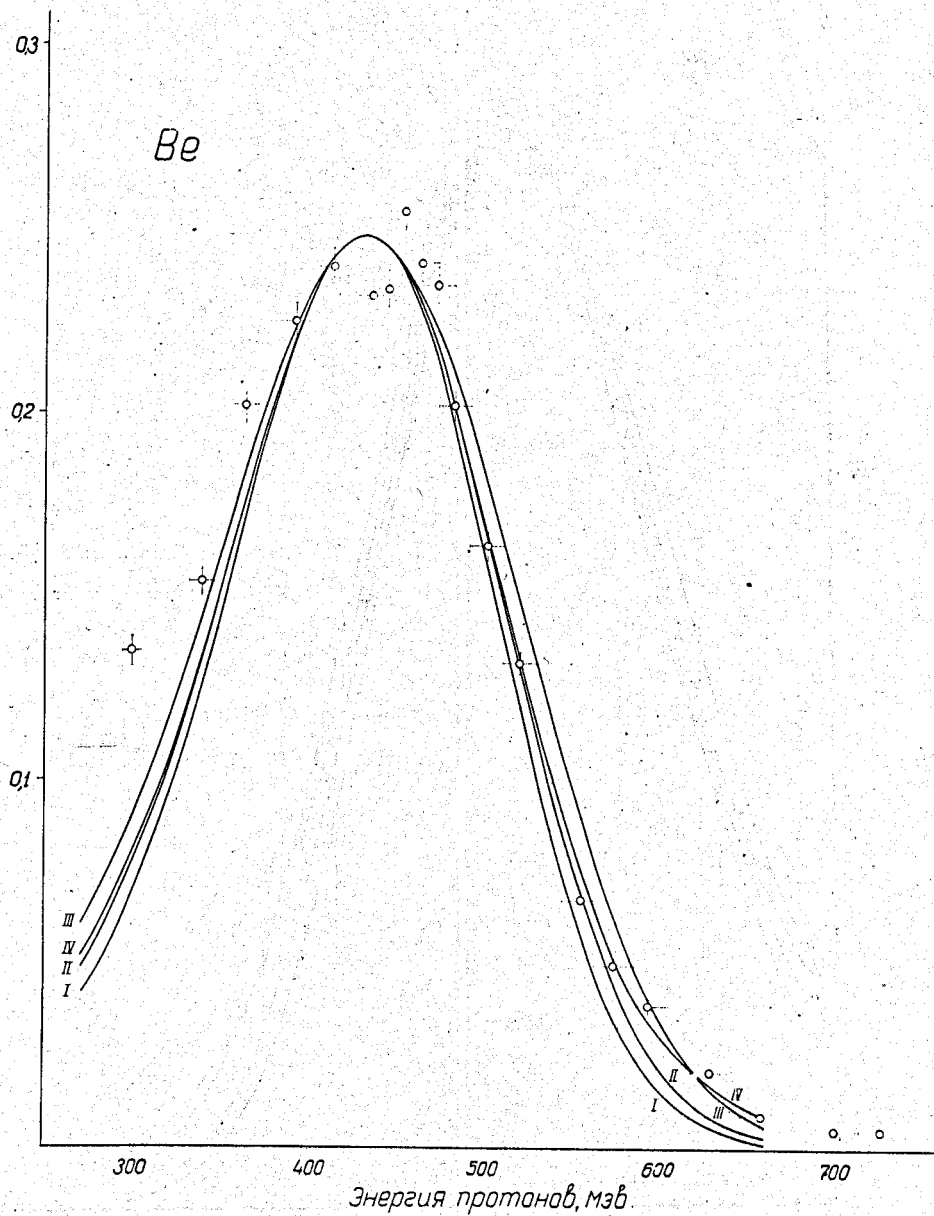


Рис. 8. Энергетический спектр квазиупруго рассеянных протонов: теоретические кривые и экспериментальные данные для Be при энергии падающих протонов 660 МэВ. Угол наблюдения 30° .

I, II, III - гауссовское распределение со значением $\frac{1}{e}$ соответственно при 16, 18 и 22 МэВ;

IV - сумма двух гауссовских распределений вида $e^{-\frac{f^2}{f_1^2}} + \alpha e^{-\frac{f^2}{f_2^2}}$
 с $\frac{f_1^2}{2M} = 16$, $\frac{f_2^2}{2M} = 50$ МэВ и $\alpha = 0,06$.

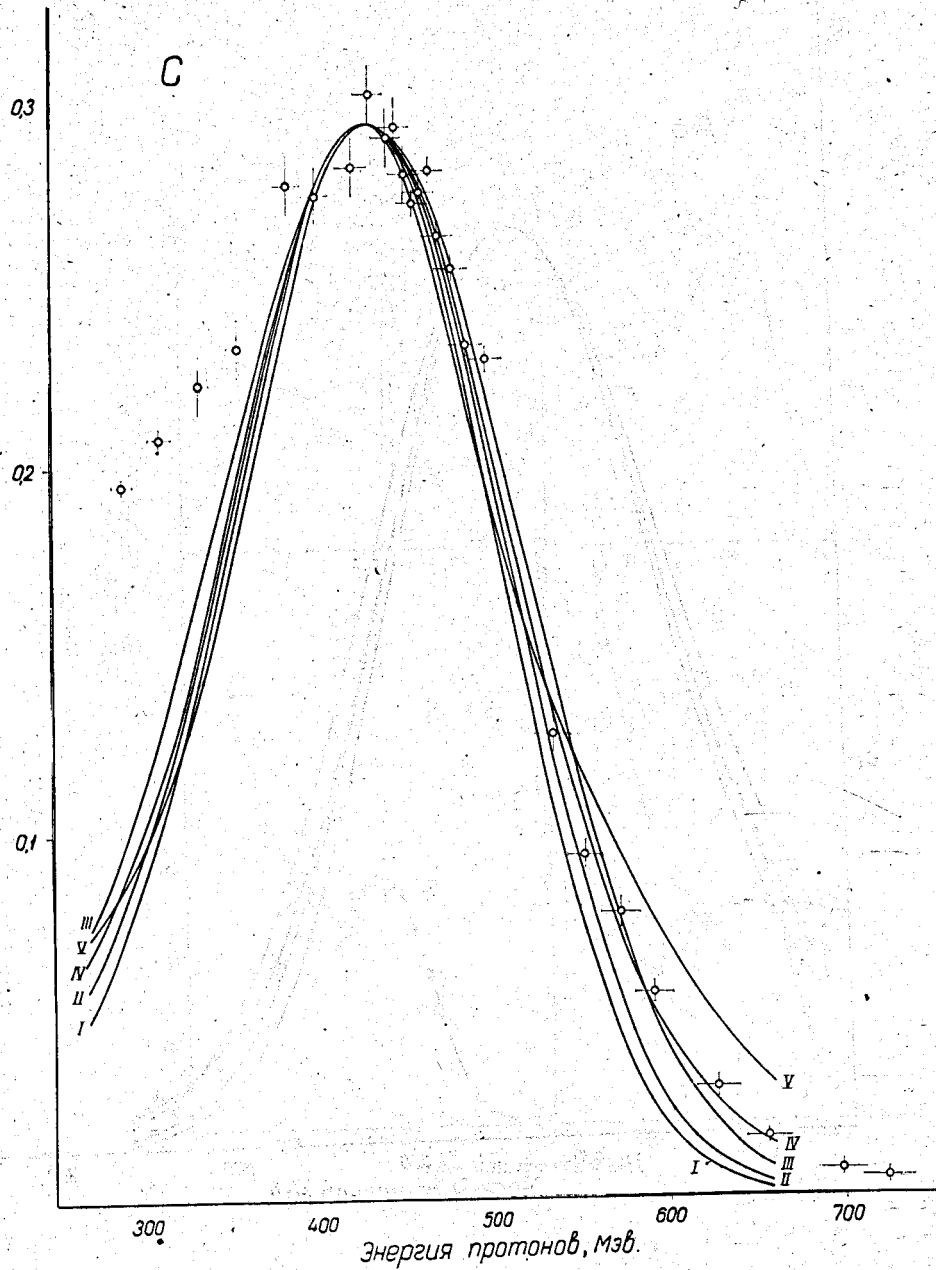


Рис. 9. Энергетический спектр квазиупруго рассеянных протонов: теоретические кривые и экспериментальные данные для C при энергии падающих протонов 660 Мэв. Угол наблюдения 30° .

1, 11, 111 - гауссовское распределение со значением $1/e$ соответственно при 16, 18, и 22 Мэв;

1У, У - сумма двух гауссовских распределений вида $e^{-\frac{x^2}{2M}} + \alpha e^{-\frac{x^2}{2M}}$

с $\frac{\beta_1^2}{2M} = 16,$	$\frac{\beta_2^2}{2M} = 50$ Мэв и	$\alpha = 0,09$ /1У/ и
$\frac{\beta_1^2}{2M} = 7$	$\frac{\beta_2^2}{2M} = 50$ Мэв,	$\alpha = 0,15$ /У/.