

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО
ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. М. В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

И.К. Взоров

992

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 660-675 МЭВ
С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ
И НЕКОТОРЫЕ МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ
О СТРУКТУРЕ ЯДЕР

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Объединенном институте
ядерных исследований

Научный руководитель
член-корреспондент АН СССР
профессор М.Г. Мещеряков

Дубна 1982 год

И.К. Взорв

⁹⁹²
СЗ41
В-40

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 660-675 МЭВ
С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ
И НЕКОТОРЫЕ МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ
О СТРУКТУРЕ ЯДЕР

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Объединенном институте
ядерных исследований

Научный руководитель
член-корреспондент АН СССР
профессор М.Г. Мещеряков

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1962 год

Исследование взаимодействия частиц большой энергии с атомными ядрами является одним из способов изучения строения ядер, проверки правильности той или иной модели ядра.

Со времени ранних попыток объяснения свойств взаимодействия нуклонов с ядрами при достаточно больших энергиях ($E \geq 100$ Мэв) обычно принято рассматривать процесс прохождения нуклонов через ядро как ряд последовательных актов соударения налетающего нуклона с расположенными на его пути отдельными нуклонами^{/1/}. Подобный подход к проблеме нуклон-ядерного взаимодействия кажется естественным в рамках модели независимых частиц. Эта модель успешно применялась для описания целого ряда свойств ядер в основных и слабо возбужденных состояниях и подтверждалась экспериментальным путем в опытах с частицами небольших энергий. Предположения о независимости движений нуклонов в ядрах и об одиночных нуклон-нуклонных соударениях в легких ядрах или о каскаде таких соударений в средних и тяжелых ядрах, казалось бы, было вполне достаточно для правильной интерпретации результатов экспериментов также и при высоких энергиях. Однако дальнейшее исследование высокоэнергичных ядерных реакций показало, что они дают возможность обнаруживать и более тонкие эффекты, выходящие за рамки модели независимых частиц.

В реферируемой диссертации, посвященной исследованию взаимодействия протонов с энергией 660-675 Мэв с некоторыми ядрами, изучались два таких эффекта - распределение внутриядерных нуклонов по импульсам и прямое выбивание дейтронов из ядер. Эксперименты, лежащие в основе диссертации, были выполнены автором совместно с Л.С.Ажгиреем, В.П.Зреловым, М.Г.Мещеряковым, Б.С.Негановым и А.Ф.Шабудиным в 1957-1958 г.г. на синхротроне ОИЯИ. Результаты опубликованы в работах^{/2,3/} и докладывались на сессиях Ученого Совета ОИЯИ.

Диссертация состоит из пяти глав. В первой главе дан краткий обзор модели независимых частиц, приводятся предсказания этой модели относительно вида импульсных распределений внутриядерных нуклонов и величины вероятности $w(r)$ нахождения двух нуклонов в ядре на расстоянии r друг от друга. Вторая глава содержит описание экспериментов по изучению взаимодействия протонов с ядрами De , C , Si , и U при энергии 660 Мэв и определению из полученных данных вида импульсного распределения нуклонов в ядрах De и C . Обсуждение полученных результатов, не согласующихся с предсказаниями модели

независимых частиц, проводится в третьей главе. В этой же главе описывается более совершенная модель - модель независимых пар. Четвертая глава посвящена описанию опытов по обнаружению прямого выбивания дейтронов из ядер Li , Be , C и O и анализу полученных результатов. Пятая глава содержит феноменологический анализ процессов, в которых проявляется двунуклонное взаимодействие внутри ядер.

1.

В рамках модели независимых частиц ^{1/4} каждый нуклон ядра, подобно электрону в атоме, считается независимой частицей, движущейся в общем центральном поле, представляющем усредненный эффект взаимодействия всех остальных нуклонов с данным. Присутствие других нуклонов, движущихся в том же поле, приводит к необходимости учета принципа Паули.

Простейшей разновидностью модели независимых частиц является модель ядра в виде вырожденного Ферми-газа нуклонов при нулевой температуре, заключенного в потенциальную яму, глубина которой не зависит от расстояния до центра ядра. В этой модели делается дополнительное предположение, что волновые функции отдельных нуклонов являются плоскими волнами.

Из общего вида распределения по состояниям частиц идеального газа, подчиняющегося законам квантовой механики, можно получить вид распределения нуклонов ядра по импульсам (или энергиям):

$$f(\epsilon_i) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq \epsilon_i \leq \epsilon_F \\ 0 & \text{при } \epsilon_i \geq \epsilon_F \end{cases} \quad (1)$$

где ϵ_F - граничная энергия (энергия Ферми)

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \right)^{2/3} \rho^{2/3} = 30 \text{ Мэв} \quad (1')$$

(ρ - плотность нуклонов в ядре, $\rho = \frac{A}{\frac{4}{3} \pi R^3}$, $R = 1,25 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см).

В более совершенной модели независимых частиц - модели оболочек - нуклоны движутся на оболочках, аналогично электронам в атоме, которым отвечают точно определенные орбитальный момент количества движения и главное квантовое число. Порядок следования оболочек и волновые функции отдельных нуклонов можно установить, зная форму потенциала, в котором происходит движение. В случае легких ядер этот потенциал можно считать имеющим форму потенциала трехмерного гармонического осциллятора

$$U = \frac{1}{2} M \omega^2 r^2.$$

В этом случае последовательность энергетических уровней в спектроскопических обозначениях имеет вид $1s$, $1p$, $2s$, $1d$, ..., а импульсные распределения нуклонов на отдельных уровнях выражаются формулами:

$$f_{1s}(p) \sim e^{-\frac{p^2}{p_0^2}} \quad (2)$$

$$f_{1p}(p) \sim \frac{p^2}{p_0^2} e^{-\frac{p^2}{p_0^2}}$$

и т.д., где

$$p_0 = \sqrt{M \omega \hbar}.$$

Для всего ядра в целом

$$f(p) = \sum_{nl} f_{nl}(p). \quad (3)$$

Для ядра углерода (4 нуклона на $1s$ - и 8 нуклонов на $1p$ - оболочке)

$$f(p) \sim \left(1 + \frac{4}{3} \frac{p^2}{p_0^2}\right) e^{-\frac{p^2}{p_0^2}}, \quad (3')$$

а параметр p_0 должен соответствовать кинетической энергии 7,6 Мэв (последнее заключение следует из опытов по рассеянию электронов, так как параметр p_0 связан с параметрами пространственного распределения плотности заряда ядра).

Самым непосредственным образом характер импульсного распределения нуклонов в ядрах проявляется при квазиупругом рассеянии быстрых протонов в легких ядрах. Применение к этому процессу метода импульсного приближения ^{15/} позволяет получить связь между энергетическим спектром нуклонов, испущенных под любым углом, и импульсным распределением внутриядерных нуклонов. В общем случае, с учетом релятивистской кинематики и зависимости сечения нуклон-нуклонного рассеяния от угла рассеяния и энергии столкновения, это было сделано Рындиным ^{12/}.

11.

Эксперименты проводились на выведенном пучке протонов с энергией 860 Мэв. С помощью магнитного спектрометра измерялись энергетические спектры вторичных заряженных частиц, в основном протонов, испущенных из облучаемых мишеней (Be , C , Si и U) под углами 7, 12,2, 18, 24 и 30°. Схема спектрометра приведена на рис. 1, а его основные параметры - в таблице 1. Детектором частиц на выходе спектрометра служил телескоп из четырех сцинтилляционных счетчиков, включенных на совпадения. Процедура эксперимента состояла в измерении числа совпадений в зависимости от напряженности магнитного поля с мишенью в пучке и без нее.

Для нахождения абсолютных значений дифференциальных сечений в спектре $\frac{d^2\sigma}{d\omega dE}$, в отдельном опыте с помощью одиночного телескопа были измерены

в интервале углов $7-40^\circ$ дифференциальные сечения $\frac{d\sigma}{d\omega}$ испускания вторичных заряженных частиц в исследуемых соударениях. Площадь под кривыми, представляющими энергетические спектры, нормировалась к определенным таким образом значениям $\frac{d\sigma}{d\omega}$.

Отдельные участки спектров всех исследованных элементов отвечают, в порядке убывания энергии, упругому рассеянию протонов на ядрах (в области малых углов), неупругому рассеянию с возбуждением в ядрах переходов на уровни области гигантского дипольного фоторезонанса (тоже в области малых углов), однократным квазиупругим протон-нуклонным соударениям, процессам образования Π -мезонов на связанных нуклонах и внутриядерному каскадному процессу.

Для угла наблюдения 30° было проведено сопоставление экспериментальных энергетических спектров квазиупругого рассеяния в ядрах Be и C со спектрами вычисленными в импульсном приближении $^{1/2}$ при различных предположениях об импульсном распределении нуклонов в этих ядрах. Некоторые из вычисленных энергетических спектров квазиупругого рассеяния в ядре C приведены на рис. 2 вместе с экспериментальными данными. Для обоих ядер наблюдаемые спектры в первом приближении согласуются с гауссовским распределением импульсов $f(p) \sim e^{-\frac{p^2}{p_0^2}}$, со значением p_0 , отвечающим энергии ≈ 20 Мэв. Существенно, что наблюдаемые спектры нуждаются для своего объяснения в распределениях, простирающихся в сторону больших импульсов значительно дальше, чем это следует из модели независимых частиц (формулы 1, 1', 3).

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 го- ризонтовой плоскости (град.)	0,10	0,14	0,17	0,20	0,22
Вычисленное разрешение $\frac{\Delta p}{p}$ %	1,9	1,5	1,2	2,6	1,9

III.

Недооценка больших импульсов в распределениях, отвечающих модели независимых частиц, обусловлена недостаточным учетом (а в модели Ферми-газа - полным пренебрежением) взаимодействия, существующего на самом деле между внутриядерными нуклонами. Между тем экспериментальные данные, полученные при изучении взаимодействия свободных нуклонов друг с другом, свидетельствуют о том, что в отличие от сил электромагнитного взаимодействия, действующих между электронами в атоме, взаимодействие нуклонов весьма значительно и недооценивать его, целиком сводя лишь к некоторому усредненному потенциалу, нельзя. Это обстоятельство, а также факт существования процессов, указывающих на значительную роль корреляций в положении внутриядерных нуклонов на малых расстояниях друг от друга (поглощение Π - и K^- -мезонов и γ -квантов парами нуклонов в ядрах и др.), приводят к выводу, что движение нуклонов внутри ядер не является полностью независимым, хотя в ряде случаев нуклоны ведут себя и как независимые частицы (о чем свидетельствует успех модели независимых частиц). Эти особенности в поведении нуклонов внутри ядра, и в том числе существование в их импульсных распределениях больших импульсов, удается понять на основе более сложной модели ядра-модели независимых пар, развиваемой в работах Бракнера и др. (см., например, $^{1/8-8/}$). Эта модель основывается на точном учете попарного взаимодействия внутриядерных нуклонов друг с другом. (Предполагается, что характер взаимодействия каждой пары нуклонов такой же, как и в свободном пространстве). Влияние остальных частиц на каждую пару взаимодействующих нуклонов сводится к действию принципа Паули, запрещающего переходы частиц пары в занятые другими нуклонами состояния, и к созданию общего эффективного потенциала. Модель независимых частиц оказывается предельным случаем этой модели.

IV.

О сильном взаимодействии внутриядерных нуклонов друг с другом свидетельствует также существование процесса прямого выбивания из ядер дейтронов, впервые обнаруженного нами при измерении высокоимпульсных участков спектров заряженных частиц, испущенных под углом $7,6^\circ$ при бомбардировке ядер D , Li , Ze , C и O протонами с энергией 675 Мэв.

Эксперименты проводились на том же магнитном спектрометре. Идентификация дейтронов производилась по их пробегу в фильтре. На рис. 3 в качестве примера приведены результаты измерений для Li .

В случае дейтерия источником быстрых дейтронов является упругое pd -рассеяние. Анализ всех возможных процессов, которые могли бы привести к образованию дейтронов, показал, что в случае ядер единственным источником обнаруженной группы дейтронов является прямое выбивание из ядер дейтронов, образующихся

в момент соударения с налетающим протоном в результате сильного взаимодействия друг с другом ядерных протона и нейтрона. Очевидно, что такой процесс становится возможным лишь в том случае, когда протон и нейтрон внутри ядра (а в случае упругого pd -рассеяния - в дейтроне) в момент соударения с налетающим протоном находятся на близком расстоянии друг от друга (согласно Блохинцеву^{10/} - на расстоянии порядка радиуса сильного взаимодействия нуклонов $(2 \div 3) \frac{h}{Mc} = (0,4 \div 0,8) \cdot 10^{-13}$ см) и вследствие сильного взаимодействия, возникающего при этом между ними, могут как одно целое воспринять импульс налетающего протона. Сравнение сечений процесса прямого выбивания дейтронов из ядер с сечением упругого pd -рассеяния (таблица II) позволило определить вероятности нахождения протона и нейтрона внутри ядер на таких расстояниях друг от друга. (Для случая дейтрона эту вероятность можно найти, задавшись его волновой функцией). Найденные таким путем вероятности почти на порядок превышают значения, предсказываемые моделью Ферми-газа, согласно которой вероятность нахождения двух разноименных нуклонов или двух одинаковых нуклонов с разными направлениями спина на любом расстоянии один от другого равна

$$w_{\text{незв.}} = \frac{1}{V} \quad (4)$$

(V - объем ядра).

В то же время они оказываются близкими к значениям вероятностей, полученным из анализа данных по поглощению в ядрах медленных Π - и K^- -мезонов.

Т а б л и ц а II

Элемент	D	Li	Be	C	O
$\frac{d\sigma_{\text{кв.д}}}{d\omega}, 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$	$0,55 \pm 0,12^{\text{x}}$	$2,9 \pm 0,8$	$2,2 \pm 0,5$	$3,7 \pm 0,8$	$4,6 \pm 1,0$
$\frac{d\sigma_{\text{кв.д}}}{d\omega} / \frac{d\sigma_{\text{уп}}}{d\omega}$		$5,3 \pm 1,5$	$4,0 \pm 1,1$	$8,7 \pm 1,9$	$8,4 \pm 2,4$

у.

Для проведения последовательного анализа всех этих процессов надо с самого начала учесть взаимодействие между нуклонами, возникающее при их сближении на малые расстояния, т.е. в качестве общей волновой функции двух нуклонов в ядре брать не просто произведение двух одночастичных функций, а более реальную функцию. Эта волновая функция выбирается с учетом основного следствия теории Бракнера - того факта, что на малых расстояниях между нуклонами двуядерная функция в ядерном веществе близка к волновой функции двух взаимодействующих

^{x)} Сечение упругого pd -рассеяния.

щих нуклонов, находящихся в свободном от других нуклонов пространстве. Эта последняя строится, подобно тому, как это делается в работе^{10/}. Для протона и нейтрона с параллельными спинами, образующими дейтрон-подобное 3S_1 -состояние, окончательный вид их функции относительного движения получается следующим:

$$\psi(r) = \frac{e^{i\delta_0}}{\sqrt{V}} \frac{e^{-ar_c}}{r\sqrt{a^2+k^2}} [e^{-a(r-r_c)} - c^{-\beta(r-r_c)}], \quad (5)$$

где k - относительный импульс, a - обратная длина рассеяния в триплетном состоянии ($a = 0,232 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$), β - параметр, характеризующий поведение волновой функции вблизи отталкивающей сердцевины, радиус которой $r_c = 0,4 \cdot 10^{-13}$ см, δ_0 - сдвиг фазы S -состояния.

Вероятность нахождения протона и нейтрона внутри ядра на расстояниях, меньших a ($a = (2 \div 3) \cdot \frac{h}{Mc}$)

$$w_{1,2}(a) = 4\pi \int_0^a |\psi(r)|^2 r^2 dr. \quad (6)$$

Точно так же и в случае свободного дейтрона

$$w_d(a) = 4\pi \int_0^a |\psi_d(r)|^2 r^2 dr, \quad (6')$$

где^{10/}

$$\psi_d(r) = N \frac{e^{-a(r-r_c)} - e^{-\gamma(r-r_c)}}{r}, \quad (5')$$

a - то же самое, что и в (5), $\gamma = 3,036 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$, N - нормирующая постоянная.

Отношение сечений прямого выбивания дейтронов и упругого pd -рассеяния будет равно

$$\frac{\sigma_{\text{кв.д}}}{\sigma_{\text{уп}}} = \frac{1}{4} Z(A-Z) \frac{w_{1,2}(a)}{w_d(a)} F, \quad (7)$$

где множитель $\frac{1}{4} Z(A-Z)$ представляет собой возможное число пар протонов и нейтронов с параллельными спинами в ядре A , F - коэффициент, учитывающий уменьшение выхода выбиваемых дейтронов за счет их взаимодействия с нуклонами ядра и за счет ослабления в ядре пучка первичных протонов. После подстановки всех численных значений и усреднения по возможным значениям импульса относительного движения (k), это отношение для всех элементов оказывается близким к измеренному на опыте (таблица II) при значении параметра $\beta = 3,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$. При таком значении параметра β наблюдается также согласие с экспериментальными данными по погло-

шению Π -мезонов в ядрах и по относительной вероятности их поглощения парами разноименных и одноименных нуклонов. Кроме того, подстановка двуядерной волновой функции (5) со значением β , близким к этому, в выражение для импульсного распределения внутриядерных нуклонов, выведенное в работе /6/, позволяет получить импульсное распределение, довольно близкое к гауссовскому со значением $\frac{p_0^2}{2M} = 20$ Мэв, полученному нами при изучении квазиупругого рассеяния протонов в ядрах Ве и С.

Краткие результаты и выводы

1. Под несколькими углами наблюдения измерены энергетические спектры вторичных заряженных частиц, испускаемых при столкновении протонов с энергией 660-875 Мэв с ядрами ряда элементов. Полученные спектры дают представление об относительной роли различных процессов, происходящих при взаимодействии протонов с исследуемыми ядрами.

2. Энергетические спектры протонов квазиупругого протон-нуклонного рассеяния в ядрах Ве и С, измеренные под углом 30° , согласуются с гауссовским распределением внутриядерных нуклонов по импульсам со значением $1/e$ при энергии ≈ 20 Мэв.

3. Под углом $7,6^\circ$ обнаружено прямое выбивание дейтронов из ядер Li, Ве, С и О. Определена вероятность нахождения протона и нейтрона внутри этих ядер на расстояниях $\sim (0,4 \div 0,6) \cdot 10^{-13}$ см.

4. Полученные результаты не согласуются с предсказаниями модели независимых частиц, как относительно вида импульсного распределения нуклонов в ядрах (формулы 1, 1', 3), так и в отношении значения вероятности нахождения протона и нейтрона внутри ядер на малых расстояниях друг от друга (формула 4).

5. Эти же результаты находят свое объяснение в рамках модели независимых пар, основанной на точном учете попарного взаимодействия внутриядерных нуклонов между собой. Импульсное распределение внутриядерных нуклонов, вычисленное с учетом такого взаимодействия, имеет вид, близкий к полученному из экспериментальных данных. Анализ процесса прямого выбивания дейтронов из ядер, проведенный с привлечением основных следствий теории Бракнера, позволяет получить удовлетворительное количественное согласие с экспериментальными данными.

Л и т е р а т у р а

1. R.Serber, Phys. Rev, 72, 1114 (1947).
2. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, Р.М. Рындин, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 36, 1631 (1959).
L.S.Azhgiray, I.K.Vzorov, V.P.Zrelov, M.G.Mescheryakov, B.S.Neganov, R.M.Ryndin, A.F.Shabudin, Nucl. Phys, 13, 258 (1959)
3. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).
4. H.A.Bethe, R.F.Bacher, Rev. Mod. Phys, 8, 82 (1936).
5. G.F.Chew, Phys. Rev, 80, 196 (1950).
6. K.A.Brueckner, R.J.Eden, N.C.Francis, Phys. Rev, 98, 1445 (1955).
7. H.A.Bethe, Phys. Rev, 103, 1353 (1956).
8. S.A.Moszkowski, B.L.Scott, Ann. of Phys, 11, 85 (1960)
9. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295 (1957).
10. T.Tagami, Prog. Theor. Phys, 21, 533 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 мая 1962 года.

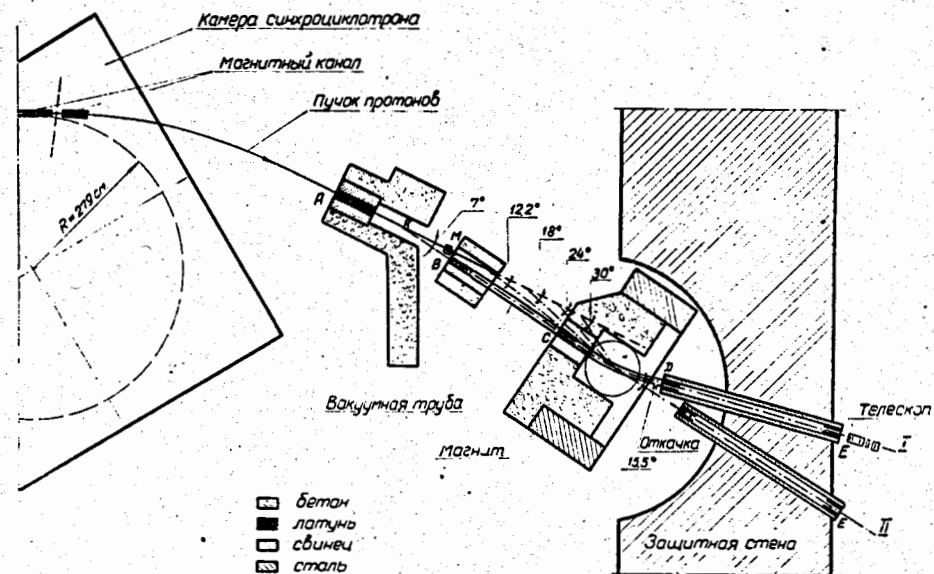


Рис. 1. Схема спектрометра.

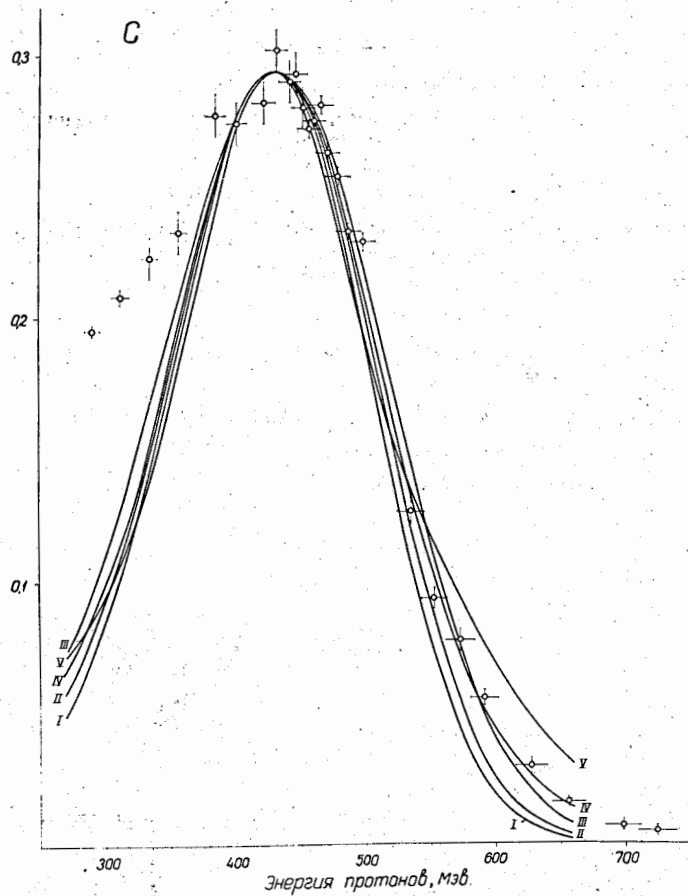


Рис. 2. Энергетический спектр квазиупруго рассеянных протонов: теоретические кривые и экспериментальные данные для ^1_0C при энергии падающих протонов 860 Мэв. Угол наблюдения 30° .

I, II, III - гауссовское распределение со значением $1/e$ соответственно при 16, 18 и 22 Мэв; IV, V - сумма

двух гауссовских распределений вида $\frac{e^{-\frac{p^2}{2M}}}{e^{-\frac{p_1^2}{2M}} + ae^{-\frac{p_2^2}{2M}}}$

$$\frac{p_1^2}{2M} = 16, \quad \frac{p_2^2}{2M} = 50 \text{ Мэв и } a = 0,09 \text{ (IV)}$$

$$\frac{p_1^2}{2M} = 7, \quad \frac{p_2^2}{2M} = 50 \text{ Мэв и } a = 0,15 \text{ (V)}$$

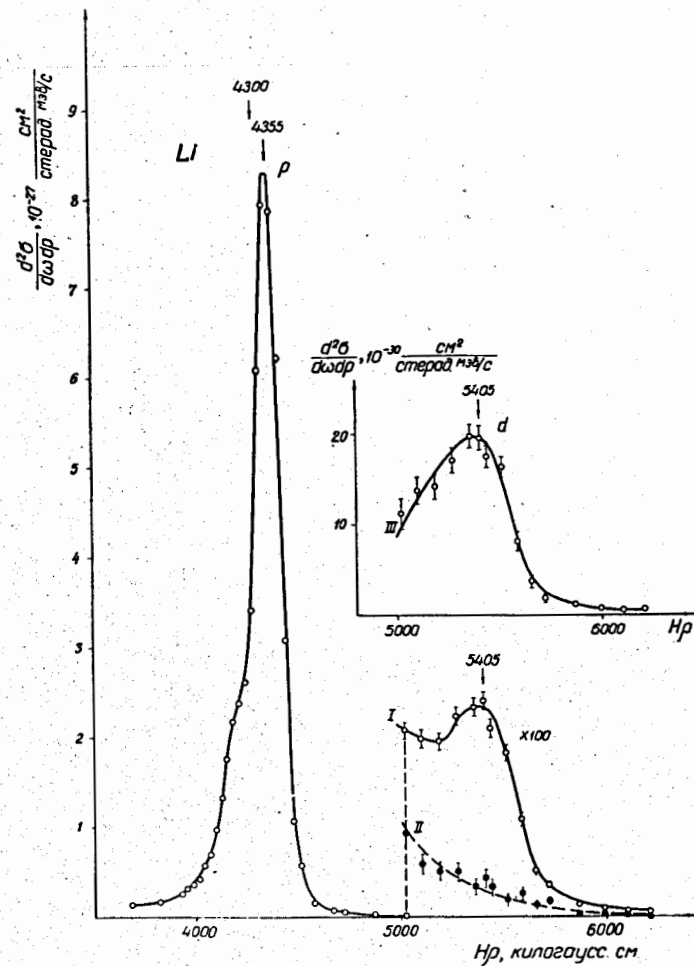


Рис. 3. Импульсный спектр вторичных заряженных частиц от $p + \text{Li}$ -соударений под углом $7,6^\circ$. I - суммарный спектр вторичных заряженных частиц; II - спектр протонов; III - спектр частиц, остановившихся в фильтре.