

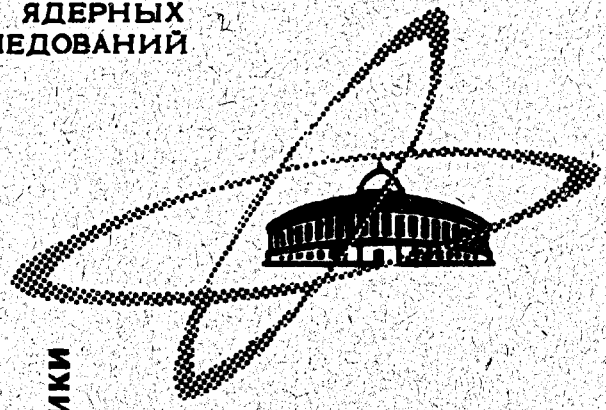
23/15-707

Г-834

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-4872



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ  
И АВТОМАТИЗАЦИИ

Е.Л. Григорьев, О.В. Ложкин,  
З. Марич, В.К. Сусленко, В.И. Кочкин

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕР ОТДАЧИ  ${}^8\text{Li}$   
В РЕАКЦИИ  ${}^9\text{Be}(\text{p}, 2\text{p}){}^8\text{Li}$   
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ПРОТОНОВ 180 И 660 МЭВ

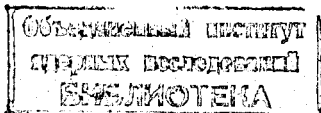
1969

P1-4872

8215/2 14<sup>ф</sup>  
Е.Л. Григорьев, О.В. Ложкин\*,  
З. Марич\*\*, В.К. Сусленко\*, В.И. Кочкин

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕР ОТДАЧИ  ${}^8\text{Li}$   
В РЕАКЦИИ  ${}^9\text{Be} (p, 2p) {}^8\text{Li}$   
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ПРОТОНОВ 180 И 660 МЭВ

Направлено в ЯФ



\* Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, Ленинград.

\*\* Институт ядерных наук им. Бориса Кидрича, Винча, Белград,  
Югославия.

## Summary

The results of the experimental analysis of the  ${}^9\text{Be}(p, 2p){}^8\text{Li}$  reaction are presented. The  ${}^8\text{Li}$  recoil nuclei have been detected by means of photoemulsions and the data on their energy distributions at the angles  $\theta_2^L = 50^\circ, 90^\circ$  and  $120^\circ$  (for incident protons of the kinetic energy  $T = 660$  MeV),  $\theta_2^L = 50^\circ$  and  $90^\circ$  ( $T = 180$  MeV) (see the histograms in Figs. 2-6) and their angular distributions (see Fig. 7) are reported.

The theoretical analysis based on the pole Feynman diagram of Fig. 8 has been carried out by using formula (2) according to impulse approximation usually accepted at high incident energies and the effects of distortions and indistinguishability (the Pauli principle) are neglected. The relativistic effect of changing the incident energy  $T$  results in producing the effective energy  $T_{\text{eff}}$  in collision of incident nucleon with a moving nucleon inside the initial nucleus, the influence of the potential well  $V$ , the Coulomb barrier  $V_c$ , etc., being neglected in comparison with  $T$ .

The qualitative agreement of the theoretical analysis with the given experimental data has been obtained by using in calculations the harmonic oscillator wave functions (13) for the  $1p$ -shell nucleon by taking the values of effective energies  $T_{\text{NO}}$  in its energy distribution inside the  ${}^9\text{Be}$  nucleus in the (15 + 20 MeV) energy region. The analogous calculations have also been carried out by using M. Jean's functions<sup>[22]</sup> and one of such results is shown in Fig. 2.

It is necessary to mention that this comparison has been made only in the region of "high momenta" of the  ${}^8\text{Li}$  recoil nuclei ( $K_2^L > 200$  MeV/c) and the experimental data in the whole transferred momenta region are needed.

The quantitative explanation of the presence of "high momenta" in nucleon momentum distribution inside the nucleus does not exist yet and more rigorous ideas on correlations inside the nucleus are required for carrying out some more correct calculations than those made in the given work.

## 1. В в е д е н и е

Реакции типа  $(N, 2N)$ ,  $(\pi, \pi N)$ ,  $(e, eN)$  являются объектом интенсивных исследований главным образом потому, что существует надежда с их помощью установить детали ядерной структуры, такие, как импульсные распределения нуклонов в различных оболочках, спектры энергий возбуждения и т.д. В этой связи привлекает внимание и другой аспект проблемы - вопрос о механизме этих реакций, от степени разрешенности которого значительно зависит интерпретация, касающаяся ядерных свойств.

При исследовании реакций типа  $(p, 2p)$  на легких ядрах, часто называемых реакциями "квазиупругого выбивания", было уделено главное внимание регистрации в конечном состоянии двух протонов в компланарной и близкой к симметричной геометрии, соответствующей малым энергиям (переданным импульсам) ядра отдачи. Такого рода исследованиям посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ (см. обзоры /1-3/ и работы /4-7/). Их результаты свидетельствуют о принципиальной возможности получения сведений о структуре легких ядер, когда энергии налетающих протонов достаточно велики (порядка нескольких сотен Мэв). Однако интерпретация экспериментальных

данных встречается некоторые трудности, которые связаны с недостаточно убедительным описанием механизма реакции и отсутствием строгой модели ядра, в результате чего обычно ограничиваются приближенным описанием. В частности, имеющиеся экспериментальные данные по реакциям  $(x, xN)$  на легких ядрах рассматриваются, как правило, в предположении о квазисвободном рассеянии налетающей частицы на внутриядерном нуклоне, который описывается в рамках одночастичной модели. В ряде работ (см., например, /4-6/) для извлечения более реалистической информации о структуре ядра проводился в квазиклассическом приближении учет искажений, возникающих вследствие перерассеяний в усредненном потенциале ядра воли налетающей и вылетающей частиц. В то же время и экспериментальные данные часто не обладают еще необходимой точностью и полнотой для того, чтобы был возможен уверенный выбор того или другого варианта теоретического описания. В этом плане важным звеном по-прежнему остается вопрос о выяснении характера механизма таких реакций.

В работах И.С. Шапиро /8,9/ изложена программа идентификации механизма прямых ядерных реакций типа  $(x, xN)$ , где наряду с измерениями быстрых частиц указывается на важность детального исследования зависимости дифференциальных поперечных сечений от импульса (энергии) остаточного ядра и от угла его вылета в лабораторной системе отсчета. Необходимо также отметить, что в исследовании реакций с тремя частицами в конечном канале непосредственные измерения кинематических характеристик остаточных ядер предоставляют определенные преимущества как с точки зрения простоты эксперимента (отсутствует необходимость измерения быстрых частиц в схеме совпадений), так и с точки зрения простоты расчета (например, отсутствие опосредствованного вычисления переданного импульса остаточному ядру). Такого рода эксперимент естественно предоставляет воз-

возможность получения сведений при любых возможных передаваемых импульсах ядру отдачи, а также облегчает получение информации при изучении реакций с участием нейтральных частиц и в исследованиях при энергиях выше порога образования пионов. Кроме того, как хорошо известно, форма дифференциальных поперечных сечений для остаточных ядер достаточно чувствительна к выбору радиальной волновой функции (импульсного распределения) внутриядерного нуклона. К настоящему моменту выполнено только несколько работ, в которых специально исследовались остаточные ядра.

В работах Бениоффа /10/ и Панонтина и др. /11/ изучались лишь угловые распределения остаточных ядер в реакции  $^{12}\text{C}(p, p\text{p})^{11}\text{C}$  при  $T = 450$  Мэв и проведено сравнение с результатами теоретического расчета в квазиупругом приближении с учетом искаженных волн.

Энергетические распределения остаточных ядер при различных углах были впервые измерены с помощью фотоэмульсий в работах О.В.Ложкина и др. /12,13/, в которых установлен поразительный факт наличия остаточных ядер в реакциях  $^9\text{Be}(p, 2p)^8\text{Li}$  и  $^7\text{Li}(p, p\text{p})^6\text{Li}$  при  $T = 660$  Мэв с импульсами вплоть до 1000 Мэв/с.

Измерения энергетических распределений остаточных ядер были также предприняты Юаза и Урани /14/ на пропановой пузырьковой камере. Ими измерены суммарные энергетические распределения остаточных ядер  $^{11}\text{B}$  в реакции  $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$  отдельно для углов передней и задней полусфер в трех интервалах начальных энергий в области  $T$  от 50 до 110 Мэв. Несмотря на то, что авторы не сумели учесть некоторых поправок на геометрию эксперимента и вследствие чего провести сравнение с теоретическим описанием работы /15/ не оказалось возможным, очень важным фактом, подтверждающим результаты работ /12,13/, является наличие значительного числа остаточных ядер с импульсами от 1,5 до  $3 F^{-1}$  ( $\approx 300 + 600 \frac{\text{Мэв}}{c}$ ).

Следует особо отметить, что регистрация таких больших переданных импульсов в экспериментах по измерению, например, в реакции  $(p, 2p)$  совпадений двух протонов в компланарной и симметричной геометрии, практически исключена из-за значительного числа фоновых совпадений. Это означает, что в настоящее время исследование остаточных ядер является практически единственным способом получения информации о высокоимпульсной компоненте в импульсном распределении внутриядерного нуклона, поскольку в импульсном приближении абсолютные величины импульсов ядра отдачи и внутриядерного нуклона равны.

В данной работе излагаются результаты экспериментального исследования энергетических и угловых распределений остаточных ядер  ${}^8\text{Li}$  в реакции  ${}^9\text{Be}(p, 2p){}^8\text{Li}$  при энергиях протонов  $T=180$  и  $660$  Мэв. Использование именно реакции  ${}^9\text{Be}(p, 2p){}^8\text{Li}$  обусловлено тем, что ядро  ${}^8\text{Li}$  имеет только одно возбужденное состояние ( $0,98$  Мэв), устойчивое к распаду на частицы, что позволяет изучать данную реакцию типа  $(p, 2p)$  в случае, когда остаточное ядро образуется с разницей в энергиях возбуждения менее  $1$  Мэв <sup>/16/</sup>. Экспериментальные данные сравниваются с результатами теоретического анализа, выполненного в импульсном приближении с учетом релятивистской кинематики столкновения двух движущихся нуклонов.

## 2. Метод измерений и результаты эксперимента

Для исследования энергетических распределений при различных углах наблюдения и угловых распределений остаточных ядер  ${}^8\text{Li}$  в реакции  ${}^9\text{Be}(p, 2p){}^8\text{Li}$  при энергиях протонов  $T=180$  и  $660$  Мэв использовалась вакуумная камера, в центре которой располагалась тонкая бериллиевая мишень. На равных расстояниях от мишени по периферии камеры устанавливались ядерные фотопластинки под углами от  $20^\circ$

до  $120^\circ$  относительно направления пучка протонов, диаметр которого в районе мишени составлял 10 мм. Угловое разрешение для частиц, регистрируемых каждой пластинкой, равнялось  $+3^\circ$ . В облучениях использовались мелкозернистые эмульсии типа П-9-0, нечувствительные к быстрым частицам и позволяющие облучить мишень большим потоком протонов ( $\approx 10^{13}$  частиц/см<sup>2</sup>).

В облученных фотопластинках при просмотре измерялась длина следов, имеющих Т-образный вид. Подобные следы могут быть образованы фрагментами  $^8\text{He}$ ,  $^8\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$  и  $^8\text{B}$ . В принципе любой из них может образоваться при взаимодействии протонов высокой энергии с ядрами  $^9\text{Be}$  (реакции  $^9\text{Be}(p, 2p\pi^+)^8\text{He}$ ,  $^9\text{Be}(p, p\pi^+)^9\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}(p, 2n)^8\text{B}$ ). Фрагменты  $^9\text{Li}$  должны оставлять в эмульсии следы, в которых  $\alpha$ -частицы распада имеют разный пробег и их угол разлета меньше  $180^\circ$ .

Т-образные следы от  $^8\text{He}$  и  $^8\text{B}$  должны иметь значительно меньшую ( $^8\text{He}$ ) или большую ( $^8\text{B}$ ) плотность зерен, чем следы  $^8\text{Li}$ . В результате специального просмотра в опыте при  $T = 660$  Мэв среди  $10^3$  Т-образных следов не было обнаружено ни одного следа  $^9\text{Li}$  или  $^8\text{He}$  и найдено только три следа, которые можно было бы отнести к следам  $^8\text{B}$ . Таким образом, при построении энергетических спектров все Т-образные следы можно было приписать фрагментам  $^8\text{Li}$ . Такой анализ природы Т-образных следов показал, что вероятность других реакций, отличающихся от  $(p, 2p)$ , на ядрах  $^9\text{Be}$  чрезвычайно мала.

При очень малых пробегах  $^8\text{Li}$  сравнительно часто одна из  $\alpha$ -частиц от распада  $^8\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$  покидала слой эмульсии. Для того, чтобы не вводить поправок на потерю  $^8\text{Li}$  с малыми пробегами, регистрировались все случаи, включая и те, когда присутствовала только одна  $\alpha$ -частица. Чтобы убедиться в том, что такие следы не являются результатом случайного наложения следов или процесса рассеяния,



а относятся к распаду  ${}^8\text{Be}^*$ , было построено распределение по удвоенному пробегу этих предполагаемых  $\alpha$ -частиц. Из рис. 1 видно, что оно хорошо совпадает с расчетным распределением для  $\alpha$ -частиц при распаде  ${}^8\text{Be}^*$ .

При получении гистограмм энергетических распределений использовалась зависимость пробег-энергия из работы /17/ для ионов  ${}^8\text{Li}$  в ядерной эмульсии.

На рис. 2-6 приведены полученные в эксперименте гистограммы энергетических распределений ядер  ${}^8\text{Li}$ , образовавшихся в реакции  ${}^9\text{Be}(p, 2p){}^8\text{Li}$  и имеющих кинетические энергии  $T_2^L > 2$  Мэв, для углов  $\theta_2^L = 50^\circ, 90^\circ$  и  $120^\circ$  при энергиях налетающих протонов  $T = 180$  и  $660$  Мэв. Благодаря почти экспоненциальной форме наблюдаемых распределений, построенные энергетические спектры соответствуют спектрам, приведенным к нулевой толщине мишени согласно пересчету, описанному в работе /18/. Экспериментальные угловые распределения  ${}^8\text{Li}$  для этой же реакции, полученные при энергиях протонов  $T = 180$  и  $660$  Мэв, соответствуют проинтегрированным по энергиям спектрам ядер  ${}^8\text{Li}$  с кинетическими энергиями  $T_2^L > 2$  Мэв. Эти результаты представлены на рис. 7.

### 3. Расчет и сравнение с экспериментом

Теоретический анализ распределений остаточных ядер в реакции  ${}^9\text{Be}(p, 2p){}^8\text{Li}$  выполнен на основе упрощающих предположений, обычно принимаемых для энергии налетающих частиц порядка нескольких сотен Мэв. Предполагается, что во всем возможном интервале передаваемых импульсов остаточным ядрам основной вклад в поперечное сечение дает полюсная фейнмановская диаграмма рис. 8. Утверждение о доминирующей роли полюсной диаграммы не имеет, конечно, пол-

ного теоретического оправдания, и его допустимость должна опираться на согласие результатов расчета с опытом.

Далее полагается, что в рассматриваемой области энергий хорошо выполняется импульсное приближение /19/, позволяющее пренебречь эффектами ухода с массовой поверхности для вершинной функции  $\Gamma(\omega, \Delta^2)$  и использовать ее величину в физической области  $\Gamma(\omega) = \Gamma(\omega, \Delta^2 = -m^2)$ .

Эффекты искажения волн налетающей и вылетающих частиц в данном расчете не рассматриваются, поскольку для ядер отдачи при энергиях столкновения  $T > 150$  Мэв они становятся малыми /15/ и ими в первом приближении можно пренебречь.

При энергиях несколько сотен Мэв пробеги нуклонов в легких ядрах имеют величины порядка размеров ядра и оно становится прозрачным для налетающих нуклонов, длина волны де Бройля которых при этих энергиях порядка размеров нуклона. Это обстоятельство позволяет считать, что реакция практически равновероятно протекает с отдельными нуклонами, расположенными в любой части объема ядра, и что одночастичная модель ядра является хорошим приближением.

В данной работе приняты вышеуказанные приближения и учитывается релятивистский эффект изменения энергии столкновения налетающего нуклона с движущимся нуклоном внутри ядра. Как будет показано ниже, без последовательного учета этого обстоятельства вообще нельзя воспользоваться обычными выражениями для дифференциальных поперечных сечений частицы  $q_2$  (в нашем случае - ядро отдачи), полученными в импульсном приближении.

К этому следует добавить, что эффектами неразличимости нуклонов, соответствующих антисимметризации полной волновой функции системы нуклонов (принцип Паули), можно пренебречь, поскольку их вклад для легких ядер не превышает 2-3% /20/.

Детали подобного теоретического анализа будут изложены в другом месте. Здесь мы ограничиваемся кратким описанием основных результатов и сравнением с экспериментальными данными, полученными в данной работе.

Для точки энергетического спектра остаточных ядер (частица  $q_2$  на рис. 8), вылетающих с кинетической энергией  $T_2^L$  под углом  $\theta_2^L$  в лаб. системе ( $L$ -система,  $\vec{p}_2^L = 0$ ) в результате реакции

$$p_1 + p_2 \rightarrow q + q_1 + q_2 \quad (m + M_1 \rightarrow m + m + M_2) \quad (1)$$

в полюсном приближении получаем (см., например, /21/)

$$\frac{d^2 \sigma}{d T_2^L d \Omega_2^L} = \text{const} \frac{q_2^L}{F} k^Q \cdot \omega \cdot \sigma_{NN}^{\text{tot}}(\omega) \frac{\Gamma^2(\Delta^2)}{(\Delta^2 + m^2)^2}, \quad (2)$$

где

$$F = \sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m^2 M_1^2} = M_1 p_1^L \quad (3)$$

релятивистски-инвариантный поток частиц  $p_1$  и  $p_2$  в начальном канале реакции;

$$\Delta^2 = -(q_2 - p_2)^2 = 2 M_1 T_2^L - (M_1 - M_2)^2 \quad (4)$$

квадрат 4-мерного импульса, переданного промежуточной частице (в  $L$ -системе выражается через кинетическую энергию  $T_2^L$  частицы  $q_2$  и  $M_1, M_2$  - массы начального и конечного ядер, соответственно);

$$\omega^2 = (q + q_1)^2 = (m + M_1 - M_2)^2 + 2T(M_1 - M_2) - 2 T_2^L (T + m + M_1) + 2 p_1^L q_2^L \cos \theta_2^L \quad (5)$$

квадрат полной энергии частиц  $q$  и  $q_1$ , выражающейся в  $L$ -системе через кинетическую энергию  $T_2^L$ , угол вылета  $\theta_2^L$  частицы  $q_2$ , кинетическую энергию налетающей частицы  $T$  и массы частиц, участвующих в реакции;

$$q^Q = k^Q = \frac{1}{2} \sqrt{\omega^2 - 4m^2}, \quad p_1^L = \sqrt{T(T+2m)}, \quad q_2^L = \sqrt{T_2^L(T_2^L + 2M_2)} -$$

величины импульсов частицы  $q$  или  $q_1$  в их с.п.м., частиц  $p_1$  и  $q_2$  в  $L$ -системе, соответственно;  $\sigma_{NN}^{\text{tot}}(\omega) = \frac{(2\pi)^{-2} q^Q}{\omega^2 k^Q} \int_{\Omega} \Gamma^2(\omega) d\Omega^Q$  - полное поперечное сечение физического  $NN$ -взаимодействия,  $\frac{1}{\Delta^2 + m^2}$  - пропагаторная функция (бесспиновой) частицы массы  $m$ ,  ${}_2\Gamma(\Delta^2)$ -форм-фактор нижней вершины, описывающий виртуальный распад  $p_1 \rightarrow q_2 + \Delta$  ( $M_1 \rightarrow M_2 + m$ ). Во всех формулах символы частиц  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $q$ ,  $q_1$ ,  $q_2$  и  $\Delta$  обозначают соответствующие им 4-импульсы.

В импульсном приближении для импульсов внутриядерного нуклона  $\vec{K}_N^L$  и ядра отдачи  $\vec{K}_2^L$  в  $L$ -системе имеет место связь

$$\vec{p}_2^L = \vec{K}_N^L + \vec{K}_2^L = 0, \quad \cos \theta_N^L = -\cos \theta_2^L, \quad |\vec{K}_N^L| = |\vec{K}_2^L|, \quad (6)$$

поскольку начальное ядро в  $L$ -системе покоится и его импульс  $\vec{p}_2^L = 0$ .

Вследствие того, что налетающий нуклон с импульсом  $\vec{p}_1^L$  ( $p_1^L = \sqrt{T(T+2m)}$ ) соударяется с движущимся (внутри ядра) нуклоном с импульсом  $\vec{K}_N^L$  ( $K_N^L = \sqrt{T_N^L(T_N^L + 2m)}$ ), эффективная кинетическая энергия столкновения определяется следующим образом:

$$T \rightarrow T_{\text{эф}}(T, T_N^L, \theta_N^L) \quad (7)$$

$$T_{\text{эф}} = T + T_N^L + \frac{T \cdot T_N^L}{m} - \frac{1}{m} \sqrt{T(T+2m)} \sqrt{T_N^L(T_N^L + 2m)} \cos \theta_N^L.$$

При больших величинах начальной энергии  $T$  величиной потенциальной ямы  $V$  можно пренебречь ( $V \ll T$ ) и учет эффективной энергии столкновения выполняется путем замены  $T \rightarrow T_{\text{эф}}$  ( $T, T_N^L, \theta_N^L$ ) во всех факторах в выражении (2), содержащих величину  $T$ , а учет соотношений (6) приводит к следующему виду формфактора:

$${}_2\Gamma_\ell^2(\Delta^2) = {}_2\Gamma_\ell^2(K_N^L) \delta^3(\cos \theta_N^L + \cos \theta_2^L) \delta^0(T_2^L - \sqrt{K_N^L{}^2 + M_2^2 - M_2}), \quad (8)$$

где  ${}_2\Gamma_\ell(K_N^L)$  представляет собой формфактор нижней вершины, зависящий лишь от величины переданного импульса  $K_2^L = K_N^L$ .

$$\Delta^2 = 2M_1 T_2^L - (M_1 - M_2)^2 = 2M_1(\sqrt{K_N^L{}^2 + M_2^2} - M_2) - (M_1 - M_2)^2.$$

Наличие  $\delta$ -функций в выражении (8) приводит к тому, что в кинематически разрешенном спектре энергий  $T_2^L$  частицы  $\varphi_2$  осуществляется только та величина  $T_2^L$ , которая соответствует величине импульса внутриядерного нуклона  $K_N^L = \sqrt{T_N^L(T_N^L + 2m)}$ , участвующего в данном столкновении, причем угол вылета ядра отдачи  $\theta_2^L = \pi - \theta_N^L$ .

Для описания движения нуклона внутри ядра в расчете в качестве одночастичной волновой функции модели оболочек использовалась функция гармонического осциллятора (Н.О.)

$$\Phi_\ell^\nu(\vec{r}_j) = N_\ell^\nu(\nu) \cdot R_\ell^\nu(r_j) \cdot Y_{\ell m}(\Omega_j), \quad (9)$$

где  $Y_{\ell m}(\Omega_j)$  - сферические функции (функции Лежандра), описывающие угловую часть волновой функции частицы  $j$  в состоянии с орбитальным моментом  $\ell$  и его проекцией  $m$ ,

$$N_\ell^2(\nu) = 2^{\ell+2} \nu^{\ell+3/2} / \pi^{1/2} (2\ell+1)!!$$

нормировочный множитель для волновой функции состояния с орбитальным моментом  $l$  и радиальная часть

$$R_l^\nu(r_j) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{1}{2}\nu r_j^2\right) & \text{для } S\text{-состояния } (l=0), \\ r_j \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\nu r_j^2\right) & \text{для } P\text{-состояния } (l=1). \end{cases} \quad (10)$$

Импульсное распределение внутриядерного нуклона определяется квадратом фурье-компоненты от радиальной функции (10).

В частности, для нуклонов  $1p$ -оболочки ( $l=1$ ) импульсное распределение имеет вид (см., например, /22/)

$$\rho_1(K_N^L) = {}_2\Gamma_1^2(K_N^L) = \left(\frac{K_N^L}{K_{NO}^L}\right)^2 \cdot \exp\left[-\left(\frac{K_N^L}{K_{NO}^L}\right)^2\right]. \quad (11)$$

В нерелятивистском приближении, учитывая, что

$$K_N^{L2} = K_2^{L2} \approx 2M_2 T_2^L = 2m T_N^L, \quad (12)$$

выражение (11) запишем в виде

$$\rho_1(T_2^L) = {}_2\Gamma_1^2(T_2^L) = \left(\frac{T_2^L}{\frac{m}{M_2} T_{NO}^L}\right) \cdot \exp\left(-\frac{T_2^L}{\frac{m}{M_2} T_{NO}^L}\right), \quad (13)$$

где  $T_{NO}$ -величина эффективной энергии нуклона, находящегося на  $1p$ -оболочке в легком ядре. В настоящее время не существует способа теоретического определения величин типа  $T_{NO}$ , вследствие чего они определяются из сравнения с экспериментом результатов расчета, в

частности выражений (2) с функциями (13). Значения полного поперечного сечения  $\sigma_{pp}^{tot}(\omega) = \sigma_{pp}^{tot}(T_{эф}^L)$ , где  $\omega$  и  $T_{эф}^L$  связаны соотношениями (5) и (7), брались из работы /23/ и вводились в расчет в виде простых аппроксимированных функций для различных участков  $T_{эф}^L$ .

Теперь легко убедиться, что все факторы в дифференциальном поперечном сечении (2) выражены через массы частиц, кинетическую энергию  $T$  налетающих частиц и кинематические характеристики ядра остатка - его кинетическую энергию  $T_2^L$  и угол вылета  $\theta_2^L$  в  $L$ -системе.

Угловые распределения вычислялись по полученным в результате численного расчета величинам  $d^2\sigma/dT_2^L d\Omega_2^L$  следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_2^L} = \int_0^{T_{2max}^L(\theta_2^L)} \left( \frac{d^2\sigma}{dT_2^L d\Omega_2^L} \right) dT_2^L \approx \sum_{\frac{1}{2}\Delta T_{21}^L}^{T_{2max}^L(\theta_2^L)} \left( \frac{d^2\sigma}{dT_{21}^L d\Omega_2^L} \right) \cdot \Delta T_{21}^L. \quad (14)$$

Если экспериментальные угловые распределения измерялись только для энергий  $T_2^L > T_{2min}^L > 0$ , то в качестве нижнего предела следует брать  $T_2^L = T_{2min}^L$ .

На рис. 2-6 в сравнении с экспериментальными гистограммами величин  $d^2\sigma/dT_2^L d\Omega_2^L$  при  $\theta_2^L = 50^\circ, 90^\circ$  и  $120^\circ$  для  $T = 660$  Мэв и при  $\theta_2^L = 50^\circ$  и  $90^\circ$  для  $T = 180$  Мэв приведены результаты расчета выражений (2) с импульсными распределениями Н.О. (13) при  $T_{NO} = 10, 15$  и  $20$  Мэв. Из сравнения можно сделать вывод, что при  $T = 660$  и  $180$  Мэв энергетические распределения достаточно хорошо описываются в рамках принятого расчета, если для эффективной энергии импульсного распределения нуклона  $1p$ -оболочки в ядре  ${}^9\text{Be}$  брать значения в области  $T_{NO} = (15+20)$  Мэв.

Для угловых распределений на рис. 7 следует отметить хорошее согласие при  $T = 660$  Мэв и совершенно различный ход эксперимен-

тальной и теоретической кривых при  $T = 180$  Мэв, в особенности в области углов задней полусферы.

Аналогичные расчеты выполнены с функцией М. Жана <sup>/22/</sup>. Установлено, что эта функция также хорошо описывает экспериментальные данные при величинах параметров  $V_1 = 17$  Мэв и  $n = 0,5$  (рис.2). Величина параметра  $V_1$  взята равной энергии связи нуклона на  $1r$  - оболочке в ядре  ${}^9\text{Be}$  <sup>/6/</sup>, а величина  $n$  - по аналогии с работой <sup>/22/</sup>. Однако следует отметить, что в мягкой области импульсов поведение такой функции Жана сильно отличается от поведения функции гармонического осциллятора с  $T_{NO} = (15+20)$  Мэв.

#### 4. Обсуждение результатов и заключение

До настоящего времени реакции квазиупругого выбивания одного нуклона, в частности реакции  $(p, 2p)$  на легких ядрах, исследовались в основном двумя различными экспериментальными методами. Один метод состоит в измерении на совпадения двух конечных нуклонов в компланарной и близкой к симметричной геометрии <sup>/1-6/</sup>. Выбранная геометрия эксперимента и возможности регистрирующих приборов не позволяют в этом случае измерять величины переданных импульсов выше 200-250 Мэв/с. В другом методе непосредственно регистрируются ядра отдачи либо радиохимическим методом <sup>/11/</sup>, либо с помощью фотопластинок <sup>/12,13/</sup> или камер <sup>/14/</sup>. В принципе этот метод исследования реакций типа  $(p, 2p)$  позволяет регистрировать ядра отдачи с любыми переданными импульсами. Однако радиохимический метод и метод измерения с помощью камер недостаточно точны, а в методе фотопластинок трудно регистрировать мягкую область переданных импульсов вплоть до  $\approx 200 \frac{\text{Мэв}}{\text{с}}$ . Метод фотопластинок эффективен начиная с области импульсов выше 200 Мэв/с, и с его помощью была впервые исследована высокоимпульсная компонента <sup>/12,13/</sup>.



В данной работе продолжен экспериментальный анализ высокоимпульсной компоненты, наблюдаемой у некоторой доли остаточных ядер  ${}^8\text{Li}$ , образовавшихся в результате реакции  ${}^9\text{Be}(p, 2p){}^8\text{Li}$  при энергиях протонов  $T = 180$  и  $660$  Мэв.

Полученные энергетические распределения при различных углах и полные угловые распределения проанализированы теоретически в предположении доминирующей роли полюсной фейнмановской диаграммы совместно с другими упрощающими предположениями, указанными в разделе 3. Качественное согласие результатов расчета с экспериментом ни в коей мере нельзя считать доказательством единственности полюсного механизма реакции, для установления чего потребовались бы проверки других необходимых критериев, в частности критерия Треймана-Янга<sup>/9/</sup>.

Однако полученное качественное согласие не следует считать случайным, и оно, по-видимому, в какой-то мере действительно отражает преобладающую роль полюсного механизма. Критерий допустимости импульсного приближения с увеличением энергии внутриядерного нуклона  $T_N^L$  не ухудшается значительно для углов передней полусферы, поскольку не величина  $T$ , а величина  $T_{\text{эф}}$  (см. (7)) определяет этот критерий. Но для углов задней полусферы величины  $T_{\text{эф}}$  могут становиться значительно меньше  $T$ , что может сделать незаконным применение в расчетах импульсного приближения. Именно такая ситуация имеет место в расчете части углового распределения для задних углов при  $T = 180$  Мэв, за счет чего следует частично отнести имеющееся расхождение (см. рис. 7).

В данной работе сравнение результатов расчета проведено лишь в области высокоимпульсной компоненты, и, следовательно, соответствие параметров импульсного распределения экспериментальным данным устанавливается без учета возможного хода мягкой части импульсного

распределения. Это обстоятельство не позволяет в случае функции Н.О. установить величину эффективной энергии  $T_{NO}$ , обоснованную для всего импульсного распределения.

Наши величины,  $T_{NO} = (15+20)$  Мэв, с которыми хорошо описываются полученные экспериментальные данные (за исключением углового распределения при  $T = 180$  Мэв), превышают величины  $T_{NO} = (5+7)$  Мэв, полученные из компланарно-симметричного эксперимента /22/.

Предложенное в работе /17/ двухкомпонентное импульсное распределение позволяет принять оба результата, отнеся их к различным областям импульсов. К сожалению, в пользу такого описания не приведено ясных физических аргументов.

Авторы данной работы полагают, как и авторы работ /4-7,10,25/, что существует принципиальная возможность извлекать сведения об импульсном распределении внутриядерного нуклона и что результаты данной работы подтверждают такую возможность.

Важным вопросом, требующим своего объяснения, является вопрос о природе высокоимпульсной компоненты. С точки зрения существующих моделей ядра невозможно объяснить ее наличие, если, в частности, не принять довольно большие величины параметров Н.О. для импульсного распределения, как это сделано в данной работе. По-видимому, необходимы новые представления, допускающие наличие больших импульсов движения нуклона внутри ядра. В качестве одной из возможных концепций укажем на выдвинутую в работе Д.И. Блохинцева /26/ идею о флюктуациях плотности ядерного вещества, позволяющую качественно объяснять большие импульсы случайными весьма тесными корреляциями между нуклонами.

Отметим, что одной из необходимых задач в области экспериментального исследования реакций типа  $(p, 2p)$  должны быть измерения абсолютных величин дифференциальных поперечных сечений во всем ин-

тервале импульсов и особенно в перекрывающихся областях регистрации в двух основных типах экспериментов, что позволит судить о возможности единого анализа во всей области передаваемых импульсов.

Авторы признательны профессорам В.П. Желепову, Л.И. Липидусу и Н.А. Перфилову за поддержку работы и интерес к ней, В.П. Румянцевой за просмотр фотопластинок. Один из авторов (В.К.С.) глубоко благодарен проф. Н.А. Черникову за обсуждение кинематического анализа, примененного в данной работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. J.R. Grover, A.A. Caretto. *Ann.Rev.Nucl.Sci.*, 14, 51 (1964).
2. G. Jacob, Th.A.J.Maris. *Rev.Mod.Phys.*, 38, 121 (1966).
3. T. Berggren, H. Tyrén. *Ann.Rev.Nucl.Sci.*, 16, 153 (1966).
4. T. Berggren, G.Jacob. *Nucl.Phys.*, 47, 481 (1963).
5. B. Gottschalk, K.H.Wang and K. Strauch. *Nucl.Phys.*, A90, 83 (1967).
6. H. Tyrén et al. *Nucl.Phys.*, 79, 321 (1966).
7. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мешеряков, Б.С. Негапов, Р.М. Рындин, А.Ф. Шабудин. *ЖЭТФ*, 36, 1163 (1959).
8. И.С. Шапиро. Теория прямых ядерных реакций. М., Госатомиздат, 1963; *Selected Topics in Nuclear Theory*, pp. 85-154, Vienna, 1963.
9. И.С. Шапиро. *УФН*, 92, 549 (1967).
10. P.A. Benioff and L.W. Person. *Phys.Rev.*, 140B, 844 (1965);  
P.A. Benioff. *Phys.Rev.*, 128, 740 (1962).
11. J.A. Panontin et al. *Phys.Rev.*, 145, 754 (1966).

12. В.И. Богатин, О.В. Ложкин, Ю.П. Яковлев. ЖЭТФ, 45, 2072(1963).
13. О.В. Ложкин, Ю.П. Яковлев. ЖЭТФ, 47, 7 (1964).
14. T. Yuasa and E. Hourany. Phys.Lett., 18, 146 (1965).
15. Chi Ngueyen-Trung and Y. Sakamoto. Prog.Theor.Phys., 35, 423 (1966).
16. T. Lauritsen and F. Ajzenberg-Selove. Nucl.Phys., 78, 1 (1966);  
W.L. Imhof et al., Phys.Rev., 114, 1037 (1959).
17. P.Demers. Ionographie. Montreal, 1958.
18. В.И. Остроумов, Ю.П. Яковлев. ЖЭТФ, 35, 1358 (1958).
19. R. Serber. Phys.Rev., 72, 1114 (1947);  
G.F. Chew. Phys.Rev., 80, 196 (1950);  
G.F. Chew and M.L. Goldberger. Phys.Rev., 87, 778 (1952);  
G.F. Chew and G.C. Wick. Phys.Rev., 85, 636 (1952).
20. Gyo Takeda and K.M. Watson. Phys.Rev., 97, 1336 (1955);  
Paul A. Benioff. Nucl.Phys., 31, 494 (1961).
21. S. Ferrari and F. Selleri. Suppl.Nuovo Cim., 24, 453 (1962).
22. M. Riou. Conf. on Direct Interactions on Nuclear Reactions  
Mechanisms. Padua, 1962, p. 18;  
M. Riou. Rev.Mod.Phys., 37, 375 (1965).
23. В.С. Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц,  
"Наука", Москва, 1966, глава 2.
24. J. Darras. Zeit. f. Natur., 18a, h.5, 569 (1963).
25. Н.А. Черников. НДВШ, сер. физ.-мат., №3, 151 (1959); Препринт  
ОИЯИ, Р-290, Дубна, 1959.
26. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 декабря 1969 года.

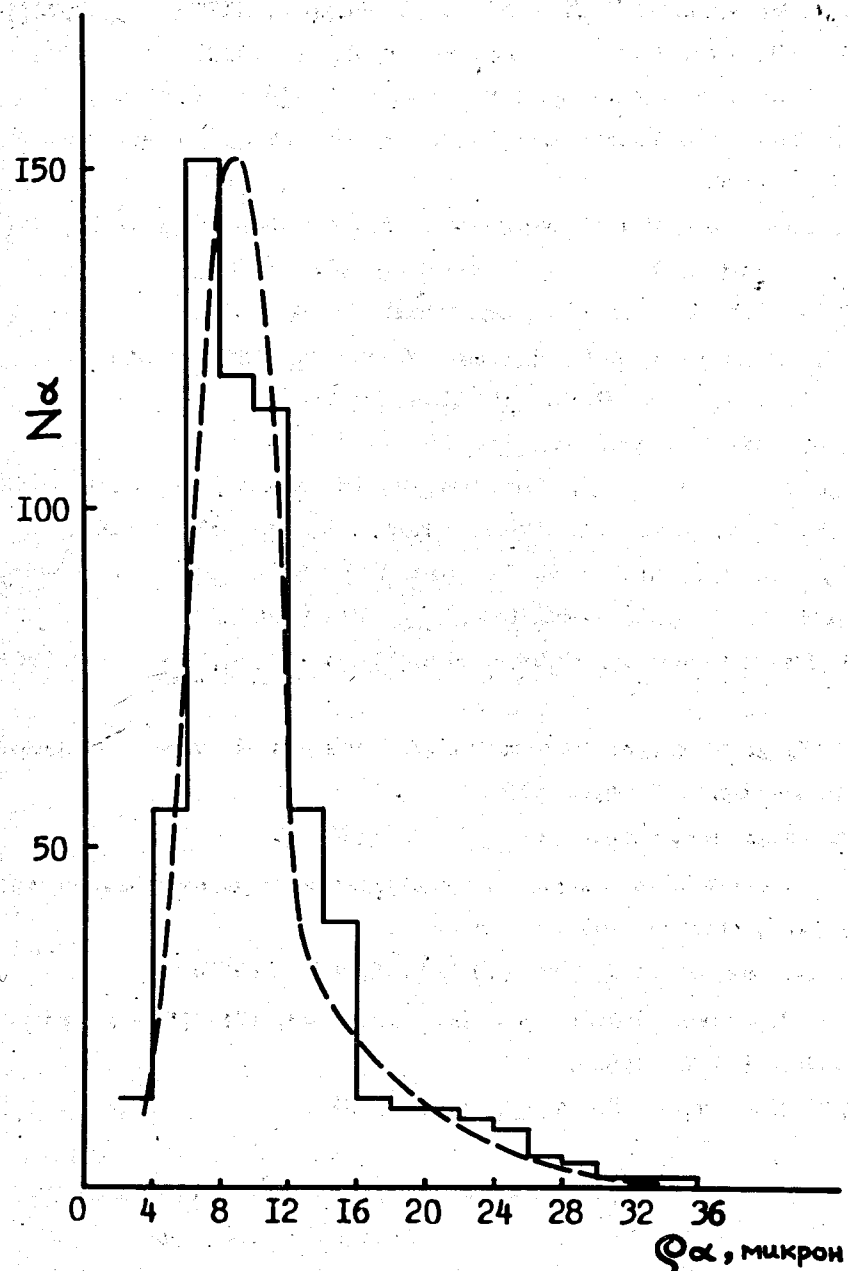


Рис.1. Распределение по суммарному пробегу  $\alpha$ -частиц в распаде  ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + 2\alpha$ . Пунктирная кривая - результат расчета работы /24/.

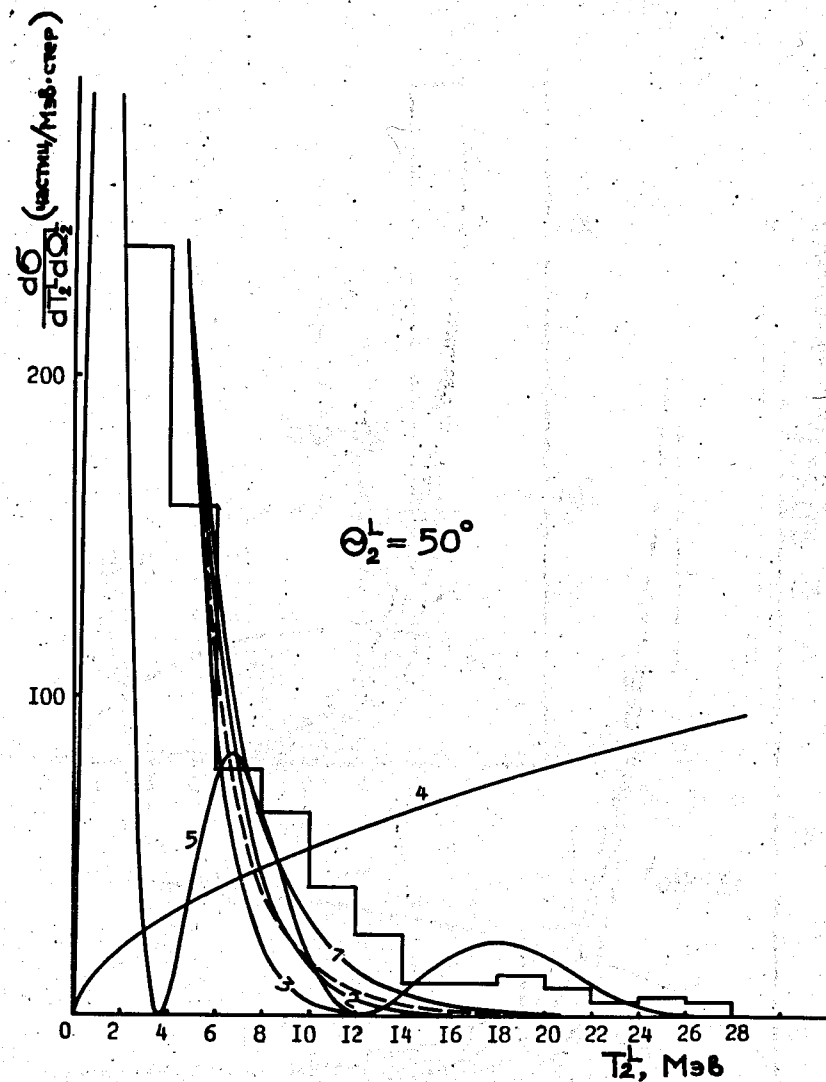


Рис.2. Гистограмма - экспериментальное энергетическое распределение ядер отдачи  ${}^8\text{Li}$  в реакции  ${}^9\text{Be}(p, 2p){}^8\text{Li}$ , измеренное под углом  $\theta_2^L = 50^\circ$  в лаб. системе;  $T = 680$  МэВ. Кривые - 1, 2 и 3 - расчет выражений (2) с импульсными распределениями Н.О. при  $T_{\text{НО}} = 20, 15$  и  $10$  МэВ, соответственно. Пунктирная кривая - расчет с функцией М. Жана /22/ при энергии связи  $B_1 = 17$  МэВ и  $\nu = 0,5$ . Кривая 4 - фазовый объем с учетом движения внутриядерного нуклона. Кривая 5 - расчет с батлеровским формфактором при  $R = 3F$ .

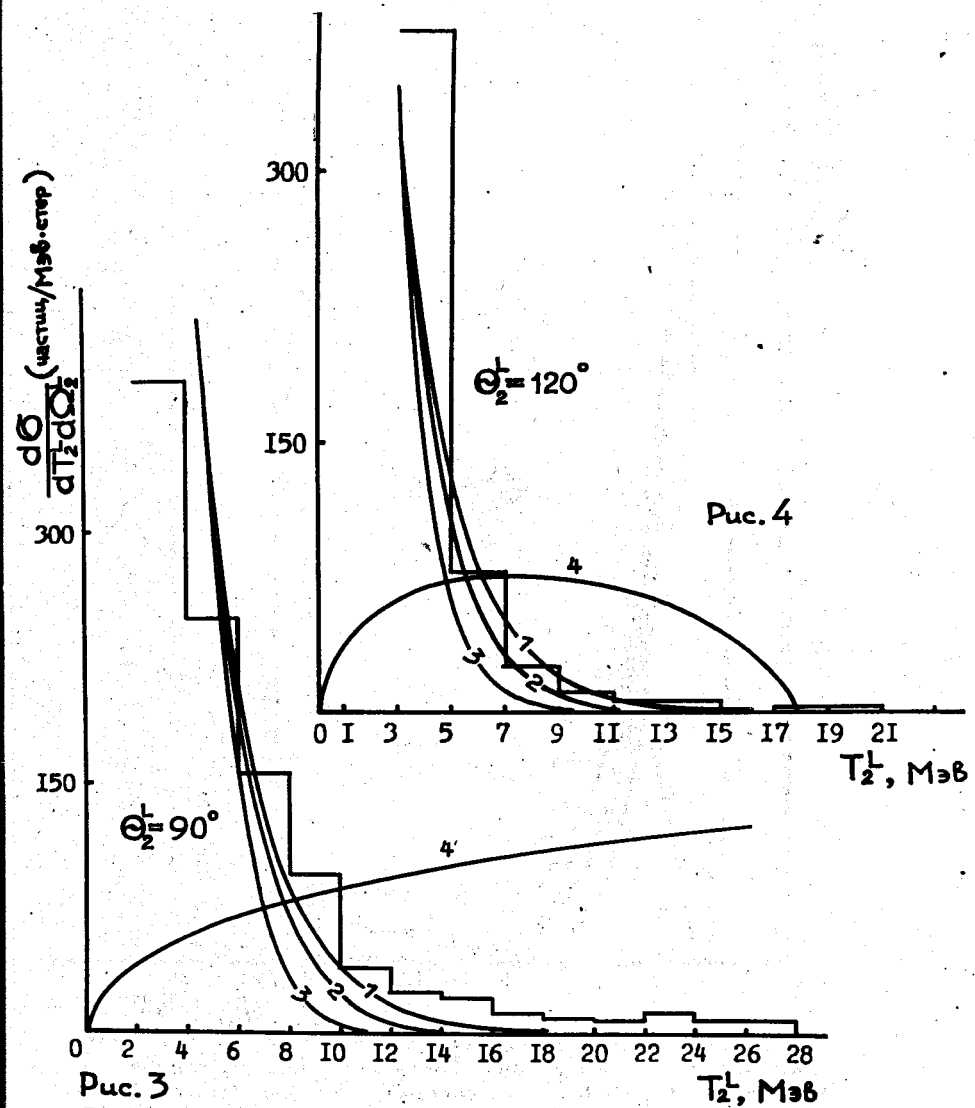


Рис. 3

$T_2^L, \text{МэВ}$

Рис. 3 и 4. Гистограммы - экспериментальные энергетические распределения ядер отдачи  ${}^6\text{Li}$  в реакции  ${}^9\text{Be} (p, 2p) {}^6\text{Li}$ , измеренные под углами  $\theta_2^L = 90^\circ$  и  $120^\circ$  в лаб. системе;  $T = 680$  Мэв. Кривые 1, 2 и 3 - расчет выражений (2) с импульсными распределениями Н.О. при  $T_{\text{НО}} = 20, 15$  и  $10$  Мэв, соответственно. Кривая 4 - фазовый объем с учетом движения внутриядерного нуклона.

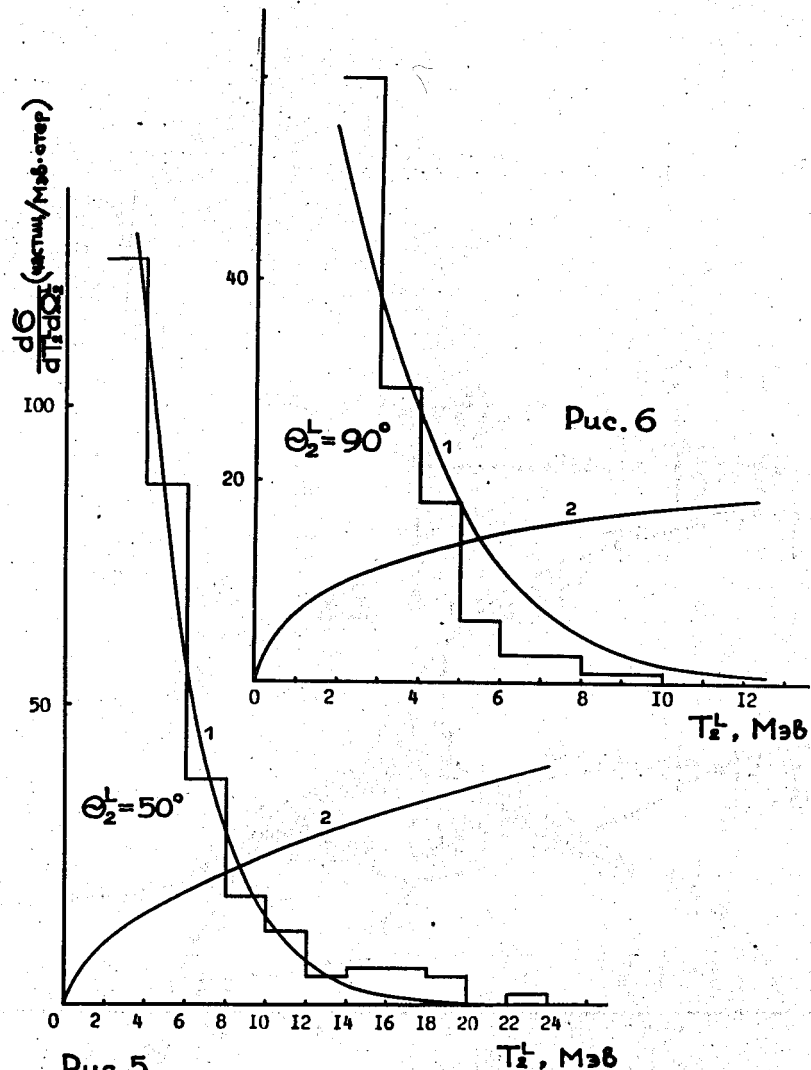


Рис. 5

$T_2^L, \text{МэВ}$

Рис. 5 и 6. Гистограммы - экспериментальные энергетические распределения ядер отдачи  ${}^6\text{Li}$  в реакции  ${}^9\text{Be} (p, 2p) {}^6\text{Li}$ , измеренные под углами  $\theta_2^L = 50^\circ$  и  $90^\circ$  в лаб. системе;  $T = 180$  Мэв. Кривая 1 - расчет выражений (2) с импульсными распределениями Н.О. при  $T_{\text{НО}} = 20$  Мэв. Кривая 2 - фазовый объем с учетом движения внутриядерного нуклона.

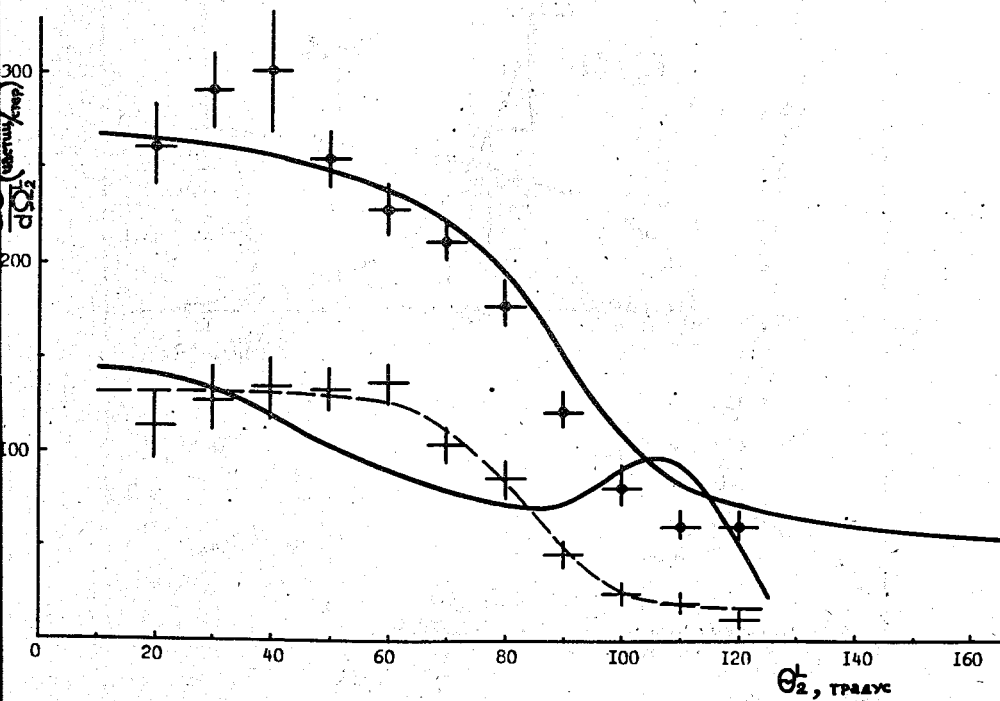


Рис.7. Угловые распределения остаточных ядер  ${}^8\text{Li}$  в реакции  ${}^9\text{Be}(p, 2p){}^8\text{Li}$ .  $\times$  - экспериментальные данные при  $T = 660$  Мэв ( $T_2^L > 2$  Мэв).  $+$  - экспериментальные данные при  $T = 180$  Мэв ( $T_2^L > 2$  Мэв). Сплошные линии - расчет по формуле (14) с импульсным распределением Н.О. при  $T_{NO} = 20$  Мэв и  $T_{2\text{min}}^L = 2$  Мэв. Пунктирная кривая проведена по экспериментальным точкам углового распределения при  $T = 180$  Мэв.

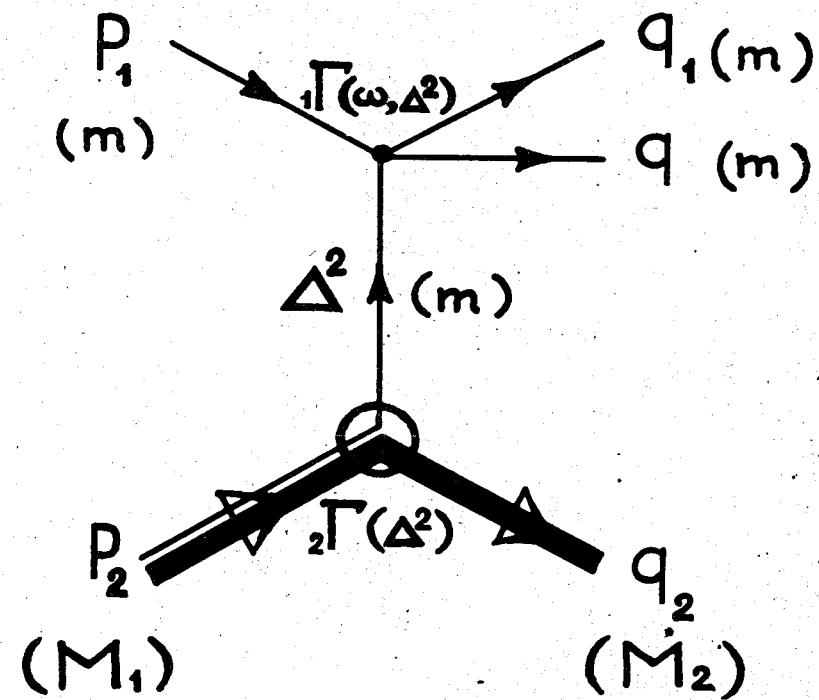


Рис.8. Полюсная фейнмановская диаграмма реакции  $p_1 + p_2 \rightarrow q + q_1 + q_2$  ( $m + M_1 \rightarrow m + m + M_2$ ), где символы  $p_i$  ( $i=1,2$ ),  $q_f$  ( $f=0,1,2$ ) и  $\Delta$  означают одновременно частицы и их 4-импульсы.