

СЗ43 6

A-187

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2093



ЛЭБТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.В. Авдейчиков , Е.Л. Григорьев, О.В. Ложкин ,
Ю.П. Яковлев

ОБРАЗОВАНИЕ Li^8 ИЗ ЯДЕР v^{51} И
 Au^{197} ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 660 МЭВ

1965

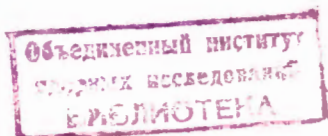
P-2093

3282/2 чр

В.В. Авдейчиков^{х)}, Е.Л. Григорьев, О.В. Ложкин^{х)},
Ю.П. Яковлев^{х)}

ОБРАЗОВАНИЕ Li^8 ИЗ ЯДЕР v^{51} И
 Au^{197} ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 660 МЭВ

^{х)} Радиовый институт им. В.Г. Хлопина



1. Введение

В настоящее время в литературе обсуждаются в основном две точки зрения на механизм образования сложных частиц в расщеплениях тяжелых ядер под действием нуклонов высокой энергии. Одна из них заключается в предположении, что образование сложных частиц происходит на стадии распада возбужденного ядра, другая связывает появление фрагментов непосредственно с каскадной стадией реакции. В ряде работ исследовался вопрос о применимости теории испарения для объяснения испускания сложных частиц из ядер. Использование модели испарения для описания таких характеристик явления, как глобальные энергетические спектры фрагментов и их угловое распределение, позволило при соответствующем подборе параметров модели (T - эффективная температура ядра, V - кулоновский эффективный барьер, v - переносная продольная скорость испаряющего ядра), достаточно удовлетворительно объяснить экспериментальные данные (в основном по образованию Li^8 из ядер $AgBr$ при энергии частиц, большей 1 Гэв). Однако при этом, по мнению ряда авторов, остается непонятным физический смысл подбираемых параметров, настолько отличаются они от того, что можно ожидать в соответствии с обычными модельными представлениями о ядре (очень высокая температура и малый кулоновский барьер). В действительности же странно даже не то, что получаются нереальные значения параметров, а то, что модель испарения в применяемой форме вообще может описывать экспериментальные данные. В самом деле, для анализа испарительной модели необходимо знать форму спектра фрагментов в системе центра инерции, в качестве которой берется распределение, даваемое формулой Вайскопфа:

$$p(E) dE = \frac{E - V}{T^2} e^{-\frac{E - V}{T}} dE,$$

где T и V рассматриваются как некоторые средние величины.

Однако использование данного распределения для случая испускания из ядра сложных частиц нельзя считать справедливым по следующим причинам:

1. Наличие распределений величин $E_{\text{возб.}}$, A и Z исходных ядер после каскадного процесса, что приводит к незаконности усреднения величин T и V ^{/1/}.
2. Наличие деформаций ядра (отклонение \neq от сферической формы) при больших возбуждениях, приводящее к зависимости барьера от угловой координаты и в результате к сильному расширению спектра при данной температуре ^{/2/}.

3. Существование своеобразного эффекта Доплера для испускаемых из ядра частиц вследствие наличия радиальной скорости колебаний деформированного возбужденного ядра, который для сравнительно медленных частиц, какими являются фрагменты, может привести к значительному расширению их энергетического спектра ^{/3/}.

4. Наличие больших угловых моментов возбужденных ядер.

5. Существование сильной зависимости сечения захвата сложных частиц (при $E > V$) от их энергии, в отличие от того, что имеет место для нейтронов, для которых выведена формула Вайскопфа. Влияние поверхностных процессов при взаимодействии сложных частиц с тяжелыми ядрами изменяет форму сечения поглощения, делая его спадающим в области больших энергий частиц. Кроме того, имеет место сильная зависимость проникаемости барьеров от структуры сложной частицы при $E < V^{1/4,5/}$.

Важным обстоятельством является и то, что из рассмотрения зачастую исключается влияние на форму спектра в лабораторной системе наличия широкого распределения скоростей возбужденных ядер по величине и направлению.

Таким образом, в настоящее время не существует ясности в вопросе о том, действительно ли образование фрагментов может быть описано процессом испарения частиц из тяжелых ядер, и причина этого, по-видимому, - в отсутствии соответствующих методов теоретического анализа экспериментальных данных. В данной работе излагаются результаты исследования энергетических спектров и угловых распределений частиц Li^8 , испускаемых из V^{51} и Au^{197} при бомбардировке их протонами с энергией 860 Мэв, и сделана попытка анализа экспериментальных данных в модели с изотропным испусканием фрагментов без специальных предположений о форме энергетического спектра фрагментов в системе центра инерции.

2. Методика и результаты эксперимента

Для изучения энергетических спектров Li^8 под определенными углами относительно пучка первичных протонов и углового распределения фрагментов Li^8 была использована вакуумная камера с ядерными эмульсиями в качестве детекторов. Система коллимирующих щелей позволяла регистрировать продукты реакций под углами от 20° до 160° (девять значений углов). Поскольку сечение образования Li^8 невелико, полный поток протонов на мишень, необходимый для получения удовлетворительной статистики Li^8 , составлял величину $10^{13}-10^{14}$ $1/см^2$. Чтобы исключить эффект высокого фона легких частиц (нейтронов, изотопов водорода), были использованы особомелкозернистые низкочувствительные ядерные эмульсии П-8-0. В качестве мишеней

использовались тонкие фольги химически чистого ванадия ($2,5 \text{ мг/см}^2$) и золота (4 мг/см^2). Облучения проводились на выведенном пучке протонов синхротрона ЛЯП ОИЯИ (г. Дубна) с энергией 660 Мэв.

При проведении эксперимента была прoкoнтролирована возможность появления некоторого числа молоткообразных треков, которые либо создаются фрагментами Li^8 , образованными не на ядрах мишени (фоновые треки Li^8), либо являются результатом случайного наложения подходящих треков с $z \geq 2$ (ложные треки Li^8). Фоновые фрагменты Li^8 могут появляться в результате взаимодействия быстрых частиц, образованных при прохождении падающего пучка через входное окно камеры (100 μ меди) и мишень, со стенками камеры и эмульсией.

С целью определения влияния этих (и, возможно, других факторов) были проведены контрольные опыты, состоявшие в длительном облучении камеры без мишени и облучении толстой (0,5 мм) литевой мишени в камере. На ядрах лития не образуется Li^8 , и такая мишень играет роль размножителя каскадных частиц и источника частиц с зарядом 2 и 3, которые могут приходить к случайным наложениям, образуя ложные треки Li^8 . Эти контрольные эксперименты показали, что возможная примесь фоновых и ложных треков пренебрежимо мала.

Определение светосилы устройства для различных углов регистрации Li^8 было проведено с помощью α -источника, по форме имитирующего пятно пучка протонов на мишени. Контроль градуировки осуществлялся сравнением угловых распределений осколков деления Bi , полученных в специальном облучении в камере с данными, приведенными в работе /6/ для $E_p = 450$ Мэв и угловых распределений частиц с $z = 2$, полученных при облучении полиэтиленовой пленки, с угловыми распределением частиц с $z = 2$, найденным Ждановым и Федотовым /7/ при изучении расщеплений ядер углерода протонами с энергией 660 Мэв. Результаты сравнения видны из рис. 1.

Для уменьшения возможного влияния случайных наложений треков в статистику включались только те молоткообразные треки, обе α -частицы которых останавливались в эмульсии. На пропуск треков Li^8 с выходящими из эмульсии α -частицами, а также на потерю треков Li^8 , связанную с эффективностью регистрации Li^8 в зависимости от ориентации линии разлета α -частиц относительно плоскости эмульсии и направления трека Li^8 (рис. 2) были сделаны соответствующие геометрические поправки, которые определяются соотношением $\frac{\mu \sin \gamma}{\rho}$

$$N(R) = A(R) \int_0^{\infty} B(\rho) d\rho \int_0^{\rho} E(\cos \beta) d \cos \beta \int \psi(\phi) d\phi, \quad (1)$$

где $N(R)$ - число наблюдаемых событий, R - пробег Li^8 в эмульсии, $A(R)$ - истинное число треков Li^8 , $B(\rho)$ - пробеговое распределение α -частиц от распада

$\text{Li}^8(\text{B}^8) \rightarrow \text{Be}^8 + 2\alpha$, ρ - пробег α -частиц от распада Li^8 , β - угол между треком α -частицы и перпендикуляром к плоскости эмульсии, $E(\cos\beta)$ - эффективность регистрации событий в зависимости от угла β , $\psi(\phi)$ - эффективность регистрации событий в зависимости от угла ϕ между треком $\text{Li}^8(\text{B}^8)$ и линией разлета α -частиц (в плоскости эмульсии), γ - угол входа треков Li^8 в фотопластику.

Эта формула получена на основании допущения, что полная эффективность регистрации $E(\cos\beta, R, \rho, \phi)$ может быть представлена в виде произведения множителей, характеризующих эффективность регистрации в зависимости от каждого переменного в отдельности.

На рис. 3-5 представлены примеры полученных экспериментально распределений $E(\rho)$, $E(\cos\beta)$ и $\psi(\phi)$, использованных при численном интегрировании. Отметим также, что интегрирование по $\cos\beta$ в формуле проводится до $\cos\beta=1$. Для пробегов $\rho < R \sin\alpha$ функцию

$$f(\rho) = \int_0^{R \sin\alpha / \rho} E(\cos\beta) d\cos\beta$$

следует принять равной $f(R \sin\alpha)$, поскольку при таких значениях ρ α -частицы не выходят из эмульсии. Введение этой поправки существенно лишь при малых значениях пробега.

Поскольку наблюдаемые молоткообразные треки могут, в принципе, быть обусловлены фрагментами Li^8 , Li^9 , B^8 , было проведено определение вклада изобара B^8 путем измерения ионизации частиц по методу шкалы (для пробегов $R > 42 \mu$)^{8/}.

Максимальная возможная доля B^8 в этих измерениях оказалась не превышающей 15% в случае ванадиевой мишени и менее 10% для мишени из золота. Оценка вклада Li^9 проводилась по обычным критериям и показала возможный вклад этого изотопа порядка 1%. Поэтому при построении спектров и угловых распределений вкладом B^8 и Li^9 можно было пренебречь.

Результаты эксперимента приведены на рис. 6-11. Полученные экспериментальные данные по дифференциальным энергетическим спектрам показывают, что существует определенная зависимость между формой энергетического спектра и углом, под которым снимается этот спектр. Для более легкого ядра V^{51} эта зависимость выступает несколько резче, чем для ядра золота. Общая тенденция в обоих случаях такова, что с уменьшением угла θ спектр становится более широким, вклад фрагментов с высокой энергией возрастает. Угловое распределение фрагментов Li^8 из V^{51} (показанное на рис. 8 и 9 как в виде отношений выходов фрагментов Li^8 под углами симметричными к 90° , так и в обычном виде с учетом телесных углов регистрации) характеризуется довольно значительной анизотропией, которая зависит от энергии фрагментов (рис. 10).

Неожиданным в опыте оказалось угловое распределение Li^8 из Au^{197} , которое было измерено лишь для углов $\theta \leq 90^\circ$. Как видно из рис. 11, существует значительное возрастание сечения образования Li^8 под малыми углами ($< 30^\circ$) относительно пучка протонов. Для контроля данного результата были проведены предварительные измерения углового распределения фрагментов Li^8 из Th^{232} при той же энергии протонов. На рис. 11 эти данные показаны крестиками. Сравнение спектров, полученных нами, со спектрами, приведенными Катковым при $E_p = 2200 \text{ Мэв}^{/8/}$, к сожалению, может быть проведено лишь для ядра золота, поскольку результаты по меди в работе Каткова являются ошибочными.

Сравнение для Au^{197} показывает (рис. 12), что, несмотря на значительную разницу в энергиях бомбардирующих нуклонов (860 и 2200 Мэв), спектры Li^8 под близкими углами мало отличаются друг от друга. Сохраняется положение максимума спектра и его ширина, и не происходит, по-видимому, заметного изменения доли высокоэнергичных фрагментов. Таким образом, тот вывод о малом изменении формы энергетического спектра Li^8 из AgBr , который следовал из работ, выполненных в области энергий протонов 9–24 Гэв^{/10–12/}, распространяется и на область меньших энергий. Однако в связи с важностью данного вывода (особенно в отношении высокоимпульсного "хвоста" спектра фрагментов) для решения вопроса о механизме фрагментации необходима специальная проверка его для высокоэнергичных фрагментов, для которых в настоящее время нет хорошей статистики.

Сравнения угловых распределений Li^8 из Au^{197} при разных энергиях протонов, к сожалению, не может быть сделано, поскольку в работе^{/8/} практически нет сопоставлений с нашими данными.

3. Обсуждение экспериментальных данных

В данной работе мы рассмотрим возможность объяснения полученных результатов в рамках модели с изотропным угловым распределением фрагментов в с.д.и. и начнем с обычно используемой модели с одной компонентой переносной скорости. Полученные экспериментальные данные по дифференциальным энергетическим спектрам позволяют с иной стороны проанализировать эту модель, проверяющуюся ранее только по глобальному энергетическому спектру. Поскольку в настоящее время мы не имеем возможности строго проанализировать имеющиеся данные с точки зрения гипотезы распада возбужденной системы даже в рамках модели с одной компонентой переносной скорости, так как не известен истинный спектр фрагментов в системе центра инерции (в соответствии со сказанным во введении), то используем то обстоятельство, что спектр, измеренный под углом $\theta = 90^\circ$, весьма близок к неизвестному нам спектру в с.д.и. (посколь-

ку влияние продольной компоненты переносной скорости на этот спектр мало) в модели с одной компонентой переносной скорости.

Тогда спектры под другими углами наблюдения легко могут быть получены при соответствующем пересчете этого спектра (отметим, что в рамках этой модели можно легко учесть и малое влияние переносной скорости на спектр под углом 90°).

Рассмотрим сначала экспериментальные данные для V^{51} . Как нетрудно убедиться, спектр Li^8 под углом 90° хорошо аппроксимируется с помощью "испарительной" формулы с тремя параметрами:

$$P(E, \cos \theta) = C \frac{E - V + \frac{m v^2}{2}}{T^2 (1 + \frac{m v^2}{2E})^{1/2}} \exp\left(-\frac{E - V + \frac{m v^2}{2}}{T}\right) \quad (2)$$

Это оказывается удобным, так как мы можем использовать данную математическую запись спектра под углом 90° для пересчета его на другие углы θ , применяя формулы, приведенные в работе /13/, независимо от физического смысла параметров T , V и v . Подбирая параметры T , V и v методом последовательных приближений и добиваясь наилучшего описания как спектра под углом 90° , так и зависимости от энергии фрагментов отношения выходов Li^8 под симметричными углами 47° и 133° $\frac{P(E, \cos 47^\circ)}{P(E, \cos 133^\circ)} = f(E)$, были определены следующие значения параметров: $T = 7,5$ Мэв; $V = 3,5$ Мэв; $v = 0,015$ с. При этом, как видно из рис. 6, в пределах $P(\chi^2) \geq 0,1$ можно получить совпадение расчетных распределений с экспериментальными под углами 133 , 47 и 20° . Таким образом, оказывается, что в рамках модели с одной компонентой переносной скорости исходного ядра можно получить удовлетворительное описание дифференциальных энергетических спектров Li^8 из V^{51} . Следует указать, что этот результат никак не связан с тем, что для спектра Li^8 под углом 90° (а следовательно, и для спектра в системе ц.и.) мы выбрали аппроксимацию испарительной формулой. То же самое получается при значении переносной скорости $v = 0,015$ с и при непосредственном пересчете спектра под 90° в спектры под другими углами.

В той же модели были проанализированы экспериментальные данные по спектрам Li^8 из Au^{197} и угловые распределения Li^8 из V^{51} и Au^{197} . Используя аналогичную процедуру пересчета спектра, найденного для $\theta = 90^\circ$, в спектры под остальными углами наблюдения, можно также подобрать переносную продольную скорость, при которой удовлетворительно описываются спектры Li^8 из Au под другими углами (см. рис. 7). Эта скорость для Au оказывается равной $v = 0,008$ с. Отвлекаясь от вопроса о физичности полученных значений переносных скоростей, рассмотрим угловые распределения Li^8 из V^{51} и Au^{197} , которые в данной модели определяются формой спектра Li^8 в системе ц.и. и величиной скорости v . Здесь снова удобно воспользоваться тем обстоятельством, что спектры под 90° хорошо аппроксими-

руются с помощью "испарительной" формулы (2), и поэтому законно использование формул для углового распределения из работы^{13/}. Результаты расчета углового распределения Li^8 при найденных значениях переносных скоростей показаны на рис. 9 и 11. Как хорошо видно, в обоих случаях имеются расхождения расчета и эксперимента в области малых углов, причем особенно сильное в случае испускания Li^8 из Au.

Таким образом, положение оказывается не таким простым, как могло казаться при анализе энергетических спектров. Конечно, необходимо отметить, что то согласие расчетных и экспериментальных спектров в области малых углов, которое получается в модели с одной компонентой переносной скорости, может являться следствием недостаточной статистики в экспериментальных спектрах и возникающей отсюда трудности сравнения расчета и эксперимента. Если, кроме того, попытаться проанализировать более близкую к действительной модель с двумя компонентами переносной скорости - продольной и поперечной, - то можно видеть, что и при объяснении энергетических спектров Li^8 уже нет совпадения расчета и эксперимента в области малых углов.

Влияние поперечной компоненты переносной скорости можно учесть с той же степенью обоснованности, как это делается для продольной компоненты. Действительно, предположим, что фрагменты, как это имеет место в нашем эксперименте, регистрируются в некотором телесном угле ω при $\theta=90^\circ$. Допустим, что мы произвели усреднение проекции поперечной компоненты v_{\perp} на направление регистрируемых частиц в полусфере "вверх" и в полусфере "вниз". При аксиальной симметрии задачи эти средние равны. Таким образом, процедура, полностью эквивалентная усреднению продольных скоростей, приводит нас к предположению, что половина ядер будет испускать фрагменты (при угле $\theta=90^\circ$), двигаясь по направлению к детектору, и половина - двигаясь от детектора с некоторым средним значением скорости $\frac{2}{\pi} v_{\perp}$.

Влиянием скорости v_{\parallel} на спектр фрагментов под углом 90° можно практически пренебречь, так же как и влиянием скорости v_{\perp} на спектр фрагментов под малыми углами.

Описать спектр фрагментов под углом 90° при этом можно посредством соотношения:

$$P(E, 90^\circ) = \frac{1}{2} [P(E, 90^\circ, + \frac{2}{\pi} v_{\perp}) + P(E, 90^\circ, - \frac{2}{\pi} v_{\perp})] \dots, \quad (3)$$

где

$$P(E, 90^\circ, \frac{2}{\pi} v_{\perp}) = C \frac{E - V + \frac{m(\frac{2}{\pi} v_{\perp})^2}{2} - (2mE)^{1/2} \frac{2}{\pi} v_{\perp}}{T^2 [1 - 2(\frac{m}{2E})^{1/2} (\frac{2}{\pi} v_{\perp}) + \frac{m(\frac{2}{\pi} v_{\perp})^2}{2E}]^{1/2}} \times$$

$$\times \exp \left\{ - \frac{E - V + \frac{m(\frac{2}{\pi} v_{\perp})^2}{2} - (2mE)^{1/2} \frac{2}{\pi} v_{\perp}}{T} \right\}.$$

Для определения параметров T и V (методом последовательных приближений) в случае образования Li^8 из V^{51} был использован спектр Li^8 под 90° и значение v_{\perp} , близкое к тому, которое получается из расчета ядерно-каскадного процесса на ядрах ванадия (этот расчет был проведен нами совместно с В.М. Мальцевым и В.И. Кочкиным). Значения параметров, при которых хорошо описывается спектр под 90° , следующие: $T = 6,3$ Мэв, $V = 3,8$ Мэв, $v_{\perp} = 0,011c$. Для расчета спектров под малыми углами значение v_{\parallel} было взято равным v_{\perp} . Если теперь с найденными параметрами T , V и v_{\parallel} рассчитать спектр под 20° (пренебрегая v_{\perp} в этом случае), то, как видно из рис. 8, нет никакого совпадения расчетного и экспериментального спектров ($P(\chi^2) < 0,01$). Угловое распределение Li^8 , рассчитанное с указанными значениями T , V и v_{\parallel} , оказывается также сильно отличным от экспериментального. На рис. 9 показаны рассчитанные значения $dN/d\Omega$ для углов 20 , 90 и 180° .

Таким образом, в модели с двумя компонентами переносной скорости, более реальной с точки зрения каскадного механизма взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами, нельзя получить сколь-нибудь удовлетворительного совпадения расчета с экспериментом в области небольших углов θ . Это обстоятельство показывает, что, по крайней мере при малых θ , имеет место вклад каких-то других процессов образования фрагментов, не имеющих отношения к процессу распада возбужденной системы. Для такого легкого ядра, как ванадий, это обстоятельство не может быть неожиданным. Скорее было бы более удивительным, если бы оказалось, что процесс фрагментации на сравнительно легких ядрах может быть целиком описан в рамках "испарительного" механизма. Совпадение, которого удается добиться в модели с тремя параметрами (т.е. с одной компонентой переносной скорости), в этом случае является скорее признаком непригодности модели испарения и основывается на произволе в выборе параметров, что особенно относится к величине v . Как было показано выше, величина v оказывается равной $0,015c$ в случае применения модели с одной компонентой переносной скорости к испусканию Li^8 из ядер ванадия. Эта величина скорости возбужденного ядра весьма высока по сравнению с той, которую можно ожидать для остаточных ядер после окончания каскадного процесса, даже при выделении группы сильно возбужденных ядер, для которых по общепринятым представлениям более вероятен распад с образованием фрагментов. Расчет, проведенный нами совместно с Мальцевым и Кочкиным для случая взаимодействия протонов 860 Мэв с ядрами V^{51} , показал, что для группы остаточных ядер с $\bar{A} = 46,6$ и $E_{\text{возб.}} > 80$ Мэв средняя продольная скорость равна $\bar{v}_{\parallel} = 0,005c$, среднее значение перпендикулярной составляющей $\bar{v}_{\perp} = 0,009c$.

В том же расчете для случая взаимодействия протонов 860 Мэв с ядрами Au^{197} было найдено, что для группы остаточных ядер с $E_{\text{возб.}} \geq 300$ Мэв средняя продольная скорость $\bar{v}_{\parallel} = 0,004c$ (при этом $v_{\perp} = v_{\parallel}$), что также сильно отличается от

$v = 0,008$ с, при которой спектры под различными углами пересчитываются друг в друга при использовании модели с изотропным испусканием фрагментов. Необходимо заметить, что переносная скорость $v = 0,008$ с оказывается даже больше скорости компаунд-системы ($p + Au^{197}$) $v_c = 0,007$ с, т.е. является величиной, лишенной физического смысла. Таким образом, даже в случае такого тяжелого ядра, как золото, для которого использование статистической модели образования фрагментов казалось более приемлемым, чем для ванадия, полученные нами экспериментальные данные требуют по крайней мере привлечения наряду с возможным испарительным механизмом еще и прямых процессов.

Но не менее существенным результатом данной работы, как кажется, является то, что широко используемая испарительная модель с одной компонентой переносной скорости и квазимаксвеловским спектром фрагментов в с.д.и. не может служить доказательством образования фрагментов через распад возбужденной системы и является лишь средством аппроксимации определенной совокупности экспериментальных данных. Поэтому поиски физического содержания параметров этой модели (T , V и v) вряд ли представляют интерес.

В подтверждение последнему можно указать на результаты ряда работ. Это, например, данные по образованию Na^{24} из Bi при энергии протонов $2,9$ Гэв^{14/}, данные по испусканию Be^7 при облучении ряда ядер α -частицами с энергией до 40 Мэв^{15/}, данные по образованию Ne^4 в расщеплениях тяжелых ядер протонами высокой энергии^{16/} и данные по образованию протонов в фотоядерных реакциях^{17/}, которые показывают, что формально можно описать энергетические спектры (глобальные и дифференциальные) в рамках трехпараметрической испарительной модели, но общая совокупность экспериментальных данных не объясняется этой моделью.

В заключение авторы выражают глубокую признательность профессору В.П.Джелепову за поддержку серии экспериментов по изучению явления фрагментации, часть которых вошла в эту работу, профессору Н.А.Перфилову и сотрудникам его лаборатории за ценные обсуждения и лаборантам В.П.Румянцевой и К.И.Меркиной за большую работу по просмотру фотопластинок.

Л и т е р а т у р а

1. J.Dostrovsky, Z.Fraenkel, J.Hudis, BNL - 5376 (1960).
2. R.Da Silkeira. Phys. Lett., 9, 252 (1964).
3. J.Nemeth. Nucl. Phys., 6, 689 (1958).
4. Б.Н.Захарьев, С.Н.Соколов. Преприят ОИЯИ, Р-1473, Дубна, 1964.
5. И.Амирханов, Б.Н.Захарьев. Преприят ОИЯИ, Р-1906, Дубна, 1964.

6. M.V.Ramaniah, N.Sugarman. Phys. Rev., 118, 562 (1960).
7. А.П.Жданов, П.И.Федотов. ЖЭТФ, 37, 392 (1959).
8. О.В.Ложкин, А.А.Римский-Корсаков. ПТЭ, 5, 20 (1960).
9. S.Katkov. Phys. Rev., 114, 105 (1959).
10. Н.П.Богачев, Е.Л.Григорьев, Ю.П.Мереков, Н.А.Митин. ЖЭТФ, 44, 493 (1963).
11. Н.П.Богачев, А.Г.Володько, Е.Л.Григорьев, Ю.П.Мереков. ЖЭТФ, 44, 1869 (1963).
12. W.Gajeneski, J.Phiewski, J.Sieminska, P.Zielinski. Nucl. Phys., 58, 17 (1964).
13. O.S.Skjeggstad, S.O.Sorensen. Phys. Rev., 113, 1115 (1959).
14. J.B.Cumming, R.J.Cross, J.Hudism, A.M.Paskanzer. Phys. Rev., 134 (B) 182 (1964).
15. G.H.Bouchard, A.W.Fairhall. Phys. Rev., 116, 160 (1959).
16. H.Dubost, M.Lefort, J.Peter, X.Tarago. Phys. Rev., (8) 136, 1618 (1965).
17. Р.М.Осокина. Автореферат канд.диссертации. М., ФИАН СССР, 1984.
18. J.Darras. Zeit. f. Natur., 18a, H.5, 569 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1985 г.

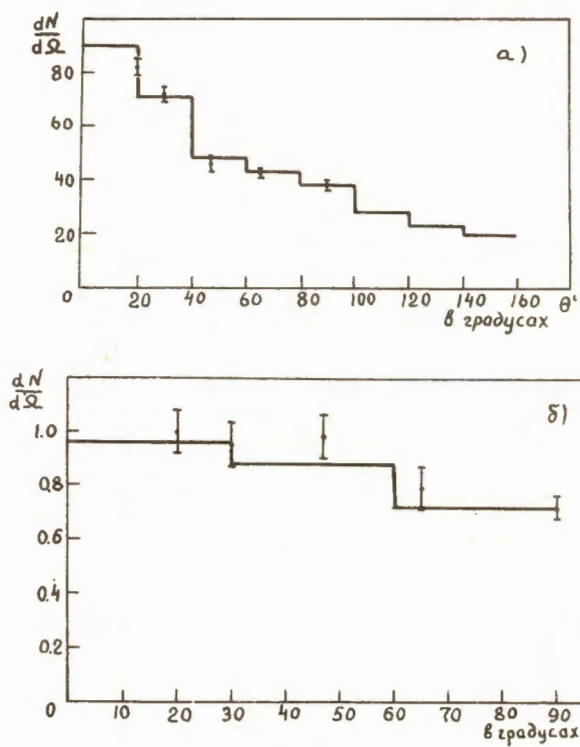


Рис. 1. Сравнение полученных с помощью камеры реакций угловых распределений: а) частиц с $z=2$ от расщеплений углерода, б) осколков деления висмута - с данными работ [6,7].

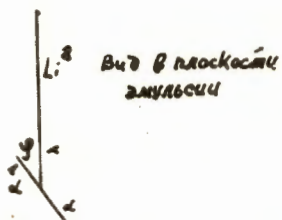
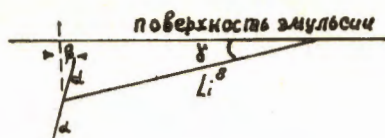


Рис. 2. Схематическое изображение трека Li^8 в эмульсии и обозначения углов, использованных в формуле (1).

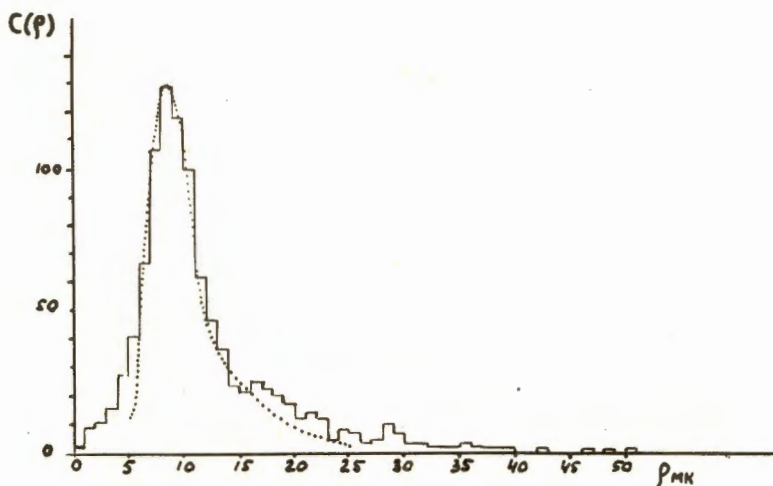


Рис. 3. Распределение по суммарному пробегу α -частиц от распада $\text{Li}^8 \rightarrow \text{Be}^8 + 2\alpha$. Пунктирная кривая - расчет [18].

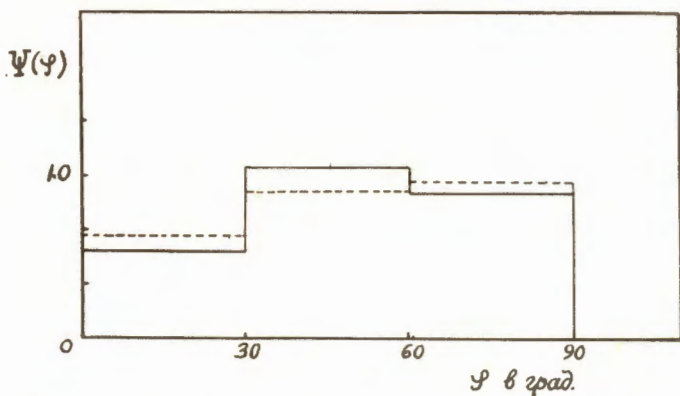


Рис. 4. Распределения молоткообразных треков по углу ϕ .
 Сплошная линия - увеличение при просмотре $\times 900$.
 Пунктир - увеличение $\times 630$.

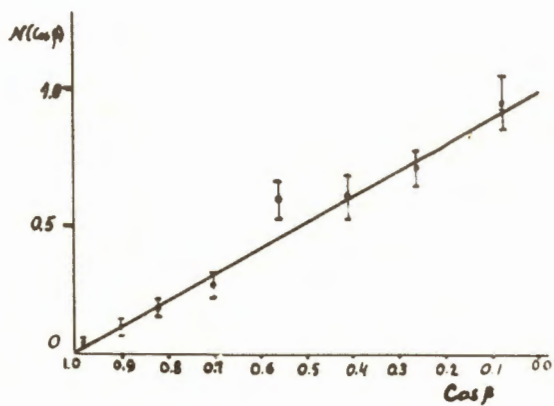


Рис. 5. Распределения молоткообразных треков по $\cos \beta$,
 увеличение при просмотре $\times 630$.

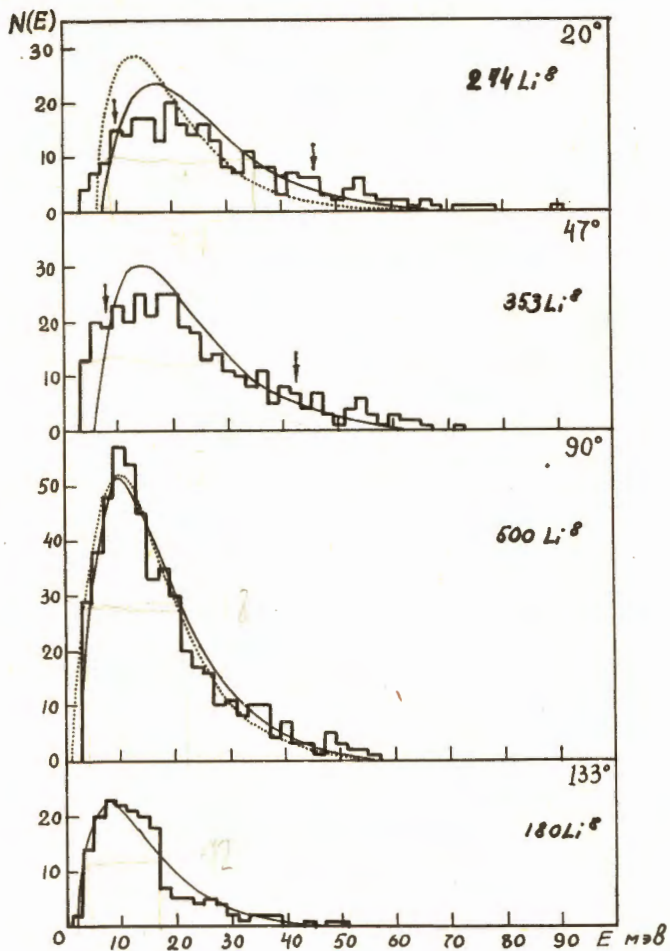


Рис. 6. Энергетические спектры Li^8 из ванадия при энергии протонов 680 Мэв. Сплошная линия - расчет при $T = 7,5$ Мэв; $V = 3,5$ Мэв; $v_{\parallel} = 0,015$ с; $v_{\perp} = 0$. Точечная линия - расчет при $T = 8,3$ Мэв; $V = 3,8$ Мэв; $v_{\parallel} = v_{\perp} = 0,011$ с. Стрелки указывают область, в которой проверялось согласие по χ^2 .

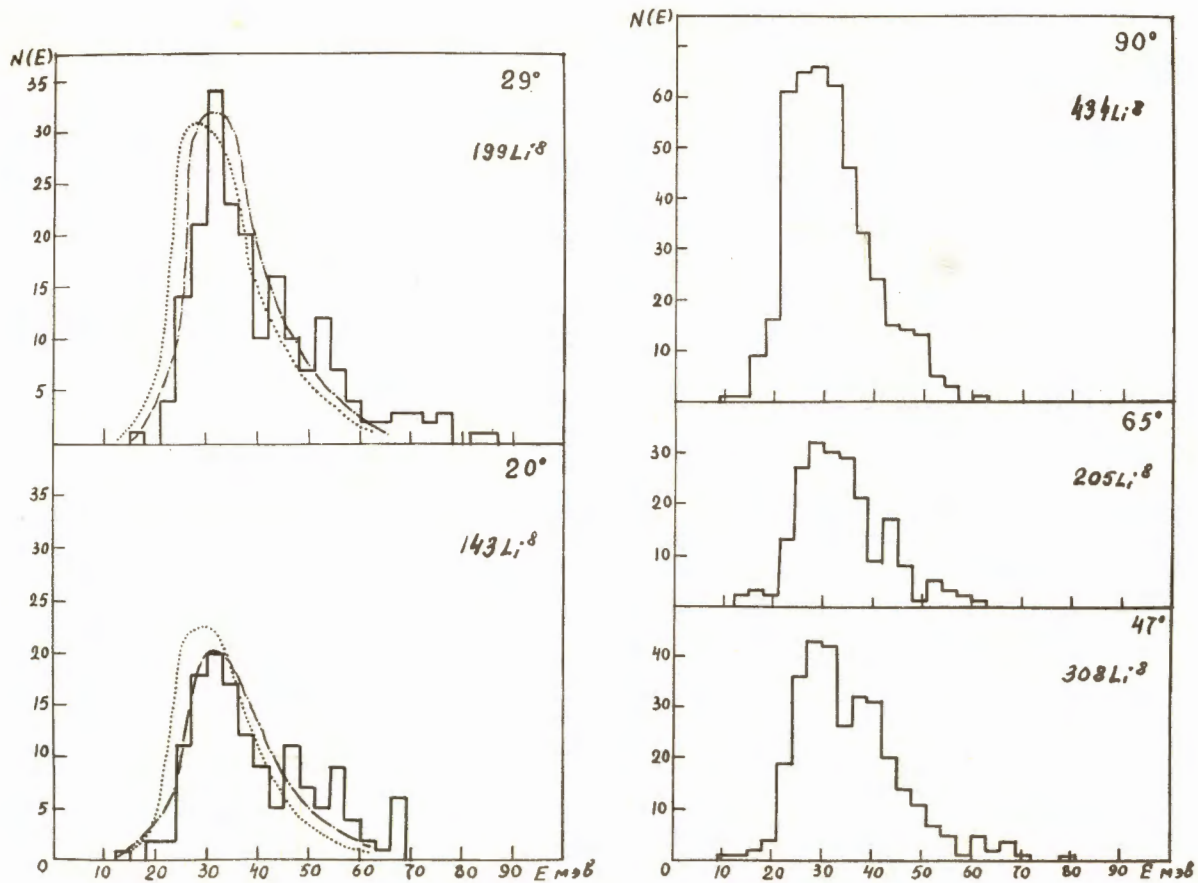


Рис. 7. Энергетические спектры Li^8 из золота при энергии протонов 660 Мэв. Точечная линия—пересчет при $v_{||} = 0,004$ с, $v_{\perp} = 0$; пунктир — пересчет при $v_{||} = 0,008$ с и $v_{\perp} = 0$.

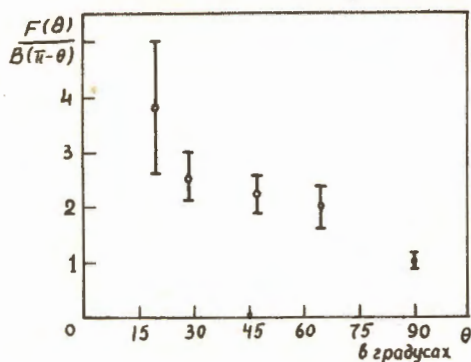


Рис. 8. Зависимость от θ отношения выходов фрагментов Li^8 из V под углами, симметричными к 90° .

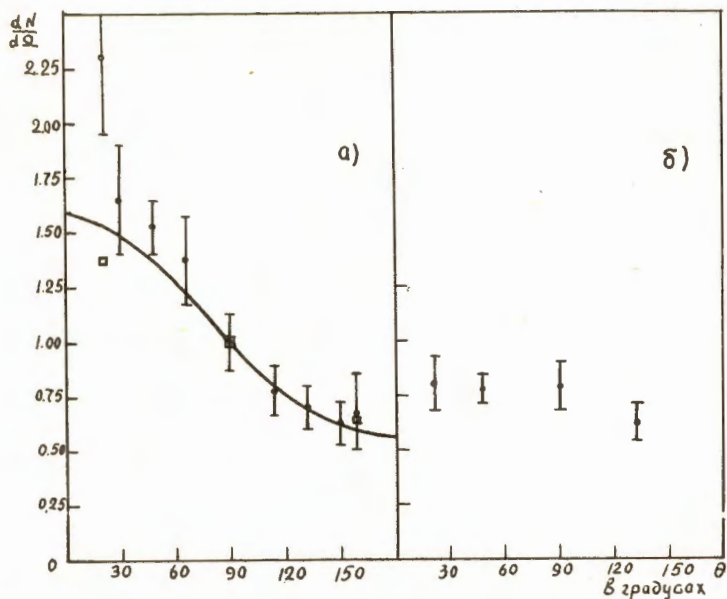


Рис. 9. а) Угловое распределение Li^8 на ядрах ванадия. Сплошная линия - расчет при $T = 7,5$ Мэв; $V = 3,5$ Мэв; $v_{||} = 0,015$ с; $v_{\perp} = 0$. \square - расчет при $T = 6,3$ Мэв; $V = 3,8$ Мэв; $v_{||} = v_{\perp} = 0,011$ с.
 б) Угловое распределение Li^8 с энергией $E \leq 20$ Мэв.

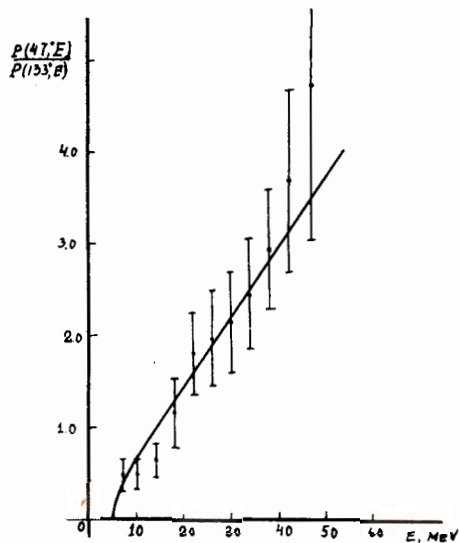


Рис. 10. Зависимость от энергии фрагментов отношения выходов Li^8 на ядрах ванадия под углами 47 и 133°. Сплошная линия - расчет при $T=7,5$ Мэв; $V=3,5$ Мэв; $v=0,015$ с.

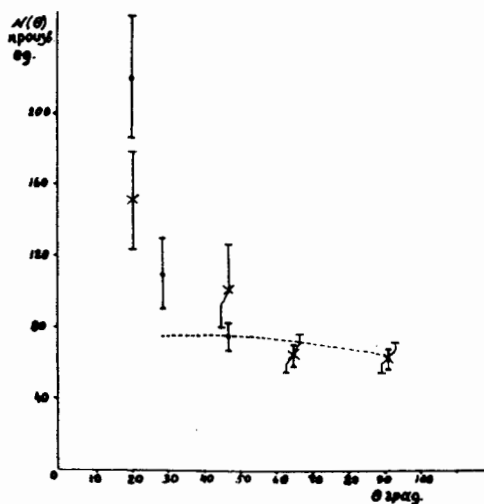
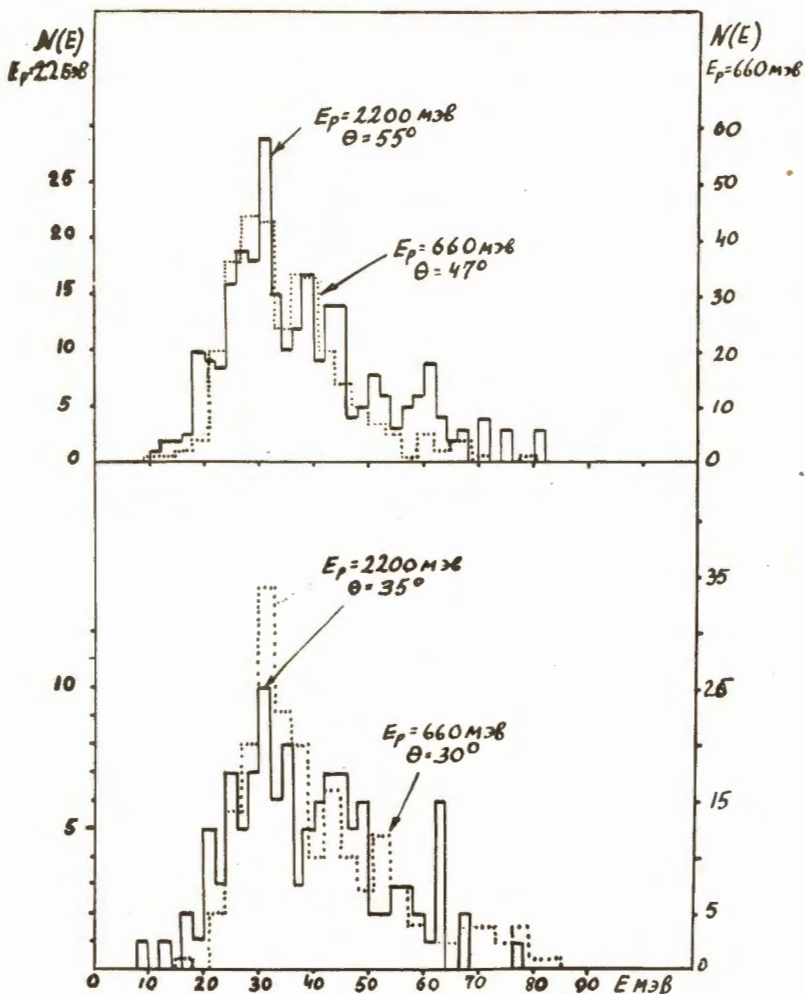


Рис. 11. Угловое распределение Li^8 на ядрах золота. Пунктир - расчет при $v_{||}=0,008$ с; $v_{\perp}=0$. Крестики - экспериментальные данные для Th . 232



8
 Рис. 12. Сравнение спектров Li и Au¹⁹⁷ при энергии протонов 600 и 2200 Мэв.