

4258

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

P2 - 4258

Дубна



С.М.Елисеев

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОБРАЗОВАНИЕ ЯДЕР
С МАССОВЫМИ ЧИСЛАМИ $A = 2 - 4$
ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ
ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
СО СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

(Основные экспериментальные результаты
и их интерпретация)

1969

P2 - 4258

С.М.Елисеев

**ОБРАЗОВАНИЕ ЯДЕР
С МАССОВЫМИ ЧИСЛАМИ $A = 2-4$
ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ
ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
СО СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ**

**(Основные экспериментальные результаты
и их интерпретация)**

**ОИЯИ
БИБЛИОТЕКА**

В в е д е н и е

Хорошо известно, что при столкновении частиц с ядрами имеется большая вероятность образования различных ядерных осколков (фрагментов) /1-3/. Значительную часть таких осколков составляют простые ядра с массовыми числами $A=2-4$. Особо следует отметить образование дейтронов и α -частиц с кинетическими энергиями, в сотни раз превышающими их энергию связи /4-8/. Данная работа посвящена систематическому анализу и обсуждению основных моделей и опытных результатов по генерации простых ядер при ускорительных энергиях.

Вначале будут рассмотрены характеристики всей совокупности этих ядер. В последнем параграфе систематизированы известные сейчас данные относительно высокоэнергетических (с $E_k > 100$ Мэв) рождающихся d^- , t^- и α -частиц.

Образование ядер с массовыми числами $A=2-4$ при взаимодействии частиц с ядрами представляет интерес для выяснения структуры сложных ядер. Что касается теоретической интерпретации рассматриваемого явления, то в данном случае задача облегчается (по сравнению, например, с образованием фрагментов в случае $z > 3$) тем, что известны свойства частиц α , t , d , а также их волновые функции. Это, в частности, дает возможность выполнить ряд расчетов.

Сечения процесса

В табл. 1 и на рис. 1-4 приведены сечения образования d^- , t^- и α -частиц /9-31/. Ошибки измерений довольно велики и составляют до нескольких десятков процентов. Имеющаяся информация о сечениях не

является полной. Это особенно относится к зависимости сечений от вида первичной частицы. Подавляющая часть результатов получена при взаимодействии протонов с различными ядрами. Нет достаточных данных об образовании $d-$, $t-$ и α -частиц при взаимодействиях π -мезонов, нейтронов и странных частиц с ядрами. Однако есть основания считать, что вероятность образования осколков определяется в основном энергией возбуждения остаточного ядра, образующегося после прохождения каскадной стадии реакции.

На рис. 1-3 показаны функции возбуждения реакций образования тритонов и α -частиц при взаимодействии протонов с различными ядрами. Видно, что в случае легких ядер-мишеней сечения растут с увеличением энергии до 10 Гэв и далее стремятся к насыщению. Для тяжелых ядер-мишеней насыщение наступает при несколько более высоких энергиях. Аналогичные зависимости имеют место при рождении фрагментов с $z \geq 3/2$. Это, возможно, указывает на сходство механизмов рождения фрагментов и легких ядер.

Сечения рождения α -частиц и трития при энергии первичных протонов 600 Мэв растут с массовым числом ядер мишеней как $A^{1/3}$ (рис. 4). Такая же зависимость в пределах ошибок измерений была получена при более низких энергиях^{/32/}.

В некоторых работах измерялись сечения рождения частиц с изотропным и анизотропным (в Ц-системе) угловым распределением. Соответствующие данные приведены в табл. 2. В пределах ошибок измерений $\sigma_{из}$ и $\sigma_{аниз}$ одинаковы для p , d , t и 3He . Для α -частиц отношение $\sigma_{из} / \sigma_{аниз}$ изменяется с изменением A от 8 при $A=108$ (серебро) до 1 при $A=232$ (торий).

Важной особенностью столкновения частиц со сложными ядрами является множественная генерация $d-$, $t-$ и α -частиц. Однако здесь имеется мало результатов. Довольно уверенно можно построить лишь зависимость от энергии средней множественности \bar{n}_α α -частиц, образующихся при взаимодействии протонов в эмульсии (рис. 5). \bar{n}_α растет с первичной энергией по линейному закону.

Энергетические распределения вторичных частиц

Исследованию энергетических спектров $d-$, $t-$ и α -частиц посвящен целый ряд работ^{/9,10,25,26,33-48/}. Энергетические распределения имеют характерный для испарительной теории вид. Это видно, например, из рис. 6, на котором показаны спектры α -частиц, образующихся при взаимодействии протонов в эмульсии. Форма распределения слабо зависит от первичной энергии. В случае налетающих антипротонов спектры несколько шире, что соответствует более высокой температуре остаточного ядра. Средняя энергия частиц, летящих вперед, больше средней энергии частиц, летящих назад^{/37/}. Так, при $T=660$ Мэв для α -частиц, образующихся при взаимодействии протонов в эмульсии, имеем $E_{KF}=16$ Мэв, $E_{KB}=13,7$ Мэв^{/37/}.

В работах^{/44,49/} было обнаружено, что в энергетическом распределении имеется длинный "хвост" в сторону больших энергий. Теория испарения удовлетворительно описывает большую долю частиц за исключением частиц, соответствующих высокоэнергетической области спектра^{/36,42,47,48/}. Рассчитанные параметры имеют значения: $r=2$ Мэв для вторичных протонов, $r=4$ Мэв для α -частиц, что соответствует энергии возбуждения (100-200) Мэв. Отсюда можно сделать вывод, что тяжелые фрагменты испаряются из ядра на ранних стадиях, когда температура ядра еще велика. Заметим, что в случае образования $d-$, $t-$ и α -частиц значения параметров заключены в приемлемых пределах (ср. рождение тяжелых фрагментов^{/2/}).

В работах^{/9,19/} изучались энергетические спектры для изотропных и анизотропных процессов. В обоих случаях распределения имеют примерно одинаковый вид. Однако в прямых процессах максимум несколько смещен в сторону больших энергий.

Угловые распределения

Угловые распределения рождающихся $d-$, $t-$ и α -частиц в л.с. несколько анизотропны. Имеет место незначительная коллимация вперед по отношению к пучку^{/9,10,26,35-40/}. Известные сейчас экспериментальные данные не позволяют сделать вывода о зависимости вида угловых распре-

делений от первичной энергии. В пределах ошибок измерений значения F/V не зависят от первичной энергии. В случае взаимодействия антипротонов в эмульсии распределение всех генерируемых α -частиц более анизотропно, чем при взаимодействии протонов (см. рис.7)^{/26/}. С увеличением энергии вторичных частиц увеличивается величина F/V . В работе^{/38/} сравнивались расчётные и экспериментальные значения F/V для α -частиц различных энергий, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 140 Мэв в эмульсии. Расчёт производился по модели Гольдбергера (обычный каскад и испарение α -частиц). Для низкоэнергетических α -частиц было получено согласие теории с опытом. Однако при высоких энергиях α -частиц имеет место расхождение расчёта и эксперимента. Например, при $E_\alpha > 8$ Мэв (F/V) опыт = $3,2 \pm 0,9$, (F/V) расч = 1,4 (таким образом, как и в случае энергетических спектров, теория испарения описывает только часть результатов). Для согласования теории с опытом необходимо предположить, что 0,25 α -частиц (в среднем) на одну звезду образуются в процессах, отличных от испарения.

Аналогичные результаты получаются для более высоких энергий первичных частиц.

Об испарении частиц из сложных ядер

Для описания рождения d -, t - и α -частиц давно применяется статистическая модель (модель испарения). Согласно этой модели падающая на ядро медленная частица (с энергией менее нескольких десятков Мэв) захватывается ядром. Образуется возбужденное ядро, из которого и испаряются вторичные частицы^{/50/}. При более высоких энергиях модель испарения применяется к остаточному ядру, образуемому после каскадной стадии реакции^{/51,52/}.

Ранние исследования образования α -частиц обнаружили два интересных эффекта: появление подбарьерных частиц и "хвоста" в высокоэнергетической части спектра (см., например,^{/53/}). Первое явление интерпретировалось как следствие редукции кулоновского барьера ядра из-за теплового расширения. Второй эффект объяснялся образованием α -частиц в процессе развития внутриядерного каскада. Как показал Бакер^{/40/}, оба эти эффекта можно описать, если учесть движение остаточного ядра.

В работе^{/39/} был произведен статистический анализ образования α -частиц при взаимодействии протонов с энергиями 1 Гэв и 2 Гэв в эмульсии. Данные по остаточным ядрам были взяты из работы Метрополиса^{/52/}, в расчётах учитывалось движение остаточного ядра.

Расчитанные и опытные спектры совпадают в пределах ошибок измерений. Хотя в расчёте получено число низкоэнергетических α -частиц несколько заниженное, отсюда не следует однозначного вывода о редукции кулоновского барьера высоковозбужденных ядер. Теория даёт также заниженное число α -частиц больших энергий. Уменьшение значения параметра α от 1/10 до 1/20 незначительно удлиняет "хвост" энергетического распределения. Отсюда делается вывод, что α -частицы образуются также в ядерном каскаде^{/39/}. Угловые распределения α -частиц (см. табл.3) очень хорошо согласуются с теорией. Этот факт несколько удивителен, так как некоторая доля α -частиц образуется в результате развития внутриядерного каскада. Однако каскадные частицы имеют значение F/V такое же, как и α -частицы (табл.3).

Из сказанного можно сделать вывод, что испарительная теория удовлетворительно описывает свойства большей части частиц. Частицы больших энергий, по-видимому, образуются в процессах, отличных от испарительного.

Образование быстрых ядерных осколков

Образование быстрых дейтронов в ядерных расщеплениях впервые наблюдалось в Дубне в 1958 г.^{/4/}. С тех пор это интересное явление подвергалось всестороннему исследованию^{/54-86/}. Были получены важные теоретические и экспериментальные результаты. Анализ этих результатов посвящен данному параграфу.

В табл. 4 представлены сечения образования частиц с $z = 2$ при взаимодействии частиц высоких энергий в эмульсии. Видно, что сечения рождения вторичных частиц уменьшаются с увеличением их энергии. В случае первичных π -мезонов наблюдается рост сечений с первичной энергией. Для антипротонов сечения больше, чем для протонов, это обусловлено вкладом частиц низких энергий (≈ 100 Мэв). В интервале энергий протонов (10-20) Гэв сечения постоянны в пределах ошибок измерений.

Выход быстрых гелиевых частиц зависит от N_H по закону $W = A e^{B N_H}$, где A и B — постоянные, $A \approx 0,09$, $B \approx (0,7-0,4)$.

Интерес представляет сравнение характеристик звезд с быстрыми частицами и без них (см. табл. 5). Распределения по N_H для звезд с быстрыми частицами смещены в сторону больших N_H . Эти распределения не зависят от энергии быстрых частиц. Последнее обстоятельство, возможно, свидетельствует об отсутствии связи между энергией быстрых частиц и температурой остаточного ядра. При энергиях ≈ 10 Гэв распределения по N_H не зависят ни от вида первичной частицы, ни от ее энергии.

Вероятность испускания быстрых α -частиц растет с N_α и не зависит от N_μ и N_ν . Вероятность вылета дейтронов и тритонов растет с N_α , N_ν и N_μ . Увеличение сечения с ростом N_α не противоречит предположению, что образование быстрых частиц связано с внутриядерным каскадом.

Энергетические распределения частиц имеют вид

$$W(E) dE \approx E^{-b} dE$$

(где b для первичных мезонов и нуклонов с энергией 10 Гэв равно $3,0 \pm 0,4$) и одинаковы для различных интервалов N_H . Это свидетельствует о независимости энергии вылета частиц от температуры ядра. При энергии $E < 50$ Мэв/нукл. нет корреляции между углом вылета частицы и ее энергией. Однако частицы более высоких энергий коллимированы вперед.

В табл. 6 приведены половинные углы вылета d -, t - и α -частиц. Видно, что половинные углы в пределах ошибок измерений не зависят от вида первичной частицы и от ее энергии. С увеличением энергии вторичных частиц их угловое распределение становится более анизотропным. Угловые распределения быстрых частиц с $z = 2$ более анизотропны, чем распределения ν -частиц.

В настоящее время не существует последовательной теории ядерных взаимодействий, поэтому для описания вылета высокоэнергетических частиц из ядер применяют различные модельные представления /4,46,61-67,71-79,81-86/. Как известно, обычной каскадно-ионизационной моделью удается описать основные характеристики взаимодействия π -мезонов и нуклонов со сложными ядрами /51/. В работе /77/ при сравнении протон-ядерных и пион-ядерных взаимодействий при энергиях ≈ 10 Гэв был сделан вывод, что появление быстрых ядер гелия нельзя объяснить испарительным механизмом. В ряде работ рассматривались ядерные реакции с учетом кластерной структуры ядра /67,71,72/. Остроумный и др. /45,86/ произвели расчет каскада в ядрах эмульсии при энергии первичных протонов до 660 Мэв. В расчетах учитывалась возможность образования внутри ядер устойчивых подструктур из четырех нуклонов. Так как о таких образованиях наши сведения недостаточны, то фактически решалась обратная задача: из сравнения теории с опытом определялось время пребывания нуклонов в составе α -кластеров. Было получено, что около половины времени нуклоны в легких ядрах и на периферии тяжелых ядер эмульсии пребывают в составе α -образований. Выбор энергетического распределения α -кластеров в интервале 0-20 Мэв не оказывает заметного влияния на свойства выбитых частиц. Совпадение расчетных и экспериментальных данных авторы /84/ не считают доказательством абсолютной справедливости рассмотренной модели. Не исключается иной механизм, например, подхват (ρ, α). В работах /79,85/ исследовалась α -кластеризация с помощью реакции ($\alpha, 2\alpha$) на тяжелых ядрах при энергии 915 Мэв. Проводились измерения на совпадение только для тех α -частиц, которые соответствовали упругому α - α рассеянию. Число таких случаев согласуется с предположением о полной кластеризации нуклонов в граничной области ядра с плотностью $\rho < 0,05 \rho_0$ (ρ_0 — плотность ядерного вещества в центре ядра). В опытах /79,85/ регистрировались только случаи квазиупругого рассеяния. В действительности первичная частица может взаимодействовать с группировкой нуклонов и неупруго /82/.

В настоящее время не существует последовательной теории ядерных взаимодействий, поэтому для описания вылета высокоэнергетических частиц из ядер применяют различные модельные представления /4,46,61-67,71-79,81-86/. Как известно, обычной каскадно-испарительной моделью удастся описать основные характеристики взаимодействия π -мезонов и нуклонов со сложными ядрами /51/. В работе /77/ при сравнении протон-ядерных и пион-ядерных взаимодействий при энергии ≈ 10 Гэв был сделан вывод, что появление быстрых ядер гелия нельзя объяснить испарительным механизмом. В ряде работ рассматривались ядерные реакции с учетом кластерной структуры ядра /67,71,72/. Остроумов и др. /45,86/ произвели расчет каскада в ядрах эмульсии при энергии первичных протонов до 660 Мэв. В расчетах учитывалась возможность образования внутри ядер устойчивых подструктур из четырех нуклонов. Так как о таких образованиях наши сведения недостаточны, то фактически решалась обратная задача: из сравнения теории с опытом определялось время пребывания нуклонов в составе α -кластеров. Было получено, что около половины времени нуклоны в легких ядрах и на периферии тяжелых ядер эмульсии пребывают в составе α -образований. Выбор энергетического распределения α -кластеров в интервале 0-20 Мэв не оказывает заметного влияния на свойства выбитых частиц. Совпадение расчетных и экспериментальных данных авторы /84/ не считают доказательством абсолютной справедливости рассмотренной модели. Не исключается иной механизм, например, подхват (p, α). В работах /79,85/ исследовалась α -частичная кластеризация с помощью реакции ($\alpha, 2\alpha$) на тяжелых ядрах при энергии 915 Мэв. Проводились измерения на совпадение только для тех α -частиц, которые соответствовали упругому α - α рассеянию. Число таких случаев согласуется с предположением о полной кластеризации нуклонов в граничной области ядра с плотностью $\rho < 0,05 \rho_0$ (ρ_0 - плотность ядерного вещества в центре ядра). В опытах /79,85/ регистрировались только случаи квазиупругого рассеяния. В действительности первичная частица может взаимодействовать с группировкой нуклонов и неупруго /82/. По-

этому в тяжелых ядрах α -кластеры, по-видимому, образуются с большей вероятностью, чем это было обнаружено в работах/79,85/. Если учесть неупругие взаимодействия первичных частиц с α -подструктурами, то можно объяснить выход ${}^3_2\text{He}$ из легких ядер/83/. При этом вкладом реакций на более сложных подструктурах можно пренебречь/73/. Другие возможные механизмы рождения ${}^3_2\text{He}$ вносят малый вклад. Например, ни распадом возбужденного ядра, ни квазиупругим выбиванием группировок из трех нуклонов невозможно определить большой выход ${}^3_2\text{He}$ /83/.

В работе Блохинцева/81/ было показано, что образование энергичных осколков можно объяснить флюктуационным механизмом. Образование быстрых дейтронов происходит при квазиупругом взаимодействии первичной частицы с флюктуацией ядерного вещества. Сечение такого процесса равно

$$\sigma = \sigma_d W_d(R).$$

Здесь σ_d - сечение квазиупругого столкновения, $W(R)$ - вероятность нахождения двух нуклонов в ядре на расстоянии, меньшем R .

Для тяжелых ядер имеем:

$$\sigma = (z_n/A) \sigma_A W_d(R).$$

Количественные результаты флюктуационного механизма удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными/4/. Однако обычный флюктуационный механизм/81/ не описывает образование любых многонуклонных ассоциаций, например трехнуклонных/74/.

В модели Батлера и Пирсона/61,62/ образование дейтронов происходит в процессе развития внутриядерного каскада. Именно, предполагается, что каскадные нейтрон и протон, имеющие примерно одинаковые импульсы, объединяются в дейтрон. Этот дейтрон затем вылетает из ядра. Такому процессу соответствуют три диаграммы (см. рис. 8).

1. В начальном состоянии имеются нейтрон (\vec{k}_1) и протон (\vec{k}_2). Нейтрон рассеивается на оптическом потенциале ядра $V(r)$ и переходит в состояние \vec{k}'_1 . Далее частицы (\vec{k}'_1) и (\vec{k}_2) слипаются под действием нуклон-нуклонного потенциала $V(r)$.

Образовавшийся дейтрон (\vec{k}) вылетает из ядра.

2. Процесс протекает, как и в случае (1), но протон и нейтрон меняются ролями.

3. Нейтрон и протон взаимодействуют друг с другом с образованием дейтрона (\vec{k}). Дейтрон рассеивается на оптическом ядерном потенциале и вылетает из ядра.

Если воспользоваться теорией возмущения, то можно вычислить число дейтронов, образующихся в одном ядерном взаимодействии. С учетом релятивистских поправок получаем

$$n_d(\vec{k}) = 3\pi (48)^2 \left(\frac{k_0}{k}\right)^4 \frac{\gamma}{\lambda} \left(\frac{\hbar^2 k^2}{4m^2 c^2} + 1\right)^{3/2} I_0(R) \left[n_p\left(\frac{1}{2}\vec{k}\right)\right]^2.$$

Здесь $k_0 = mV/\hbar^2$, λ - длина волны нуклона с энергией 1 Гэв.

Рассчитанные спектры дейтронов, рождающихся из Be, Al и Pt под действием протонов с энергией (10-30) Гэв, хорошо согласуются с опытом/62/. Однако для окончательного определения справедливости модели Батлера-Пирсона необходима проверка ее применимости к более тяжелым ядрам. Кроме рассмотренных гипотез об образовании быстрых осколков, существует еще ряд других. Мы их рассматривать не будем как несущественные.

Подводя итог, можно сделать некоторые выводы. Реакции с образованием d -, t - и α -частиц представляют значительный интерес для изучения внутренней структуры ядер. Дальнейшие экспериментальные исследования в этом направлении представляются весьма полезными. Особенно необходимо увеличение точности измерений. На пути теоретических исследований в настоящее время имеются большие трудности, так как нет теории ядерных взаимодействий. Всякое рассмотрение носит модельный характер. Необходима дальнейшая работа по анализу различных моделей и выбору таких моделей, которые описывают наибольшее число опытных данных.

Л и т е р а т у р а

1. Н.А.Перфилов, О.В.Ложкин, В.И.Остроумов. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. Изд-во АН СССР, 1962.

2. С.М.Елисеев. Препринт ОИЯИ, P2-4160, Дубна, 1968.
3. В.Н.Мехедов. Препринт ОИЯИ, P-2383, Дубна, 1965.
4. Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.П.Зрелов, М.Г.Мешеряков, Б.С.Неганов, А.Ф.Шабудин. ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).
5. O.Skjeggstad and S.O.Sorensen. Phys. Rev., 113, 1115 (1959).
6. M.Yasin. Nuovo Cim., 34, 1145 (1964).
7. M.Yasin. Nuovo Cim., 28, 935 (1963).
8. G.Cocconi. Proc. 1960 Ann. int. conf. on high energy phys. at Rochester.
9. H.Dubost, M.Lefort, J.Peter and X.Tarrago. Phys. Rev., 136, B 1618 (1964).
10. H.Dubost, B.Gatty, M.Lefort, J.Peter et X.Tarrago. Journ. de Phys., 28, 257 (1967).
11. Masatake, Honda and Devendra Lal. Phys. Rev., 118, 1618 (1960).
12. A.Currie, F.Libby and L.Wolfgang. Phys. Rev., 101, 1557 (1956).
13. В.Н.Мехедов. Ядерная физика, 5, 34 (1967).
14. A.Currie. Phys. Rev., 114, 878 (1959).
15. E.L.Fireman and F.S.Rowland. Phys. Rev., 97, 780 (1955).
16. В.В.Кузнецов, В.Н.Мехедов. ЖЭТФ, 35, 587 (1958).
17. K.Goebel, H.Schultes and J.Zahringer, CERN Report 64-12, Geneve, 1965.
18. K.Goebel. CERN Report N 58-2, Geneva, 1958.
19. E.L.Fireman and J.Zahringer. Phys. Rev., 107, 1695 (1957).
20. E.L.Fireman. Phys. Rev., 97, 1303 (1955).
21. M.Lefort, G.Simonoff, X.Tarrago et R.Bibron. Journ. de Phys., 20, 959 (1959).
22. M.Lefort, G.M.Simonoff et X.Tarrago. Nucl. Phys., 25, 216 (1961).
23. O.A.Schaeffer and J.Zahringer. Phys. Rev., 113, 674 (1959).
24. О.В.Ложкин, Н.А.Перфилов, А.А.Римский-Корсаков, Дж.Фремлин, ЖЭТФ, 38, 1388 (1960).
25. S.Katkov. Phys. Rev., 164, 1367 (1967).
26. S.Katkov. Phys. Rev., 157, 1126 (1967).
27. M.Lefort et X.Tarrago. Nucl. Phys., 46, 161 (1963).

28. H.Gauvin, M.Lefort et X.Tarrago. Nucl. Phys., 39, 447 (1962).
29. Von R.H.Bieri and W.Rutsch. Helv.Phys.Acta, 35, 553 (1962).
30. D.W.Barr. Thesis, Univ. of California (1957).
31. Paul A.Benioff. Phys. Rev., 119, 316 (1960).
32. M.Lefort, X.Tarrago. Lab. Joliot Curie, Faculte des Sciences de Paris (1960).
33. R. Da Silveira. Phys. Lett., 9, 252 (1964).
34. A.Schwarz child and C.Zupancic. Phys. Rev., 129, 854 (1963).
35. T.Saniewska, E.Skrzypczak and P.Zielinski. Nucl. Phys., 70, 567 (1955).
36. W.O.Lock, P.V.March and R.McKeague. Proc. Roy. Soc., 231, 368 (1955).
37. Е.Л.Григорьев, Л.П.Соловьева. ЖЭТФ, 31, 932 (1956).
38. H.Muirhead and W.G.V.Rosser. Phil. Mag., 46, 652 (1955).
39. Norbert T. Porile. Phys. Rev., 135, B371 (1963).
40. Elizabeth W.Baker, Seymour Katcoff and Charles P.Baker. Phys. Rev., 117, 1352 (1960).
41. П.А.Ваганов, В.И.Остроумов, ЖЭТФ, 33, 1131 (1957).
42. R.McKeague. Proc. Roy.Soc., 236, 104 (1956).
43. Erich Vogt. Adv.Nucl. Phys., 1, 261 (1968).
44. M.Lefort, G.Simonoff, X.Tarrago. Nucl. Phys., 19, 173 (1960).
45. В.И.Остроумов, Р.А.Филов. ЖЭТФ, 37, 643 (1959).
46. В.И.Остроумов, Н.А.Перфилов, Р.А.Филов. ЖЭТФ, 36, 367 (1959).
47. E.Jeannot, J.Rossell et E.Vaucher. Helv.Phys. Acta, 30, 484 (1957).
48. Cl.Zangger et J.Rossel. Helv.Phys. Acta, 29, 507 (1956).
49. L.E.Bailey. Report UCRL, 3334 (1956).
50. K.J. Le Counteur Nuclear reactions, V.1, N-H, Publ. Comp. Amsterdam, 1959.
51. С.М.Елисеев. Диссертация, 1967.
52. N.Metropolis, R.Bivins, M.Storm, A.Turkevich, J.M.Miller, and G.Friedlander. Phys. Rev., 110, 185 (1958).
53. I.Dostrovsky, Z.Frankel, and G.Friedlander. Phys. Rev., 116, 683 (1959).

54. Ж.С.Такибаев, Е.В.Шалагина, Н.С.Титова, Г.Р.Штерн. Ядерная физика, 5, 703 (1967).
55. Ж.С.Такибаев, Е.В.Шалагина, Д.С.Аманкулова, Н.С.Титова, Г.Р.Штерн. Ядерная физика, 3, 849 (1966).
56. Ж.С.Такибаев, Г.Тлеубергенова, Е.В.Шалагина. ДАН СССР, 156, 785 (1964).
57. Ж.С.Такибаев, Г.А.Тлеубергенова, Т.П.Лазарева, П.В.Морозова, А.П.Казанская. Изв. АН Каз. ССР, 2, 51 (1965).
58. Г.А.Тлеубергенова, Т.П.Лазарева, П.В.Морозова. Вестник АН Каз. ССР, 10, 35 (1964).
59. Ж.С.Такибаев и др. Труды ИЯФ АН Каз. ССР, 6, 133 (1963).
60. Ж.С.Такибаев, В.А.Кобзев, Г.Р.Цадикова, Е.В.Шалагина. Изв. АН СССР, серия. физ., 26, 592 (1962).
61. S.T.Butler, C.A.Pearson. Phys. Rev. Lett., 7, 69 (1961).
62. S.T.Butler, C.A.Pearson. Phys. Rev., 129, 836 (1963).
63. R.J.Sutter, J.L.Friedes, H.Palevsky, G.W.Bennett, G.J.Igo, D.W.Simpson and G.C.Phillips, D.M.Corley, N.S.Wall, R.L.Stearn, Phys. Rev.Lett., 19, 1189 (1967).
64. H.Gauvin, M.Lefort, X.Tarrago. Journ. de Phys., 24, 669 (1963).
65. V.T.Cocconi, T.Fazzini, G.Fidecaro, M.Legros, N.P.Lipman, A.W.Merrison. Phys. Rev. Lett., 5, 19 (1960).
66. Л.П.Рапопорт и А.Г.Крыловский. Изв. АН СССР, сер.физ., 28, 388 (1964).
67. В.А.Кобзев, Ж.С.Такибаев, Е.В.Шалагина. Изв. АН Каз. ССР, сер. физ., 2, 3 (1965).
68. B.Tinland, F.Bartolin, A.Burdet. Journ. de Phys., 24, 604 (1963).
69. B.D.Jones et al. Nuovo Cim., 19, 1077 (1961).
70. D.Evans et al. Nuovo Cimento., 21, 740 (1961).
71. В.В.Балашов, А.Н.Бояркина, И.Ротгер. Препринт ОИЯИ, P-1357 (1967).
72. Р.М.Яковлева. Кандидатская диссертация. Радиевый ин-т им. В.Г.Хлопина АН СССР.
73. P.Beregi, N.S.Zelenskaya, V.N.Neudatschin, and Yu.F.Smirnov. Nucl. Phys., 66, 513 (1965).

74. Ж.С.Такибаев, К.А.Токтаров. Ядерная физика, 6, 1015 (1967).
75. P.D.Bharadwaj and P.L.Jain. Nuovo Cim., 55, 765 (1968).
76. A.A.Kamal, G.K.Rao, L.S.Rao, Y.V.Rao and B.K.Rukmini. Nuovo Cim., 43, 91 (1966).
77. E.Balea, E.M.Friedlander, C.Potoceanu and M.Sahini. Nuovo Cim., 25, 214 (1962).
78. G.W.Bennett, J.L.Friedes, H.Palevsky, R.J.Sutter, G.J.Igo, W.D.Simpson, G.C.Phillips, R.L.Stearns, D.M.Corley. Phys. Rev. Lett., 19, 387 (1967).
79. G.Igo, L.F.Hansen, and T.J.Gooding. Phys. Rev., 131, 337 (1963).
80. Ж.С.Такибаев, Е.В.Шалагина, Г.Р.Цадикова. ДАН СССР, 141, 1347 (1962).
81. Д.И.Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295 (1961).
82. Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.П.Зрелов, М.Г.Мещеряков, В.И.Петрухин. ЖЭТФ, 34, 1397 (1958).
83. В.Н.Кузьмин, Р.М.Яковлев. Ядерная физика, 6, 1158 (1967).
84. В.И.Остроумов, Н.А.Перфилов, Р.А.Филов. ЖЭТФ, 39, 105 (1960).
85. T.J.Gooding, G.Igo. Phys. Rev. Lett., 7, 28 (1961).
86. Н.А.Перфилов, В.И.Остроумов. ДАН СССР, 103, 227 (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 января 1969 года.

Т а б л и ц а I

Сечения образования ядер с $A = 2-4$ при взаимодействии частиц
высоких энергий с различными мишенями

Ядро мишени	Энергия (Гэв) и первичная частица	Вторичная частица	σ (мбн)	Литера- тура
I	2	3	4	5
Al	0,090 p	d	71 ± 4	9
	0,156		91 ± 4	10
Ag	0,156		124 ± 16	10
C	0,230	t	7,0 ± 1,0	11
	0,30		7,0 ± 0,8	11
	0,40		8,6 ± 1,0	11
	0,45		7,3 ± 0,5	12
	0,45		7,4 ± 1,0	13
	0,55		10,1 ± 1,5	13
	0,66		10,6 ± 1,6	13
	0,73		7,6 ± 1,2	11
	2,05		17,0	14
	2,05		14,0 ± 1,2	12
	5,07		18	14
	6,20		20	14
W	0,45 p	t	26 ± 4	12
	2,05		30	14
	2,05		25 ± 4	12
	2,20		28 ± 4	15
	6,20		35	14
O	0,45 p	t	38 ± 5	12
	2,05		36	14
	2,05		30 ± 4	12

I	2	3	4	5
	2,2		33 ± 4	15
	6,2		38	14
Ag	0,3 p	t	19 ± 6	16
	0,45		50 ± 9	16
	0,55		26 ± 8	16
	0,6		15,4 ± 4,0	17
	0,66		43 ± 13	16
	2,05		36,0	14
	2,05		30 ± 2	12
Ar	0,12 p	t	16 ± 5	16
	0,12		8,0	14
	0,13		15 ± 2,6	13
	0,20		18 ± 6	16
	0,30		25 ± 7	16
	0,30		19 ± 3,0	13
	0,45		24 ± 7,0	16
	0,45		24 ± 3,3	13
	0,45		23 ± 3,0	12
	0,50		37 ± 11	16
	0,55		33 ± 10	16
	0,55		30 ± 5	13
	0,60		44 ± 13	16
	0,60		32 ± 3	17
	0,66		46 ± 14	16
	0,66		42 ± 6	13
	2,05		44	14
	2,05		57 ± 4	12
	2,20		75	17
	5,7		50	14
	25		71	17

I	2	3	4	5
Si	0,60 p	t	18 ± 5	I7
V	0,60 p		52 ± 8	I7
Cr	0,60 p		49 ± 8	I7
Mn	0,60 p		60 ± 9	I7
Fe	0,050 p		4,2	I8
	0,075		4,3 ± 0,8	I8
	0,100		4,8 ± 0,9	I8
	0,130		7,2	I9
	0,130		6,4 ± 1,5	I3
	0,135		6,4 ± 1,2	I8
	0,15		6,1 ± 1,1	I8
	0,177		6,6 ± 1,2	I8
	0,450		28 ± 5	I2
	0,450		34 ± 8	I3
	0,60		48 ± 5	I7
	1,0		65	I9
	2,05		53 ± 8	I2
	2,05		64	I4
	2,2		66 ± 10	I7
	2,2		62 ± 7	20
	3,0		88	19
	6,2		130	19
	6,2		110	I4
	25		104 ± 10	I7
Ni	0,45 p		22 ± 3	I2
	0,6		41 ± 15	I7
	2,05		75 ± 12	I2
	2,05		90	I4
	2,2		135 ± 9	I7

I	2	3	4	5
Cu	0,6 p	t	53 ± 3	I7
	0,66		73 ± 22	16
	2,2		132 ± 8	I7
	25		144 ± 20	I7
Zn	0,66 p		67 ± 20	16
Sr	0,66 p		88 ± 26	16
Ag	0,6 p		86 ± 10	17
	0,66		76 ± 23	16
Pb	0,12		17 ± 5	I6
	0,30		73 ± 22	16
	0,45		91 ± 27	16
	0,45		71 ± 8	I2
	0,55		87 ± 26	I6
	0,60		157 ± 47	I6
	0,60		127 ± 10	I7
	0,66		186 ± 56	I6
	2,05		510 ± 72	I2
	2,05		610	14
	2,2		405 ± 8	17
	6,2		480	I4
Bi	0,3 p		73 ± 22	16
	0,55		75 ± 22	16
	0,6		98 ± 15	17
	0,66		167 ± 50	16
Th	0,135 p	t	19,5 ± 0,05	21
C	0,15 p	He ³	6 ± 1,6	22
Ar	0,15 p		10 ± 1,5	22
	0,6		27	I7
	2,2		72	I7

I	2	3	4	5
Si	0,6 p	He ³	34	I7
	2,2		56	I7
Fe	0,15 p		13 ± 2	22
	0,16 p		11	23
	0,43		45	23
	0,60		34	I7
	2,2		63	I7
	3,0		240	23
	25		133	I7
Co	0,6	α	36	I7
Ni	0,6		42	I7
	2,2		58	I7
Cu	0,6		52	I7
	2,2		80	I7
	25		129	I7
Ag	0,6		21	I7
Au	0,15		19 ± 2	22
	0,16		7 ± 2	9
Pb	0,6		21	I7
Bi	0,6		22	I7
Th	0,15		20 ± 2	22
Al	0,6		268	I7
	2,2		410	I7
Si	0,6		302	I7
	2,2		330	I7
Fe	0,16		120	23
	0,43		450	23
	0,6		336	24
	2,2		410	25
	3,0		130	23

I	2	3	4	5
	25,0		750	I7
Ni	0,6 p	α	396	I7
	2,2		470	I7
Cu	0,6		575	24
	2,2		620	24
	25,0		785	I7
Ag	0,16 p		231 ± 27	10
	0,6		350	I7
Ag, Br	1,0 p		340 ± 60	25
	2,0		960 ± 130	25
	3,0		1160 ± 130	25
	3,0		960	26
	2,9 p̄		2750	26
Au	0,16 p		109 ± 15	9
Pb	0,6		340	I7
Bi	0,16 p		82 ± 10	9
	0,24 p		110	27
	0,42		220	27
	0,55		320	27
	0,6		350	I7
Th	0,065 α	α	20	28
	0,085		35	28
	0,150		75	28
	0,16 p	α	81 ± 10	9

Таблица 2

Сечения $\sigma_{из}$ и $\sigma_{анн}$ (в мбн) образования ядер с массовым числом $A = 2-4$ при взаимодействии протонов с различными мишенями /9,10/

Энергия (МэВ)	Мишень	P		d		t		He ³		He ⁴	
		$\sigma_{из}$	$\sigma_{анн}$	$\sigma_{из}$	$\sigma_{анн}$	$\sigma_{из}$	$\sigma_{анн}$	$\sigma_{из}$	$\sigma_{анн}$	$\sigma_{из}$	$\sigma_{анн}$
156	Ag	800±100	700±100	64±6	60±10	15±3	18±2	5,5	7,5±1	206±25	25±2
	Ta	390±50		50±5		22±3				100±10	
	Au	320±50	800±100	41±4	50	17±3	22±2	3	4±1	75±6	37±5
	Pb	320±50		42±4		18±3				60±6	
	Bi	350±50		47±5		24±3	25±3	3	3±1	45±7	37±7
	Th	380±50		55±5		30±4				37±5	44±10
90	Au	240±30	650±70	26±4	45	10±2	17				

Таблица 3

Расчетные и экспериментальные характеристики α -частиц, рождающихся при взаимодействии протонов в эмульсии /39/

Энергия Характеристика	1 ГэВ Опыт	0,96 ГэВ Расчет	2 ГэВ Опыт	1,84 ГэВ Расчет
F/B ($E_\alpha < 10$ МэВ)	0,65 ± 0,10	0,48 ± 0,04	0,69 ± 0,11	0,48 ± 0,04
F/B ($E_\alpha > 25$ МэВ)	2,1 ± 0,5	3,09 ± 0,43	2,7 ± 0,6	2,53 ± 0,31
\bar{n}_α	1,08 ± 0,06	1,61 ± 0,07	1,62 ± 0,09	1,85 ± 0,08

Т а б л и ц а 4

Сечения образования быстрых ядер гелия при взаимодействии элементарных частиц высоких энергий в эмульсии

Первичная частица	$E_{\text{к}}$ (МэВ) T (ГэВ)	G (мбн)					Литера- тура	
		>100	>200	>300	>400	>500		>1000
p	2,23	53 ± 14	8,4 ± 6,3					54
p	2,26	26,6 ± 4,0	8,6 ± 2,2	3,3 ± 1,2	0,8 ± 0,8			54
p	9,0	51,2 ± 6,1	19,3 ± 3,5	6,5 ± 1,8	4,3 ± 1,6		0,46 ± 0,3	55
p	19,5	51,4 ± 7,2	18,6 ± 4,3	7,9 ± 2,6	2,6 ± 1,3		0,2 ± 0,2	55
π	7,5	15,75 ± 1,89	3,76 ± 0,8		0,98 ± 0,48			56
π	17,5	29,1 ± 2,2	5,4 ± 0,62		1,20 ± 1,25	0,92 ± 0,23		56

Т а б л и ц а 5

Средние числа вторичных частиц в звездах со следами ядер гелия и без следов ядер гелия

Первичная частица и энергия (ГэВ)	Звезды со следами ядер гелия				Звезды без следов ядер гелия				Литера-тура
	n_s	n_y	n_e	n_H	n_s	n_y	n_e	n_H	
p 2,23	2,7 ± 0,4			16,4 ± 1,1	2,9 ± 0,2			11,2 ± 0,3	54
p 2,26	0,8 ± 0,1			14,0 ± 0,6	1,06 ± 0,08			11,2 ± 0,3	54
p 9,0	5,4 ± 0,2	6,2 ± 0,2	12,6 ± 0,2	18,4 ± 0,5	4,5 ± 0,2	3,2 ± 0,1	7,2 ± 0,2	10,5 ± 0,3	55
p 19,5	8,4 ± 0,2	6,7 ± 0,2	14,2 ± 0,3	20,8 ± 0,4	7,1 ± 0,2	4,3 ± 0,1	8,5 ± 0,2	12,8 ± 0,2	55
π 7,5	4,3 ± 0,3	5,5 ± 0,3	9,9 ± 0,3		3,3 ± 0,2	4,6 ± 0,3	7,0 ± 0,3		57
π 17,5	7,7 ± 0,3	7,2 ± 0,3	12,6 ± 0,1		6,3 ± 0,3	5,3 ± 0,3	8,4 ± 0,3		57

Таблица 6

Половинные углы вылета ядер d , t и He , образующихся при взаимодействии частиц в эмульсии

Первичная частица	Вторичная частица	$E(\text{мэВ})$ $T_{\text{ГэВ}}$	θ_{\pm} (град)		Литература
			> 25	> 50	
π	d, t	7,5	$55 \pm 1,5$	$37,5 \pm 3,5$	58
π	t	7,5	$54 \pm 2,5$	$38,5 \pm 4$	58
π	$Z = 2$	7,5	$52 \pm 2,75$	$37,5 \pm 4,5$	58
π	$Z = 2$	17,5	$50 \pm 2,5$	34 ± 4	57
p	$Z = 2$	9,0	$47,75 \pm 2,5$	$32,5 \pm 4$	59, 60
p	g	9,0	$58 \pm 1,2$		61

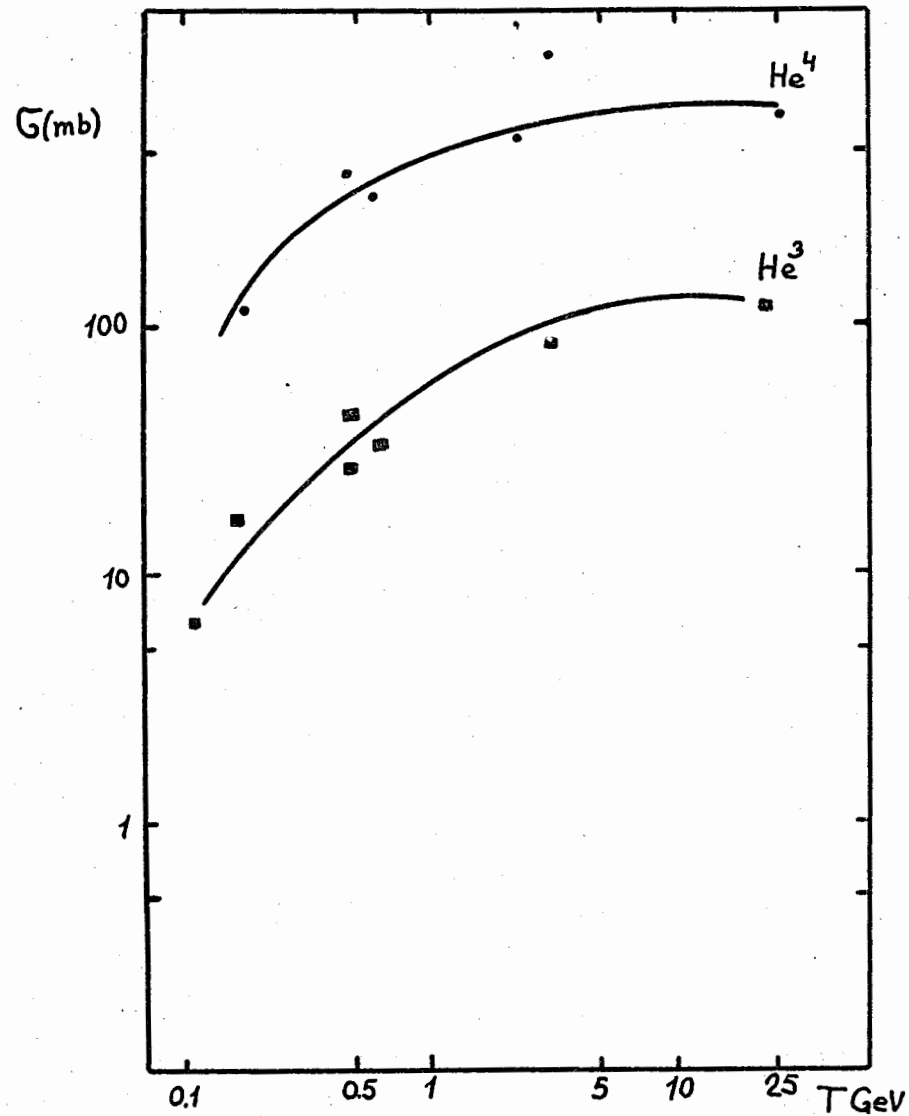


Рис. 1. Функции возбуждения реакций образования ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ при взаимодействии протонов в железе ${}^{16-32}\text{Fe}$.

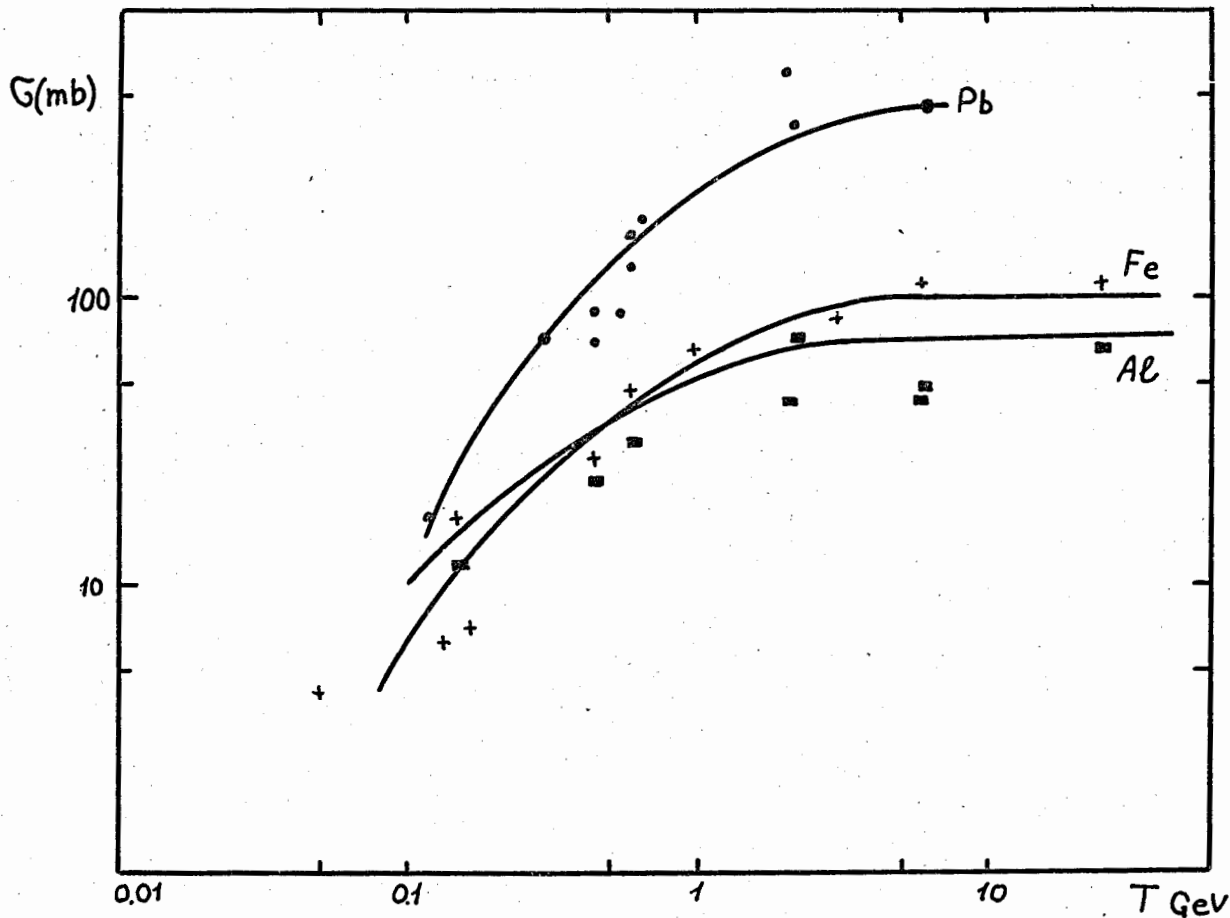


Рис. 2. Функции возбуждения реакции образования трития при взаимодействии протонов в алюминии (=), железе (+) и свинце (•)/13,16-32/.

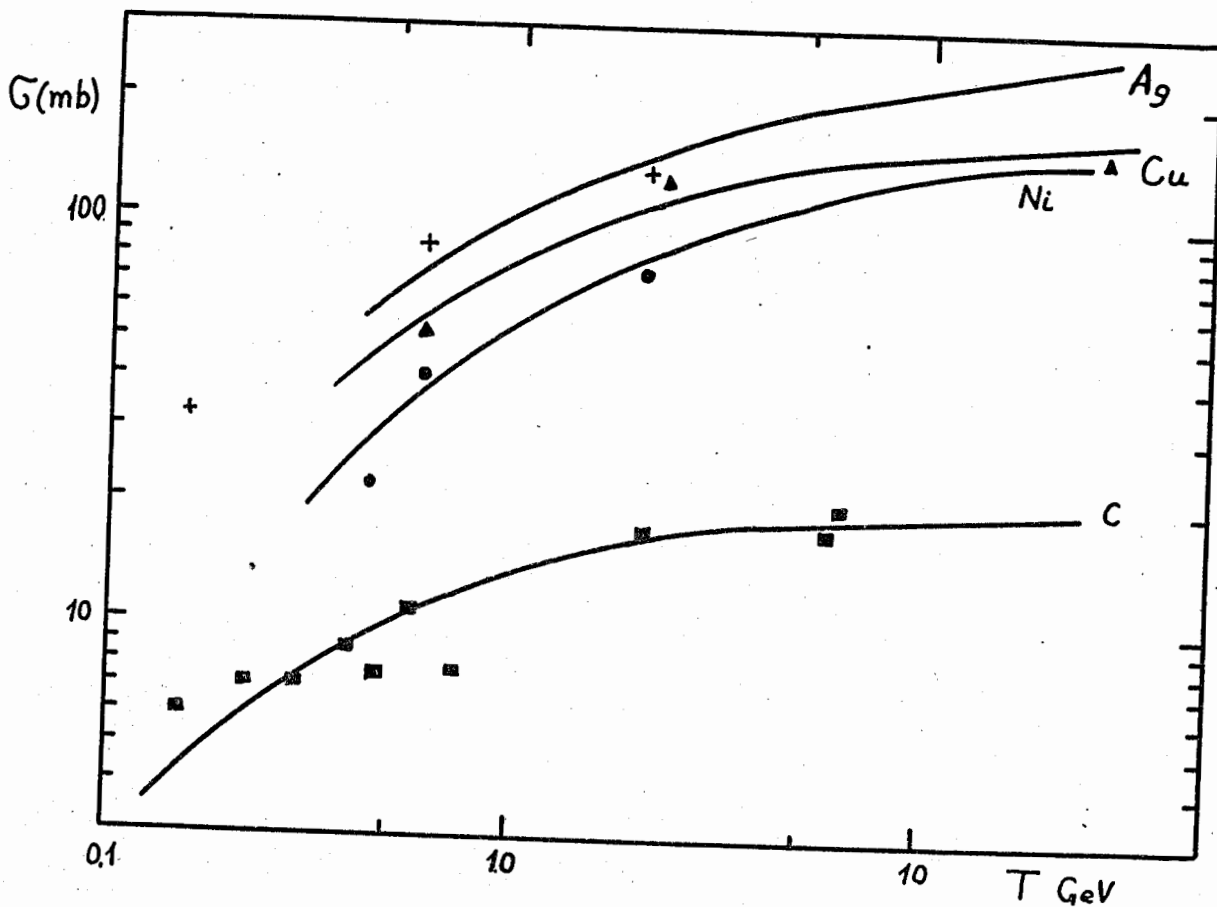


Рис. 3. Функции возбуждения реакций образования трития при взаимодействии протонов в углероде (=), никеле (•), меди (▲) и серебре (+)/9,10,16-32/.

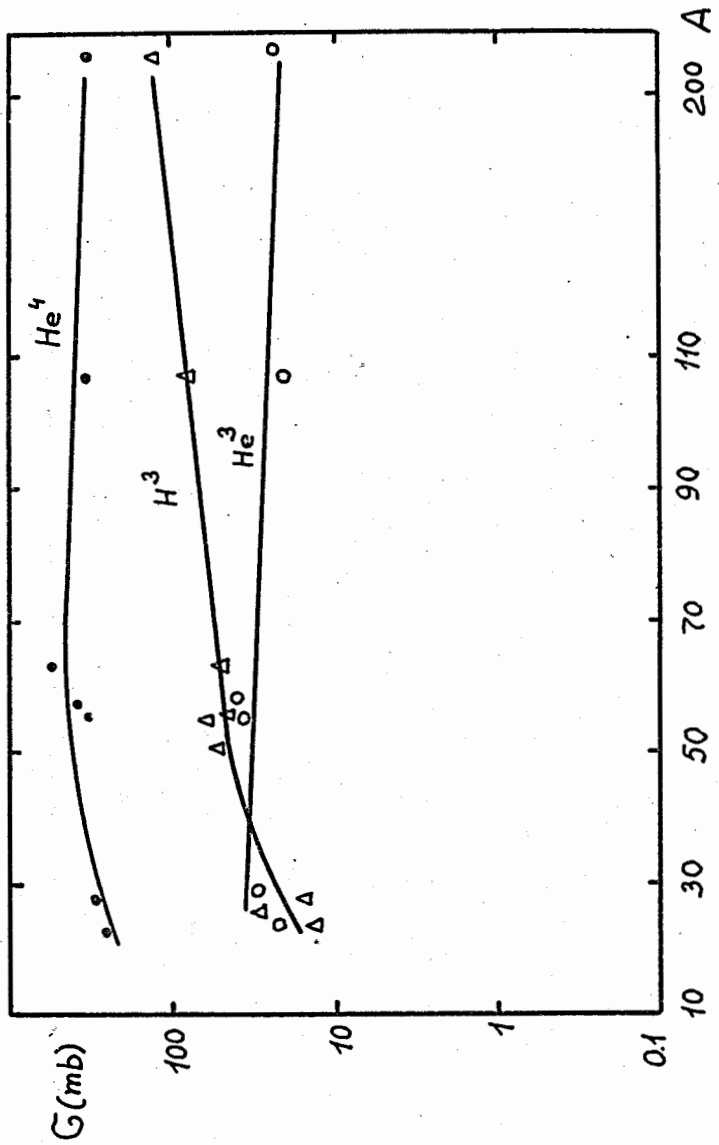


Рис. 4. Зависимость сечений образования ядер ${}^3\text{He}$ (○), ${}^3\text{H}$ (Δ) и ${}^4\text{He}$ (●) при взаимодействии протонов с энергией 600 Мэв с различными элементами от атомного номера ядра-мишени/16-32/.

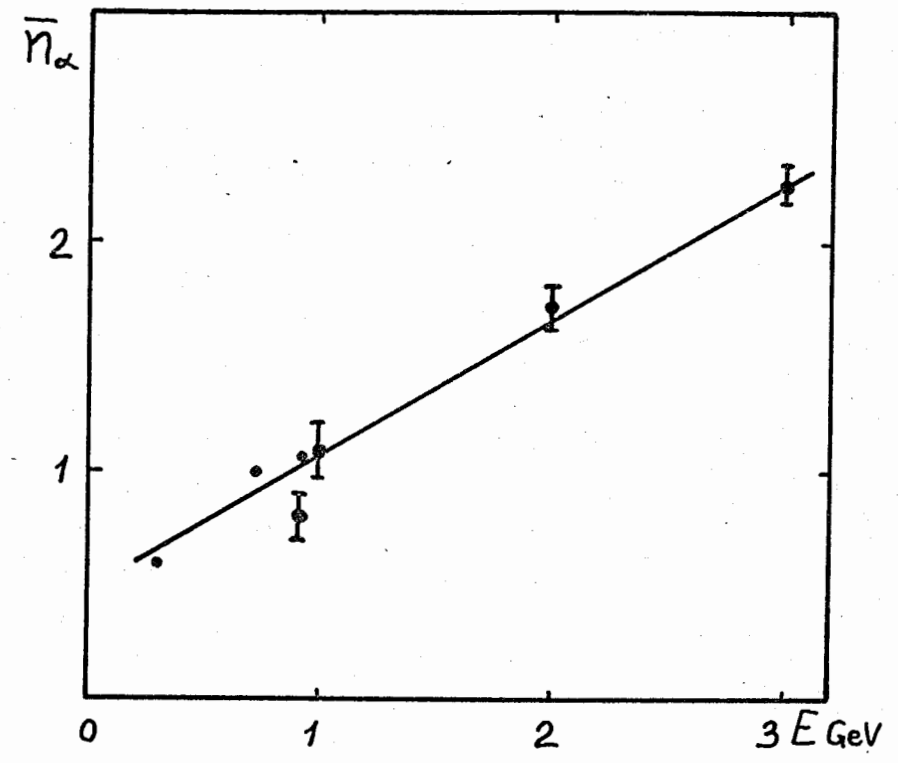


Рис. 5. Зависимость от энергии среднего числа α -частиц, образующихся при взаимодействии протонов в эмульсии/86,24-26,40-42/.

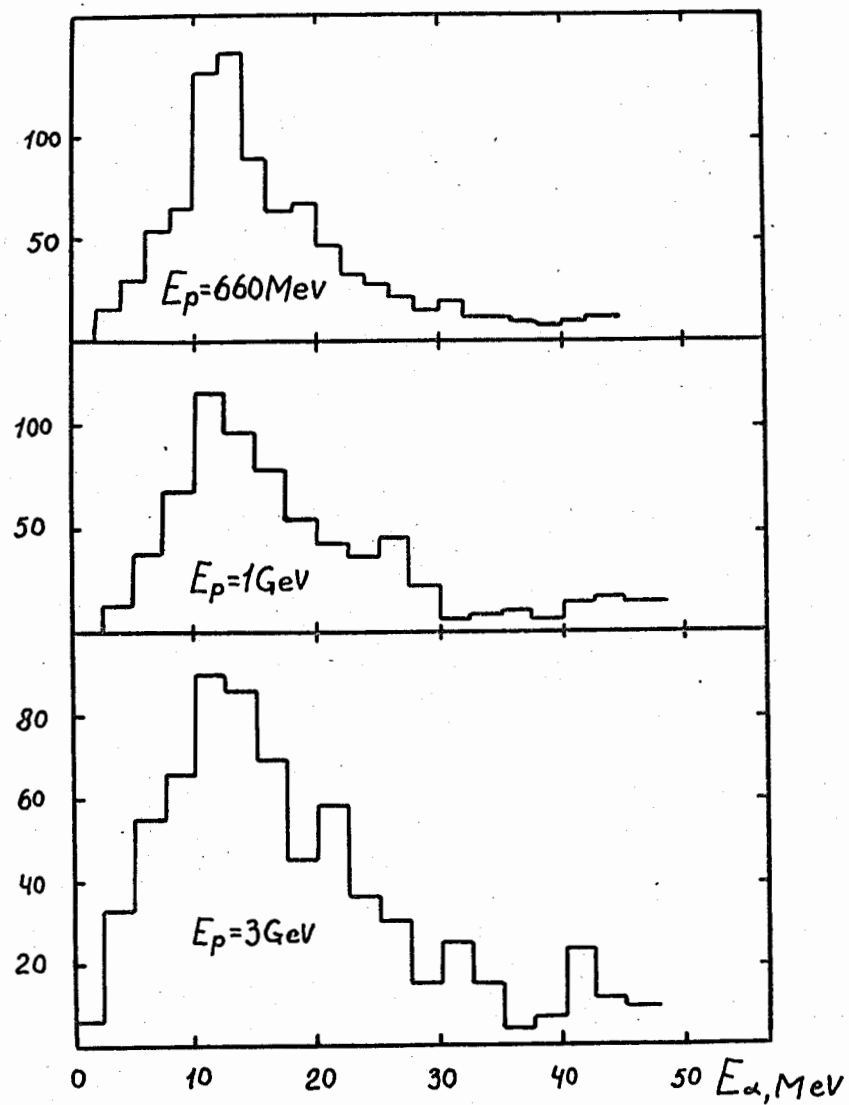


Рис. 6. Энергетические спектры α -частиц, образующихся при взаимодействии протонов в эмульсии /37,40/.

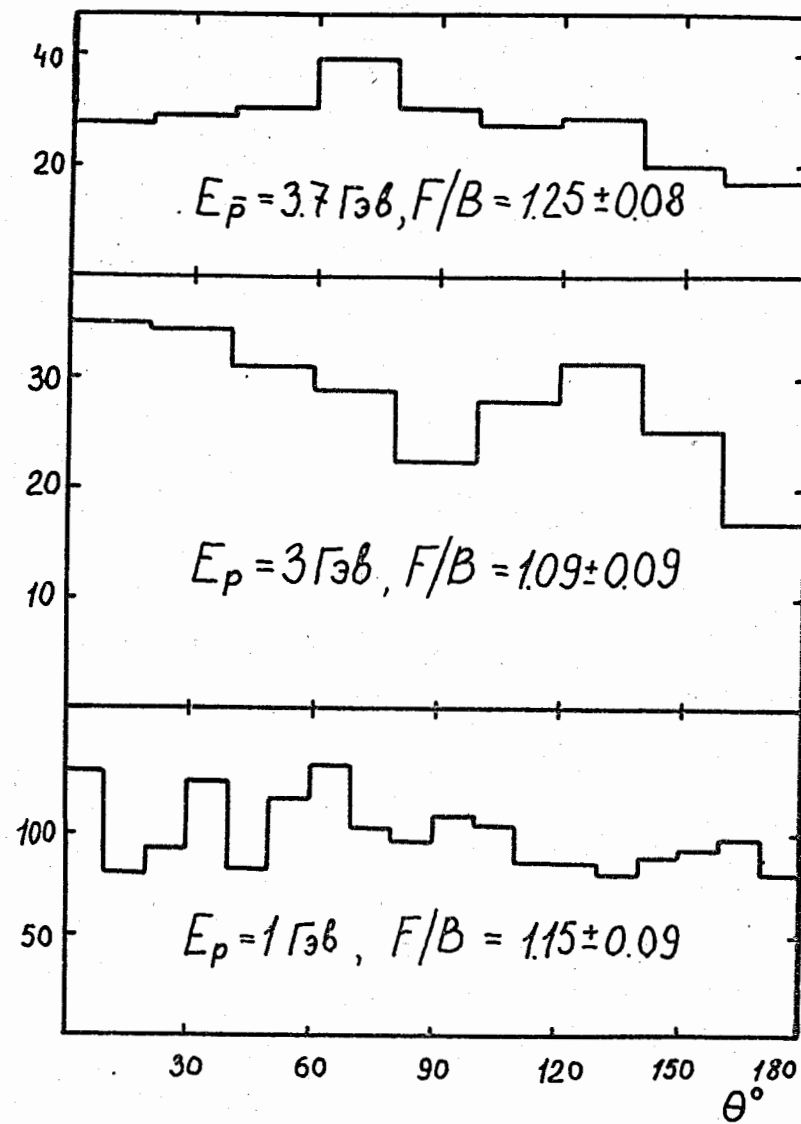


Рис. 7. Угловые распределения α -частиц, рождающихся при взаимодействии протонов и антипротонов в эмульсии /26,40/.

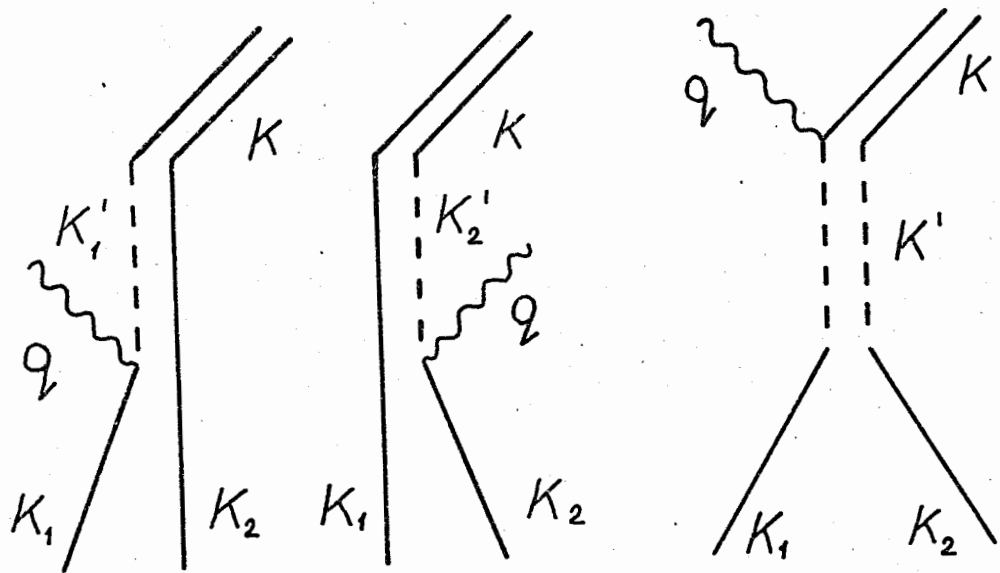


Рис. 8. Диаграммы, описывающие образование дейтронов согласно модели Батлера-Пирсона /61,62/.