

5549

ЭЛЕКТРОННО-БИБЛИОТЕКА

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 5549



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С.Барашенков, А.С.Ильинов, Н.М.Соболевский,
В.Д.Тонеев

СИСТЕМАТИКА
НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОТОНОВ
С ЯДРАМИ

II. Характеристики низкоэнергетических частиц

1970

P2 - 5549

**В.С.Баращенко, А.С.Ильнов, Н.М.Соболевский,
В.Д.Тонеев**

**СИСТЕМАТИКА
НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОТОНОВ
С ЯДРАМИ**

II. Характеристики низкоэнергетических частиц

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

I. Введение

В последнее время был опубликован целый ряд обстоятельных работ, посвященных анализу модели внутриядерных каскадов (см. в частности, нашу работу /1/ и обзоры /2,3/, где можно найти дальнейшую библиографию). Однако основное внимание при этом уделялось характеристикам быстрых частиц, поскольку именно они несут основную информацию о первой, "каскадной" стадии взаимодействия.

Настоящая работа, являющаяся прямым продолжением работы /1/, как по методу, так и по цели исследования, посвящена детальному расчету и обсуждению свойств низкоэнергетической компоненты вторичных частиц, образующихся в результате протон-ядерных столкновений. Основную часть этой компоненты составляют частицы, испущенные в ходе второй, "испарительной" стадии взаимодействия. Мы рассмотрим, в какой степени характеристики этих частиц зависят от каскадной стадии процесса и обсудим, насколько согласующейся с опытом является в данном случае модель испарения.

Далее мы ограничимся областью энергий первичных протонов от нескольких десятков Мэв до $T \approx 3 - 5$ Гэв^{*}), где хорошо применима обычная каскадная модель без учета изменения свойств ядра в ходе внутриядерного каскада и без учета вклада многочастичных взаимодействий.

*) Здесь и везде далее T - кинетическая энергия первичного протона, а \bar{T} - кинетическая энергия вторичной частицы в лабораторной системе координат.

В качестве мишеней будут рассматриваться ядра от алюминия до свинца. Для более легких ядер использование испарительной модели представляется неоправданным с самого начала /4/; ограничение со стороны тяжелых ядер связано с возможностью пренебречь процессами деления.

Все указанные ниже неточности расчета, если это не оговорено особо, являются чисто статистическими и не включают в себя погрешность метода.

Результаты настоящей работы в сочетании с данными по свойствам каскадных частиц, приведенными в работе /1/, позволяют определить в зависимости от энергии T в сущности все характеристики неупругого протон-ядерного столкновения для любых ядер и значений энергии в рассматриваемой области.

2. Модель и метод расчета.

Каскадная стадия взаимодействия рассчитывалась методом Монте-Карло точно при тех же условиях, что и в работе /1/ (детали этих вычислений изложены в работах /5,6/).

Судьба каждого возбужденного ядра, оставшегося после прохождения каскадной лавины, также разыгрывалась методом Монте-Карло. В основу этого розыгрыша была положена статистическая модель, согласно которой вероятность испускания ядром, имеющим энергию возбуждения E^* , частицы типа j с массой m_j , спином S_j и с кинетической энергией, заключенной в интервале от T до $T + dT$, имеет вид

$$W_j(T)dT = \frac{(2S_j + 1)m_j}{\pi^2 h^3} G_j(T) \frac{\omega_j(E^* - T - Q_j)}{\omega_1(E^*)} T dT \quad (1)$$

Здесь ω_j и ω_1 - плотность уровней соответственно конечного и исходного ядер, $G_j(T)$ - сечение обратной реакции, Q_j - энер-

гия связи частицы j в исходном ядре. Учитывались каналы: испускание нейтрона, протона, ядер дейтерия, трития, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

Если положить $\omega(E^*) = \text{const} \cdot \exp(2\sqrt{\alpha E^*})$, где α - параметр плотности уровней ядра с массовым числом A , и воспользоваться для сечения обратной реакции аппроксимацией, предложенной Достровским и др. /7/, то для относительной вероятности испускания частицы j получим

$$\frac{W_j}{W_n} = \left(\frac{A_j}{A_n}\right)^{2/3} \frac{(2S_j+1)(1+c_j)a_n^2}{2\alpha a_j^2} \frac{[2a_j R_j - \frac{3}{2}(2\sqrt{a_j R_j} - 1)]}{[2a_n R_n - (\frac{3}{2} - a_n \beta)(2\sqrt{a_n R_n} - 1)]} \times \\ \times \exp[2(\sqrt{a_j R_j} - \sqrt{a_n R_n})], \quad (2)$$

где по определению $W_j = \int_{V_j}^{E^*-Q_j} w_j(T) dT$, V_j - эффективный кулоновский барьер для частицы j , а $R_j = E^* - Q_j - V_j$ - ее максимально возможная кинетическая энергия; W_n - вероятность канала с испусканием нейтрона.

Значение постоянных C_j , α и β , характеризующих энергетическую зависимость сечения $\sigma_j(T)$, мы выбрали те же, что и в работе Достровского и др. /7/

Были выполнены варианты расчета, учитывающие как проницаемость кулоновского барьера $V_j = K_j V_{0j}$, так и его зависимость от энергии возбуждения ядра $V_j = V_j(E^*) \equiv K_j V_{0j} (1 - \frac{E^*}{81\alpha})$, величина кулоновского барьера V_{0j} рассчитывалась по формуле

$$V_{0j} = \frac{e Z_j Z_j}{r_0 [(A - A_j)^{1/3} + A_j^{1/3}]},$$

значения постоянных K_j взяты из работы /8/, для величины r_0 принято значение $1,3 \cdot 10$ см.

Энергия связи частицы Q_j вычислялась по формуле Кармерона с учетом оболочечных поправок. /9/

Следует иметь в виду, что выражения для относительной вероятности процессов (2) и спектра кинетической энергии (1) относятся к системе центра масс распадающегося ядра. Поэтому мы принимали во внимание влияние скорости, приобретаемой ядром-остатком в результате внутриядерного каскада, на спектры частиц испарения в предположении изотропии углового распределения частиц в системе центра масс.

В случае испускания нейтронов и протонов в "испарительную область" спектров некоторый вклад дают также и каскадные частицы выбивания. Число таких низкоэнергетических каскадных частиц определяется в настоящее время не вполне однозначно и зависит от величины параметра обрезания $T_{обр}$. Эта зависимость показана на рис. 1; там же приведена зависимость и полного числа частиц $\bar{N}_{каск} + \bar{N}_{исп}$.

Мы видим, что средняя суммарная множественность всех вторичных частиц практически не зависит от выбора величины $T_{обр}$ и дело, в сущности, сводится к вопросу: какие низкоэнергетические частицы назвать испарительными, а какие - частицами выбивания. (Более заметным образом величине $T_{обр}$ должна сказаться на угловом распределении низкоэнергетических частиц).

На рис. 2 показана энергетическая зависимость среднего числа низкоэнергетической компоненты каскадных частиц. (Как уже отмечалось выше, каскадная стадия взаимодействия рассчитывалась точно при тех же предположениях и тем же способом, как и в работе /1/).

Далее при сравнении теории с опытом мы всегда будем включать вклад этих каскадных нуклонов в результаты расчета.

3. Состав и множественность испарительных частиц.

Зависимость средней множественности частиц испарения от энергии первичного протона T показана на рис. 3-5. В качестве примера рассмотрено взаимодействие с ядрами железа, рутения и вольфрама.

Значения \bar{N} быстро возрастают с увеличением энергии, причем характер зависимости $\bar{N}(T)$ близок к поведению функции $E^*(T)$, особенно в случае испускания протонов и нейтронов (см. рис. 4, где для сравнения нанесены кривые $E^*(T)$). В частности, медленный подъем функций $\bar{N}_p(T)$ и $\bar{N}_n(T)$ в интервале $T \approx 0,1 \pm 0,3$ Гэв является прямым отражением соответствующего "плато" в зависимости от $E^*(T)$ (см. также работу [1]). Понятно, что такое поведение обнаруживают лишь наиболее вероятные процессы, т.е. процессы с испусканием нейтронов и протонов. Выход ядер дейтерия, трития и гелия имеет почти степенную зависимость от энергии T , возрастая на две-три порядка при переходе от $T \approx 100$ Мэв к $T \approx 3$ Гэв.

На рисунках 3-5 показано также влияние неточностей выбора параметров модели.

Учет зависимости кулоновского потенциала от энергии возбуждения ядра увеличивает выход заряженных частиц, что особенно заметно для тяжелых ядер. Однако изменения массовых и зарядовых чисел ядра, ΔA и ΔZ , в среднем не превышают 15%, даже при больших энергиях.

Если вместо значения параметра плотности уровней $\alpha = A/10$ использовать вдвое меньшее значение $A/20$, то такая замена эквивалентна умножению показателя экспоненты в формуле вероятности (2) на коэффициент 0,7, а так как показатель экспоненты, как правило, отрицателен, то она приводит к увеличению относи-

тельной вероятности W_j/W_n , причем увеличение будет тем большим, чем менее вероятен процесс. Если же для какой-либо частицы, например, для протона, отношение $W_j/W_n > 1$, то вероятность испускания этой частицы в результате замены $\alpha \rightarrow \alpha/2$ уменьшится.

Вообще говоря, уменьшение величины параметра α приводит к увеличению вероятности испускания тяжелых частиц и подавлению относительного вклада нуклонов.

Повышение энергии первичного протона T сопровождается изменением состава вторичных частиц; при этом увеличивается не только величина средней массы $\overline{\Delta A}$ и среднего заряда $\overline{\Delta Z}$, теряемых ядром, что видно уже из рис. 3-5, но увеличивается и средняя масса испаряемой частицы $\overline{\Delta A}/\bar{n}$ и ее средний заряд $\overline{\Delta Z}/\bar{n}$ (здесь $\bar{n} = \sum_j \bar{n}_j$). Последнее хорошо видно на рис. 6. Из этого же рисунка следует, что средний "удельный" заряд частицы $\overline{\Delta Z}/\overline{\Delta A}$ тоже монотонно возрастает с ростом энергии первичного протона, достигая при $T \approx 2-3$ Гэв значений, близких к величине отношения Z/A для исходных ядер. Напомним (подробнее см. работу /1/), что к такой же величине в этой области энергий стремится и отношение числа каскадных протонов к полному числу выбитых нуклонов $\bar{n}_p / (\bar{n}_n + \bar{n}_p)$.

Выше уже отмечалась слабая зависимость средней множественности частиц \bar{n}_j от величины кулоновского потенциала. Напротив, величина отношения числа одно- и двухзарядных частиц

\bar{n}_+ / \bar{n}_{++} оказывается весьма чувствительной к выбору параметров α и V_j (см. рис. 7), хотя при этом форма кривой $\bar{n}_+(\tau) / \bar{n}_{++}(\tau)$ и не зависит от выбора указанных параметров, а определяется величиной массового числа исходного ядра.

Обращают на себя внимание нерегулярности в поведении расчетных характеристик для ядра Ru^{100} . Это имеет место, в частности, для отношения n_+/n_{++} (см. рис.7), а также для характеристик, приведенных на рис.4.

Нетрудно убедиться, что нерегулярности обусловлены влиянием ядерной оболочки с пятьюдесятью нейтронами. Если испарительный каскад "пересекает" эту оболочку, то испускание нейтронов оказывается сильно подавленным вследствие большой величины энергии связи Q_n для последних, заполняющих оболочку ядра, нейтронов; при этом вероятность испускания других частиц (особенно протонов) соответственно возрастает.

Подобное "пересечение" оболочки происходит, как правило, в области $T \approx 0,1-0,3$ Гэв. При больших энергиях этот эффект уменьшается, поскольку здесь уже испускается очень много частиц и большая часть нейтронов испаряется после "пересечения" оболочки испарительным (в то и внутриядерным) каскадом.

Рис.8 иллюстрирует зависимость выхода нейтронов и протонов от типа исходного ядра-мишени. Отчетливо видны нерегулярности, которые являются следствием оболочечной структуры ядра, проявляющейся через энергии связи частиц Q_j .

Следует заметить, что структура зависимости средних чисел \bar{n}_n и \bar{n}_p от свойств ядра-мишени и ее корреляция с величинами A и Z для исходного испаряющегося ядра при фиксированной энергии возбуждения E^* отмечалась уже в работе Достровского и др. /8/. Можно было бы ожидать, что в случае взаимодействия с ядром высокоэнергетического протона, когда имеется целый спектр

испаряющихся ядер, каждое из которых в свою очередь обладает весьма широким спектром возбуждений, зависимость множественности \bar{n}_j от A и Z должна быть достаточно гладкой функцией. Однако, как видно из рис. 8, это далеко не так.

Немонотонная зависимость $\bar{n}_j(A)$ приводит к важному в практическом отношении выводу о том, что необходимо быть достаточно осторожным при интерполяции и экстраполяции известных экспериментальных теоретических значений \bar{n}_j .

Более гладкой оказывается зависимость среднего числа нуклонов испарения $\bar{\Delta A} = \bar{\Delta A}(A)$. В работе /10/ при некоторых упрощающих предположениях было показано, что относительное число нуклонов $\bar{\Delta A}/A$, испаряющихся из ядра с определенными значениями A и Z , зависит лишь от температуры этого ядра t_0 . (Этот вывод совпадает также с результатами расчетов Достровского и др. /8/). Можно ожидать, что такое поведение отношения $\bar{\Delta A}/A$ будет иметь место не только для отдельных ядер, но и в целом для всего протон-ядерного взаимодействия с его широким спектром возбужденных остаточных ядер, если в качестве величины A использовать среднее значение массового числа ядра, оставшегося после окончания внутриядерного каскада $A = \langle A \rangle_{\text{ср}}$, а для t_0 выбрать значение, определяемое уравнением состояния для соответствующего среднего значения энергии возбуждения $t_0 = \sqrt{\langle \bar{E}^* \rangle / a}$.

Результаты такого анализа приведены на рис.9. Почти все рассчитанные точки, соответствующие области энергий $T \approx 0,1-3$ Гэв и ядрам-мишеням, начиная от железа и до вольфрама, с хорошей точностью укладываются на одну кривую

$$\bar{\Delta A}/\bar{A} = 10^{-3}(4,35t_0^2 + 20,4t_0 - 13) \quad (3)$$

Заметим, что аппроксимация (3) может оказаться весьма полезной для решения в некотором смысле "обратной задачи", когда требуется оценить величину возбуждения остаточных ядер по определенному из опыта среднему числу потерянных ядром нуклонов $\overline{\Delta A}$.

В настоящее время экспериментальные данные позволяют достаточно надежно проследить энергетическую зависимость множественности низкоэнергетических частиц лишь в случае взаимодействий с фотоэмulsionей. Соответствующий анализ, выполненный нами в работах /2,3,6/, показал хорошее согласие теории с опытом в области энергий ниже $T \approx 3 + 5$ Гэв, особенно если принять во внимание условия идентификации звезд в фотоэмulsionии.

Неплохое согласие теории и известных сейчас экспериментальных данных при $T=150$ и 190 Мэв /12,13/ имеет место также и для выхода заряженных частиц из "чистых" ядер (см. табл. I).

Данные о множественности низкоэнергетических нейтронов приведены в таблицах I, II и на рис. 10. В общем, согласие следует признать вполне удовлетворительным, особенно если учесть некоторые противоречия между результатами измерений различных авторов. В частности, особенно заметным является расхождение в числе нейтронов, выбитых из алюминия при энергиях $T=150$ и 190 Мэв (см. табл. I).

Влияние специфики эксперимента на результаты измерения хорошо видно на рис. 10. В работе Берковича и др. /14/ информация о среднем числе низкоэнергетических нейтронов $\overline{N_n}$ получена из опытов с космическими лучами, где использовались толстые мишени, что приводит к несколько завышенным значениям

$\overline{N_n}$. В работе Василькова и др. /15/ "испарительными" назывались все нейтроны, вылетающие под углами $\vartheta > 30^\circ$; понятно, что при этом регистрировалась также и значительная часть

каскадных частиц. Учет вклада этих частиц существенно улучшает согласие теории и эксперимента.

4. Энергетические характеристики испарительных частиц.

Распределения испарительных частиц по величине их кинетической энергии приведены на рис. II и I2. Там же показано, как на результаты расчета влияет выбор параметров модели.

Хотя на каждом этапе испарительного каскада форма спектра оставалась квазимахвелловской (см. соотношение (I)), результирующие распределения напоминают ее лишь весьма и весьма отдаленно, причем различие становится тем больше, чем больше энергия первичного протона. Такая форма спектров является следствием широкого распределения испаряющихся ядер по величинам A , Z и E^* .

Отличие энергетических спектров испарительных частиц от максвелловских приводит к тому, что, вообще говоря, становится невозможным приписывать процессу какую-то одну среднюю температуру, исходя из спектров вылетевших частиц. Более того, значения средней температуры, полученные из спектров различных частиц, например, из спектров протонов и нейтронов, будут сильно различаться между собой. Последнее обусловлено тем обстоятельством, что в отличие от нейтронов, которые испаряются в течение всей испарительной стадии процесса, испарение протонов более вероятно на ранней стадии, соответствующей более "нагретому" ядру.

Из рис. II и I2 хорошо видно, что учет зависимости кулоновского потенциала от величины энергии возбуждения, $V = V(E^*)$,

обогащает спектр частицами со "сдвинутыми" энергиями $T-V$, в замена параметра плотности уровней $\sigma=A/10$ вдвое меньшим значением вызывает некоторое уширение максимума распределения.

Используя аппроксимацию (3), нетрудно получить оценку средней (в расчете на один нуклон) энергии $\overline{\Delta E}$, уносимой испарительной частицей:

$$\overline{\Delta E} = \frac{\overline{E^*}}{\Delta A} \approx \frac{0,1 A t_0^2}{\Delta A} \approx \frac{100 t_0^2}{4,35 t_0^2 + 20,4 t_0 - 13} \quad (4)$$

Степень согласия этой оценки с точными численными расчетами показана на рис.13.

После того как испарительный каскад из возбужденного ядра закончен, это ядро еще может обладать некоторым возбуждением, меньшим энергии, необходимой для отделения от ядра нуклона. Дальнейший переход в основное состояние будет осуществляться преимущественно путем испускания γ -квантов. Как видно из таблицы III, в среднем γ -квантами уносится около четырех-пяти Мэв.

Спектры медленных заряженных частиц исследовались в фотоэмульсионных опытах. Из рис. 14 и 15 видно, что хотя в общих чертах согласие теории с этими данными достаточно хорошее, все же ощущается определенный недостаток частиц в расчетных распределениях вблизи соответствующего кулоновского барьера, особенно при больших значениях T . Обычно это обстоятельство связывают с недостаточно хорошим знанием высоты кулоновского барьера V и его зависимости от энергии возбуждения E^* . Эти характеристики особенно трудно определить для фотоэмульсии, представляющей со-

бой смесь различных ядер. Вместе с тем сдвиг экспериментальных спектров заряженных частиц при больших значениях T в сторону меньших энергий \mathcal{T} можно рассматривать как указание на проявление каких-то других, еще не учтенных нами эффектов, в частности, на возрастание роли неравновесных процессов и на необходимость учета углового момента.

Выше мы уже отмечали сравнительно слабое изменение средней множественности испарительных частиц при переходе от варианта с постоянным кулоновским потенциалом $V = kV_0$ к варианту, учитывающему зависимость $V = V(E^*)$. Существенно подчеркнуть, что сравнение с опытом спектров $W(\mathcal{T})$ говорит в пользу варианта с зависимостью $V(E^*)$.

Для чистых мишеней абсолютные измерения спектров низкоэнергетических заряженных частиц выполнены всего лишь при двух энергиях, $T = 150$ и 160 Мэв $/20, 21/$, причем сопоставление этих измерений указывает на то, что данные работы Фокса и Рамсея $/20/$ сильно завышены. Последнее подтверждается еще и тем фактом, что среднее число протонов \bar{N}_p , полученное в работе $/20/$, в несколько раз превышает величину среднего "потерянного заряда" $\bar{\Delta Z}$, определенную с помощью эмпирических формул Рудстама $/22/$.

На рис. 16 показано сравнение экспериментальных и расчетных спектров протонов, вылетающих под определенным углом ϑ к направлению пучка первичных протонов. (Для согласования абсолютных значений результаты вычислений умножены на коэффициенты 2,5; 3,5 и 5 соответственно для ядер цинка, олова и свинца). Мы видим, что теория правильно передает общую форму спектров и ее изменение при варьировании угла вылета ϑ . Однако теория не отражает значительного уширения спектров вблизи кулоновского барьера при переходе в область тяжелых ядер-мишеней.

Аналогичные расхождения в форме спектральных кривых наблюдаются и при сравнении с данными французской группы /21/; вместе с тем по абсолютной величине теоретические и экспериментальные значения выхода хорошо согласуются (см. рис.17).

В той же области начальных энергий $T=150 \pm 200$ Мэв измерены и спектры нейтронов /12,13/.

Теоретические и экспериментальные распределения для угла $\vartheta = 180^\circ$, где вклад частиц, образующихся непосредственно в ходе внутриядерного каскада, минимален, показаны на рис.18. В области $\vartheta > 2$ Мэв наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных даже по абсолютным значениям, однако при меньших энергиях теоретические распределения оказываются систематически заниженными.

Точно такие же расхождения для всех изученных ядер и для всех углов, при которых выполнены измерения, проявляются при сравнении расчетных распределений с данными Гросса /12/ (см. рис.19)^{ж)}.

То обстоятельство, что экспериментальные спектры испарительных нейтронов оказываются значительно мягче теоретических, отмечалось уже в работе /10/. Поскольку в этой работе проводилось сравнение с расчетом внутриядерных каскадов, выполненным в приближении резкой границы ядра, то расхождение с опытом интерпретировалось как результат пренебрежения диффузностью границы ядра. Однако из наших результатов следует, что учет этой диффузности не устраняет расхождения с опытом. Не улучшили положения и по-

ж) Как видно из рис. 19, расчетные значения для алюминия оказываются приблизительно втрое меньше соответствующих экспериментальных величин /12/, что отражает отмеченное уже выше расхождение средних чисел в работах /12/ и /13/.

пытка большей детализации модели: варьирование энергии обрезания ядерного каскада, различная аппроксимация диффузности ядра (от резкого края до использования 10 "ступенек"), уточнение формул для сечений обратного процесса, учет зависимости плотности уровней от структуры ядра. Все эти усложнения не дали сколько-нибудь существенного изменения результатов расчета.

Мы склонны думать, что расхождение с экспериментом имеет более серьезную причину и связано с какими-то важными эффектами. В частности, в нужную сторону сдвигает результаты вычислений учет углового момента остаточного ядра /23/, хотя из результатов работы /I/ видно, что в области энергий $T=150-200$ Мэв величина углового момента еще слишком мала для того, чтобы объяснить столь большие отклонения от экспериментальных данных.

5. Распределение испарительных частиц по углам их вылета.

Поскольку в наших расчетах пренебрегается влиянием углового момента, то в системе центра масс испарительные частицы распределяются изотропно, а небольшая анизотропия при переходе к лабораторной системе координат возникает лишь благодаря наложению переносной скорости движения распадающегося ядра (рис.20). Учет вклада каскадных частиц, как мы увидим несколько ниже, заметно увеличивает анизотропию.

Неопределенность в выборе параметров практически не сказывается на угловых распределениях испарительных частиц.

На рис. 21 и 22 известные сейчас экспериментальные данные сравниваются с результатами расчета. Как видно, учет вкла-

да каскадных частиц (ср. например, рис.20 и 22) делает угловые распределения более анизотропными, заметно улучшая согласие теории с опытом.

6. Заключение

Сравнение результатов расчетов с опытом показывает, что каскадно-испарительная модель правильно передает общие черты поведения самых различных характеристик низкоэнергетической компоненты частиц, образующихся при столкновениях быстрых протонов с ядрами, и может с успехом использоваться для их количественного расчета. Заметное расхождение с экспериментом имеет место, в основном, лишь для наиболее мягкой части энергетических спектров (для нейтронов - в области $T < 2$ Мэв, для заряженных частиц - при $T \sim V$).

Для того, чтобы получить представление о возможных причинах, которым обязаны эти расхождения, оценим среднюю величину времени жизни возбужденных ядер, образовавшихся после завершения каскадной стадии взаимодействия. При $T \approx 150-200$ Мэв в области средних массовых чисел ($A \approx 100$) средняя энергия возбуждения $E^* \approx 50$ Мэв /1/. Тогда по порядку величины время жизни возбужденного остаточного ядра до его распада

$$\tau_{исп} \sim \frac{1}{\omega_n} \sim (30 \div 50) \tau_{каск},$$

где $\tau_{каск}$ - время, характеризующее длительность каскадной стадии взаимодействия и определяемое как время пролета первичной частицей расстояния порядка размеров ядра, т.е. время жизни возбужденных ядер сравнимо с временем релаксации таких

систем $\tau_{\text{рел}}$, которое грубо можно оценить как

$$\tau_{\text{рел}} - (5 \text{ -- } 10) \tau_{\text{каск}} \quad /24/.$$

Напомним, что сейчас речь идет лишь о средней энергии возбуждения, в то время как в распределении $W(E^*)$ присутствует заметная доля ядер и с большими возбуждениями вплоть до значений $E^* \approx T$, которым соответствует $\tau_{\text{исп}} \lesssim 10 \tau_{\text{каск}}$. Таким образом, уже при энергиях $T \approx 150 + 200$ Мэв вполне может и должно происходить испускание частиц из возбужденных остаточных ядер, в которых еще не установилось статистическое равновесие, а при энергиях T , соответствующих средней энергии возбуждения $E^* \approx 200$ Мэв, само разделение взаимодействия на каскадную и испарительную стадии становится весьма условным.

До настоящего времени не выполнено еще ни одного расчета испускания частиц из неравновесного возбужденного ядра, образовавшегося в результате столкновения с высокоэнергетической частицей, но тем не менее качественно можно представить себе влияние неравновесного испускания частиц, если воспользоваться для этого моделью, ранее предложенной Грифином и Бланом для области энергий в несколько десятков Мэв /25,26/.

Приняв во внимание двухчастичные остаточные взаимодействия, Грифин и Блан смогли единым образом описать испускание частиц как в стадии статистического равновесия (обычная теория испарения), так и в процессе его установления - в предравновесной стадии. Оказалось, что частицы, испущенные в предравновесной стадии, дают вклад в ту или иную область спектра $W(\xi)$ в зависимости от того, насколько ядро "охвачено" возбуждением (в зависимости от числа "экситонов" - в терминах модели Грифина - Блана - /25,26/). При небольших возбуждениях, когда число "экситонов" еще невелико,

возможно испускание частиц с большими энергиями T , что качественно позволяет объяснить высокоэнергетический "хвост" в спектрах вторичных частиц для энергий первичных протонов T - несколько десятков Мэв. "Многоэкситонные" возбуждения с большой вероятностью приводят к испусканию низкоэнергетических частиц в предравновесном состоянии. Поскольку возбуждения ядер, остающихся после прохождения внутриядерного каскада, как правило, имеют такой характер, можно заключить, что неравновесное испускание частиц должно приводить к заметному смягчению спектров и, по крайней мере качественно, может объяснить отмеченные выше расхождения между экспериментальными и теоретическими спектрами низкоэнергетических нейтронов и протонов.

В этой связи особенно интересными представляются достаточно точные измерения спектров низкоэнергетических нейтронов и заряженных частиц как при меньших ($T \approx 100$ Мэв), так и при больших энергиях, чем это исследовалось до сих пор. В частности, при переходе в область больших энергий следует ожидать увеличения различий между расчетными и наблюдаемыми величинами.*)

*) По сравнению со спектрами заряженных частиц изучение спектров нейтронов с теоретической точки зрения является более предпочтительным, поскольку в этом случае нет неопределенности, обусловленной плохим знанием величины кулоновского барьера.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев;
Сообщение ОИЯИ P2-5118, Дубна, 1970.
2. V.S.Varashenkov, K.K.Gudima, S.M.Eliseev, A.S.Iljinov,
V.D.Toneev. Report of JINR E2-4607, Dubna, 1969.
3. V.S.Varashenkov, A.S.Iljinov, V.D.Toneev. Report of JINR
E2-5282, Dubna, 1970.
4. О.Б.Абдинов, В.С.Барашенков; Сообщения ОИЯИ P2-4788 (1969),
P2-5023 (1970).
5. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев;
Сообщения ОИЯИ P2-4065, P2-4066, Дубна, 1968.
6. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев;
Acta Phys.Polon., 36, 415 (1969).
7. I.Dostrovsky, Z.Fraenkel, G.Friedlander. Phys.Rev., 116,
683 (1959).
8. I.Dostrovsky, P.Rabinovitz, R.Bivins. Phys.Rev., 111,
1659 (1958).
9. A.G.W.Cameron. Can.J.Phys., 35, 1021 (1957).
10. В.Д.Тонеев; Сообщение ОИЯИ Б1-2740, Дубна, 1966.
11. V.S.Varashenkov, K.K.Gudima, V.D.Toneev. Acta Phys.Polon.,
36, 887 (1969).
12. E.Gross. Report UCRL-3330, Berkley (1956).
13. D.M.Skyrme. Nucl.Phys., 35, 177 (1962).
14. M.Berkovitch, H.Carmichael, G.Hanna, E.Hinoks. Phys.Rev.,
119, 412 (1960).
15. Р.Г.Васильков, Б.Б.Говорков, В.И.Гольданский, В.А.Коньшин,
О.С.Лупандин, Е.С.Магусевич, Б.А.Пименов, С.С.Прохоров,
С.Г.Цыпин; Яд.физ. 7, 88 (1967).

16. M. Bogdanski, E. Jeannet, C. Metzger. *Helv. Phys. Acta* 42, 485 (1969).
17. Е.Л. Григорьев, Л.П. Соловьева; *ЖЭТФ* 31, 932 (1956).
18. W.O. Lock, P.V. March, R. McKeague. *Proc. Phys. Soc.*, 231A, 368 (1955).
19. В.И. Остроумов; *ЖЭТФ* 32, 3 (1957).
20. R. Fox, N.E. Ramsey. *Phys. Rev.*, 125, 1609 (1962).
21. B. Gatty, M. Lefort, X. Tarrago. *Journ de Phys.*, 29, 705 (1968).
22. G. Rudstam. *Z. Naturforsch.*, 21a, 1027 (1966).
23. А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев; *Яд. физ.* 9, 48 (1968).
24. T. Ericson. *Adv. in Physics* 9, 425 (1960).
25. J.J. Griffin. *Phys. Rev. Lett.*, 17, 478 (1966).
26. M. Blann. *Phys. Rev. Lett.*, 21, 1357 (1968).
27. G. Bernardini, E.T. Booth, S.J. Lindenbaum. *Phys. Rev.*, 82, 826 (1952).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1970 года

ТАБЛИЦА I

Среднее число низкоэнергетических частиц, образующихся в протон-ядерных столкновениях при энергии T .

Теоретические данные получены при двух предположениях о величине параметра плотности уровней a ; учитывалась зависимость кулоновского потенциала от энергии возбуждения: $V=V(E^*)$

Ядро		T = 150 МэВ		T = 190 МэВ		
		\bar{N}_n	$\bar{N}_{зар}$	\bar{N}_n	\bar{N}_p	\bar{N}_d
Al^{27}	$a = A/10$	0.82 ± 0.02	1.22 ± 0.02	0.89 ± 0.02	1.19 ± 0.02	0.14 ± 0.01
	$a = A/20$	0.74 ± 0.02	1.24 ± 0.02	0.77 ± 0.02	1.04 ± 0.02	0.17 ± 0.01
	опыт /12,13/	0.4 ± 0.2	1.2	2.1 ± 0.4	0.8 ± 0.16	0.42 ± 0.09
Ag^{108}	$a = A/10$	3.55 ± 0.05	1.01 ± 0.02	3.97 ± 0.05	0.84 ± 0.02	0.19 ± 0.07
	$a = A/20$	3.06 ± 0.05	0.96 ± 0.02	3.27 ± 0.05	0.79 ± 0.02	0.29 ± 0.08
	опыт /12,13/	3.6 ± 1.0	0.8	4.7 ± 0.9	0.56 ± 0.11	0.18 ± 0.04
W^{184}	$a = A/10$	5.5 ± 0.1	0.58 ± 0.05			
	$a = A/20$	4.8 ± 0.1	0.67 ± 0.05			
	опыт /12,13/	4.1 ± 1.2	0.2			
Au^{197}	$a = A/10$			7.5 ± 0.2	0.40 ± 0.05	0.11 ± 0.01
	$a = A/20$			6.6 ± 0.2	0.39 ± 0.05	0.18 ± 0.01
	опыт /12,13/			8.0 ± 1.6	~ 0	0.10 ± 0.02

ТАБЛИЦА II.

Среднее число нейтронов с энергией $T < 15 - 20$ Мэв, образующихся в протон - ядерных столкновениях при энергии T .

Расчеты выполнены при двух предположениях о величине параметра плотности уровней α , учтена зависимость $V=V(E^*)$.

Ядро		Т, Мэв					
		300	415	510	560	690	820
Sn^{112}	$\alpha=A/10$	4.7±0.1	5.4±0.1	5.7±0.2	6.0±0.2	6.5±0.2	6.9±0.2
	$\alpha=A/20$	3.9±0.1	4.3±0.1	4.6±0.2	4.8±0.2	5.2±0.2	5.6±0.2
	опыт /I4/	4.8±1.0	4.7±1.5	5.6±1.7	6.4±2.6	6.1±1.7	9.3±2.7
W^{184}	$\alpha=A/10$	7.2±0.1	8.6±0.2	9.9±0.2	10.3±0.2	11.1±0.2	11.4±0.3
	$\alpha=A/20$	5.9±0.1	6.3±0.2	6.9±0.2	7.4±0.2	8.4±0.2	9.0±0.3
	опыт /I4/	4.6±1.0	10.4±2.7	8.8±2.4	5.3±2.8	11.9±2.4	14.3±4.2
Pb^{207}	$\alpha=A/10$	8.1±0.2	9.8±0.2	11.3±0.5	12.0±0.5	12.8±0.5	13.5±0.5
	$\alpha=A/20$	6.5±0.2	7.0±0.2	7.5±0.2	7.2±0.3	9.7±0.4	12.0±0.4
	опыт /I4/	7.2±1.0	10.0±1.5	9.0±1.2	9.0±2.3	10.0±1.2	14.8±2.5

ТАБЛИЦА Ш.

Средняя энергия, уносимая из ядра γ - квантами.

Расчет выполнен при условии $\alpha = A/10$, $V = V(E^*)$.

Ядро - мишень \ T Гэв	0.15	0.66	0.95	1.84	3.2
Fe ⁵⁶	4.8±0.1	4.2±0.1	4.2±0.1	4.2±0.1	5.2±0.4
Ru ¹⁰⁰	4.7±0.1	4.5±0.5	4.2±0.2	4.7±0.2	4.3±0.3
W ¹⁸⁴	4.3±0.1	4.2±0.1	4.2±0.2	4.4±0.2	5.3±0.3

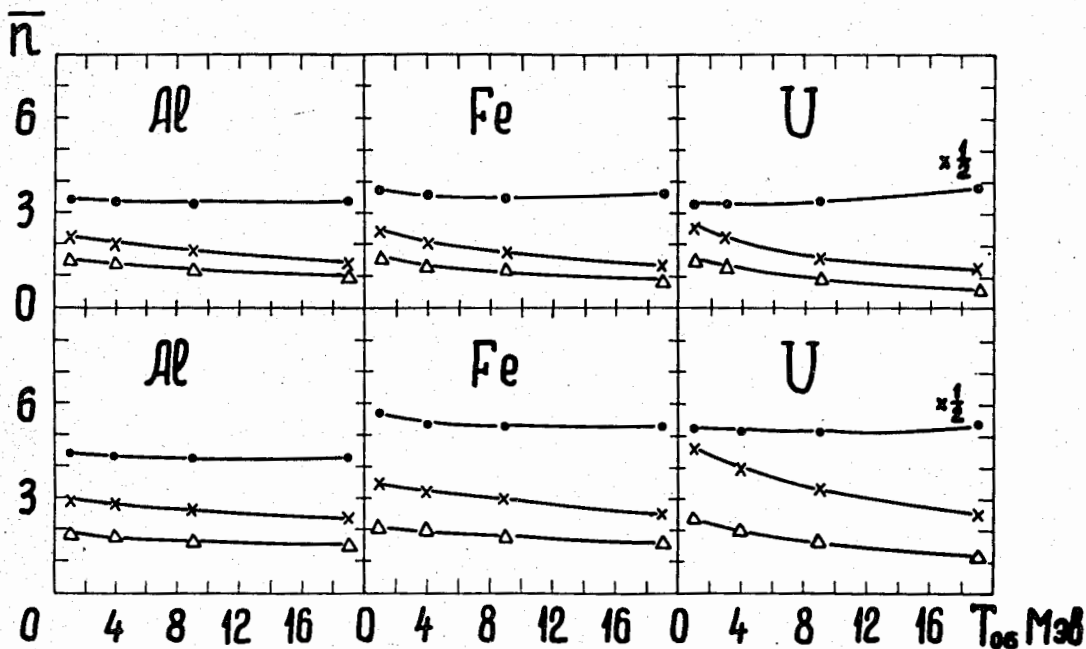


Рис. I. Изменение множественности протонов и нейтронов в зависимости от выбора энергии обреза $T_{обр}$.

Треугольниками нанесена множественность каскадных протонов \bar{N}_p , крестики относятся к множественности каскадных нейтронов \bar{N}_n . Темные кружки - суммарная множественность всех вторичных нуклонов, испущенных в каскадной и испарительной стадиях взаимодействия $\bar{N}_{каск} + \bar{N}_{исп}$.

Расчеты выполнены для взаимодействия протонов с ядрами Al^{27} , Fe^{56} и U^{238} при энергии $T = 150$ МэВ (три верхних рис.) и для $T = 450$ МэВ (нижние рис.)

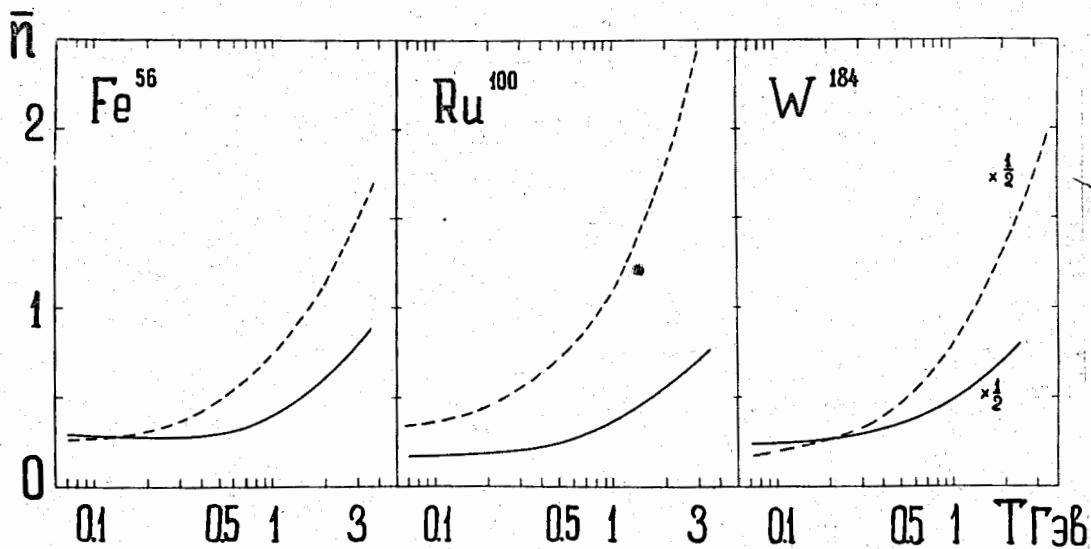


Рис. 2. Среднее число протонов и нейтронов с энергией $T < 30$ Мэв (соответственно - сплошные и пунктирные кривые), образовавшихся при внутриядерном каскаде, инициированном протонами с энергией T в ядрах железа, рутения и вольфрама.

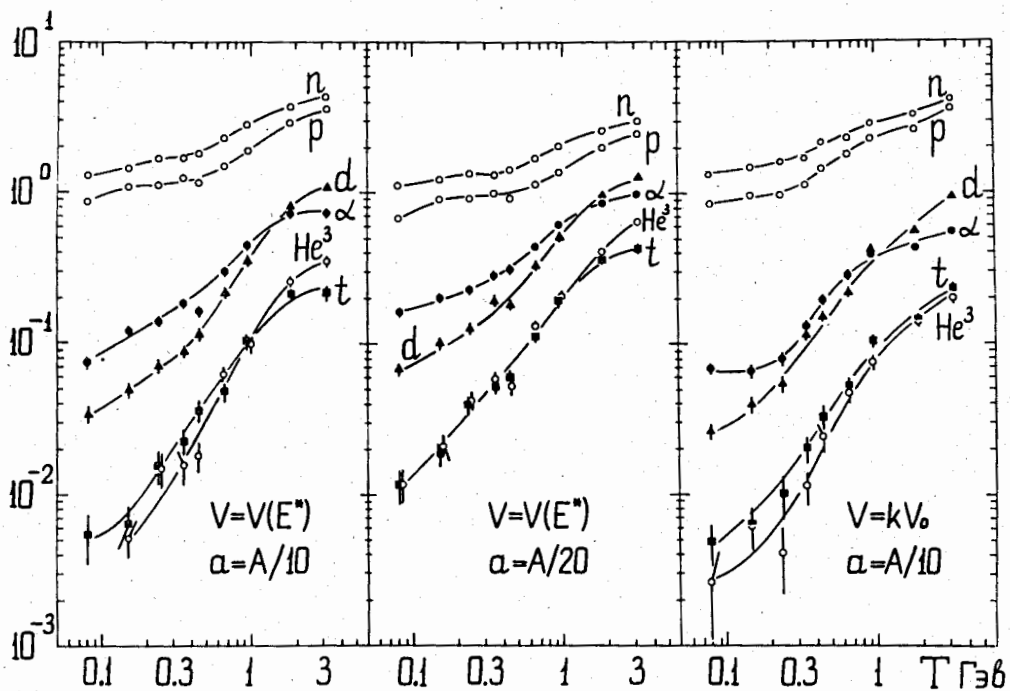


Рис. 3. Средняя множественность нейтронов, протонов и ядер d, t, He^3, He^4 , испаряющихся из ядер, оставшихся после окончания внутриядерного каскада в ядре железа.

Рисунки различаются выбором величины параметра α и вида кулоновского потенциала V .

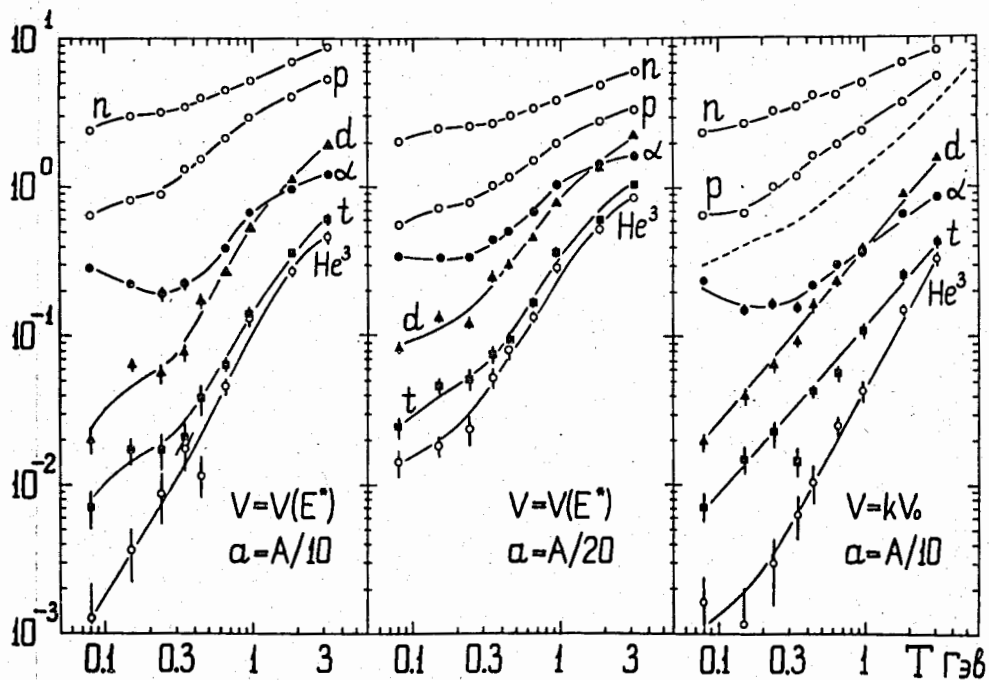


Рис. 4. То же, что на рис. 3. Взаимодействие $p + Ru^{100}$.
 Пунктиром нанесена средняя энергия возбуждения ядра,
 $\bar{E}^x(T)$ (в относительных единицах).

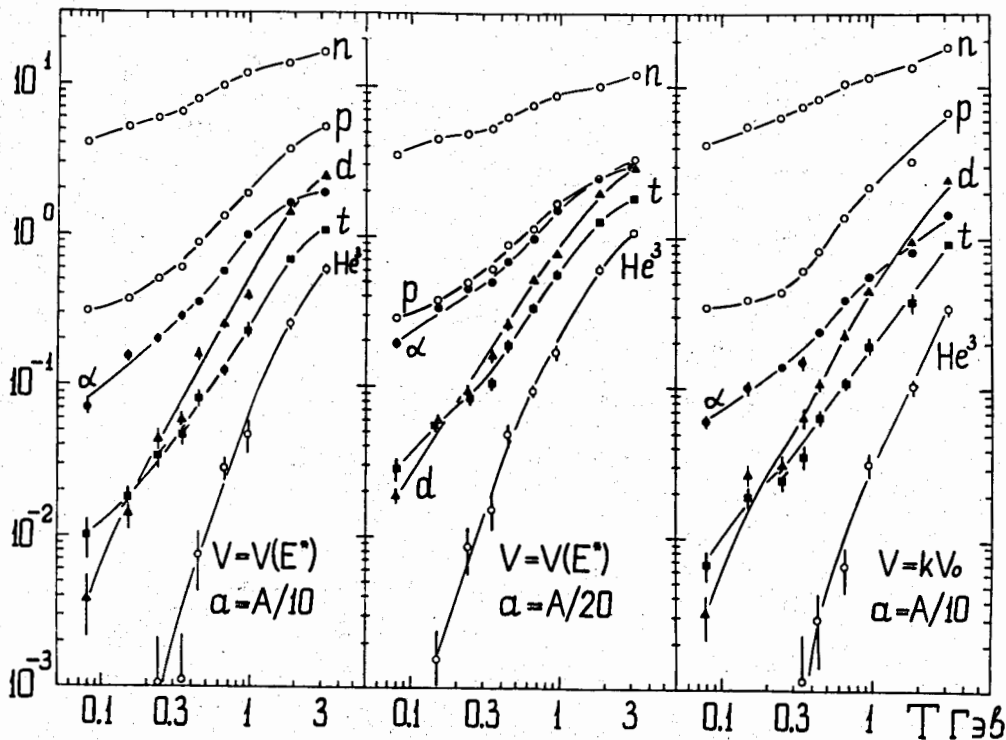


Рис. 5. То же, что на рис.3. Взаимодействие $p + W^{184}$.

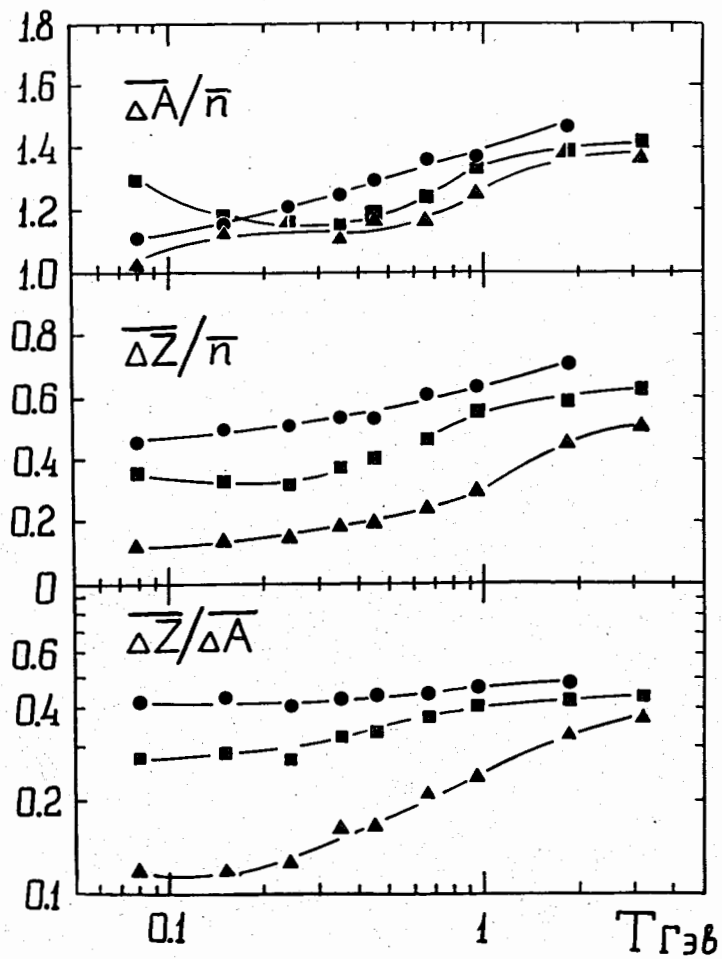


Рис. 6. Изменение состава испарительных частиц по мере увеличения энергии первичного протона T .

Расчеты выполнены для ядер железа, рутения и вольфрама (соответственно кружки, квадраты и треугольники) при условии, что $\alpha=A/10$ и $V=V(E^*)$.

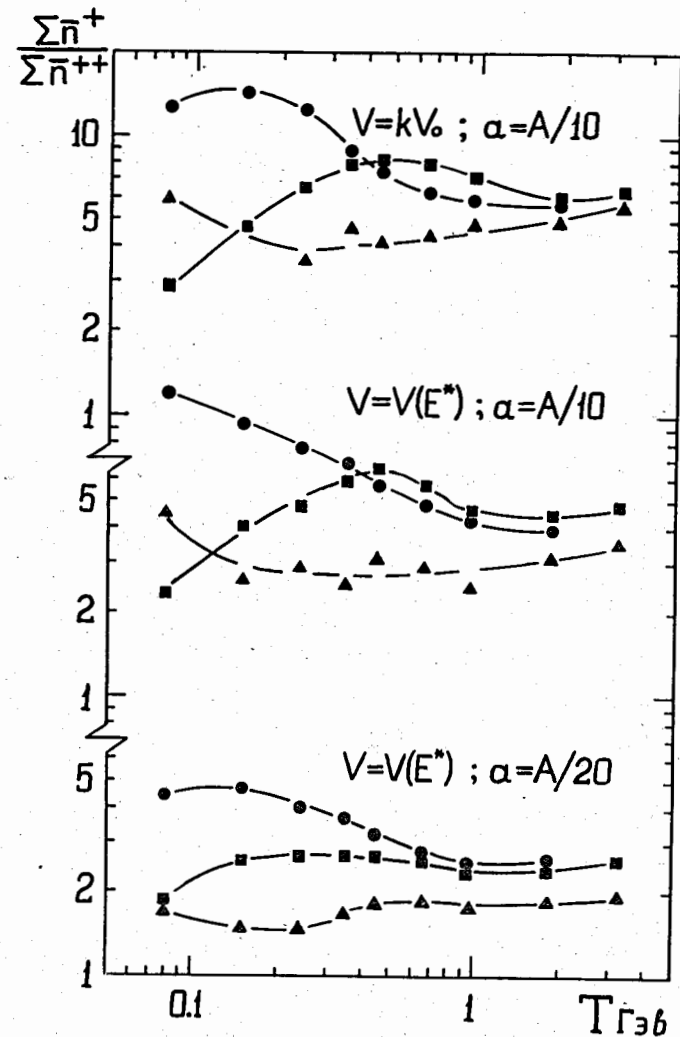


Рис. 7. Отношение средних чисел одно- и двухзарядных испарительных частиц. Вариант расчета указан на рисунке; все остальные обозначения как на рис. 6.

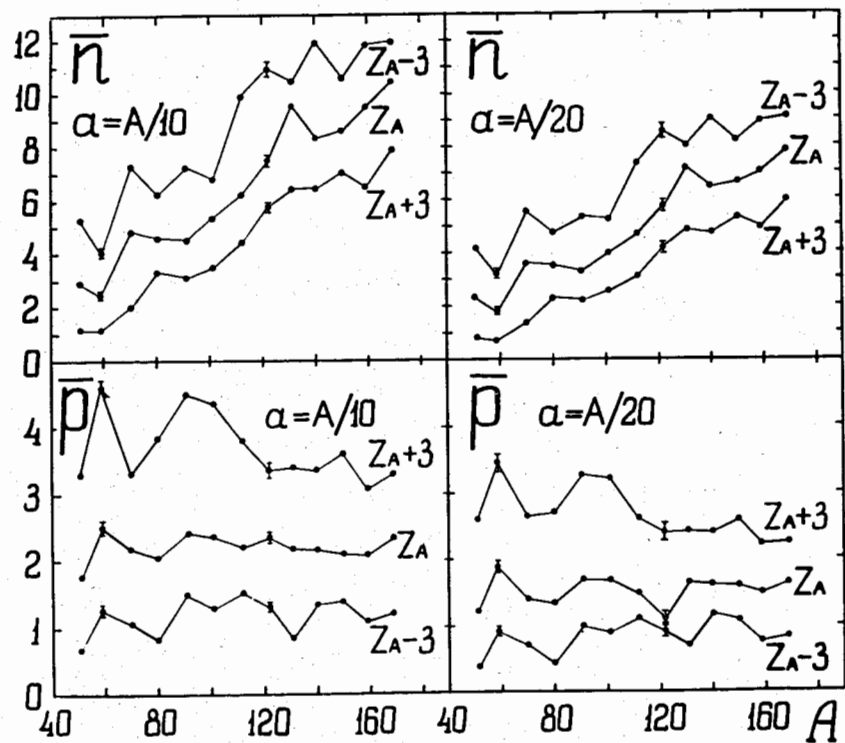


Рис. 8. Зависимость среднего числа испарительных нейтронов и протонов (соответственно верхние и нижние рис.) от массового и зарядового чисел ядра-мишени, облученного протонами с энергией $T = 1$ Гэв.

Z_A - заряд стабильного ядра с массовым числом A . Отрезками прямых соединены отдельные расчетные точки.

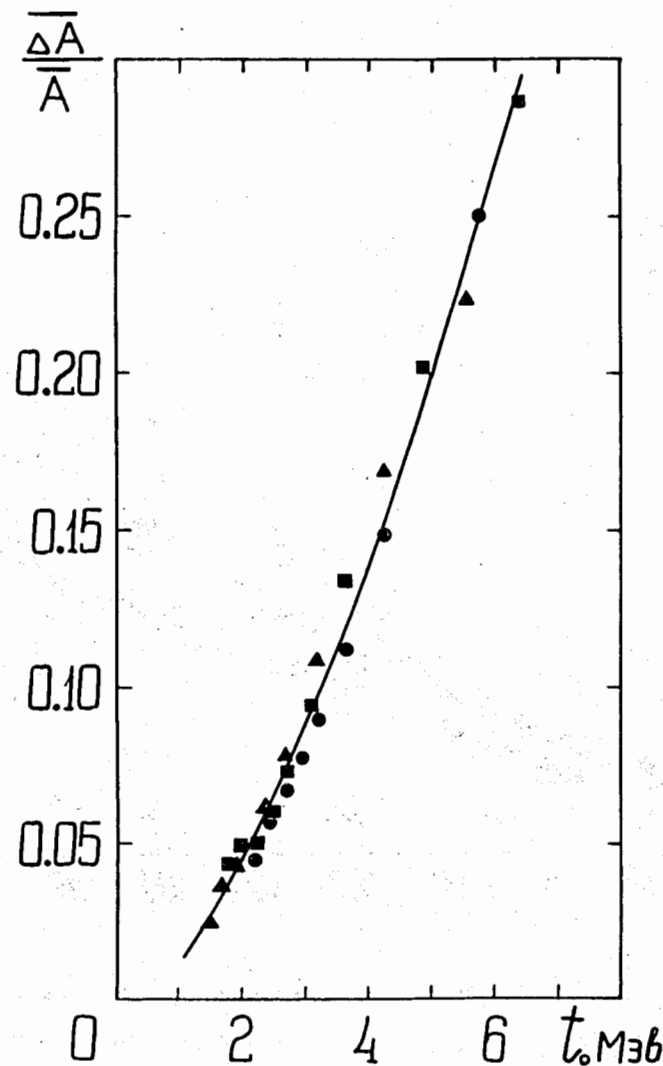


Рис. 9. Относительное число нуклонов, теряемых ядром на испарительной стадии взаимодействия.

Значками \bullet , \blacksquare и \blacktriangle нанесены соответственно данные для ядер Fe^{56} ; Ru^{100} и W^{184} . \bar{A} - среднее массовое число ядра, оставшегося после завершения каскадной стадии взаимодействия. Расчеты выполнены при условиях $\alpha = A/10$, $V = V(E^*)$, $t_0 = \sqrt{E^*/(\bar{A}/10)}$.

Кривая - расчет по аппроксимирующей формуле (3).

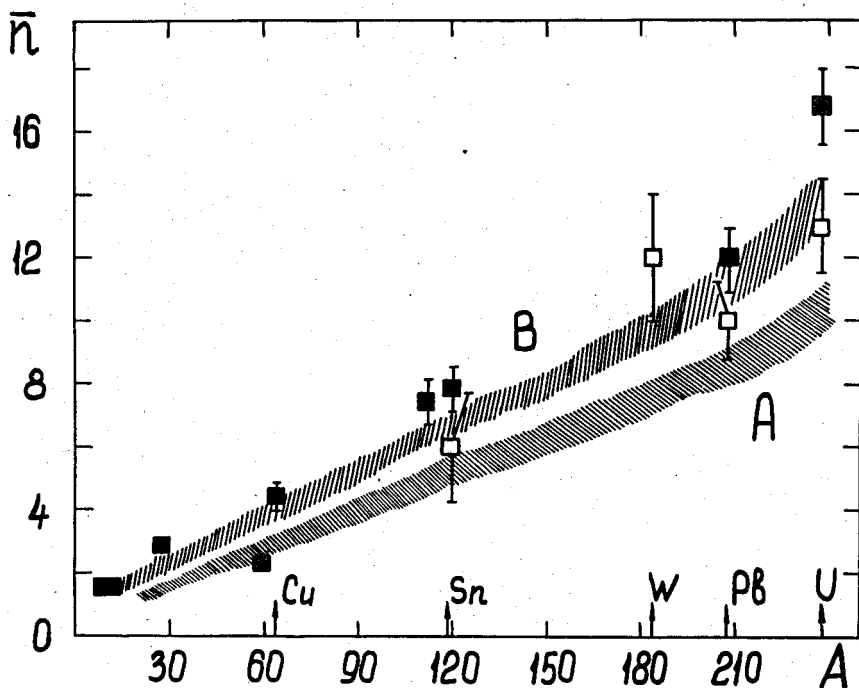


Рис. 10. Зависимость среднего числа низкоэнергетических нейтронов от массового числа ядра - мишени A . Энергия первичного протона $T = 660$ МэВ.

Заштрихованные области указывают неопределенность расчета: А - для нейтронов с энергией $T < 30$ МэВ; В - для той части нейтронов, которые вылетают под углом $\vartheta < 30^\circ$. Значками \blacksquare и \square нанесены экспериментальные точки, взятые из работ /14, 15/.

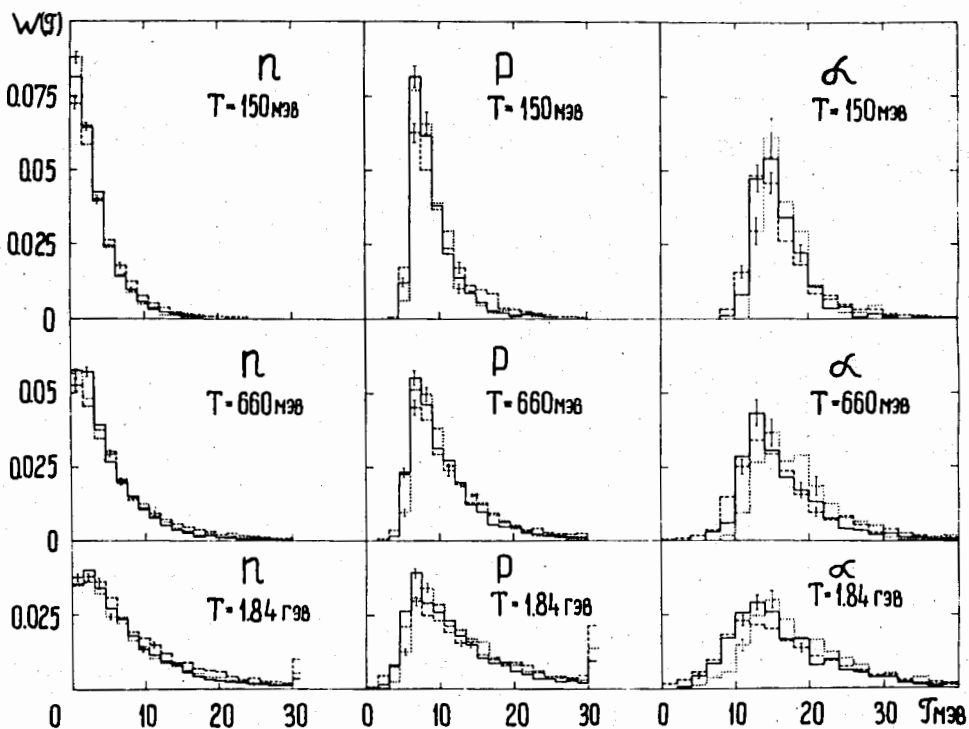


Рис. II. Энергетические распределения нейтронов, протонов и α - частиц, испаряющихся из ядра рутения, облученного протонами с энергией T .

Сплошные, пунктирные и точечные гистограммы - результаты расчета соответственно при условиях:

$$1. \alpha = A/10, \quad V = V(E^*)$$

$$2. \alpha = A/20, \quad V = V(E^*)$$

$$3. \alpha = A/10, \quad V = KV_0$$

Все гистограммы нормированы на единичную площадь.

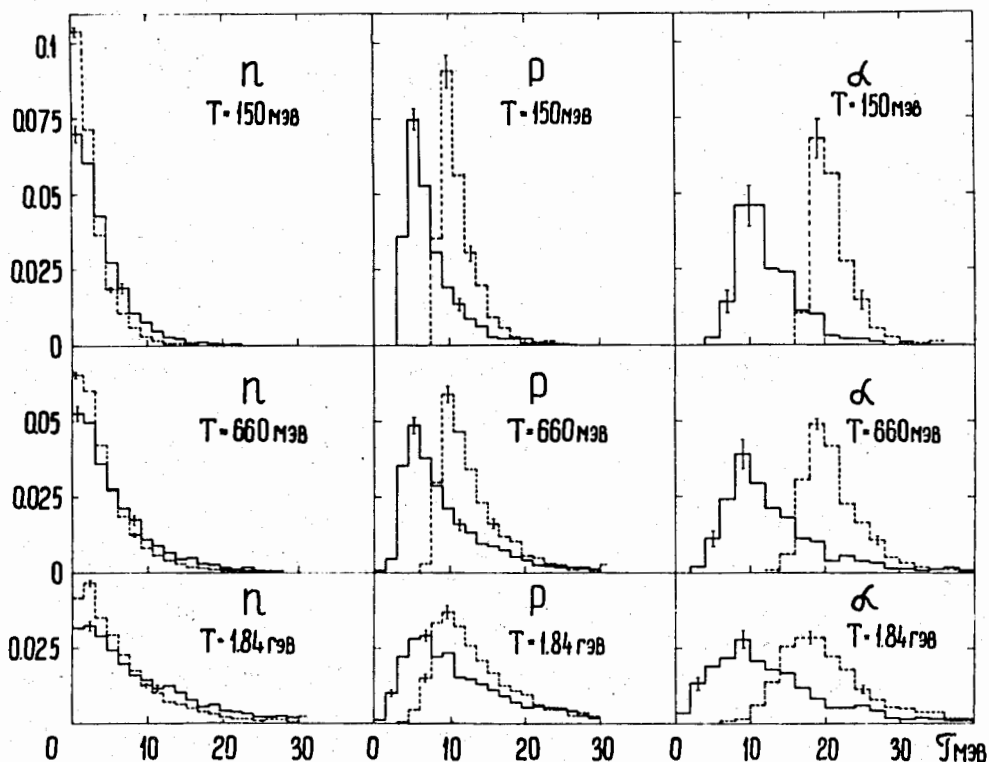


Рис. 12. Энергетические распределения частиц, испаряющихся из ядер железа и вольфрама (соответственно – сплошные и пунктирные гистограммы), облученных протонами с энергией T .

Расчеты выполнены при условии $\alpha = \Lambda/10$ и $V = V(E^*)$. Как и на рис. II, все гистограммы нормированы на единичную площадь.

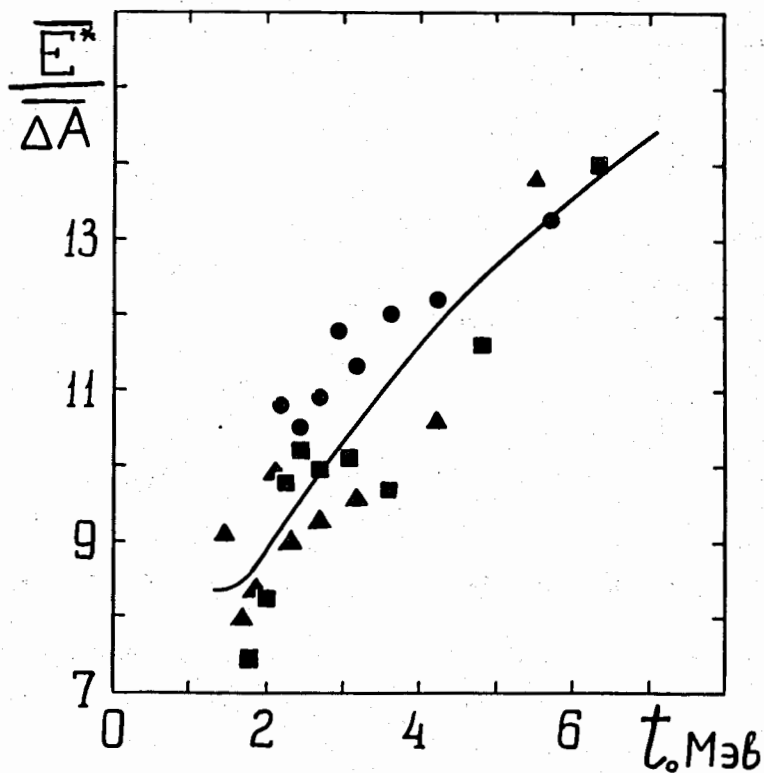


Рис. 13. Средняя (в расчете на один нуклон) энергия, уносимая испарительной частицей.

Все обозначения, как и на рис. 9. Кривая - расчет по аппроксимирующей формуле (4).

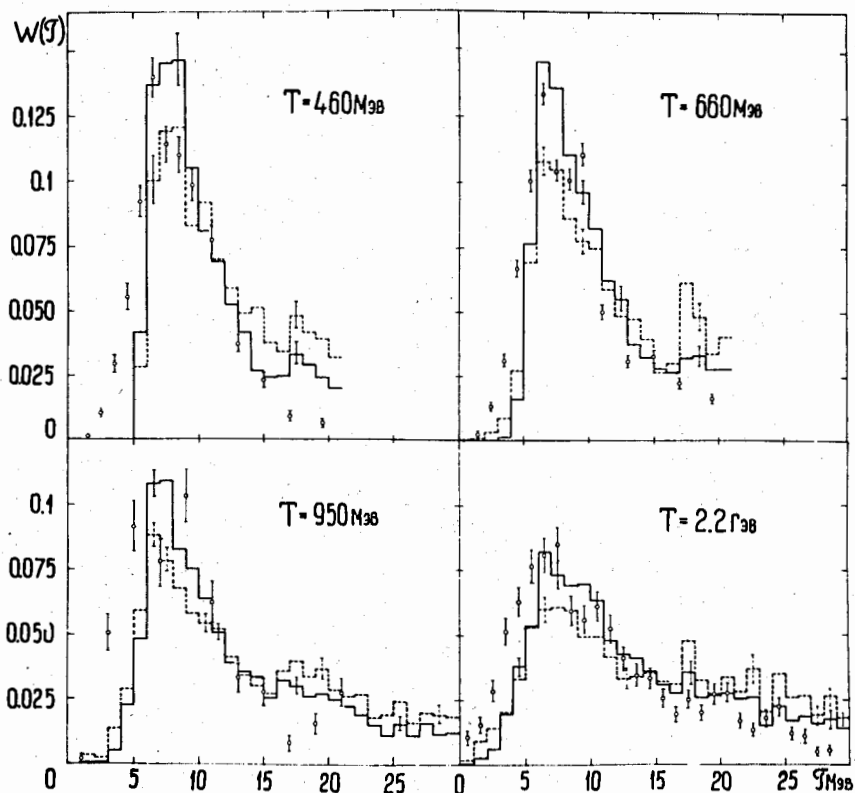


Рис. 14. Сравнение экспериментальных и теоретических спектров протонов, испаряющихся из тяжелых ядер фотоэмульсии, облученных протонами с энергией T (отн. ед.).

Сплошные и пунктирные гистограммы - результаты расчета соответственно при условиях:

$$1. \alpha = A/10, V = V(E^*)$$

$$2. \alpha = A/20, V = V(E^*)$$

Экспериментальные точки взяты из работ / 16 - 19 /.

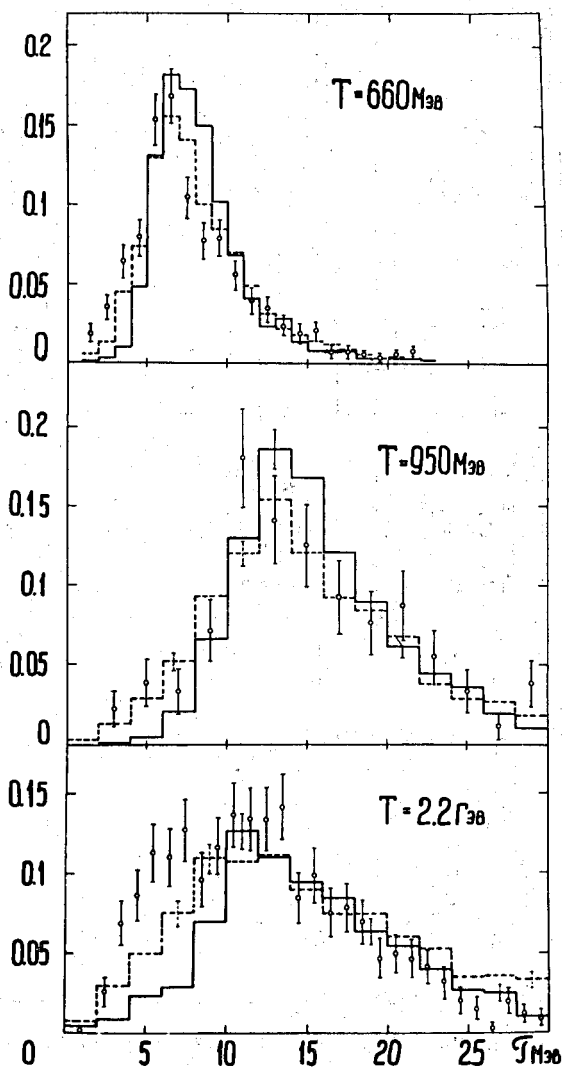


Рис. 15. Сравнение экспериментальных и теоретических спектров α - частиц, испаряющихся из тяжелых ядер фотоэмюльсии, облученных протонами с энергией T (отн. ед.).

Все обозначения как на рис. 14. Экспериментальные точки взяты из работ / 16 - 18 /.

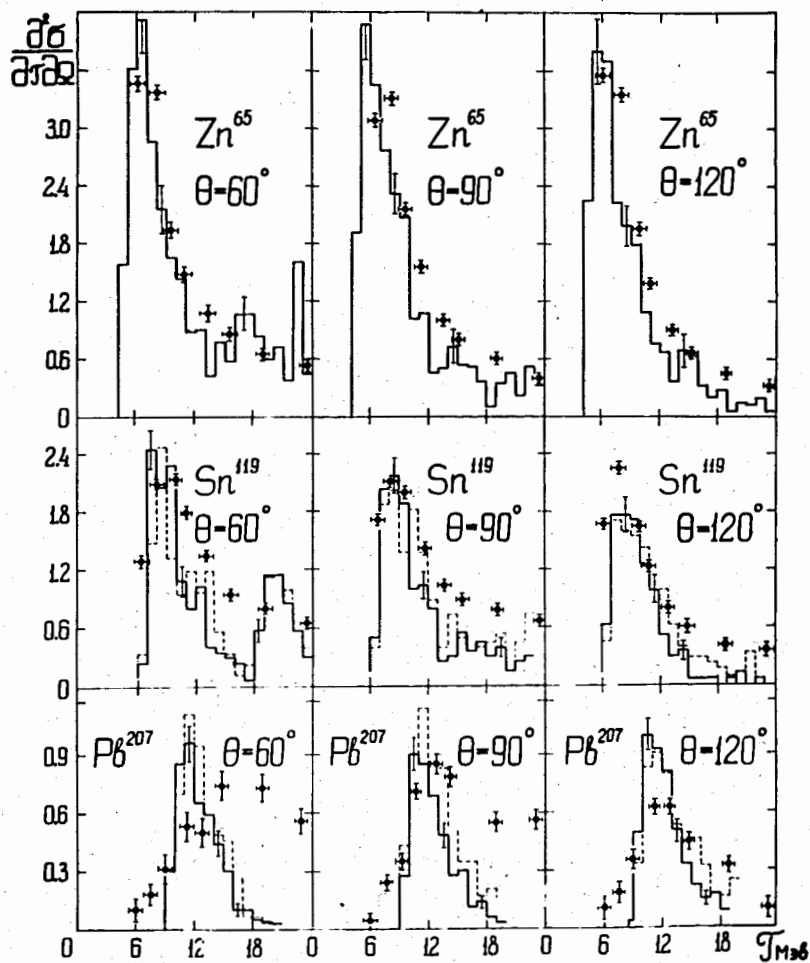


Рис. 16. Спектры медленных протонов (в единицах мбарн / Мэв стер), образующихся при взаимодействии первичных протонов с энергией $T = 160$ Мэв с ядрами цинка, олова и свинца и вылетающих под углом ϑ .

Сплошные и пунктирные гистограммы означают то же, что на рис. 14. Экспериментальные точки взяты из работы /20/. Теоретические значения умножены на 2.5, 3.5 и 5.0 для Zn^{65} , Sn^{119} и Pb^{208} соответственно.

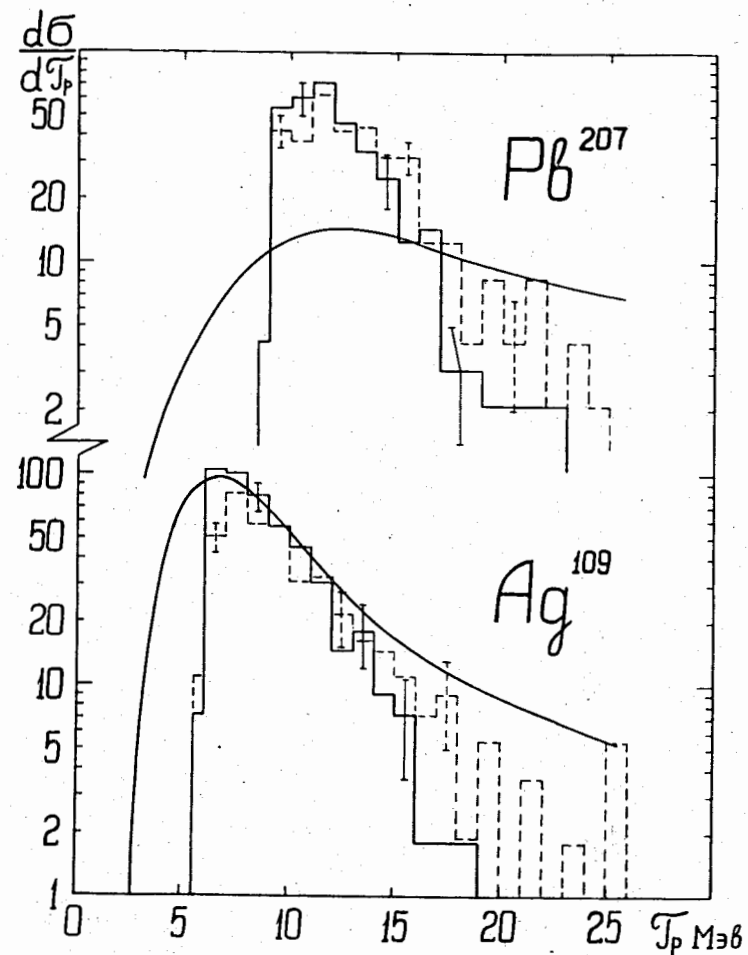


Рис. 17. Спектры протонов (в единицах мбарн/Мэв), вылетающих под углами $\vartheta > 150^\circ$ из ядер свинца и серебра, облученных протонами с энергией 156 Мэв.

Сплошные и пунктирные гистограммы означают то же, что и на рис. 14. Непрерывные кривые - экспериментальные значения, взятые из работы /21/.

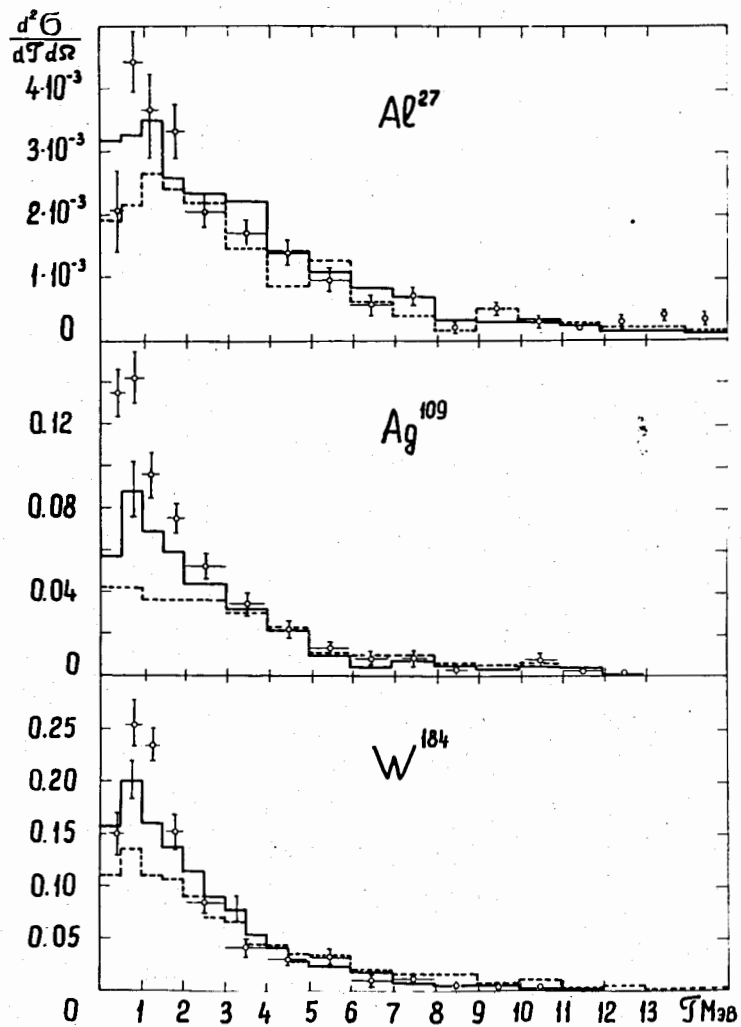


Рис. 18. Энергетические спектры испарительных нейтронов (в единицах барн / Мэв стер), вылетающих под углом $\theta = 180^\circ$ из ядер алюминия, серебра и вольфрама, облученных протонами с энергией 150 Мэв.

Сплошные и пунктирные гистограммы относятся соответственно к значениям параметра $\alpha = A/10$ и $\alpha = A/20$. Расчеты выполнены для кулоновского потенциала $V = V(E^*)$. Экспериментальные точки - из работы /13/.

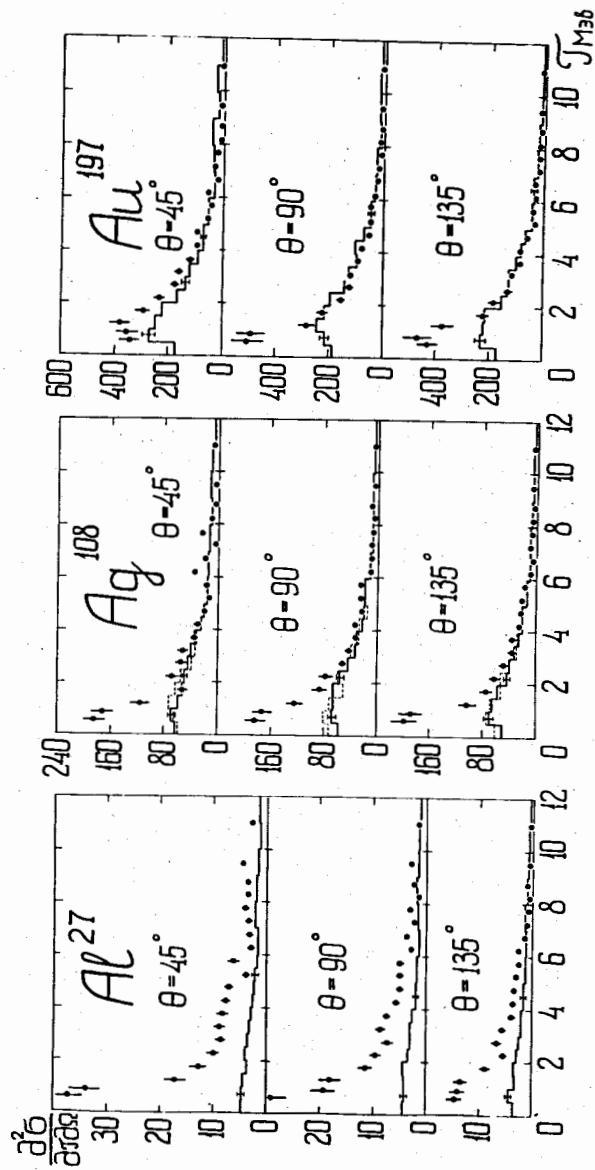


Рис. 19. Спектры испарительных нейтронов (в единицах барн/ Мэв стер), вылетающих под углом θ из ядер алюминия, серебра и золота, облученных протонами с энергией 190 Мэв.

Гистограммы рассчитаны при тех же условиях, что и

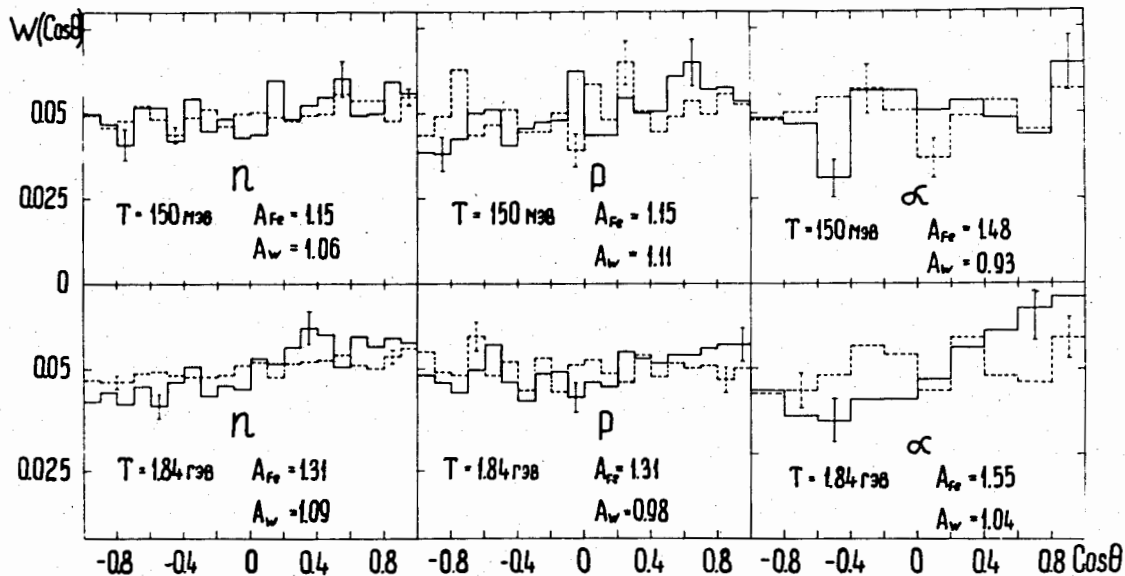


Рис. 20. Угловые распределения нейтронов, протонов и α - частиц, испаряющихся из ядер железа и вольфрама (соответственно сплошные и пунктирные гистограммы), облученных протонами с энергией T .

$A = \bar{n} / \bar{n}$ - отношение чисел частиц, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы в лабораторной системе координат. Расчеты выполнены при условии $\alpha = A/10$ и $V = V(E^*)$.

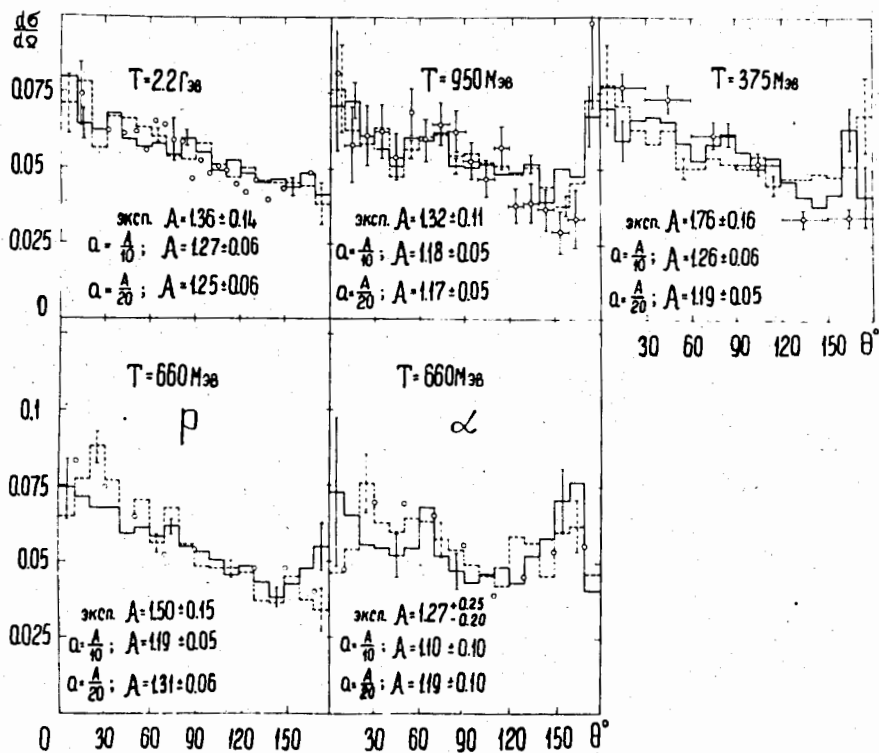


Рис. 21. Угловые распределения низкоэнергетических протонов и α - частиц, а также суммарные угловые распределения черных следов в звездах, образовавшихся в результате взаимодействия протонов с энергией T с тяжелыми ядрами фотоэмульсии.

Сплошные и пунктирные гистограммы относятся соответственно к параметрам $\alpha = A/10$ и $\alpha = A/20$; во всех случаях $V = V(E^*)$. На рисунках указаны значения анизотропии в лабораторной системе координат $A = \vec{n} / \bar{n}$. Экспериментальные точки взяты из работ / 16-18, 27/.

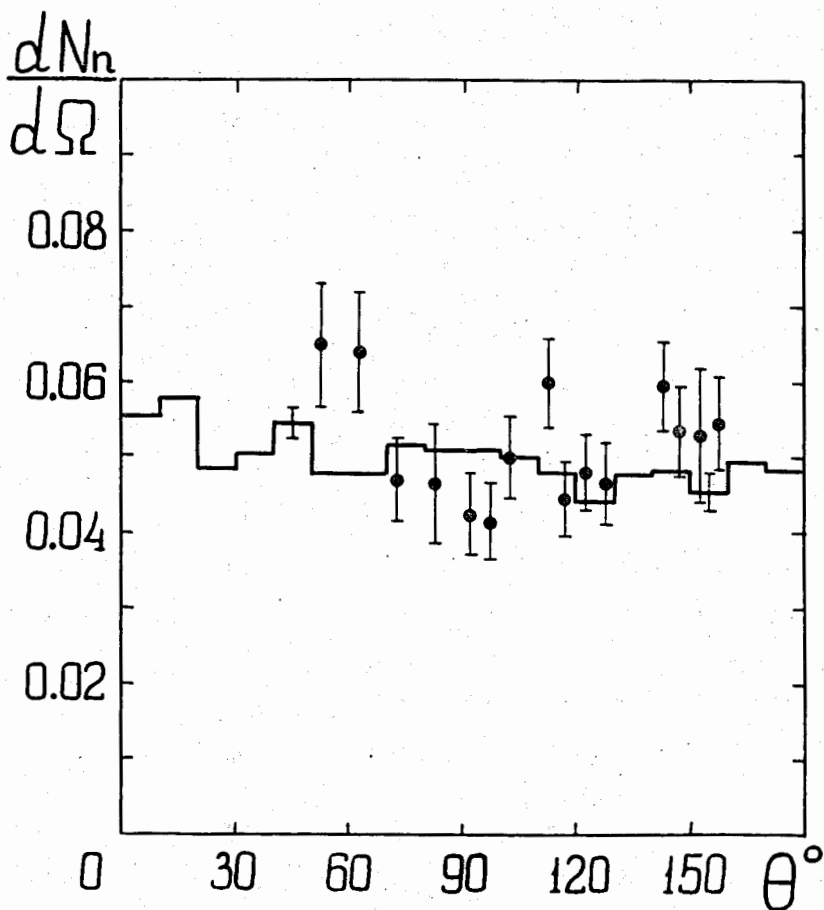


Рис. 22. Угловые распределения медленных нейтронов, образовавшихся в результате взаимодействия протонов с энергией 138 Мэв с ядрами вольфрама.

Гистограмма - расчет при условиях $\alpha = A/10$ и $V=V(E^*)$. Экспериментальные точки взяты из работы [13].