

5118

Экз. 5118 ✓

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P2 - 5118



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, К.К. Гудима,
А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев

СИСТЕМАТИКА НЕУПРУГИХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
ПИОНОВ И НУКЛОНОВ С
АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

1970

P2 - 5118

В.С. Барашенков, К.К. Гудима,

А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев

СИСТЕМАТИКА НЕУПРУГИХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
ПИОНОВ И НУКЛОНОВ С
АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

О г л а в л е н и е

1. В в е д е н и е	3
2. Состав и множественность вторичных частиц	4
3. Угловые распределения	7
4. Энергетические распределения	9
5. Энергия возбуждения	11
6. Угловой момент и импульс остаточного ядра	14
7. Взаимодействие π -мезонов с ядрами	17
8. Литература	23

1. Введение

В работах /1,2/ на примере протон- и π^- -мезон-ядерных взаимодействий нами было показано, что в рамках модели внутриядерных каскадов, учитывающей диффузность границы ядра-мишени, в сочетании с достаточно корректным моделированием столкновений частиц с внутриядерными нуклонами (особенно когда дело касается неупругих столкновений), можно получить хорошее согласие расчетных и экспериментальных величин. Заметные расхождения с опытом имеют место лишь при энергиях налетающих частиц $T \gtrsim 5$ Гэв.

Как уже подчеркивалось ранее /1-4/, эти расхождения, проявляющиеся прежде всего в характеристиках низкоэнергетической компоненты каскадных частиц, свидетельствуют об изменении механизма ядерной реакции при $T \gtrsim 5$ Гэв и сейчас рассматриваться не будут. Данная работа посвящена систематическому исследованию характеристик неупругих столкновений с ядрами нуклонов и π -мезонов в той области энергий, где справедливы расчеты по обычной каскадной модели. В настоящее время такое исследование представляется тем более необходимым, что известные экспериментальные данные здесь весьма бедны и разрознены, в то время как знание характеристик ядерных взаимодействий является совершенно необходимым для решения ряда практических задач (расчеты радиационной защиты ускорителей и космических кораблей /5,6/, получение мощных нейтронных потоков /7/, создание "мезонных" фабрик /8/ и т.п.).

Поскольку сравнение с основными известными сейчас экспериментальными данными было уже выполнено в наших работах /1,2/, мы ограничимся сопоставлением расчетных данных с результатами вычислений других авторов. При этом основное внимание мы уделим энергетической области $T \gtrsim 0,4$ Гэв, где существенны процессы рождения π -мезонов. Область меньших энергий весьма подробно исследовалась ранее /9,10/.

Все указанные далее неточности расчетных данных являются чисто статистическими.

Здесь и везде далее T - кинетическая энергия первичной частицы в лабораторной системе координат.

Каскадными мы далее всегда будем называть частицы, образовавшиеся в ходе каскадной стадии процесса и не включающие частиц, образующихся в результате распада возбужденного ядра-остатка ("испарительных" частиц).

2. Состав и множественность вторичных частиц

Из рис. 1 видно, что среднее число нуклонов $\overline{\Delta A} = \bar{n}_p + \bar{n}_n$, выбитых из ядра высокоэнергетическим протоном, довольно быстро растет с увеличением энергии первичного протона и массового числа ядра-мишени. Слабая зависимость имеет место лишь в области $T \approx 0,1-0,3$, где $\overline{\Delta A} \approx 2-2,5$. Сравнительные расчеты показали, что слабая энергетическая зависимость $\overline{\Delta A}$ в этой области объясняется сравнительно слабой энергетической зависимостью сечений элементарных взаимодействий и компенсирующим действием принципа Паули. Нечувствительность величины $\overline{\Delta A}$ к числу нуклонов в ядре-мишени обусловлена тем, что число столкновений - a , следовательно, и число каскадных нуклонов, образующихся внутри ядра - хотя и возрастает при увеличении размеров ядра, однако уменьшение энергии, приходящейся на один каскадный нуклон, приводит к тому, что часть образовавшихся частиц вновь поглощается ядром.

Следует отметить, что как наши расчеты, выполненные несколько лет назад в рамках упрощенной модели /9/, так и более поздние и весьма детальные вычисления Бертини /10/ также указывают на очень слабую

зависимость $\overline{\Delta A}$ от A при $T \approx 0,2$ Гэв и монотонное возрастание кривых $\overline{\Delta A}(T)$ при переходе к большим энергиям, однако в работе Метрополиса и др. /11/ кривые $\overline{\Delta A}(T)$ для урана, рутения и алюминия пересекаются в области $T \approx 1$ Гэв, что, по нашему мнению, является следствием неточности расчетов в работе /11/.

Выше порога рождения π -мезонов кривая $\overline{\Delta A}(T)$ быстро возрастает при увеличении T . По-видимому, невозможно одновременно для всех энергий $T \gtrsim 0,5$ Гэв и для всех ядер эту зависимость факторизовать в виде $\overline{\Delta A} \approx A^\alpha T^\beta$. Мы можем лишь отметить, что в области $T < 1$ Гэв зависимость $\overline{\Delta A}$ от массового числа ядра-мишени слабее, чем $A^{1/3}$, в то время как при больших энергиях первичного протона эта зависимость является более сильной; например, при $T \approx 3$ Гэв показатель α составляет уже около 0,4. Энергетическая зависимость $\overline{\Delta A}$ в случае тяжелых ядер является заметно более сильной, чем при малых значениях A (т.е. коэффициент β растет при увеличении A).

Эти выводы отличаются от результатов, изложенных в работе Метрополиса и др. /11/, где подчеркивалась относительно слабая зависимость числа выбитых нуклонов от массового числа A даже при $T \approx 2$ Гэв. Причина расхождений обусловлена, во-первых, тем, что в работе Метрополиса и др. использовалась весьма грубая ядерная модель, а, во-вторых, что в данном случае наиболее существенно, применением в работе /11/ чрезвычайно упрощенного модельного подхода к описанию процессов неупругого взаимодействия элементарных частиц внутри ядра (более подробно см. об этом в работах /1-3,12/).

Отмеченные выше закономерности можно проследить и на рис. 2, где отдельно представлены средние числа каскадных протонов и нейтронов. Как видно, зависимость выхода нейтронов от массового числа ядра-мишени более резкая, чем для протонов, что связано со значительным избытком нейтронов в тяжелых ядрах; этому же эффекту способствует большее значение сечения n - p взаимодействия по сравнению с сечениями n - n и p - p столкновений.

Отношение среднего числа каскадных нейтронов к среднему числу протонов ($\overline{n}_n / \overline{n}_p$) растет с увеличением T ; степень роста является несколько большей в случае легких ядер. Интересно, что при энергии

$T \approx 5$ Гэв с достаточно хорошей точностью $(\bar{n}_n / \bar{n}_p) \cong (A-Z)/Z$. Сравнение с результатами Метрополиса и др. ^{/11/} показывает систематическое расхождение. При $T < 1$ Гэв это расхождение в среднем составляет около 40%. В области $T \cong 1-2$ Гэв наши данные и данные ^{/11/} согласуются уже заметно лучше.

Кроме отмеченных уже выше причин, на величину отношения (n_n/n_p) заметно влияет выбор величины энергии обрезания, который у нас и в работе Метрополиса и др. был различным.

На рис. 3 приведены средние числа π -мезонов, рождающихся в неупругом протон-ядерном взаимодействии. Функция $\bar{n}_\pi(T)$ резко возрастает при $T \gtrsim 0,3$ Гэв и практически почти не зависит от массового числа A . В области $T \cong (0,6-3)$ Гэв с хорошей точностью можно считать, что $\bar{n}_\pi = 0,47 T^{1,3}$; при больших энергиях степень роста несколько понижается. Вычисления Метрополиса, выполненные при $T = 0,46$ и $1,84$ Гэв, согласуются с результатами настоящей работы. Однако это согласие, по-видимому, носит в некоторой степени случайный характер, поскольку мезонная компонента ядерного каскада у нас и в работе ^{/11/} рассчитана при существенно различных предположениях. Как видно из того же рис. 3, близкими к результатам Метрополиса оказываются и распределения π -мезонов по зарядовым состояниям, особенно при высоких энергиях. Следует подчеркнуть, что в отличие от полной множественности \bar{n}_π средняя множественность π^+ и π^- -мезонов заметно зависит от A , причем эта зависимость оказывается совершенно различной для π^+ и π^- -мезонов: \bar{n}_{π^+} убывает, а \bar{n}_{π^-} растет с A . Такое поведение \bar{n} становится понятно, если учесть энергетическое поведение парциальных сечений рождения π^\pm -мезонов и число каскадных нуклонов, эффективно участвующих в рождении пионов (последнее, очевидно, пропорционально \bar{n}_n и \bar{n}_p ; см. рис. 2).

Дифференциальные распределения неупругих протон-ядерных взаимодействий по ΔA и n_π показаны на рис. 4 и 5. Распределение $W(n_\pi)$, по-видимому, близко к пуассоновскому; распределение $W(\Delta A)$ обладает более четко выраженным максимумом и длинным экспоненциальным "хвостом". С ростом T и A максимум функции $W(\Delta A)$ уширяется и смещается в сторону больших значений ΔA .

В качестве иллюстрации на рис. 6 представлено совместное распределение по ΔZ и ΔA для неупругих взаимодействий протонов с ядром ^{100}Ru при энергии $T = 660$ Мэв.

При замене первичных протонов нейтронами среднее число потерянных нуклонов ΔA практически остается неизменным (см. табл. 1). Заметное различие в изотопическом составе вторичных нуклонов обусловлено "эффектом выживания" первичной частицы в неупругих элементарных взаимодействиях внутри ядра.

Избыток вторичных нуклонов той же природы, что и первичный нуклон, грубо можно положить равным $1(1-\eta)$, где η - проникаемость ядра по отношению к первичной частице. В случае ядра ^{100}Ru величина $\eta = \frac{N \text{ пролетов}}{N \text{ бросаний}} = 0,35$. Эта оценка согласуется с результатами расчета множественности частиц, приведенными в табл. 1 ^{x/}.

Что касается средней множественности π -мезонов, то она слабо зависит от изотопспина налетающего нуклона; в области высоких энергий такая же слабая зависимость имеет место и для средней множественности π -мезонов с определенным знаком заряда.

3. Угловые распределения

Угловые распределения протонов, нейтронов и π -мезонов, образовавшихся при неупругих протон-ядерных столкновениях, приведены на рис. 7 и 8.

Как видно, дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ имеет ярко выраженный максимум в направлении движения первичной частицы. При этом степень коллимации частиц тем больше, чем легче ядро-мишень; это является отражением того факта, что в тяжелых ядрах быстрые частицы, образовавшиеся внутри ядра, прежде чем успевают выйти из него, испытывают большее число столкновений.

^{x/} Следует подчеркнуть и возможность постановки обратной задачи: различие в числе вторичных протонов или нейтронов, которое показывают опыты с первичными протонами и нейтронами, позволяет судить о прозрачности ядра по отношению к нуклонам.

С ростом энергии первичного нуклона анизотропия углового распределения для вторичных нейтронов и протонов уменьшается. Например, при $T = 0,66$ Гэв отношение числа протонов, вылетающих вперед, к числу протонов, вылетающих в заднюю полусферу, равно 6,2 и 4,1 соответственно для ядер алюминия и урана. В то же время при энергии первичного протона $T = 3,2$ Гэв эти отношения равны соответственно 4,3 и 2,5, что примерно в полтора раза меньше, чем при $T = 0,66$ Гэв. Однако уменьшение анизотропии углового распределения не означает уменьшения числа частиц, вылетающих в переднюю полусферу, поскольку полное число рождающихся каскадных частиц растет с энергией T . Действительно, при переходе от $T = 0,66$ Гэв к $T = 3,2$ Гэв число протонов, вылетающих в переднюю полусферу, возрастает с 1,85 до 3,09 для алюминия и с 1,72 до 4,65 для урана.

Что касается анизотропии рождающихся π -мезонов, то она монотонно возрастает при увеличении энергии T . Это непосредственно связано с ростом анизотропии углового распределения пионов в элементарных π -N столкновениях.

Отмеченные свойства угловых распределений следуют также из рассмотрения энергетической зависимости среднего угла вылета вторичных частиц $\bar{\theta}$ (см. рис. 9).

В случае, когда бомбардирующей частицей является нейтрон, не только сохраняются все общие закономерности в угловых распределениях вторичных частиц, отмеченные для протон-ядерных столкновений, но наблюдается даже количественное совпадение, по крайней мере для величин, усредненных по конечным зарядовым состояниям. Например, для взаимодействия нейтронов с ядром ^{100}Ru при $T = 0,66; 1,87$ и $3,2$ Гэв средние углы вылета нуклонов и π -мезонов составляют соответственно: $\bar{\theta}_N = 60,3^\circ \pm 1,5^\circ; 65,3^\circ \pm 1,4^\circ; 68,0^\circ \pm 1,6^\circ$ и $\bar{\theta}_\pi = 83,2^\circ \pm 4,6^\circ; 72,5^\circ \pm 2,8^\circ; 67,2^\circ \pm 2,5^\circ$.

Эти значения очень хорошо ложатся на пунктирные кривые, приведенные на рис. 9 для случая протон-ядерных реакций. Часть результатов, полученных другими авторами, приведена на рис. 7 и 8. Данные различных групп авторов вполне удовлетворительно согласуются между собой как для случая нуклонов, так и для случая π -мезонов.

Следует подчеркнуть, что близость угловых характеристик нуклон-ядерных взаимодействий, рассчитанных при различных модельных предположениях, свидетельствует о слабой зависимости дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ от параметров каскадной модели; определяющим фактором в данном случае является кинематика взаимодействий, а их детали — в частности, вид в системе центра масс угловых распределений частиц, рождающихся во внутриядерных π -N и N-N столкновениях, — оказываются сравнительно малосущественными.

4. Энергетические распределения

Энергетические спектры вторичных нуклонов, как это видно из рис. 10, простираются вплоть до значений, почти равных энергии налетающего протона T . При этом быстрое убывание выхода вторичных нуклонов по мере увеличения их энергии T замедляется при значениях T , близких к T , что связано с вкладом процессов типа квазисвободного рассеяния. Вполне естественно, что вклад квазисвободного рассеяния заметнее проявляется для вторичных частиц той же природы, что и налетающая частица.

С уменьшением размеров ядра спектры нуклонов и π -мезонов (см. рис. 11) становятся более жесткими. Это обусловлено той же причиной, что и обсуждавшееся выше явление увеличения коллимации частиц при переходе к легким ядрам.

Аналогичные закономерности имеют место и для ядерных реакций, инициируемых нейтронами.

В качестве примера в табл. 2 приведено сравнение результатов расчета средних кинематических энергий вторичных частиц, рожденных на ядре рутения протонами и нейтронами.

Следует отметить, что протоны имеют более высокие значения T по сравнению с нейтронами, образованными в аналогичных условиях. Это различие связано с большей величиной энергии обрезания для протонов.

Сравнивая наши результаты с вычислениями других авторов, следует прежде всего отметить, что пренебрежение диффузностью ядерной грани-

цы приводит к существенному занижению вклада процессов квазисвободного рассеяния нуклонов (ср., например, с нашими результаты Метрополиса и др. при $T = 1,84$ Гэв на рис. 10).

Заметные расхождения в форме спектров наблюдаются при сопоставлении расчетов наших и Денисова и др. /13/ для $T = 0,66$ Гэв. Это связано, по-видимому, с недостаточно корректным учетом процессов отражения и преломления, что и привело к значительно более жесткому спектру вторичных нуклонов в работе /13/.

В спектры на рис. 10 дают вклад все нуклоны независимо от того, в какой реакции они образовались. Однако вполне ясно, что, например, нуклоны, образовавшиеся при глубоком расщеплении ядра, будут иметь спектр, значительно отличающийся от спектра вторичных нуклонов в периферических столкновениях налетающей частицы с ядром. Это объясняет, почему спектры частиц в реакциях, сопровождающихся потерей различного числа нуклонов, сильно различаются по своей форме. Из рис. 12, где в качестве примера рассмотрен случай расщепления ядра ^{100}Ru нуклонами с энергией 660 Мэв, хорошо видно, что в области $\mathcal{T} > 0,5$ Гэв дают вклад лишь реакции с $\Delta A = 1$ и 2, имеющие характер квазисвободного рассеяния. С увеличением ΔA спектр нуклонов становится все более мягким, при этом каждому значению ΔA соответствует своя максимальная энергия спектра. Так, при выбивании десяти и большего числа нуклонов их энергетический спектр не простирается далее 150–200 Мэв.

Обращает на себя внимание, что в протон-ядерных реакциях с определенным значением ΔA форма спектров протонов оказывается весьма близкой к форме нейтронных спектров, но для нейтрон-ядерных реакций; то же самое наблюдается для зарядовосопреженных вторичных частиц.

В спектре π -мезонов можно также заметить некоторую структуру, которая проявляется более четко, если рассмотреть энергетические спектры пионов, вылетающих в заданный интервал углов $\Delta\theta$.

Как видно из рис. 13 и 14, при всех значениях T в спектре π -мезонов, вылетающих вперед, имеются отчетливо выраженные минимумы при $\mathcal{T} \approx 0,2$ Гэв и $\mathcal{T} \approx 0,6$ Гэв. Эти минимумы являются прямым следствием резонансного возрастания сечений π -N взаимодействий при этих значениях энергий. Естественно, что резонансная структура энерге-

тической зависимости сечений π -N взаимодействий сильнее сказывается на пионах, вылетающих в переднюю полусферу, т.к. π -мезоны в этом случае в среднем проходят в ядре большой путь. По этой же причине структура в спектрах π -мезонов сильнее проявляется в случае взаимодействий с тяжелыми ядрами.

Вообще говоря, мезонные спектры должны отражать также резонансные максимумы в сечениях π -N столкновений при более высоких энергиях, однако большой шаг по энергии рождающихся мезонов ΔT , использованный при расчетах, маскирует этот эффект.

Влияние резонансной структуры π -N сечений прослеживается и в интегральных энергетических распределениях пионов, особенно в случае тяжелых ядер, хотя, конечно, эффект выражен здесь заметно слабее (см., например, гистограмму на рис. 11, относящуюся к случаю взаимодействия с ядром ^{238}U при $T = 1,8$ Гэв).

Все сказанное относится как к протон-, так и к нейтрон-ядерным взаимодействиям (ср. рис. 13 и 14).

Что касается энергетических спектров нуклонов, вылетающих под определенными углами, то единственной особенностью в них является наличие пика квазисвободного рассеяния (с перезарядкой или без нее). С увеличением угла вылета нуклонов этот пик уширяется и сдвигается в сторону меньших значений T .

Все это хорошо видно на примере взаимодействия протонов и нейтронов с ядром ^{100}Ru при энергии 660 Мэв; результаты расчетов для этого случая приведены на рис. 15 и 16.

5. Энергия возбуждения

Характер зависимости средней энергии возбуждения остаточного ядра E^* от энергии первичного протона показан на рис. 17.

Низкоэнергетическая область приблизительно постоянных значений $E^*(T)$, как и в случае зависимости $\overline{\Delta A}(T)$, объясняется ослаблением с ростом T компенсирующего действия принципа Паули и слабой энергетической зависимостью сечений внутриядерных N-N взаимо-

действий. Увеличение значений \bar{E}^* по мере перехода к более тяжелым ядрам обусловлено тем, что при этом внутриядерный каскад становится все более и более развитым.

Быстрый рост средней энергии возбуждения при $T \gtrsim (0,4-0,5)$ Гэв отражает возрастающую роль нового механизма возбуждения ядра, а именно, возбуждения за счет поглощения ядром π^- -мезонов, образовавшихся в ходе внутриядерного каскада.

Отмеченные особенности можно проследить и на распределениях по энергии возбуждения $W(E^*)$, приведенных для различных мишеней на рис. 18-20.

Из рис. 18-20 также видно, что распределение энергии возбуждения является довольно широким и простирается вплоть до значений $E^* = (0,25-0,50) T$ даже при $T \approx 3$ Гэв; при меньших энергиях первичной частицы величина E^*/T на "хвосте" распределения оказывается еще большей.

Обращает на себя внимание подъем кривых $W(E^*)$ в области малых возбуждений. Этот факт тесно связан с диффузностью ядерной границы и потенциала ядра; т.к. именно квазисвободные взаимодействия на периферии ядра приводят к слабовозбужденным остаточным ядрам. Вклад таких взаимодействий настолько существен, что по сравнению с вычислениями без учета диффузности очень заметно меняется не только характер распределения $W(E^*)$, но даже и средние значения энергии возбуждения.

Для сравнения на рис. 18-20 нанесены результаты Метрополиса и др. /11/, полученные в предположении резкой границы ядра-мишени; средние значения \bar{E}^* , взятые из той же работы /11/, показаны на рис. 17. Мы видим, что данные работы /11/ для \bar{E}^* систематически превышают полученные нами, особенно в случае тяжелых ядер.

Вообще говоря, такое расхождение можно было ожидать уже на основании сравнения приведенных выше результатов для средней множественности частиц, которые имеют совершенно различное поведение у нас и в работе /11/.

К диффузности границы оказывается особенно чувствительной высокоэнергетическая часть спектра $W(E^*)$ при $T < 300$ Мэв, т.к. переход к модели ядра с резким краем заметно завышает долю событий, приводящих к образованию составного ядра.

На рис. 18-20 на примере взаимодействия протона с энергией 660 Мэв показано, какую роль играет учет процессов мезообразования. Как видно, пренебрежение процессом рождения π -мезонов приводит к занижению энергии возбуждения остаточных ядер, тем более существенному, чем легче ядро-мишень. Этот вывод резко расходится с результатами работы Денисова и др. [13], полученными в случае взаимодействия $p + {}^{28}\text{Si}$, где отмечалась практически полная нечувствительность величины E^* к учету рождения π -мезонов (см. рис. 18). Как уже упоминалось выше, возможно, что причина этого связана с некорректным учетом процессов отражения и преломления частиц.

На рис. 21 на примере ядра ${}^{100}\text{Ru}$ показано, из чего складываются суммарные спектры возбуждения остаточных ядер, в какой энергетической области дают больший вклад различные ядерные реакции.

Интересно отметить, что в случае реакции с выбиванием двух нуклонов (см., например, случай при $T = 660$ Мэв) распределение $W(E^*)$ имеет четко выраженный максимум при $E^* \approx 150$ Мэв. Столь большие возбуждения при периферических столкновениях с ядром ($\Delta A = 2$) обусловлены поглощением π -мезона, образовавшегося в результате $N-N$ взаимодействия, об этом говорит также и положение максимума в распределении, весьма близкое к энергии покоя π -мезона. По мере увеличения числа выбитых нуклонов этот максимум размазывается, и для достаточно больших значений ΔA распределение $W(E^*)$ приобретает статистический характер.

Отмеченные особенности можно заметить и в области больших энергий первичного протона. Однако при этом необходимо помнить, что при больших T возможно поглощение ядром более чем одного π -мезона, вследствие чего распределения для определенного числа ΔA приобретают весьма причудливый вид (см. рис. 21).

Положение максимума в спектре $W(E^*)$ для реакций с $\Delta A = 2$ не зависит от типа ядра-мишени, однако высокоэнергетический склон максимума оказывается заметно более пологим для тяжелых ядер. С увеличением ΔA кривые $W(E^*)$ в случае тяжелых ядер становятся все более пологими: большое число столкновений, которое испытывают каскадные нуклоны в тяжелых ядрах, придает распределениям по E^* статистический характер.

6. Угловой момент и импульс остаточного ядра

На рис. 22 и 23 показана энергетическая зависимость среднего углового момента \bar{M} и среднего импульса \bar{P} ядра, оставшегося после прохождения каскадной стадии взаимодействия. В общих чертах обе кривые - как $\bar{M}(T)$, так и $\bar{P}(T)$ - имеют тот же характер, что и зависимость средней энергии возбуждения $\bar{E}^* = \bar{E}^*(T)$ (см. рис. 17).

Дифференциальные распределения $W(M)$ и $W(P)$ близки по форме друг к другу и, по-видимому, могут быть описаны распределениями типа Пуассона (см. рис. 24 и 25).

Следует отметить большие абсолютные значения M и P , которые могут иметь остаточные ядра, особенно в случае взаимодействия с тяжелыми мишенями. Так, при $T = 3$ Гэв средний момент ядра, образовавшегося в результате реакции $p + {}^{238}\text{U}$, составляет $20\hbar$, но около 10% образующихся ядер имеют $M > 40\hbar$. Такие значения уже вполне сравнимы с угловыми моментами, которые имеют ядра, образованные в реакциях с тяжелыми ионами.

Наличие столь больших угловых моментов приводит к существенной асимметрии распада ядер в системе центра масс и, следовательно, должно заметным образом влиять на характеристики испарительных частиц, осколков деления и продуктов фрагментации ядер.

Большие значения импульсов остаточных ядер P еще более увеличивают анизотропию продуктов распада в лабораторной системе координат.

В среднем угловой момент и импульс ядра-остатка возрастают при увеличении как числа потерянных нуклонов ΔA , так и энергии возбуждения E^* . Интересно, что корреляции этих величин с ΔA и E^* не зависят от ядра-мишени и кинетической энергии первичного протона и могут быть аппроксимированы выражениями:

$$\left. \begin{aligned} \bar{M} &= 1,6 (\Delta A)^{0,8} \\ \bar{P} &= 0,09 (\Delta A)^{0,85} \end{aligned} \right\} \text{ для } \Delta A > (2-3);$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{M} &= 16 (E^*)^{0,4} \\ \bar{P} &= 1,9 (E^*)^{0,5} \end{aligned} \right\} \text{ для } E^* > 0,2 \text{ Гэв,}$$

где энергия E^* задается в Гэв.

Примеры таких корреляций приведены на рис. 26,27; при этом для большей наглядности значения \bar{M} и \bar{P} выражены соответственно в единицах максимального момента M_{\max} и максимального импульса P_{\max} , определенных как

$$M_{\max} = P_{\max} R,$$

$$P_{\max} = \sqrt{T(T+2m)},$$

где R - радиус ядра, определяемый как радиус, на котором плотность ядерной материи уменьшается в сто раз по сравнению с плотностью в центре ядра.

Мы рассмотрели поведение абсолютных величин углового момента и импульса ядра-остатка. Представление об угловой направленности этих величин дает рис. 28, где в качестве примера рассмотрены ядра ^{100}Ru . Из этого рис. видно, что практически вся зависимость векторов \vec{M} и \vec{P} от энергии возбуждения и числа выбитых нуклонов связана с компонентами M_{\perp} и P_{\perp} . Зависимость компонент M_{\parallel} и P_{\parallel} от величин ΔA и E^* весьма слабая.

На рис. 29 вычисленные нами дифференциальные распределения по продольной компоненте импульса ядра-остатка сравниваются с вычислениями Порила /14/, основанными на результатах работы Метрополиса и др. /11/. Как видно, распределения из работы /14/ более жесткие, причем расхождение возрастает при переходе к более тяжелым ядрам. Например, при $T = 0,46$ Гэв нами получено среднее значение $P_{||} = 190 \pm 8$ Мэв/с для ядра ^{100}Ru и $P_{||} = 276 \pm 11$ Мэв/с для ядра ^{238}U ; это существенно ниже соответствующих значений 275 ± 50 и 385 ± 50 Мэв/с, проводимых в работе /14/.

Сравнение с результатами Порила /14/ в случае распределений по поперечному импульсу (см. рис. 30) дает аналогичную картину: наши распределения $W(P_{\perp})$ заметно более мягкие.

Все эти расхождения целиком связаны с диффузностью ядерной границы, которая не учитывалась в работе Метрополиса и др. /11/. Столкновения налетающей частицы с периферией ядра приводят к образованию остаточных ядер с малым значением импульса отдачи; относительный вклад таких взаимодействий больше в случае тяжелых ядер.

В работе Денисова /15/ диффузность ядерной границы была учтена, однако, как это видно из рис. 29, значения $P_{||}$ получены еще большими, чем у Порила. Причина этого связана с неточным учетом эффектов отражения и преломления, о чем уже упоминалось выше.

Тем не менее, несмотря на то, что распределения $W(P_{||})$, вычисленные различными авторами, заметно различаются между собой, корреляции среднего значения $P_{||}$ с энергией возбуждения E^* оказываются в хорошем согласии (см. рис. 31).

На рис. 32 вычисленная нами зависимость среднего углового момента остаточного ядра M от энергии возбуждения E^* сравнивается с результатами расчета Чен и др. /16/, выполненного в предположениях, близких к нашим. Хотя характер зависимостей одинаков, абсолютные зна-

чения \bar{M} , рассчитанные в работе /16/, почти вдвое превосходят наши. Это обусловлено теми упрощениями, которые использовались в работе /16/x/.

Величины M и P , а также их продольные и поперечные компоненты совершенно не чувствительны к природе первичной частицы, что иллюстрируется данными, приведенными в табл. 3.

7. Взаимодействие π -мезонов с ядрами

Различие свойств неупругих пион- и нуклон-ядерных взаимодействий обусловлено в основном различием свойств элементарных $\pi-N$ и $N-N$ столкновений. Это обстоятельство проявляется как при небольших, так и при очень высоких энергиях.

На рис. 33-36 показана зависимость множественности вторичных частиц различных сортов, образованных при неупругих столкновениях пионов с ядрами, от энергии T и массового числа ядра-мишени A .

Сравнение рис. 33 с рис. 1 показывает, что кривые $\Delta A' = \Delta A(T)$ для пион-ядерных реакций неожиданно хорошо, даже по абсолютным значениям, согласуются с соответствующей зависимостью в случае взаимодействий протон плюс ядро. При энергиях в несколько сотен Мэв можно было бы ожидать, что число потерянных нуклонов будет большим в случае, когда первичной частицей является протон. Однако наличие сильных резонансов

x/ Исходя из цилиндрической симметрии задачи нуклон-ядерного столкновения, в работах /10,16/ предполагалось, что первичная частица всегда находится в плоскости $\phi=0$. Это оправдано, когда дело касается таких характеристик, как множественность частиц, их угловые и энергетические распределения и т.п., поскольку все эти характеристики не зависят явным образом от точки входа частицы в ядро. Однако это не так в отношении M . Угловой момент ядра в каждом отдельном нуклон-ядерном столкновении вычислялся по формуле

$$M = M_0 - \sum \vec{M}_i = [\vec{r}_0, \vec{p}_0] - \sum [\vec{r}_i, \vec{p}_i],$$

где \vec{r} - радиус-вектор входа (или выхода) частицы в ядро, \vec{p} - ее импульс; индексы 0 и i относятся соответственно к первичной и вторичным частицам. При усреднении по большому числу взаимодействий \vec{M}_0 обращается в нуль в силу симметрии, однако, если использовать предположение $\phi=0$, то $\vec{M}_0 \neq 0$. (Здесь \bar{r} - средний параметр соударения частицы с ядром). Второй член формулы $\sum \vec{M}_i$ у нас и в работах /10,16/ одинаков.

нансов в сечениях π -N взаимодействий, которые кроме того еще значительно уширяются благодаря фермиевскому движению внутриядерных нуклонов, приводит к тому, что эффективно сечения π -N взаимодействий оказываются большими, чем сечения N-N взаимодействий. В результате первичный π^- -мезон испытывает большее число столкновений внутри ядра; образовавшиеся при этом нуклоны отдачи и компенсируют "лишний" нуклон из протон-ядерных столкновений.

Компенсацией объясняется также близость кривых $\Delta\Lambda(T)$ для пион- и нуклон-ядерных столкновений при высоких энергиях, когда становятся существенными процессы интенсивного мезообразования, однако характер компенсации здесь другой. При равных значениях энергии T множественность вторичных частиц, рождающихся в неупругих π -N взаимодействиях, больше, чем в случае столкновения двух нуклонов, поскольку эта множественность определяется в основном той энергией в системе центра масс, которая может быть затрачена на образование вторичных частиц. Однако эта "избыточная" множественность в пион-ядерном взаимодействии компенсируется меньшим числом столкновений, которое испытывает пион внутри ядра, т.к. при высоких энергиях сечение $\sigma_{\pi N} < \sigma_{NN}$.

Изотопический состав потерянных ядром нуклонов, как это видно из рис. 34, заметно отличается от имеющего место в случае протон-ядерных столкновений (рис. 2). Здесь явно сказывается влияние того обстоятельства, что начальные зарядовые состояния в реакциях $\pi^- + \text{ядро}$ и $p + \text{ядро}$ различны. По мере возрастания энергии T, благодаря ослаблению изотопической зависимости сильных взаимодействий, различие изотопического состава вторичных частиц в пион- и нуклон-ядерных взаимодействиях нивелируется. При этом характеристики пион-ядерных взаимодействий приближаются к асимптотическому значению $(\bar{n}_n / \bar{n}_p) \cong (A-Z)/Z$ сверху, в то время как в протонных реакциях такое приближение происходит снизу.

На множественности рождающихся пионов очень заметно сказывается природа первичной частицы: для пион-ядерных реакций абсолютные значения \bar{n}_π систематически, на 0,5-0,8, оказываются большими, чем в случае взаимодействий нуклон+ядро; в зависимости $\bar{n}_\pi(T)$ прослеживается влияние структуры сечений π -N взаимодействий, особенно в

районе $T \approx 0,2$ и $T \approx 0,6$ Гэв; в пион- и нуклон-ядерных столкновениях существенно различается зарядовый состав вторичных π -мезонов.

Зависимость среднего числа рождающихся частиц от массового числа ядра-мишени довольно слабая, а в области высоких энергий эта зависимость близка к той, которая наблюдается в протонных реакциях. При $T \geq 1$ Гэв с достаточно хорошей степенью точности $n_{\pi} = 1,5A - 0,03 [T (\text{Гэв})]^{0,8}$. Взаимодействия π -мезонов с ядрами при энергиях ниже порога рождения пионов были рассмотрены Бертини в работах /10/. Наши данные по выходу нейтронов находятся в неплохом согласии с результатом этой работы, однако имеют место заметные различия в выходе π -мезонов, особенно при $T = 300$ Мэв. Возможно, здесь проявляется некоторое различие в выборе мезон-ядерного потенциала у нас и в работах Бертини, а при $T = 300$ Мэв также и тот факт, что в работах /10/ не учитывались процессы мезообразования.

При больших энергиях мы можем сравнить наши результаты фактически с данными работы /17/ лишь в одной точке: для ядра ^{100}Ru при $T = 1,5$ Гэв. Расчет в этой работе выполнен по модели Метрополиса /11/. Полученные при этом средние множественности протонов и нейтронов $\bar{n}_p = 2,52 \pm 0,08$ и $\bar{n}_n = 4,34 \pm 0,11$ оказываются довольно близкими к нашим значениями $\bar{n}_p = 2,84 \pm 0,04$ и $\bar{n}_n = 5,04 \pm 0,07$, но несколько меньше их. Лучше согласуется множественность π -мезонов: в работе /17/ получено $\bar{n}_{\pi^+} = 0,20 \pm 0,02$, $\bar{n}_{\pi^-} = 0,91 \pm 0,05$ и $\bar{n}_{\pi^0} = 0,88 \pm 0,05$, а наши данные соответственно составляют $0,27 \pm 0,01$; $0,84 \pm 0,07$ и $0,65 \pm 0,06$.

Форма энергетических спектров нуклонов, выбитых из ядра π -мезонами, имеет весьма простой вид и не обладает какой-либо заметной структурой (см. рис. 37 и 38). Большую часть этих спектров можно описать экспоненциально убывающей функцией, спад которой замедляется по мере увеличения энергии первичного π -мезона. Как и следовало ожидать, спектры нуклонов смягчаются при переходе к более тяжелым ядрам, что становится особенно заметным при больших значениях T .

Энергетические спектры протонов и нейтронов практически не различаются между собой. Так, например, при $T = 0,4$ Гэв эти спектры можно аппроксимировать экспонентой с одинаковым показателем, который

изменяется от $-7,0$ до $-9,0$ при переходе от ядра ^{27}Al к ядру ^{238}U . То же самое имеет место и при больших энергиях, показатель экспоненты оказывается одинаковым для протонов и для нейтронов, уменьшается лишь его абсолютное значение (при $T = 1,87$ Гэв этот показатель равен $-1,7$ для ядра ^{27}Al и $-2,7$ для ядра ^{238}U).

Результаты вычислений Метрополиса /11/ и Бертини /10/ довольно близки к нашим, хотя в высокоэнергетической части нуклонных спектров наблюдаются некоторые отклонения (см. рис. 37 и 38).

Интересно отметить, что спектры нуклонов в реакциях с большим числом потерянных нуклонов ($\Delta A > 3$) практически не зависят от природы первичной частицы (см. рис. 39 и рис. 11,12) ^{x/}.

Распределения кинетической энергии вторичных π -мезонов показаны на рис. 40. Мы видим, что при энергиях π -мезонов T , близких к значению первичной энергии T , отчетливо проявляется максимум, связанный с квазисвободным рассеянием первичного π -мезона. В отличие от протон-ядерных реакций наличие структуры в сечениях π -N взаимодействий четко проявляется даже в интегральных спектрах.

Естественно, что спектры π -мезонов, образовавшихся при взаимодействиях с легкими ядрами, оказываются более жесткими. Различие пионных спектров, полученных при исследовании взаимодействий с легкими и тяжелыми ядрами, увеличивается с увеличением энергии первичного π -мезона. Так, при $T = 0,56; 1,87$ и $4,5$ Гэв значения средней энергии вторичных пионов \bar{T} для взаимодействия с ядром ^{27}Al равны соответственно $0,246 \pm 0,011$; $0,436 \pm 0,018$ и $0,560 \pm 0,020$ Гэв, что заметно выше соответствующих значений для ядра урана $0,20 \pm 0,013$, $0,302 \pm 0,011$ и $0,350 \pm 0,017$ Гэв.

Сравнивая рассчитанные нами пионные спектры с результатами работ /11,17/, следует подчеркнуть наличие пика квазисвободного рассеяния π -мезонов в наших спектрах; этот пик нельзя получить, если не принимать во внимание диффузность ядерной границы.

^{x/} Следует отметить, что, по-видимому, будет более правильным, если характеристикам пион-ядерных взаимодействий с заданным значением ΔA ставить в соответствие характеристики протон-ядерных реакций с числом потерянных нуклонов ($\Delta A + 1$).

Следствием слишком (см. результаты Кру на рис. 40) грубой аппроксимации характеристик неупругих π -N взаимодействий, использованной в работе /11/, является более сильное, чем в наших расчетах, проявление в энергетических спектрах вторичных π -мезонов структуры π -N сечений.

На рис. 41 приведены расчетные угловые распределения вторичных частиц. Обращает на себя внимание очень слабая зависимость угловых распределений нуклонов от энергии первичного π -мезона; эти распределения оказываются практически одинаковыми для протонов и нейтронов. Аналогично рассмотренному выше случаю протон-ядерных взаимодействий наблюдается более сильная коллимация нуклонов, образованных на легких ядрах. Можно считать, что во всей области энергий от нескольких десятков Мэв до $T \approx 5$ Гэв коэффициент анизотропии угловых распределений нуклонов в пределах 10%-ой точности зависит только лишь от типа ядра-мишени. В частности, для алюминия он равен 2,6, а для урана - 2,0.

Резко анизотропными оказываются угловые распределения вторичных π -мезонов. И здесь наблюдается более сильная направленность вылета частиц вперед для легких ядер, при этом весьма четко прослеживается увеличение коллимации π -мезонов с ростом энергии первичного пиона. Например, при увеличении энергии от $T = 0,4$ Гэв до $T \approx 2$ Гэв коэффициент анизотропии в случае взаимодействия с ядром ^{27}Al возрастает от 3,1 до 3,7; в то же время для урановой мишени коэффициент анизотропии остается равным приблизительно 1,9 при всех значениях $T \approx (0,4-2)$ Гэв.

В случае взаимодействий пион+ядро средние энергии возбуждения остаточных ядер систематически оказываются более высокими, чем в случае протон-ядерных взаимодействий, однако с ростом энергии T различия несколько сглаживаются (ср. рис. 42 и 17). Такое поведение энергий E^* связано с большим числом π -мезонов, рождающихся в ходе пион-ядерных реакций, часть этих мезонов поглощается ядром, что сразу же существенно увеличивает энергию возбуждения. Насколько существенно эффект поглощения рождающихся в ходе каскада мезонов сказывается на возбуждении остаточных ядер, хорошо видно также из рис. 43, где показано, как формируется спектр энергии возбуждения в зависимости от числа теряемых ядром нуклонов ΔA .

Следует отметить также близость распределений, показанных на рис. 43, к соответствующим распределениям рис. 21, рассчитанным для протон-ядерных взаимодействий (см. примечание на стр. 31).

В работе /17/ приведены результаты расчетов по модели Метрополиса для реакции $\pi^- + {}^{100}\text{Ru}$ при $T = 1,5$ Гэв. В этой работе получена средняя энергия $E^* = 247 \pm 25$ Мэв, что хорошо ложится на нашу кривую $\bar{E}^*(T)$. Однако это согласие, по-видимому, имеет случайный характер, т.к. ядерная модель, а также характеристики элементарных $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействий (особенно для процессов рождения мезонов) в наших расчетах и в работе /17/ отличаются весьма существенно,

Что касается углового момента и импульса остаточного ядра, то энергетическая зависимость средних величин $M(T)$ и $P(T)$ в общих чертах та же самая, что и для энергии возбуждения $E^*(T)$, и близка к тому, что имеет место в случае протон-ядерных взаимодействий.

С хорошей точностью можно считать, что при $T > 1$ Гэв величина среднего момента и среднего импульса ядра-остатка не зависят от типа частицы, инициирующей внутриядерный каскад.

Как и в случае протон-ядерных взаимодействий, связь средних величин \bar{M} и \bar{P} с числом потерянных нуклонов ΔA и энергией возбуждения остаточного ядра может быть аппроксимирована степенными выражениями

$$\left. \begin{aligned} \bar{M} &\approx 3,5 (\Delta A)^{0,44}, \\ \bar{P} &\approx 0,17 (\Delta A)^{0,56}, \\ \bar{M} &\approx 12,7 (E^*)^{0,37}, \\ \bar{P} &\approx 1,0 (E^*)^{0,43} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{для } \Delta A > (2-3), \\ &\text{для } E^* > 0,2 \text{ Гэв,} \end{aligned}$$

где энергия E^* выражена в Гэв. Такая аппроксимация пригодна для всех ядер с $27 < A < 238$ во всем рассмотренном интервале энергий первичного π^- -мезона от нескольких десятков Мэв до $T \approx 5$ Гэв.

Общий характер зависимости продольных и поперечных компонент векторов M и P от величин ΔA и E^* , как это видно из рис. 46 и 47, также остается приблизительно тем же, что и в случае протон-

ядерных реакций, хотя зависимость вида корреляционных кривых от первичной энергии T несколько иная.

Приведенные данные дают достаточно полное представление о каскадном механизме взаимодействий высокоэнергетических частиц с ядрами.

Сравнение с результатами других авторов показывает, что многие характеристики вторичных частиц довольно чувствительны к деталям каскадной модели, и, прежде всего, к учету диффузности ядерной границы.

Приведенные выше данные не включают вклада частиц, образующихся при распаде возбужденных остаточных ядер, и не учитывают процессов деления ядер. Эти вопросы будут рассмотрены в отдельных работах.

Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-4313, Дубна, 1969.
2. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-4346, Дубна, 1969.
3. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-4302, Дубна, 1969.
4. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, С.М. Елисеев, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-4662, Дубна, 1969.
5. S.J. Lindenbaum. *Ann.Rev.Nucl.Sci.*, 11, 213 (1963).
6. В.Г. Бобков, В.П. Демин, И.Б. Кеирим-Маркус, Е.Е. Ковалев, А.В. Ларищев, В.А. Сакович, Л.Н. Смиренный, М.А. Сычков. Радиационная безопасность при космических полетах. М., 1964.
7. *The AECL Study for an Intence Neutron Generator*, ed. by C.A. Bartholomew, P.R. Tunnichffe, AECL-2600, Chalk River, 1966.
8. В.П. Желепов, В.П. Дмитриевский, Б.Н. Замолодчиков, В.В. Кольга. УФН, 85, 650 (1965).
9. В.Д. Тонеев. ЛТФ ОИЯИ, Б1-2245, Дубна, 1965.

10. H.W. Bertini. *Phys.Rev.*, 131, 1801 (1963); ORNL-3383, Oak Ridge, 1963; ORNL-3786, Oak Ridge, 1966.
11. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm A. Turkevich, J.M. Miller, G. Friedlander. *Phys.Rev.*, 110, 185, 204 (1958).
12. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев, Препринты ОИЯИ, P2-4065, P2-4066, Дубна, 1968.
13. Ф.П. Денисов, Р.А. Латыпова, В.П. Милованов, П.А. Черенков. *ЯФ*, 1, 329 (1965).
14. N.T. Poril. *Phys.Rev.*, 120, 572 (1960).
15. Ф.П. Денисов. Труды ФИАН СССР, 34, 130 (1966).
16. K. Chen, G. Friedlander, Z. Fraenkel, J.R. Grover, J.M. Miller, Y. Shimamoto. *Phys.Rev.*, 166, 949 (1968).
17. J.E. Crew, R.D. Hill. *Phys.Rev.*, 110, 177 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел

14 мая 1970 года.

Таблица 1

Средняя множественность частиц, образованных на ядре ^{100}Ru нейтронами и протонами с кинетической энергией T

T, Гэв	0,66		1,84		3,2	
Первичная частица	n	p	n	p	n	p
\bar{n}_n	$3,15 \pm 0,10$	$2,34 \pm 0,05$	$5,38 \pm 0,22$	$4,73 \pm 0,17$	$8,65 \pm 0,48$	$7,43 \pm 0,43$
\bar{p}_p	$1,59 \pm 0,05$	$2,25 \pm 0,05$	$3,47 \pm 0,14$	$3,68 \pm 0,13$	$5,61 \pm 0,31$	$6,01 \pm 0,35$
ΔA	$4,74 \pm 0,15$	$4,59 \pm 0,10$	$8,85 \pm 0,36$	$8,41 \pm 0,30$	$14,3 \pm 0,8$	$13,15 \pm 0,8$
\bar{n}_{n^0}	$0,108 \pm 0,003$	$0,122 \pm 0,002$	$0,392 \pm 0,016$	$0,435 \pm 0,017$	$0,875 \pm 0,049$	$0,910 \pm 0,051$
\bar{n}_{n^-}	$0,151 \pm 0,005$	$0,052 \pm 0,001$	$0,432 \pm 0,018$	$0,138 \pm 0,006$	$0,794 \pm 0,045$	$0,742 \pm 0,042$
\bar{n}_{n^+}	$0,088 \pm 0,003$	$0,068 \pm 0,002$	$0,305 \pm 0,012$	$0,226 \pm 0,009$	$0,620 \pm 0,035$	$0,692 \pm 0,039$
\bar{n}_{n^+}	$0,347 \pm 0,011$	$0,242 \pm 0,005$	$1,129 \pm 0,045$	$0,80 \pm 0,008$	$2,29 \pm 0,130$	$2,34 \pm 0,13$

Таблица 2
Средние значения кинетической энергии частиц
(в Мэв), образованных при неупругих взаимодействиях
протона и нейтрона с ядром ^{100}Ru при энергии Т

Т, Гэв	0,66		1,84		3,2	
Первичная частица	п	р	п	р	п	р
\bar{T}_n	99 ± 3	86 ± 2	141 ± 6	113 ± 5	139 ± 8	101 ± 6
T_p	93 ± 3	124 ± 3	122 ± 5	195 ± 8	120 ± 7	195 ± 11
\bar{T}_n	97 ± 4	105 ± 2	133 ± 5	149 ± 6	131 ± 7	143 ± 8
\bar{T}_n^0	73 ± 2	110 ± 3	206 ± 8	264 ± 10	274 ± 15	262 ± 14
\bar{T}_n^-	102 ± 4	105 ± 2	208 ± 8	275 ± 11	208 ± 12	238 ± 13
\bar{T}_n^+	99 ± 3	81 ± 2	204 ± 8	178 ± 7	283 ± 17	222 ± 12
\bar{T}_n	92 ± 3	102 ± 2	206 ± 8	253 ± 11	260 ± 14	242 ± 13

Таблица 3
Угловые моменты (в единицах \hbar) и
импульсы ядер-отдачи (в Мэв/с), образовавшихся
при столкновениях протонов и нейтронов с ядром
 ^{100}Ru . Т - энергия первичного нуклона

Т, Гэв	0,66		1,84		3,2	
Первичная частица	п	р	п	р	п	р
\bar{M}	6,3 ± 0,2	6,6 ± 0,1	8,6 ± 0,3	8,4 ± 0,3	12,4 ± 0,7	11,8 ± 0,6
\bar{M}_+	5,2 ± 0,2	5,4 ± 0,1	7,0 ± 0,3	6,8 ± 0,3	10,3 ± 0,6	9,9 ± 0,5
$\bar{M}_{ }$	2,9 ± 0,1	3,0 ± 0,1	4,0 ± 0,2	3,9 ± 0,2	4,8 ± 0,3	4,9 ± 0,3
\bar{P}	422 ± 14	427 ± 8	641 ± 25	615 ± 24	900 ± 50	778 ± 42
\bar{P}_+	258 ± 8	272 ± 6	399 ± 16	390 ± 16	523 ± 29	484 ± 27
$\bar{P}_{ }$	273 ± 9	260 ± 5	430 ± 18	321 ± 15	553 ± 31	500 ± 28

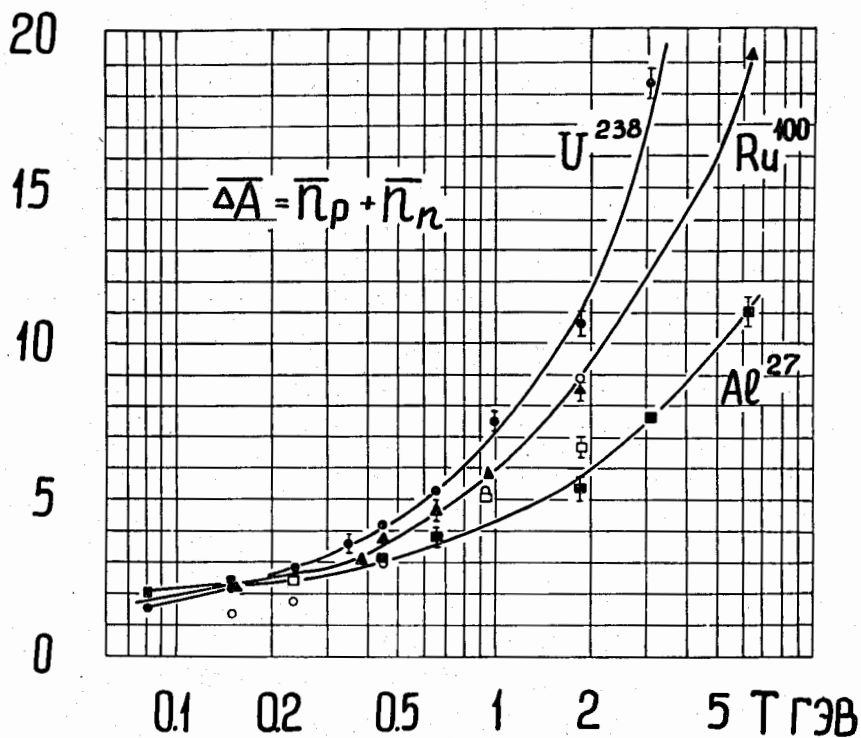


Рис. 1. Среднее число каскадных нуклонов, выбитых из ядер протонами с энергией T . Квадраты, треугольники и кружки относятся соответственно к ядрам алюминия, рутения и урана. При этом светлыми значками отмечены результаты расчёта Метрополиса и др. ¹¹, заштрихованными — наши результаты.

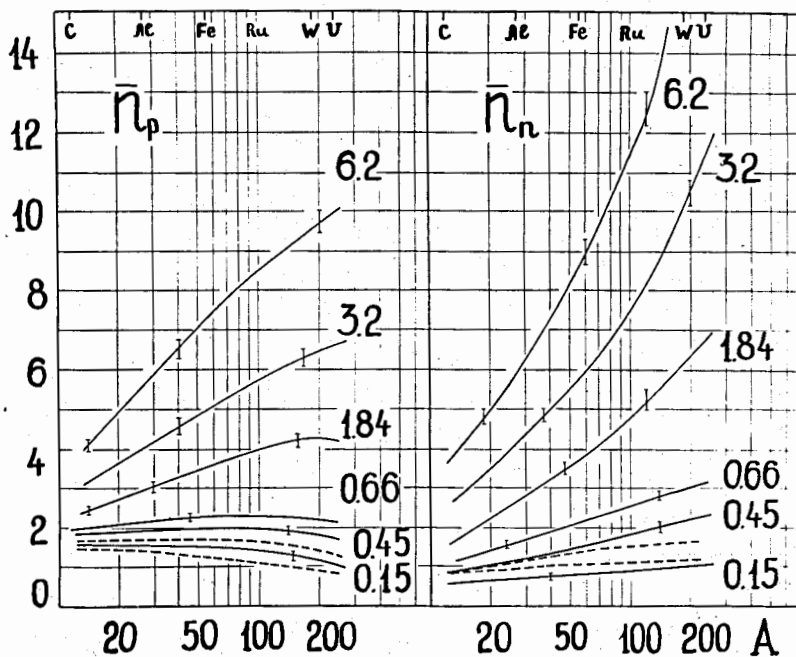


Рис. 2. Средняя множественность каскадных протонов и нейтронов, образовавшихся при неупругих взаимодействиях протонов с различными ядрами. Числа около кривых указывают энергию первичного протона T в Гэв. Пунктиром нанесены результаты расчета Бертини ^{/10/} для $T = 0,2$ и $0,3$ Гэв (соответственно нижняя и верхняя кривые).

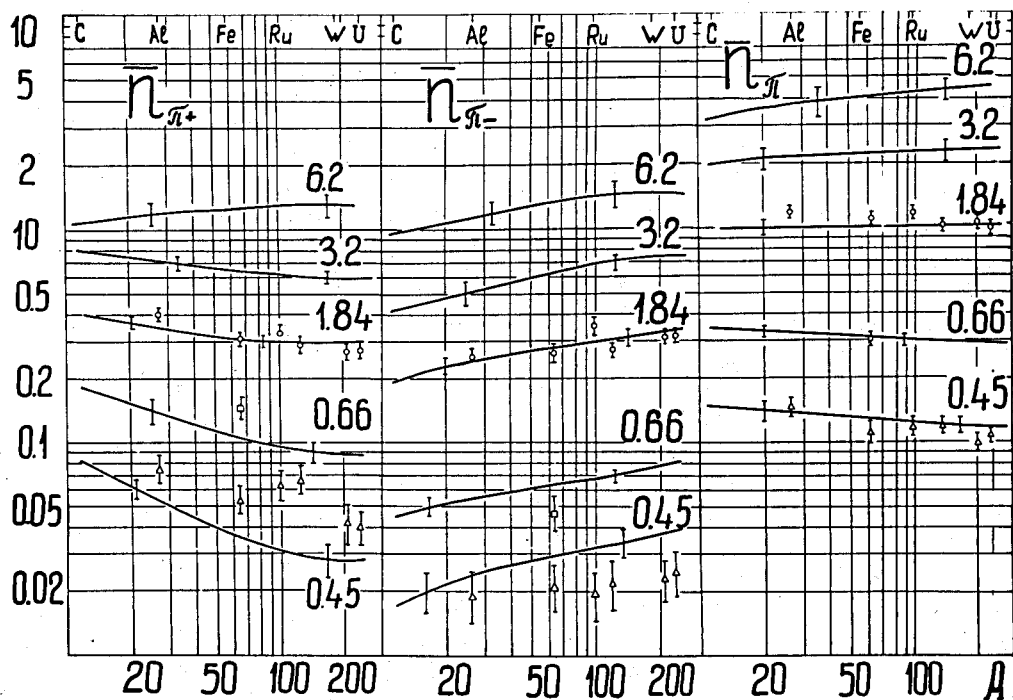


Рис. 3. Средняя множественность π -мезонов, рождающихся при неупругом протон-ядерном взаимодействии; \bar{n}_{π} - полное число пионов всех знаков ($\bar{n}_{\pi} = \bar{n}_{\pi^+} + \bar{n}_{\pi^-} + \bar{n}_{\pi^0}$). Числа около кривых указывают энергию первичных протонов T в Гэв. Светлыми значками нанесены результаты вычислений Метрополиса и др. ^{/11/}.

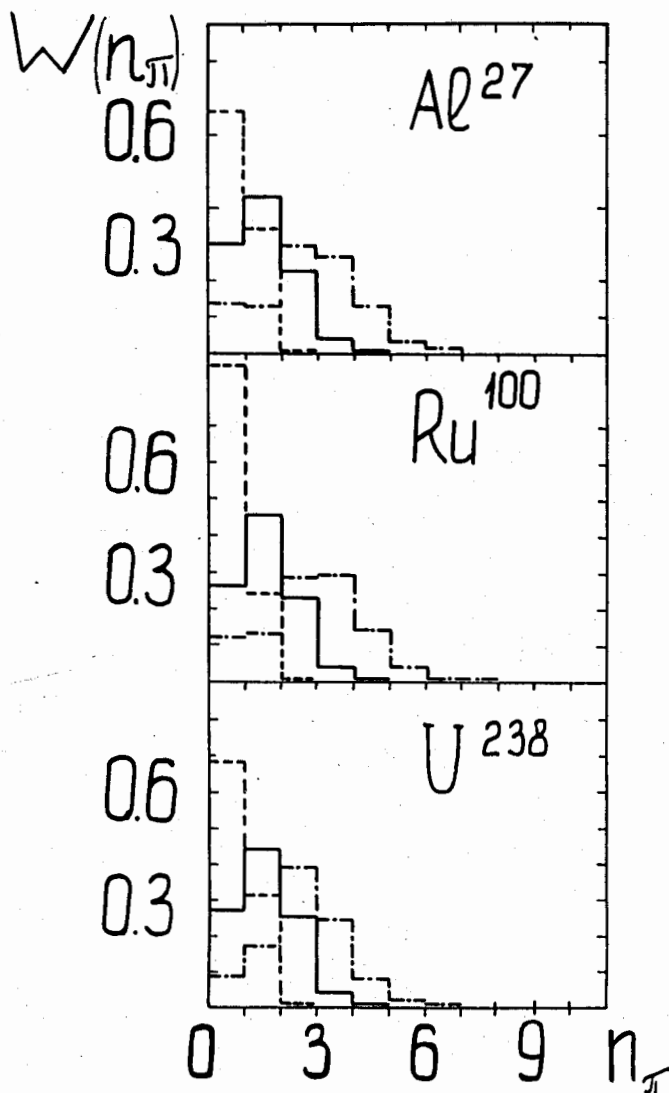


Рис. 5. Распределение неупругих протон-ядерных взаимодействий по числу рождающихся π -мезонов. Обозначения те же, что и на рис. 4.

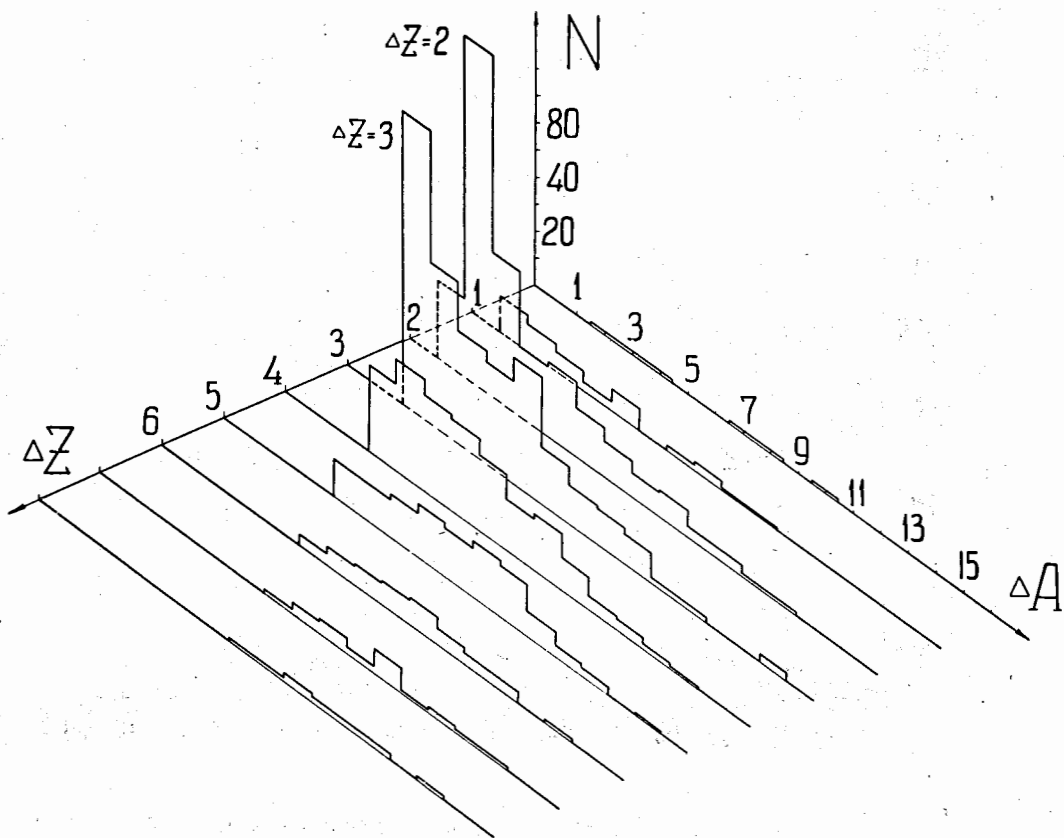


Рис. 6. Распределение 1200 неупругих взаимодействий 660-Мэвных протонов с ядром ^{100}Ru по числу потерянных нуклонов ΔA и по потеряному заряду ΔZ .

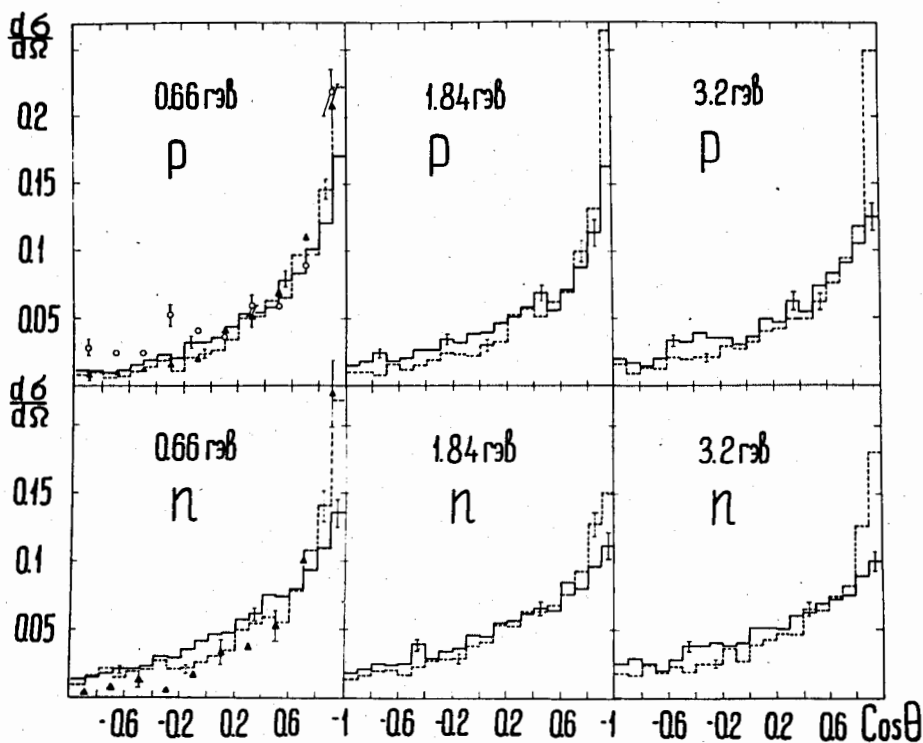


Рис. 7. Угловые распределения вторичных протонов и нейтронов, образовавшихся при взаимодействии протонов с ядрами ^{27}Al (пунктирные гистограммы) и ^{238}U (сплошные гистограммы), указаны энергии первичных протонов T . Кружками и треугольниками нанесены результаты расчета Денисова и др. [13] для ядра кремния, выполненные при различных предположениях о форме энергетического спектра внутриядерных нуклонов: треугольники относятся к фермиевскому, кружки - к гауссову распределениям.

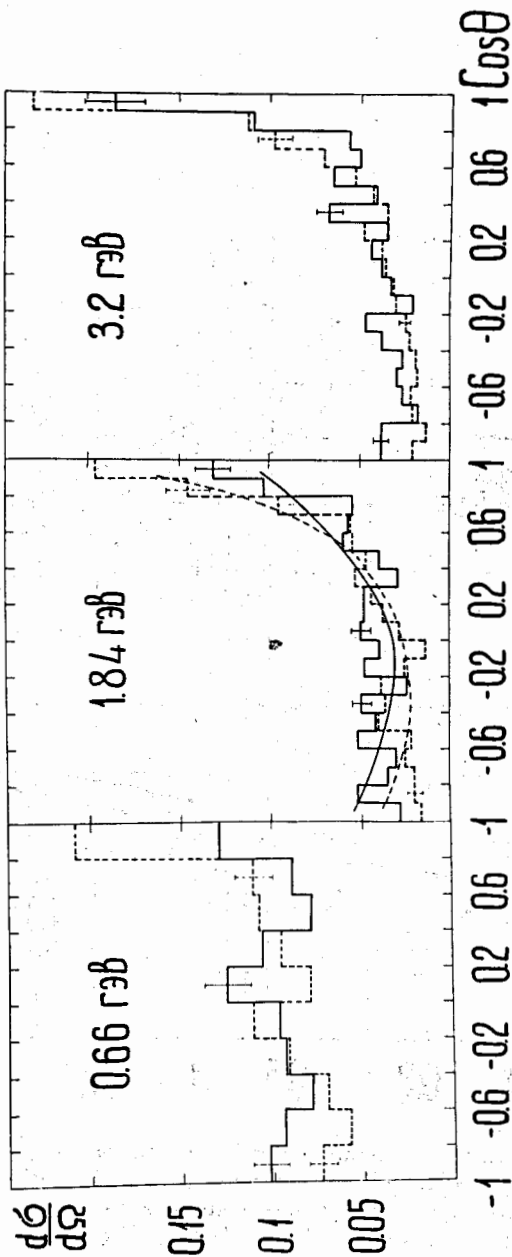


Рис. 8. Угловые распределения пионов, рождающихся в неупругих столкновениях $p+^{27}\text{Al}$ и $p+^{33}\text{U}$. Все обозначения, как на рис. 7. Сплошной и пунктирной кривыми при $T = 1,84$ Гэв показаны для сравнения результаты Метрополиса и др.

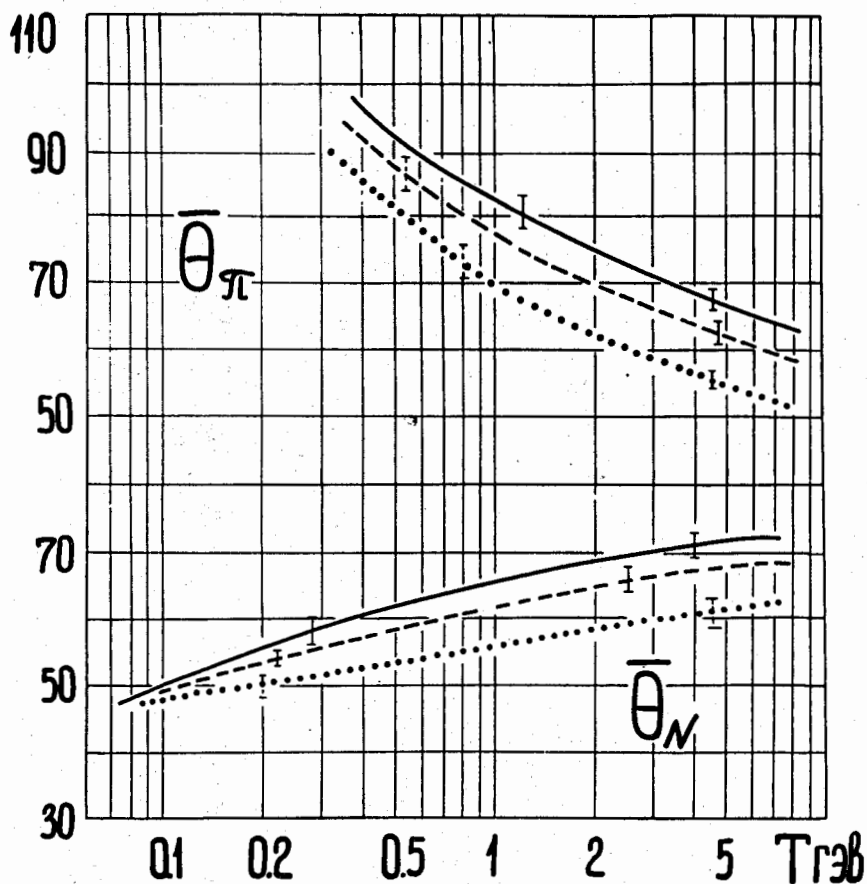


Рис. 9. Зависимость среднего угла вылета $\bar{\theta}$ каскадных нуклонов и пионов от энергии первичного протона. Значения $\bar{\theta}$ даны в градусах. Сплошные, пунктирные и точечные кривые относятся соответственно к взаимодействиям с ядрами ^{27}Al , ^{100}Ru , ^{238}U .

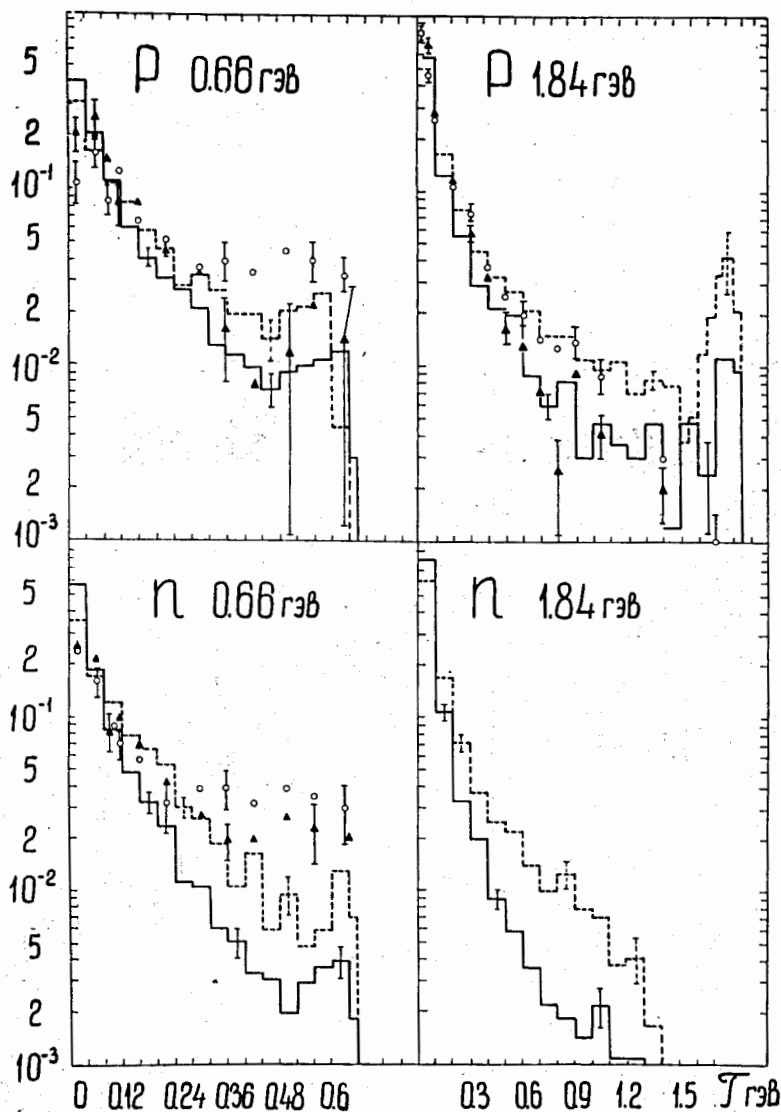


Рис. 10. Энергетический спектр каскадных протонов и нейтронов, образующихся при взаимодействии протонов с ядрами ^{27}Al (пунктирная гистограмма) и ^{238}U (сплошная гистограмма) при энергии $T = 0,66$ и $1,84$ Гэв. Кружками и треугольниками нанесены соответственно данные, полученные при $T = 0,66$ Гэв в работе Денисова и др. /13/ для ядер ^{28}Si и ^{197}Au и при $T = 1,84$ Гэв Метрополисом и др. /11/ для ядер ^{27}Al и ^{238}U .

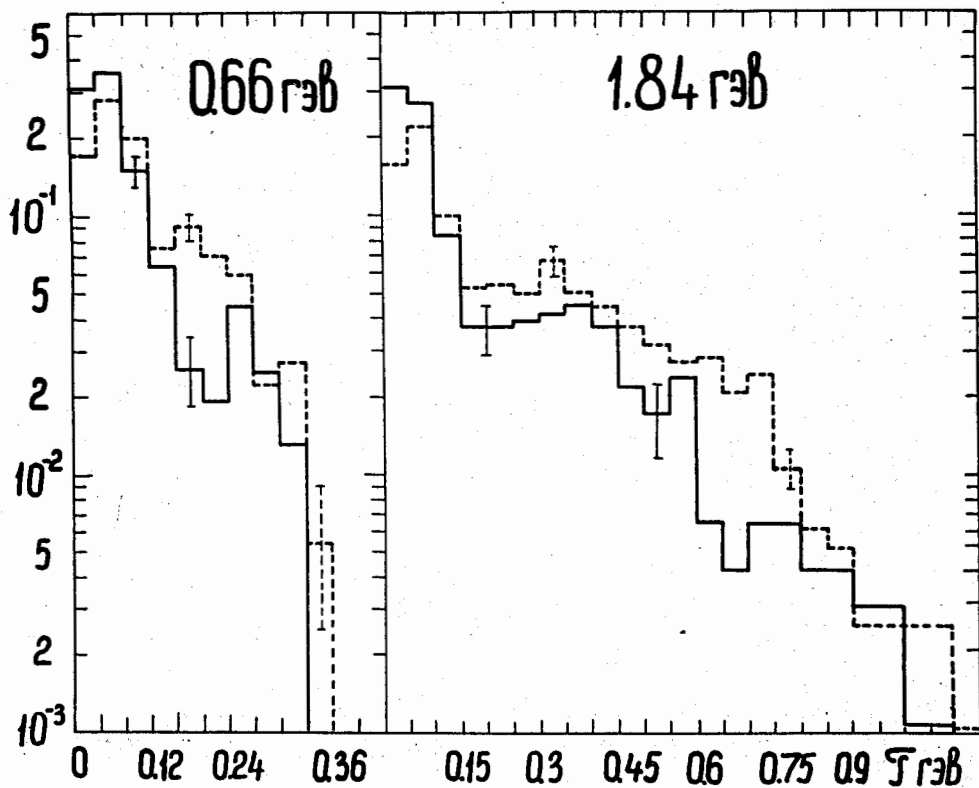


Рис. 11. Энергетический спектр π -мезонов в протон-ядерных столкновениях. Обозначения те же, что на рис. 10.

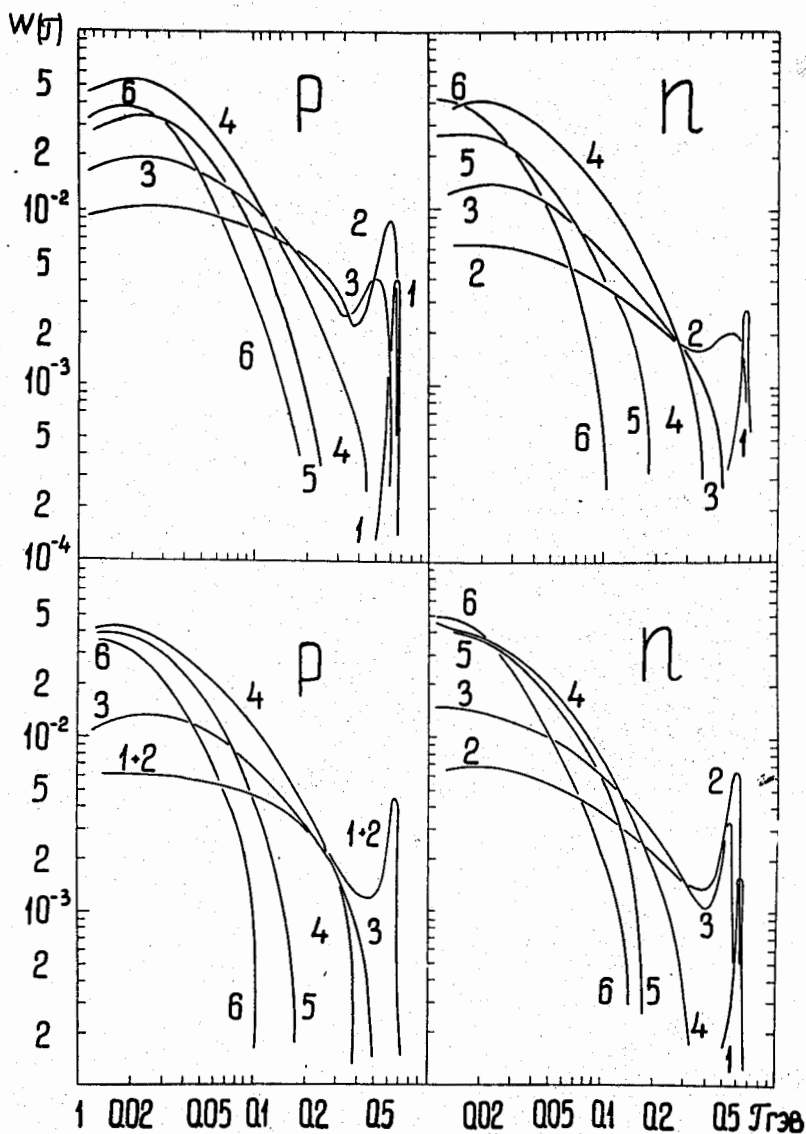


Рис. 12. Энергетические спектры вторичных протонов и нейтронов (в единицах число частиц/взаимодействие $\cdot 0,1 \text{ Гэв}$), образованных при $T = 660 \text{ Мэв}$ во взаимодействиях $p + {}^{100}\text{Ru}$ (два верхних рисунка) и $n + {}^{100}\text{Ru}$ (нижние рисунки), сопровождающихся потерей определенного числа нуклонов ΔA . Кривые 1-6 соответствуют реакциям с $\Delta A = 1, 2, 3, 6, 8$ и $\Delta A \geq 10$.

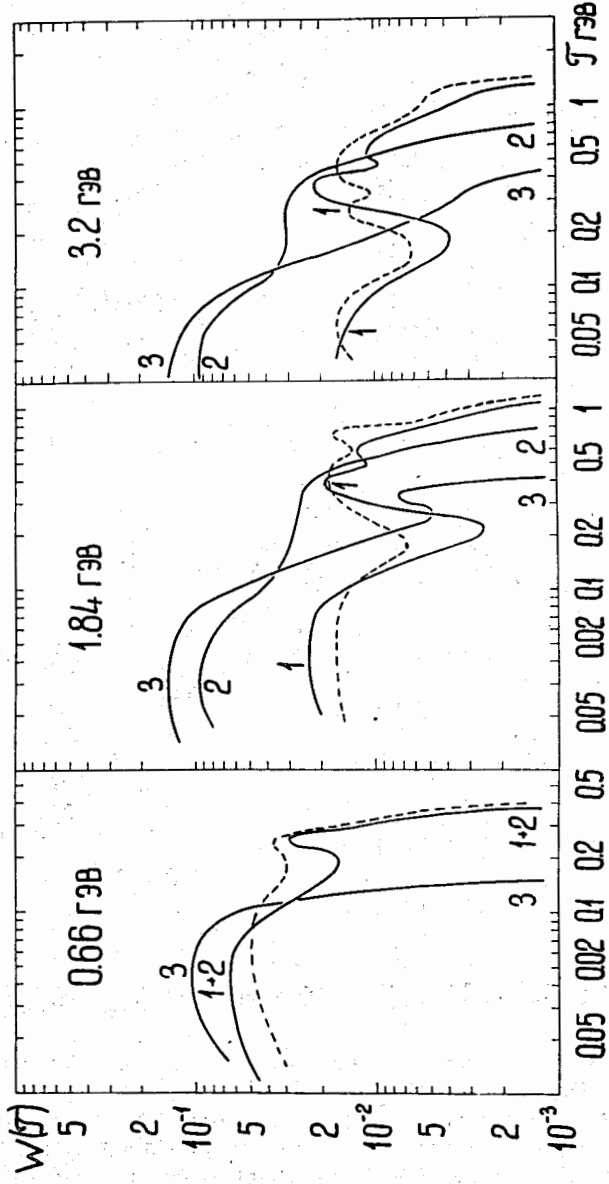


Рис. 13. Энергетические спектры π^- -мезонов, образовавшихся в реакциях $p + {}^{100}\text{Ru}$ и вылетающих в определенном угловом интервале $\Delta\theta$. Указана величина энергии первичных протонов T . Кривые 1-3 соответствуют интервалам $\Delta\theta = 0^\circ-30^\circ$; $30^\circ-90^\circ$; $90^\circ-180^\circ$; пунктиром нанесены спектры мезонов для реакции $p + {}^{27}\text{Al}$, относящиеся к интервалу $\Delta\theta = 0^\circ-90^\circ$.

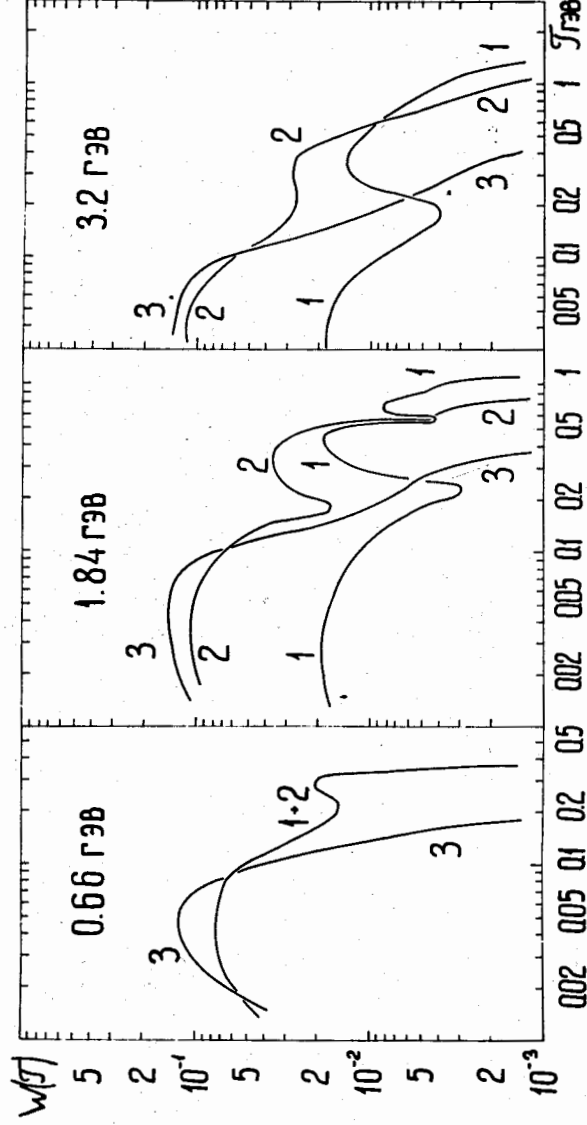


Рис. 14. То же, что и на рис. 13. Взаимодействие π^+ ${}^{100}\text{Ru}$.

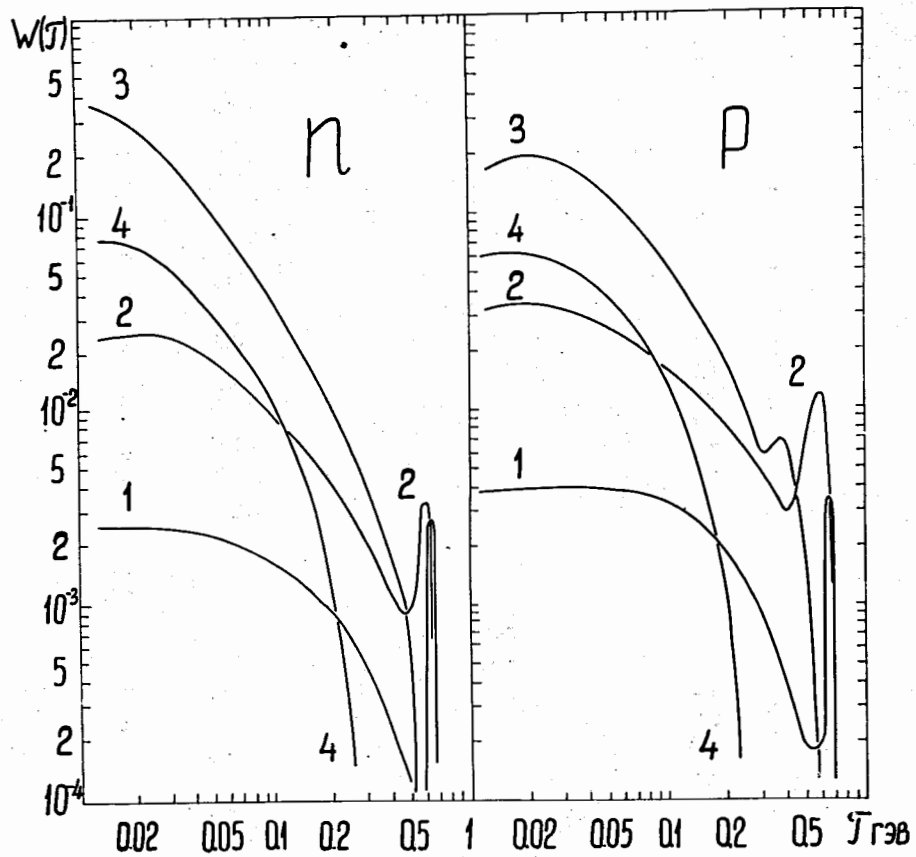


Рис. 15. Двойные дифференциальные распределения каскадных протонов и нейтронов, выбитых протонами с энергией 660 Мэв из ядра ^{100}Ru . Кривые 1-4 соответствуют интервалам $\Delta\theta = 0^\circ-10^\circ; 10^\circ-30^\circ; 30^\circ-90^\circ; 90^\circ-180^\circ$.

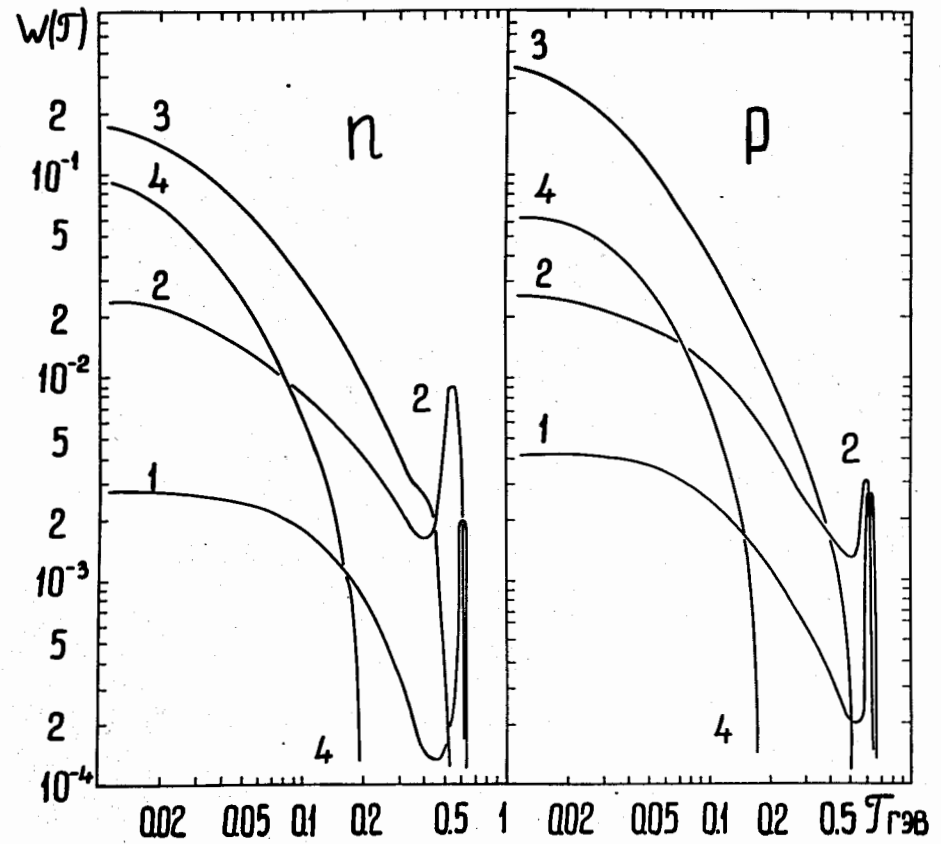


Рис. 16. То же, что и на рис. 15. Взаимодействие $n + ^{100}\text{Ru}$.

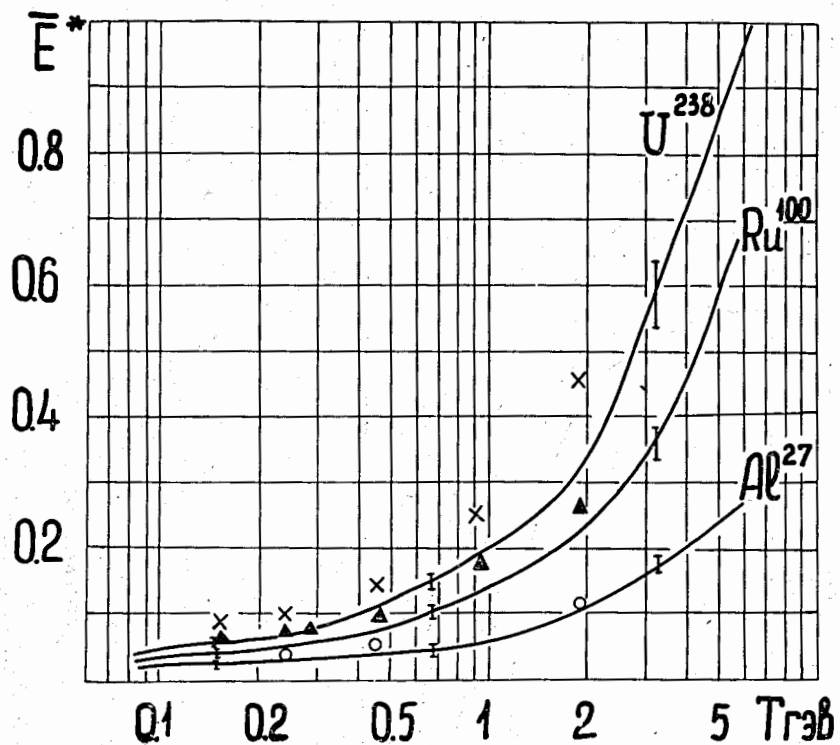


Рис. 17. Средняя энергия возбуждения ядер (в Гэв), образовавшихся после прохождения внутриядерного каскада. Кружками, треугольниками и крестиками нанесены результаты вычислений Метрополиса и др. ^{111/} соответственно для ²⁷Al, ¹⁰⁰Ru, ²³⁸U.

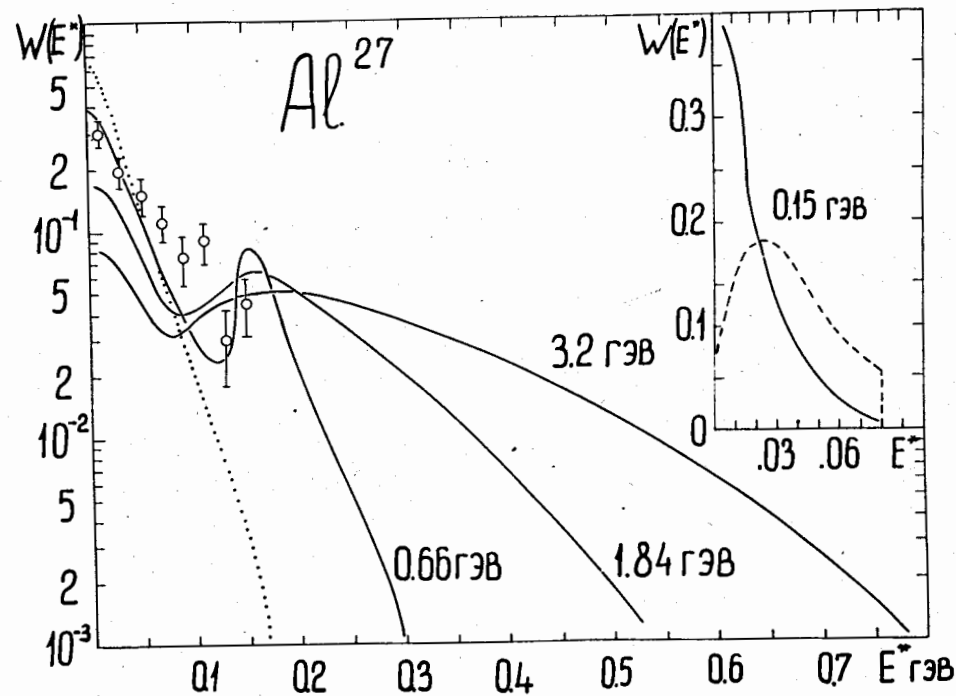


Рис. 18. Распределение по энергии возбуждения остаточных ядер, образованных протонами на ядре-мишени ²⁷Al. Сплошные кривые - результаты нашего расчета. Точками для сравнения нанесены данные, полученные нами при $T = 0,66$ Гэв без учета рождения мезонов внутри ядра. Кружки - результаты Денисова и др. ^{113/}, полученные при $T = 0,66$ Гэв с учетом мезообразования. На отдельном рисунке пунктиром показаны данные Метрополиса и др. ^{111/} для $T = 0,15$ Гэв.

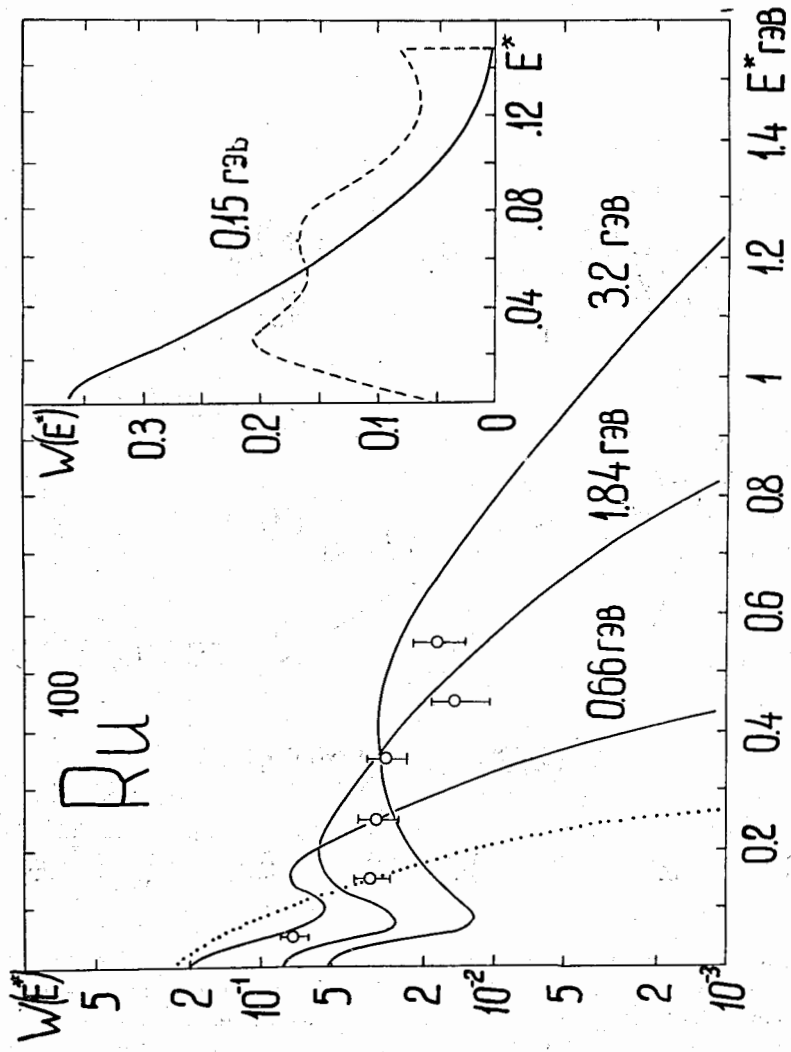


Рис. 19. Распределение по энергии возбуждения остаточных ядер, образованных протонами на ядре-мишени ^{100}Ru . Все обозначения те же, что на рис. 18.

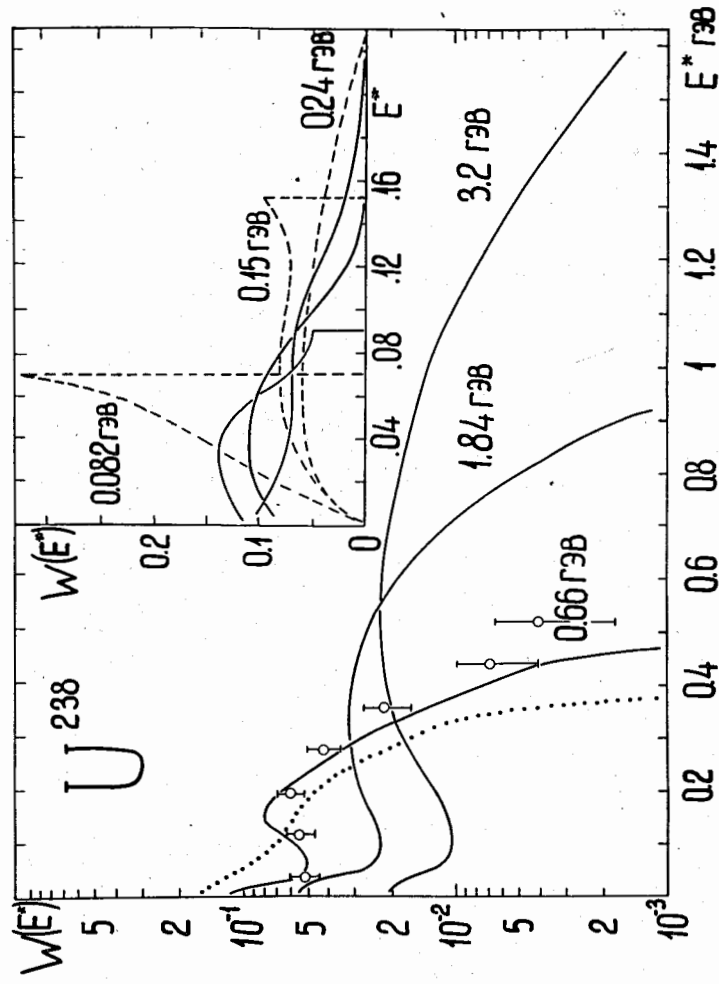


Рис. 20. Распределение по энергии возбуждения остаточных ядер, образованных протонами на ядре-мишени ^{238}U . Все обозначения те же, что на рис. 18. Нанесенные кружками результаты Денисова и др. /13/ относятся к ядру-мишени ^{197}Au . Дополнительно показаны результаты Метрополиса и др. /11/ для $T = 0,082$ и $0,24$ Гэв (пунктир).

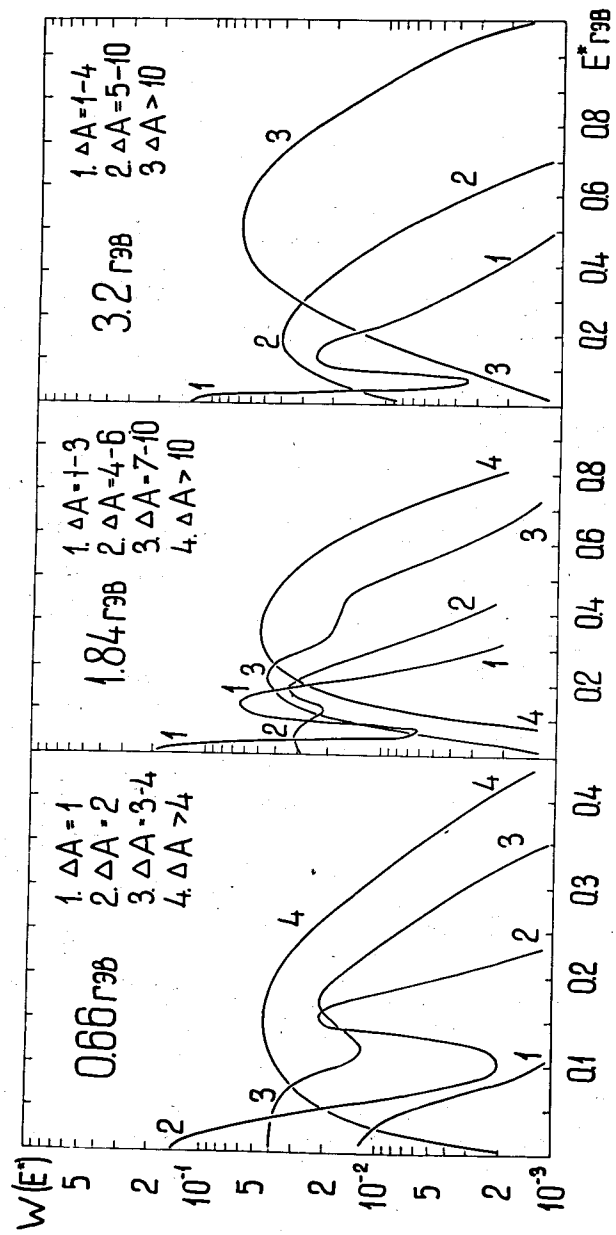


Рис. 21. Зависимость спектра возбуждения остаточного ядра от числа выбитых нуклонов ΔA в случае взаимодействия протонов с ядром ^{100}Ru при $T = 0,66; 1,84$ и $3,2$ ГэВ.

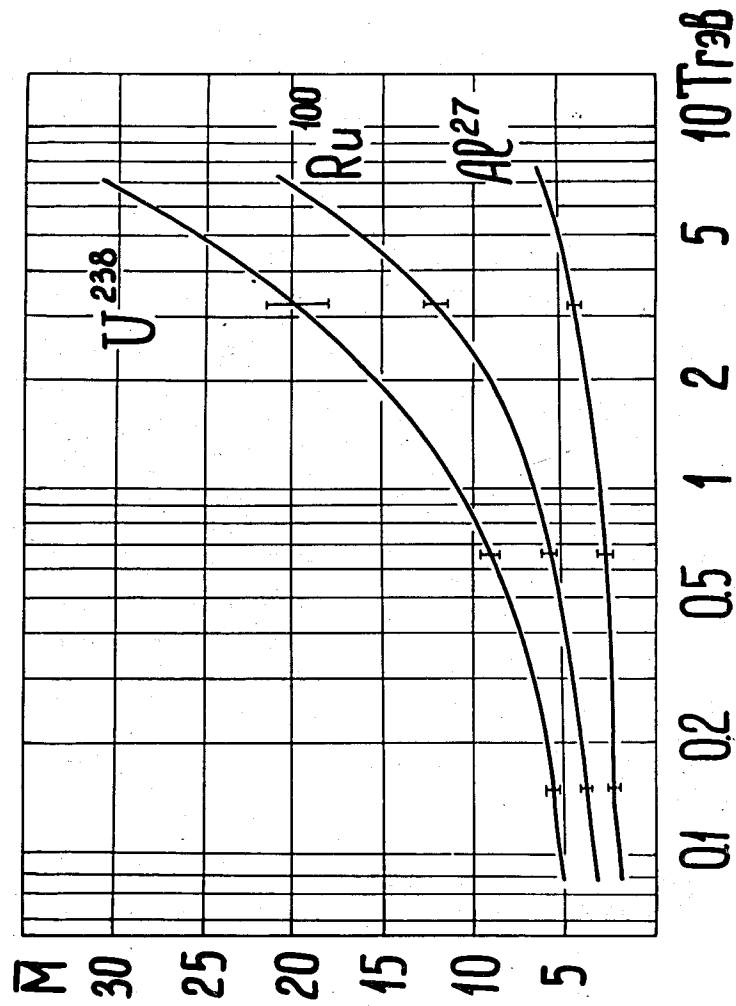


Рис. 22. Средний угловой момент остаточного ядра (в единицах \hbar), образовавшегося после взаимодействия с протонами с энергией T .

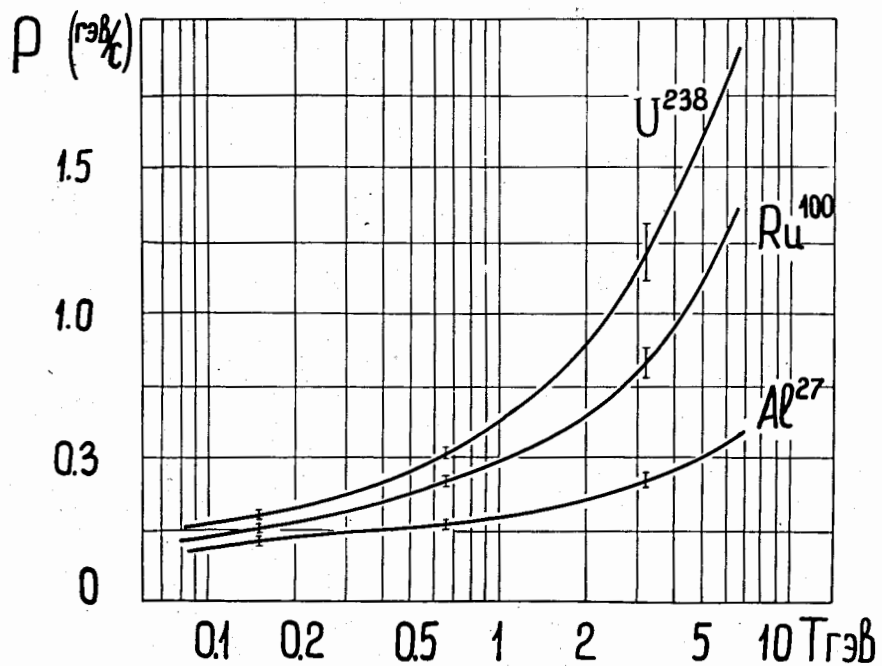


Рис. 23. Средний импульс остаточного ядра, образовавшегося в результате развития внутриядерного каскада, инициированного протоном с энергией T .

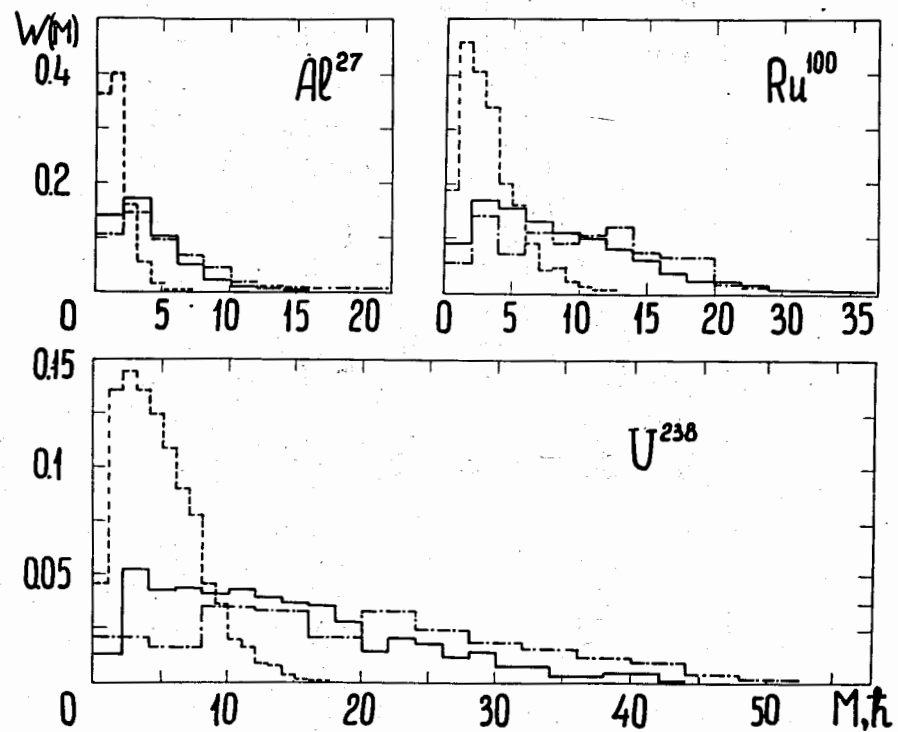


Рис. 24. Распределение протон-ядерных взаимодействий по величине углового момента остаточного ядра. Пунктирная, сплошная и штрих-пунктирная гистограммы относятся соответственно к энергиям первичного протона $T = 0,66; 1,84$ и $3,2$ Гэв.

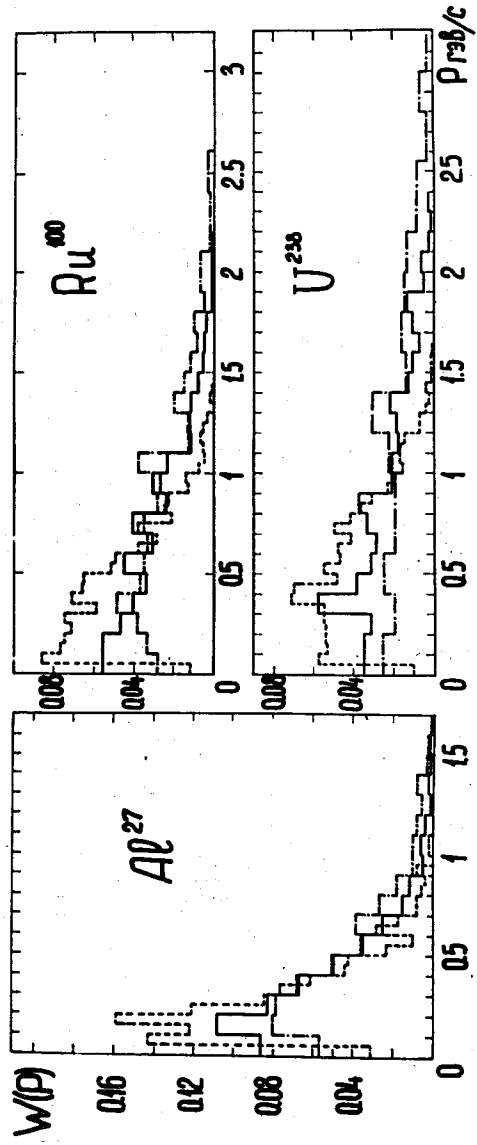


Рис. 25. Распределение прогон-ядерных взаимодействий по величине импульса ядра-остатка. Обозначения те же, что на рис. 24.

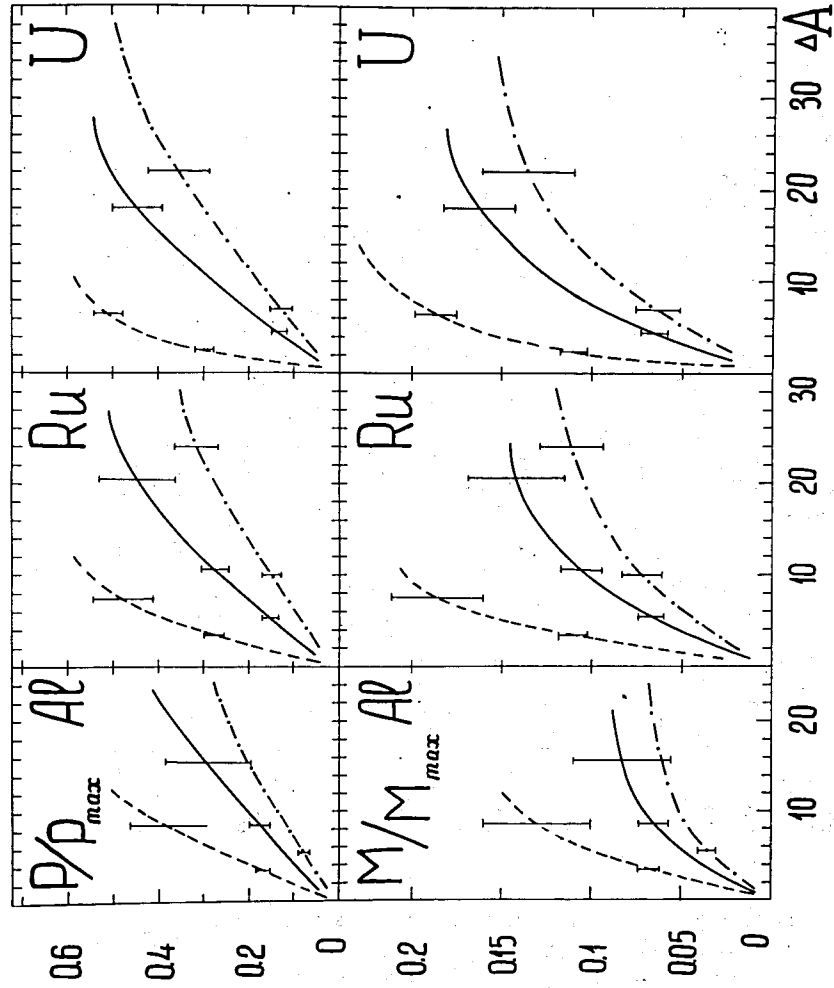


Рис. 26. Зависимость средних значений углового момента и импульса остаточного ядра от числа нуклонов, выбитых первичным протоном из ядра-мишени. Пунктирная, сплошная и штрих-пунктирная кривые относятся соответственно к энергиям первичного протона $T = 0,66; 1,84$ и $3,2$ Гэв.

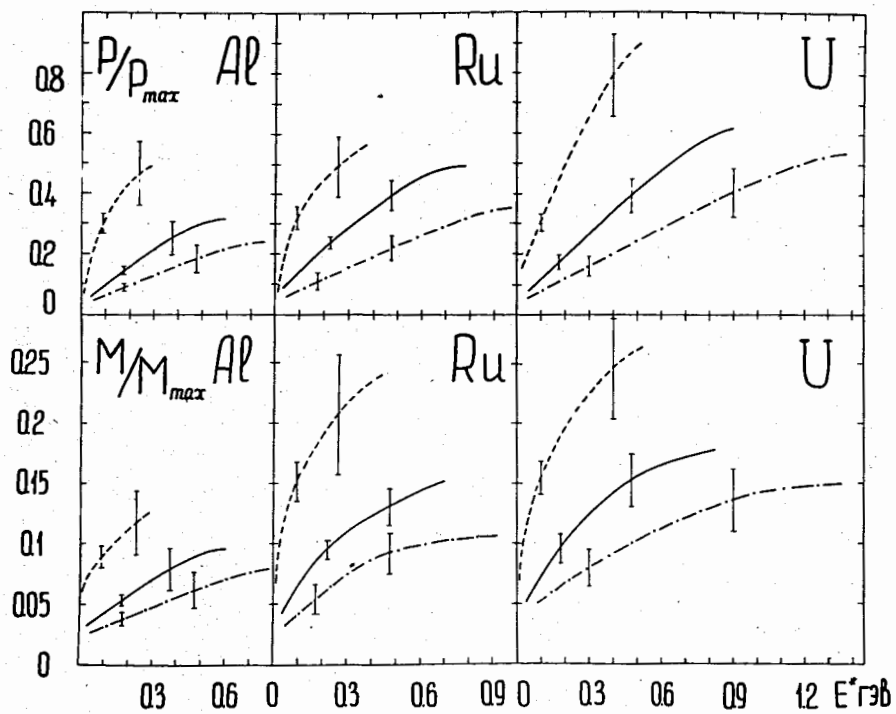


Рис. 27. Зависимость средних значений углового момента и импульса ядра-остатка от его энергии возбуждения. Пунктирная, сплошная и штрихпунктирная кривые относятся соответственно к энергиям первичного протона $T = 0,66; 1,84$ и $3,2$ Гэв.

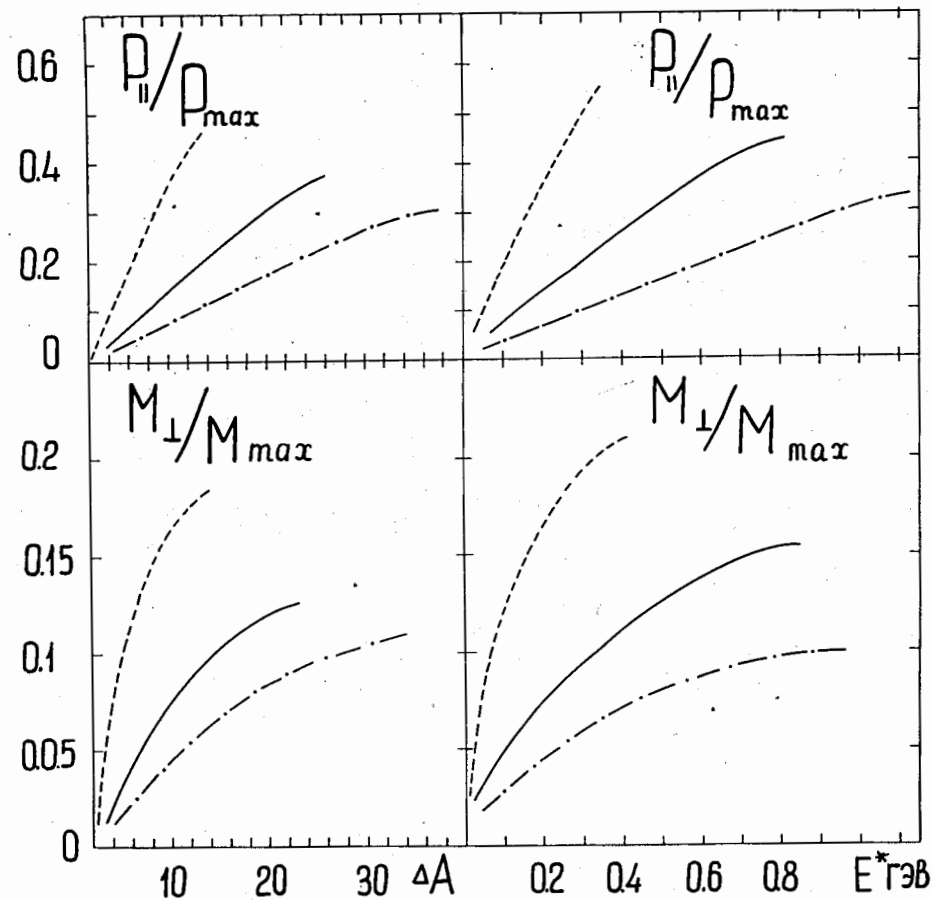


Рис. 28. Зависимость $|\bar{P}_{\parallel}|/P_{\max}$ и $|\bar{M}_{\perp}|/M_{\max}$ от энергии возбуждения остаточного ядра, образованного в реакции $p + {}^{100}\text{Ru}$. Обозначения те же, что на рис. 26 и 27.

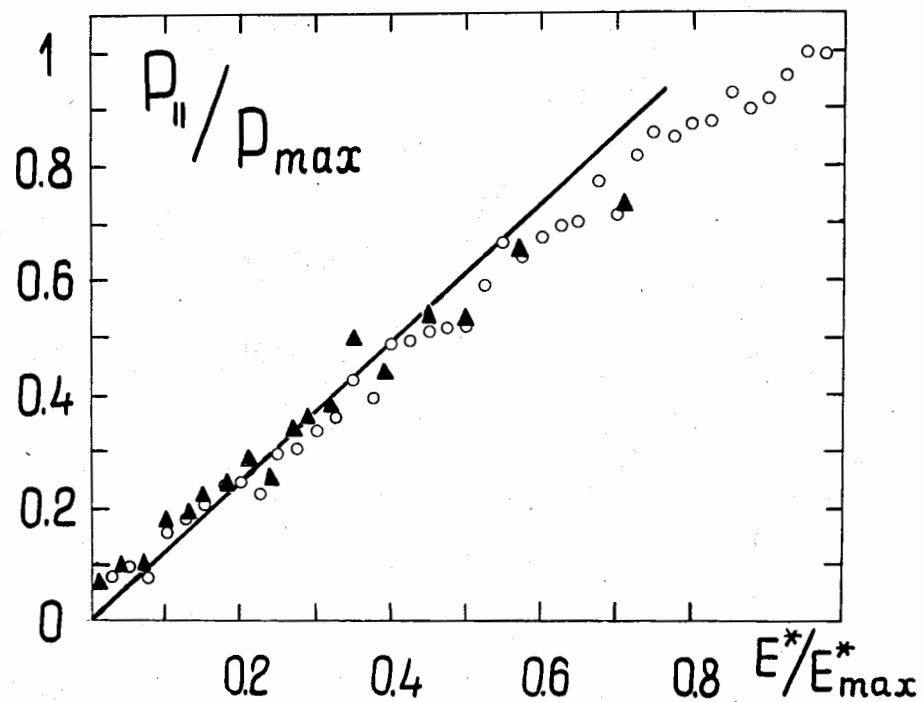


Рис. 31. Зависимость среднего продольного импульса остаточного ядра $P_{||}$ от энергии возбуждения этого ядра E^* взаимодействия $p + {}^{238}\text{U}$. Треугольниками нанесены результаты наших вычислений для $T = 0,35 \text{ ГэВ}$. Кружки - результаты вычислений Чен и др. /16/ для $T = 0,38 \text{ ГэВ}$. Прямая линия представляет результаты расчетов Порила /14/ для $T = 0,45 \text{ ГэВ}$.

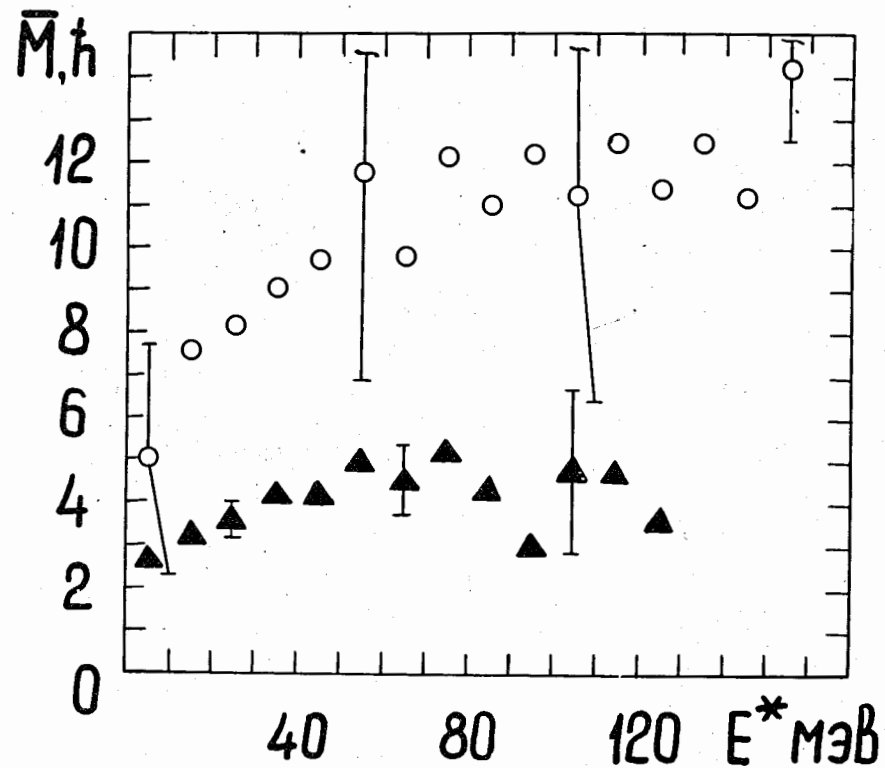


Рис. 32. Зависимость среднего углового момента остаточного ядра \bar{M} от энергии возбуждения этого ядра E^* . Треугольниками нанесены результаты наших расчетов для реакции $p + {}^{70}\text{Ga}$ при $T = 0,15 \text{ ГэВ}$; кружки - результаты вычислений Чен и др. /16/ для реакции $p + {}^{75}\text{As}$ при $T = 0,16 \text{ ГэВ}$.

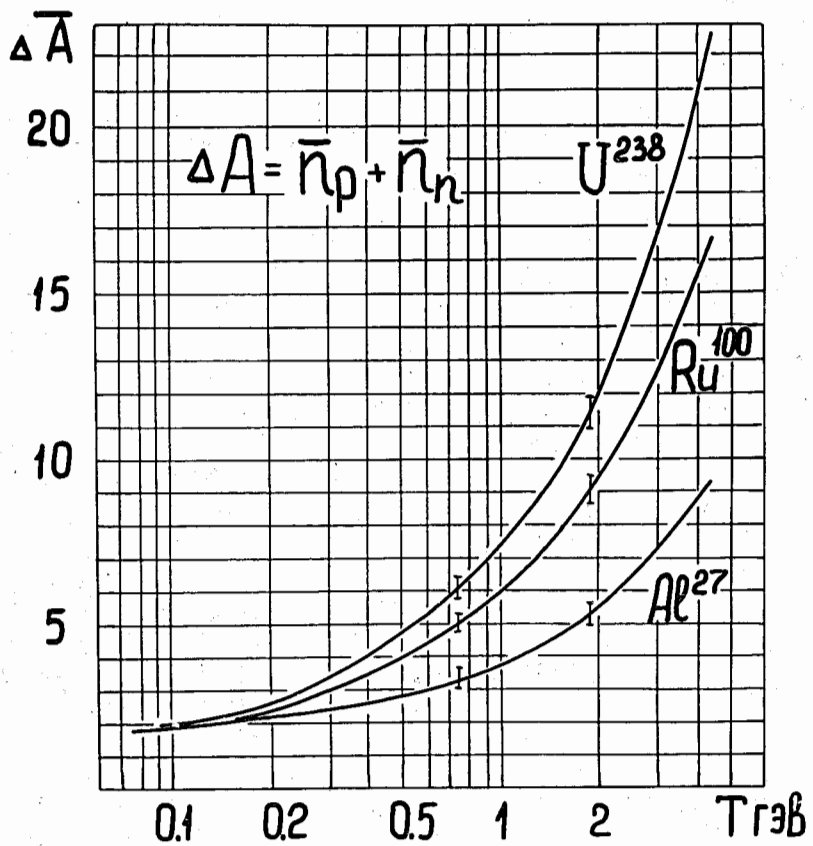


Рис. 33. Средняя множественность нуклонов, выбитых из ядер ^{27}Al , ^{100}Ru , ^{238}U π^- -мезонами с энергией T.

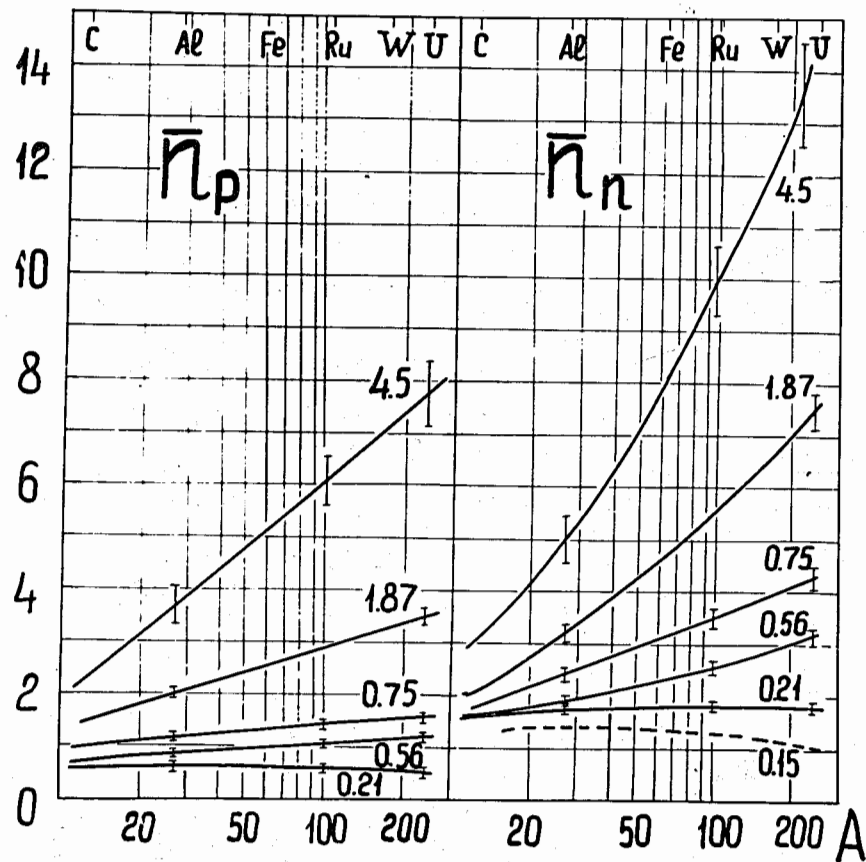


Рис. 34. Среднее число каскадных протонов и нейтронов, образованных при взаимодействиях π^- -мезонов с различными ядрами. Указаны энергии первичных π^- -мезонов T в ГэВ. Кривая для T = 0,15 ГэВ взята из работ Бертини /10/.

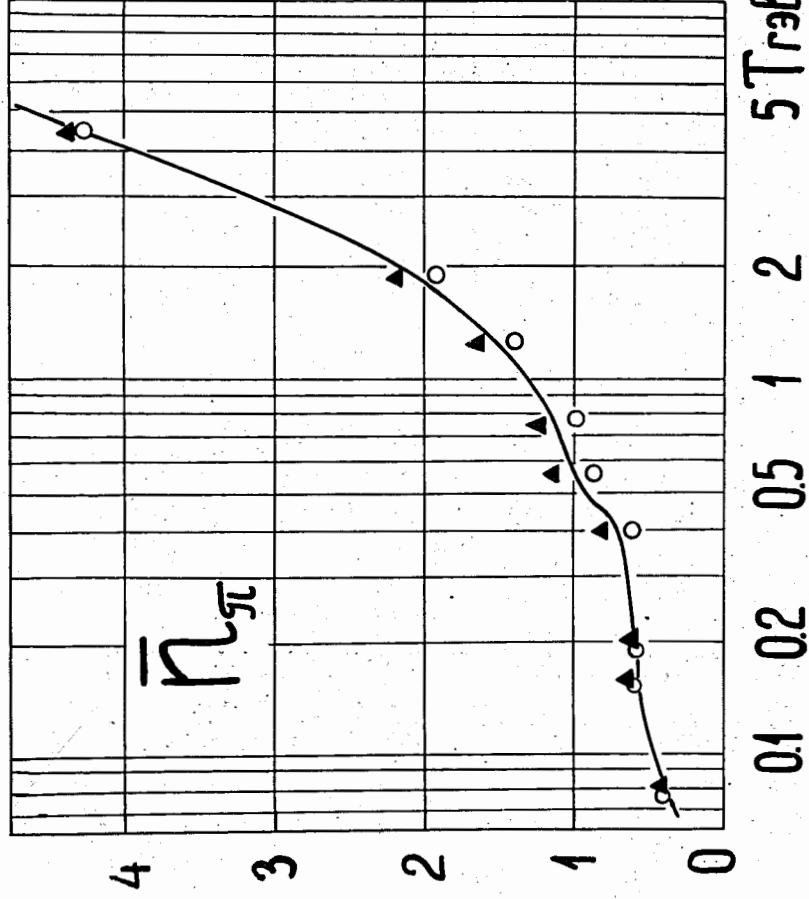


Рис. 35. Средняя множественность π^- -мезонов, рожденных при взаимодействии π^- -мезонов с ядрами. Треугольниками и кружками нанесены данные соответственно для ядер ^{27}Al и ^{238}U .

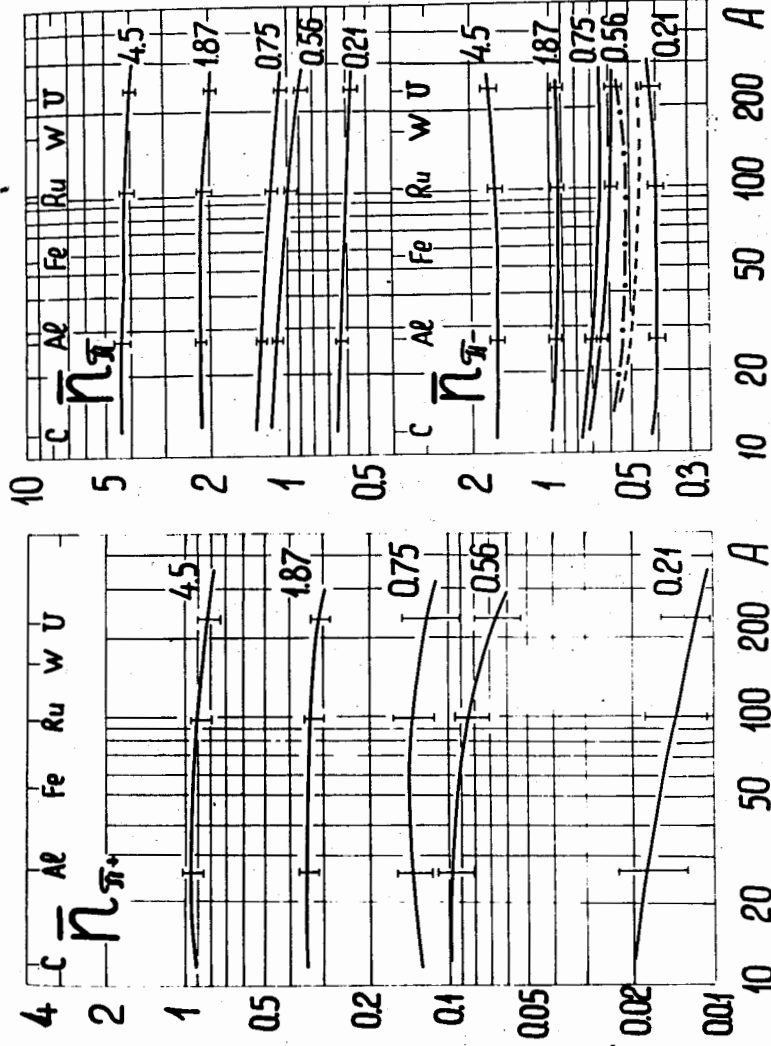


Рис. 36. Зависимость средней множественности π^- -мезонов, рождающихся в неупругих столкновениях π^- -мезонов с ядром, массовое число которого $A \cdot \bar{n}_{\pi} = \bar{n}_{\pi^-} + \bar{n}_{\pi^0} + \bar{n}_{\pi^+}$ - полное число вторичных пионов. Указаны энергии первичных π^- -мезонов в ГэВ. Пунктиром и штрихпунктиром нанесены результаты Бертини $\frac{1}{10}$ соответственно для $T=0,3; 0,15$ ГэВ.

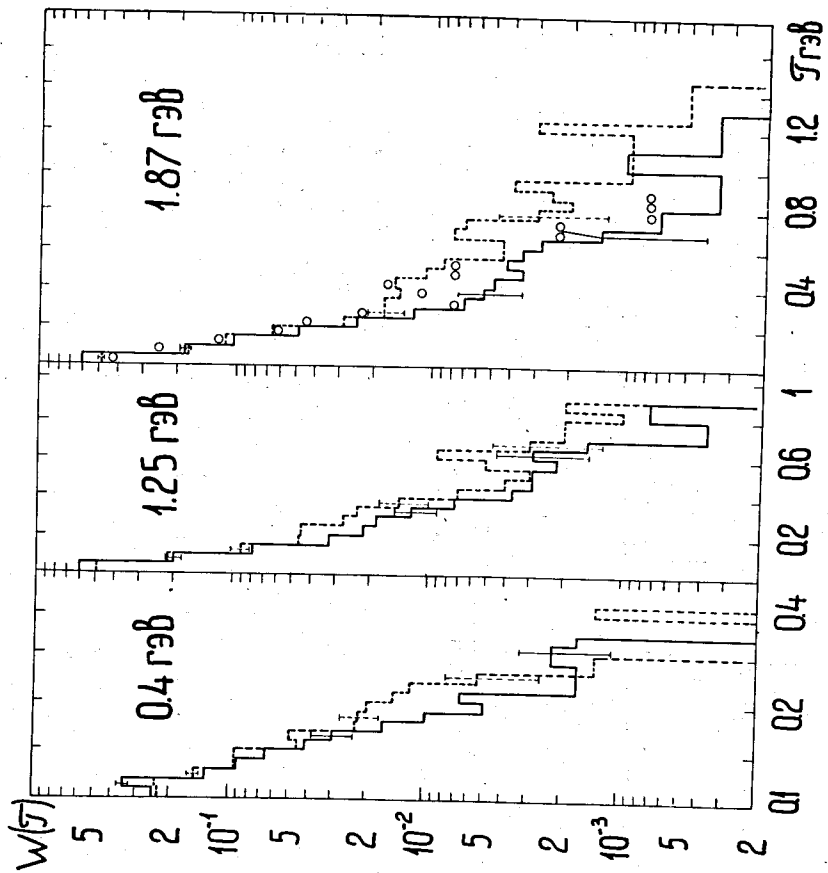


Рис. 37. Энергетический спектр протонов, образовавшихся в столкновениях π^- -мезонов с ядрами ^{27}Al (пунктирные гистограммы) и ^{238}U (сплошные гистограммы). Указана энергия первичных мезонов T . Кружками при $T = 1,87$ Гэв нанесены результаты работы ^{100}Ru для ядра ^{100}Ru .

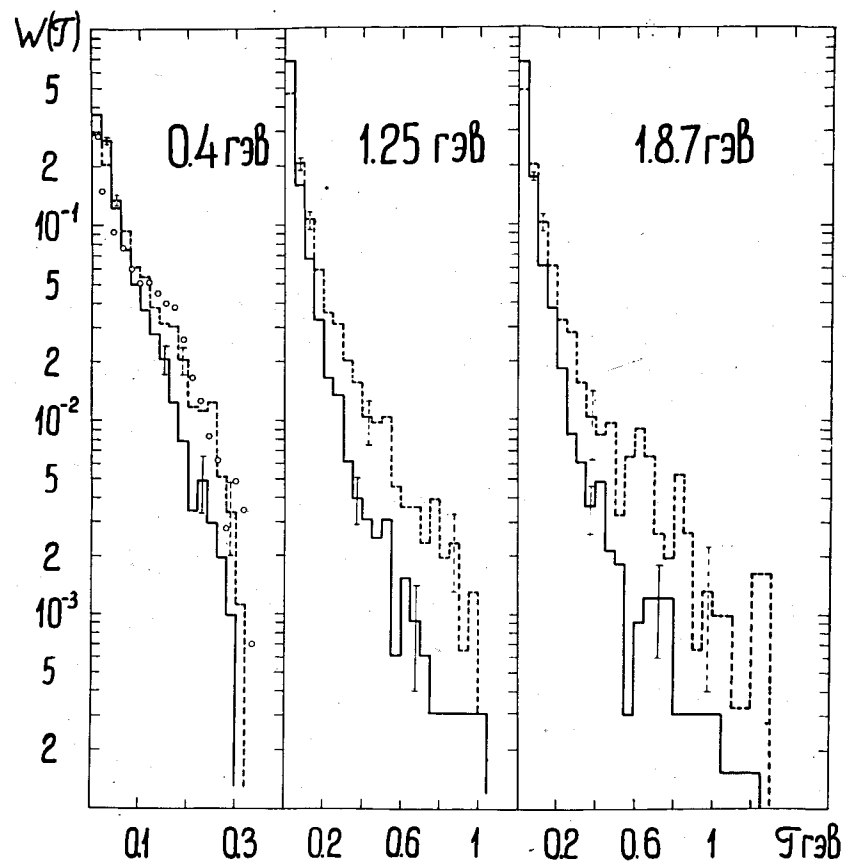


Рис. 38. Энергетический спектр нейтронов, образовавшихся в π^- -мезон-ядерных столкновениях при энергии T . Сплошная и пунктирная гистограммы относятся соответственно к ядрам урана и алюминия. Кружками нанесены результаты Бертини ^{100}Ru для ядра ^{27}Al при $T = 0,3$ Гэв.

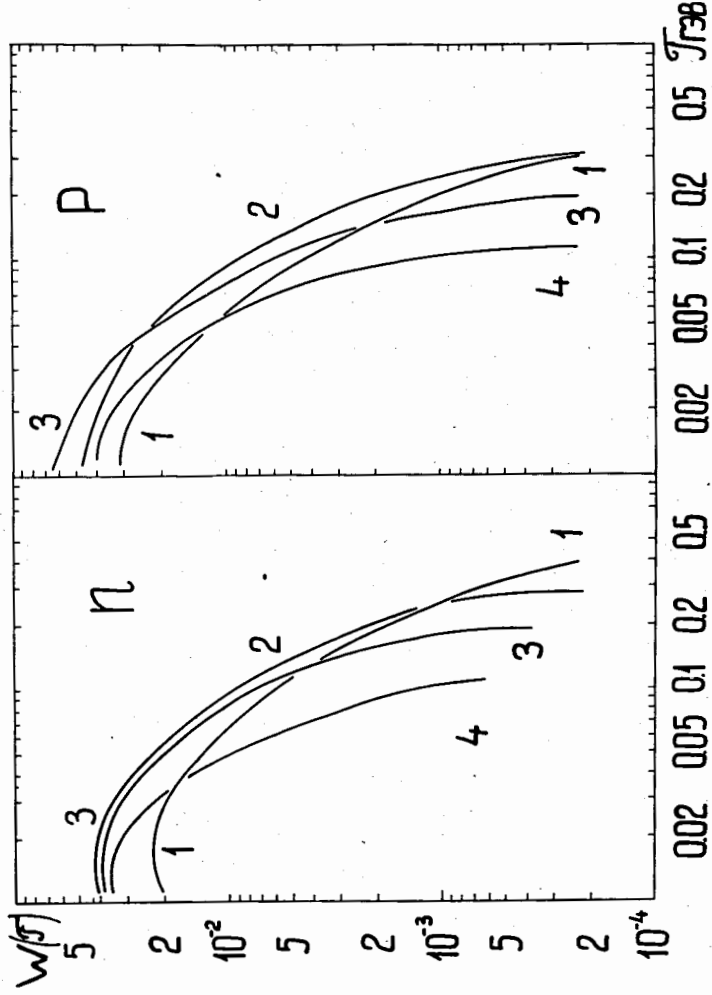


Рис. 39. Энергетические спектры нуклонов, образовавшихся в реакциях $\pi^- + {}^{100}_{40}\text{Ru}$ с потерей определенного числа нуклонов ΔA . Энергия первичного мезона $T = 1,25$ Гэв. Кривые 1,2,3,4 соответствуют значениям $\Delta A = 2,5,7$ и $\Delta A > 9$.

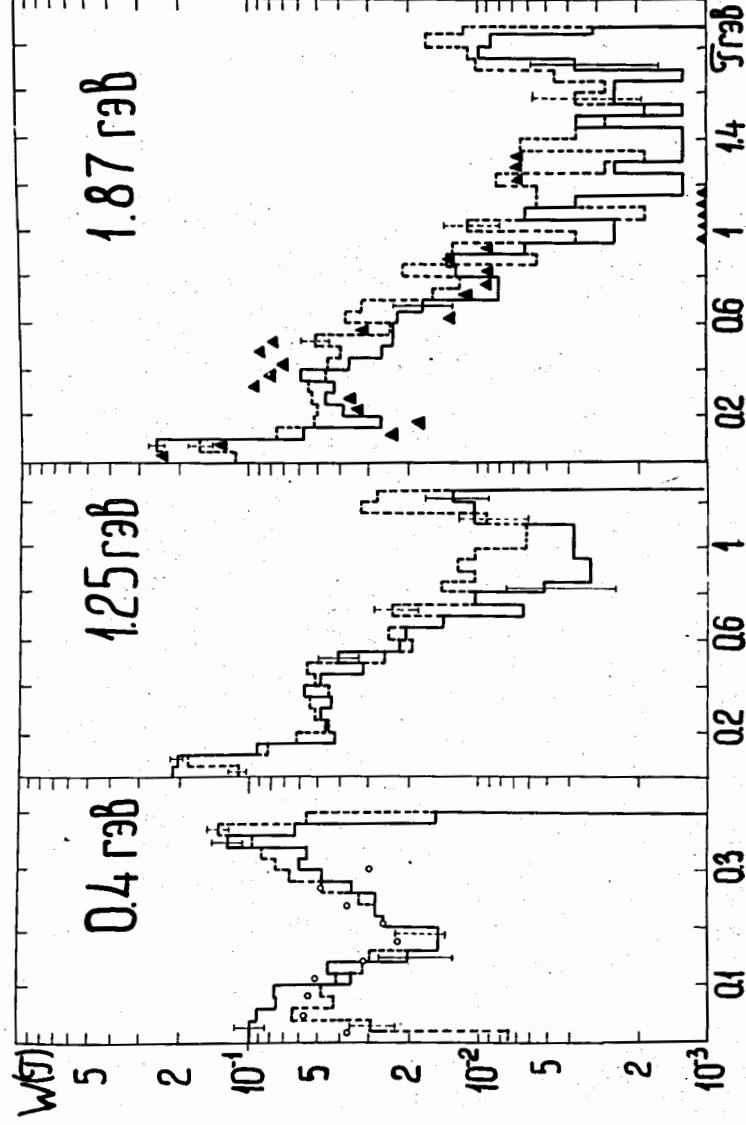


Рис. 40. Энергетические распределения вторичных π^- -мезонов, образовавшихся при столкновении π^- -мезонов с ядрами ${}^{27}_{13}\text{Al}$ (пунктирные гистограммы) и ${}^{238}_{92}\text{U}$ (сплошные гистограммы). Указана энергия первичных мезонов T . Кружки и треугольники - соответственно результаты Бертини для ядра ${}^{27}_{13}\text{Al}$ при $T = 0,8$ Гэв /10/ и Метрополиса для ядра ${}^{100}_{40}\text{Ru}$ при $T = 1,87$ Гэв /11/.

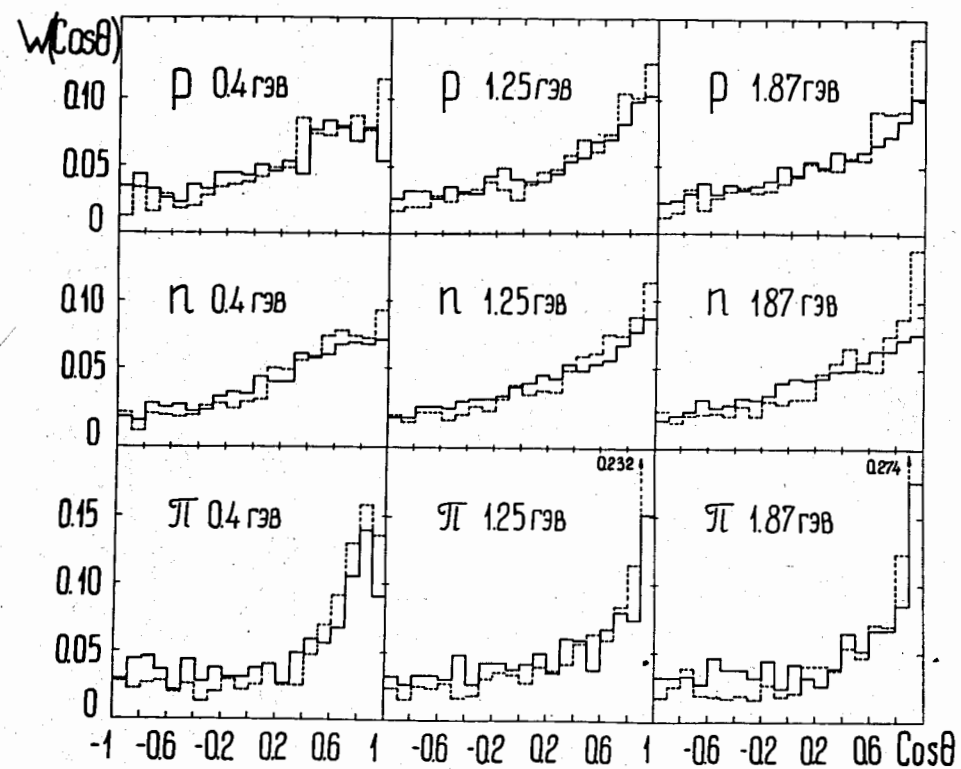


Рис. 41. Угловые распределения протонов, нейтронов и всех π^- -мезонов, образовавшихся при неупругих столкновениях π^- -мезонов с ядрами ^{27}Al (пунктирные гистограммы) и ^{238}U (сплошные гистограммы). Указана энергия первичных мезонов T .

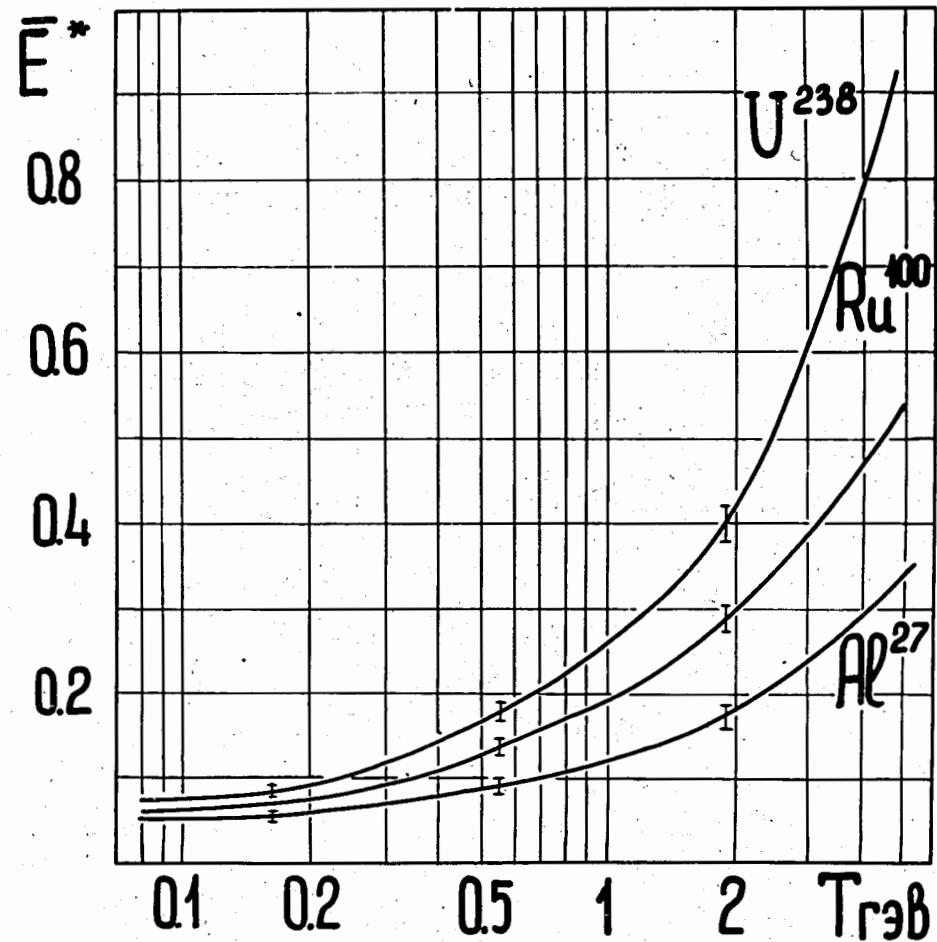


Рис. 42. Средняя энергия возбуждения остаточных ядер \bar{E}^* (Гэв), образовавшихся при взаимодействиях π^- -мезонов с ядрами ^{27}Al , ^{100}Ru и ^{238}U .

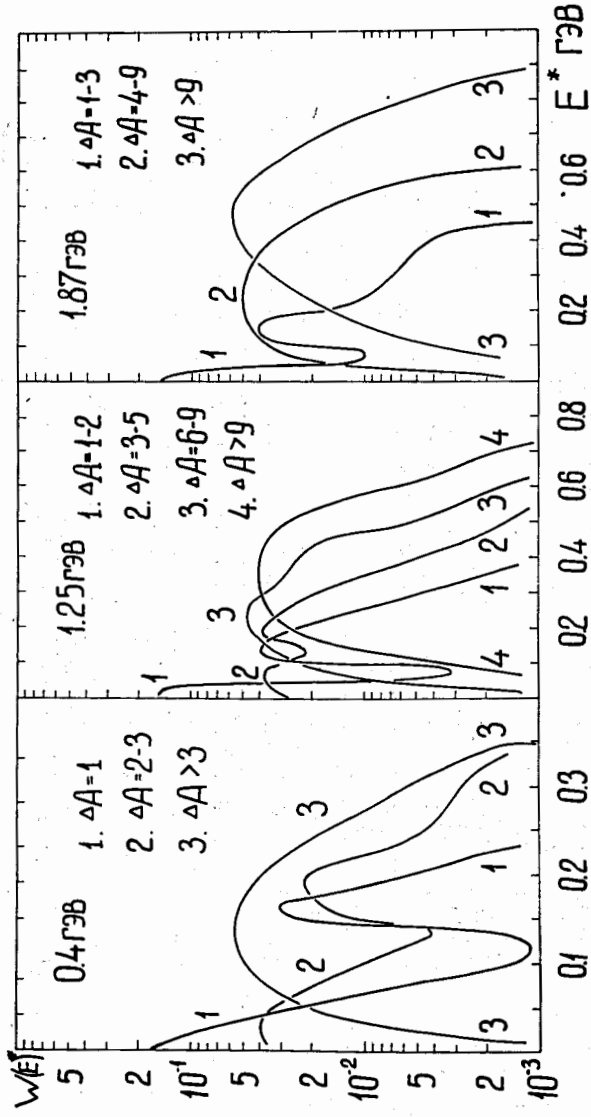


Рис. 43. Зависимость формы спектра возбуждения остаточных ядер в реакциях $\pi^- + {}^{100}_{Ru}$ от числа потерянных нуклонов ΔA . Указаны энергии первичных π^- -мезонов T .

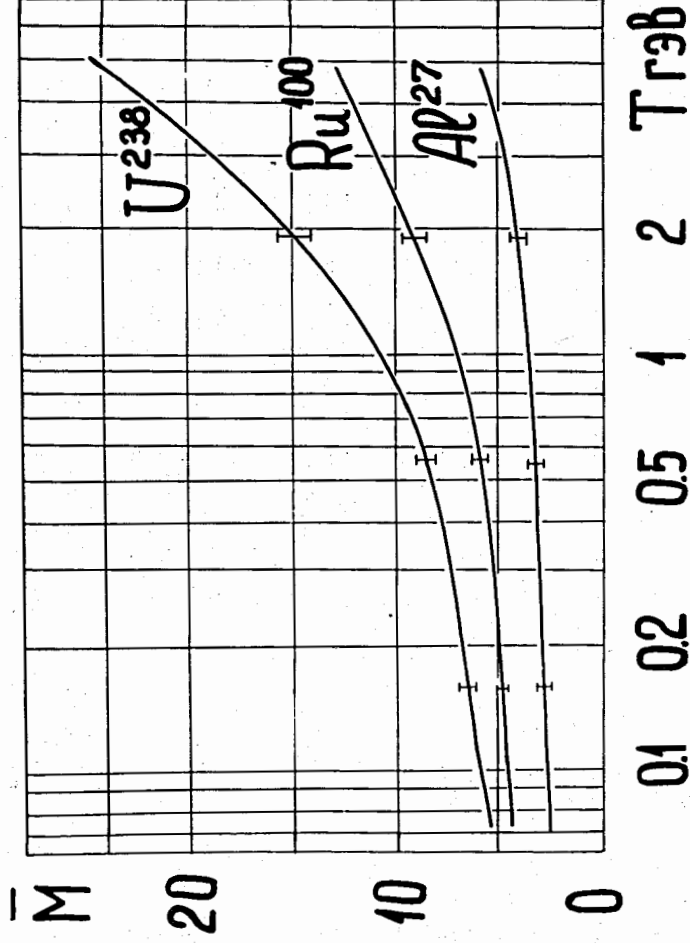


Рис. 44. Энергетическая зависимость среднего углового момента (в единицах \hbar) остаточных ядер, образующихся при неупругих взаимодействиях π^- -мезонов с ядрами ${}^{27}_{Al}$, ${}^{100}_{Ru}$ и ${}^{238}_{U}$.

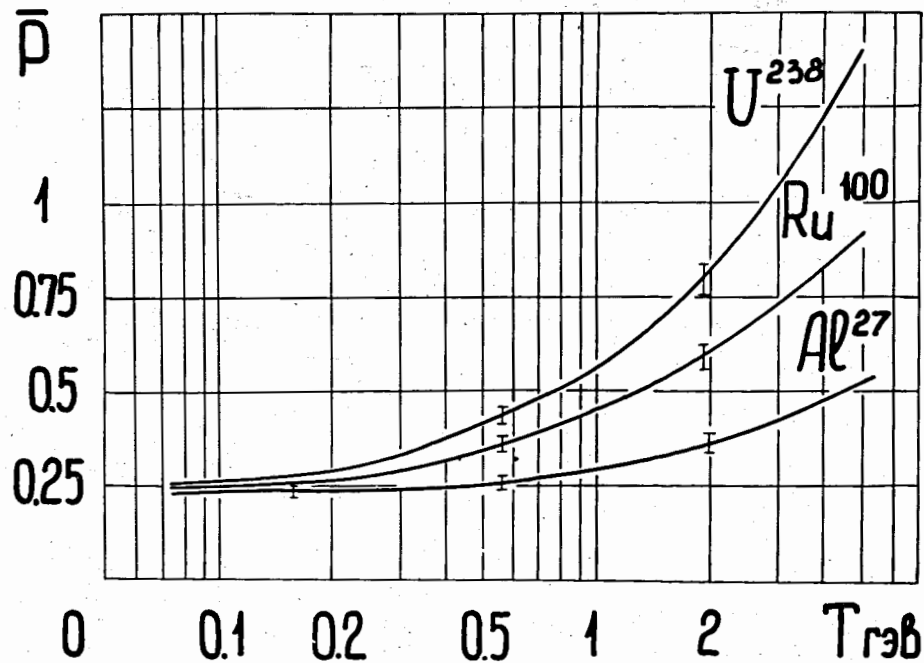


Рис. 45. Энергетическая зависимость среднего импульса (в Гэв/с) остаточных ядер, образующихся при неупругих взаимодействиях π^- -мезонов с ядрами ^{27}Al , ^{100}Ru и ^{238}U .

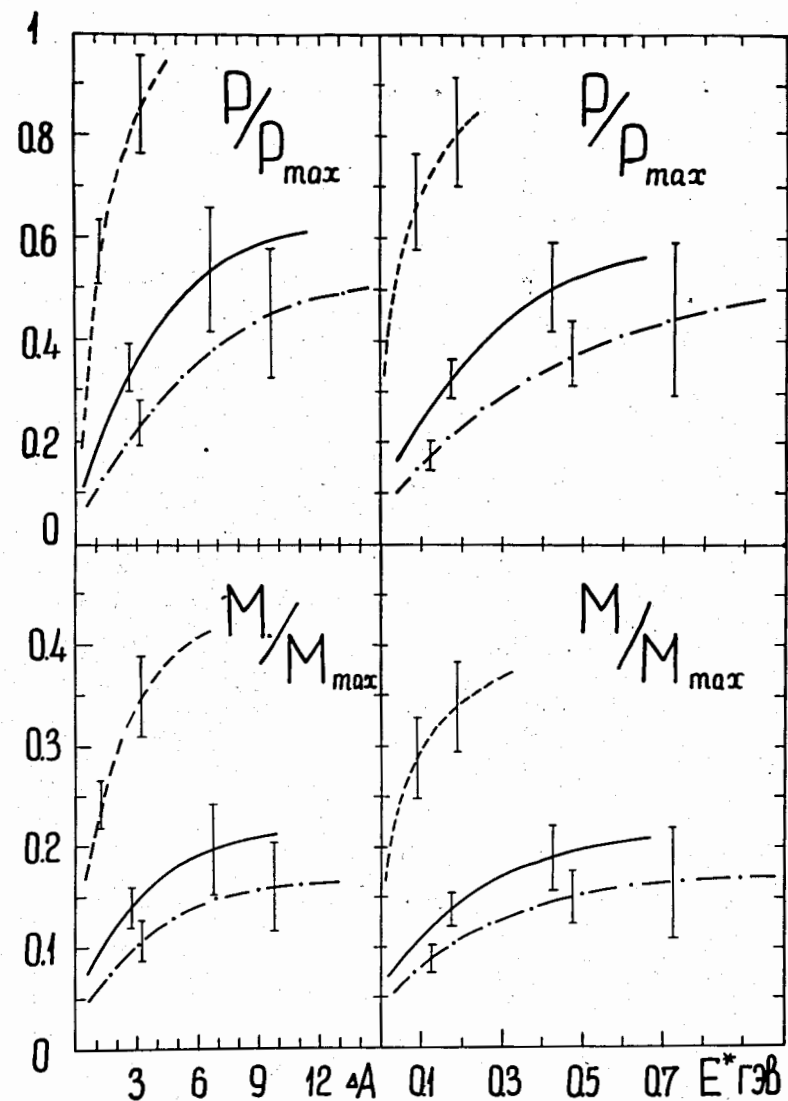


Рис. 46. Корреляции средних углового момента и импульса остаточного ядра с энергией возбуждения E^* и числом потерянных нуклонов ΔA для случая взаимодействия π^- -мезонов с ядром ^{100}Ru . Пунктирная, сплошная и штрих-пунктирная кривые относятся соответственно к $T = 0.4, 1.25$ и 1.87 Гэв.

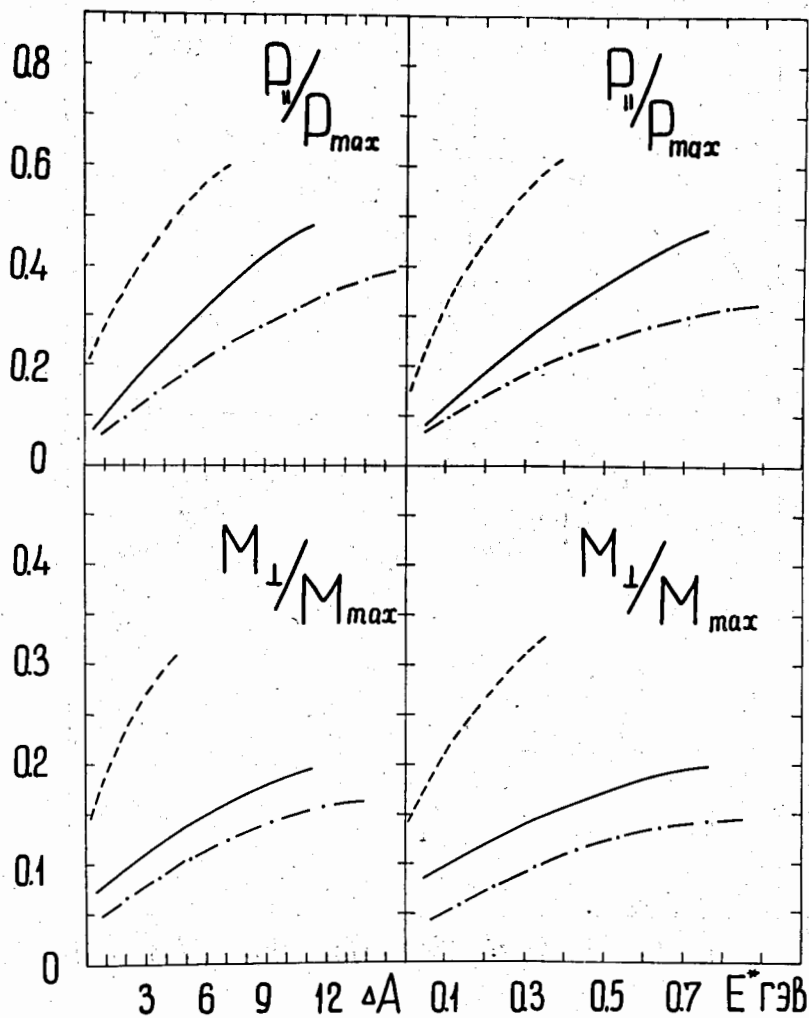


Рис. 47. Корреляции средних продольных компонент импульса ядра-остатка P_{\parallel} и средних поперечных компонент его момента M_{\perp} с энергией возбуждения E^* и числом потерянных нуклонов ΔA .

Все обозначения, как на рис. 46.