

14, 1969, т. 10, вып. 4, с. 760-65.

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P2 - 4346



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

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ДЕЙТРОНОВ
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

P2 - 4346

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

**НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ДЕЙТРОНОВ
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ**

Направлено в ЯФ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

1. Модель каскадных взаимодействий

Выполненный нами ранее анализ неупругих дейтрон-ядерных взаимодействий в области энергий в несколько сотен Мэв^{/1/} показал, что каскадно-испарительный механизм ответственен за основную часть таких взаимодействий, при этом весьма существенным образом сказывается диффузность ядерной границы. Продолжая это исследование, мы распространили каскадно-испарительную модель в область более высоких энергий $T \geq 1 \text{ Гэв}^x/$; были учтены процессы мезообразования, которые очень важны при этих энергиях, а также введен ряд важных усовершенствований модели, позволяющих значительно повысить точность расчётов.

Подобно тому, как это делалось в работе^{/1/}, мы будем рассматривать дейтрон как слабо связанную систему, "гантель", из протона и нейтрона с фиксированным расстоянием между ними D . Относительный импульс нуклонов в дейтроне определяется квадратом фурье-образа волновой функции дейтрона.

Поскольку вклад от упругого внутриядерного $d-N$ рассеяния мал (см.^{/1/}) и быстро падает с ростом энергии, то им можно вообще пренебречь. В этом случае задача сводится к расчёту внутриядерного каскада, инициируемого сразу двумя нуклонами дейтронной "гантели" или одним из них - в случае, когда происходит стриппинг.

^{x/} Здесь и везде далее T - кинетическая энергия дейтрона в лабораторной системе координат.

Расчет этого каскада выполнялся с учетом диффузности ядерной границы ядра-мишени и точным учетом законов сохранения энергии и импульса методом, подробно описанным в работах ^{/2,3/}. Плотность внутриядерных нуклонов описывалась распределением Вудса-Саксона

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\{(r - c)/a\}} \quad (1)$$

с параметрами a и c , полученными в опытах с рассеянием быстрых электронов.

2. Сечения дейтрон-ядерных взаимодействий

Почти все известные сейчас экспериментальные работы по неупругим взаимодействиям дейтронов с ядрами относятся к области энергий ниже порога мезообразования (библиография этих работ дана в ^{/1/}). При больших энергиях имеется всего лишь одна работа, выполненная при $T = 2,1$ Гэв ^{/4/}.

В табл. 1 и 2 приведены теоретические и экспериментальные значения сечений взаимодействий дейтронов с ядрами.

Мы видим, что учет диффузности ядерной границы значительно изменяет величину сечений; согласие расчетных и экспериментальных сечений при этом улучшается.

Теоретические сечения σ_{in} в табл. 1 и 2 включают в себя сечение стриппинговых процессов σ_{st} , когда один из нуклонов, входящих в состав ядра дейтерия, протон или нейтрон, пролетает без взаимодействия, а другой взаимодействует с ядром-мишенью. Такие процессы автоматически учитываются при монте-карловском розыгрыше ядерных взаимодействий и включаются во все приводимые ниже расчетные данные.

Из табл. 2 видно, что вычисленные нами сечения стриппинга σ_{st} в несколько раз превышают соответствующие значения, рассчитанные по приближенной полуклассической формуле Сербера ^{/5/},

$$\sigma_{Serb} = \sigma_{pSerb} + \sigma_{nSerb} = \frac{\pi}{2} RD = \frac{\pi}{2} r_0 DA^{1/3} \quad (2)$$

Указанные в табл. 2 сечения σ_{Serb} относятся к $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см; легко видеть, что изменением величины r_0 в разумных пределах нельзя устранить расхождений с экспериментом.

В работе ^{/4/} измерялась лишь часть сечения σ_{st} , а именно — сечение процессов, в которых после взаимодействия с ядром остается высокоэнергетический протон. Такое сечение (в табл. 2 оно обозначено как

σ'_{pat}) представляет собой сумму сечения протонного стриппинга σ_{pat}

и сечения процесса, при котором нейтрон ядра дейтерия пролетает

без взаимодействия, а протон после столкновения с ядром-мишенью вылетает в направлении, близком к первоначальному направлению движения дейтрона. Теоретические и экспериментальные сечения σ'_{pat} хорошо согласуются друг с другом.

К вычисленным сечениям σ_{in} следует еще добавить сечения дифракционного и кулоновского расщеплений дейтрона σ_d и σ_c .

Сечение σ_d для диффузного ядра-мишени может быть рассчитано методом работы ^{/10/}. Исправленные таким образом значения σ_{in} указаны в табл. 1. Поправки на дифракционное расщепление невелики (для меди $\sigma_d / \sigma_{in} \approx 1,5\%$, для урана $\sigma_d / \sigma_{in} \approx 0,5\%$).

Что касается кулоновских поправок, то их расчет для диффузного ядра представляет собой достаточно сложную задачу, особенно если учесть, что некоторые из свободных нуклонов, образовавшихся в результате расщепления дейтрона в области диффузной границы ядра, могут, в свою очередь, испытать ядерные взаимодействия.

Хотя вопрос о величине поправок на дифракционное и кулоновское расщепление требует еще дальнейшего изучения, сравнение расчетных и экспериментальных данных (см. также ниже) указывает, что в рассматриваемой нами модели с диффузной ядерной границей эти поправки, по-видимому, несущественны.

4. З а к л ю ч е н и е

Таким образом, учёт диффузности ядерной границы и более точный метод расчёта каскадных процессов, учитывающий закон сохранения энергии-импульса и непрерывную зависимость характеристик внутриядерных π -N и N-N взаимодействий от энергии, позволяет получить удовлетворительное согласие со всеми известными сейчас экспериментальными данными по высокоэнергетическим неупругим дейтрон-ядерным взаимодействиям.

Такие взаимодействия происходят путем наложения каскадов, инициируемых нуклонами ядра дейтерия. Поправки на дифракционное и кулоновское расщепления оказываются не важными; однако последний вопрос требует еще более тщательного изучения.

Следует ожидать, что подобно тому, как это имеет место в случае пион- и нуклон-ядерных столкновений^{/9,11/}, механизм неупругих взаимодействий дейтронов с ядрами должен претерпевать изменения при энергиях $T < 2 T_{\text{нукл.}} \approx 10$ Гэв.

Л и т е р а т у р а

1. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-3356, Дубна, 1967 (ЯФ, в печати).
2. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-4066, Дубна, 1968.
3. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-4065, Дубна, 1968.
4. R.L.Lander, O.Piccioni, Nguyen -hun Xuong, P.Yager. Phys. Rev., B137, 1228 (1965).
5. R.Serber. Phys. Rev., 72, 1008 (1947).
6. L.Schecter, W.E.Crandall, G.P.Millburn, D.A.Hicks, A.V.Shelton. Phys. Rev., 90, 633 (1953).
7. G.P.M.Millburn, W.Birnbaum, W.E.Crandall, L.Schecter. Phys. Rev., 95, 1268 (1954).

Во всех приводимых ниже теоретических данных поправки на дифракционное и кулоновское расщепление не учитываются, согласие с опытом удается получать и без этих поправок.

3. Распределения вторичных частиц

Энергетические спектры частиц, измеренные под несколькими углами, являются характеристикой, которая весьма чувствительна к доле стриппинговых процессов. На рис. 1 и 2 показаны спектры протонов, выбитых под различными углами из ядер углерода и урана в опыте с дейтронами с энергией 190 Мэв^{/8/}. В обоих случаях согласие теории с опытом достаточно хорошее - значительно лучше, чем для расчетов, выполненных в приближении резкой границы ядра.

Обращает на себя внимание чувствительность результатов вычислений к изменению параметров распределения Вудса-Саксона (1). Как видно из рис. 1, даже сравнительно небольшое изменение a и c заметно ухудшает согласие с опытом.

На рис. 3 и 4 с опытом сравниваются результаты каскадных расчетов при $T = 2,1$ Гэв. И в этом случае теоретические угловые и импульсные распределения высокоэнергетических протонов оказываются весьма близкими к их экспериментальным значениям.

Введение диффузной ядерной границы устраняет также отмечавшееся в работе^{/1/} расхождение с опытом в значениях среднего числа нейтронов \bar{n} , испускаемых в неупругом дейтрон-ядерном взаимодействии (см. рис.5). В опытах с ядерной фотоэмульсией стриппинг-события не регистрируются. Если ввести соответствующую дискриминацию и для расчётных величин, то эти величины оказываются в хорошем согласии с опытом и в пределах статистических ошибок совпадают с полученными ранее в приближении резкой границы ядра^{/1/}.

8. W.E.Crandall, G.P.Millburn, Jour. App. Phys., 29, 698 (1958).
 9. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев, Препринт ОИЯИ, Р2-4302, Дубна, 1969.
 10. Ю.А.Бережной, Е.В.Инопин, ЯФ, 6, 1197 (1967).
 11. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев, Препринт ОИЯИ, Р2-4313, Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
 5 марта 1969 года.

Таблица 1
 Сечения неупругих дейтрон-ядерных взаимодействий σ_{in} при $T = 160$ Мэв (в барнах)

А - расчёт для ядра с резким краем $/1/$.

Б - расчёт с учётом диффузности границы ядра-мишени.

В - расчёт с учётом диффузности границы ядра-мишени и вклада дифракционного расщепления дейтрона.

Г - экспериментальные данные $/7/$.

Мишень:	^{27}Al	^{64}Cu	^{181}Ta	^{207}Pb	^{238}U
А	$0,86 \pm 0,02$	$1,53 \pm 0,03$	$2,70 \pm 0,06$	$2,86 \pm 0,06$	$3,13 \pm 0,07$
Б	$1,11 \pm 0,08$	$1,88 \pm 0,07$	$3,66 \pm 0,20$	$3,70 \pm 0,18$	$4,03 \pm 0,14$
В	$1,16 \pm 0,06$	$1,89 \pm 0,07$	$3,68 \pm 0,20$	$3,72 \pm 0,18$	$4,05 \pm 0,14$
Г	$0,986 \pm 0,05$	$1,76 \pm 0,17$	$3,13 \pm 0,30$	$3,44 \pm 0,17$	$3,81 \pm 0,16$

Таблица 2

Сечения неупругих взаимодействий дейтронов с ядрами при $T = 2,1$ Гэв (в барнах)

Мишень	σ			Теория		Опыт /4/
	σ_{in}	σ_{Seib}	σ_{st}	σ_{pat}	σ_{pat}	σ_{pat}
^{27}Al	$1,24 \pm 0,04$	0,26	$0,84 \pm 0,06$	$0,41 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,07$	
^{64}Cu	$2,08 \pm 0,04$	0,34	$1,12 \pm 0,08$	$0,60 \pm 0,04$	$0,55 \pm 0,14$	
^{201}Pb	$4,05 \pm 0,18$	0,52	$1,62 \pm 0,16$	$1,12 \pm 0,12$	$0,85 \pm 0,24$	

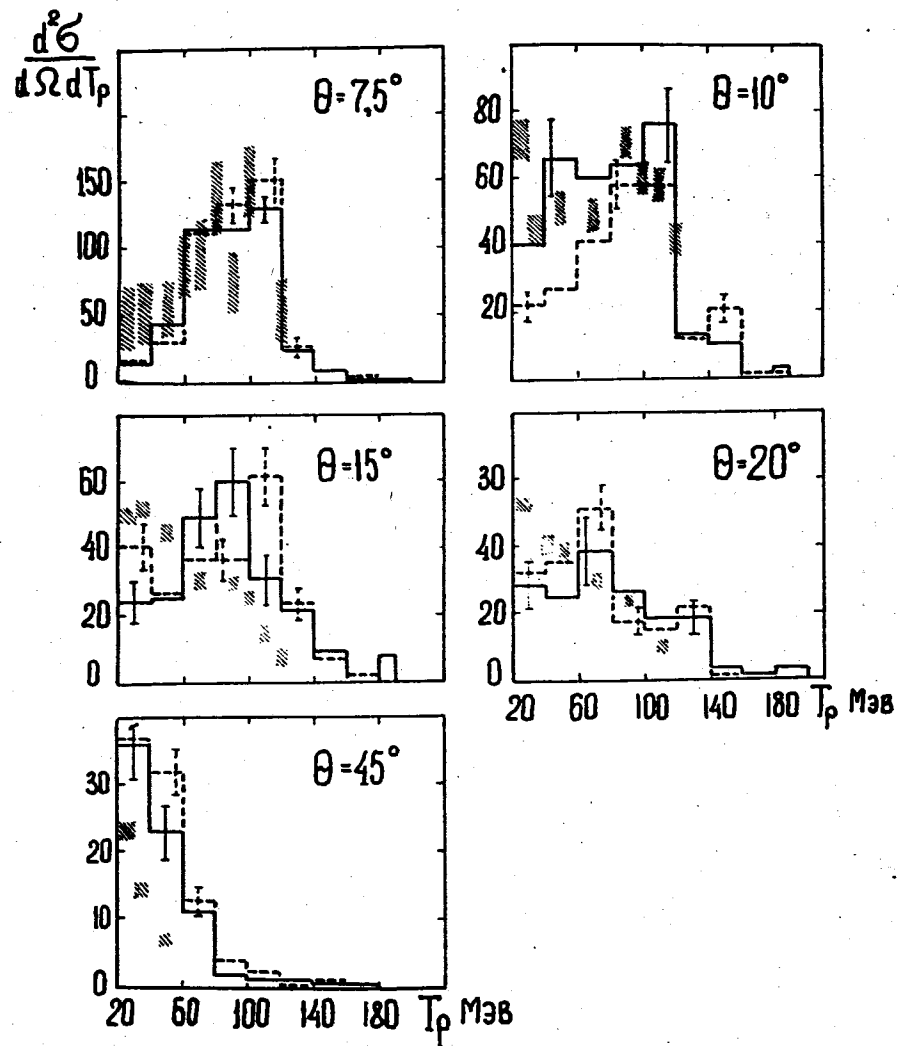


Рис. 1. Энергетический спектр протонов, образующихся при неупругом взаимодействии дейтронов с ядром углерода при $T = 180$ Мэв. θ - угол вылета протона в лабораторной системе координат, T_p - энергия протона в Мэв. Сплошная гистограмма - расчёт для значений параметров $a = 0,50$ F и $c = 0,98 A^{1/3}$ F, полученных для ^{12}C в опытах Хофштадтера; пунктир - расчёт с параметрами $a = 0,545$ и $c = 1,05 A^{1/3}$ F. Штриховкой отмечены ошибки экспериментальных данных /6/.

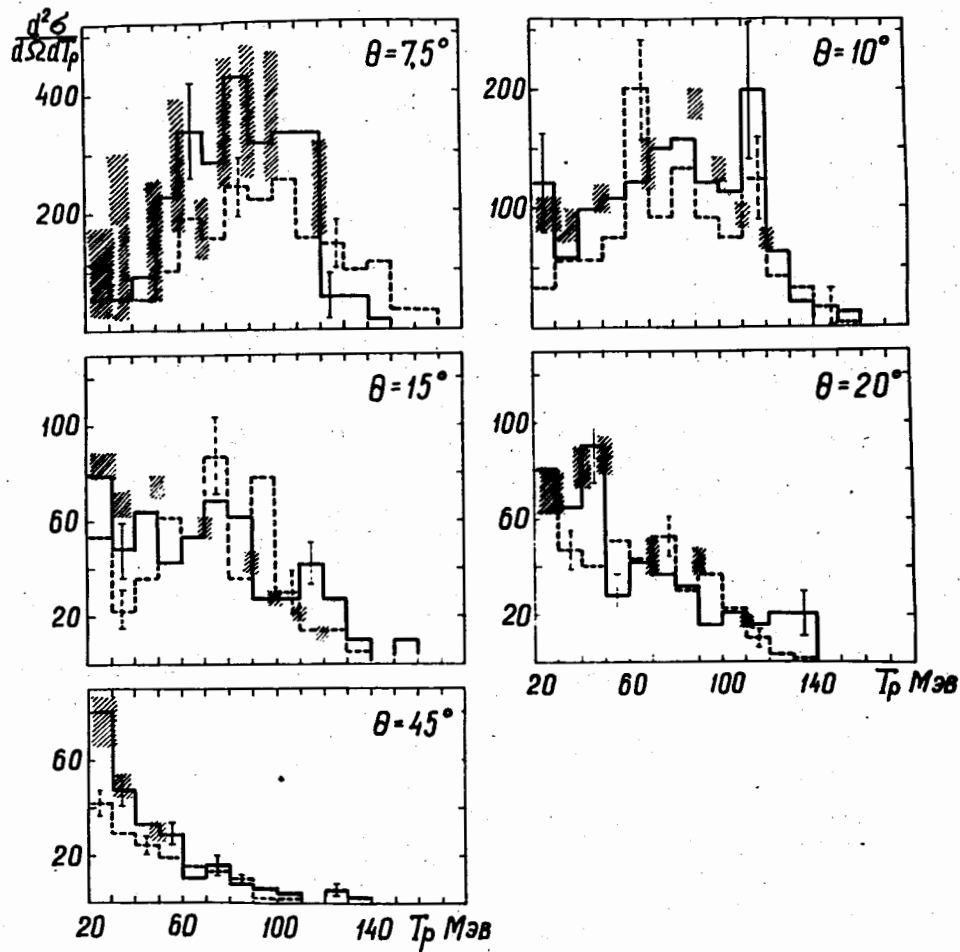


Рис. 2. Энергетический спектр протонов, образующихся при неупругом взаимодействии дейтронов с ядром ^{238}U при $T = 180$ Мэв. θ - угол вылета протона в лабораторной системе координат. Сплошная гистограмма - результаты расчёта с учётом диффузности границы ядра; пунктир - расчёт в приближении резкого края ядра^{1/} без учёта дифракционного и кулоновского расщеплений. Штриховкой отмечены ошибки экспериментальных данных^{6/}.

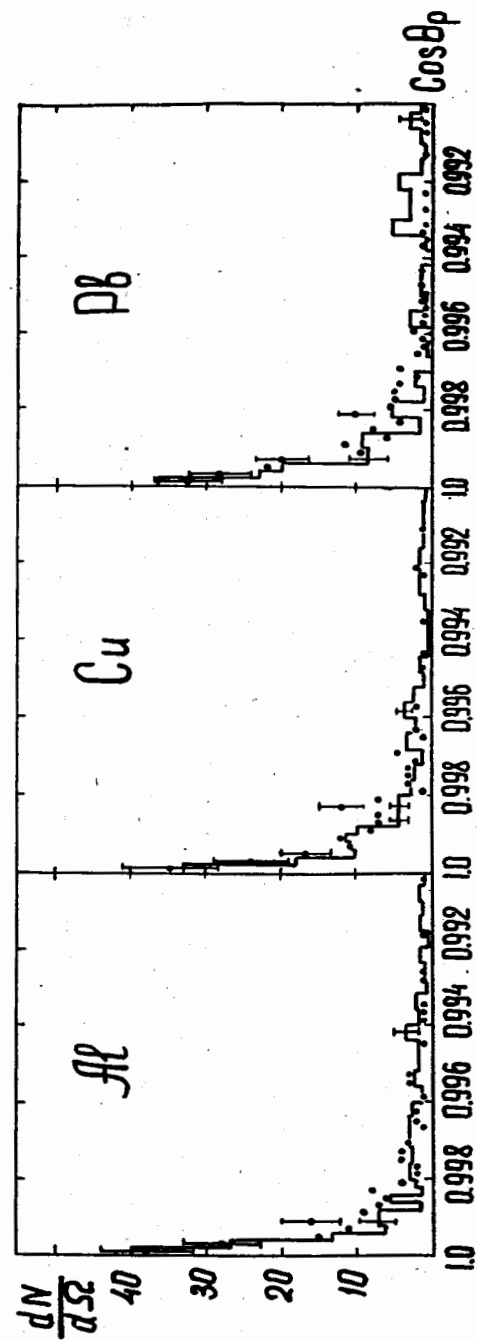


Рис. 3. Угловые распределения протонов (в произвольных единицах), образованных при бомбардировке ядер Al, Cu и Pb дейтронами с энергией $T = 2,1$ Гэв. Гистограммы - расчёт. Точками указаны экспериментальные данные из работы^{4/}.

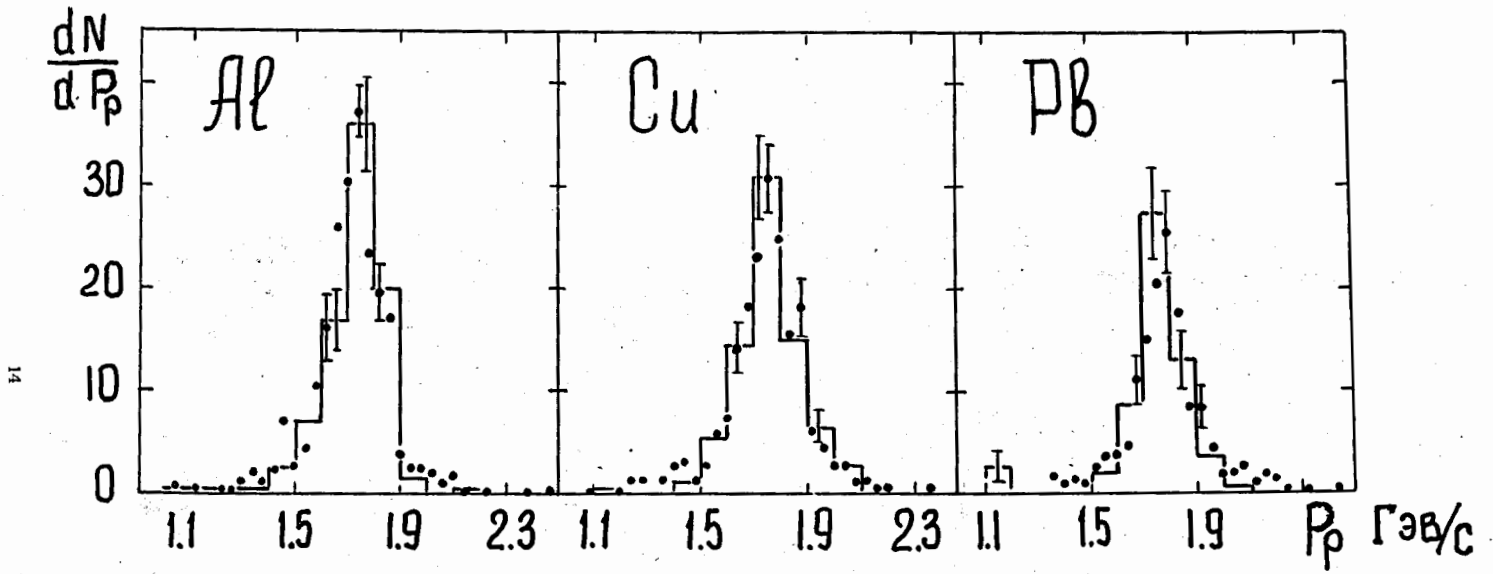


Рис. 4. Импульсное распределение протонов, образовавшихся при неупругом взаимодействии дейтрона с ядрами Al, Cu и Pb при $T = 2,1$ Гэв. Все обозначения те же, что и на рис. 3.

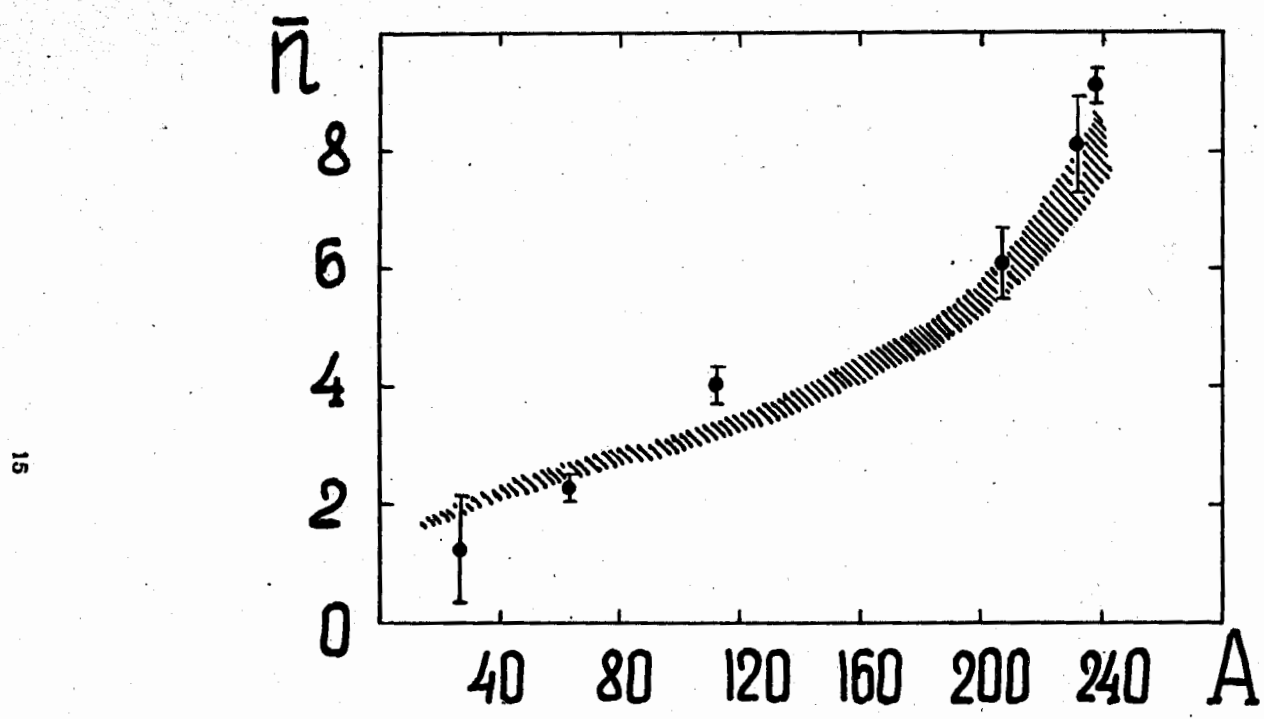


Рис. 5. Среднее число нейтронов, образующихся в неупругом дейтрон-ядерном взаимодействии при $T = 160$ Мэв. Заштрихованная область соответствует неопределенности при расчете "испарительных" нейтронов. Экспериментальные точки взяты из работы^{18/}.