

3305

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 3305



Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров,
В.А. Ярба

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИТИЯ-8
ПРИ ЗАХВАТЕ МЕДЛЕННЫХ π^- -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ
УГЛЕРОДА, АЗОТА И КИСЛОРОДА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1967.

P1 - 3305

**Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров,
В.А. Ярба**

**ОБРАЗОВАНИЕ ЛИТИЯ-8
ПРИ ЗАХВАТЕ МЕДЛЕННЫХ π^- -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ
УГЛЕРОДА, АЗОТА И КИСЛОРОДА**

Направлено в ЯФ

1. Введение

Эксперименты по захвату π^- -мезонов легкими ядрами позволяют исследовать вопрос о существовании новых легчайших ядер^{/1/}, могут дать информацию о механизме захвата π^- -мезонов и о структуре легких ядер. В таких исследованиях весьма эффективно используется метод ядерных фотоэмульсий^{/1-3/}, позволяющий с хорошей точностью измерять углы и энергии вторичных короткопробежных частиц. В фотоэмульсии весьма выгодно регистрировать расщепления с испусканием ядер Li^8 и B^8 , которые дают характерные Т-образные следы. Кроме того при захвате π^- -мезонов в этом случае происходит полный развал легких ядер, а так как выделяющаяся энергия известна (139,6 Мэв), то можно проводить кинематический анализ изучаемых событий.

С целью изучения реакций с образованием лития-8 и бора-8 при захвате π^- -мезонов легкими ядрами (С, N, O) нами проведен анализ 8233 σ^- -звезд в фотоэмульсии с Т-образными следами. В настоящей работе сообщаются результаты анализа двухлучевых событий.

2. Постановка эксперимента

Эмульсионные камеры размером $10 \times 5 \times 2,5$ см³, составленные из слоев эмульсии толщиной 600 микрон типа НИКФИ-БР, облучались π^- -мезонами с энергией 80 Мэв на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Плотность облучения составляла $2 \cdot 10^5$ мезон/см². Мезоны тормозились фильтром из плексигласа и останавливались в камере. Зона остановок π^- -мезонов шириной

в 1 см просматривалась под микроскопом с увеличением 200x и регистрировались σ -звезды с T-образными следами. Просмотрено 120 слоев и зарегистрировано 8233 таких случаев.

Известно ^{/5/}, что 36% π^- -мезонов при остановке в фотоэмульсии захватываются легкими ядрами (C, N, O), а 64% - тяжелыми ядрами (Ag, Br). Однако испускание ядер Li^8 и B^8 происходит в основном из легких ядер, так как выход их из тяжелых ядер подавлен кулоновским барьером (~15 Мэв). Таким образом, метод поиска событий в значительной степени выделяет захваты π^- -мезонов легкими ядрами.

Для анализа отбирались двухлучевые звезды. Выделено 831 событие без ядер отдачи, имеющих кроме T-образного следа след другой заряженной частицы. (Первичный π^- -мезон в данном случае не учитывался). 94 события имели ядро отдачи, т.е. дополнительный третий след с длиной меньше 5 микрон. Измерялись пробеги вторичных частиц и углы между ними. Энергии заряженных частиц определялись по пробегам на основании таблиц Папиво ^{/8/}.

3. Возможные реакции на легких ядрах для двухлучевых звезд и их анализ

T-образные следы в фотоэмульсии дают только ядра Li^8 , B^8 и He^8 . Вклад ядер He^8 составляет $\sim 10^{-3}$ и они были выделены из этих событий ^{/1/}. При образовании Li^8 или B^8 при захвате π^- -мезонов ядрами углерода, азота и кислорода число возможных каналов реакций сильно ограничено. Оказывается, что в нашем случае возможны только следующие двухчастичные реакции двухлучевого типа:



Двухчастичная реакция с образованием Li^8 на кислороде невозможна, так как в этом случае второе ядро должно быть Be^8 , которое быстро распадается на две α -частицы.

Возможны также трехчастичные реакции двухлучевого типа с испусканием одного нейтрона:



Трехчастичная реакция на азоте с образованием нейтрона невозможна, так как в этом случае должно быть образовано ядро Li^4 , быстро распадающееся на α -частицу и протон.

Реакции (1) – (3) могут быть легко выделены по двум критериям: оба следа должны быть коллинеарны и длины их должны иметь определенные значения. Ни одно из 631 события не удовлетворяет этим двум критериям. Заметим, что по реакции (3) можно было зарегистрировать ядра He^8 независимо от моды их распада^{/1/}.

Для выделения реакций (4) и (5) проводился обсчет событий по кинематической программе на электронно-счетной машине. Предварительно были отброшены звезды, в которых длина следов превышала максимально возможную для этих реакций. Таких событий, заведомо относящихся к реакциям на тяжелых ядрах, оказалось 32. По критерию максимального пробега 296 случаев не могли принадлежать реакции (5). Таким образом, 599 событий могли принадлежать реакции (4) и 303 из них могли принадлежать и реакции (5). В дальнейшем вычислялись недостающая масса для каждого случая. Соответственно в 296 случаях предполагалось, что второй след принадлежит He^3 , а в 303 событиях предполагались две возможности: либо второй след принадлежит He^3 , либо Be^7 . Средняя ошибка в определении недостающей массы равна 5 Мэв.

На рис. 1а представлено распределение по величине недостающей массы для событий, которые анализировались по кинематике реакции (4). Видно, что в интервале масс (930–945 Мэв) около значения массы нейтрона наблюдается отчетливый пик. Всего в этом интервале находится 242 события. Однако распределение фоновых событий, т.е. событий, не соответствующих реакции (4), не известно.

При оценке фона предполагалось, что экспериментальное распределение по величине недостающей массы представляет собой функцию

$$f(M) = \frac{\alpha}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(M-a)^2}{2\sigma_1^2}} + \frac{\beta}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(M-b)^2}{2\sigma_2^2}} + C.$$

Полагая $\sigma_1 = 5$ Мэв, т.е. равным ошибке в определении недостающей массы для реакции (4), методом наименьших квадратов на ЭВМ находились все параметры и значение χ^2 . Оказалось, что C получается очень близким к нулю. Полагая его равным нулю, находим, что значение χ^2 практически не меняется. В расчете использовались 20 точек в интервале масс 890-990 Мэв. Таким образом, было получено, что $\alpha = (175 \pm 21)$ событий, а $\sigma_2 = (19,5 \pm 1,0)$ Мэв. Полученная кривая нанесена на рис. 1а сплошной линией и хорошо описывает экспериментальные данные. Найденное значение $\chi^2 = 20,6$ при $\bar{\chi}^2 = 15$. Значение критерия согласия $p(\chi^2) \approx 0,20$.

Удовлетворительного описания экспериментального распределения по недостающей массе с помощью одного распределения Гаусса, т.е. при $\alpha = 0$ не получается. Найденное значение $\chi^2 = 41,5$ при $\bar{\chi}^2 = 16$. Соответствующее значение критерия согласия $p(\chi^2) < 0,001$.

Если предположить, что распределение по недостающей массе для фоновых событий в интервале масс (930-945 Мэв) равномерное и по величине такое же, как в соседних интервалах (пунктирная линия на рис. 1а), то получаем, что число событий, соответствующих реакции (4), в этом интервале равно 137. Предполагая для них гауссовское распределение по недостающей массе, находим, что за пределы $1,5$ ошибки попадает 13,4% событий. Таким образом, по этой оценке во всем распределении по недостающей массе находится 158 событий, соответствующих реакции (4), что хорошо согласуется с полученной выше цифрой (175 ± 21) событий.

Для выделения случаев реакции на кислороде проводился обсчет отобранных 303 событий по кинематике реакции (5). Соответствующее распределение по величине недостающей массы в интервале (890-990 Мэв) представлено на рис. 1б. Видно, что никакого пика около массы нейтрона в интервале (930-945 Мэв) не наблюдается. Всего в этом интервале находится 21 событие, 6 из которых удовлетворяют кинематике реакции (4). Все события распределены на уровне фона.

4. Определение относительных вероятностей реакций

Относительная вероятность данной реакции w_1 определяется по формуле

$$w_1 = \frac{n_1}{\eta_1 N_{\sigma}}$$

где n_1 - число событий данной реакции, η_1 - относительная частота захвата π^- -мезонов ядрами углерода, азота и кислорода, N_{σ} - полное число захватов π^- -мезонов легкими ядрами.

Закон распределения остановок π^- -мезонов по отдельным компонентам C, N, O точно не известен. Естественно предположить две возможности: вероятность захвата пропорциональна концентрации ядер n данного элемента /10/ или же пропорциональна nZ /11/ (Z - заряд ядра). Тогда соответственно этим двум предположениям на кислороде должно захватываться 33% или 38,5% π^- -мезонов, остановившихся в легких ядрах. Видно, что результат слабо зависит от того, какой закон захвата мы предполагаем. Среднее значение для кислорода равно $\eta_0 = 36\%$. Аналогично получаем для углерода $\eta_C = 49,6\%$ и для азота $\eta_N = 14,4\%$. Значение η_0 хорошо совпадает с результатами работы /8/, в которой было получено, что 35% четырех- и трехлучевых звезд с испусканием Li^8 соответствуют захватам π^- -мезонов ядрами кислорода.

Из работ /5/ следует, что одно событие, имеющее T-образный след, происходит в среднем на 526 остановок π^- -мезонов в фотоэмульсии, а 36% σ -звезд принадлежат легким ядрам. Таким образом получаем, что зарегистрированные 8233 расщепления соответствуют $N_{\sigma} = 1,56 \cdot 10^6$ захватам π^- -мезонов в легких ядрах фотоэмульсии.

Используя эти данные, находим с достоверностью 90% вероятности реакций (1-5):

$$w_1 (\pi^- C^{12} \rightarrow Li^8 + He^4) < 3,0 \cdot 10^{-6}$$

$$w_2 (\pi^- N^{14} \rightarrow Li^8 + Li^6) < 1,0 \cdot 10^{-5}$$

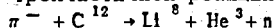
$$w_3 (\pi^- O^{16} \rightarrow B^8 + He^8) < 2,3 \cdot 10^{-6}$$

$$w_4 (\pi^- C^{12} \rightarrow Li^8 + He^3 + n) = 2,2 \cdot 10^{-4}$$

$$w_5 (\pi^- O^{16} \rightarrow Li^8 + Be^7 + n) \leq 1,8 \cdot 10^{-5}$$

Видно, что двухчастичные развалы легких ядер (1-3) сильно подавлены, а реакция (4), по крайней мере, в 10 раз более вероятна, чем реакция (5).

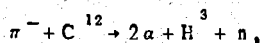
5. Анализ трехчастичной реакции на углероде



Так как реакция (4) идет с относительно большой вероятностью, то можно получить некоторые сведения о ее механизме из характеристик вторичных частиц. На рис. 2 представлены энергетические распределения вторичных частиц от реакции (4). Плавные кривые соответствуют фазовому объему, посчитанному по стандартной программе ФОРС^{/12/} на электронно-вычислительной машине. Из этих распределений видно, что почти всю энергию в этой реакции, выделяющуюся при захвате π^- -мезона, уносит нейтрон. Это указывает на то, что преобладает такой механизм захвата, при котором важную роль играет возбужденное состояние ядра-остатка B^{11} , получающегося после эмиссии быстрого нейтрона. В спектре нейтронов виден максимум при энергии 80 Мэв, что соответствует энергии возбуждения ядра B^{11} , равной 35 Мэв.

Характерной особенностью кривой возбуждения B^{11} являются два максимума^{/6/}, один из которых лежит при энергии $E = 20$ Мэв, а второй - при $E = 35$ Мэв. Эти максимумы наблюдались и в реакциях $C^{12}(p, 2p)B^{11}$ ^[13-15] и $C^{12}(\gamma, pt) 2\alpha$ ^[16]. Энергия возбуждения B^{11} , равная 20 Мэв, соответствует вырыванию нуклона из S-оболочки и поэтому этот максимум интерпретирован^{/15,17/} как дырочное состояние B^{11} с конфигурацией $S^3 p^8$.

В работе^{/18/} проведен детальный анализ экспериментальных данных по реакции



взятых из работ^{/6/}. Первый максимум в кривой возбуждения отождествлен с одночастичным поглощением π^- -мезона нуклоном из S-оболочки в ядре C^{12} . Второй максимум был интерпретирован как проявление квазиальфа-частичного поглощения π^- -мезонов.

В исследуемой нами реакции (4) $\pi^- + C^{12} \rightarrow Li^8 + He^3 + n$ проявляется только второй максимум в энергии возбуждения B^{11} при 35 Мэв, так как порог распада B^{11} на Li^8 и He^3 составляет 27 Мэв.

Возникает вопрос, к какому классу принадлежит большая доля неидентифицированных событий двухлучевого типа. Предполагая, что все эти Т-образные следы принадлежат ядрам Li^8 , можно построить энергетический спектр для неидентифицированных событий (рис. 3). Если бы эти события произошли на тяжелых ядрах, то полученный спектр из-за кулоновского барьера должен сильно отличаться от спектра для реакции (4). Из сравнения рисунков 2 и 3 видно, что заметного различия нет. Поэтому неидентифицированные случаи, по-видимому, принадлежат двухлучевым событиям с образованием V^8 на ядрах азота и кислорода с вылетом нескольких нейтронов. Идентифицировать ядра V^8 можно, если провести облучение фотоэмульсий в сильном (100–150 Ое) постоянном магнитном поле, ибо при β -распаде V^8 испускается позитрон, а в случае Li^8 испускается электрон. Однако постоянные во времени сильные магнитные поля в настоящее время получить весьма трудно. Использование импульсных магнитных полей с длительностью несколько мсек неэффективно в данном случае, так как время жизни ядер Li^8 и V^8 около 1 сек.

6. Обсуждение результатов

Полученные экспериментальные данные можно понять с точки зрения теории прямых ядерных реакций, согласно которой поглощение π^- -мезона происходит на малонуклонной ассоциации в ядре 18,19 . В этом случае основная часть вносимой π^- -мезоном энергии распределяется между нуклонами этой ассоциации, которая должна разваливаться, по крайней мере, на две частицы. Отсюда следует, что должны преобладать реакции с числом частиц в конечном состоянии не меньшим трех. Наши результаты показывают, что двухчастичные развалы легких ядер действительно маловероятны ($w < (2-10) \cdot 10^{-6}$).

Аналогично работе ^{18/} можно предположить, что максимум в спектре нейтронов при энергии 80 Мэв для трехчастичной реакции на углероде $\pi^- + C^{12} \rightarrow Li^8 + He^3 + n$ обусловлен захватом π^- -мезонов группой из четырех нуклонов в ядре C^{12} . В этом случае виртуальной частицей должно быть ядро Li^4 . Квазичастичный характер поглощения π^- -мезона приведет к специфическим угловым корреляциям нейтрона с He^3 (см. рис. 4). В отличие от случая расщепления свободного ядра Li^4 , когда угол разлета нейтрона и He^3 составляет в системе его

центра масс 180° , в данном случае угол разлета оказывается равным 150° , что согласуется с расчетами по формуле из работы /18/.

Спектр ядер He^3 оказывается мягким — максимум находится в интервале (5–10) Мэв. Это является следствием взаимодействия в конечном состоянии, проявляющегося в виде возбужденного состояния ядра B^{11} при энергии 35 Мэв /18/.

Следует отметить, что отношение вероятностей реакций

$$R = \frac{w(\pi^- + \text{C}^{12} \rightarrow 2\alpha + \text{H}^3 + \text{p})}{w(\pi^- + \text{C}^{12} \rightarrow \text{Li}^8 + \text{He}^3 + \text{p})}$$

по порядку величины должно быть равно отношению вероятностей образования α -частичных и Li^4 -ассоциаций в ядре C^{12} . Согласно работе /20/, из четырех-нуклонных ассоциаций наиболее вероятными являются α -частичные. Поэтому вероятность второй реакции должна быть меньше. Из наших данных и работы /6/ получается $R = 10^3$.

Так же можно понять причину малой вероятности трехчастичной реакции на кислороде $\pi^- + \text{O}^{16} \rightarrow \text{Li}^8 + \text{Be}^7 + \text{p}$. В этом случае захват π^- -мезона должен происходить на группе из восьми нуклонов, а вероятности образования таких ассоциаций в ядре O^{16} малы по сравнению с вероятностями образования ассоциаций из четырех нуклонов /20/.

З а к л ю ч е н и е

Изучение двухлучевых звезд с образованием ядер Li^8 и B^8 , возникающих при захвате π^- -мезонов ядрами углерода, азота и кислорода, показывает, что:

а) относительные вероятности двухчастичных развалов легких ядер меньше чем $(2 \div 10) \cdot 10^{-6}$;

б) трехчастичная реакция на углероде $\pi^- + \text{C}^{12} \rightarrow \text{Li}^8 + \text{He}^3 + \text{p}$ идет с относительной вероятностью $2,2 \cdot 10^{-4}$, а реакция $\pi^- + \text{O}^{16} \rightarrow \text{Li}^8 + \text{Be}^7 + \text{p}$ подавлена по сравнению с ней, по крайней мере, в 10 раз;

в) энергетические спектры и угловые корреляции вторичных частиц в реакции $\pi^- + \text{C}^{12} \rightarrow \text{Li}^8 + \text{He}^3 + \text{p}$ указывают на то, что захват π^- -мезона происходит на ассоциации из четырех нуклонов (Li^4) в ядре C^{12} .

Совокупность полученных экспериментальных данных о вероятностях реакций от захвата π^- -мезонов легкими ядрами может быть понята с точки зрения теории прямых ядерных реакций.

Пользуемся случаем выразить благодарность В.С. Киселеву за помощь в проведении расчетов и Н.Ф. Головановой, Н.С. Зеленской, Н.И. Костанашвили, В.Г. Неудачину, В.И. Петрухину, А.А. Тяпкину за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. Препринт ОИЯИ, Е-2774, Дубна 1966. *Phys. Lett.*, 22, 487 (1966).
2. M.G.Menon, H.Muirhead, O.Rochat. *Phil.Mag.*, 41,583 (1950).
3. С.А. Азимов, У.Г. Гулямов, Е.А. Замчалова, М. Низаметдинова, М.И. Подгорецкий, А. Юлдашев. *ЖЭТФ*, 31, 756 (1965).
4. А.О. Вайсенберг, Е.Д. Колганова, Н.В. Рабин. *ЖЭТФ*, 47, 1262 (1964); *Phys.Lett.*, 2, 112 (1962).
5. M.Demeur et al., *Nuovo Cim.*, 4, 283 (1956).
P.Ammirajni, L.M.Lederman. *Nuovo Cim.*, 4, 283 (1956).
Д.К. Копылова, Ю.Б. Королевич, Н.И. Петухова, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р-305, Дубна 1959. A.Alumkal et al., *Nuovo Cim.*, 17, 316 (1960).
6. А.Т. Варфоломеев. *ЖЭТФ*, 42, 713 (1962); *ЖЭТФ*, 42, 725 (1962); Труды ФИАН 22, 101 (1964).
7. Г.И. Федотов. *ЯФ*, 2, 466 (1965).
8. J.P.Massue. *Theses*, Strasbourg (1964).
9. A.Papineau. *C.R.* 242, 2933 (1956).
10. J.C.Sens, R.A.Swanson, V.L.Telegdi, D.D.Yovanovitch. *Nuovo Cim.*, 7, 536 (1958).
11. E.Fermi and E.Teller. *Phys.Rev.*, 72, 399 (1947).
12. В.Е. Комолова, Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ Р-2027, Дубна 1965.
13. H.Tyren, P.Hillman, Th.A.J.Maris. *Nucl.Phys.*, 7, 10 (1958).
14. J.P.Garron et al., *Nucl. Phys.*, 37, 126 (1962).
15. G.Jacob, A.J.Maris. *Rev.Mod.Phys.*, 38, 121 (1966).
16. В.Н. Майков. "Ядерные реакции при малых и средних энергиях". Труды I Всесоюзной конференции, Москва, 1957 г.

17. V.V. Balashov, V.N. Fetisov. Nucl. Phys., 27, 337 (1961).
18. Н.С. Зеленская, Ю.Ф. Смирнов, Н.П. Юдин. Известия АН СССР, 29, 186 (1965).
19. И.С. Шапиро, В.М. Колыбасов. ЖЭТФ, 44, 270 (1963).
20. П. Береги, Н.С. Зеленская, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов. Nucl. Phys., 66, 513 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 апреля 1967 г.

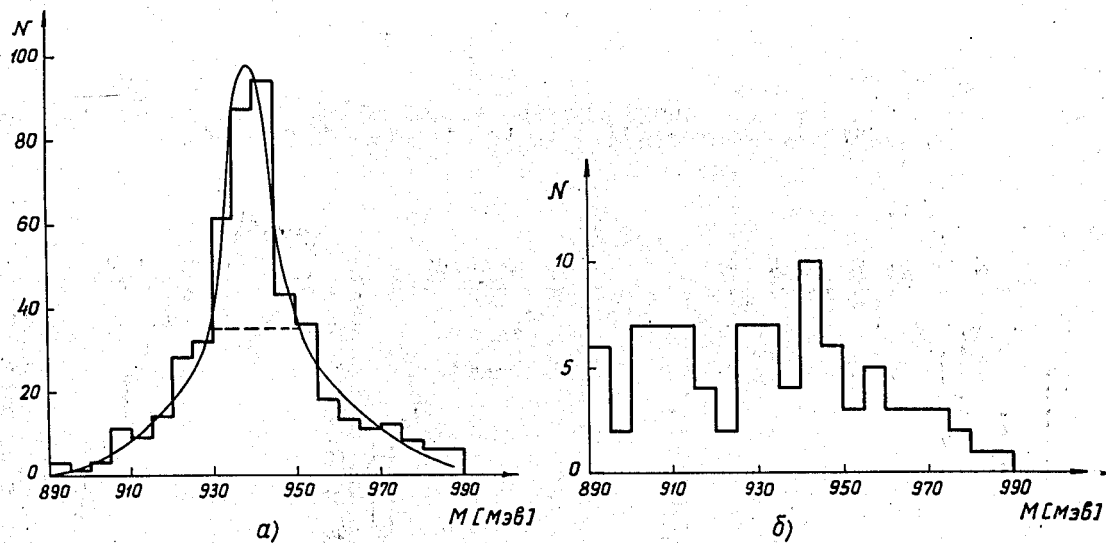


Рис. 1. Распределение двухлучевых событий по недостающей массе:

а) для реакции (4) $\pi^- + C^{12} \rightarrow Li^8 + He^3 + n$,

б) для реакции (5) $\pi^- + O^{16} \rightarrow Li^8 + Be^7 + n$

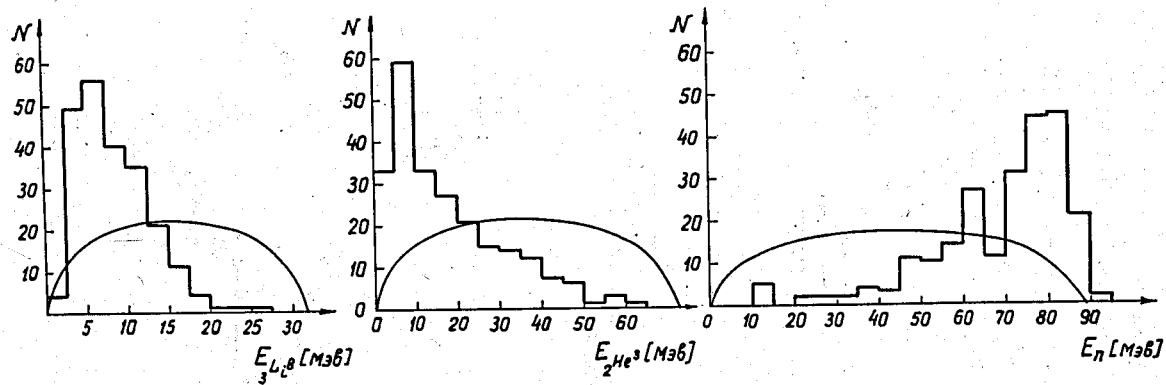


Рис. 2. Энергетические спектры вторичных частиц от реакции (4).
Плавная кривая - фазовый объем.

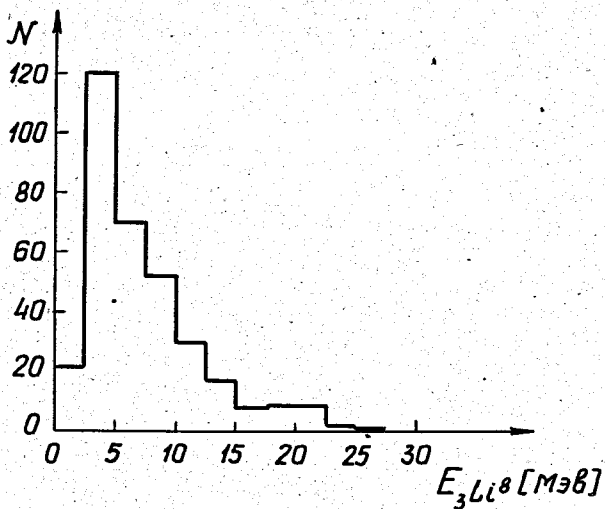


Рис. 3. Энергетический спектр ядер Li^8 из двухлучевых звезд, не удовлетворяющих кинематике реакции (4).

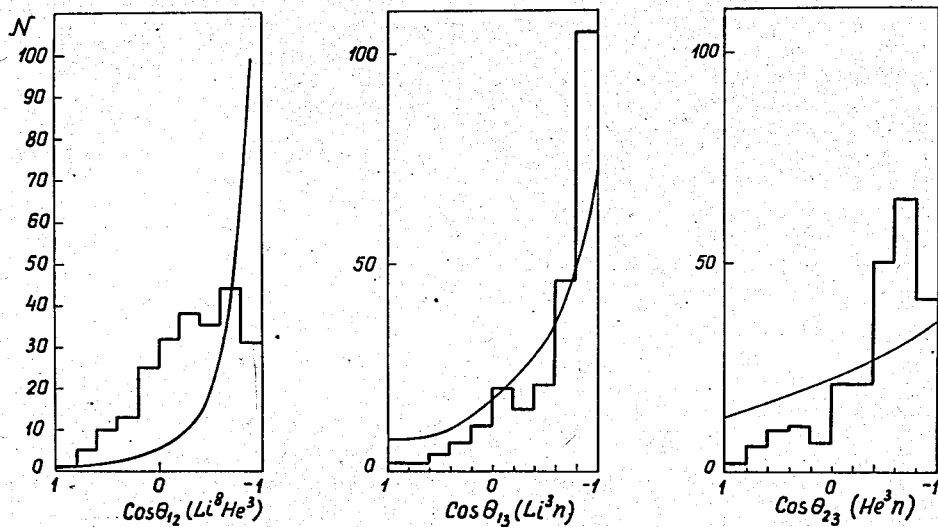


Рис. 4. Распределения по углам между вторичными частицами от реакции (4). Плавные кривые соответствуют трехчастичному фазовому объему.