

22/v1-70

A-23

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P15 - 5077

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Н.М. Агабабян , Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов,
Н.Ф. Голованова, П. Кюэр,
Ж.-П. Массюз, В.М. Сидоров,
Х.М. Чернев, В.А. Ярба

ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЙ
С ОБРАЗОВАНИЕМ Li^8 ПРИ ЗАХВАТЕ
ОСТАНОВИВШИХСЯ π^- -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ C^{12}

1970

Исследование определенных каналов реакций при поглощении медленных π^- -мезонов легкими ядрами дает интересную информацию о существовании и роли различных нуклонных ассоциаций в легких ядрах. Экспериментальное исследование реакций с образованием ${}^8\text{Li}$, дающих двухлучевые σ -звезды при поглощении π^- -мезонов на ${}^{12}\text{C}$ /1-4/, и их теоретический анализ /5/ позволили установить, что поглощение происходит в основном на четырехнуклонной ассоциации типа ${}^4\text{Li}$.

Данная работа является продолжением цикла работ /1-5/. В ней исследуются реакции, дающие трехлучевые σ -звезды с Т-образными следами в фотоэмульсии /6/.

На рис. 1 представлено распределение σ -звезд с Т-образными следами по числу лучей. Видно, что трехлучевые события наиболее вероятны и составляют 60% от числа σ -звезд. Возможные реакции на легких ядрах, дающие трехлучевые σ -звезды в фотоэмульсии, приведены в таблице.

В настоящей работе сообщаются результаты измерений, выполненных в Дубне и Софии и обчисленных по кинематической программе на СДС 3600 в Париже для 1000 трехлучевых событий. Окончательная обработка полученных результатов проводилась в Дубне на вычислительной машине СДС 1604-А.

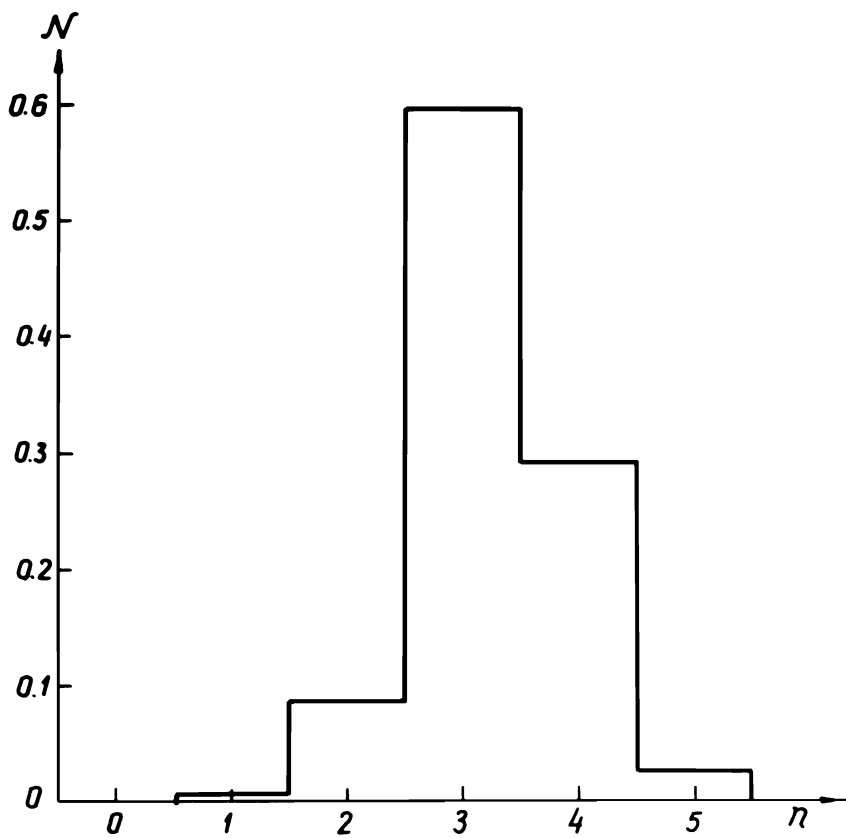


Рис. 1. Распределение σ -звезд с Γ -образными следами по числу лучей.

Таблица

номер канала	реакция	число случаев	относительная вероятность W_i
1	$\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^2\text{H} + {}^2\text{H}$	21	$1.4 \cdot 10^{-4}$
2	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^2\text{H} + {}^1\text{H} + n$	324	$2.1 \cdot 10^{-3}$
3	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^3\text{H} + {}^1\text{H}$	24	$1.5 \cdot 10^{-4}$
4	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H} + 2n$	271	$1.7 \cdot 10^{-3}$
5	$\pi^- + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$	5	$1.1 \cdot 10^{-4}$
6	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^4\text{He} + {}^2\text{H}$	7	$1.5 \cdot 10^{-4}$
7	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^3\text{He} + {}^2\text{H} + n$	54	$1.2 \cdot 10^{-3}$
8	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + n$	66	$1.5 \cdot 10^{-3}$
9	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^3\text{He} + {}^1\text{H} + 2n$	150	$3.4 \cdot 10^{-3}$
10	$\pi^- + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$	0	$\leq 2.3 \cdot 10^{-5}$
11	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^6\text{Li} + {}^2\text{H}$	7	$6.2 \cdot 10^{-5}$
12	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^7\text{Li} + {}^1\text{H}$	2	$\leq 3.5 \cdot 10^{-5}$
13	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^6\text{Li} + {}^1\text{H} + n$	12	$1.2 \cdot 10^{-4}$
14	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^4\text{He} + {}^3\text{He} + n$	16	$1.4 \cdot 10^{-4}$
15	$\rightarrow {}^8\text{Li} + {}^3\text{He} + {}^3\text{He} + 2n$	15	$1.3 \cdot 10^{-4}$

При выделении реакций без нейтронов или с одним нейтроном отби-
рались такие события, для которых отклонения от расчетной кинематики
не превышали по энергии 8 Мэв, а по импульсу 100 Мэв/с. Это соответ-
ствует 1,5-кратным ошибкам в измерении полной энергии и суммарного
импульса вторичных частиц. Всего выделено 538 таких событий. Число
случаев, соответствующих различным реакциям, приведено в таблице. Для
событий, которые не удовлетворяют кинематике реакций с одним нейтро-
ном или без него, есть две возможности: либо они принадлежат реакци-
ям на тяжелых ядрах (Ag, Br), либо реакциям на легких ядрах (C, N, O) с
испусканием двух нейтронов (реакции 4,9,15 в таблице).

На рис. 2 показаны энергетические спектры ядер 8Li для иденти-
фицированных событий (2а) и для событий, которые не удовлетворяли
кинематике реакций без нейтронов или с испусканием одного нейтрона
(2б). Если бы неидентифицированные события произошли на тяжелых яд-
рах, то полученный спектр из-за кулоновского барьера (≈ 15 Мэв) дол-
жен был бы сильно отличаться от спектра для реакций на легких ядрах.
Из сравнения рис. 2а и 2б видно, что заметного различия в спектрах не
наблюдается. Это указывает на то, что неидентифицированные по кинема-
тической программе события принадлежат в основном реакциям на лег-
ких ядрах. Для разделения каналов реакций вычислялась недостающая
масса для всех неидентифицированных событий в предположении, что они
соответствуют реакциям 4,9, 15. Для реакции 9 предполагалось, что вто-
рая и третья частицы могут быть либо 3He , либо протоном. Резуль-
таты расчета недостающей массы приведены на рис. 3 и 4. Видно, что
в интервале (1875–1900) Мэв около значения массы двух нейтронов име-
ется значительное число событий. Используя эти распределения, мы
нашли соответствующие числа случаев, принадлежащих реакциям 4,9,
15 (см. таблицу).

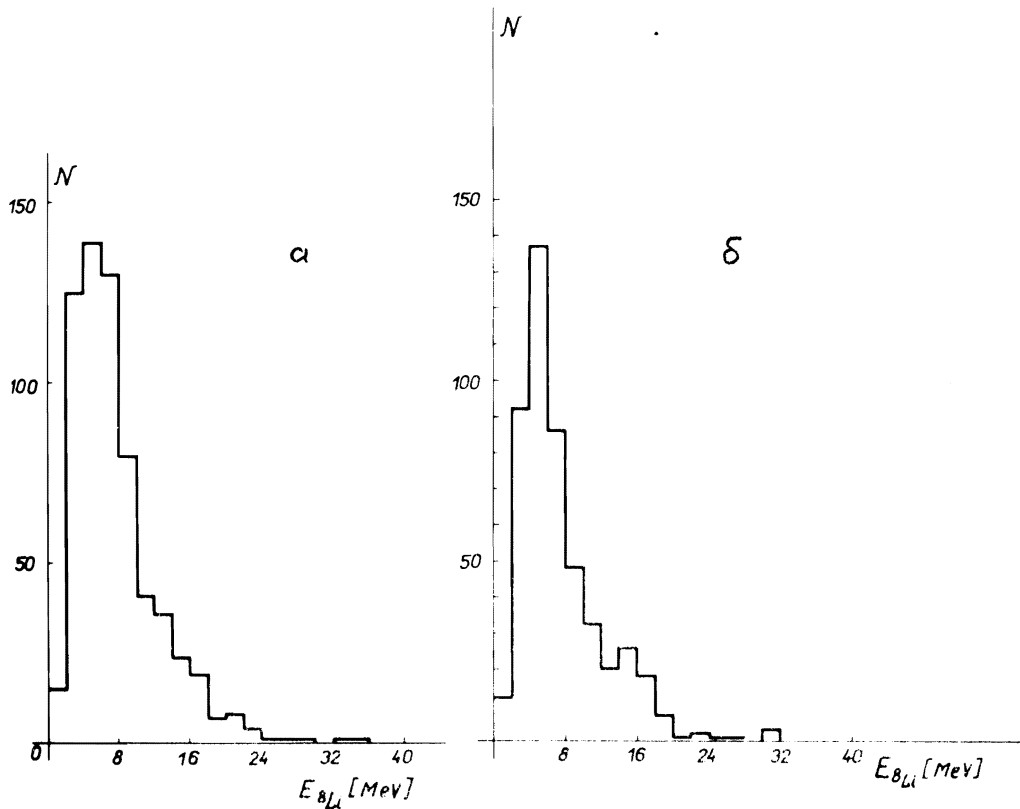


Рис. 2. Энергетический спектр ${}^8\text{Li}$ для событий трехлучевого типа; а) для событий, удовлетворяющих кинематике реакции без нейтрона или с испусканием одного нейтрона; б) для событий, не удовлетворяющих кинематике реакции без нейтрона или с испусканием одного нейтрона.

В результате анализа было получено, что суммарное число событий, соответствующих различным реакциям в пределах статистической точности, равно полному числу проанализированных событий. Это подтверждает заключение о том, что практически все σ -звезды с T -образными следами принадлежат реакциям на легких ядрах в фотоэмульсии.

Аналогично работе /1/ на основании полученных результатов определены относительные вероятности реакций $W_i = \frac{n_i}{\eta_i N}$, где n_i - число событий данной реакции, η_i - относительная частота захвата π^- -мезонов ядрами углерода, азота и кислорода, N - полное число захватов π^- -мезонов легкими ядрами. Полученные значения вероятностей приведены в таблице.

Так как для нескольких реакций имеется достаточно большая статистика, то можно получить некоторые сведения о механизме этих реакций из характеристик вторичных частиц. На рис. 5 приведены энергетические спектры вторичных частиц для реакции 2. Там же показаны кривые, соответствующие фазовому объему. Экспериментальный спектр нейтронов отличается от фазовой кривой: видно, что в области больших энергий нейтронов имеется существенное превышение числа событий над фазовой кривой. В спектрах протонов и дейтронов разница между фазовыми кривыми и экспериментальными данными менее заметна.

На рис. 6-9 приведены распределения числа событий по эффективным массам и угловые корреляции различных комбинаций конечных частиц для реакции 2. Из рис. 6 и 7 видно, что имеется заметное отличие экспериментальных распределений от кривых, соответствующих фазовым объемам.

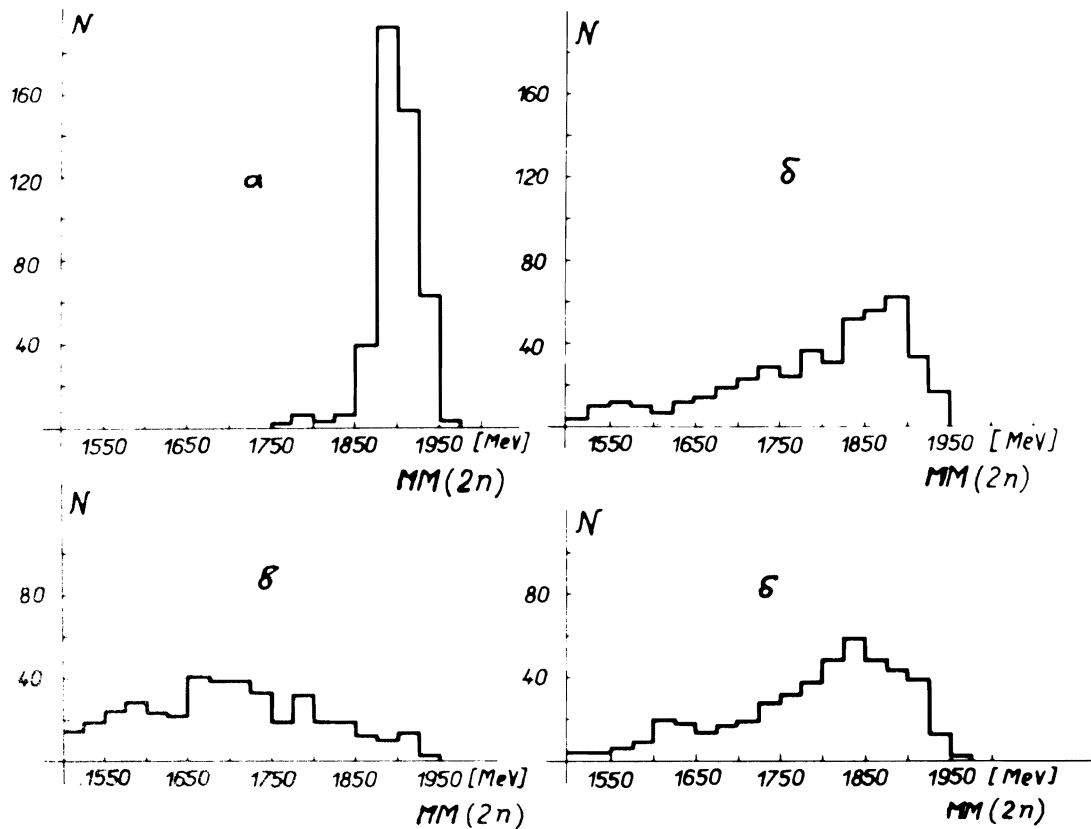


Рис. 3. Распределения по недостающей массе для событий, не удовлетворяющих кинематике реакции без нейтрона или с испусканием одного нейтрона; а) для реакции $\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H} + 2n$ (4); б) для реакции $\pi^- + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{14}\text{N} + {}^3\text{He} + {}^1\text{H} + 2n$ (9); в) для реакции $\pi^- + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{O} + {}^3\text{He} + {}^3\text{He} + 2n$ (15).

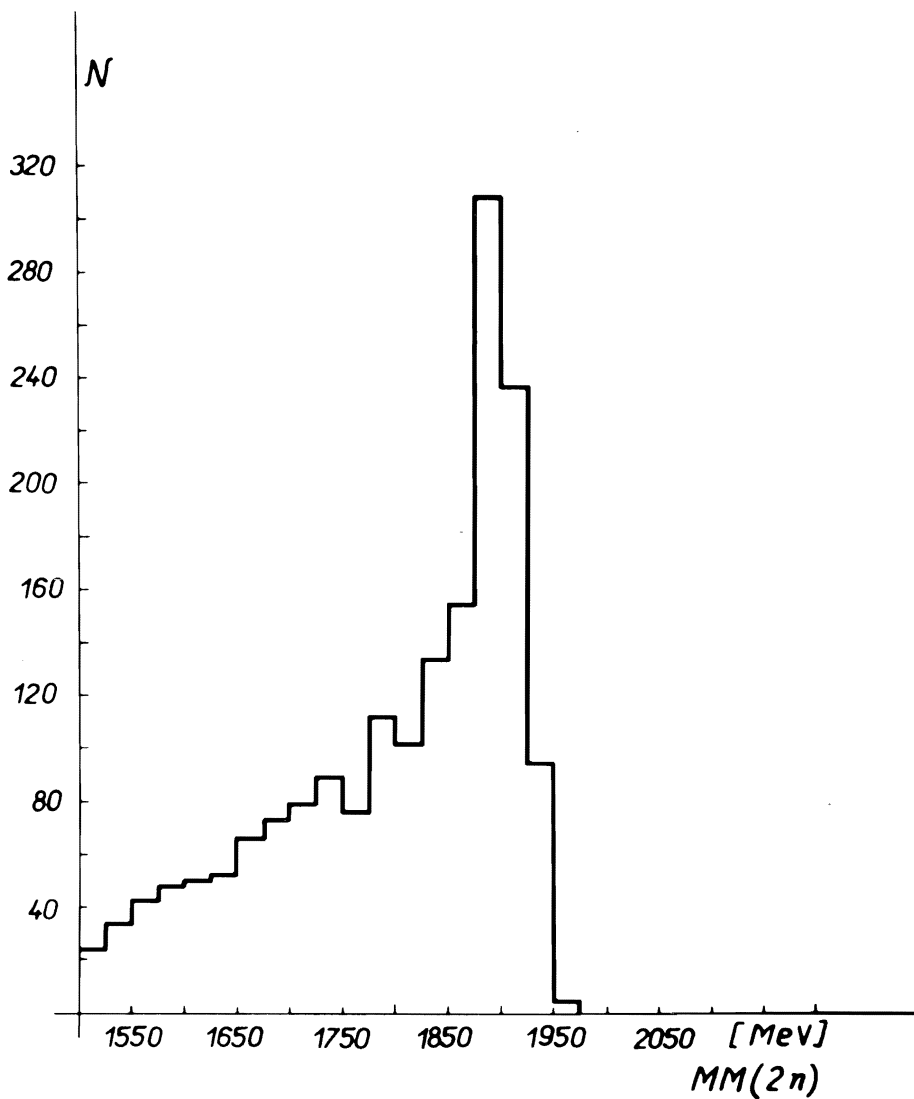


Рис. 4. Распределения по недостающей массе для событий, не удовлетворяющих кинематике реакций без нейтрона или с испусканием одного нейтрона для реакций 4,9,15.

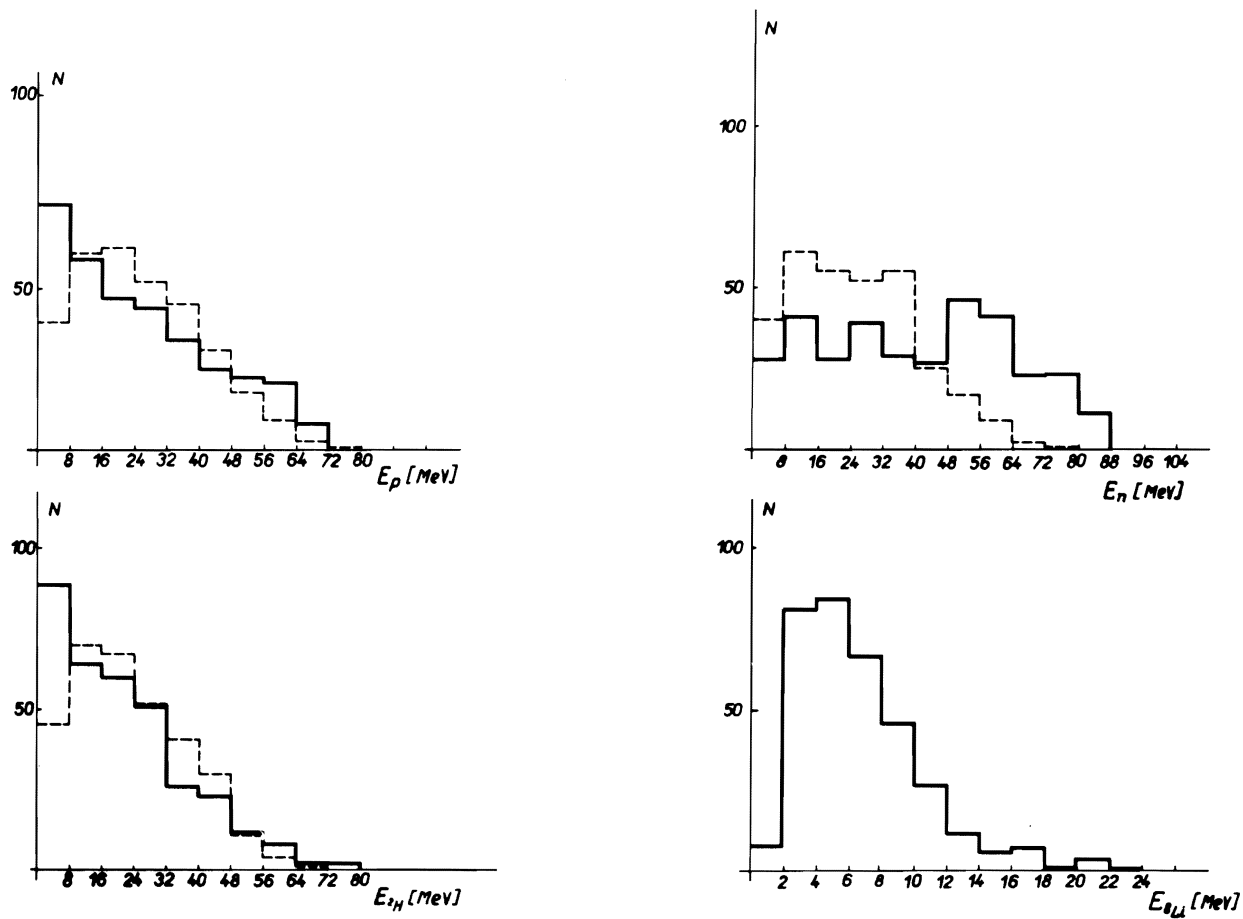


Рис. 5. Энергетические спектры вторичных частиц от реакции $(2)\pi^{-12} + C \rightarrow {}^8\text{Li} + 2\text{H} + {}^1\text{H} + n$. Пунктир - фазовый объем.

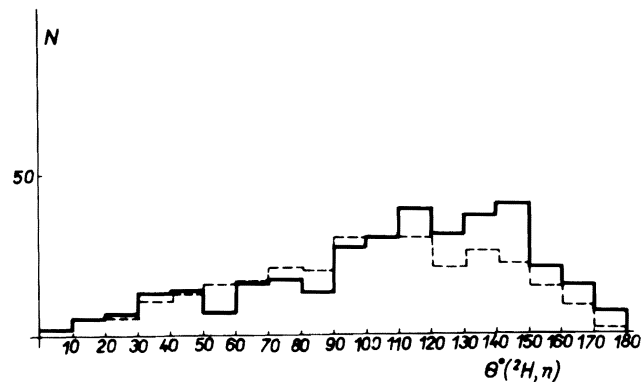
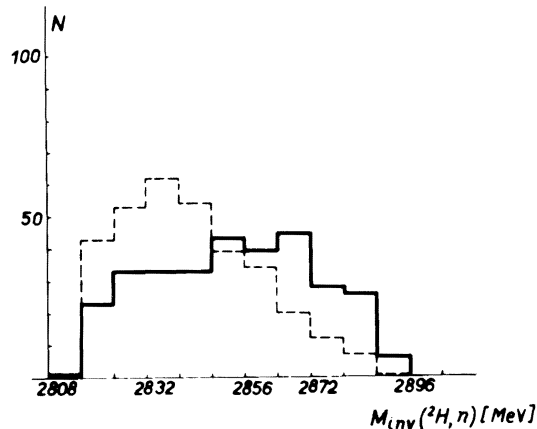
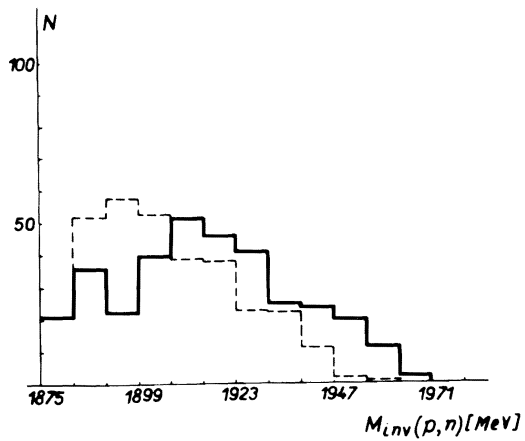


Рис. 6. Распределения по эффективным массам и углам разлета различных комбинаций конечных частиц для реакции (2)
 $\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} + 2\text{H} + {}^1\text{H} + n$

• Пунктир - фазовый объем.

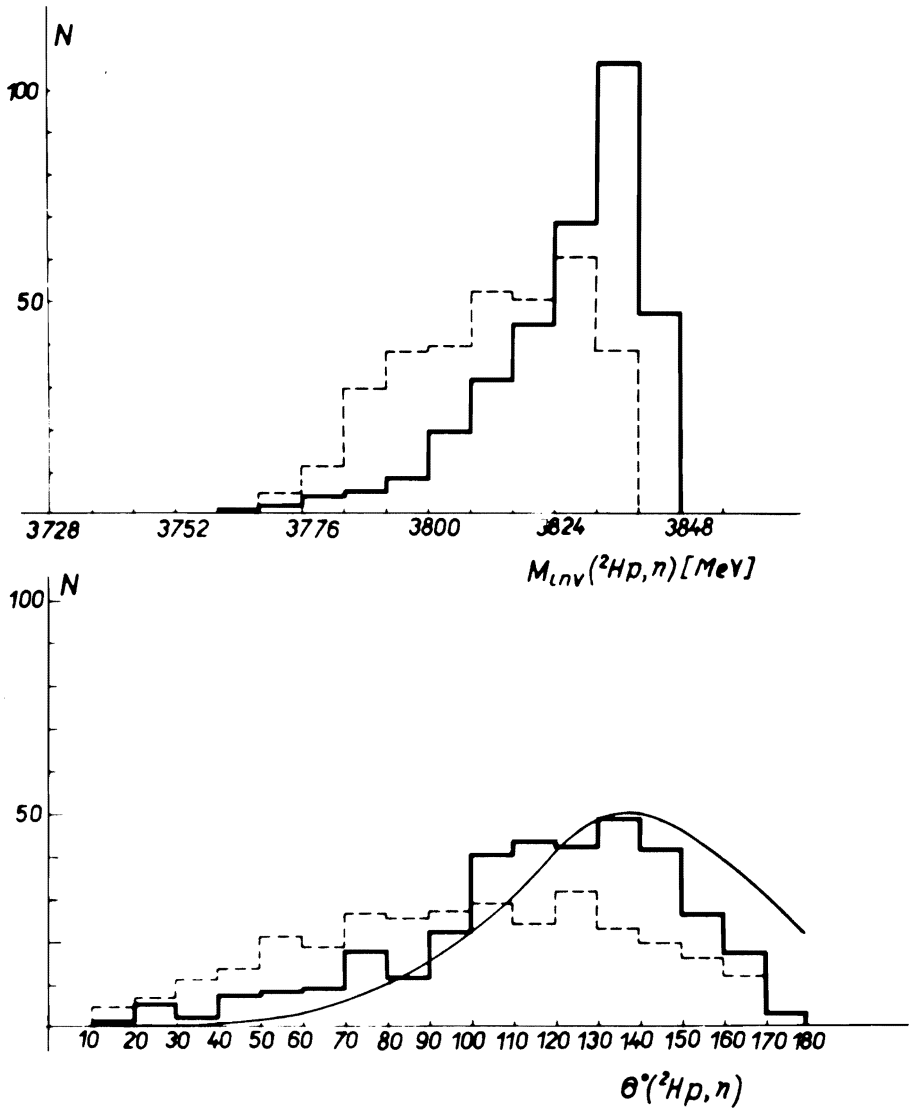


Рис. 7. Распределения по эффективным массам и углам разлета различных комбинаций конечных частиц для реакции $(2)\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^2\text{He} + {}^1\text{H} + \text{n}$. Пунктир - фазовый объем; сплошная кривая - теоретический расчет.

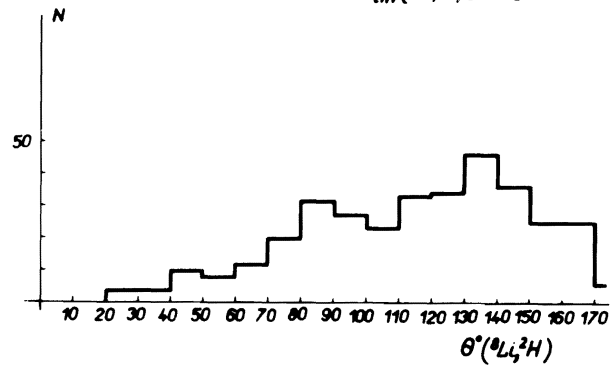
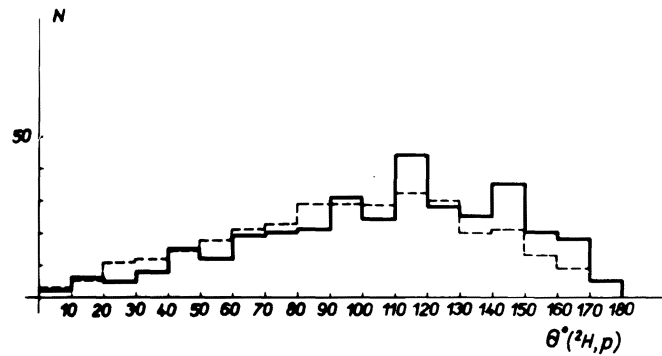
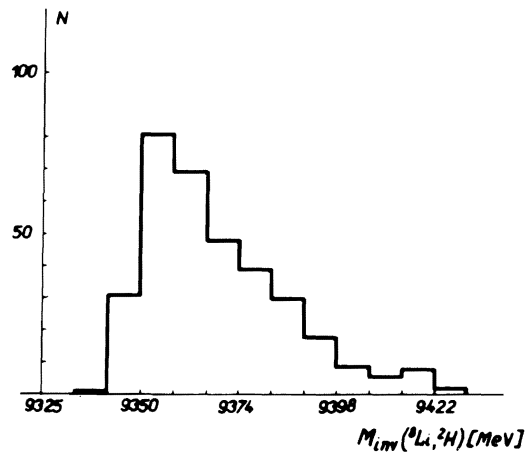
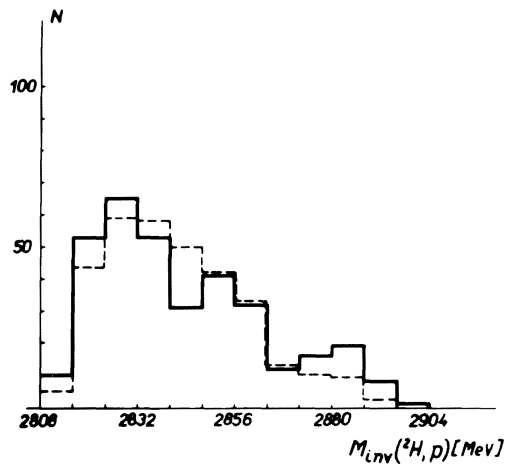


Рис. 8. Распределения по эффективным массам и углам разлета различных комбинаций конечных частиц для реакции (2) $\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^2\text{H} + {}^1\text{H} + \text{n}$. Пунктир - фазовый объем.

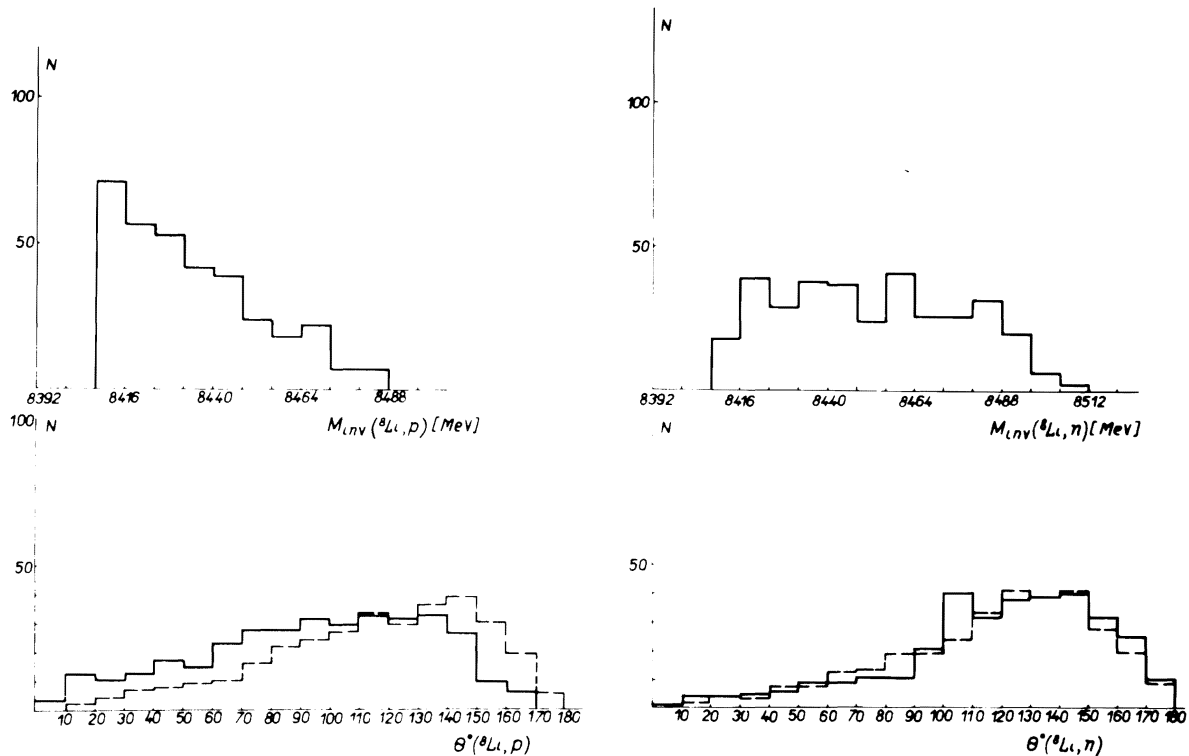
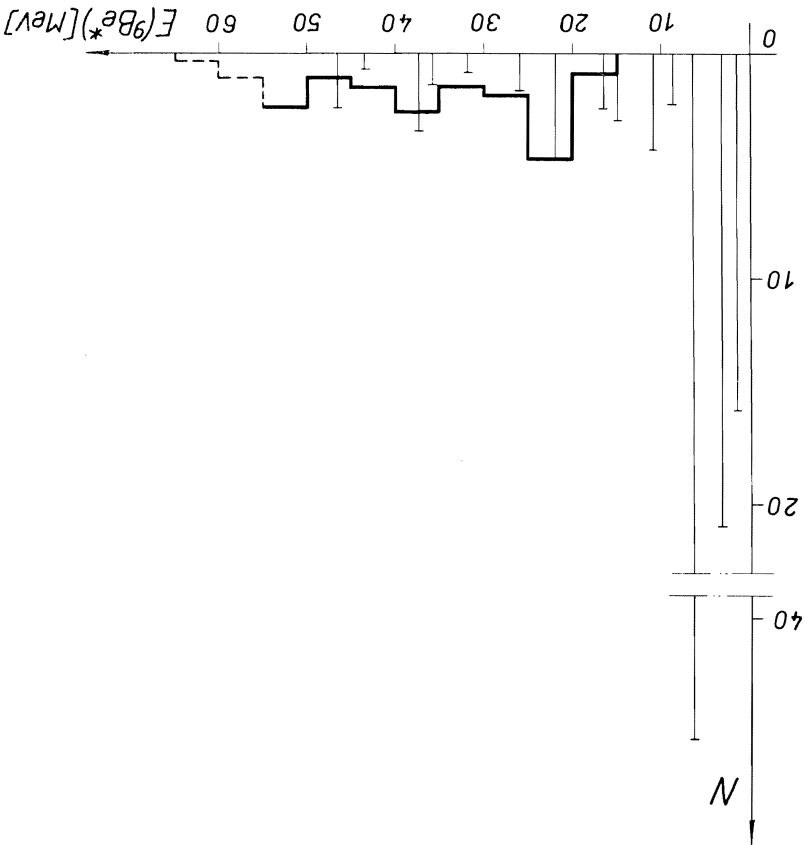


Рис. 9. Распределения по эффективным массам и углам разлета различных комбинаций конечных частиц для реакции $(2) \pi^- + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^8_3\text{Li} + {}^2_1\text{H} + {}^1_0\text{n} + \text{n}$. Пунктир - фазовый объем.

Анализ экспериментальных спектров нейтронов и протонов показывает, что двухнуклонный механизм не является преобладающим. При прямом поглощении на коррелированной паре энергия, вносимая π^- -мезоном, делится между нуклонами пополам и поэтому спектры нейтронов и протонов должны быть подобными. В угловой корреляции (np) должен наблюдаться резкий максимум в области углов $\approx 160^\circ$ [7]. Однако экспериментальные спектры показывают, что нейтроны гораздо быстрее протонов, а в угловой корреляции (pn) нет характерного максимума. С другой стороны, существуют аргументы в пользу сильного проявления четырехнуклонного механизма. В экспериментальных распределениях по эффективной массе в системе (dp, n) наблюдается резкий пик. Угловая корреляция (dp, n) так же, как и корреляция $(^3\text{He}, n)$ в реакции $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Li} + ^3\text{He} + n$, где установлено поглощение на ^4Li , сдвинута в область углов, меньших 160° (рис. 7). Тем не менее этих аргументов недостаточно для установления четырехнуклонного механизма поглощения π^- -мезонов. Однако из сравнения рассчитанных в данной работе спектров приведенных ширин (pp) -пар для схемы (а) и ^3He для схемы (б) с экспериментальными спектрами возбуждения ядер $^{10*}\text{Be}$ и $^{9*}\text{Be}$, соответственно, (рис. 11,10) следует, что двух- и трехнуклонные захваты мезонов возможны лишь в области энергий, где разрешен дальнейший распад этих ядер на ^8Li и другие частицы. Вклад этих участков спектров в полный спектр приведенных ширин для (pp) пар составляет 10%, а для ^3He - 5%, что говорит о подавлении этих механизмов. Решить вопрос о механизме поглощения π^- -мезонов на ассоциациях, соответствующих схемам (а), (б), (в), помогает расчет вероятностей поглощения π^- -мезонов различными ассоциациями.

Вероятность поглощения π^- -мезона на ассоциации X можно записать следующим образом:

теоретические расчеты.
 Fig. 10. Спектр возбужденных из-за остатка ${}^9\text{Be}^*$ He для реакции (2) $\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow \text{He} + {}^9\text{Be}^*$. Изотопы α - актиниды, Be - актиниды. Численные линии -



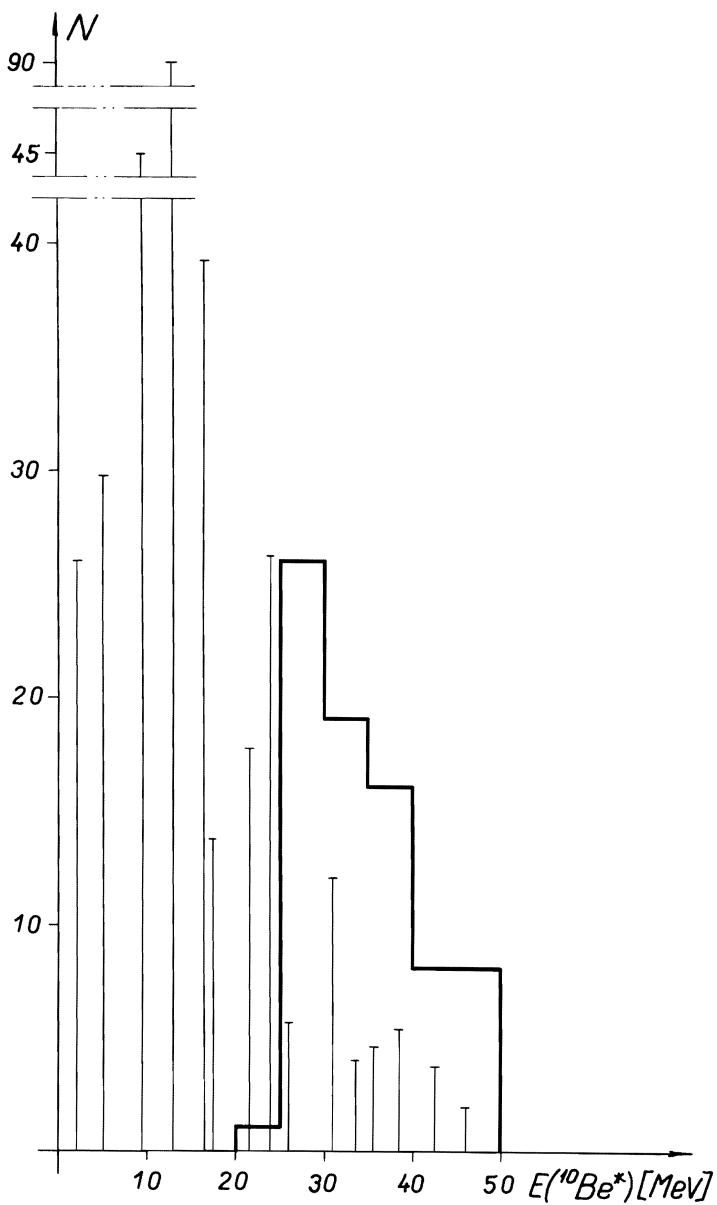


Рис. 11. Спектр возбуждений ядра-остатка $^{10*}\text{Be}$ для реакции (2) $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Li} + ^2\text{H} + ^1\text{H} + \text{n}$. Гистограмма - эксперимент. Сплошные линии - теоретический расчет.

$$W = \sum_{if, A} N_{if, A} (X) W_f (A - X \rightarrow C+D) W_{CB.}(\pi^- X),$$

где $N_{if, A}$ - эффективные числа ассоциации X в ядре A . Суммирование ведется только по тем уровням ядра-остатка, которые лежат выше порога развала ядра $A - X \rightarrow C + D$. $W_f (A - X \rightarrow C + D)$ - вероятность распада конечного ядра на частицы $C + D$. Остаточное ядро $A - X$ может распадаться разными способами на фрагменты $A_i + B_i$ в том числе и на $C + D$. Отсюда $W_f = \frac{\phi_f (C + D)}{\sum_i \phi_i (A_i + B_i)}$, где $\phi_f (C + D)$ - ширина распада $A - X \rightarrow C + D$, а $\sum_i \phi_i (A_i + B_i)$ - сумма частичных ширин всех конкурирующих каналов распада ядра-остатка с уровня f . Эффективные числа $N_{if, A}$ рассчитывались с использованием волновых функций в приближении $L-S$ связи /8,9/. При оценке $W_{CB.}(\pi^- X)$ использовались результаты работ /11,12,13/ и изотопическая инвариантность ядерных сил. Учитывалась также разница в размерах π^- -мезоатомов.

При рассмотрении двухнуклонного поглощения ассоциация выбиралась следующим образом: 1) пара протонов P -оболочки, 2) пара протонов: один из P - и второй из S -оболочки. Пары, образованные из двух протонов S -оболочки, не рассматривались ввиду того, что при таких возбуждениях ядра существует запрет по правилам отбора $SU(3)$ на образование 8Li в конечном состоянии /10/. В расчетах принималось, что размеры ассоциации 4Li такие же, как и α -частицы, хотя они имеют разные пространственные симметрии. Описанные выше оценки показывают, что двухнуклонный механизм поглощения подавлен примерно в 20 раз, а трехнуклонный - в 10 раз по сравнению с поглощением на 4Li . Возможно, что реальное подавление этих механизмов в 1,5+2 раза меньше. Такая переоценка связана с возможным занижением размеров виртуальной частицы 4Li .

Предыдущий анализ и результаты работ /1-6/ дают возможность утверждать, что во всех реакциях 1-5 таблицы 1 осуществляется, в основном, четырехнуклонное ${}^4\text{Li}$ поглощение π^- -мезонов ядрами ${}^{12}\text{C}$. Исходя из этого, можно объяснить также величины относительных вероятностей реакций 1-5, рассмотрев детали поглощения мезонов на ассоциации ${}^4\text{Li}$. Известно /12-15/, что поглощение на малонуклонной системе можно свести к парному поглощению. Рассмотрим вершину $\pi^- + {}^4\text{Li} \rightarrow \sum_{m \leq 4} a_m$. Подсистему ${}^4\text{Li}$ можно трактовать как систему с орбитальной симметрией, соответствующей схеме Юнга (31), то есть три нуклона в S и один в P-состоянии. Можно предположить, что в реакциях 1, 3, 5 осуществляется поглощение π^- -мезона на парах, находящихся в P-состоянии относительного движения, а в реакциях 2, 4 - в S-состоянии. Не учитывая взаимодействий в конечном состоянии /5/, вероятности реакций 1-5 можно записать следующим образом:

$$W_a = \int \sum_{if, \lambda} N_{if, \lambda} ({}^4\text{Li}) R^2 \left(\frac{q}{q_0} \right) |M^a(\pi^-, {}^4\text{Li})|^2 \times \\ \times \delta \left(\sum_m \vec{P}_m + \vec{q} \right) \delta \left(E_0 - \sum_m E_m - \frac{q^2}{2m_{8\text{Li}}} \right) \prod_m d^3 P_m dq,$$

где a - номер реакций 1-5, m относится к нумерации конечных частиц, Σ означает суммирование и усреднение по конечным и начальным спиновым состояниям, $E_0 = E_{\pi^-} - \Delta E$, где ΔE - энергия, необходимая для удаления ${}^4\text{Li}$ из ${}^{12}\text{C}$. Амплитуда M^a конкретизируется каналом. Например, для канала (1) $\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^2\text{H} + {}^2\text{H}$ предполагается поглощение на паре, находящейся первоначально в ${}^{33}\text{P}$ -состоянии.

Расчет показывает, что поглощение на парах, находящихся в S-состоянии относительного движения, на порядок более вероятно, чем на парах в P-состоянии.

$$W_1^P : W_3^P : W_5^P : W_2^S : W_4^S = 1:1,5:1,5:30:20.$$

Экспериментальные соотношения следующие:

$$W_1 : W_3 : W_5 : W_2 : W_4 = 1:1:1,6:15:12.$$

Видно, что рассчитанные значения удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами.

Для реакции 2 рассчитана угловая корреляция ($^2\text{H}, \text{np}$). Максимум находится при угле 120° . Это связано с движением ассоциации ^4Li в ядре ^{12}C , а также с кинематикой развала $\pi^- + ^4\text{Li} \rightarrow ^2\text{H} + \text{p} + \text{n}$.

Таким образом, на основании полученных результатов и исследований /1-6/ можно заключить, что для реакций с образованием ^8Li на углероде наиболее существенную роль играет захват π^- -мезонов четырехнуклонной ассоциацией (^4Li).

Пользуемся случаем выразить благодарность Н.С. Зеленской и проф. В.Г. Неудачину, проф. Т.Е.О. Эриксону, проф. Т.И. Копалейшвили за полезные обсуждения.

Один из авторов (Ж.-П.М.) благодарен академику Н.Н. Боголюбову и профессору В.П. Джелепову за предоставленную возможность работать в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЯФ, 6, 1151, 1967.
2. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, Ю.С. Чайка, Х.М. Чернев, В.А. Ярба. Препринт ОИЯИ Р1-4309, Дубна, 1969.

3. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, Ю.С. Чайка, Х.М. Чернев, В.А. Ярба. Препринт ОИЯИ, P1-4309, Дубна, 1969.
4. J.-P. Massue. Thesis. Strasbourg, 1964.
5. N.F. Golovanova, N.S. Zelenskaja, N. El-Nagar. Nucl.Phys., 113A, 13, 1968.
Н.С. Зеленская, Н. Эль-Нагар, В.А. Ярба. ЯФ, 7, 515, 1968.
6. Н.М. Агабабян, Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, Х.М. Чернев, П. Кюэр, Ж.-П. Массюэ, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. Препринт ОИЯИ, E1-4492, Дубна, 1969.
7. Н.Ф. Голованова, Н.С. Зеленская. ЯФ, 8, 274, 1968.
8. P. Beregi, N.S. Zelenskaja, V.G. Neudatchin, Yu.F. Smirnov. Nucl.Phys., 66, 513, 1966.
9. А.Н. Бояркина. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 371, 1969.
10. Н.С. Зеленская, Л. Майлинг, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов. ЯФ, 2, 427, 1965.
11. D.S. Koltun and A. Reitan. Phys.Rev., 155, 1139, 1967.
12. P.P. Divakaran. Phys.Rev., 139B, 387, 1965.
13. S.G. Eckstein. Phys.Rev., 139, 413, 1963.
14. Y. Sakamoto. Nucl.Phys., 87, 414, 1966.
15. T.I. Kopaleishwilli. Nucl.Phys., 1B, 335, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 апреля 1970 года.