

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



24/кн-74

Б-287

P1 - 8252

4925/2-74

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Л.Визирева, Г.Р.Гулкян,
Ф.Мирсалихова, В.М.Сидоров, Х.М.Чернев,
Р.А.Эрамжян

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $\mu^{-12} \text{C} + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 \text{He}^3 \text{Hn}\nu$

1974

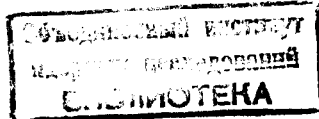
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 8252

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Л.Визирева,* Г.Р.Гулканян,
Ф.Мирсалихова,** В.М.Сидоров, Х.М.Чернев,***
Р.А.Эрамжян

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $\mu^{-12} \text{C} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{H} + \nu$

Направлено в ЯФ



-
- * Высший химико-технологический институт, София.
 - ** Ташкентский политехнический институт.
 - *** Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София.

При поглощении μ^- -мезонов сложными ядрами основным каналом реакций расщепления ядер является канал с испусканием нейтрона. Однако в легких ядрах наблюдается довольно большой ^{/1-3/} - доходящий в ряде случаев до 20% на акт захвата ^{/2,3/} - выход заряженных частиц. Теория ^{/4/} связывает образование заряженных частиц в легких ядрах главным образом со структурными особенностями состояний, формирующих гигантский резонанс при μ -захвате: возбуждение ядра в этих состояниях может передаваться не только нейтрону, но и протону или более сложной системе-фрагменту. На основе предположения о доминирующей роли состояний гигантского резонанса в работах ^{/4-6/} были сделаны теоретические предсказания об основных каналах расщепления ядер при захвате μ -мезонов и в ряде случаев рассчитаны характеристики / масса, заряд, энергетический спектр, угловые распределения / образовавшихся фрагментов. В частности, для ядра ^{12}C было показано ^{/5/}, что основным каналом с образованием заряженных частиц является захват μ^- -мезона по реакции



В предыдущей работе ^{/1/} нами были получены интегральные характеристики о вылете заряженных частиц из ядер C, N, O. Целью настоящей работы является исследование реакции /1/ и сравнение результатов эксперимента с теоретическими предсказаниями.

Отбор событий и оценка вероятности
реакции $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He} + \text{H} + \nu$

В эмульсионных камерах размером $10 \times 10 \times 6 \text{ см}^3$, облученных μ^- -мезонами, останавливающимися в середине камеры, при просмотре зоны остановок μ^- -мезонов шириной 3 см в Дубне и Софии было зарегистрировано 19377 σ -звезд / σ -звездой считалась остановка мезона, сопровождающаяся вылетом заряженных частиц, из которых хотя бы одна имела пробег $\geq 1\mu$ /. Примесь

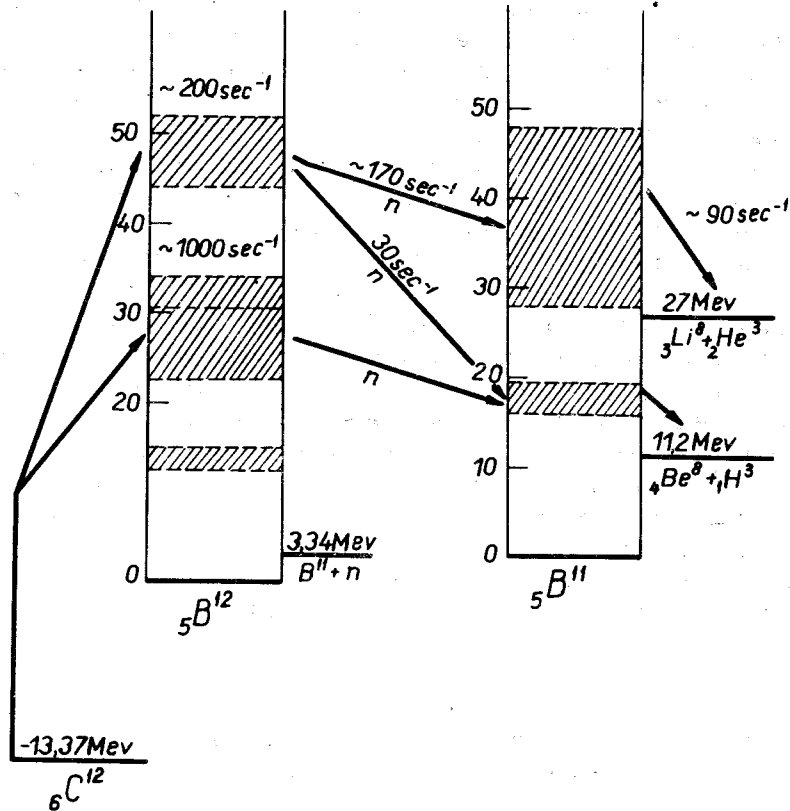


Рис. 1. Схема уровней возбуждения и развала ядер ${}^6\text{C}^{12}$ и ${}^5\text{B}^{11}$.

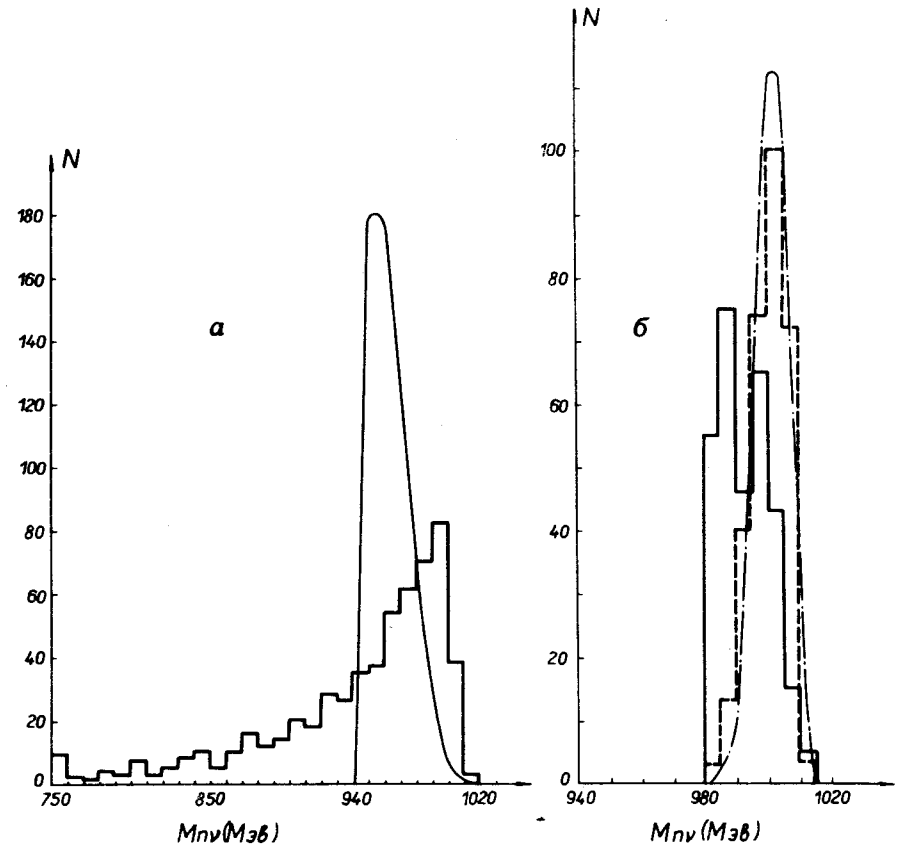


Рис. 2. Распределение по эффективной массе системы нейтрон-нейтрино. Сплошная гистограмма - эксперимент, сплошная кривая - фазовый объем, пунктир - расчет по схеме I, штрих-пунктир - расчет по схеме II.

σ -звезд от захвата π^- -мезонов составляет $0,1 \pm 0,2\%$. /Подробное описание постановки эксперимента и оценки примеси приведены в работе /1/ /.

При захвате μ^- -мезонов ядрами в фотозумльсии σ -звезды с тремя лучами составляют $5,2 \pm 0,4\%$ и в $89 \pm 2\%$ случаев образуются на легких /C, N, O/ ядрах /1/. Трехлучевые σ -звезды были просмотрены на микроскопе при большом /1350X/ увеличении для отбора

событий без видимого ядра отдачи и электрона в центре звезды. Для дальнейшего анализа было выделено и измерено 652 трехлучевых события.

В реакции $\mu^- {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{He} {}^4\text{He} {}^3\text{H} \nu$ наличие двух нейтральных частиц в конечном состоянии не позволяет провести кинематической идентификации событий по критерию χ^2 . Однако можно было использовать кинематическое ограничение, налагаемое законами сохранения энергии-импульса. Для этого каждое из 652 событий просчитывалось на ЭВМ по программе кинематического анализа ядерных реакций в фотозумльсии /7/ в предположении, что след заряженной частицы образован либо ${}^3\text{H}$, либо ${}^4\text{He}$, и проводился отбор по недостающей массе /эффективная масса нейтрон-нейтрино/ для реакции /1/. Если хотя бы одна из трех возможных комбинаций недостающей массы была $\geq 940 \text{ МэВ}$, то событие рассматривалось как возможное. Такому критерию удовлетворяло 527 событий. Пример распределения по эффективной массе двух нейтральных частиц для одной из кинематических комбинаций приведен на рис. 2а.

Большая часть энергии, выделяемой при захвате μ^- -мезонов ядрами, уносится нейтрино. С уменьшением энергии нейтрино /т.е. с увеличением энергии возбуждения ядерной системы/ вероятность процесса уменьшается по крайней мере как $E_\nu^4 = (m_\mu - \Delta E - E^*)^4$ /9/, где ΔE - разность масс ${}^{12}\text{B}$ и ${}^{12}\text{C}$, E^* - энергия возбуждения соответствующего уровня ${}^{12}\text{B}^*$ /здесь мы приняли, что промежуточное ядро ${}^{12}\text{B}^*$ образуется по реакции $\mu^- {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B}^* \nu$ /. Поэтому энергия возбуждения ядра ${}^{12}\text{B}^*$ практически не может превышать 50 МэВ /рис. 1/, и, следовательно, минимальная энергия нейтрино в реакции /1/ должна быть $\geq 40 \text{ МэВ}$ /т.е. эффективная масса $M_{\nu} \geq 980 \text{ МэВ}$ /. Таким образом, в дальнейшем отбирались события, для которых недостающая масса /хотя бы для одной из трех комбинаций/ была выше 980 МэВ . Таких событий было выделено 317 /рис. 2в/.

Выделенные события позволяют оценить верхнюю границу относительной вероятности исследуемой реакции.

Относительная вероятность реакции /1/ определялась по формуле

$$W_i = \frac{n_i}{N_{\text{ост}} \eta_{\text{ост}} \lambda_{\text{C}} \tau_m \epsilon_p},$$

где n_i - число отобранных событий; $N_{\text{ост}}$ - полное число остановок μ^- -мезонов в просмотренном объеме эмульсии; $\eta_{\text{ост}}$ - относительная частота атомного захвата μ^- -мезона ядрами углерода; λ_{C} - скорость захвата μ^- -мезона ядром углерода; τ_m - время жизни μ^- -мезона в ядре углерода; ϵ_p - эффективность регистрации событий реакции /1/, равная в нашем опыте $0,45 \pm 0,03$ /Значения коэффициентов $\eta_{\text{ост}}$, λ_{C} и τ_m приведены в работе /1/ /.

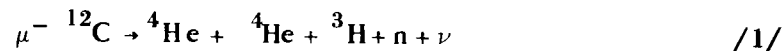
Получено, что

$$W(\mu^- {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{He} {}^4\text{He} {}^3\text{H} \nu) \leq 2,0 \pm 0,2 \cdot 10^{-2}.$$

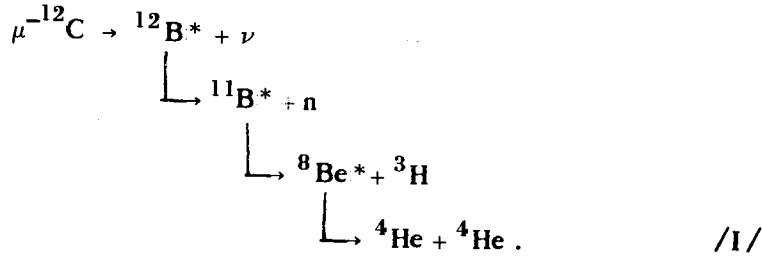
Механизм реакции $\mu^- {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{He} {}^4\text{He} {}^3\text{H} \nu$

В резонансной модели поглощения μ^- -мезонов сложными ядрами надпороговое возбуждение промежуточного ядра в области за гигантским резонансом объясняется заселением высоколежащих нуклонов из глубоких заполненных оболочек. В конкретном случае ядра ${}^{12}\text{C}$ такой механизм приводит к возбуждению промежуточного ядра ${}^{12}\text{B}$ в основном на уровне в интервале от 20 до 35 МэВ /рис. 1/. Интенсивность таких переходов предсказывается /5/ равной $\sim 2,7\%$ на акт захвата / $W \sim 1 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$ /.

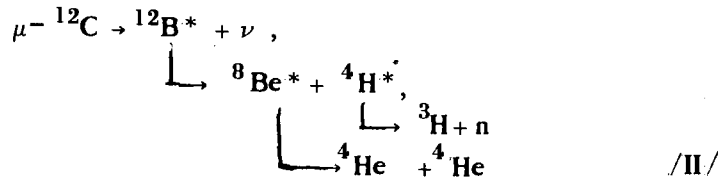
В промежуточном ядре /А, $z-1$ / нарушено соотношение между нейтронами и протонами, пороги распада на фрагменты лежат высоко, а нейтронный порог - низко. В результате высоколежащие состояния ядра ${}^{12}\text{B}$ должны распадаться преимущественно путем испускания нейтрона. В образовавшемся ядре ${}^{11}\text{B}$ пороги и вероятности развала ядра с испусканием нейтрона и фрагмента уже сравнимы и процесс



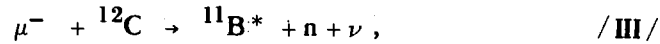
может протекать по схеме



Полный выход на акт захвата канала /1/ по схеме /1/ предсказывается ^{/5/} равным $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ /рис.1/. Вероятность механизма реакции /1/ без испускания нейтрона из промежуточного ядра ${}^{12}\text{B}^*$

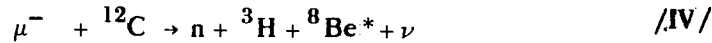


как будет показано в дальнейшем, значительно меньше. Реакция /1/ может протекать и посредством прямого выбивания нуклона из глубокой оболочки:



с последующим развалом ${}^{11}\text{B}^*$ по той же схеме, что и в /1/. Однако интенсивность такого процесса, как правило, на порядок меньше интенсивности процесса, идущего через промежуточные состояния ${}^{12}\text{B}$.

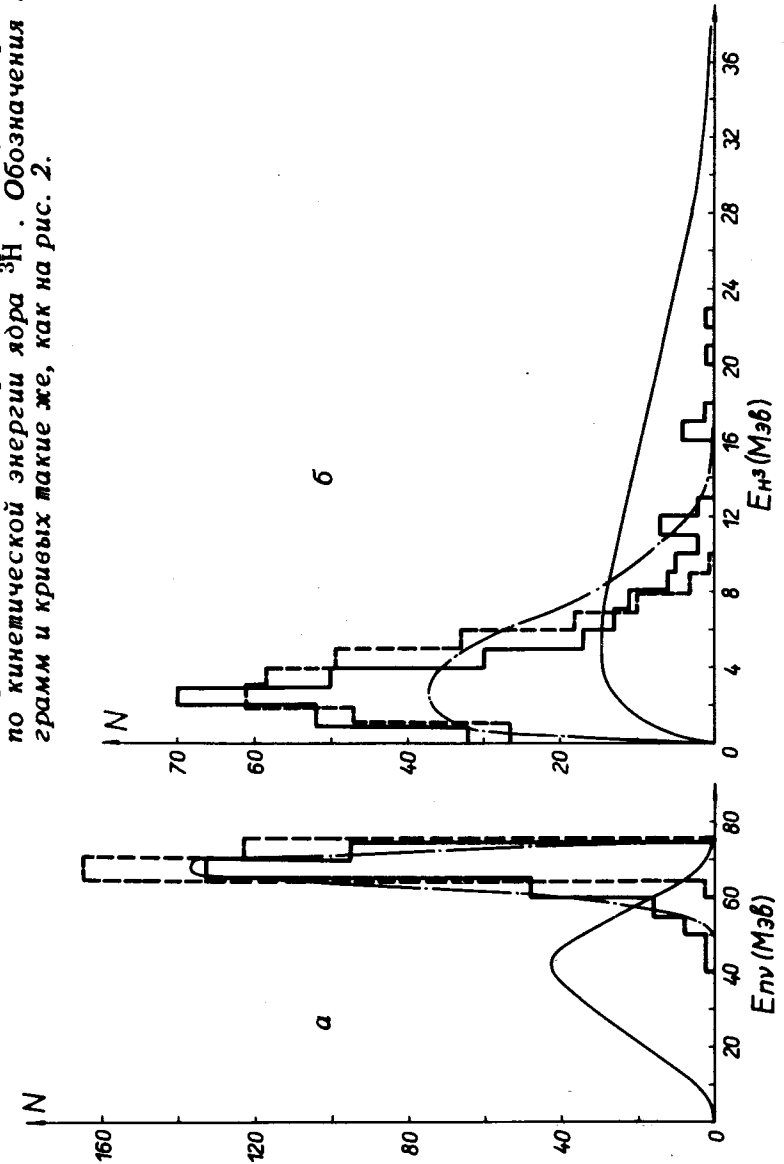
И, наконец, захват может произойти на α -частичном кластере в ядре ${}^{12}\text{C}$ по реакции



с образованием n и ${}^3\text{H}$ и с последующим развалом ${}^8\text{Be}^*$ на две альфа-частицы.

Для сравнения экспериментальных распределений с теоретическими расчетами по схемам I или II мы провели моделирование реакции в предположении, что

Рис. 3. а/ Распределение по суммарной кинетической энергии системы нейтрон-нейтрино. б/ Распределение по кинетической энергии ядра ${}^3\text{H}$. Обозначения гистограмм и кривых такие же, как на рис. 2.



каждый промежуточный двухчастичный процесс в схемах I и II происходит изотропно в собственной системе центра масс. Согласно этим схемам α -частицы образуются в результате развала возбужденного ядра ${}^8\text{Be}^*$ /с основного и первого возбужденного уровня 2,9 МэВ/, рис. 1. Распределения выбранных событий по эффективной массе двух заряженных частиц, действительно, показывают, что основная часть событий группируется в интервале масс /7454,3 ÷ 7458,3/ МэВ /здесь 7454,3 МэВ - масса ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии / ${}^8\text{Be}$ /. Для выбора одной из трех возможных комбинаций вторичных заряженных частиц использовался критерий минимального отклонения вычисленной эффективной массы ${}^8\text{Be}$ ($M_{\text{Be}}^{\text{Выч.}}$) от массы ядра ${}^8\text{Be}$ в основном или первом возбужденном состоянии: для выделенной комбинации разность $|M_{\text{Be}}^{\text{Выч.}} - M_{\text{Be}}^i|$ должна быть наименьшей из всех возможных /i соответствует основному или первому возбужденному /2, 90 МэВ/ состоянию/.

Экспериментальные распределения, полученные в результате такого отбора /сплошная гистограмма/, вместе с распределениями по фазовому объему /сплошная кривая/ представлены на рис. 2-5. Там же приведены результаты теоретических расчетов, полученные при моделировании реакции по схеме I /пунктир/ и по схеме II /штрихпунктир/.

В расчетах по схеме I брались следующие уровни возбуждения промежуточных ядер /см. рис. 1/: для ${}^{12}\text{B}^*$ - /25 ± 5/ МэВ, для ${}^{11}\text{B}^*$ - /18 ± 3/ МэВ, а для ${}^8\text{Be}^*$ - основной и первый возбужденные уровни /при этом учитывалась экспериментальная ошибка в определении эффективной массы двух α -частиц, примерно равная 1 МэВ/.

Сопоставление экспериментальных результатов с теоретическими расчетами показывает, что энергетические и угловые распределения вторичных частиц могут быть удовлетворительно описаны в предположении, что реакция идет по схеме I.

Однако в распределении по эффективной массе нейтральных частиц и в спектре возбуждения ${}^{11}\text{B}^*$ /эффективная масса трех заряженных частиц/ наблюдают-

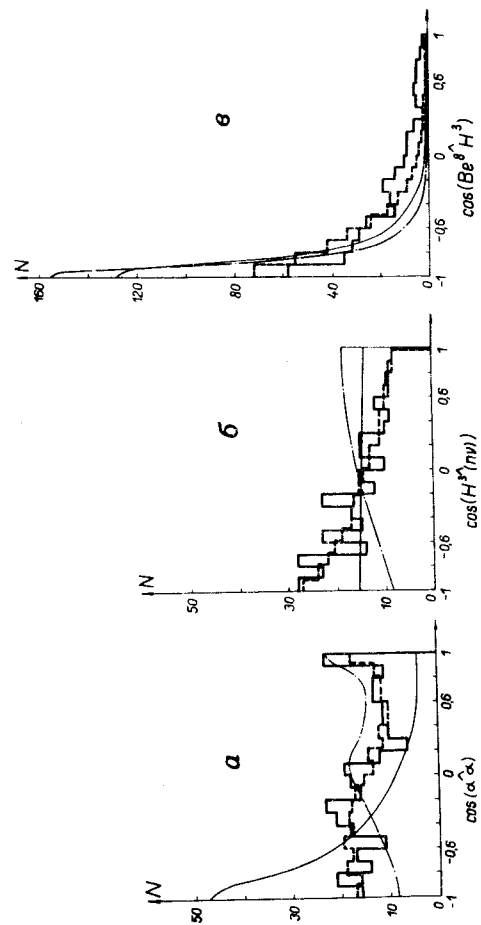


Рис. 4. Угловые распределения реакции /1/. Обозначения гистограмм и кривых такие же, как на рис. 2.

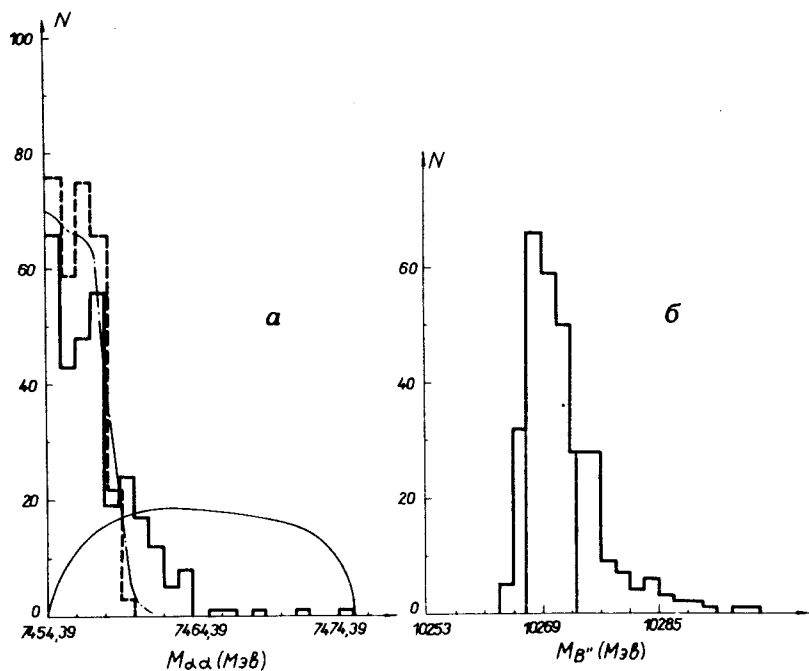


Рис. 5. а/ Распределение по эффективной массе двух α -частиц /по энергии возбуждения ${}^8\text{Be}^*$ /. б/ Распределение по эффективной массе трех заряженных частиц /по энергии возбуждения ${}^{11}\text{B}^*$ /. Обозначения гистограмм и кривых такие же, как на рис. 2.

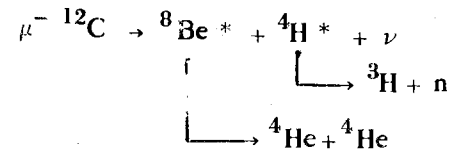
ся отличия: теоретическое распределение по эффективной массе нейтральных частиц заметно сдвинуто в сторону больших энергий, а в экспериментальном спектре возбуждения ${}^{11}\text{B}^*$, где максимум распределения хорошо совпадает с положением теоретически вычисленного уровня, имеется превышение в высокоэнергетической части. Принимая, что к рассматриваемой схеме может быть отнесена

часть событий, попавших в интервал /10267-10274/ МэВ энергетического спектра ${}^{11}\text{B}^*$, мы получили относительную вероятность реакции по схеме I:

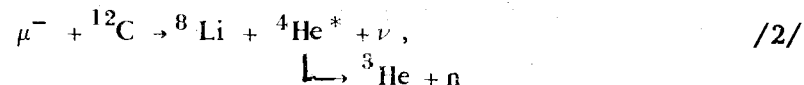
$$W = /1,1 \pm 0,1/ \cdot 10^{-2}$$

Эта величина не противоречит теоретической оценке относительной вероятности захвата μ^- -мезона углеродом по резонансной модели.

Рассмотрим теперь другие возможные механизмы реакции /1/. Возможная схема II:



близка к основной схеме процесса



рассмотренного нами в работе /9/, т.к. идет через состояния ядра ${}^4\text{H}$, являющиеся аналогом состояний ${}^4\text{He}^*$.

Теоретические распределения, полученные в предположении, что уровни возбуждения ${}^4\text{H}^*$ в реакции /1/ соответствуют аналогичным возбужденным состояниям ${}^4\text{He}^*$ /10,11/, представлены на рис. 2-5 штрих-пунктирной кривой. Расчеты по угловым корреляциям между двумя α -частицами с системой ${}^8\text{Be}$ и ${}^3\text{H}$ /рис. 4/ находятся в противоречии с экспериментальными данными. Это позволяет заключить, что реакция /1/ происходит по схеме II с вероятностью, значительно меньшей, чем по схеме I.

Другим возможным механизмом поглощения μ^- -мезона в ядре углерода может быть захват его малонуклонной ассоциацией в ядре /схема IV/. Например, в работе /9/, показано, что одним из возможных механизмов реакции $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^3\text{He} + \nu$ является захват μ^- -мезона ассоциацией (${}^4\text{Li}$). Относительная вероятность этой реакции порядка 10^{-3} .

Как было показано в работах ^{/12-15/}, аналогичный механизм имеет место при захвате π^- -мезонов ядрами углерода в реакциях $\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^3\text{He} + n$ /захват на ассоциации ${}^4\text{Li}$ / и $\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow 2 {}^4\text{He} + {}^3\text{H} + n$ /захват на ассоциации ${}^4\text{He}$ /. Теоретическое значение отношения вероятностей этих реакций, зависящее только от эффективных чисел ассоциации (${}^4\text{Li}$) и (${}^4\text{He}$) ^{/15/} хорошо согласуется с экспериментальным значением

$$R(\pi^-) = \frac{(\pi^- {}^{12}\text{C} \rightarrow 2 {}^4\text{He} {}^3\text{Hn})}{(\pi^- {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} {}^3\text{He} n)} \approx 5 \cdot 10^2.$$

В μ^- -захвате экспериментально найденное отношение относительных вероятностей /1/ и /2/ равно

$$R(\mu^-) = \frac{(\mu^- {}^{12}\text{C} \rightarrow 2 {}^4\text{He} {}^3\text{H} n \nu)}{(\mu^- {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} {}^3\text{He} n \nu)} \approx 10.$$

В предположении кластерного механизма захвата μ^- -мезонов это отношение определяется эффективными числами ассоциаций ${}^4\text{He}$ и ${}^4\text{Li}$ в ядре ${}^{12}\text{C}$ и вероятностями захвата μ^- -мезона этими ассоциациями. Разница в 50 раз между отношениями $R(\pi^-)$ и $R(\mu^-)$ в предположении кластерного механизма реакции указывает на то, что вероятность захвата μ^- -мезона ${}^4\text{Li}$ примерно в 50 раз превышает вероятность захвата μ^- -мезона ${}^4\text{He}$, что качественно согласуется с оценками по формуле Примакова ^{/16/}.

Для выяснения роли кластерного захвата μ^- -мезона в рассматриваемой реакции необходим детальный теоретический анализ этого механизма.

Заключение

1. Получена верхняя граница относительной вероятности реакции /1/:

$$W(\mu^- {}^{12}\text{C} \rightarrow 2 {}^4\text{He} {}^3\text{H} n \nu) \leq 2 \cdot 10^{-2}.$$

2. Рассмотрены возможные механизмы этой реакции. Показано, что относительная вероятность реакции $\mu^- {}^{12}\text{C} \rightarrow 2 {}^4\text{He} {}^3\text{H} n \nu$ по схеме I составляет $1,1 \pm 0,1 \cdot 10^{-2}$, что качественно согласуется с теоретической оценкой, следующей из резонансной модели.

3. Показано, что если основной вклад в реакцию $\mu^- {}^{12}\text{C} \rightarrow 2 {}^4\text{He} {}^3\text{H} n \nu$ и $\mu^- {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} {}^3\text{He} n \nu$ дает кластерный механизм, то захват μ^- -мезона малонуклонной ассоциацией ${}^4\text{Li}$ примерно в 50 раз вероятнее, чем ассоциацией ${}^4\text{He}$.

4. Проведенный анализ показал, что к реакции /1/ можно отнести примерно половину событий с испусканием трех заряженных частиц при захвате μ^- -мезонов легкими ядрами. Пока остается открытым вопрос, относится ли остальная часть событий преимущественно к какому-либо определенному каналу захвата μ^- -мезонов на ядрах углерода, азота или кислорода, протекающему со сравнительно высокой интенсивностью, или же эти события распределяются по нескольким каналам, имеющим небольшие вероятности. Сказанное относится также к событиям μ^- -захвата с испусканием двух и четырех заряженных частиц ^{/1/}. Этот вопрос требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Литература

1. Ю.А. Бамусов, С.А. Бунятов, Л. Визирева, Г.Р. Гулканян, Ф. Мирсалихова, В.М. Сидоров. Препринт ОИЯИ, P1-7063, Дубна, 1973.
2. В.И. Комаров, О.В. Савченко. ЯФ, 8, 415 /1968/.
3. S.E. Sobottka, E.L. Wills. Phys. Rev. Lett., 20, 596 (1968).
4. V.V. Balashov, R.A. Eramzhyan, N.M. Kabachnik et al. JINR, E4-4601, Dubna, 1969.
5. В.А. Вартамян, М.А. Жусупов, Р.А. Эрамжян. Известия АН СССР, 33, 2087 /1969/.
6. В.А. Вартамян, Р.А. Эрамжян. Вопросы атомной науки и техники. ХФТИ, 73-9, стр. 25 /1973/.
7. Н.М. Агабабян, Ю.А. Бамусов, С.А. Бунятов, Г.Р. Гулканян и др. Сообщение ОИЯИ, 10-5891, Дубна, 1971.
8. C.M. Lederer. Table of Isotopes, N.Y., 1967.
9. Ю.А. Бамусов, С.А. Бунятов, В.А. Вартамян, Г.Р. Гулканян и др. ЯФ, 14, 1206 /1971/.

10. C. Jacgot. These Universitede Strasbourg, 1971.
11. S.Fiarmán, W.E.Neyerliof. Nucl.Phys., A206, 1 (1973).
12. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. ЯФ, 6, 1151 /1967/.
13. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов и др. ЯФ, 10, 354 /1969/.
14. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов и др. ЯФ, 13, 283 /1971/.
15. Н.С.Зеленская, Н.Эль-Нагар, В.А.Ярба. ЯФ, 7, 515 /1968/.
16. А.О.Вайсенберг. Мю-мезон, стр. 200, Наука, Москва, 1964;
H.Primakoff. Rev.Mod.Phys., 31, 802 (1953).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 сентября 1974 года.