

ИСПУСКАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ЗАХВАТЕ МЮОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

Ю. А. Батусов, Р. А. Эраджян
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Систематизированы экспериментальные данные о вылете заряженных частиц при захвате мюонов атомными ядрами и рассмотрены возможности их теоретической интерпретации.

Experimental data are systematized on the charged particle emission in the muon capture by atomic nuclei and the possibilities of their theoretical interpretation are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В течение длительного времени одним из наиболее острых вопросов в ядерной физике был вопрос о механизме процесса поглощения мюонов атомными ядрами. Экспериментальное подтверждение идеи о доминирующей роли коллективных состояний ядер в этом процессе позволило понять и на единой основе объяснить основные закономерности процесса. В настоящее время вопросы механизма захвата уже не являются такими острыми и отходят на задний план, уступая место новым вопросам, выдвигаемым экспериментом: это описание энергетических спектров продуктов расщепления ядра (и в первую очередь нейтронов) при поглощении мюонов, их угловых распределений, вероятностей заселения различных состояний дочерних ядер и т. п. Такое смещение интересов не случайно. Описание процессов расщепления ядра глубоко затрагивает многие стороны ядерной структуры и механизмов реакции, что позволяет всесторонне проверить многие концепции, положенные в основу построения теории взаимодействия мюонов с атомными ядрами.

Среди различных каналов расщепления ядра при поглощении мюонов особое место занимают каналы с вылетом заряженных частиц. Вылет таких частиц не связан непосредственно с элементарным актом поглощения мюона и обусловлен наличием в ядре корреляций между нуклонами. С одной стороны, корреляции приводят к формированию в ядре различных коллективных

состояний. Через коллективные состояния типа гигантского резонанса идет преимущественно процесс поглощения мюонов. Распад этих состояний в ряде случаев приводит к испусканию заряженных частиц. Отсюда сразу же следует один из главных вопросов: в какой степени вылет заряженных частиц при захвате мюонов обусловлен распадом резонансных состояний?

С другой стороны, корреляции короткодействующего типа приводят к эффектам ассоциирования нуклонов в ядре. Взаимодействие мюонов с такими подсистемами более сложное и может приводить, как показывает опыт изучения других процессов, к проявлению особых каналов расщепления с вылетом нескольких скоррелированных между собой частиц.

Первая информация о наблюдении заряженных частиц при захвате мюонов атомными ядрами была получена давно — еще в опытах с космическими лучами [1]. Систематическое изучение этого процесса началось совсем недавно. К настоящему времени уже накоплена определенная экспериментальная и теоретическая информация [2], на основе которой можно систематизировать имеющиеся результаты и рассмотреть возможности их теоретической интерпретации. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫХОДА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ЗАХВАТЕ МЮОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

Одним из эффективных методов изучения поглощения мюонов атомными ядрами с вылетом заряженных частиц является метод ядерных фотоэмульсий. Его использование позволило определить

Таблица 1

Выход заряженных частиц на один акт захвата в ядерной фотоэмульсии

| Число остановок мюонов | Выход заряженных частиц, % | Литература |
|------------------------------|----------------------------|------------|
| $2,4 \cdot 10^4$ | 2,4 | [3] |
| $9,3 \cdot 10^4$ | $1,95 \pm 0,07$ | [4] |
| $\sim 1 \cdot 10^6$ | $1,94 \pm 0,11$ | [6] |
| $(2,74 \pm 0,14) \cdot 10^5$ | 3 | [5] |

вероятность событий с вылетом заряженных частиц и установить некоторые закономерности этого процесса [3—6]. Результаты измерений вероятности w_σ вылета заряженных частиц при захвате мюонов ядрами фотоэмульсии приведены в табл. 1. Они в целом согласуются друг с другом, а в двух случаях [4, 6] очень близки между собой. Среднее по этим двум измерениям значение равно $w_\sigma = (1,95 \pm 0,06)\%$. Несколько большее значение w_σ , приводимое в работах [3, 5], может быть связано с недостаточно точным учетом фоновых событий, обусловленных главным образом примесью π -мезонов в пучке мюонов. Такие примеси обычно малы.

Однако из-за того, что примерно 70% остановок μ -мезонов в фотоэмульсии сопровождается вылетом заряженных частиц [7], их результирующий вклад может оказаться большим.

Распределение σ -звезд* от захвата мюонов атомными ядрами приведено в табл. 2. Величина N_n/N есть отношение в процентах

Таблица 2
Лучевое распределение σ -звезд N_n/N , %, от захвата мюонов ядрами фотоэмульсии

| Число лучей n | | | | | Литература |
|-----------------|----------------|---------------|---------------|-----------------|------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | |
| 70,7 \pm 3,6 | 24,6 \pm 2,1 | 3,6 \pm 0,8 | 0,9 \pm 0,4 | 0,2 \pm 0,2 | [3] |
| 86,5 | 10,3 | 2,8 | 0,3 | 0,06 | [4] |
| 69,0 \pm 2,3 | 21,4 \pm 1,3 | 7,9 \pm 0,8 | 1,6 \pm 0,3 | 0,1 \pm 0,1 | [5] |
| 78,5 \pm 1,6 | 14,8 \pm 0,7 | 5,2 \pm 0,4 | 1,5 \pm 0,2 | 0,03 \pm 0,03 | [8] |

числа n -лучевых звезд к полному числу σ -звезд. Захвату мюона на легкой компоненте эмульсии (C, N и O) с вылетом одной заряженной частицы соответствует, как правило, двухлучевая σ -звезда, один из лучей которой образован ядром отдачи. Испускание еще одной тяжелой нейтральной частицы при определенных углах разлета может привести к такому распределению импульсов, при котором ядро отдачи окажется почти покоящимся. В этом случае, или подобном ему, захват мюонов на легкой компоненте эмульсии приведет к возникновению однолучевых звезд. Однако вероятность таких событий, конечно, невелика. Поэтому в первом приближении все наблюдаемые в эксперименте однолучевые σ -звезды можно отнести к захвату на тяжелой компоненте (Ag, W) фотоэмульсии [3, 4].

Вероятность событий, происходящих на каждой компоненте фотоэмульсии в отдельности, можно определить, если воспользоваться стандартными критериями [9] кулоновского барьера (как это проводилось в работе [5]) или электронов Оже** (см. работу [6]). Результаты обработки экспериментальных данных на основе этих критериев приводятся в табл. 3 и 4. Полный выход заряженных частиц от поглощения мюонов ядрами тяжелой компоненты

* Остановки мюона в эмульсии с последующим его поглощением атомными ядрами, в результате чего вылетают заряженные частицы, принято называть σ -остановками, а соответствующие звезды σ -звездами.

** Оба критерия также не являются строгими, что может приводить к небольшим неопределенностям при разделении событий.

Таблица 3

Относительная вероятность, %, образования n -лучевых звезд от захвата мюонов на легкой и тяжелой компонентах фотоэмульсии [6]

| Число лучей | Легкая компонента | Тяжелая компонента |
|-------------|-------------------|--------------------|
| 1 | 5,7±4,0 | 94,3±4,0 |
| 2 | 68,2±2,1 | 31,8±2,7 |
| 3 | 88,6±2,5 | 11,4±2,5 |
| 4 | 97,7±2,3 | 2,3±2,3 |
| Все звезды | 20,4±3,6 | 79,6±3,6 |

Таблица 4

Вероятность вылета заряженных частиц, %, на один акт захвата в тяжелой и легкой компонентах фотоэмульсии [6]

| Число лучей | Легкая компонента | Тяжелая компонента |
|-------------|-------------------|--------------------|
| 1 | 1,5±1,1 | 2,7±0,2 |
| 2 | 3,7±0,3 | 0,17±0,02 |
| 3 | 1,7±0,1 | 0,02±0,005 |
| 4 | 0,5±0,08 | ≤ 0,001 |
| Всего | 7,4±1,4 | 2,9±0,2 |

фотоэмульсии совпадает во всех измерениях и составляет около 3%. Иначе обстоит дело с легкой компонентой, для которой расхождения довольно существенны (табл. 5).

Испущенные заряженные частицы имеют небольшой пробег, в редких случаях превосходящий 2000—3000 $\mu\text{м}$ эмульсии (рис. 1). Поэтому разделение частиц по массам практически трудно осуществить. Несколько легче разделять частицы по заряду, однако это удалось осуществить только в одном случае [3]. Согласно результатам работы [3], захват на тяжелой компоненте эмульсии приводит главным образом к испусканию однозарядных частиц (2,2% на акт поглощения мюона). Остальные 0,5% приходится на

Таблица 5

Суммарный выход, %, заряженных частиц от захвата мюонов ядрами легкой и тяжелой компоненты фотоэмульсии

| Легкая компонента | Тяжелая компонента | Литература |
|-------------------|--------------------|------------|
| 12,9 | 2,7 | [3] |
| 15,6±2,3 | 3,1±0,4 | [5] |
| 7,4±1,4 | 2,9±0,2 | [6] |

α -частицу. Однозарядные частицы по массам при этом не удалось идентифицировать. Вероятность испускания однозарядных частиц в случае легкой компоненты оказалась равной 9,5%, а α -частиц — 3,4%.

Разделение однозарядных частиц по массам было осуществлено авторами работы [5]. Результаты соответствующего анализа приведены в табл. 6. Интересно отметить, что выход протонов и дейтронов в случае захвата на легкой компоненте оказался практически одинаков.

Использование эмульсионной методики оказалось довольно эффективным для изучения каналов с вылетом заряженных частиц

при поглощении мюонов атомными ядрами, входящими в состав эмульсии, и позволило получить разнообразную информацию как количественного, так и качественного характера о закономерностях таких процессов. Однако вся полученная информация

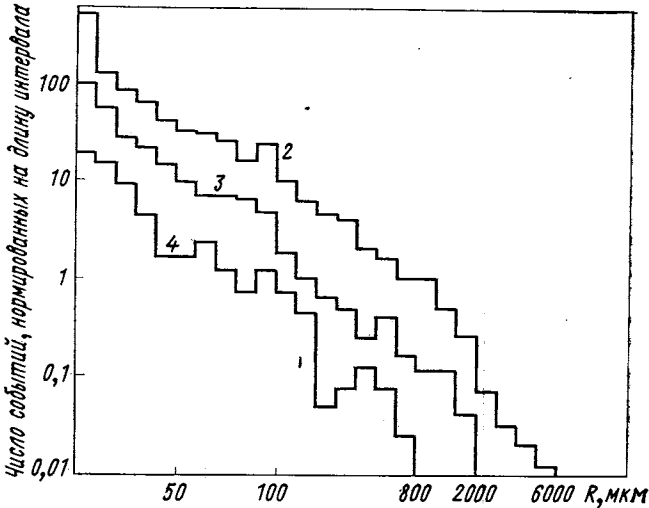


Рис. 1. Распределение заряженных частиц по пробегу R при захвате мюонов ядрами фотоэмульсии (2, 3, 4 — число лучей в звезде)

относится не к отдельному ядру, а к группе ядер. Для тяжелой компоненты (Ag, Br) это не очень существенно, так как в этой области ядер их индивидуальные особенности обычно сказываются

Таблица 6

Относительный выход, %, однозарядных частиц при захвате мюонов ядрами фотоэмульсии [5]

| Тип частиц | C, N и O | Ag и Br | Суммарный выход |
|------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| Протоны | $0,44 \pm 0,15$ | $0,86 \pm 0,06$ | $0,79 \pm 0,06$ |
| Дейтоны | $0,56 \pm 0,15$ | $0,14 \pm 0,06$ | $0,21 \pm 0,06$ |

очень слабо. Иначе происходит в случае легких ядер, где индивидуальные особенности их возбуждения зачастую определяют характер распада. Измерения с высокой точностью углов разлета заряженных частиц и их энергии с последующим кинематическим анализом позволили выделить ряд каналов и определить их

вероятность [10, 11]:

$$\left. \begin{aligned}
 &^{12}\text{C}(\mu^-, \nu)^8\text{Li} + \left\{ \begin{aligned}
 &^4\text{He}, & w < 2,6 \cdot 10^{-2}\%; \\
 &^3\text{He} + n, (0,11 \pm 0,02)\% < w < (0,16 \pm 0,02)\%;
 \end{aligned} \right\} \\
 &^{14}\text{N}(\mu^-, \nu)^8\text{Li}^6\text{Li}, w < (1,4 \cdot 10^{-2})\%; \\
 &^{16}\text{O}(\mu^-, \nu)^8\text{Li}^7\text{Be}n, w < (1,5 \cdot 10^{-2})\%; \\
 &^{12}\text{C}(\mu^-, \nu)2\alpha^3\text{H}n, w \leq (2,0 \pm 0,2)\%.
 \end{aligned} \right\} (1)$$

Измерение угловых корреляций продуктов реакций дало возможность в ряде случаев установить механизм процесса. Примеры такого анализа приведены на рис. 2 и 3. Характер угловой

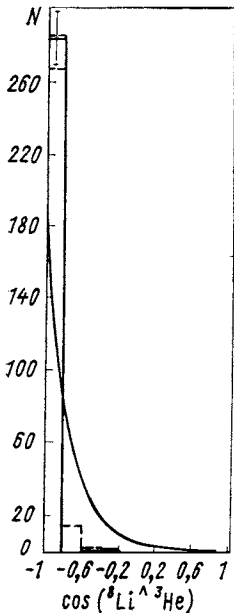
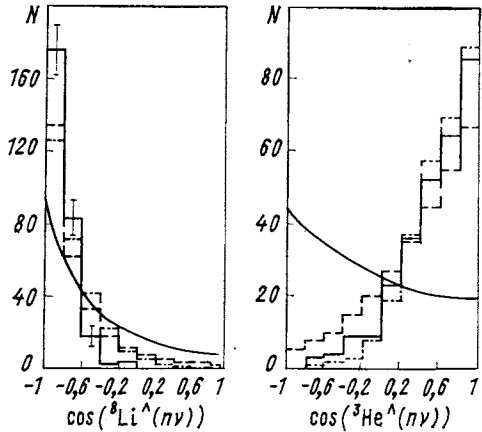


Рис. 2. Угловые корреляции в процессе $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu)^8\text{Li}^3\text{He} n$:

сплошная гистограмма — результаты измерения; сплошная кривая — фазовый об ем; пунктирная — результаты расчета по схеме $\mu\text{-}^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}^*\nu$ с последующей цепочкой распадов $^{12}\text{B}^* \rightarrow ^8\text{Li} + ^4\text{He}^*$, $^4\text{He}^* \rightarrow ^3\text{He} + n$; штрих-пунктирная — результаты расчета в предположении о кластерном характере (^4Li) поглощения мюона



корреляции между ^3He и нейтральными частицами в реакции $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu)^8\text{Li}^3\text{He} n$ свидетельствует о том, что n и ^3He образуются в результате развала $^4\text{He}^*$ (см. рис. 2).

Использование методик, которые позволяют исследовать процессы с вылетом заряженных частиц на отдельных изотопах, существенно дополняет информацию, полученную с помощью фотоэмульсионной методики. Хотя такие систематические исследования пока отсутствуют, некоторая информация уже накоплена.

Использование камерной методики дало возможность исследовать канал с вылетом заряженных частиц в неоне. С этой целью

использовалась в одном случае жидководородная камера с малой примесью неона [12], а в другом — изотропная разрядная камера, наполненная неонам при атмосферном давлении [13]. Первый метод позволял регистрировать только те события, в которых образовывалась быстрая заряженная частица. Вероятность их выхода

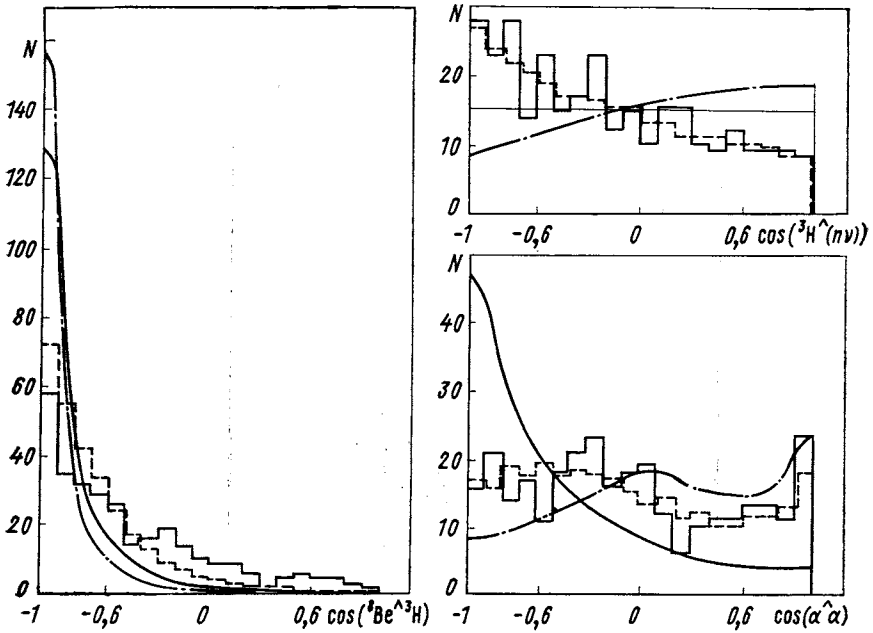


Рис. 3. Угловые корреляции в процессе $^{12}\text{C} (\mu^-, \nu)^4\text{He}^4\text{He}^3\text{H} n$:

сплошная гистограмма — результат измерения; сплошная кривая — фазовый объем; пунктирная — расчет по схеме $\mu\text{-}^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}^* \nu$ с последующей цепочкой распадов $^{12}\text{B}^* \rightarrow ^{11}\text{B}^* + n$, $^{11}\text{B}^* \rightarrow ^8\text{Be}^* + 3\text{H}$, $^8\text{Be}^* \rightarrow ^4\text{He} + ^4\text{He}$; штрих-пунктирная — результат расчета по той же схеме, но с цепочкой распадов $^{12}\text{B}^* \rightarrow ^8\text{Be}^* + ^4\text{H}^*$, $^4\text{H}^* \rightarrow ^3\text{H} + n$, $^8\text{Be}^* \rightarrow ^4\text{He} + ^4\text{He}$

оказалась равной $(3,2 \pm 0,5)\%$. Второй метод позволял регистрировать заряженные частицы в широком интервале энергий, начиная с пробегов равных пробегу протона с энергией $1,1 \text{ Мэв}$. В этом случае вероятность оказалась значительно большей и составила $(20 \pm 4)\%$. Из сопоставления этих двух результатов измерения следует, что заряженные частицы, образующиеся при захвате мюонов неона, имеют преимущественно малую энергию. Разделение частиц по заряду и массе в обоих случаях не проводилось.

В случае ядра ^{28}Si выход заряженных частиц [14] также довольно велик $(15 \pm 2)\%$. В эксперименте разделение частиц не проводилось, однако авторы полагают, что преимущественно вылетают

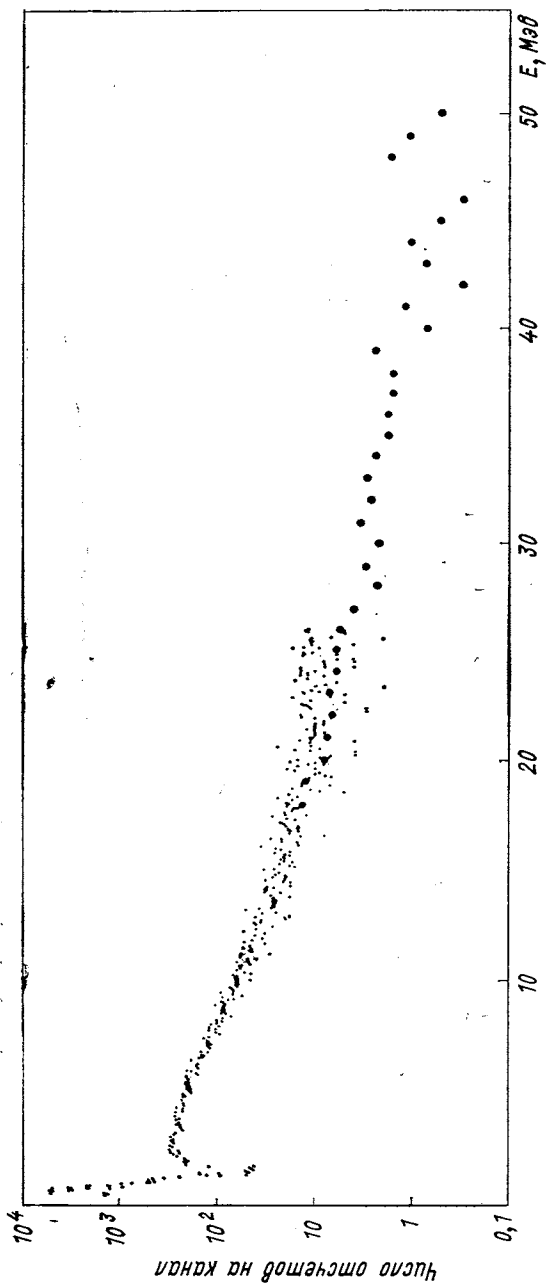


Рис. 4. Энергетический спектр заряженных частиц (предположительно протонов) при захвате мюонов ядром ^{28}Si в области $E < 20 \text{ Мэв}$ [14] и в области $E > 20 \text{ Мэв}$ [15]

протоны. Исходя из этого предположения проводилась обработка спектра вылетевших частиц, для измерения которого использовалась система Si(Li), являющаяся одновременно и мишенью и детектором. Результирующий спектр приведен на рис. 4. В нем четко прослеживаются максимум при энергии 2,5 Мэв и последующий экспоненциальный спад.

Высокоэнергетическая часть спектра заряженных частиц детально анализировалась в работе [15]. Использование системы

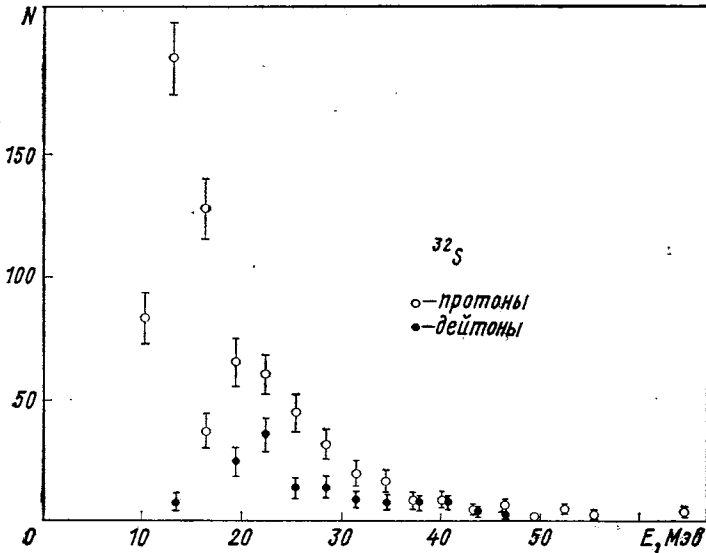


Рис. 5. Энергетический спектр протонов и дейтронов при захвате мюонов ядром ^{32}S [15]

полупроводниковых детекторов дало возможность разделить частицы по заряду и массе и измерить их энергию. Измерения проводились для четырех ядер: Si, S, Ca и Cu. Используемая методика позволяла регистрировать только высокоэнергетическую часть спектра: протоны с $E > 15$ Мэв, дейтроны с $E > 18$ Мэв и ядра трития с $E > 24$ Мэв. Измерения проводились для нескольких значений пороговой энергии. Результаты сведены в табл. 7 и приведены на рис. 5.

Для этой части спектра характерно следующее:

1) чем больше масса заряженной частицы, тем меньше вероятность ее вылета; в спектре практически присутствуют только протоны и дейтроны;

2) с увеличением заряда Z ядра-мишени доля дейтронов в общем выходе заряженных частиц падает;

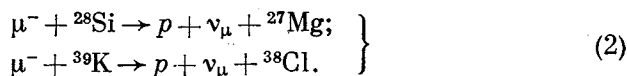
Вероятности вылета быстрых протонов, дейтонов и ядер трития,

| Пороговая энергия, Мэв | $^{28}\text{Si}_{14}$ | | | $^{32}\text{S}_{16}$ | | |
|------------------------|-----------------------|-----------------|-----------------|----------------------|-----------------|-----------------|
| | <i>p</i> | <i>d</i> | <i>t</i> | <i>p</i> | <i>d</i> | <i>t</i> |
| 15 | $0,88 \pm 0,06$ | — | — | $1,15 \pm 0,09$ | — | — |
| 18 | $0,64 \pm 0,05$ | $0,33 \pm 0,03$ | — | $0,78 \pm 0,07$ | $0,34 \pm 0,04$ | — |
| 24 | $0,33 \pm 0,03$ | $0,15 \pm 0,02$ | $0,02 \pm 0,01$ | $0,42 \pm 0,05$ | $0,17 \pm 0,03$ | $0,04 \pm 0,01$ |
| 42 | $0,04 \pm 0,01$ | $0,02 \pm 0,01$ | — | $0,06 \pm 0,01$ | $0,01 \pm 0,01$ | — |

3) выход протонов имеет максимум в области кальция $Z = 20$;

4) энергетические спектры заряженных частиц простираются до 50—60 Мэв и характеризуются плавной экспоненциальной зависимостью. В пределах погрешностей измерения спектры протонов из ядер S и Ca согласуются со спектрами нейтронов, измеренными в работе [16], но довольно сильно отличаются от спектров, приводимых в работах [17].

Использование радиохимического метода позволило определить вероятность вылета одного протона с образованием дочернего ядра в подпороговых состояниях в реакциях

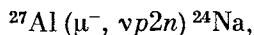


Задача облегчалась тем, что оба ядра ${}^{27}\text{Mg}$ и ${}^{38}\text{Cl}$ являлись долгоживущими. Относительная вероятность каналов (2) оказалась довольно большой [18]:

$$w_p({}^{28}\text{Si}) = (5,3 \pm 1,0)\%; \quad (3)$$

$$w_p({}^{39}\text{K}) = (3,2 \pm 0,6)\%. \quad (3a)$$

Сопоставив результаты двух экспериментов [14] и [18], можно прийти к следующему выводу: если основной канал с вылетом заряженных частиц при поглощении мюонов ядром ${}^{28}\text{Si}$ — протонный, то большая часть протонов сопровождается вылетом нейтронов. Такой канал зафиксирован радиохимическим методом в процессе [19]



и его вероятность равна $(3,5 \pm 0,8)\%$. Вылет более сложных образований (α -частиц) был зафиксирован при захвате на ядрах Ni [мишень состояла из естественной смеси изотопов ${}^{58}\text{Ni}$ (67,8%) и ${}^{60}\text{Ni}$ (26,2%)]; при суммарной интенсивности 5% (табл. 8) основным оказался канал ${}^{58}\text{Ni}(\mu^-, \nu\alpha) {}^{54}\text{Mn}$ $(1,9 \pm 0,2)\%$.

Таблица 7

в %, на акт захвата в ядрах $^{28}_{14}\text{Si}$, $^{32}_{16}\text{S}$, $^{40}_{20}\text{Ca}$ и $^{64}_{29}\text{Cu}$.

| $^{40}_{20}\text{Ca}$ | | | $^{64}_{29}\text{Cu}$ | | |
|-----------------------|-----------------|-----------------|-----------------------|-----------------|-------------------|
| <i>p</i> | <i>d</i> | <i>t</i> | <i>p</i> | <i>d</i> | <i>t</i> |
| $1,30 \pm 0,11$ | — | — | $0,60 \pm 0,07$ | — | — |
| $0,94 \pm 0,08$ | $0,26 \pm 0,04$ | — | $0,46 \pm 0,06$ | $0,10 \pm 0,03$ | — |
| $0,48 \pm 0,06$ | $0,19 \pm 0,03$ | $0,02 \pm 0,01$ | $0,27 \pm 0,05$ | $0,08 \pm 0,03$ | $0,005 \pm 0,005$ |
| $0,06 \pm 0,02$ | $0,02 \pm 0,01$ | — | $0,04 \pm 0,02$ | $0,02 \pm 0,01$ | — |

Детектирование γ -излучения при высвечивании возбужденных состояний дочерних ядер и последующая расшифровка спектров излучения (γ -спектрометрия) также позволяют в значительной степени восстановить конечные продукты реакции поглощения мюонов и определить относительную интенсивность различных каналов. Заметим, что такая методика в принципе не позволяет

Таблица 8

Вероятность вылета заряженных частиц при захвате мюонов ядрами никеля (естественная смесь) с образованием дочерних ядер в возбужденном состоянии

| Канал | Выход, % | Метод |
|--|--|------------------------------|
| ^{58}Ni (μ^- , νpn) ^{56}Fe (2^+ , $E = 847$ кэв) | $9,3 \pm 1,1$ | γ -Спектрометрия [20] |
| ^{58}Ni (ν^- , $\nu\alpha$) ^{54}Mn * ^{58}Ni (μ^- , $\nu\alpha$) ^{52}Mn * ^{60}Ni (μ^- , νp) ^{59}Fe * Другие каналы | $1,9 \pm 0,2$ $0,56 \pm 0,06$ $0,12 \pm 0,01$ 1,5 | Радиохимический [19] |
| ^{56}Fe (μ^- , νpn) ^{54}Cr (2^* , $E = 835$ кэв) | $2,9 \pm 0,6$ | γ -Спектрометрия [20] |

получить данные о заселении основных состояний дочерних ядер, но во многих случаях это не приводит к потере информации, так как спин основного состояния дочернего ядра довольно большой, и поэтому оно заселяется с малой вероятностью.

В качестве примера на рис. 6 приведена схема уровней дочерних ядер, образующихся в результате захвата мюонов ядром ^{40}Ca . Основной канал реакции поглощения мюонов, естественно, связан с образованием ядра ^{39}K в различных состояниях. В то же

самое время в экспериментах [21, 22] наблюдаются линии, соответствующие γ -переходам в ядрах ^{39}Ar , ^{38}Ar и ^{38}Cl , которые могут образоваться только в том случае, если в процессе μ -захвата вылетает заряженная частица. Вероятности возбуждения состояний этих ядер, полученные в результате дешифровки γ -спектров, приведены в табл. 9.

Большое количество γ -переходов и их каскадный характер приводят зачастую к наложению линий, что значительно затрудняет расшифровку спектров. Это является одной из основных

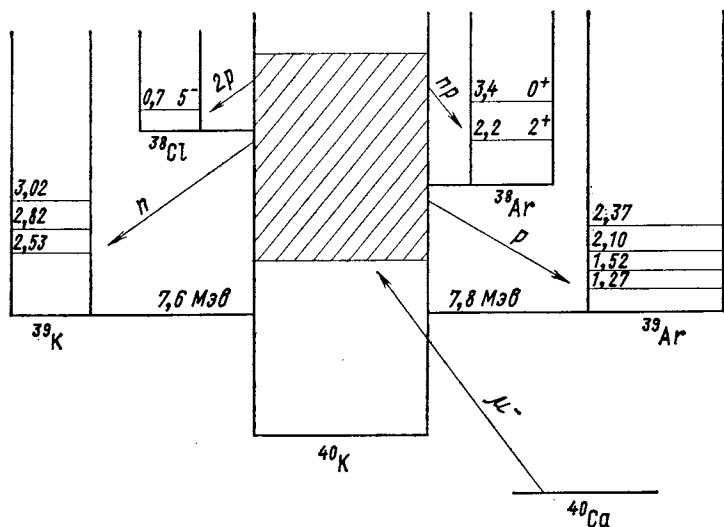


Рис. 6. Схема уровней дочерних ядер, образующихся в результате захвата мюонов ядром ^{40}Ca

причин расхождения результатов анализа измерений на одном и том же ядре, представляемых разными экспериментальными группами (это уже видно по данным, приводимым в табл. 9). Результаты измерений выхода γ -квантов из ядер Ar и Cl свидетельствуют о заметном вкладе канала с вылетом заряженных частиц в процессе расщепления ядра ^{40}Ca мюонами.

Аналогичные результаты получены и при исследовании поглощения мюонов ядрами ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{56}Fe , ^{58}Ni (см. табл. 8, 10). Эти измерения подтверждают результаты, полученные прямым методом. Характерно, что вероятность вылета только одного протона равна или даже меньше вероятности вылета протона в сопровождении одного или нескольких нейтронов.

Для ряда нечетных ядер в области массовых чисел $A = 45 \div 93$ (^{45}Sc , ^{55}Mn , ^{59}Co и ^{93}Nb) γ -спектроскопия [24] дает интенсивность

Таблица 9

 Вероятность образования возбужденных состояний ядер ^{39}K , ^{39}Ar , ^{38}Ar и ^{38}Cl при захвате мюонов ядром ^{40}Ca

| Дочернее ядро | E^* , Мэв | J^π | Вероятность образования, % | |
|--|-------------|------------------|----------------------------|---------|
| | | | [22] | [21] |
| $^{39}\text{Ar}^*$ | 1,27 | 3/2 ⁻ | 1,0±0,3 | 2,2±0,9 |
| | 1,52 | 3/2 ⁺ | 2,6±0,6 | 0,4±0,3 |
| | 2,10 | — | 0,7±0,2 | — |
| | 2,37 | 1/2 ⁺ | 0,5±0,2 | — |
| | 2,43 | — | 0,76±0,13 | — |
| | 3,26 | — | 0,32±0,19 | — |
| Суммарный выход | — | — | 5,9 | 2,3 |
| $^{38}\text{Ar}^*$ | 2,17 | 2 ⁺ | 3,1±0,4 | 6±3 |
| | 3,38 | 0 ⁺ | 0,94±0,16 | — |
| | 3,81 | 3 ⁻ | 1,52±0,15 | — |
| | 3,94 | 2 ⁺ | 1,2±0,3 | — |
| Суммарный выход | — | — | 6,8 | — |
| $^{38}\text{Cl}^*$ | 1,31 | 4 ⁻ | 1,05±0,17 | — |
| Суммарный выход в возбужденных состояниях ядра ^{39}K | — | — | 13 | 20 |

Таблица 10

 Вероятность вылета заряженных частиц при захвате мюонов ядрами ^{24}Mg и ^{28}Si с образованием дочерних ядер в возбужденном состоянии

| Канал | Выход, % | |
|--|----------|---------|
| | [23] | [21] |
| $^{24}\text{Mg}(\mu^-, \nu p) ^{23}\text{Ne}^*$ | 0,7 | — |
| $^{24}\text{Mg}(\mu^-, \nu np) ^{22}\text{Ne}^* (E=1247 \text{ кэв})$ | 4,4±0,6 | — |
| $^{24}\text{Mg}(\mu^-, \nu p2n) ^{21}\text{Ne}^* (E=350 \text{ кэв}, 5/2^+)$ | 2,5±0,3 | — |
| Полный выход $^{19}\text{F}^*$ | 3,4 | — |
| $^{24}\text{Mg}(\mu^-, \nu 3p, 3n) ^{18}\text{O}^* (E=1979 \text{ кэв})$ | 1,9±1,0 | — |
| $^{28}\text{Si}(\mu^-, \nu p) ^{27}\text{Mg}^* (E=984 \text{ кэв}) 3/2^+$ | 1,9±0,2 | 0,4±1,0 |
| $^{28}\text{Si}(\mu^-, \nu pn) ^{26}\text{Mg}^*$ | 10±1 | — |
| В том числе $^{26}\text{Mg}^* (E=2940 \text{ кэв})$ | 3,2±0,5 | 2,7±1,8 |

канала с вылетом заряженных частиц, не превышающую 1%. В случае более тяжелых ядер заряженные частицы либо не наблюдаются [25] (^{151}Eu , ^{153}Eu), либо их выход не превышает [24, 26] 1—2% (^{127}I , ^{209}Bi , ^{142}Ce , ^{140}Ce , ^{138}Ba и ^{120}Sn).

2. НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОЦЕССА ПОГЛОЩЕНИЯ МЮОНОВ С ИСПУСКАНИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Из всей совокупности экспериментальных данных можно выявить ряд общих закономерностей, присущих процессу захвата мюонов с испусканием заряженных частиц. Интегральный выход заряженных частиц из ядер $1p$ -оболочки ($^{12}\text{C} - ^{16}\text{O}$) составляет около 10%. В ядрах ($2s - 1d$)-оболочки ($^{20}\text{Ne} - ^{40}\text{Ca}$) вклад этого канала увеличивается и достигает 15—20%. Почти на таком же уровне сохраняется выход заряженных частиц и в случае несколько более тяжелого четно-четного ядра ^{58}Ni . Однако уже для нечетных ядер в данной области массовых чисел A эти значения резко уменьшаются. В ядрах Vg и Ag , входящих в состав фотоэмульсии, выход заряженных частиц составляет 2,9%, в ядрах с массовым числом $A > 100$ он не превышает 1—2%. Максимум выхода приходится на ядра в области ^{40}Ca .

Спектр заряженных частиц преимущественно мягкий. Это скорее всего свидетельствует о том, что механизм вылета заряженных частиц связан со вторичными процессами, протекающими в возбужденном промежуточном ядре.

Высота кулоновского барьера для ядер с массовым числом $A = 60$ достигает 8 $M\text{эв}$, что сильно препятствует вылету медленных вторичных частиц, если они заряжены. Поэтому естественно, что выход заряженных частиц в результате μ -захвата в тяжелых ядрах мал.

Вклад жесткой компоненты в полный спектр заряженных частиц мал и не превышает 2—3%. Выход высокоэнергетических частиц также имеет максимум в области ядер с $Z = 20$.

Высокоэнергетическая компонента может быть либо обусловлена кластерным механизмом захвата (квазидейтонным, бипротонным, α -частичным и т. п.), либо связана с эффектом последующего перерассеяния образующихся в результате прямого процесса захвата быстрых нейтронов.

В легких и средних ядрах вылет заряженной частицы довольно часто сопровождается испусканием одного или нескольких нейтронов. Испускание двух или нескольких нуклонов характерно для кластерного механизма захвата, при этом хотя бы одна вылетевшая частица должна быть быстрой. Вторичные процессы в промежуточном ядре также могут приводить к испусканию нескольких

частиц, но в этом случае они скорее всего будут мягкими. Поэтому для выявления механизма такого процесса необходимо исследовать энергетические и угловые характеристики вылетающих частиц.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ПОГЛОЩЕНИЯ МЮОНОВ С ИСПУСКАНИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Процесс поглощения мюонов атомными ядрами идет преимущественно через возбуждение коллективных состояний типа гигантских резонансов. Распад состояний гигантского резонанса приводит к формированию основной части нейтронного спектра. Теория, созданная для описания явления резонансного поглощения мюонов, позволяет охватить широкий круг вопросов, связанных с распадом коллективных состояний с вылетом нейтронов: форму спектра, абсолютный выход, заселение состояний дочернего ядра. Поэтому, естественно, выход заряженных частиц можно также связать со способом распада состояний гигантского резонанса [27].

Гигантский резонанс формируется из нескольких групп переходов. Схематически это показано на рис. 7. Одна группа связана с возбуждением нуклонов из внешней оболочки и формирует основную ветвь возбуждения (за исключением немногих случаев, когда внешняя оболочка только начала заполняться). Другая группа переходов вызвана возбуждением нуклонов, находящихся на глубокосвязанных оболочках. Эти переходы формируют высокоэнергетическую ветвь спектра поглощения. Энергетическая щель, возникающая между двумя ветвями, обусловлена большой разницей в значениях энергии перехода из внутренних и внешних оболочек. Такое свойство гигантского резонанса в фотоядерных реакциях было замечено давно и получило название конфигурационного расщепления [28] (см. также работу [29]).

Конфигурационное расщепление должно проявляться и в процессах поглощения мюонов, но при этом возникает особенность, связанная с характером энергетической зависимости вероятности возбуждения состояний промежуточного ядра ($A, Z - 1$): в фотоядерных реакциях сечение дипольного фотопоглощения пропорционально энергии γ -кванта, т. е. энергии возбуждения E^* уровня, тогда как в реакции μ -захвата вероятности возбуждения уровней, обусловленные переходами первого запрета (эти переходы

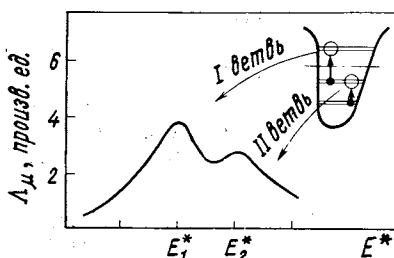


Рис. 7. Схема формирования состояний гигантского резонанса

формируют основную часть спектра поглощения в легких и средних ядрах), практически пропорциональны величине $E_V^4 = \{m_\mu - (E^* - E_0)\}^4$, которая быстро убывает с ростом E^* . Это означает, что если в процессах μ -захвата нет усиления возбуждения высокоэнергетической ветви за счет аксиального тока, то она будет довольно слабой. В ядрах середины и конца $1p$ -оболочки такого усиления нет и на долю высокоэнергетической части спектра поглощения приходится малая часть полной вероятности захвата. Теоретический анализ спектра возбуждения ядерной системы при поглощении мюонов атомными ядрами $1p$ -оболочки показывает, что гигантский резонанс в таких ядрах очень широк

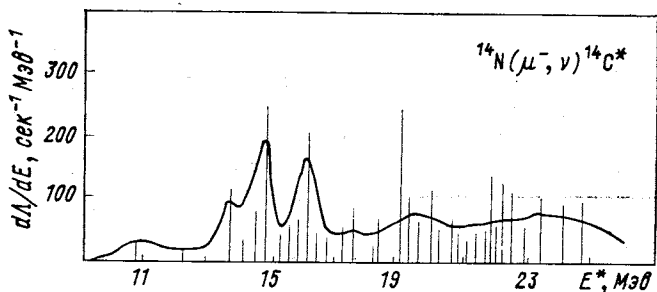


Рис. 8. Спектр возбуждения ядерной системы при захвате мюонов ядром ^{14}N

и охватывает область от 10 до 25—30 Mэв и выше. Типичный пример резонанса при захвате мюонов ядрами $1p$ -оболочки приведен на рис. 8 на примере реакции $[30] \mu^- + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{14}\text{C}^* + \nu$. Отметим, что на высокоэнергетическую часть спектра ($E^* \geq 23 \text{ Mэв}$) приходится в данном случае около 3% полной вероятности захвата.

В ядрах ($2s - 1d$)-оболочки имеет место усиление высокоэнергетической ветви возбуждения за счет перехода $1p_{3/2} - 1d_{3/2}$ из глубокой $1p$ -оболочки, обусловленного преимущественно аксиально-векторным током [31]. В результате такой специфики возбуждения на высокоэнергетическую часть спектра приходится около 15% интенсивности. Приведем в качестве примера в табл. 11 основные переходы и структуру состояний, формирующих гигантский резонанс в реакции $\mu^- + {}^{32}\text{S} \rightarrow {}^{32}\text{P} + \nu$. В противоположность ядрам $1p$ -оболочки в данном случае в спектре возбуждения четко прослеживается усиление высокоэнергетической ветви.

В рамках использованного микроскопического подхода, основанного на модели оболочек, приведенной выше качественной картине возбуждения гигантского резонанса адекватная следующая схема. Пусть $(n_1 j_1)$ — последняя полностью заполненная оболочка с числом частиц k_1 , а $(n_2 j_2)$ — внешняя оболочка, на которой нахо-

Таблица 11

 Вероятность возбуждения резонансов и их структура при захвате мюонов ядром ^{32}S

| Структура резонанса | E^* (32P), Мэв | Вероятность, 10^4 сек^{-1} | Относитель- ная вероят- ность, % | Структура резонанса | E^* (32P), Мэв | Вероятность, 10^4 сек^{-1} | Относитель- ная вероят- ность, % |
|---|---------------------|---|--|---|---------------------|---|--|
| $1d_{5/2}^{-1}, j^{40}_1^+, 1f_{7/2} : 2^-$ | 10,9 | 13,9 | 9 | $1d_{5/2}^{-1}, j^{40}_1^+, 1f_{5/2} : 1^-$ | 17,5 | 10,9 | 7 |
| $1d_{5/2}^{-1}, j^{40}_1^+, 2p_{3/2} : 1^-$ | 11,0 | 3,7 | 2 | $1p_{1/2}^{-1} j^5 (3/2)_1 : 1^-$ | 18,9 | 5,5 | 3,5 |
| $j^3 (5/2)_1, 1f_{5/2} : 1^-$ | 12,5 | 4,2 | 3 | $1p_{3/2}^{-1} j^5 (3/2)_1 : 1^-$ | 26,6 | 15,4 | 10 |
| $1d_{5/2}^{-1}, j^{40}_1^+, 1f_{7/2} : 1^-$ | 12,6 | 10,1 | 6,5 | $1p_{3/2}^{-1} j^5 (3/2)_1 : 0^-$ | 26,7 | 3,4 | 2 |
| $1d_{5/2}^{-1}, j^{40}_1^+, 2p_{1/2} : 2^-$ | 13,0 | 4,1 | 2,5 | $1p_{3/2}^{-1} j^5 (3/2)_2 : 0^-$ | 28,4 | 5,3 | 3,5 |
| $1d_{5/2}^{-1}, j^{40}_1^+, 1f_{5/2} : 2^-$ | 16,4 | 4,1 | 2,5 | | | | |

дится k_2 частиц. Более глубокие заполненные оболочки обозначим (0). Тогда структуру основного состояния исходного ядра можно представить в виде $\{(0) (n_1 j_1)^{k_1} (n_2 j_2)^{k_2}\}$. Низкоэнергетическая ветвь гигантского резонанса формируется преимущественно из переходов в состояния $\{(0) (n_1 j_1)^{k_1} (n_2 j_2)^{k_2-1} (n_3 j_3)^1\}$ и расположена в энергетической области $E_1^* = 10 \div 20 \text{ Мэв}$. В ядрах $1p$ -оболочки эта ветвь формируется из переходов $1p \rightarrow 2s$ или $1p \rightarrow 1d$; в ядрах $(2s - 1d)$ -оболочки — из переходов $1d_{5/2} \rightarrow (1f, 2p)^*$. Высокоэнергетическая ветвь гигантского резонанса формируется из переходов в состояния $\{(0) (n_1 j_1)^{k_1-1} (n_2 j_2)^{k_2+1}\}$ и расположена в области энергий $E_2^* > 20 \text{ Мэв}$. В ядрах $1p$ -оболочки это переходы $1s \rightarrow 1p$, а в ядрах $(2s - 1d)$ -оболочки — переходы $1p \rightarrow 1d_{3/2}$. Так как при захвате мюонов легкими и средними ядрами доминируют переходы первого порядка запрета и разрешенные переходы, то мы ограничились только их рассмотрением.

На характер последующего процесса распада состояний гигантского резонанса влияют структурные особенности как самого резонанса, так и состояний дочернего ядра и энергетические факторы, определяемые порогами ϵ испускания определенного сорта частиц.

Пороги ϵ испускания различных частиц из промежуточного ядра ($A, Z - 1$) зависят от массового числа A и равны соответ-

* Возбуждение нуклонов внешних подоболочек $2s$ и $1d_{3/2}$ приводит к образованию ядра ($A, Z - 1$) преимущественно в связанных состояниях.

ственно:

| | |
|--|---|
| ядра середины и конца $1p$ -оболочки | ядра $(2s-1d)$ -обо- лочки |
| $\epsilon_n = 4 \div 7 \text{ Мэв}$ | $\epsilon_n = 8 \text{ Мэв}$ |
| $\epsilon_p = 15 \div 20 \text{ Мэв}$ | $\epsilon_p = 8 \div 10 \text{ Мэв}$ |
| $\epsilon_\alpha = 10 \div 12 \text{ Мэв}$ | $\epsilon_\alpha = 6 \div 10 \text{ Мэв}$ |

Резкое различие между порогами испускания разного рода частиц обусловлено нарушением в промежуточном ядре соотношения между числом протонов и нейтронов.

Из приведенных величин и структуры спектра возбуждения ядерной системы сразу же следует, что в ядрах середины и конца $1p$ -оболочки из-за высокого положения порога испускания протонов канал $(A, Z-1)^* \rightarrow (A-1, Z-2) + p$ будет слабым. Действительно, детальный расчет в рамках многочастичной модели оболочек на примере ядра ^{14}N показывает, что интенсивность канала $^{14}\text{N}(\mu^-, \nu p)^{13}\text{B}$ не превышает 1% на один акт захвата мюона [30]. При захвате мюонов ядром ^{32}S интенсивность канала $^{32}\text{P} \rightarrow ^{31}\text{Si} + p$ также оказалась, согласно расчетам, порядка 1–2% из-за слабой генеалогической связи состояний гигантского резонанса с состояниями ядра ^{31}Si . Скорее всего такая закономерность должна проявляться и в других ядрах $(2s-1d)$ -оболочки.

Порог испускания α -частиц промежуточным ядром $(A, Z-1)$ находится намного ниже протонного, что в принципе должно благоприятствовать распаду по каналу $(A, Z-1)^* \rightarrow (A-4, Z-3) + \alpha$. Однако, как следует из рассмотренной выше схемы возбуждения гигантского резонанса, если α -частица формируется из нуклонов, находящихся на одной оболочке, то конечное ядро $(A-4, Z-3)$ образуется в высоковозбужденном дырочном состоянии, что приводит к резкому уменьшению вероятности распада по такому каналу. Если же α -частица формируется из нуклонов разных оболочек, то малыми будут спектроскопические факторы.

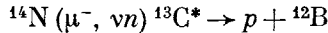
Таким образом, распад состояний гигантского резонанса в ядрах $1p$ - и $(2s-1d)$ -оболочек по каналам

$$(A, Z-1)^* \rightarrow \begin{cases} (A-1, Z-2) + p, \\ (A-4, Z-3) + \alpha \\ \text{и т. д.} \end{cases}$$

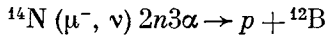
оказывается довольно редким событием. Поэтому наблюдаемый в эксперименте большой выход заряженных частиц необходимо связать с иным способом распада состояний гигантского резонанса.

Доминирующим каналом распада низкоэнергетической ветви резонанса является канал с испусканием нейтрона. При этом преимущественно заселяются не основное состояние дочернего ядра $(A-1, Z-1)$, а возбужденные. Часть этих состояний рас-

положена выше порога испускания последующего нейтрона или заряженной частицы. В ядре ($A - 1, Z - 1$) пороги распада с вылетом разного сорта частиц сравниваются, что уже позволяет различным каналам конкурировать. Такая цепочка переходов рассчитывалась [30] при захвате мюонов ядром ^{14}N , и оказалось, что вероятность процесса

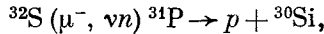


составляет менее 1%, а процесса



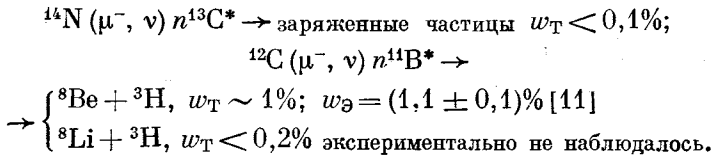
— около 1%.

В ядрах ($2s - 1d$)-оболочки такой расчет проделан [31] для процесса захвата на ядре ^{32}S . Вероятность заселения состояний ядра ^{31}P , лежащих выше порога последующего испускания протонов, т. е. канала



при распаде состояний гигантского резонанса, обусловленных возбуждением нуклонов из $1d_{5/2}$ -подоболочки, оказалась $\approx 2\%$.

Рассмотрим теперь распад высокоэнергетической ветви резонанса. В этом случае доминирующим является распад с испусканием нуклона (n_{2j_2}) и образованием дочернего ядра ($A - 1$) также в дырочном состоянии. Центр тяжести дырочной компоненты в ядре ($A - 1$) лежит высоко, и прямой распад на такой уровень запрещен энергетически. Малая примесь этой компоненты в низколежащих состояниях ядра ($A - 1$) открывает этот канал. Однако в ядрах середины и конца $1p$ -оболочки вероятность возбуждения высокоэнергетической ветви резонанса невелика, поэтому и выход заряженных частиц по такому каналу очень мал [30]:



Иначе обстоит с ядрами начала $1p$ -оболочки (ядра ^6Li и ^7Li). Вероятность возбуждения высокоэнергетической ветви резонанса в этом случае велика. Детальные расчеты, проведенные для ядра ^6Li , показывают, что структурные особенности состояний высокоэнергетической ветви резонанса приводят к распаду по каналу (см., например, работу [32]) $^6\text{Li}(\mu^-, \nu) ^3\text{H}^3\text{H}$ с вероятностью 11% и по каналу $^6\text{Li}(\mu^-, \nu) n ^3\text{H} d$ с вероятностью 20—25%.

Спектр ядер трития в канале $^6\text{Li}(\mu^-, \nu) ^3\text{H}^3\text{H}$ приведен на рис. 9. Так как состояния, распадающиеся преимущественно по данному

каналу, расположены невысоко над порогом, то спектр вылетающих ядер трития очень мягкий. Спектр ядер трития, рассчитанный в рамках резонансного подхода, весьма похож на спектр, рассчитанный в рамках прямого механизма [33]. Однако в последнем случае спектр гладкий, тогда как на основе резонансного механизма предсказывается наличие у спектра структуры.

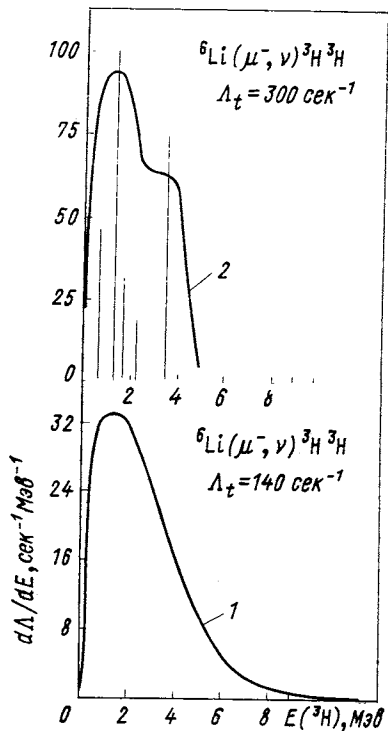
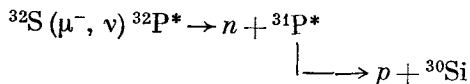


Рис. 9. Расчетный спектр ядер трития в процессе ${}^6\text{Li}(\mu^-, \nu){}^3\text{H}{}^3\text{H}$:
 1 — расчет в рамках прямого механизма [33]; 2 — расчет в рамках резонансного подхода [32]

последующего испускания протона. Тем самым возникает следующая цепочка распада:



с вероятностью 10—12%.

Таким образом, как в ядре ${}^{32}\text{S}$, так и в ядрах $(2s - 1d)$ -оболочки вылет нейтронов от распада высокоэнергетической ветви гигантского резонанса при поглощении мюона сопровождается

Высокоэнергетическая ветвь гигантского резонанса в ядрах $(2s - 1d)$ -оболочки обусловлена возбуждением $1p$ -нуклона и поэтому генеалогически сильно связана с состояниями ядра $(A - 1, Z - 1)$, также имеющими дырку в $1p$ -оболочке. Состояния ядра $(A - 1, Z - 1)$, в которых может содержаться вклад $1p$ -дырочной компоненты, имеют отрицательную четность и, как следует из схемы уровней ядер, расположены в области энергий начиная с 6—7 Мэв. Если положить [34], что примесь $1p$ -дырочной компоненты в низкоэнергетических состояниях ядра ${}^{31}\text{P}$ составляет всего $\alpha = 5\%$, то этого оказывается достаточно для того, чтобы распад высокоэнергетической ветви резонанса в ядре ${}^{32}\text{S}$ шел по нейтронному каналу полностью через эту компоненту (табл. 12).

Однако состояния ядра $(A - 1, Z - 1)$, содержащие дырку в $1p$ -оболочке, лежат выше порога

Таблица 12
Вероятность заселения различных состояний ядра ^{31}P

| Уровни ядра ^{31}P | | $\alpha = 0\%$ | | | | Уровни ядра ^{31}P | | $\alpha = 5\%$ | | | |
|-----------------------------|---------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|-----------------------------|---------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| E^* , Мэв | $J\pi$ | Вероятность, 103 сек $^{-1}$ | Относительная вероятность, % | Вероятность, 103 сек $^{-1}$ | Относительная вероятность, % | E^* , Мэв | $J\pi$ | Вероятность, 103 сек $^{-1}$ | Относительная вероятность, % | Вероятность, 103 сек $^{-1}$ | Относительная вероятность, % |
| 0 | 1/2 $^+$ | 161 | 10,5 | 149 | 9,5 | 6,7 | 1d $_{5/2}^{-1}$, j $^{44}_1+$ | 18 | 1 | 17 | 1 |
| 1,3 | 3/2 $^+$ | 53 | 3,5 | 46 | 3 | 7,0 | 1d $_{5/2}^{-1}$, j $^{40}_1+$ | 83 | 5,5 | 33 | 2 |
| 2,2 | 1d $_{5/2}^{-1}$, j $^{40}_1+$ | 382 | 25 | 320 | 21 | 8,1 | 1p $^{-1}j^4T=0$ | 4 | — | 148 | 9,5 |
| 3,1 | 1/2 $^+$ | 36 | 2,5 | 33 | 2 | 9,2 | 1d $_{5/2}^{-1}$, j $^{42}_1+$ | 26 | 2 | 15 | 1 |
| 3,3 | 5/2 $^+$ | 15 | 1 | 12 | 1 | 10,8 | 1d $_{5/2}^{-1}$, j $^{40}_2+$ | 8 | — | 3 | — |
| 3,4 | 7/2 $^+$ | 4 | — | 2 | — | 11,3 | 1d $_{5/2}^{-1}$, j $^{42}_2+$ | 9 | — | 10 | — |
| 3,5 | 3/2 $^+$ | 25 | 2 | 21 | 2 | 11,5 | 1d $_{5/2}^{-1}$, j $^{44}_1+$ | — | — | 1 | — |
| 4,4 | 1d $_{5/2}^{-1}$, j $^{42}_1+$ | 199 | 13 | 159 | 10 | 12,1 | 1p $^{-1}$, j $^4T=1$ | 0 | — | 48 | 3 |
| 6,0 | 1d $_{5/2}^{-1}$, j $^{40}_2+$ | 36 | 2,5 | 24 | 2 | | | | | | |
| 6,5 | 1d $_{5/2}^{-1}$, j $^{42}_2+$ | 147 | 9,5 | 110 | 7 | | | | | | |

вылетом протона. Эта закономерность для ядер (2s — 1d)-оболочки наблюдалась в эксперименте, причем с интенсивностью, хорошо согласующейся с приведенной выше.

Иначе происходит в ядрах середины и конца 1p-оболочки. Здесь суммарный выход заряженных частиц, предсказываемый теорией, в несколько раз меньше, чем полученный в эксперименте. Хотя последние измерения [6] почти в два раза уменьшают эту величину, расхождение остается довольно большим. Учет монополюсной ветви возбуждения (разрешенные переходы) существенно не меняет ситуации. Этой ветви возбуждения соответствуют состояния типа $\{(0) (n_1j_1)^{h_1}(n_2j_2)^{h_2}\}$. Распад этих состояний рассчитывался в случае ядра ^{12}C и привел к следующему результату [35]:

$$^{12}\text{C} (\mu^-, \nu) ^{12}\text{B}^* \rightarrow \begin{cases} ^{10}\text{B} + d \sim 0,4\%; \\ ^8\text{Li} + \alpha \sim 0,1\%. \end{cases}$$

Расхождение теории с экспериментом в случае ядер 1p-оболочки частично можно связать с тем, что в этих ядрах, как показывают фотоядерные эксперименты, половина дипольной суммы приходится на область энергий выше 30 Мэв. С учетом специфики энергетической зависимости скорости захвата мюонов это значение уменьшается, но, безусловно, будет в несколько раз превышать те 3%, которые следуют из расчетов, учитывающих только состояния с энергией $1\hbar\omega$. Подключение более сложных компонент

помимо увеличения интенсивности заселения высокоэнергетической области, может привести к появлению новых путей распада, что, в конечном счете, вызовет увеличение выхода заряженных частиц. Однако таких расчетов пока нет. Таким образом, в настоящее время вопрос о механизме испускания заряженных частиц в ядрах $1p$ -оболочки является открытым. Для его разрешения нужна более детальная экспериментальная информация об основных каналах распада.

Микроскопический подход, базирующийся на модели оболочек, позволяет детально описывать структуру состояний гигантского резонанса. Однако эта детализация приводит к тому, что схема расчетов становится очень громоздкой, и, чтобы довести их до конца, приходится прибегать к различным упрощениям. Особенно это относится к расчетам каналов распада. Поэтому на определенном этапе в средних и особенно тяжелых ядрах, где индивидуальные свойства проявляются слабо, целесообразно отказаться от такого детального описания состояний гигантского резонанса, сохранив только его гросс-структуру, которую можно рассчитать либо в рамках простых моделей, либо с помощью правил сумм.

Простейший вариант построения спектра возбуждения промежуточного ядра — пренебрежение динамикой процесса. В этом случае гамильтониан мюон-ядерного взаимодействия полагается равным константе. Если теперь в волновой функции образующейся частично-дырочной системы $|ph\rangle$ одночастичные функции нейтрона выбрать в виде плоской волны, то квадрат матричного элемента перехода из основного состояния $|0\rangle$ в возбужденное $|ph\rangle$ будет иметь вид

$$|\langle ph | H_\mu | 0 \rangle|^2 \sim \rho(p_{\text{пр}}),$$

т. е. будет пропорционален функции импульсного распределения протонов $\rho(p_{\text{пр}})$ в исходном ядре, а распределение вероятности захвата по спектру возбуждения промежуточного ядра выразится следующим образом:

$$d\Lambda = \rho(p_{\text{пр}}) \delta(\varepsilon - E_\nu - E) \delta(\mathbf{p}_n + \mathbf{p}_\nu - \mathbf{p}_{\text{пр}}) d^3 p_{\text{пр}} d^3 p_n d^3 p_\nu.$$

Задавая определенное импульсное распределение (ферми-распределение при $kT = 0$ или $kT > 0$, гауссово и т. п.), легко рассчитать, как это было сделано в работе [36], спектр возбуждения промежуточного ядра. Полагая, что распад возбужденной системы носит статистический характер, в работе [36] рассчитывали спектр и выход протонов и α -частиц на основе полученного таким образом спектра поглощения. Там рассматривались ядра Ag и Br. В случае α -частиц получили согласие с экспериментом, тогда как выход протонов оказался на порядок заниженным.

Для объяснения наблюдаемого в эксперименте большого выхода протонов было предложено [37] учесть процесс прямого погло-

щения мюонов коррелированной парой протонов в ядре $\mu^- + + (pp) \rightarrow p + n + \nu$, что аналогично известному квазидейтонному механизму поглощения γ -квантов высоких энергий. Расчет показывает, что выход протонов в таком процессе может составлять около 2% на акт захвата, что в принципе объясняет наблюдаемый в эксперименте выход протонов. Следует, однако, иметь в виду, что надежность этих расчетов трудно оценить, так как приходится использовать довольно большое число различных приближений, большинство из которых очень трудно непосредственно проверить на опыте или обосновать теоретически.

Описанная выше схема расчета спектра возбуждения промежуточной системы и представления о статистическом характере

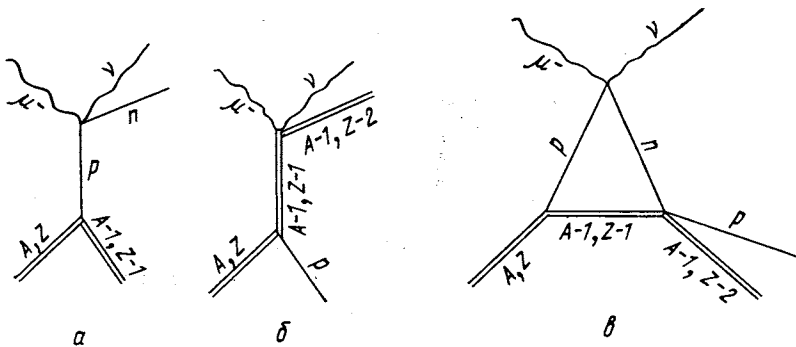
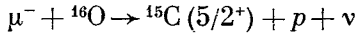


Рис. 10. Диаграммы механизмов процесса захвата мюонов атомными ядрами

распада являются очень грубыми, и вряд ли можно требовать от такой схемы детального описания процесса. Она может быть существенно улучшена как путем учета динамики процесса поглощения мюонов, так и путем учета возможности испускания частиц из предравновесной стадии. Оценки [38], проведенные в рамках такой схемы, показывают, что учет предравновесной стадии процесса позволяет улучшить согласие теории с экспериментом при описании спектров вылетевших частиц. Последовательный анализ в рамках этой схемы как спектров, так и множественности испущенных нейтронов, а также спектра и выхода заряженных частиц позволит получить важную информацию о характере распределения возбуждения в атомных ядрах в процессах поглощения мюонов.

Расчет прямых процессов в рамках метода искаженных волн приводит к возникновению в амплитуде перехода двух членов. Одному соответствует так называемая прямая диаграмма (рис. 10, а), которая обычно и учитывается в рамках метода искаженных волн, а второму — обменная диаграмма (см. рис. 10, б), ко-

тору обычно отбрасывают, так как она дает малый вклад. С последней диаграммой (см. рис. 10, *в*) частично можно связать и выход протонов. Рассматривая реакцию



на основе обменной диаграммы, в работе [39] получили, что ее вероятность составляет около 0,1%, когда учитывается взаимодействие в конечном состоянии. Если мюоны на *K*-орбите поляризованы, то рассматриваемый механизм приводит к возникнове-

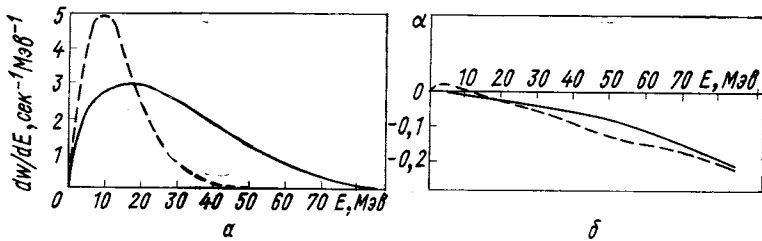


Рис. 11. Спектр протонов и асимметрия их углового распределения относительно спина мюона в процессе ${}^{16}\text{O} (\mu^-, \nu p) {}^{15}\text{C} (5/2^+)$:

— — — — — плосковолновое приближение, $\frac{dW}{dE} \times 20$; — — — — с учетом взаимодействия в конечном состоянии

нию асимметрии протонов по отношению к спину мюона. Соответствующие результаты приведены на рис. 11. Выход протонов может быть связан также с процессом перезарядки нейтрона, образовавшегося в результате поглощения мюона протоном. Такому процессу соответствует диаграмма, представленная на рис. 10, *в*. Наблюдение γ -линии от высвечивания возбужденного состояния $5/2^+$ и определение ее интенсивности позволили бы получить информацию о роли таких механизмов образования заряженных частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели круг вопросов, связанных с испусканием заряженных частиц при захвате мюонов атомными ядрами. В настоящее время начинают уже вырисовываться определенные закономерности этого процесса. Некоторые из них, по-видимому, удастся понять качественно в рамках резонансного механизма процесса поглощения. В первую очередь это относится к ядрам ($2s - 1d$)-оболочки. Основные черты процесса в случае ядер середины и конца $1p$ -оболочки пока не удастся описать. Эти ядра обладают ярко выраженными индивидуальными свойствами,

и здесь, по всей вероятности, необходимо детально анализировать все основные каналы расщепления. В связи с этим представляется важным получение дополнительной экспериментальной информации. Учитывая то обстоятельство, что при μ -захвате заряженные частицы имеют преимущественно малую энергию, можно надеяться, что эмульсионная методика в таком случае будет наиболее подходящей. Однако при этом необходимо провести последовательный кинематический анализ реакций, что может позволить выделить основные каналы вылета заряженных частиц. Примеры такого анализа мы уже обсуждали. Интересными кажутся исследования в эмульсиях с измененным составом компонент или соотношений между компонентами. Проведение таких исследований позволит получить необходимую информацию о характере процессов расщепления ядер $1p$ -оболочки с испусканием заряженных частиц.

Разработка схем, учитывающих предравновесную стадию испускания частиц, позволяет провести детальный анализ процессов расщепления тяжелых ядер. В этом случае эффективным может оказаться подход, основанный на использовании комбинированного метода: резонансного метода для описания поглощения мюонов и предравновесного распада для описания вылета частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. George E. P., Evans J. «Proc. Phys. Soc. A», 1951, v. 64, p. 193.
2. Singer P. «Springer Tracts in Modern Physics», 1974, v. 71, p. 39; Uberall H. Ibid., p. 1.
3. Fray W. F. «Phys. Rev.», 1952, v. 85, p. 676; Morinaga H., Fray W. F. «Nuovo cimento», 1953, v. 10, p. 308.
4. Kotelchuck D. «Nuovo cimento», 1964, v. 34, p. 27; Kotelchuck D., Tyler J. V. «Phys. Rev.», 1968, v. 165, p. 1190.
5. Вайсенберг А. О. и др. «Ядерная физика», 1965, т. 1, с. 652; 1970, т. 11, с. 830.
6. Батусов Ю. А. и др. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 1215.
7. Alumkal A. e.a. «Nuovo cimento», 1960, v. 1, p. 316; Marshak E. Meson Theory. N.Y., Plenum Press, 1952, p. 182.
8. Батусов Ю. А. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 962.
9. Vanderhaeghe G., Demeur M. «Nuovo cimento Suppl.», 1956, v. 2, p. 938.
10. Батусов Ю. А. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 1206.
11. Батусов Ю. А. и др. «Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 320.
12. Schiff M. «Nuovo cimento», 1961, v. 22, p. 66.
13. Комаров В. И., Савченко О. В. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 415.
14. Sobottka S. E., Wills E. L. «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 20, p. 596.
15. Будяшов Ю. Г. и др. «ЖЭТФ», 1971, т. 60, с. 19.
16. Sundelin R. M. «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 20, p. 1198.
17. Евсеев В. С. и др. «Ядерная физика», 1965, т. 4, с. 342; Krieger M. Preprint Columbia Univ. NEVIS-172, 1969.
18. Вильгельмова Л. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 551.
19. Heusser G., Kitsten T. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 195, p. 369.
20. Evans H. J. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 207, p. 379.
21. Pratt T. «Nuovo cimento B», 1969, v. 61, p. 119.

22. Igo-Kemenes P. e.a. «Phys. Lett. B», 1971, v. 34, p. 286.
23. Miller G. H. e.a. «Phys. Rev. C», 1972, v. 6, p. 487.
24. Backenstoss G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 162, p. 541.
25. Petitjean C. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, a. 178, p. 193.
26. Lucas G. R. e.a. «Phys. Rev. C», 1973, v. 7, p. 1678.
27. Balashov V. V. e.a. Proc. III Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. N.Y.-Lond., Plenum Press, 1970, p. 174 (JINR E4-4601, Dubna, 1969).
28. Neudachin V. G., Shevchenko V. G., Yudin N. P. «Phys. Lett.», 1964, v. 10, p. 180.
29. Егер Г.-У., Киссенер Г.—Р., Эрамжян Р. А. В кн.: Труды семинара «Электронные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях». М., «Наука», 1973, с. 63 (Препринт ОИЯИ Р4-6941. Дубна 1969).
30. Kissener H. R. e.a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 215, p. 424.
31. Bely Yu. I. e.a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 204, p. 357.
32. Варганян В. А., Эрамжян Р. А. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Харьков, Труды ХФТИ 73-9, 1973, с. 25.
33. Wienke B. R., Meyer S. L. «Phys. Rev. C», 1971, v. 3, p. 2179; 1974, v. 9, p. 943.
34. Eramzhyan R. A., Majling L., Rizek J. «Nucl. Phys. A», 1961, v. 247, p. 411.
35. Варганян В. А., Жусупов М. А., Эрамжян Р. А. «Изв. АН СССР», 1969, т. 33, с. 2087.
36. Ishii C. «Prog. Theor. Phys.» 1959, v. 21, p. 663.
37. Singer P. «Phys. Rev.», 1961, v. 124, p. 1602.
38. Kozłowski T., Zglinski A. «Phys. Lett. B», 1974, v. 50, p. 222; «Nucleonika», 1974, v. 19, p. 72.
39. Eramzhyan R. A., Salganic Y. A. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 207, p. 609; Доготарь Г. Е., Салганик Ю. А., Сакаев Р. А. Сообщение ОИЯИ Р2- 9753 ,1976.