

УДК 539.1

# РОЛЬ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СОВПАДЕНИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ $\mu$ - ЗАХВАТА И РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА $\pi^-$ - МЕЗОНОВ ЯДРАМИ

*В. В. Балашов,  
Г. Я. Коренман,  
Р. А. Эрамжян*

Научно-исследовательский институт  
ядерной физики МГУ, Москва

Объединенный институт ядерных  
исследований, г. Дубна

Эксперименты на совпадения дают наиболее детальную информацию о структуре ядер и механизме протекающих в них процессов. В настоящем обзоре с этой точки зрения проанализированы состояние и перспективы исследований процессов  $\mu$ - и радиационного  $\pi$ -захвата. Рассмотрен круг вопросов, связанный с переходами на дискретные уровни конечного ядра, испусканием быстрых нейтронов и возбуждением гигантских резонансов.

Coincidence experiments yield the most detailed information on the structure of nuclei and the mechanism of processes occurring in them.

The present-day status and some perspective in the study of the processes of  $\mu$  and radiative  $\pi$ -capture are analysed from this point of view. Problems associated with transitions to the discrete levels of the residual nucleus, emission of fast neutrons and giant resonance excitation are considered.

Эксперименты на совпадения занимают все большее место в ядерных исследованиях. Они дают особенно детальную информацию о структуре ядер и механизме протекающих в них процессов и используются в настоящее время при проверке (по наиболее жестким критериям) различных моделей и теорий. Роль такого рода экспериментов должна возрасти в связи с широким привлечением для изучения структуры ядра ускорителей частиц высоких энергий. В ядерной физике высоких энергий — новой области, возникшей на стыке физики ядра и физики элементарных частиц, есть примеры эффективного использования метода совпадений. Таковы, например, реакции квазиупругого рассеяния, где его

применение оказалось решающим для получения из этих реакций существенно новых данных о структуре ядра. Вместе с тем общие возможности этого метода в ядерной физике высоких энергий не исследованы. В то же время во многих задачах и разделах этой области обычные методы исследований уже не могут дать ответа на стоящие перед ними вопросы.

В настоящей работе обсуждаются с этой точки зрения состояние и перспективы исследований процессов  $\mu$ -захвата и радиационного захвата пионов ядрами. В последнее время эти процессы все чаще обсуждаются вместе. И это не случайно. Между ними существует сходство в самых разных отношениях. Оно касается ядерных механизмов этих процессов и фундаментальных гипотез из физики элементарных частиц, лежащих в основе представлений об этих процессах.

### 1. ВВЕДЕНИЕ. АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ $\mu$ -ЗАХВАТА И РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ПИОНОВ ЯДРАМИ

Исследование ядерного  $\mu$ -захвата составляет важную часть общих исследований физики слабых взаимодействий [1]; это один из основных источников информации о перенормировках слабого взаимодействия в процессах с участием адронов.

Вопрос о константах эффективного гамильтониана по-прежнему остается одним из важных в физике ядерного  $\mu$ -захвата. В связи с этой проблемой был проведен ряд экспериментов по определению вероятностей  $\mu$ -захвата с переходом ядра в дискретные конечные состояния (парциальные переходы). Анализ этих экспериментов показал, что эффективные константы  $g_V$  и  $g_A$  векторного и аксиально-векторного взаимодействия имеют примерно такие значения, как предсказывает теория универсального взаимодействия Ферми (УВФ). При этом перенормировка константы  $g_A$  определяется из  $\beta$ -распада, а зависимость векторного форм-фактора от переданного импульса находится по соответствующему электромагнитному форм-фактору нуклона, согласно гипотезе изотриплетности векторного тока (CVC). Эти эксперименты показывают также, что значение константы слабого магнетизма не противоречит гипотезе CVC. Наибольшие обсуждения вызывает вопрос о константе индуцированного псевдоскалярного взаимодействия. Обычно ее значение извлекается из вероятностей парциальных переходов таким образом, что при этом значения  $g_V$ ,  $g_A$  и  $g_M$  фиксируются в соответствии с указанными выше гипотезами.

Такого рода анализ экспериментов по парциальным переходам дает значение  $g_P$ , не противоречащее величине  $g_P/g_A = 7$ , предсказываемой гипотезой частичного сохранения аксиального

тока (PCAC). Однако область допустимых значений  $g_P$  оказывается довольно широкой.

Согласно данным о парциальных переходах в  ${}^3\text{He}$  и  ${}^{12}\text{C}$ , значение  $g_P/g_A$  заключено в интервале  $0 \leq g_P/g_A \leq 8$  (интервал значений  $g_P$  по данным о  $\mu$ -захвате в газообразном водороде:  $5,2 \leq g_P/g_A \leq 11,4$ ).

В последнее время вопрос о наведенном псевдоскаляре приобрел особую остроту. В некоторых теоретических работах были проведены оценки, которые показали, что значение константы  $g_P$  в ядерном веществе может существенно отличаться от ее значения для свободного нуклона; согласно работе [2],  $g_P$  (в ядерном веществе)/ $g_P$  (свободный нуклон)  $\approx 0,5$ .

Гипотеза PCAC дает основу для установления количественной связи между матричными элементами  $\mu$ -захвата и радиационного захвата пионов. В пределе «мягких пионов» матричный элемент радиационного захвата сводится к матричному элементу аксиального тока. Однако смысл этого приближения и границы его применимости недостаточно ясны. Более того, это приближение разработано лишь для захвата мезона из  $s$ -состояний, тогда как уже в таком легком ядре, как  ${}^6\text{Li}$ , примерно половина пионов поглощается из состояний с  $l = 1$ . Поэтому вопрос об аналогии между  $\mu$ -захватом и радиационным захватом пионов разрабатывается также и в рамках импульсного приближения с использованием данных об «элементарной» амплитуде обратного процесса фоторождения пионов на нуклонах.

Как и в  $\mu$ -захвате, изучение эффективного гамильтониана ( $\pi, \gamma$ )-процесса наиболее надежно можно проводить, исследуя переходы в определенных дискретные состояния ядра. В настоящее время такие переходы выделяются анализом спектров  $\gamma$ -квантов, образующихся при захвате пионов и уносящих основную часть выделяемой энергии. Переходам в основное и низколежащие состояния дочернего ядра отвечают максимумы в самой жесткой части спектра фотонов. Эксперименты показывают также, что в спектрах фотонов всегда имеется характерный широкий максимум, соответствующий такой области энергий возбуждения ядра, где расположены коллективные состояния типа гигантских резонансов.

Возбуждение таких коллективных состояний — это универсальное свойство ядра, которое проявляется в разнообразных процессах взаимодействия. Если в радиационном захвате пионов возбуждение гигантских резонансов можно наблюдать непосредственно по спектрам  $\gamma$ -квантов, то в случае  $\mu$ -захвата, где роль  $\gamma$ -кванта играет нейтрино, изучение этого явления возможно лишь по его вторичным эффектам. Представление о механизме коллективного возбуждения ядра при  $\mu$ -захвате получило к настоящему времени разносторонние подтверждения. Наблюдение

отдельных резонансов в энергетических спектрах нейтронов из  $\mu$ -захвата, что соответствует наиболее убедительным критериям для установления этого механизма, уже ставит вопрос о переходе к изучению детальной структуры соответствующих коллективных состояний.

Коллективные состояния, которые возбуждаются при ( $\pi^-$ ,  $\gamma$ )- и  $\mu$ -захвате, принадлежат к общему классу гигантских резонансов, однако эти два процесса по-разному возбуждают различные типы состояний, отвечающих аксиальным и векторным переходам. Детальное изучение структуры гигантских резонансов в процессах  $\mu^-$ - и ( $\pi^-$ ,  $\gamma$ )-захвата позволит исследовать специфические особенности коллективных возбуждений в каждом из этих процессов.

Концепция гигантских резонансов дает определенные предсказания и для таких малоизученных процессов, как испускание заряженных частиц, развал ядра на несколько фрагментов, множественное испускание нейтронов и т. д. В самое последнее время в экспериментальном изучении этих вопросов наметился некоторый сдвиг, однако полученные результаты еще недостаточны для проверки предсказаний теории.

Распаду коллективных состояний отвечают сравнительно мягкие нейтроны ( $E_n \lesssim 10$  Мэв), однако спектр нейтронов простирается значительно дальше. Так, в ядрах  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{32}\text{S}$  выход быстрых нейтронов с энергией  $E_n > 15$  Мэв составляет несколько процентов [3].

В процессах, где энергия возбуждения ядра заметно превышает энергию гигантских резонансов, роль коллективных эффектов падает и на первое место выходят прямые процессы расщепления ядра. Для их описания обычно используется приближение искаженных волн, где амплитуда расщепления ядра с вылетом нейтрона высокой энергии рассчитывается с помощью одночастичного оптического потенциала, описывающего нуклон-ядерное взаимодействие в конечном состоянии. Хотя такой подход в некоторых вариантах и дает правильную оценку выхода быстрых нейтронов, он может оказаться недостаточным, так как известно, что при высоких энергиях возбуждения в самых разных процессах наблюдаются сильные эффекты ассоциирования нуклонов в ядре. Среди них особое значение приобретают короткодействующие двунуклонные корреляции. Теоретические оценки показывают, что эти корреляции заметно влияют на выход нейтронов высокой энергии. Однако до сих пор не найдено качественных критериев, на основе которых можно было бы поставить специальные эксперименты по выявлению роли этих корреляций в рассматриваемых процессах. Опыт изучения других процессов наводит на мысль, что проявление таких корреляций следует искать скорее не в спектрах нейтронов, а в проявлении особых каналов расщепления

ядра с вылетом нескольких скоррелированных между собой частиц.

В физике  $\mu$ -захвата особое место занимают вопросы асимметрии углового распределения нейтронов при поглощении поляризованных мюонов. Эти вопросы давно и интенсивно обсуждаются, они стимулировали разработку некоторых новых перспективных направлений в исследованиях  $\mu$ -захвата. Но имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по асимметрии трудно согласовать между собой.

## 2. ЭФФЕКТИВНЫЕ ГАМИЛЬТОНИАНЫ

Общие вопросы построения эффективного гамильтониана ядерного  $\mu$ -захвата подробно изложены во многих работах (см., например, [4, 5]). Приведем выражение для эффективного гамильтониана в нерелятивистском приближении по нуклонам с точностью до членов порядка  $p/M$ . Это выражение в основном и используется в расчетах ядерного  $\mu$ -захвата:

$$\begin{aligned}
 H_{eff} = & \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_j \tau_-(j) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \left\{ g_V (1 + E_\nu/2M) 1_j L(1) + \right. \\
 & + \left[ g_A - (g_V - g_M) \frac{E_\nu}{2M} \right] \boldsymbol{\sigma}_j L(\boldsymbol{\sigma}) + g_P \frac{E_\nu}{2M} (\boldsymbol{\sigma}_j \mathbf{v}) L(\gamma_4) - \\
 & - (g_A + g_V + g_M) \frac{E_\nu}{2M} (\boldsymbol{\sigma}_j \mathbf{v}) L(1) + g_A L(1) \boldsymbol{\sigma}_j \mathbf{p}_j / M + \\
 & + g_V L(\boldsymbol{\sigma}) \mathbf{p}_j / M + (g_V + g_M) \frac{[\boldsymbol{\sigma}_j \nabla_\mu]}{2M} L(\boldsymbol{\sigma}) - \\
 & - i g_V \frac{\nabla_\mu}{2M} L(\boldsymbol{\sigma}) - i g_A \frac{(\boldsymbol{\sigma}_j \nabla_\mu)}{2M} L(1) + \\
 & \left. + i g_P \frac{(\boldsymbol{\sigma}_j \nabla_\mu)}{2M} L(\gamma_4) \right\}. \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

Поясним обозначения:

$$L(\hat{a}) = \exp(-i \mathbf{p}_\nu \mathbf{r}) \psi_\nu^\dagger (1 + \gamma_5) \hat{a} \psi_\mu(r); \quad (2.2)$$

$\nabla_j$  и  $\nabla_\mu$  действуют соответственно на волновую функцию нуклона и мюона;  $\boldsymbol{\sigma}$  — спиновые матрицы Паули;  $\tau_-$  — изоспиновый оператор:  $\tau_- |p\rangle = |n\rangle$ ,  $\tau_- |n\rangle = 0$ ;  $G = (1,4149 \pm 0,0022) \times 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$  — универсальная константа слабого взаимодействия;  $\mathbf{p}_\nu = \mathbf{v} E_\nu$  — импульс нейтрино; величины  $g_A$ ,  $g_V$  и  $g_M$ , обычно называемые константами эффективного гамильтониана, в действительности являются функциями передаваемого 4-импульса  $q^2 \approx m_\mu (2E_\nu - E_\mu)$ .

Представление об их величине можно получить из рис. 1. Эффективный гамильтониан  $H_{eff}$  в обкладках ядерных состояний  $|i\rangle$  и  $|f\rangle$  дает амплитуду перехода. Приведем выражение для вероятности  $\Lambda_{i \rightarrow f}$  перехода, не выписывая для простоты явно вида скоростных членов:

$$\Lambda_{i \rightarrow f} = G^2 \frac{E_v^2}{2\pi} \int \frac{d\Omega_v}{4\pi} \times$$

$$\times \left\{ G_V^2 \left| \int 1 \right|^2 + G_A^2 \left| \int \sigma \right|^2 + \right.$$

$$\left. + (G_P^2 - 2G_A G_P) \left| \int \nu \right|^2 \right\} \quad (2.3)$$

+ скоростные члены.

В этом выражении  $G_V$ ,  $G_A$  и  $G_P$  — комбинации констант эффективного гамильтониана:

$$\left. \begin{aligned} G_V &= (1 + E_v/2M) g_V; \\ G_A &= [g_A - (g_V + g_M) E_v/2M]; \\ G_P &= [g_P - (g_A + g_V + g_M) E_v/2M] \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

Входящие в (2.3) ядерные матричные элементы являются обобщением ядерных матричных элементов  $\beta$ -распада: фермиевского

$$\int 1 =$$

$$= \langle f | \sum_j \tau_-(j) \exp(-i\mathbf{p}_v \cdot \mathbf{r}_j) \varphi_\mu(r_j) | i \rangle \quad (2.5)$$

и Гамова — Теллера

$$\int \sigma = \langle f | \sum_j \tau_-(j) \exp(-i\mathbf{p}_v \cdot \mathbf{r}_j) \sigma_j \varphi_\mu(r_j) | i \rangle. \quad (2.6)$$

Кроме того, за счет скоростных членов гамильтониана появляются

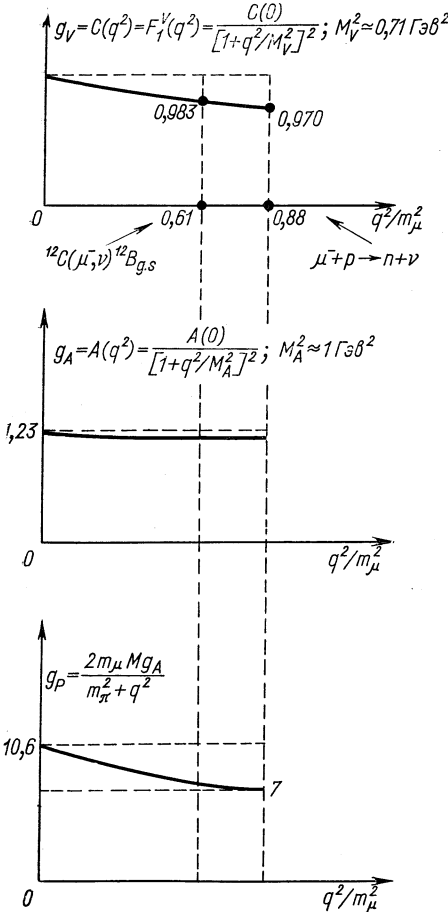


Рис. 1. Зависимость констант эффективного гамильтониана от передаваемого импульса.

другие матричные элементы, такие, как

$$\int \mathbf{p} = \left\langle f \left| \sum_j \tau_-(j) \exp(-i\mathbf{p}_j \mathbf{r}_j) \Phi_\mu(r_j) \frac{1}{i} \nabla_j \right| i \right\rangle \quad (2.7)$$

и

$$\int \sigma \mathbf{p} = \left\langle f \left| \sum_j \tau_-(j) \exp(-i\mathbf{p}_j \mathbf{r}_j) \Phi_\mu(r_j) \frac{1}{i} \sigma_j \nabla_j \right| i \right\rangle. \quad (2.8)$$

Входящая в выражения (2.5)–(2.8) функция  $\Phi_\mu(r)$  является большой компонентой дираковского спинора

$$\Psi_\mu \approx \left( \frac{1}{2m_\mu} \right) \Phi_\mu(r);$$

подразумевается, что все эффекты, связанные с малой компонентой мюонной функции, заключены в последнем слагаемом выражения (2.3).

Использование гипотезы РСАС в пределе «мягких пионов» позволяет связать амплитуду радиационного захвата из  $s$ -состояния с соответствующим матричным элементом перенормированного аксиального тока. Гипотеза РСАС обычно формулируется в виде соотношения, связывающего 4-дивергенцию аксиального тока  $J_\alpha^a$  с оператором пионного поля  $\hat{\Phi}(x)$ :

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} J_\alpha^a(x) = a_\pi m_\pi^3 \hat{\Phi}(x), \quad (2.9)$$

где  $a_\pi = 0,93$  — константа распада  $\pi \rightarrow \mu\nu$ . Обобщим выражение (2.9) на случай взаимодействия с электромагнитным полем:

$$\left[ \frac{\partial}{\partial x_\alpha} - ieA_\alpha(x) \right] J_\alpha^a = a_\pi m_\pi^3 \hat{\Phi}(x). \quad (2.10)$$

Записывая амплитуду процесса с помощью редукционной формулы

$$\langle n\gamma | p\pi^- \rangle_{in} = \langle n\gamma | \hat{\Phi}_- | p \rangle \quad (2.11)$$

и подставляя сюда  $\hat{\Phi}_-(x)$ , согласно (2.10), получаем

$$\langle n\gamma | p\pi^- \rangle_{in} = \frac{1}{m_\pi^3 a_\pi} \langle n\gamma | \left[ \frac{\partial}{\partial x_\alpha} - ieA_\alpha(x) \right] J_\alpha^a | p \rangle. \quad (2.12)$$

Переходя к приближению мягких пионов ( $q_\pi^2 \rightarrow 0$ ), получаем

$$\langle n\gamma | p\pi^- \rangle_{in} = \frac{ie}{a_\pi m_\pi^3} \int d^3r A_\alpha(\mathbf{r}) \langle n | J_\alpha^a(0) | p \rangle. \quad (2.13)$$

Заметим, что в полученном соотношении под  $p$  и  $n$  можно подразумевать определенные состояния сложных ядер, если считать, что гипотеза РСАС применима к аксиальному току ядерного

перехода. Обобщенное таким образом соотношение (2.13)

$$F(\pi^- + A \rightarrow \gamma + B) = \frac{-ie\varphi(0)}{m_\pi^3 a_\pi} \int d^3r A_\alpha(r) \langle B | J_\alpha^a | A \rangle \quad (2.14)$$

часто используется в настоящее время в феноменологическом подходе «ядро как элементарная частица», не требующем построения эффективного гамильтониана.

Соотношения (2.13) и (2.14) получены и используются для описания радиационного захвата пионов из  $s$ -состояния. В действительности необходимо учитывать поглощение пионов из других состояний, и при их описании уже не удастся обойтись без эффективного гамильтониана. Приведем выражение для эффективного гамильтониана ( $\pi^-$ ,  $\gamma$ )-процесса в импульсном приближении

$$H_{eff} = -2\pi i e f \left( \frac{2}{m_\pi^3 k} \right)^{1/2} \sum_j (\boldsymbol{\sigma}_j \boldsymbol{\epsilon}_p) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_\gamma) \varphi_{nlm}(\mathbf{r}_j) \tau_-(j) \quad (2.15)$$

+ скоростные члены.

Здесь  $e^2 = 1/137$ ,  $f^2 \approx 0,084$ ;  $\mathbf{k}$  и  $\boldsymbol{\epsilon}_p$  — импульс и вектор поляризации фотона. Волновая функция пиона на  $nl$ -орбите

$$\varphi_{nlm}(\mathbf{r}) = Y_{lm}(\Omega) r^l u_{nl}(r) \quad (2.16)$$

вычисляется с учетом сильного взаимодействия пиона с ядром [6]. Хотя на первый взгляд может показаться, что матричный элемент, отвечающий главному члену в (2.15), отличается от матричного элемента (2.6) лишь значением переданного импульса, на самом деле при  $l_\pi \neq 0$  учет орбитального момента пиона меняет структуру ядерного матричного элемента. При этом возникают новые правила отбора.

### 3. О МЕЗОАТОМНЫХ ПРОЦЕССАХ

Поглощению остановившихся отрицательных мезонов ядрами предшествуют разнообразные мезоатомные процессы, которые в последнее время все больше становятся объектом специального изучения. Чтобы описать рассматриваемые здесь ядерные процессы, необходимо иметь определенные сведения о последней стадии этих процессов. В  $\mu$ -захвате это вид волновой функции мюона на  $K$ -орбите; остаточная поляризация мюона перед захватом; при захвате ядром с ненулевым спином — относительная заселенность состояний сверхтонкой структуры мезоатома. Волновую функцию мюона можно рассчитать с учетом всех необходимых эффектов. Остальные указанные выше характеристики теоретически рассчитываются недостаточно надежно, однако в принципе их можно получить экспериментально, изучая распад связанного мюона.



В случае  $\pi$ -мезоатомов дело обстоит значительно сложнее. Рассмотрим общую формулу для относительной вероятности радиационного захвата. Пусть  $Y(i \rightarrow f)$  — число актов радиационного ( $\pi^-$ ,  $\gamma$ )-захвата с образованием конечного ядра в определенном состоянии  $|f\rangle$  в расчете на один «остановившийся» пион:

$$Y(i \rightarrow f) = \sum_{n,l} \frac{\lambda_{nl}(i \rightarrow f)}{\Gamma_{nl}(tot)} P_{nl} = \sum_{n,l} \frac{\lambda_{nl}(i \rightarrow f)}{\Gamma_{nl}(abs)} S_{nl}. \quad (3.1)$$

Здесь  $\lambda_{nl}(i \rightarrow f)$  — вероятность радиационного захвата в единицу времени с переходом ядра  $i \rightarrow f$ ;  $\Gamma_{nl}(abs)$  — вероятность поглощения мезона ядром в единицу времени;  $\Gamma_{nl}(tot)$  — полная ширина  $nl$ -уровня, включающая в себя помимо вероятности поглощения пионов ядром также вероятности всех мезоатомных переходов на другие уровни. Величина  $P_{nl}$  обычно называется заселенностью соответствующего уровня и показывает число мезонов, так или иначе попадающих на него. Поскольку один и тот же пион в процессе мезоатомного каскада может побывать на многих уровнях, величины  $P_{nl}$  не нормированы,  $\sum_{n,l} P_{nl} > 1$ . В связи с этим удобно использовать другой набор величин

$$S_{nl} = P_{nl} \Gamma_{nl}(abs) / \Gamma_{nl}(tot), \quad (3.2)$$

показывающих число мезонов, поглощаемых ядром с каждой орбиты:

$$\sum_{n,l} S_{nl} = 1.$$

Будем называть величины  $S_{nl}$  силами поглощения. Как видно из формулы (3.1), полный выход  $\gamma$ -квантов из радиационного захвата

$$Y = \sum_f Y(i \rightarrow f)$$

определяется как отношениями абсолютных вероятностей радиационного и полного захватов, так и силами поглощения для разных уровней. С увеличением радиуса орбиты абсолютная вероятность радиационного захвата пиона быстро падает. Но при этом уменьшается и полная вероятность поглощения пиона. Слабая зависимость от  $r$  функции  $u_{nl}(r)$  из (2.16) приводит к тому, что для легких и средних ядер отношение  $\lambda_{nl}/\Gamma_{nl}(abs)$  практически не зависит от  $n$  при фиксированном  $l$ :

$$Y_l = \lambda_{nl} / \Gamma_{nl}(abs).$$

Поэтому наибольший интерес при обсуждении радиационного захвата пионов представляют суммарные силы поглощения из

состояний с данным орбитальным моментом:

$$S_l = \sum_{n=l+1} S_{nl}. \quad (3.3)$$

Анализ экспериментальных данных по интенсивностям рентгеновских линий в спектрах пионных атомов с использованием

Таблица 1

Значения сил поглощения  $S_{nl}$  для ядра  $^{12}\text{C}$  из работы [7]

$n$	$l_\pi = 0$	$l_\pi = 1$
5	$0,0035 \pm 0,0015$	$0,038 \pm 0,007$
4	$0,0025 \pm 0,0015$	$0,082 \pm 0,008$
3	$0,0015 \pm 0,0008$	$0,145 \pm 0,002$
2	$0,003 \pm 0,001$	$0,63 \pm 0,05$
1	$0,06 \pm 0,02$	
$S_l = \sum_n S_{nl}$	$0,08 \pm 0,03$	$0,92 \pm 0,03$

расчетов каскада мезоатомных переходов показывает, что с ростом  $Z$  максимум силы поглощения сдвигается в сторону больших  $l$ .

Приведем характерные распределения сил поглощения мезонов по орбитальным моментам для легких ядер:

$${}^6\text{Li}: S_s = 40\%, \quad S_p = 60\%, \quad S_d < 10^{-2} \%;$$

$${}^{12}\text{C}: S_s = 8\%, \quad S_p = 92\%, \quad S_d < 10^{-1} \%.$$

Результаты взяты из работы [7]. Распределение сил поглощения по состояниям с разными  $n$  для  $^{12}\text{C}$  можно увидеть из табл. 1. Эти данные в целом подтверждают сделанные ранее заключения о доминирующей роли  $p$ -орбит при поглощении пионов легкими ядрами. Однако, поскольку все данные такого типа получаются из экспериментально измеренных величин косвенным путем, вопрос о численных значениях сил поглощения нельзя считать решенным до конца. В этой связи необходимо искать независимые способы их измерения.

#### 4. ПЕРЕХОДЫ В СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ

**$\gamma$ -Корреляции в  $\mu$ -захвате.** Вопрос об изучении угловой корреляции между ядром отдачи из  $\mu$ -захвата и вторичным  $\gamma$ -квантом обсуждается давно [8]. Интерес к нему обусловлен тем, что при

определенных предположениях форма этой угловой корреляции не включает ядерных матричных элементов, а зависит только от комбинаций констант эффективного гамильтониана. Например, в разрешенном переходе Гамова — Теллера  $0^+ \rightarrow 1^+$  угловая корреляция  $\gamma$ -кванта в  $M1$ -переходе ( $1^+ \rightarrow 0^+$ ) имеет вид (рис. 2)

$$w_{\gamma\nu}(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos \theta). \tag{4.1}$$

Рассматриваемый переход описывается в основном двумя независимыми матричными элементами типа Гамова — Теллера [101] и [121], возникающими при мультипольном разложении нейтринной плоской волны в матричном элементе (2.6):

$$\left. \begin{aligned} [101] &= \frac{3}{4\pi} \left( 1^+ \left\| \sum_j \tau_-(j) j_0 (p_\nu r_j) \sigma_j \right\| 0^+ \right), \\ [121] &= \frac{3}{\sqrt{4\pi}} \left( 1^+ \left\| \sum_j \tau_-(j) j_2 (p_\nu r_j) [\sigma \times Y_2]_1 \right\| 0^+ \right). \end{aligned} \right\} \tag{4.2}$$

Коэффициент  $a_2$  угловой корреляции выражается через эти матричные элементы следующим образом:

$$a_2 = \frac{\sqrt{2}}{3} \times \frac{G_P(2G_A - G_P) ([101] + \sqrt{2}[121])^2 - \frac{3}{2} G_A^2 [121]^2 - 3\sqrt{2} G_A^2 [101][121]}{G_A^2 ([101]^2 + [121]^2) + 1/3 G_P(G_P - 2G_A) ([101] + \sqrt{2}[121])^2}. \tag{4.3}$$

Отсюда видно, что, если пренебречь матричным элементом [121], соответствующим примеси запрещенного перехода второго порядка к разрешенному переходу, коэффициент  $a_2$  не будет зависеть от ядерных матричных элементов и будет представлять собой комбинацию констант

$$a_2^0 = \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot \frac{G_P(2G_A - G_P)}{G_A^2 - \frac{1}{3} G_P(2G_A - G_P)}. \tag{4.4}$$

В общем случае вопрос об эффективности использования метода  $\gamma\nu$ -корреляций для определения констант сводится к выяснению роли «малых» матричных элементов. В настоящее время установлено, что пренебрегать ими, как правило, нельзя. Поэтому возникает вопрос о том, возможно ли рассчитывать их с нужной

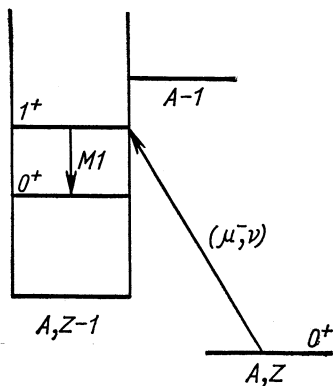
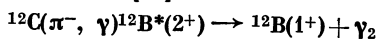


Рис. 2. Схема  $\mu^-$ ,  $\nu\bar{\nu}$ -процесса, используемого для изучения  $\gamma\nu$ -корреляций.

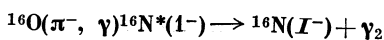


Таблица 2

Коэффициент угловой корреляции  $a_2$  жесткого и мягкого  $\gamma$ -квантов при радиационном захвате пионов на  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ ;  $\delta$  — параметр смешивания:  $\delta = E_2/MI$  [13].



$\delta$	$l_\pi=0$	$l_\pi=1$
0	-0,25	-0,145
0,1	-0,356	-0,207



$1^- \rightarrow I^-$	$l_\pi=0$	$l_\pi=1$
$1^- \rightarrow 0^-$	0,50	-0,023
$1^- \rightarrow 2^-$	$ a_2  \leq 0,025$	$ a_2  < 10^{-3}$

случае может быть сильным фон  $\gamma$ -квантов от высвечивания многих соседних ядер, образующихся при безрадиационном поглощении пионов. Изучение спектра вторичных  $\gamma$ -квантов в совпадении с жестким, образующимся при радиационном захвате пиона, дает возможность избавиться от этого фона.

В связи с обсуждением этого вопроса в табл. 3 приведены значения относительных вероятностей парциальных переходов для ряда легких ядер.

**Парциальные переходы в радиационном  $\mu$ -захвате.** Общие вопросы радиационного  $\mu$ -захвата подробно обсуждались в работе [16]. Показано, что некоторые характеристики этого процесса обнаруживают сильную зависимость от константы индуцированного захвата мюонов находится еще в самой начальной стадии. Измерены полные выходы радиационного захвата; в соответствии с теоретическими расчетами они составляют примерно  $10^{-4}$  от вероятности обычного захвата. Имеются данные о спектре  $\gamma$ -квантов; в самое последнее время измерена асимметрия  $\gamma$ -квантов [18] относительно спина первоначально поляризованного мюона.

В работе [9] затрагиваются вопросы  $\gamma\gamma$ -корреляций. Понятно, что их измерение связано с огромными трудностями; видимо, это эксперимент далекого будущего. Возможно, более реально было бы обсуждение эксперимента, в котором в совпадении с жестким

Таблица 3

Относительные вероятности парциальных ( $\pi^-$ ,  $\gamma$ )-переходов в легких ядрах

Ядро	$I_f^{\pi_f}, E^*$	$Y_s(i \rightarrow f), \%$	$Y_p(i \rightarrow f), \%$	$Y(i \rightarrow f) = Y_s(i \rightarrow f)S_s + Y_p(i \rightarrow f)S_p$
${}^6\text{Li}, 1^+$	$0^+, g s$	0,687	0,165	0,75 * 0,376 2*
${}^{12}\text{C}, 0^+$	$1^+, g s$	0,246	0,0273	0,112 3* 0,0448 2*
	$2^+$	0,037	0,0402	$0,21 \cdot 10^{-3}$ 3* 0,0399 2*
${}^{16}\text{O}, 0^+$	$2^-, g s$	0,315	0,0105	0,026 4* 0,132
	$0^-, 0,12 \text{ Мэв}$	0	0,0006	0,0006 4* 0,0004
	$1^-, 0,39 \text{ Мэв}$	0,040	0,0006	0,0026 4* 0,0164

\* Из работы [14].

2\* Из работы [15], значения  $S_s$  и  $S_p$  из работы [7].

3\* Из работы [17], вариант 3.

4\* Из работы [15], верхние значения  $Y(i \rightarrow f)$  получены при  $S_s = 0,05$ ,  $S_p = 0,95$ , нижние — при  $S_s = 0,40$ ,  $S_p = 0,60$ .

$\gamma$ -квантом регистрировались ядерные  $\gamma$ -кванты, образующиеся при высвечивании возбужденных состояний дочернего ядра [19]. При этом по форме доплеровского уширения линии вторичных  $\gamma$ -квантов можно было бы судить и о величине угловой  $\gamma$ -корреляции.

## 5. БЫСТРЫЕ НЕЙТРОНЫ

Основным каналом расщепления ядра в процессах  $\mu$ -захвата и радиационного  $\pi$ -захвата является канал с испусканием нейтрона. Даже самые точные измерения спектров нейтронов из  $\mu$ -захвата несут большую долю неопределенности, не давая возможности сопоставить каждому акту захвата определенное значение энергии возбуждения ядра. Здесь много общего с фотоядерными реакциями, опыт изучения которых показал, что, не имея возможности сопоставить энергии нуклона энергии возбуждения ядра, нельзя выяснить механизм процесса. В физике фотоядерных реакций эти

вопросы решаются использованием монохроматических  $\gamma$ -квантов, метода «разности фотонов», а также изучения обратных фотоядерных реакций. Какие эксперименты позволяют осуществить «при-

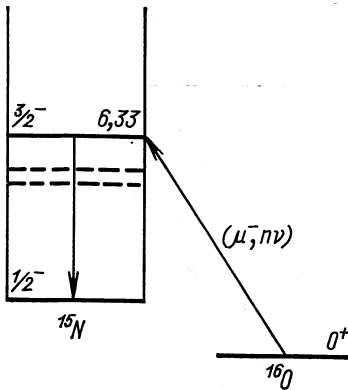


Рис. 3. Схема  $(\mu^-, \nu\gamma)$ -процесса на примере захвата мюонов в кислороде.

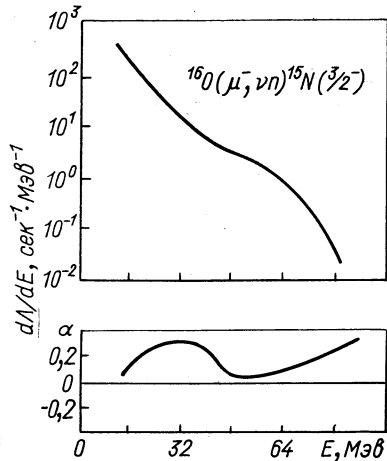


Рис. 4. Энергетический спектр и асимметрия нейтронов при захвате мюонов ядром  $^{16}\text{O}$  с образованием  $^{15}\text{N}$  в состоянии  $3/2^-$  (по работе [20]).

вязку» энергии нейтрона к энергии возбуждения ядра в процессах  $\mu$ -захвата и радиационного захвата пионов?

**Корреляция нейтронов со вторичными  $\gamma$ -квантами при  $\mu$ -захвате.** Типичная схема  $(\mu^-, \nu\gamma)$ -процесса приведена на рис. 3 на примере поглощения в ядре  $^{16}\text{O}$ : захват мюона приводит к вылету нейтрона из ядра, а образующееся дочернее ядро оказывается в связанном возбужденном состоянии, высвечивая затем  $\gamma$ -квант. Корреляция этого  $\gamma$ -кванта с нейтроном, при условии определения энергии нейтрона, фиксирует энергию возбуждения промежуточного ядра  $(A, Z - 1)$ , т. е. энергию нейтрино.

Регистрация нейтрона на совпадение с  $\gamma$ -квантом, испускаемым дочерним ядром  $A - 1, Z - 1$  позволяет также исключить в значительной степени вклад квазидейтонного механизма поглощения. Этот механизм приводит в основном к вылету двух быстрых частиц и тем самым к образованию в конечном состоянии ядра  $A - 2$ , а не  $A - 1$ .

В работе [20] в рамках модели прямого механизма процесса были выполнены расчеты реакции  $^{16}\text{O}(\mu^-, \nu\gamma)^{15}\text{N}^*(3/2^-)$  с использованием метода искаженных волн. На рис. 4 показаны спектр и асимметрия нейтронов, отвечающих образованию ядра  $^{15}\text{N}$  в возбужденном состоянии  $3/2^-$ . Обратим внимание на то, что

спектр нейтронов очень быстро падает с энергией. Заметим также, что, согласно расчету, асимметрия нейтронов является немонотонной функцией энергии. Аналогичные расчеты для той же реакции, но с образованием ядра  $^{16}\text{N}$  в основном состоянии  $1/2^-$  показывают интересную особенность: в энергетической области  $40-50$  Мэв, где асимметрия нейтронов, соответствующих переходу на уровень  $3/2^-$ , имеет минимум, асимметрия нейтронов при

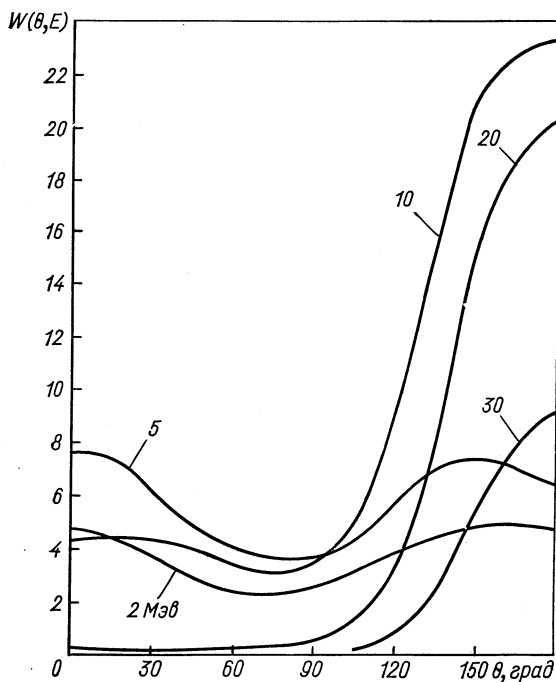


Рис. 5. Функция угловой  $\gamma n$ -корреляции в реакции  ${}^7\text{Li}(\pi^-, \gamma n){}^6\text{He}$  (по работам [21, 33]).

переходе на основное состояние близка к максимуму. Как обычно, изучение парциального перехода позволяет выявить такие особенности процесса, которые заглушаются при менее детальном подходе, когда измеряются характеристики всех нейтронов, соответствующих всему спектру возбуждения остаточного ядра.

**Корреляция жесткого  $\gamma$ -кванта с быстрым нейтроном в радиационном захвате пионов.** Оптическая модель описывает лишь часть процессов, ответственных за испускание быстрых нейтронов. При учете динамических корреляций между нуклонами в ядре

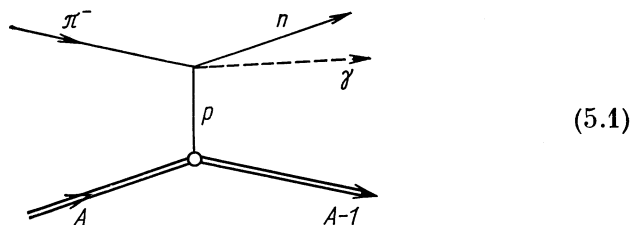


распределение выходов различных конечных состояний в  $(\mu^-, \nu n)$ -реакции может отличаться от предсказаний этой модели. В частности, можно ожидать уменьшения относительного выхода простых «дырочных» состояний ядра  $(A - 1)$ . В этой связи представляет большой интерес изучение корреляции быстрых нейтронов с жестким  $\gamma$ -квантом в процессе радиационного захвата пионов: суммарная энергия нейтрона и  $\gamma$ -кванта непосредственно фиксирует энергию возбуждения конечного ядра. В частности, такие эксперименты могут дать прямые сведения о вероятности образования ядра  $A - 1$  в непрерывном спектре, что фактически соответствует вылету из ядра-мишени нескольких нуклонов.

При радиационном захвате  $\pi$ -мезона покоящимся протоном нейтрон вылетает в направлении, строго противоположном направлению вылета  $\gamma$ -кванта; его энергия имеет определенное значение. Фермиевское движение нуклонов приводит к тому, что в случае радиационного захвата  $\pi$ -мезонов ядром и эта угловая корреляция и спектр нейтронов размываются. Как грубый ориентир в качественных особенностях углового и энергетического распределения быстрых нейтронов в  $(\pi^-, \gamma n)$ -процессе можно использовать простую оптическую модель.

Такие расчеты были выполнены с использованием стандартного метода искаженных волн в работе [21]. На рис. 5 показаны результаты этого расчета. Стоит особенно отметить, что максимум выхода быстрых нейтронов под углом  $180^\circ$  не просто размывается; учет взаимодействия в конечном состоянии приводит к небольшому дополнительному максимуму в направлении, совпадающем с направлением вылета  $\gamma$ -кванта.

Известен более приближенный вариант такого одночастичного описания радиационного захвата [22]: взаимодействие нейтрона с ядром в конечном состоянии не учитывается, а вся амплитуда процесса сводится к простейшей полюсной диаграмме



Эксперименты по изучению  $\gamma n$ -корреляций в процессе радиационного захвата описаны в работах [23—25]. Часть полученных в этих работах результатов относится к области гигантского резонанса и будет обсуждаться позднее. Остановимся на работе [25], где изучался радиационный захват пионов ядрами  $^{12}\text{C}$ . В этой работе измерения охватывают широкую область энергетиче-

ческого спектра нейтронов:  $E_n = 1,7 \div 28 \text{ Мэв}$ . Нейтроны регистрировались на совпадение с жесткими  $\gamma$ -квантами в широком интервале их энергетического спектра ( $E_\gamma \geq 55 \text{ Мэв}$ ). Очевидно, поэтому «привязка» результатов рассматриваемой работы к спектру возбуждения ядра невозможна.

Результаты измерений показаны на рис. 6. Расчеты прямого испускания быстрых нейтронов проводились в рамках метода искаженных волн и соответствующей нормировкой сопоставля-

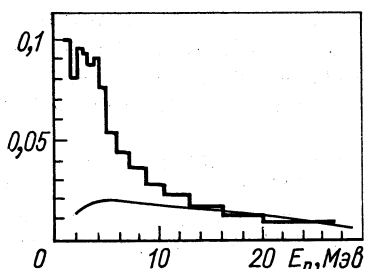


Рис. 6. Энергетический спектр нейтронов из ( $\pi^-$ ,  $\gamma$ )-захвата в углероде [25]. Гладкая кривая — расчет по методу искаженных волн.

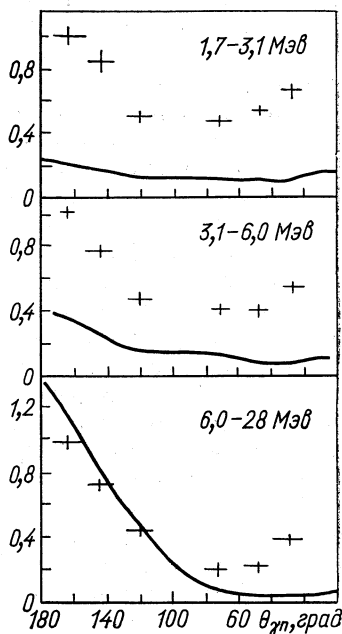


Рис. 7. Угловая  $\gamma n$ -корреляция в ( $\pi^-$ ,  $\gamma n$ )-реакции на ядре  $^{12}\text{C}$ :

— — расчет по методу искаженных волн (из работы [25]).

лись с полученными экспериментальными данными. Видно, что при  $E_n \geq 15 \text{ Мэв}$  эти расчеты правильно описывают форму спектра нейтронов. На рис. 7 показаны результаты измерений угловой  $n\gamma$ -корреляции. К сожалению, все приведенные данные захватывают резонансную область и поэтому не позволяют непосредственно судить об истинной форме угловой корреляции для быстрых нейтронов.

## 6. ГИГАНТСКИЙ РЕЗОНАНС

**Нейтронные каналы распада гигантского резонанса в  $\mu^-$ -захвате.** Коллективные возбуждения ядра при захвате мюонов или радиационном захвате  $\pi$ -мезонов возникают в результате сильной связи между различными каналами вылета нейтронов. Непосредственное изучение самих каналов распада с выделением в спектрах нейтронов переходов, соответствующих определенным состояниям

конечного ядра, необходимо для получения наиболее достоверных данных о структуре гигантского резонанса.

Из фотоядерных реакций, опытов по неупругому рассеянию электронов и др. известно, что состояния типа частица — дырка, которые непосредственно возбуждаются в таких реакциях, сильно связаны с состояниями более сложной природы: две частицы — две дырки, многофононные состояния и т. п. [26]. Эта связь приводит к разбросу коллективных возбуждений в широкой области спектра. В свою очередь, аналогичная связь проявляется и в структуре дочерних ядер.

Таким образом, возбуждение ядра и его распад затрагивают большое число уровней промежуточного и конечного ядра. Разброс состояний частица — дырка по состояниям более сложной природы приводит к тому, что картина нейтронных спектров частично-дырочной модели приобретает черты, характерные для статистической модели. Легко представить себе, что при большой плотности уровней промежуточного и остаточного ядер результатом наложения всех возможных нейтронных переходов будет спектр типа испарительного, на котором проявляются отдельные резонансы, отвечающие доминирующим каналам распада.

Расчеты парциальных спектров нейтронов, соответствующих распаду гигантских резонансов на отдельные возбужденные состояния дочернего ядра, были выполнены в работе [27]. Имелось в виду, что выделение таких переходов будет возможно вместе с  $\gamma$ -квантами, возникающими при высвечивании дочернего ядра.

Расчеты были проведены для реакции  $^{40}\text{Ca}(\mu^-, \nu n)^{39}\text{K}^*$  в рамках частично-дырочной модели с учетом непрерывного спектра. В этой реакции в районе гигантских резонансов доминируют переходы первого порядка запрета (дипольные), хотя в рассматриваемой реакции вклад переходов второго порядка запрета (квадрупольных), а также разрешенных переходов не мал — около 35% в случае образования дырочных уровней  $3/2^+$ ,  $1/2^+$  и  $5/2^+$  ядра  $^{39}\text{K}$ . Такое соотношение интенсивностей переходов противоположной четности означает, что возможны сильные эффекты интерференции между ними. Яркий результат такой интерференции — это возникновение асимметрии углового распределения нейтронов (относительно спина мюона) в резонансной области. Как видно из рис. 8 и 9, коэффициент асимметрии сильно осциллирует в зависимости от энергии нейтронов. В максимумах он достигает заметной величины, но при усреднении по спектру нейтронов асимметрия практически исчезает ( $|\bar{\alpha}| < 10^{-2}$ ).

Первый эксперимент по изучению  $n\gamma$ -корреляций в  $\mu$ -захвате выполнен в ЦЕРНе [28]. На рис. 10 и 11 приведены спектры нейтронов, полученные применением техники времени пролета; эти спектры соответствуют всем возбужденным состояниям дочерних ядер, приводящим к испусканию  $\gamma$ -квантов. Спектры нейтро-

нов содержат мощный испарительный фон. При исключении этого фона с помощью расчетов по модели испарения четко проявляется резонансная структура (см. нижнюю часть рис. 11).

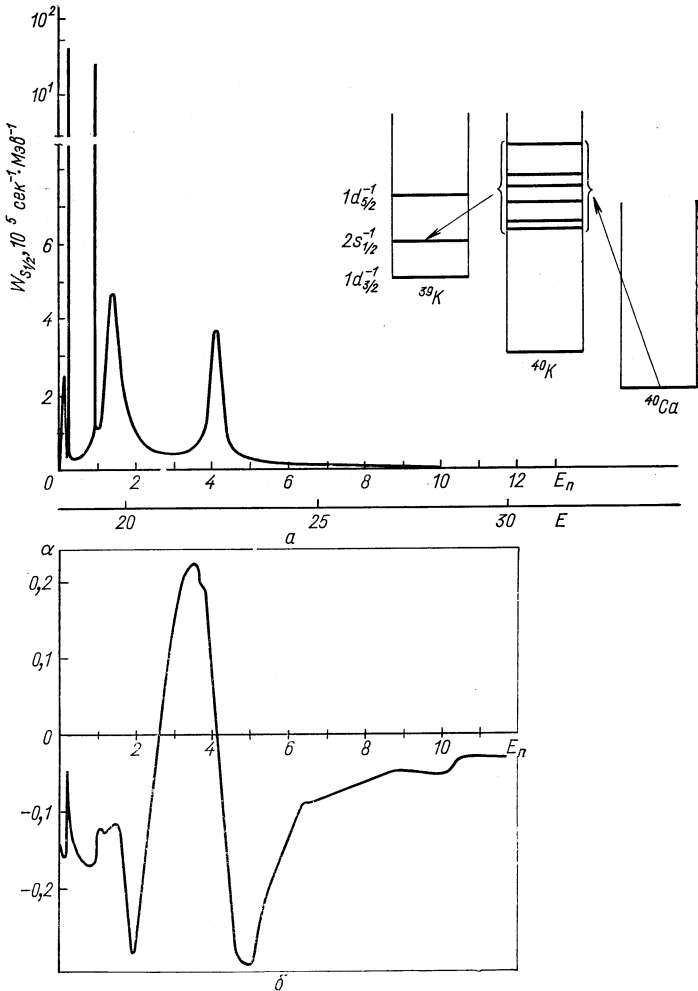


Рис. 8. Парциальный спектр нейтронов (а) и коэффициент асимметрии (б) при переходе  $^{40}\text{Ca}$  ( $\mu^-$ ,  $\nu n$ )  $^{39}\text{K}$  ( $1/2^+$ ) (по работе [27]).

Регистрация нейтронов в совпадениях со всеми  $\gamma$ -квантами обеспечивает гораздо более высокую точность измерения нейтронного спектра, чем без использования техники времени пролета.

Однако такая постановка эксперимента оставляет открытым вопрос о соотношении переходов на разные уровни конечного ядра и тем самым о структуре гигантских резонансов. Согласно предварительным замечаниям, сделанным в работе [28], в распаде резонансных состояний  $^{40}\text{K}$  доминируют переходы на три первых

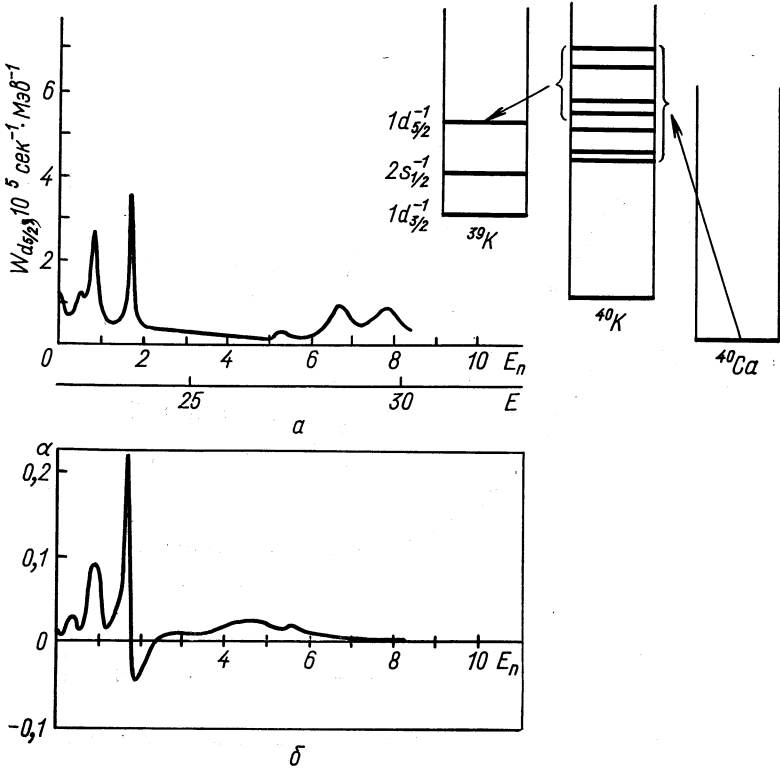


Рис. 9. Парциальный спектр нейтронов (а) и коэффициент асимметрии (б) при переходе  $^{40}\text{Ca} (\mu^-, \nu n) ^{39}\text{K} (5/2^+)$  (по работе [27]).

возбужденных уровня ядра  $^{39}\text{K}$ . Подтверждение этого результата имело бы большое значение как прямое указание на сильную связь частично-дырочных состояний с состояниями более сложной природы в резонансах, возбуждаемых при  $\mu$ -захвате. Правда, сам факт интенсивного возбуждения в  $\mu$ -захвате с вылетом нейтронов состояний типа две дырки — частица установлен [29]. Однако это сделано в экспериментах по изучению спектров  $\gamma$ -квантов, которые, естественно, не позволяют детально исследовать вопрос о механизме заселения этих состояний (хотя измерения доплеровского уширения линий в работе [30] и подтверждают

доминирующую роль резонансного механизма в испускании нейтронов).

В работе [31] был проведен расчет реакции  $^{32}\text{S}(\mu^-, \nu n) ^{31}\text{P}^*$  на широком базисе с учетом зацепления состояний частицы и дыр-

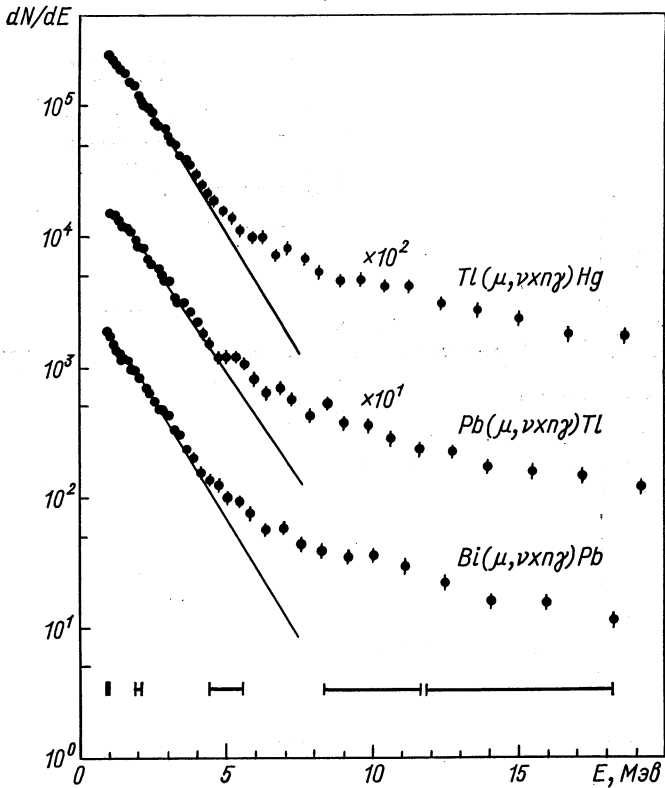


Рис. 10. Спектр нейтронов  $\mu$ -захвата на ядрах Tl, Pb и Bi. Прямые линии — испарительные спектры (по работе [28]).

ки за коллективные квадрупольные колебания ядра — фононы. Показано, что учет этой связи приводит к большому разбросу дипольных состояний, однако главные переходы остаются прежними. Разброс дырочных состояний ядра  $^{31}\text{P}$  привел к тому, что открылись переходы на уровень  $5/2^+ E = 2,23 \text{ Мэв}$ , запрещенные в частично-дырочном приближении. Выход ядра  $^{31}\text{P}$  в этом состоянии составил 20 % полной вероятности процессов с испусканием нейтронов.

**$\gamma n$ -Корреляции в радиационном захвате пионов и квантовые числа состояний аксиального гигантского резонанса.** В предыдущем разделе обсуждались возможности метода  $\gamma n$ -корреляций для изучения механизма вылета быстрых нейтронов. Этот же метод в применении к исследованию гигантского резонанса может дать сведения о его детальной структуре, а также о квантовых числах отдельных состояний, формирующих гигантский резонанс. Поясним это примером.

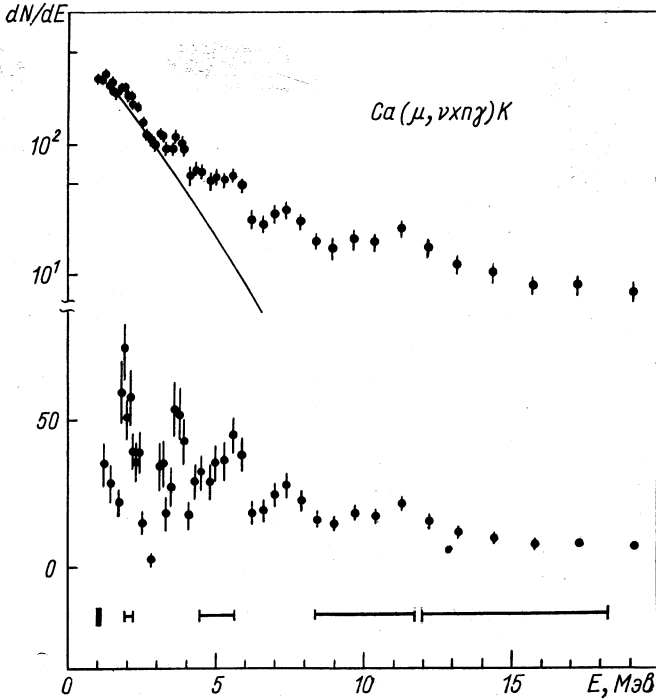
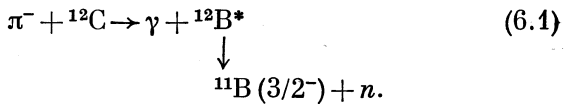


Рис. 11. Спектр нейтронов  $\mu$ -захвата на  $^{40}\text{Ca}$ . Вверху — полный спектр, внизу — спектр за вычетом испарительного (по работе [28]).

Рассмотрим  $s$ -захват  $\pi$ -мезона ядром  $^{12}\text{C}$  с образованием конечного ядра  $^{11}\text{B}$  в основном состоянии  $3/2^-$ :



Радиационный захват идет преимущественно через аксиальный гигантский резонанс. В рассматриваемой реакции ему соответствуют состояния  $1^-$  и  $2^-$ . Учитывая приближенную  $\text{SU}_4$ -симметрию

трию в легких ядрах [32], можно считать, что распад преимущественно идет таким образом, что спин канала ( $^{11}\text{B} + n$ ) равен единице. Известно также, что при возбуждении гигантских резонансов в ядрах  $1p$ -оболочки нуклонные переходы  $1p \rightarrow 1d$  много сильнее переходов  $1p \rightarrow 2s$ . Если последние не учитывать, то функция угловой корреляции в рассматриваемых случаях принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} 1^-: W_{\gamma n}(\theta) &= 1 - P_2(\cos \theta)/2; \\ 2^-: W_{\gamma n}(\theta) &= 1 + 5P_2(\cos \theta)/14 + 8P_4(\cos \theta)/7. \end{aligned} \right\} \quad (6.2)$$

В случае захвата пиона с  $p$ -орбиты (и вообще при  $l_{\pi} \neq 0$ ) формула угловой корреляции не имеет такого простого вида и в нее входят параметры, связанные со структурой ядра, которые практически можно определить только с помощью ядерных моделей. Из-за орбитального момента, вносимого пионом, каждому переходу соответствует несколько мультиполей испускаемого  $\gamma$ -кванта. Переданный импульс в  $(\pi^-, \gamma)$ -процессе велик, здесь нельзя воспользоваться длинноволновым приближением и пренебречь высшими мультиполями. Отдельные расчеты  $\gamma n$ -корреляций в области гигантского резонанса были выполнены в работах [21, 33]. Они показали, что соотношения между мультиполями сильно зависят от типа перехода и конкретных свойств ядра. Однако результаты этих расчетов нельзя было рассматривать как окончательные, не дополнив их данными об относительном вкладе различных орбит  $\pi$ -мезоатома в поглощение пиона.

Угловая  $\gamma n$ -корреляция при радиационном захвате  $\pi$ -мезонов в резонансной области спектра нейтронов ядром  $^{12}\text{C}$  измерялась в работе [25] (см. рис. 6 и 7). Функция корреляции аппроксимируется формулой

$$W_{\gamma n}(\theta) = 1 + A_1 P_1(\cos \theta) + A_2 P_2(\cos \theta). \quad (6.3)$$

В интервале энергий нейтронов от 2 до 10  $M\text{эв}$  коэффициент  $A_1$  меняется от  $-0,2 \pm 0,2$  до  $-0,6 \pm 0,1$ , а коэффициент  $A_2$  — от  $0,6 \pm 0,3$  до  $0,9 \pm 0,2$ . Авторы связывают асимметрию угловой корреляции в резонансной области с вкладом прямых переходов, которые рассчитывают в рамках метода искаженных волн (см. раздел 5). Если с помощью такого расчета вычесть вклад прямых переходов в резонансной области, то асимметрия исчезает. После такого вычитания функция угловой корреляции характеризуется одним параметром  $A_2$ , который во всем интервале энергий нейтронов от 2 до 10  $M\text{эв}$  остается в пределах  $0,5 \leq A_2 \leq 1,0$ .

Подобное угловое распределение будет противоположно тому, которое характерно для фотоядерных реакций на ядре  $^{12}\text{C}$  в соответствующей области энергии возбуждения: здесь — минимум, а в фотоядерных реакциях — максимум при  $90^\circ$ . Для расчета



угловой корреляции авторы используют обобщение коллективной модели Гольдхабера — Теллера [34]. Если предположить, что процесс идет через состояния  $I^\pi = 1^-$  аксиального гигантского резонанса с распадом по каналу  $l_n = 2$ ,  $S = 1$ , коэффициент  $A_2$  оказывается равным:  $A_2(1s) = -0,50$ ;  $A_2(2p) = +0,85$ . С учетом доминирующего вклада захвата с  $p$ -орбиты  $\pi$ -мезоатома среднее значение этого коэффициента  $A_2 = 0,43 \pm 0,24$ . Таким образом, предположение о том, что распадающийся резонанс имеет квантовые числа  $1^-$ , согласуется с результатами измерения.

При измерении спектров жестких  $\gamma$ -квантов в  $(\pi, \gamma)$ -реакции на углероде в работе [35] было обнаружено сильное возбуждение состояния ядра  $^{12}\text{B}$ , являющегося аналогом уровня  $2^-$  ядра  $^{12}\text{C}$ . В обсуждаемой работе [25] это состояние не могло быть обнаружено, так как его распаду соответствуют очень мягкие нейтроны ( $\approx 1 \text{ Мэв}$ ), эффективность регистрации которых была слишком малой.

**Распад гигантского резонанса с испусканием двух нуклонов.** Гигантские резонансы, возбуждаемые в процессах  $\mu$ -захвата и радиационного захвата пионов, являются изобарическими аналогами спин-волновых, а также обычных дипольных возбуждений в ядре. Средние энергии этих возбуждений примерно одинаковы. Однако ширина разброса спин-волновых возбуждений больше, чем ширина разброса дипольных состояний [36]. При этом часть состояний спин-волнового резонанса может попасть в область более высоких энергий возбуждения, где открыты каналы распада с испусканием двух и более частиц.

В работе [37], где изучались спектры ядерных  $\gamma$ -квантов при  $\mu$ -захвате в  $^{40}\text{Ca}$ , был обнаружен выход ядер с  $A = 38$ , соответствующих каналам испускания двух нуклонов (примерно 20% выхода ядра  $^{39}\text{K}$  в возбужденном состоянии). Это указывает на возбуждение ядра  $^{40}\text{K}$  выше  $22 \text{ Мэв}$ . Считая, что векторный резонанс в  $^{40}\text{K}$  располагается где-то в энергетической области  $11,5$ — $15,5 \text{ Мэв}$ , авторы делают вывод, что аксиальный гигантский резонанс в  $^{40}\text{Ca}$  простирается в область больших энергий возбуждения, чем векторный резонанс. Для проверки этого косвенного заключения целесообразно изучение  $(\mu^-, \nu n p)$ -реакции методом совпадений с одновременным измерением энергии вылетевшего нейтрона и протона. Правда, выход этой реакции в случае  $\mu$ -захвата на ядрах  $^{40}\text{Ca}$  невелик по сравнению с полной вероятностью захвата: здесь велика вероятность образования ядер  $^{40}\text{K}$  в связанных состояниях, а при распаде гигантского резонанса ядро  $^{39}\text{K}$  также образуется преимущественно в связанных состояниях. Теоретический анализ [31] поглощения мюонов ядрами  $(2s - 1d)$ -оболочки также свидетельствует о том, что аксиально-векторный резонанс в этих ядрах расположен выше векторного и связан с возбуждением глубоко связанного  $1p$ -нуклона.

В случае тяжелых ядер распад с испусканием двух нейтронов имеет более важное значение. С увеличением  $Z$  возрастает роль переходов высокой мультипольности и средняя энергия возбуждения ядра в  $\mu$ -захвате становится выше, чем энергия дипольного гигантского резонанса. Состояния, располагающиеся выше порога испускания двух нейтронов, легко распадаются по двухнейтронному каналу. Заметим, что, согласно работе [38], среднее число нейтронов на акт захвата в тяжелых ядрах велико: Ag — 1,62; Au — 1,66; Pb — 1,71. По-видимому, в основном спектры нейтронов при распаде тяжелых ядер очень мягкие — испарительные. Сопоставление спектров пары нейтронов, регистрируемых на совпадение, позволило бы получить интересные критерии для проверки статистической модели распада ядер при  $\mu$ -захвате.

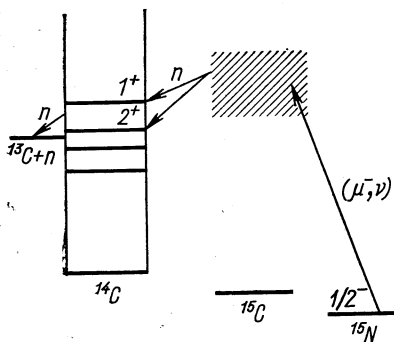


Рис. 12. Схема перехода  $^{15}\text{C}$  ( $\mu^-$ ,  $\nu 2n$ )  $^{14}\text{C}$ .

В легких ядрах спектр двух нейтронов, регистрируемых на совпадение, должен обнаруживать резонансную структуру. В качестве примера приведем рассчитанный в работе [31] спектр таких нейтронов в реакции  $^{15}\text{N}$  ( $\mu^-$ ,  $\nu 2n$ )  $^{13}\text{C}$ . Схема этих переходов приведена на рис. 12. В ядре  $^{15}\text{C}$  заселяются два уровня, лежащие выше порога испускания вторичного нейтрона, приводящие к двум энергетическим группам нейтронов:  $E_n \approx 1 \text{ Мэв}$  и  $E_n \approx 2,5 \text{ Мэв}$ . Спектр первичных нейтронов распада состояний гигантского резонанса ядра  $^{15}\text{C}$ , заселяющих эти два высоколежащих состояния ядра  $^{14}\text{C}$ , приведен на рис. 13. Расшифровка таких спектров могла бы дать уникальные сведения о нейтронных переходах между определенными квазистационарными состояниями двух ядер. Отметим, что в легких ядрах с  $N > Z$  канал с испусканием двух нейтронов, по-видимому, всегда вбирает значительную долю полной вероятности  $\mu$ -захвата. Так, в случае захвата ядрами  $^{15}\text{N}$  выход канала ( $\mu^-$ ,  $\nu 2n$ ) должен составлять 25%.

Среди переходов этого типа особенно интересны такие, которые идут через долгоживущие надпороговые состояния [39]. При захвате мюонов рядом легких ядер такие состояния могут заселяться с большой вероятностью. Такая ситуация имеет место в реакции  $^{14}\text{N}$  ( $\mu^-$ ,  $2n$ )  $^{12}\text{C}$ : как показывают расчеты [40], очень важным является каскад нейтронных переходов через уровень  $5/2^-$  ядра  $^{13}\text{C}$ , лежащий при энергии  $E = 7,55 \text{ Мэв}$  (рис. 14). Вклад этого каскада в полную вероятность захвата составляет около 20%.

Совпадения жесткого и вторичного ядерного  $\gamma$ -квантов как способ выделения различных каналов ( $\pi^-$ ,  $\gamma$ )-реакции. Изучение состояний аксиального гигантского резонанса методом  $\gamma n$ -совпадений (см. выше) в реакции  $A (\pi^-, \gamma n) B$  может в общем случае осложняться незнанием того, какие состояния остаточного ядра  $B$

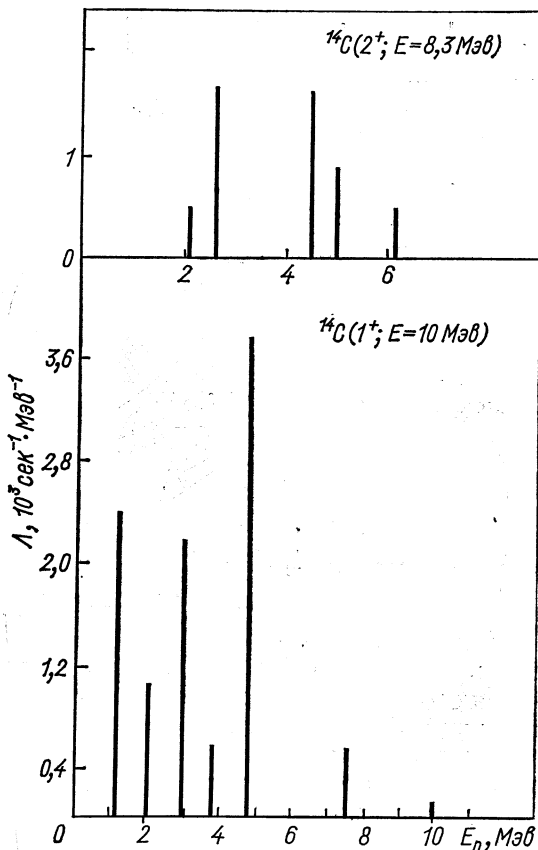
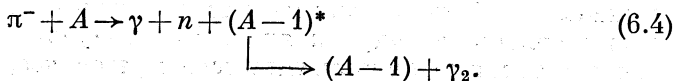


Рис. 13. Спектр нейтронов перехода  $^{15}\text{N} (\mu^-, \gamma n) ^{14}\text{C}^*$  на уровни ядра  $^{14}\text{C}$ , лежащие выше порога испускания вторичного нейтрона (по работе [31]).

заселяются в реакции. Выделение канала, отвечающего определенному состоянию остаточного ядра, можно осуществить, регистрируя дополнительно вторичные ядерные  $\gamma$ -кванты из процесса





при поглощении мюонов, в частности в наличии характерных для каждого ядра особых каналов распада. Типичным примером может служить распад состояний гигантского резонанса при поглощении мюонов ядром  ${}^6\text{Li}$ . Как показали расчеты [41], в результате возбуждения внутреннего  $1s$  нуклона в энергетической области 18—20 Мэв промежуточного ядра  ${}^6\text{He}$  возбуждается группа состояний, структура которых имеет вид  $|1s^3 1p^3 [3]\rangle$ . Эти состояния с большой вероятностью распадаются по каналу  ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$ . Рассчитанный в работе [41] спектр ядер трития приведен на рис. 15. Отметим, что образующиеся ядра имеют очень малую энергию. Захват мюонов другими ядрами  $1p$ -оболочки также будет приводить к испусканию нескольких фрагментов. На основании структурных особенностей этих ядер с учетом экспериментальных данных по фотопоглощению в работе [27] был сделан вывод о том, что при захвате мюонов ядром  ${}^7\text{Li}$  будут идти процессы  ${}^3\text{H} + 2n + d + \nu$ ; захват на  ${}^{10}\text{B}$  будет приводить к каналу  $2\alpha + 2n + \nu$ , а на  ${}^{14}\text{N}$  — к каналу  $3\alpha + 2n + \nu$ .

В настоящее время экспериментальные данные о фрагментации ядер при  $\mu$ -захвате получены с помощью фотоэмюльсий. В работе [42] таким образом изучалась реакция  $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^3\text{He} + n + \nu$ . Можно надеяться, что выделение главных каналов позволит во многом понять механизм вылета фрагментов в  $\mu$ -захвате.

## 7. КОРРЕЛЯЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО И ЖЕСТКОГО $\gamma$ -КВАНТОВ В $(\pi^-, \gamma)$ -РЕАКЦИИ

В предыдущих разделах неоднократно подчеркивалась тесная связь  $\mu$ -захвата и радиационного захвата пионов. Однако строгие количественные соотношения между матричными элементами этих двух процессов, не требующие использования ядерных моделей, получены только для захвата с  $s$ -орбиты (см. раздел 3). Проверка

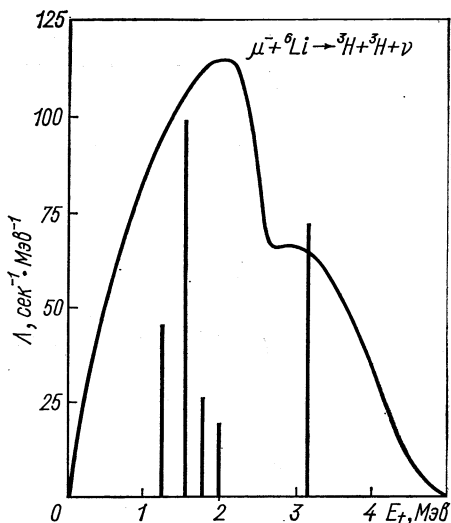


Рис. 15. Спектр ядер трития из реакции  $\mu^- + {}^6\text{Li} \rightarrow \nu + {}^3\text{H} + {}^3\text{H}$  (по работе [41]).

этих соотношений представляет особый интерес, так как они основаны на таких известных гипотезах, как РСАС, анализ применимости которых к сложным ядрам затрагивает малоизученные аспекты структуры ядерного вещества.

Изучение радиационного захвата пионов в совпадениях с рентгеновскими квантами  $2p \rightarrow 1s$ -перехода мезоатома ( $K_\alpha$ -линия) дает

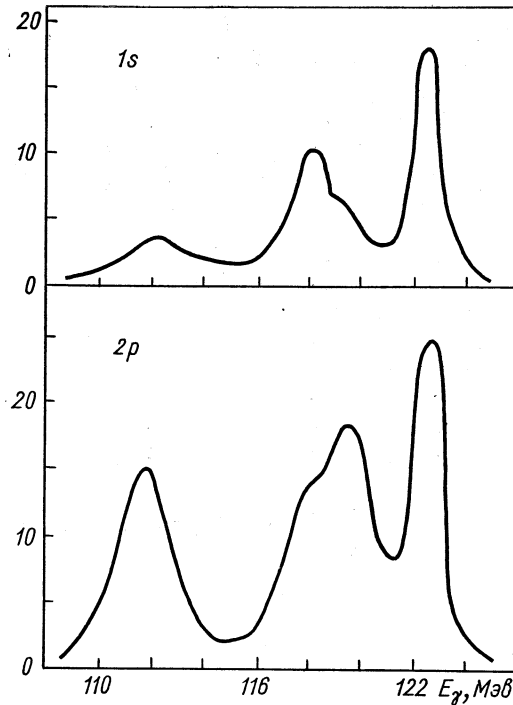


Рис. 16. Энергетический спектр  $\gamma$ -квантов от радиационного захвата пионов в  $^{16}\text{O}$  из  $1s$ - и  $2p$ -состояний [34].

прямой способ выделения вклада из  $1s$ -состояния в  $(\pi^-, \gamma)$ -реакцию. В табл. 4 приведены экспериментальные значения выходов  $K_\alpha$ -линий из разных мезоатомов. Выходы быстро падают с увеличением  $Z$ , так что для  $Z > 12$  эти линии неотделимы от фона. Поэтому наблюдение  $(\pi^-, \gamma)$ -захвата с  $1s$ -орбиты возможно лишь в легких ядрах.

Аналогия между  $\mu$ - и  $(\pi, \gamma)$ -захватом теоретически особенно подробно исследовалась на примере переходов  $^3\text{He} \rightarrow ^3\text{H}$ ,  $^6\text{Li} \rightarrow ^6\text{He}$ ,  $g. s.$ ;  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}$ ,  $g. s.$  Для оценки выхода реакции  $^3\text{He} \rightarrow ^3\text{H}$  в радиационном захвате пионов с  $1s$ -орбиты недостает данных

Таблица 4

 Выходы  $K_{\alpha}$ -линий в пионных атомах легких элементов

Элемент	$Y(2p \rightarrow 1s)$ , %	Литература	Элемент	$Y(2p \rightarrow 1s)$ , %	Литература
${}^6\text{Li}$	$26 \pm 3$	[7]	C	$7,5 \pm 2,0$	[43]
Be	$10,5 \pm 1,4$	[43]	${}^{16}\text{O}$	4,9	[44]
${}^{10}\text{B}$	$11,0 \pm 1,6$	[43]	F	$4,1 \pm 0,07$	[43]

о мезоатоме  ${}^3\text{He}$ . Для двух других указанных выше переходов при захвате с  $s$ -орбиты выходы составляют:

$$I_{1s}(\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He } g. s + \gamma) = 1,79 \cdot 10^{-3};$$

$$I_{1s}(\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B } g. s. + \gamma) = 1,0 \cdot 10^{-4}.$$

Значения получены из усредненных данных табл. 3 и 4.

На рис. 16 приведен спектр  $\gamma$ -квантов из  $(\pi^-, \gamma)$ -реакции на ядре  ${}^{16}\text{O}$ . Как видно из этого рисунка, распределение интенсивностей зависит от того, с какой орбиты поглощается пион.

Разумеется, выделение  $(\pi^-, \gamma)$ -захвата с определенной орбиты мезоатома представляет интерес и вне вопроса об аналогии между  $\mu$ -захватом и радиационным захватом. Метод совпадений с рентгеновским квантом может быть полезен для выделения захвата с последней орбиты, до которой доходит мезон.

## ЛИТЕРАТУРА

- Balashov V. V., Eramzhyan R. A. Atomic Energy Rev. V. 5, Vienna, 1967, p. 3; Эрамжян Р. А. Обзорный доклад на IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра. Дубна, 1971.
- Wuoh S. Nucl. Phys., 1969, B14, 133.
- Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ, Дубна, P15-5524, 1970.
- Primakoff H. Rev. Mod. Phys., 1959, 31, 802.
- Fujii A., Morita M., Ohtsubo H. Prog. Theor. Phys. Suppl. Special Suppl., 1968, p. 303.
- Krell M., Ericson T. E. O. Nucl. Phys., 1969, B11, 521; 1969, B14, 236.
- Sapp W. W., Jr. e.a. Phys. Rev., 1972, C5, 690.
- Попов Н. П. ЖЭТФ, 1963, 44, 1679.
- Oziewicz Z. Preprint 208, Inst. Fizyki Theoret, Univ., Wroclawskiego, 1970.
- Bukhvostov A. P. e.a. JINR, E4-5985, Dubna, 1971; Бухвостов А. П., Попов Н. П., Эрамжян Р. А. Материалы VI зимней школы по теории

- ядра и физике высоких энергий. Т. 2. Ленинград, 1971, с. 86.
11. Grenacs L. e.a. Nucl. Instr. Meth., 1968, 58, 164.
  12. Eckhause M. e.a. Submitted to the 1971 HEPNS Conference, Dubna.
  13. Коренман Г. Я., Попов В. П. Докл. на IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра. Дубна, 1971, Д1-5988, с. 82.
  14. Delorme J. Nucl. Phys., 1970, B19, 573.
  15. Карапетян В. В., Коренман Г. Я., Попов В. П. Тезисы Всесоюзной конференции «Ядерные реакции при высоких энергиях», Москва, 1972.
  16. Rood H. P. C., Tolhoek H. A. Nucl. Phys., 1965, 70, 658.
  17. Skupsky S. Phys. Lett., 1971, 36B, 27.
  18. Conversi M., Diebold R., DiLella L. Phys. Rev., 1964, 136, 1077; DiLella L., Hammerman I., Rosenstein L. M. Phys. Rev. Lett., 1971, 27, 83.
  19. Oziewicz Z., Popov N. P. In: HEPNS ed. S. Devons. Plenum, N.-Y, 1970, p. 185.
  20. Салганик Ю. А., Эрамжян Р. А. Препринт ОИЯИ, Дубна, P4-5997, 1972.
  21. Балашов В. В., Коренман Г. Я., Мебония Д. В. Тезисы Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при малых и средних энергиях. Дубна, 1967.
  22. Дахно Л., Прокошкин Ю. Д. «Ядерная физика», 1968, 7, 565.
  23. Petruchin V. I., Prokoshkin Yu. D. Nucl. Phys., 1965, 66, 669.
  24. Holland M. M., Minehart P. C., Sobottka S. E. Nucl. Phys., 1970, A147, 249.
  25. Lam W. C. e.a. Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 108.
  26. Балашов В. В., Чернов В. М. ЖЭТФ, 1962, 43, 227; Balashov V. V. Nucl. Phys., 1963, 40, 93.
  27. Balashov V. V. e.a. JINR, Dubna, E4-4601, 1969; In: HEPNS ed. by S. Devons. Plenum, N.-Y., 1970.
  28. Jahnke V. e.a. Submitted to the 1971 HEPNS Conference, Dubna.
  29. Kaplan S. N. e.a. Phys. Rev. Lett., 1969, 22, 795.
  30. Kaplan S. N. e.a. In: HEPNS. ed. S. Devons, Plenum, N. Y., 1970, p. 163.
  31. Белый Н. И. и др. Препринт ОИЯИ, Дубна, Д1-5988, 1971, p. 109.
  32. Wigner E. P. Phys. Rev., 1937, 51, 106; Афанасьев Г. Н., Райчев П. П. ЭЧАЯ, 1972, 3, вып. 2, 436.
  33. Коренман Г. Я. Диссертация НИИЯФ, МГУ, Москва, 1967.
  34. Überall H. Acta Phys. Aust., 1969, 30, 89; Murphy I. D. e.a. Phys. Rev. Lett., 1967, 19, 714.
  35. Bistirlich J. A. e.a. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 689.
  36. Балашов В. В., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, 1962, 43, 702.
  37. Igo-Kemenes P. e.a. Phys. Lett., 1971, 34B, 286.
  38. MacDonald B. e.a. Phys. Rev., 1965, 139, 1253.
  39. Balashov V. V., Doleshal P., Fetisov V. N. Phys. Lett., 1965, 17, 290.
  40. Kissener H. R., Eramzhyan R. A., Jager H. U. Preprint ZFK, Rossendorf, 1972.



41. **Вартамян В. А., Эрамжян Р. А.** Препринт ОИЯИ, Дубна, Д1-5988, 1974, с. 108.
42. **Батусов Ю. А. и др.** Препринт ОИЯИ, Дубна, Р1-5893, 1971.
43. **Koch H. e.a.** Phys. Lett., 1969, 29, 140.
44. **Koch H. e.a.** Phys. Lett., 1968, 28, 279.
45. **Pratt T. A. E. C.** Nuovo cimento, 1970, 68A, 577.