

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ФОТОРОЖДЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ НА ЯДРАХ

В. Л. Кашеваров, Г. А. Сокол

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Сделан обзор работ по исследованию реакций электро- и фоторождения заряженных пионов на ядрах $1p$ -оболочки с фиксацией конечных состояний ядер. Проведена систематизация экспериментального материала. Экспериментальные данные сравниваются с расчетами, выполненными преимущественно в импульсном приближении с искаженными волнами. Делаются выводы о возможных направлениях дальнейших исследований.

Investigation of electro- and photoproduction of the charged pions on $1p$ -shell nuclei leading to the discrete final nuclear states are reviewed. Experimental data have been systematized. Data are compared with calculations, performed predominantly by the distorted wave impulse approximation. Conclusions about probable directions of investigations are made.

ВВЕДЕНИЕ

Важное место в исследованиях фоторождения пионов на ядрах занимают исследования парциальных процессов, т. е. процессов, в которых известно состояние конечного ядра. Такие парциальные процессы являются наиболее информативными с точки зрения возможности проверки различных теоретических подходов в описании как влияния ядерной структуры и взаимодействия мезона с ядром в конечном состоянии, так и зависимости сечения реакции от механизма элементарного процесса фоторождения.

Экспериментальные исследования парциальных переходов в фоторождении пионов стали возможны в связи с появлением ускорителей, обладающих интенсивными e^- и γ -пучками, а также благодаря развитию методики высокопрецизионных магнитных спектрометров. Большинство работ выполнено на ядрах $1p$ -оболочки. Изучение фоторождения пионов на ядрах $1p$ -оболочки имеет свою специфику: для этих ядер, с одной стороны, уже не применимы точные методы описания малонуклонных систем, которые исходят из «первых принципов», а с другой — еще нет необходимости учитывать несферичность

ядер. Таким образом, ядра $1p$ -оболочки являются хорошим полигоном для проверки оболочечных моделей.

Появившиеся экспериментальные данные по парциальным переходам в фоторождении пионов стимулировали развитие теоретических исследований этого процесса. К настоящему времени развита феноменологическая теория рождения мезонов на ядрах. В ней для количественных расчетов используются данные из трех фундаментальных процессов: рассеяния электронов на ядрах, фоторождения пионов на свободных нуклонах, рассеяния мезонов на ядрах. Результаты исследования фоторождения пионов на ядрах в настоящее время активно вовлекаются для решения ряда проблем физики ядра. Среди проблем, которые связаны с процессом фоторождения пионов на ядрах, можно назвать кластерную структуру ядер, роль мезонных степеней свободы в ядрах, взаимодействие Δ -изобары с нуклонами и ядрами, взаимодействие пионов с ядрами, находящимися в возбужденном состоянии, и др. Значимость процесса фоторождения пионов на ядрах связывают и с проблемой кваркового строения ядер, которая в настоящее время широко обсуждается.

По парциальным реакциям фоторождения пионов уже существует несколько работ обзорного характера [1—8], но в связи с актуальностью исследования отмеченных выше проблем мезон-ядерной физики существует необходимость систематизации экспериментального материала. Такая систематизация части материала уже была осуществлена в [8]. Настоящая работа содержит существенно дополненный и переработанный по сравнению с [8] обзор экспериментальных исследований парциальных переходов в электро- и фоторождении заряженных пионов на ядрах $1p$ -оболочки в области энергий от порога фоторождения до ~ 1 ГэВ. В обзор включены работы с 1971 по 1987 г.

1. ОСНОВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССА ФОТОРОЖДЕНИЯ ПИОНОВ

Фоторождения пионов на свободных нуклонах. Со времени первых работ [9—11] по фоторождению π -мезонов на нуклонах прошло более 35 лет. За это время выполнено громадное количество экспериментальных и теоретических работ. Основные характеристики элементарного процесса фоторождения можно считать хорошо изученными экспериментально и теоретически. Подробный анализ результатов полного опыта в фоторождении пионов на нуклонах проведен в [12]. Оператор фоторождения пиона на нуклоне обычно записывается в системе центра масс (с.ц.м.) следующим образом:

$$\hat{F}_N = F_1 \sigma \epsilon + F_2 \sigma \mathbf{k} \epsilon + F_3 \sigma \mathbf{p} \epsilon + i F_4 \mathbf{p} [\mathbf{k} \times \epsilon], \quad (1)$$

где F_i — скалярные амплитуды фоторождения; \mathbf{k} и \mathbf{p} — импульсы фотона и пиона; σ — спиновый оператор нуклона; ϵ — вектор поляризации фотона. В настоящее время в литературе используются

в основном три набора скалярных амплитуд F_i , обозначаемых как $CGLN$ [13], BDW [14] и BL [15], которые в области возбуждения Δ -резонанса достаточно хорошо в пределах 5—10% описывают экспериментальные данные. Существуют и другие формы записи элементарного оператора фоторождения [16—18]. В приложении для анализа процесса фоторождения пионов на ядрах наиболее употребительной благодаря нековариантной записи в произвольной системе координат является форма записи BL , в которой описание элементарного процесса бралось в виде суммы борновских членов и Δ -резонансного члена (рис. 1) и был вычислен нерелятивистский предел для амплитуд, соответствующих каждой диаграмме рис. 1 с точностью до членов порядка $(p/M_N)^2$. Недавно в [18] была предложена новая уни-

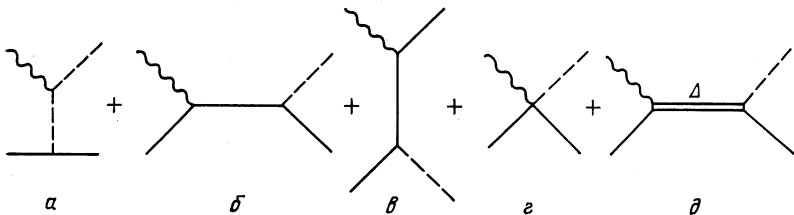


Рис. 1. Диаграммы, соответствующие фоторождению пиона на нуклоне:
 $a - \varepsilon$ — псевдовекторные борновские члены; δ — член, соответствующий Δ -изобаре в промежуточном состоянии

тарная конструкция оператора элементарного процесса фоторождения, включающая u -канальные графики с обменом Δ -резонансом и s' -канальные с магнитным формфактором. Этот вид оператора элементарного процесса успешно был использован в анализе результатов в области энергий, близкой к резонансной области.

Фоторождение пионов на ядрах. Целью большинства экспериментальных работ по фоторождению пионов на ядрах в области энергий до ~ 1 ГэВ, проведенных более 20 лет назад, было выявить общие закономерности процесса: зависимости сечения от массового числа A и заряда ядра Z , энергетической зависимости сечения. Была установлена резонансная структура в энергетической зависимости сечения, а также Z -зависимость. Это дало основание полагать, что механизм фоторождения пионов на ядре является, в основном, одночастичным, т. е. правомерно использование импульсного приближения в теоретическом описании фоторождения пионов на ядрах. Появившиеся экспериментальные работы по парциальным процессам фоторождения потребовали более подробного анализа различных предположений и приближений, делающихся при теоретическом описании процесса фоторождения пионов на ядрах.

Дифференциальное сечение парциального перехода фоторождения пиона на ядре при использовании оператора [15] записывается

в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p}{k} \frac{e^2 f^2}{m_\pi^2} \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i M_f \lambda} |\langle M_f J_f | \varphi_\pi^*(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \hat{F} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} | J_i M_i \rangle|^2, \quad (2)$$

где λ — поляризация фотона; $|J_i M_i\rangle$ и $\langle M_f J_f|$ — волновые функции начального и конечного состояний ядра, являющиеся собственными функциями операторов углового момента (\hat{J}^2 , \hat{Z}), изоспина (\hat{T}^2 , \hat{Z}) и четности (\hat{P}); $\varphi_\pi(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ — волновая функция пиона; \hat{F} — оператор фоторождения пионов на ядре; $e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ — плоская волна, соответствующая падающему фотону; $\frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$; $\frac{f^2}{4\pi} = 0,08$; $f^2 = \frac{m_\pi g}{2M_N}$, где g — константа пион-ядерного взаимодействия: $g/4\pi = 14,5$.

При конкретных расчетах сечений по формуле (2) делаются различные упрощающие предположения относительно оператора фоторождения (1), волновых функций начального и конечного состояний ядер, учета рождения мезона на связанном в ядре нуклоне и др. Рассмотрим некоторые из этих приближений.

Основой теоретического подхода является использование импульсного приближения, в котором оператор фоторождения пионов на ядре \hat{F} записывается как сумма операторов фоторождения пиона на одиночном нуклоне \hat{F}_N по всем нуклонам ядра. В этом проявляется одна из положительных особенностей электромагнитного взаимодействия γ -кванта с ядерной системой, не приводящего к нарушению элементарного процесса. Импульсное приближение требует, чтобы энергия фотона была значительно больше, чем средняя кинетическая энергия $\langle K \rangle$ (20 МэВ) или потенциальная энергия $\langle U \rangle$ (около 30 МэВ) для нуклона в ядре. Для процесса фоторождения пионов это условие выполняется уже при пороговой энергии. Применение импульсного приближения оправдано, если энергетическая зависимость амплитуды процесса на свободном нуклоне имеет гладкую форму. Как известно, в случае (γ , π)-процесса имеется резонанс, который наиболее ярко выражен в (γ , π^0)-реакции. В случае (γ , π^\pm)-процесса, когда в операторе фоторождения \hat{F} доминирует вклад от ($\sigma\epsilon$)-члена, импульсное приближение выполняется хорошо. Если вклад от ($\sigma\epsilon$)-члена подавлен, как, например, в случае реакции $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ (о.с.), тогда вопрос о применимости импульсного приближения остается открытым.

Другое приближение заключается в учете импульсного распределения нуклонов в ядре. Анализ матричного элемента значительно упрощается, если импульсом нуклона в ядре пренебречь (так называемое «замороженное ядро»). С физической точки зрения это допустимо, когда скорость нуклона мала по сравнению со скоростью мезона [19]. Данное приближение является достаточно грубым, особенно в области возбуждения Δ_{33} -резонанса, где элементарная амплитуда имеет резкую энергетическую зависимость.

Третьим приближением является корректный учет перехода фоторождения на отдельном нуклоне к фоторождению на ядре, т. е. учет рождения пионов вне массовой поверхности. Рассмотрим более подробно неопределенность, связанную с таким переходом. Для рождения пиона на ядре справедливо следующее соотношение (в единицах $m_\pi = 1$):

$$(P_\pi^2 + 1)^{1/2} = k - E_f - \frac{(\mathbf{k} - \mathbf{p}_\pi)^2}{M_f}, \quad (3)$$

где E_f — энергия возбуждения ядра; M_f — масса ядра; \mathbf{p}_π — импульс пиона; k — энергия падающего фотона. В то же время при рассмотрении процесса фоторождения на нуклоне в ядре, если пренебречь связью нуклона с ядром, можно записать

$$(P_\pi^2 + 1)^{1/2} = k + \frac{P_i^2}{2M_N} - \frac{(\mathbf{P}_i + \mathbf{k} - \mathbf{p}_\pi)^2}{2M_N}, \quad (4)$$

где P_i — импульс нуклона. Разность (3) и (4) дает ту энергетическую неопределенность, которая характеризует «сход» с энергетической поверхности при переходе от элементарного процесса к процессу на ядре:

$$\delta = E_f + \frac{(\mathbf{k} - \mathbf{p}_\pi)^2}{2M_f} + \frac{P_i^2}{2M_N} - \frac{(\mathbf{P}_i + \mathbf{k} - \mathbf{p}_\pi)^2}{2M_N}. \quad (5)$$

Величина δ практически мала во всем диапазоне импульсов пионов, за исключением углов θ_π , близких к 180° , когда переданный ядру импульс $(\mathbf{k} - \mathbf{p}_\pi)$ оказывается большим. Для корректного расчета сечения фоторождения на ядре необходимо знать поведение оператора фоторождения вне массовой поверхности, что, как правило, делается экстраполяцией в нефизическую область. Анализ этого поведения был проведен в работе [20], в которой было показано, что для фоторождения заряженных пионов применение различных процедур экстраполяции в нефизическую область может привести к 10—20% -ному различию в значении сечения.

Очень важно в расчетах корректно учесть волновую функцию мезона. В простейшем случае, когда можно пренебречь взаимодействием мезона с ядром, что реализуется у порога реакции при малых энергиях пиона, в качестве волновой функции мезона ϕ_π используется плоская волна. Этот подход называется плосковолновым приближением и обозначается PWIA (Plane Wave Impulse Approximation). При более точных расчетах, когда взаимодействием мезона с ядром пренебречь нельзя, например в области Δ -резонанса, волновую функцию мезона находят из решения уравнения Клейна — Гордона с оптическим потенциалом V_{opt} , параметры которого берутся из экспериментов по рассеянию и захвату мезонов ядрами. В этом подходе с искаженной волновой функцией пиона DWIA (Distorted Wave Impulse Approximation) используется иногда вариант, когда волновую функцию пиона находят в виде разложения на плосковол-

новую часть и часть, учитывающую эффекты многократного рассеяния пиона на нуклонах ядра [21].

И наконец, волновые функции начального и конечного ядер $|J_i M_i\rangle$ и $\langle M_f J_f|$. Они получаются на основе различных моделей ядер, параметры которых, как правило, извлекаются из экспериментов по рассеянию электронов на ядрах. И здесь не обходится без приближений. Если для начального состояния ядра (ядра всегда стабильны и находятся в основном состоянии) можно, как правило, найти экспериментально полученную волновую функцию, то для

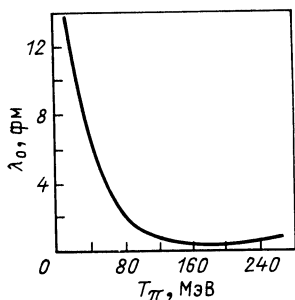


Рис. 2. Зависимость классической средней длины свободного пробега пиона λ_0 в ядерном веществе от T_π [5]

конечного состояния ядра (ядро нестабильно и в большинстве случаев находится в возбужденном состоянии) волновая функция отсутствует. В этом случае используются волновые функции соответствующего аналогового состояния начального ядра.

Одним из наиболее важных параметров, определяющих особенность (γ , π^\pm)-процесса на ядре, является энергия образующегося пиона. Для пояснения этого рассмотрим рис. 2, на котором представлена зависимость классической средней длины свободного пробега λ_0 пиона в ядерном веществе с плотностью ρ_0 от кинетической энергии пиона T_π . Величина λ_0 выражается через ρ_0 и σ_{tot} — полное сечение элементарного процесса поглощения и рассеяния пиона на нуклонах. Как видно из рис. 2, для $T_\pi \leq 40$ МэВ средняя длина свободного пробега λ_0 оказывается равной ~ 7 фм, т. е. больше радиуса ядра. В то же время для $T_\pi \approx 150$ МэВ классическая средняя длина свободного пробега пиона $\lambda_0 \approx 1$ фм, что означает, что из ядра могут вылетать только те пионы, которые рождаются в поверхностном слое.

Следуя [5], рассмотрим три области по энергии пиона, которые характеризуются разным описанием процесса фоторождения. Первая область соответствует малым энергиям пиона, т. е. это область у порога фоторождения, когда $T_\pi \leq 10$ МэВ. Здесь длина свободного пробега пионов велика, пионы практически не взаимодействуют с ядром и в описании (γ , π^\pm)-процесса для волновой функции пиона можно ограничиться плоской волной. Однако при фоторождении отрицательных пионов важно учесть кулоновское взаимодействие, и поэтому плосковолновое приближение в этом случае «не работает».

Вторая область по энергии относится к $T_{\pi} = 10 \div 50$ МэВ. Средние длины свободных пробега пионов в этой области сравнимы с размерами ядер, и учет искажения пионной волны в результате взаимодействия пиона с ядром оказывается существенным. Здесь в полную силу «работает» DWIA-подход. И наконец, область энергий пионов $T_{\pi} \simeq 70 \div 200$ МэВ, область Δ -резонанса, где длина свободного пробега существенно меньше размеров ядра и взаимодействие пионов с ядром очень сильное. В этой области энергий учет взаимодействия пион — ядро оказывается довольно сложным, так как следует учитывать кроме эффектов рассеяния и поглощения еще и эффекты перезарядки. Из такого классического рассмотрения свободного пробега следует, что в области энергий 70—200 МэВ вероятность вылета пионов, образованных γ -квантами на нуклонах внутри ядра, сильно подавлена. Однако вследствие принципа Паули и квантовомеханических эффектов взаимодействия пиона с нуклоном, а также образования Δ -изобары и последующего ее распада на нуклон и пион вероятность вылета пионов из ядра существенно увеличена.

Как следует из формулы (2), для сечения фоторождения пионов на ядре процесс фоторождения оказывается чувствительным как к параметрам ядра, так и к параметрам мезон-ядерного взаимодействия, а также к виду оператора элементарного процесса фоторождения. В зависимости от постановки эксперимента можно усилить или ослабить чувствительность процесса к вкладам элементарного взаимодействия, к деталям ядерной структуры, мезон-ядерного взаимодействия и т. д. Среди различных типов реакций особый интерес в связи с вышеуказанным имеют парциальные реакции, особенности которых будут рассмотрены ниже.

2. ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ В ИЗУЧЕНИИ ПАРЦИАЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ФОТОРОЖДЕНИИ ПИОНОВ НА ЯДРАХ

Первой работой, в которой указывалось на важность исследования парциальных переходов в фоторождении мезонов на ядрах и были приведены некоторые реакции этого типа, была работа [22]. Реакции с парциальными переходами в фоторождении пионов на ядрах стали интенсивно изучаться в 70-е годы. Экспериментальное изучение парциальных реакций затруднено из-за малого сечения, которое более чем на порядок меньше сечения инклюзивного процесса фоторождения пионов на ядре. Именно поэтому исследование реакций фоторождения с фиксацией состояния конечного ядра стало возможно благодаря развитию ускорителей с высокой интенсивностью e^- и γ -пучков и созданием высокопрецизионных магнитных спектрометров с энергетическим разрешением $\Delta E/E = 10^{-3}$, а в некоторых случаях и 10^{-4} .

Отметим некоторые направления в экспериментальном исследовании парциальных переходов в фоторождении пионов на яд, ах.

Измерение полных сечений. Внимание экспериментаторов вначале было обращено на изучение полных сечений парциальных переходов. Как отмечалось в [22], одной из удобных для исследования реакций может быть реакция $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{12}\text{N}$. Особенностью ее является то, что ядро ^{12}N не имеет связанных возбужденных состояний, а основное состояние ^{12}N оказывается β^+ -активным и может быть идентифицировано с помощью методики активационного анализа. Первые эксперименты по измерению энергетической зависимости сечения этой реакции были выполнены в Томске [23] на синхротроне, а затем более точные исследования были проведены на линейном ускорителе в Массачусетсе [24]. Аналогичной реакцией является реакция $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{14}\text{O}$, которая была исследована в Лунде [25].

Измерения у порога фоторождения. Хотя фотопионная физика развивается уже несколько десятков лет, приложение ее к исследованию ядерной структуры находится, по выражению Дж. Брауна [26] в «младенческом» состоянии. Это объясняется тем, что не всегда в ядерной физике можно осуществить безмодельные расчеты. Существует практически только одна область в физике фоторождения пионов, где могут быть проведены строгие обоснованные расчеты — это область малых энергий, область у порога фоторождения пионов. Расчеты в этой области основываются на низкоэнергетических теоремах. Процесс фоторождения пионов обладает той спецификой, что к нему могут быть применимы две низкоэнергетических теоремы [27]. Первая теорема имеет отношение к фотонам и выведена Кроллем и Рудерманом в 1954 г. в рамках полевой теории [28]. Вторая теорема относится к пионам малых энергий и была получена в 1965 г. Фубини, Фурланом и Розетти [29] с помощью алгебры токов. Кролл и Рудерман использовали представление мягких пионов и получили энергетическую зависимость сечения фоторождения вблизи порога. Ими было показано, что в разложении величины $\left(\frac{k}{p}\right) \frac{d\sigma}{d\Omega}$ по степеням $\mu = m_\pi/M_N$ можно ограничиться первым членом. В этом предположении зависимость сечения от энергии имеет вид $\left(\frac{k}{p}\right) \frac{d\sigma}{d\Omega} = a\mu$. Эта зависимость для заряженных мезонов была подтверждена экспериментально [30]. Для нейтральных мезонов точные измерения, проведенные недавно в Сакле [31], показали отклонение экспериментальных данных от расчетов по низкоэнергетической теореме с учетом первого приближения.

Характерная особенность исследований у порога состоит в том, что эти исследования могут быть хорошим тестом для проверки ядерных моделей. Это связано с тем, что при малых энергиях пиона можно пренебречь взаимодействием пиона с ядром в конечном состоянии (кроме фоторождения отрицательных пионов, где остается важным учет кулоновского взаимодействия) и существенно упростить оператор элементарного процесса — в нем остается только член $(\sigma\epsilon)$. В связи с этим для этой области энергий появляется возможность исследовать чистые спин-флипповые переходы.

Исследования дифференциальных сечений переходов в основное и низколежащие связанные состояния. Переходы в эти состояния интересны прежде всего тем, что теоретические расчеты для них осуществляются достаточно надежно, так как в этом случае, как правило, можно использовать волновые функции аналоговых состояний из рассеяния электронов на ядрах. Экспериментально эти процессы могут быть отобраны с большой надежностью, так как уровни, как правило, оказываются достаточно широко отделены друг от друга. Основной материал, имеющийся в настоящее время в литературе, составляют реакции именно этого типа.

Фоторождение в Δ -резонансной области. Исследования в этой области энергий возбуждения представляют интерес в основном из-за большого вклада Δ -резонансного члена. В последние годы интерес к (γ, π) -реакциям в Δ -резонансной области усилился. Это связано с тем, что традиционные DWIA-расчеты, достаточно хорошо описывающие фоторождение пионов при низких энергиях, плохо согласуются с экспериментом в Δ -резонансной области. Попытки совершенствовать метод DWIA-вычислений или использовать новую унитарную конструкцию оператора фоторождения [18] не дали удовлетворительного описания эксперимента. По-видимому, DWIA-теория «не работает» в резонансной области, и здесь необходимо учитывать Δ -динамику в ядре и процесс перезарядки пионов.

Исследование асимметрии в фоторождении π^- - и π^+ -мезонов. Для четных ядер фоторождение π^- - и π^+ -мезонов приводит к конечным ядрам, являющимся аналогами. Это позволяет по измерениям выходов π^- - и π^+ -мезонов определять относительные сечения реакций перехода на соответствующие уровни без конкретизации волновой функции ядра.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ

Исследования на тормозных пучках γ -квантов. Большинство (γ, π^\pm) -экспериментов с фиксацией конечных состояний ядер проводились на линейных ускорителях в ядерных центрах в Массачусетсе, Сендае, Майнце, Амстердаме, Саскатчеване, Сакле, Харькове, где использовались как электронный, так и смешанные электрон-фотонный пучки. Исследования на реальных γ -пучках тормозного излучения проводились в Томске, Троицке и Лунде на электронных синхротронах. В настоящее время используются четыре различные методики измерения выходов парциальных реакций в фоторождении пионов на ядрах:

активационный анализ;

измерение выходов по распаду $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$;

регистрация ядерных γ -квантов на совпадении с пионами;

спектрометрия пионов.

Активационный анализ. Наиболее надежно этот метод может быть использован в случае, когда ядро в конечном состоянии имеет только

одно связанное состояние (основное). При исследовании реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{12}\text{N}$ [23] β^+ -активность ядра ^{12}N с $T_{1/2} = 11$ мс измерялась в паузе между импульсами ускорителя. По измеренной кривой распада определялось $T_{1/2}$, и тем самым идентифицировалось ядро-продукт. Активационный метод использовался и при исследовании реакции $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{14}\text{O}$ [25], в которой конечное ядро также имеет единственное связанное состояние. Активационный анализ как метод измерения выхода и идентификации конечного ядра очень удобен, прост в осуществлении и дает надежные результаты при соответствующих фоновых условиях. Его существенное преимущество перед другими методами заключается в том, что он может с успехом использоваться в измерениях вблизи порога, когда энергии пионов малы и их регистрация представляет значительную сложность. В то же время существенный недостаток метода состоит в том, что он не применим для измерения дифференциальных сечений.

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распад. Метод широко используется в измерениях у порога при энергиях пионов $T_\pi < 20$ МэВ, когда пионы практически не вылетают из мишени. Измерения осуществляются путем регистрации позитронов (в e^+ -спектре $E_{\text{макс}} = 53$ МэВ). Поскольку время жизни μ^+ -мезона $T_{1/2} = 10^{-6}$ с, то измерения проводятся в паузе между импульсами интенсивности. Эта оригинальная методика впервые была использована в Сакле [32]. Существенным недостатком метода является то, что он, как и активационный анализ, не может быть использован для измерений дифференциальных сечений.

$(\pi - \gamma)$ -совпадения. Когда в процессе фоторождения пионов на ядрах конечное ядро образуется в низколежащем возбужденном состоянии, то идентификацию такого состояния ядра можно осуществить регистрацией ядерных γ' -квантов. Регистрация таких γ' -квантов на совпадении с мезоном позволяет выделить конкретный парциальный переход. Этот метод предложен в работе [33] и реализован в эксперименте по исследованию реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}^*$ [34]. Для регистрации ядерных γ' -квантов из возбужденных состояний ядра ^{12}B использовался Ge(Li)-детектор, для регистрации пионов — сцинтилляционный пробеговой телескоп. Достоинство метода — возможность исследования реакций фоторождения пионов, в которых возникают γ -нестабильные возбужденные состояния конечных ядер. Существенным недостатком метода является малая эффективность регистрации, определяемая как телесными углами детекторов, так и собственной эффективностью детектора. Метод не может быть использован при исследовании переходов в основные состояния ядер. В то же время в методе можно применять достаточно «толстые» мишени, что существенно при малых сечениях парциальных реакций, кроме того, энергетическое разрешение Ge(Li)-детектора $R_\gamma \leq 5$ кэВ обеспечивает регистрацию переходов на близко расположенные уровни, что не может быть реализовано какими-либо другими методами.

Спектрометрия пионов. Основным методом исследования (γ, π^+) -реакций на электронных пучках является метод спектрометрии пио-

нов с помощью высокопрецизионных магнитных спектрометров. В настоящее время в упомянутых выше ядерных центрах созданы магнитные спектрометры с разрешением $10^{-3} - 10^{-4}$, что позволяет иметь общее разрешение по энергии с учетом энергетического разброса электронного пучка и конечной толщины мишени $\Delta E = 200 \div 300$ кэВ. Такое разрешение позволяет в измеряемых спектрах пионов обнаружить изломы, соответствующие порогу возбуждения различных уровней ядра. На рис. 3 представлен типичный спектр

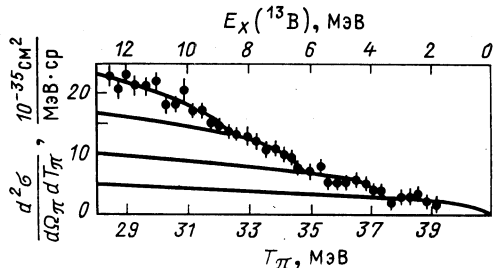


Рис. 3. Спектр пионов из реакции $^{13}\text{C}(e, \pi^+)^{13}\text{B}$ для $\theta_\pi = 30^\circ$ и $E_e = 195$ МэВ, Сендай [35]

пионов, полученный в [35] при изучении реакции $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{13}\text{B}$. Изломы соответствуют возбуждению состояний ядра ^{13}B , включая и основное состояние: 0; 3,5; 6,4 и 9 МэВ.

С помощью метода спектрометрии пионов можно осуществить: измерение спектра пионов при фиксированной энергии E_e пучка электронов;

измерение выхода пионов фиксированной энергии T_π при изменении энергии E_e электронного пучка.

Для каждого варианта измерения возможны две модификации в постановке эксперимента:

с регистрацией рассеянного электрона; в этом случае образование пиона происходит на «меченых» виртуальных фотонах;

без регистрации рассеянного электрона; рождение пиона в этом случае происходит на виртуальных фотонах с тормозным спектром.

В большинстве проведенных экспериментов осуществлялась регистрация пионов без регистрации рассеянного электрона.

С помощью метода спектрометрии пионов было проведено большинство экспериментальных работ по исследованию парциальных переходов на ядрах в широком интервале энергий первичных электронов. В методе спектрометрии мезонов общее энергетическое разрешение определяется энергетическим разрешением пучка электронов, энергетическим разбросом и многократным рассеянием в мишени, энергетическим разрешением собственно спектрометра и, как правило, не превышает 200—300 кэВ. Это обстоятельство ограничивает область исследуемых ядер с помощью метода спектрометрии мезонов ядрами с достаточно широко разделенными уровнями возбуждения. Другими существенными ограничениями метода магнитного спектрометра являются, как известно, малый телесный угол

регистрации и малый интервал регистрируемых импульсов. Во многих ядерных центрах ведутся работы по улучшению характеристик магнитных спектрометров. В 1985 г. в Массачусетсе был запущен новый магнитный спектрометр с характеристиками, обеспечивающими получение результатов как по выходу, так и по разрешению на качественно новом уровне ($\Delta p/p = 5 \cdot 10^{-4}$, $d\Omega = 30$ мс, динамический диапазон 15% [36]).

Получение сечений фоторождения из данных по электророждению пионов. В экспериментах по электророждению пионов на ядрах электромагнитное взаимодействие падающего электрона с ядром представляется как обмен виртуальными фотонами. Если электрон после взаимодействия не регистрируется, то, в принципе, ядро мишени облучается спектром виртуальных фотонов со всеми энергиями от нуля до максимальной, равной энергии падающего электрона E_e . В этом случае для каждого угла регистрации θ_π будет наблюдаться спектр пионов по энергии. Таким образом, в экспериментах по электророждению измеряется дважды дифференциальное сечение $\frac{d^2\sigma(E_e, \theta_\pi, T_\pi)}{d\Omega_\pi, dT_\pi}$. Связь измеряемого сечения с сечением фоторождения пионов виртуальными фотонами $\frac{d^v\sigma(E_\gamma, \theta_\pi, T_\pi)}{d\Omega_\pi}$ дается следующим соотношением:

$$\frac{d^2\sigma(E_e, \theta_\pi, T_\pi)}{d\Omega_\pi dT_\pi} = \sum_{E_x} \frac{N^v(E_e, E_\gamma)}{E_\gamma} R \frac{d^v\sigma(E_\gamma, \theta_\pi, T_\pi)}{d\Omega_\pi},$$

где $N^v(E_e, E_\gamma)$ — спектр виртуальных фотонов; R — фактор отдачи; E_γ, E_e, T_π — энергия фотона, электрона и пиона соответственно; θ_π — угол регистрируемого пиона; E_x — энергия возбуждения ядра в конечном состоянии. При этом выполняется соотношение $T_\pi = E_\gamma - E_{\text{пор}} - E_x$. Концепция виртуальных фотонов была впервые высказана в [17]. Первые теоретические расчеты спектра виртуальных фотонов основывались на борновском приближении с плоскими волнами для падающего и рассеянного электронов в предположении бесконечно тяжелого ядра (пренебрегалось отдачей ядра) и для направления вперед, т. е. для рассеянных электронов малых энергий. В приложении к процессу электророждения пионов спектр виртуальных фотонов был впервые рассчитан Далитцем и др. [38], причем, как и в [37], не учитывались отдача ядра и кинематические свойства электрона вблизи конца спектра. Расчеты [38] использовались в большинстве ранних работ по электророждению пионов. Затем в [39, 40] была получена формула для спектра виртуальных фотонов, по которой абсолютное число виртуальных фотонов оказывалось в 2,5 раза меньшим, чем по формуле работы [38]. В более поздней работе [41] спектр виртуальных фотонов рассчитывался с учетом отдачи ядра и с учетом всех мультиполей для электрона. Результат отличался от того, что получено в [38], но не так сильно, как

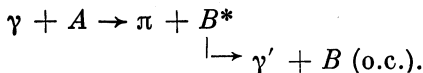
в [39]. Для выяснения истины в [42] была предпринята экспериментальная проверка теории виртуальных фотонов в приложении к процессу электророждения пионов. Были проведены измерения дважды дифференциальных сечений электророждения пионов в реакциях $p(e, \pi^+)n$ и $^{12}\text{C}(e, \pi^+)^{12}\text{B}$ (о.с.; 0,950 МэВ), из которых извлекались сечения фоторождения для виртуальных фотонов по формулам работы [38] и работы [41], а также прямые измерения сечений фоторождения реакций $p(\gamma, \pi^+)n$ и $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)^{12}\text{B}^*$ на пучке реальных фотонов, получаемых установкой в e -пучок специального радиатора. Оказалось, что сечения, полученные в [41], совпали с экспериментальными сечениями фоторождения для реальных фотонов, а полученные по формуле [38] отличаются от экспериментальных на 10—25 %.

Таким образом, при сравнении экспериментальных результатов с теорией и друг с другом необходимо учитывать то, каким образом рассчитывался спектр виртуальных фотонов.

Другой трудностью в методе спектрометрии пионов на электронных пучках и извлечения из этих данных сечений фоторождения, является то обстоятельство, что спектр действующих в реакции фотонов оказывается смешанным, т. е. в нем присутствуют как реальные фотоны тормозного излучения (за счет торможения первичного пучка электронов в мишени), так и виртуальные фотоны как результат (e, e') -рассеяния на конкретном ядре. Доля реальных тормозных фотонов зависит от толщины мишени и может составлять около 10% общего числа фотонов. Иногда перед мишенью в e -пучок помещается радиатор. В этом случае доля фотонов реального тормозного спектра составляет 60—70%. Таким образом, оценка доли реальных и виртуальных фотонов оказывается важной задачей и всегда должна тщательно учитываться, чтобы не допустить большой погрешности в сечении, извлекаемом из спектра регистрируемых пионов.

Применение меченых фотонов. Использование меченых фотонов позволяет проводить исследования на качественно новом уровне по сравнению с экспериментами, проводимыми на тормозном γ -пучке, так как известна энергия первичного фотона. Существенно лучшими при этом оказываются и фоновые условия. Однако интенсивность меченых фотонов на 2—3 порядка оказывается меньше, чем в случае тормозных γ -квантов. Для обеспечения приемлемого выхода реакции в этих условиях необходимо применение установок с большой геометрической и энергетической эффективностями. В настоящее время системы мечения γ -квантов, пригодные по интенсивности и энергетическому разрешению пучков для проведения исследования парциальных переходов в фоторождении пионов на ядрах, созданы в Токио [43], Майнце [44], Сакле [45], Бонне [46], и планируется создание такой системы в Троицке [47]. На системе мечения в Майнце уже начаты эксперименты по исследованию парциальных реакций фоторождения пионов. Первой работой было изучение спин-изоспиновых возбуждений гигантского резонанса в реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}^*$ [48].

Система мечения фотонов в Троицке будет обладать уникальными характеристиками: разрешение по энергии $\Delta E = 1$ МэВ, число меченых фотонов $N_\gamma \approx 10^8$ в 1 с на интервал 200 МэВ, область мечения по энергии 50—950 МэВ. На этой системе планируются измерения [49] интегральных сечений парциальных переходов с идентификацией конечных ядер путем регистрации ядерных γ -квантов:



Триггером являются (γ, γ') -совпадения. Идентификация ядра B^* позволяет выделить парциальный канал реакции. Измеренное сечение является интегральным по углу вылета образующейся частицы. При исследовании процессов на углероде появляется возможность использовать активную мишень, включенную в триггер.

Для измерений дифференциальных сечений установка дополняется каналом регистрации заряженных пионов. Планируется исследование парциальных переходов $^{16}\text{O} (\gamma, \pi^+)$ с разделением первых трех низколежащих возбужденных состояний в ядрах ^{16}N . Такие измерения невозможно осуществить методом спектрометрии мезонов, так как уровни расположены очень близко. Метод $(\pi - \gamma')$ -совпадений создает уникальную возможность выделения таких переходов, однако проведение измерений на тормозном γ -пучке было затруднено из-за высокого уровня фона. Проведение измерений на меченых γ -квантах обеспечивает существенно меньший уровень фона из-за дополнительного совпадения с мечеными γ -квантами.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

В обзор включены работы с 1971 по 1987 г., выполненные на ядрах $1p$ -оболочки для энергий γ -квантов от порога фоторождения до 1 ГэВ. Сводная таблица реакций с указанием ядерных центров, где выполнялась работа, и энергий дана в табл. 1.

$^6\text{Li} (\gamma, \pi^+) ^6\text{He}$ -реакция. Первое исследование этой реакции выполнено в Сакле в 1974 г. [32], затем там же были осуществлены более точные эксперименты [50]. В последующем реакция исследовалась в Сендае [52, 53].

В работах [32, 50] исследовалась применимость теоремы мягких пионов для ядер. Измерения проводились у порога, где вклад мезонов с орбитальным моментом $l > 0$ практически пренебрежим. Основными трудностями в эксперименте явились регистрация пионов малой энергии (2 МэВ) и нормировка сечения. Для регистрации пионов столь малых энергий впервые в этой работе был использован метод регистрации позитронов из распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$. Абсолютизация сечений осуществлялась путем проведения относительных измерений и сравнения выходов от ^6Li с выходами от реакции на водороде.

Таблица 1. Сводка экспериментальных работ

Реакция	Область энергий, МэВ	Место, год проведения эксперимента, литература
${}^6\text{Li} (\gamma, \pi^+) {}^6\text{He}$	$E_\gamma = E_{\text{пор}} \div 150$ $E_\gamma = 170 \div 200$	Сакле, 1974 [32]; 1976 [50] Сендай, 1981 [53]; 1984 [51, 52]
${}^7\text{Li} (\gamma, \pi^+) {}^7\text{He}$	$E_\gamma = 200$	Сендай, 1986 [52]
${}^7\text{Li} (\gamma, \pi^-) {}^7\text{Be}$	$E_\gamma = E_{\text{пор}} \div 1180$	Харьков, 1971 [57]
${}^9\text{Be} (\gamma, \pi^+) {}^9\text{Li}$	$E_\gamma = E_{\text{пор}} \div 360$ $T_\pi = 17; 19; 42$	Массачусетс, 1979 [24] Массачусетс, 1982 [60]
${}^{10}\text{B} (\gamma, \pi^+) {}^{10}\text{Be}$	$E_\gamma = 200$ $E_\gamma = 200 \div 350$	Сендай, 1983 [61] Массачусетс, 1980 [68]; 1982 [69]; 1985 [70, 71]
${}^{10}\text{B} (\gamma, \pi^-) {}^{10}\text{C}$	$E_\gamma = 155$ $E_\gamma = 185$	Саскатчеван, 1982 [72] Сендай, 1986 [73]
${}^{11}\text{B} (\gamma, \pi^-) {}^{11}\text{C}$	$E_\gamma = E_{\text{пор}} \div 290$	Массачусетс, 1982 [69]; 1984 [80]
${}^{12}\text{C} (\gamma, \pi^+) {}^{12}\text{B}$	$E_\gamma = E_{\text{пор}} \div 169$ $E_\gamma = 195 \div 200$	Массачусетс, 1976 [81] Сендай, 1980 [92]; 1980 [93]; 1983 [94]
${}^{12}\text{C} (\gamma, \pi^-) {}^{12}\text{N}$	$E_\gamma = E_{\text{пор}} \div 170$ $T_\pi = 30; 32$	Массачусетс, 1979 [95]; 1979 [96] Майнц, 1983 [97]; 1987 [48]
${}^{12}\text{C} (\gamma, \pi^-) {}^{12}\text{N}$	$E_\gamma = 220 \div 320$ $E_\gamma = E_{\text{пор}} \div 375$	Троицк, 1987 [34] Томск, 1974 [23]
${}^{13}\text{C} (\gamma, \pi^+) {}^{13}\text{B}$	$E_\gamma = E_{\text{пор}} \div 400$ $E_\gamma = 195$	Массачусетс, 1976 [82]; 1979 [24] Сендай, 1983 [35]; 1983 [100]
${}^{13}\text{C} (\gamma, \pi^-) {}^{13}\text{N}$	$T_\pi = 18; 29; 42$ $T_\pi = 18; 29; 42$	Массачусетс, 1982 [101] Массачусетс, 1982 [109]
${}^{14}\text{N} (\gamma, \pi^+) {}^{14}\text{C}$	$T_\pi = 48$ $E_\gamma = 165$ $E_\gamma = 200 \div 320$	Амстердам, 1984 [110] Сендай, 1986 [111] Массачусетс, 1985 [121]; 1986 [122]; 1987 [123]
${}^{14}\text{N} (\gamma, \pi^-) {}^{14}\text{O}$	$E_\gamma = 173$ $E_\gamma = 190$	Майнц, 1985 [119] Сендай, 1987 [120]
${}^{15}\text{N} (\gamma, \pi^-) {}^{15}\text{O}$	$E_\gamma = 150 \div 700$ $E_\gamma = 170$	Лунд, 1980 [25]; Массачусетс [80] Сендай, 1987 [126]
${}^{16}\text{O} (\gamma, \pi^+) {}^{16}\text{N}$	$E_\gamma = 200 \div 360$	Массачусетс, 1980 [68]; 1984 [134]; 1987 [132]
${}^6\text{O} (\gamma, \pi^-) {}^{16}\text{F}$	$E_\gamma = 200$ $T_\pi = 30; 50; 70$ $T_\pi = 30; 50; 70$	Сендай, 1983 [129] Майнц, 1983 [128] Майнц, 1983 [128]

Согласно теореме мягких пионов сечение фоторождения на водороде записывается в виде $\sigma_{\text{H}}(E - E_{\text{пор}}) = a_{\text{H}} p/k$, где p и k — импульсы пиона и γ -кванта в с. ц. м. В случае справедливости этой теоремы для ядра аналогичная запись имеет вид $\sigma_{\text{Li}}(E - E_{\text{пор}}) = a_{\text{Li}} S p/k$, где S учитывает эффект кулоновского отталкивания между пионом и ядром. Полученное экспериментальное значение отношения сечений на ядре ${}^6\text{Li}$ и водороде $\frac{\sigma_{\text{Li}}(E - E_{\text{пор}})}{\sigma_{\text{H}}(E - E_{\text{пор}})} = \frac{a_{\text{Li}}}{a_{\text{H}}} = 0,098 \pm 0,004$ хорошо согласуется с различными теоретическими расчетами, приведенными в этой же работе, однако сами теоретические значения испытывают довольно сильный разброс в зависимости от учитываемых в расчетах приближений. В работе [50] отмечается,

что учет в операторе фоторождения пионов только члена σ_E недостаточен даже вблизи порога, так как существует ферми-движение нуклонов в ядре, учет которого необходим. Кроме того, необходимо уточнение конфигурации волновой функции и ее радиального поведения. Общий вывод состоит в том, что необходимо дальнейшее уточнение как эксперимента, так и теоретических расчетов для лучшего понимания процесса у порога.

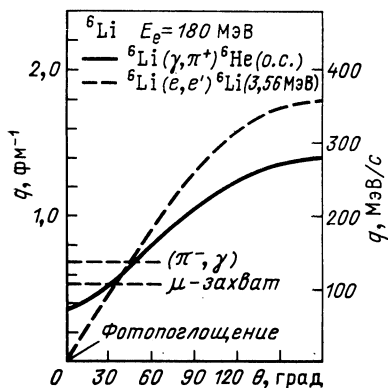


Рис. 4. Угловая зависимость переданного импульса для различных реакций

изменить переданный импульс q в широких пределах (рис. 4); в этом ее преимущество перед обратным (π , γ)-процессом. Схемы уровней ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ приведены на рис. 5.

Эксперимент проводился на линейном ускорителе в Сендае. Мишень из металлического лития, обогащенного ${}^6\text{Li}$ до 98,7%, в виде диска толщиной 120 мг/см² помещалась в пучок электронов с энергией 170, 180, 195 МэВ. Энергетическое распределение пионов измерялось магнитным спектрометром, имеющим 33-канальную систему регистрации. Каждый канал имел систему тройных совпадений, что обеспечивало хорошее отделение пионов от μ^+ -мезонов, протонов и других положительно заряженных частиц. Эффективность системы определялась по регистрации пионов из $p(\gamma, \pi^+)n$ -реакции.

На рис. 6 приведено сравнение экспериментальных данных с теоретическими DWIA-расчетами для трех вариантов конфигураций волновых функций: одночастичная оболочечная модель SPSM, модель Коэна — Курата СК и волновая функция Саскатчеван SASK. Искажение пионной волны было учтено при использовании SMC-оптического потенциала [55, 56]. Наблюдается хорошее согласие с теорией для всех вариантов волновых функций для $M1$ -перехода в основное состояние ${}^6\text{He}$ при переданных импульсах $q < 1,6 m_\pi$. Для больших импульсов экспериментальное сечение превышает расчетное, и это превышение растет с увеличением импульса пиона. В то же время

В [53] экспериментально исследовалась q -зависимость сечения фоторождения пионов в реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^6\text{He}$, приводящей к конечному состоянию 0^+ ($M1$ -переход) и в первое возбужденное состояние 1,8 МэВ, 2^+ ($M1 + E2 + M3$ -переход). При интерпретации q -зависимости сечения может быть выяснена роль мезонных обменных токов, эффектов конфигурационного расщепления, впервые рассмотренных в [54] применительно к (γ, π^+) -реакции, и поляризации кора при расчетах волновых функций ядер. Реакция фоторождения пионов на ядрах характерна тем, что в ней, как и в (e, e') -рассеянии, существует возможность

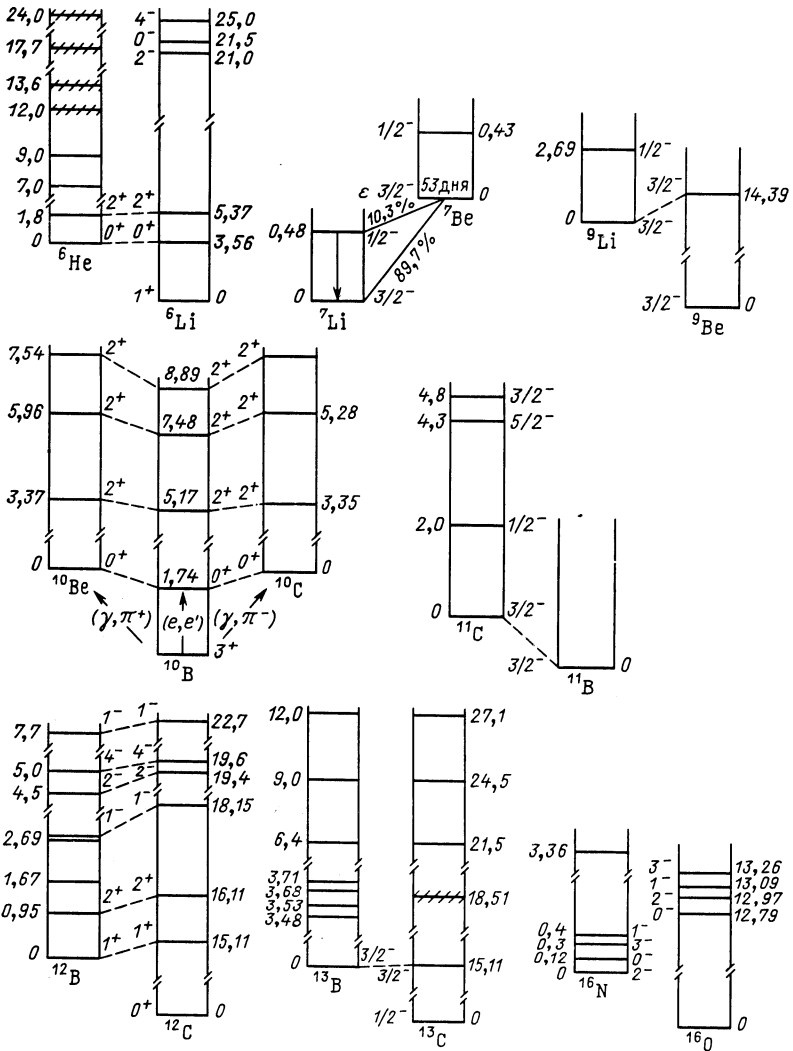


Рис. 5. Схемы уровней ядер $1p$ -оболочки, используемые в данной работе

для перехода в первое возбужденное состояние согласно с расчетами плохое во всем диапазоне переданных импульсов. В [53] отмечается различие в поведении сечения фоторождения с переходом в первое возбужденное состояние ${}^6\text{He}$ в (γ, π^+) -реакции и возбуждение аналогового состояния 5,37 МэВ в (e, e') -реакции на ${}^6\text{Li}$. Это объясняется тем, что соотношения между модами $M1$, $E2$ и $M3$ в (γ, π^+) - и (e, e') -процессах существенно различаются. Авторы заключают, что существует много нерешенных проблем, влияние которых может про-

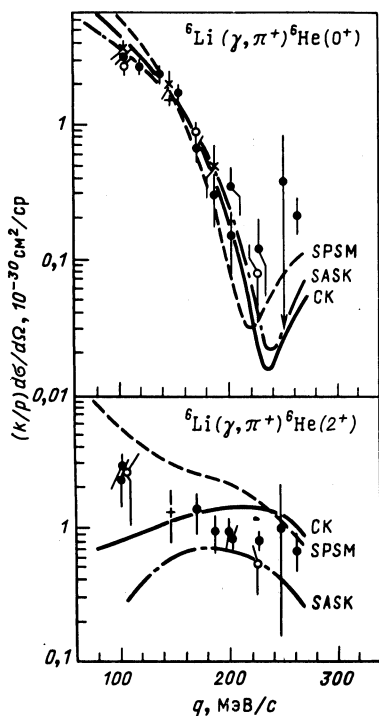


Рис. 6. Сравнение экспериментальных результатов с теорией для реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^6\text{He}$, приводящей к основному и первому возбужденному состояниям ядра ${}^6\text{He}$:

○ — $E_e = 195$ МэВ, $\theta_\pi = 30, 60, 90^\circ$, Сендай [53];
 ● — $E_e = 180$ МэВ, $\theta_\pi = 30, 90, 150^\circ$, Сендай [53];
 × — $E_e = 170$ МэВ, $\theta_\pi = 30, 60, 90^\circ$, Сендай [53];
 + — Сакле [50]

явиться в электромагнитном факторе, и очень важно проводить более точные теоретические оценки всех эффектов.

В работе [51, 52] исследовались коллективные состояния с изменением спина и изоспина и угловые распределения в ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^6\text{He}$ реакции с возбуждением ядра ${}^6\text{He}$ до энергии 28 МэВ. Как отмечалось выше, в реакции фоторождения возможно изменение переданного импульса в широких пределах, и это дает возможность изучать переходы высокой мультипольности. В радиационном π -захвате переданный импульс фиксирован $q \approx 0,7$ фм $^{-1}$, поэтому возможен вклад только от переходов низкой мультипольности ($\Delta S = 1$; $\Delta L = 0, 1$; $M1, E1, M2$). Особенность изучения возбуждения гигантских резонансов на ядре ${}^6\text{Li}$ состоит в том, что здесь возможны переходы $1s \rightarrow 1p$; $J \leq 2$. Это связано с возбуждением кора ядра, в то время как в ядрах ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{13}\text{C}$, для которых проводились аналогичные эксперименты, хотя и осуществляются переходы высокой мультипольности $\Delta J \leq 4$, преобладают переходы $1p \rightarrow 2s1d$, соответствующие возбуждению валентных нуклонов.

Измерения проводились на линейном ускорителе в Сендае. Использовалась мишень изотопического ${}^6\text{Li}$ (98,7%) толщиной 100 мг/см 2 . Измерялось угловое распределение образующихся пионов в диапазоне углов от 30 до 150° с шагом 30° для энергии электронов $E_e = 202$ МэВ и при 120° при энергии электронов $E_e = 198$ МэВ. Мезоны регистрировались магнитным спектрометром с двойной фокусировкой, обладающим разрешением 1,3 МэВ. В спектре пионов были обнаружены изломы, соответствующие состояниям с возбуждением уровней $E_x = 7; 9; 12; 13,6; 17,7$ и 24 МэВ. Для получения сечений (γ, π^+) -реакций по измеренным выходам пионов использовался спектр

Исследования проводились на линейном ускорителе в Сендае. Использовалась мишень изотопического ${}^6\text{Li}$ (98,7%) толщиной 100 мг/см 2 . Измерялось угловое распределение образующихся пионов в диапазоне углов от 30 до 150° с шагом 30° для энергии электронов $E_e = 202$ МэВ и при 120° при энергии электронов $E_e = 198$ МэВ. Мезоны регистрировались магнитным спектрометром с двойной фокусировкой, обладающим разрешением 1,3 МэВ. В спектре пионов были обнаружены изломы, соответствующие состояниям с возбуждением уровней $E_x = 7; 9; 12; 13,6; 17,7$ и 24 МэВ. Для получения сечений (γ, π^+) -реакций по измеренным выходам пионов использовался спектр

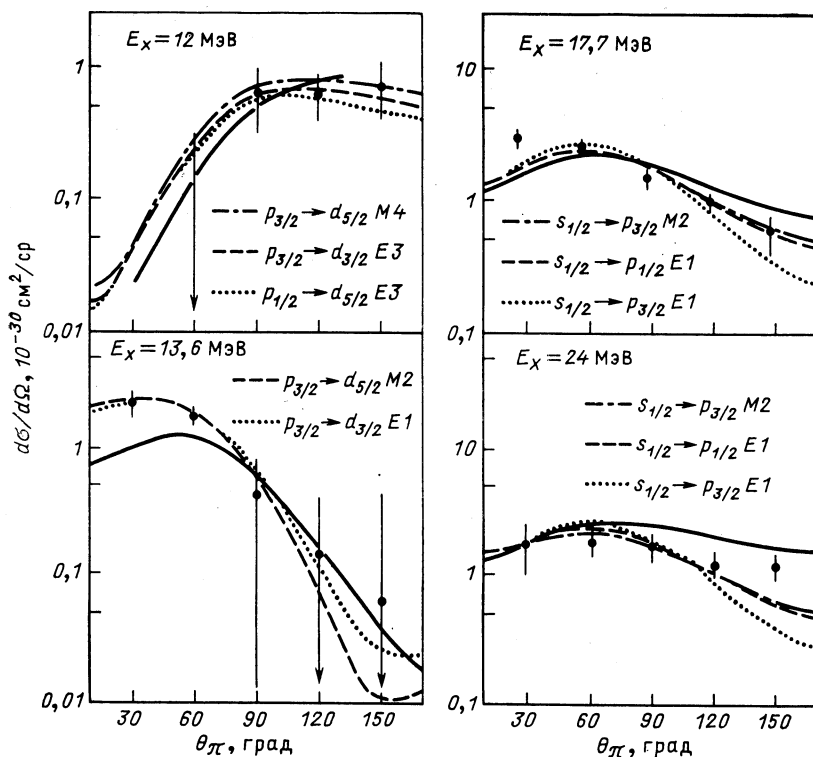


Рис. 7. Угловые распределения сечения реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^6\text{He}$ для различных энергий возбуждения E_x ядра ${}^6\text{He}$, $E_\gamma = 200$ МэВ, Сендай [51]. Сплошная кривая — расчеты [54]

виртуальных фотонов из работы [38]. На рис. 7 дано сравнение экспериментальных сечений с теоретически рассчитанными, из которого следует [51]:

возбуждение в области 12 МэВ соответствует группе уровней с доминирующим $1p \rightarrow 1d$ -переходом, отвечающим $E3$ или $M4$ гамма-теллеровскому резонансу;

группа уровней при 13,6 МэВ соответствует $E1$ или $M2$ гамма-теллеровскому резонансу, в основном возникающему в результате $1p \rightarrow 2s1d$ -возбуждений;

группа в области 17,7 МэВ соответствует $E1$ или $M2$ гамма-теллеровскому резонансу, возникающему в основном за счет возбуждения кора ядра в результате $1s \rightarrow 1p$ -переходов;

группа уровней при 24 МэВ соответствует $E1$ или $M2$ гамма-теллеровскому резонансу, возбуждаемому преимущественно за счет $1s \rightarrow 1p$ -переходов также с возбуждением кора.

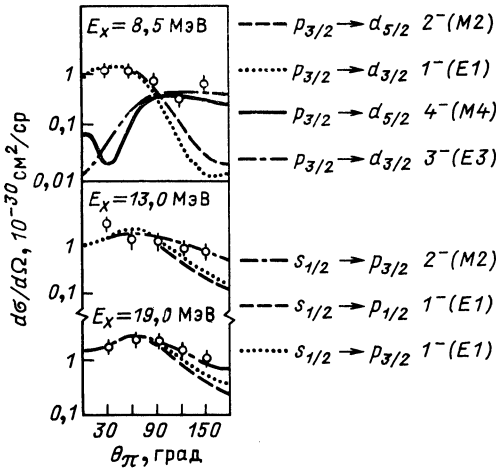


Рис. 8. Угловые распределения сечения реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^7\text{He}$ для различных энергий возбуждения E_x -ядра ${}^7\text{He}$, $E_\gamma = 200$ МэВ, Сендай [52]

Таким образом, можно считать, что установлено конфигурационное расщепление в возбуждении гамма-теллеровских гигантских резонансов для ядерной системы с $A = 6$. Точные расчеты в приближении с искаженными волнами дают качественное

согласие с полученными экспериментальными результатами.

${}^7\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^7\text{He}$ -реакция. Для этой реакции также исследовались переходы в высоковозбужденные состояния гигантского резонанса. Переходы идут с изменением спина и изоспина, что характерно для реакций фоторождения заряженных пионов.

Эксперимент проводился на электронном пучке линейного ускорителя в Сендае [52] при $E_e = 203$ МэВ. По изломам в измеренных спектрах пионов были определены энергии трех возбуждаемых резонансных состояний ядра ${}^7\text{He}$: $E_x = 8,5; 13,0$ и $19,0$ МэВ. Дифференциальные сечения переходов в эти резонансные состояния показаны на рис. 8. Там же даны результаты DWIA-вычислений с одночастичной оболочечной моделью, где радиальная часть взята в виде гармонического осциллятора. Расчеты были отнормированы на экспериментальные данные.

Из полученных результатов, которые аналогичны результатам по реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^6\text{He}$ [51], следует, что:

возбуждение резонансного уровня с энергией 8,5 МэВ идет за счет $1p \rightarrow 1d$ -переходов и соответствует $E1$ - или $M2$ -мультиполям, которые работают для углов $\theta_\pi < 90^\circ$, и $E3$ - или $M4$ -мультиполям для углов $\theta_\pi > 90^\circ$. Аналогичная картина наблюдается для переходов в резонансные состояния с энергиями 12,0 и 13,6 МэВ ядра ${}^6\text{He}$;

возбуждение уровней 13,0 и 19,0 МэВ идет за счет $1s \rightarrow 1p$ -переходов с мультипольностью $E1$ или $M2$. Для ядра ${}^6\text{He}$ аналогичными оказываются уровни с энергиями 17,7 и 24,0 МэВ.

Для ядра ${}^7\text{He}$ энергии резонансных уровней, отвечающие тем же переходам, что и в ядре ${}^6\text{He}$, расположены примерно на 5 МэВ ниже.

${}^7\text{Li}(\gamma, \pi^-){}^7\text{Be}$ -реакция. Изучение этой реакции проводилось в Харькове [57] и в Массачусетсе [24]. Ядро ${}^7\text{Be}$ имеет два связанных состояния: основное и возбужденное с энергией $E_x = 0,432$ МэВ (см.

рис. 5). В экспериментах эти два состояния не разделялись. Ядро ${}^7\text{Be}$ идентифицировалось по периоду полураспада и энергии фотонов 0,478 МэВ, образующихся при распаде ядра ${}^7\text{Be}$ по схеме, представленной на рис. 5.

В обоих экспериментах непосредственно перед мишенью из ${}^7\text{Li}$ устанавливался радиатор, т. е. на мишень падал смешанный $e + \gamma$ -пучок. При такой постановке эксперимента в отличие от работы только с пучком тормозного излучения продолжительность экспозиции практически не изменяется с энергией электронов.

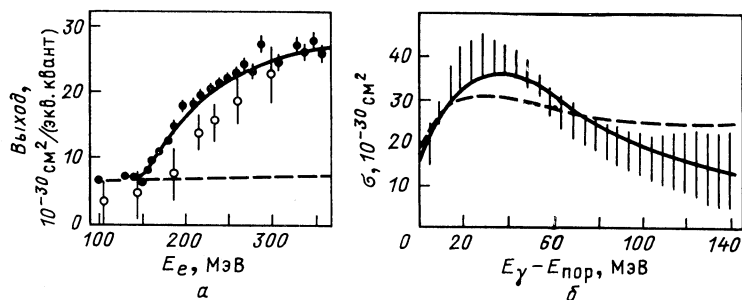


Рис. 9. Экспериментальные результаты для реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, \pi^-){}^7\text{Be}$:

a — выходы (\circ — Харьков [57], \bullet — Массачусетс [24]); b — сравнение экспериментально полученного сечения (заштрихованная область) [24] с теорией (сплошная линия) [58], пунктирная линия — учет только кулоновского взаимодействия в конечном состоянии

Зависимость выхода реакции от энергии падающего электронного пучка показана на рис. 9, a . Измерение выхода ниже порога фоторождения использовалось для учета фоновых процессов. На рис. 9, b представлено сравнение экспериментально полученного сечения в работе [24] с расчетами [58], выполненными с волновой функцией Хакстона [59], элементарной амплитудой BL и оптическим потенциалом, хорошо воспроизводящим данные по упругому рассеянию пионов. Согласие хорошее. Видно также, что учет только кулоновского взаимодействия в конечном состоянии (пунктирная линия) недостаточен.

${}^9\text{Be}(\gamma, \pi^+){}^9\text{Li}$ -реакция. Исследование фоторождения пионов на ядре ${}^9\text{Be}$ с выделением основного состояния ядра ${}^9\text{Li}$ проводилось в Массачусетсе [60] и в Сендае [61]. Схема уровней ядра ${}^9\text{Be}$ и ${}^9\text{Li}$ представлена на рис. 5.

Целью работы явилось выяснение возможности установления конкретного мультиполя (или комбинации мультиполей), ответственного за переход в основное состояние ${}^9\text{Li}$. Это состояние является аналогичным состоянием уровня 14,39 МэВ ${}^9\text{Be}$, для возбуждения которого не удалось определить мультипольность перехода в (e, e') -рассеянии. Кроме того, в эксперименте проверялась чувствительность DWIA-теории как к виду оператора взаимодействия, так и к различным вариантам учета взаимодействия в конечном состоянии.

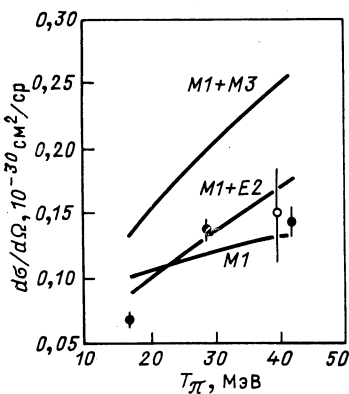


Рис. 10. Дифференциальные сечения реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, \pi^+){}^9\text{Li}$ (о. с.) для $\theta_\pi = 90^\circ$:

● — Массачусетс [60]; ○ — Сендай [61]

В работе [60] было измерено дифференциальное сечение реакции на ядре ${}^9\text{Be}$ с переходом в основное состояние ядра ${}^9\text{Li}$ при вылете пионов под углом $\theta_\pi = 90^\circ$ в лабораторной системе и при энергиях пионов $T_\pi = 17; 29; 42$ МэВ. Эксперимент проводился на линейном ускорителе в Массачусетсе. Пучок электронов проходил через радиатор

тормозного излучения, расположенного на расстоянии 5 см от мишени, так что на мишень попадал смешанный электрон-фотонный пучок. Мишень представляла собой металлический бериллий в форме диска толщиной 140 или 240 мг/см². Пионы регистрировались магнитным спектрометром, имеющим в фокальной плоскости многопроволочную пропорциональную камеру, за которой располагалась система из трех сцинтилляционных и одного черенковского счетчика, позволяющая дискриминировать пионы от фоновых электронов. Общее энергетическое разрешение системы составляло 600 кэВ. Это позволяло разрешить переходы в основное и первое возбужденное состояния ядра ${}^9\text{Li}$ (2,69 МэВ). Сечение (γ, π^+)-процесса получалось из спектра пионов, нормированного на эффективный спектр γ -квантов. Спектр эффективных фотонов включал как тормозной спектр от радиатора и мишени, вычисляемый в соответствии с [62], так и спектр виртуальных фотонов, который вычислялся по формуле работы [38] с поправочным фактором 1,25. Измеренные дифференциальные сечения представлены на рис. 10. Там же приведена одна точка из работы [61]. Как видно, согласие между результатами двух работ хорошее. На рис. 10 даны также результаты расчетов [63] сечений с учетом тех же комбинаций мультипольных переходов, которые использовались для описания формфакторов в (e, e')-рассеянии на ${}^9\text{Be}$ с возбуждением первого уровня 14,39 МэВ в ${}^9\text{Be}$. Как видно из рисунка, экспериментальные данные хорошо согласуются с чистым $M1$ -переходом и с комбинацией $M1 + E2$, но значительное расхождение наблюдается для комбинации $M1 + M3$. Из дальнейшего анализа работы [60] следует, что чистый $M1$ -переход не может быть, поскольку для него получается меньший переходный радиус ($R \sim 1,5$ фм), чем типичное значение R для ядер $1p$ -оболочки. Кроме того, угловое распределение для $M1$ -перехода оказывается смещенным к меньшим углам, что не подтверждается экспериментом. Как следует из [60], данные по (γ, π^+)-реакции оказываются чувствительными к мультипольности перехода, однако для окончатель-

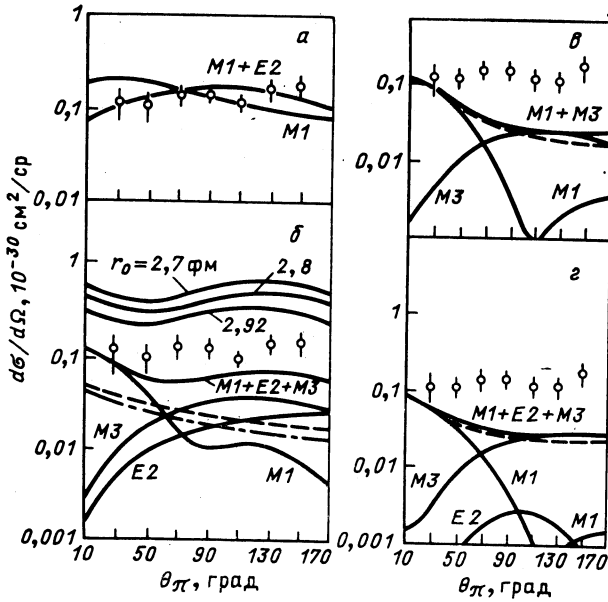


Рис. 11. Сравнение экспериментальных данных, полученных в Сендае [61] для реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, \pi^+){}^9\text{Li}$ (о. с.) при $E_\gamma = 198$ МэВ, с расчетными

ного вывода относительно вкладов различных мультиполей в переход ${}^9\text{Be}(\gamma, \pi^+){}^9\text{Li}$ (о. с.) необходимы более точные экспериментальные данные и более точные теоретические расчеты.

В работе [61] измерялось угловое распределение в сечении реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, \pi^+){}^9\text{Li}$ (о. с.) при энергии γ -квантов $E_\gamma = 198$ МэВ. Эксперимент проводился на линейном ускорителе в Сендае. Использовалась мишень из металлического бериллия толщиной 129 мг/см 2 , которая помещалась в e -пучок с энергией $E_e = 200$ МэВ. Мезоны регистрировались магнитным спектрометром под углами от 30 до 150° в лабораторной системе с шагом 20° . Для спектра виртуальных фотонов использовалась формула Далитца [38]. Учитывался вклад в сечение, возникающий за счет тормозных фотонов, образующихся в мишени. Этот вклад составлял несколько процентов. Абсолютное значение сечения нормировалось на сечение для $\text{H}(\gamma, \pi^+)n$ -реакции. Полное сечение, определенное по этим данным, $\sigma(\gamma, \pi^+) = (1,64 \pm 0,19) \cdot 10^{-30}$ см 2 . На рис. 11 сравниваются полученные экспериментальные угловые распределения с различными теоретическими расчетами. На рис. 11, а проводится сравнение с теоретическими расчетами [63], выполненными по обобщенной модели Хелма с использованием элементарной амплитуды BDW и оптического потенциала второго порядка для различных вариантов мультиполярных переходов. На рис. 11, б представлено сравнение с расчетами, выполнен-

ными по модели поверхностного рождения [64] с разными значениями параметра — r_0 , используемого в осцилляторной оболочечной модели. Как видно из рисунка, модель поверхностного рождения хорошо описывает форму углового распределения сечения, но не согласуется по абсолютному значению. На рис. 11, *в*, *г* представлено сравнение с PWIA (пунктирные линии) и DWIA (сплошные линии) расчетами для двух вариантов элементарных амплитуд KR (рис. 11, *в*) и CGLN (рис. 11, *г*). Волновая функция ядра была взята с той же осцилляторной модели [64]. Учет искажения плоской волны мезона проводился с помощью оптического потенциала [55]. Экспериментальные данные описываются для этого варианта теории плохо, однако можно сделать следующие выводы:

влияние вида элементарного оператора оказывается существенным (если использовать оператор Кроля — Рудермана, то E_2 -переход вообще отсутствует);

взаимодействие в конечном состоянии не является существенным для данных условий проведения эксперимента.

На рис. 11, *б* приведено сравнение также с теоретическими расчетами [39] — кривые, расположенные ниже экспериментальных точек. Сплошные кривые — DWIA расчеты с оболочечной волновой функцией с промежуточной связью [65]. Пунктирная кривая — PWIA расчеты с той же волновой функцией. Штрихпунктирная кривая — PWIA расчеты с волновой функцией [66]. В расчетах DWIA использовался оптический потенциал из [67]. Для этого варианта согласие оказалось лучше, чем для случая, представленного на рис. 11, *в*, *г*, причем существенным оказывается учет искажения пионной волновой функции. Общий вывод состоит в том, что необходимы дальнейшие исследования реакции и построения более реалистической волновой функции ядра.

$^{10}\text{B}(\gamma, \pi^+)^{10}\text{Be}$ -реакция. Эта реакция исследовалась в Массачусетсе [68—71], Саскатчеване [72] и в Сендае [73]. Реакция интересна тем, что основное состояние ядра ^{10}B является высокоспиновым состоянием $J^P = 3^+$. Поскольку основные состояния ядер ^{10}Be и ^{10}C имеют квантовые числа $J^P = 0^+$, то реакции $^{10}\text{B}(\gamma, \pi^+)^{10}\text{Be}$ (о. с.) и $^{10}\text{B}(\gamma, \pi^-)^{10}\text{C}$ (о. с.) позволяют изучать переход $M3$ в чистом виде. Схемы уровней ядра ^{10}B и аналоговые состояния ядер ^{10}Be и ^{10}C приведены на рис. 5.

В работе [68] на электронном пучке с помощью магнитного спектрометра были измерены спектры пионов из реакции $^{10}\text{B}(\gamma, \pi^+)^{10}\text{Be}$ для углов $\theta_\pi = 90^\circ$ и $\theta_\pi = 45^\circ$. Экспериментальная установка описана в [74]. Из этих данных получены сечения реакции $^{10}\text{B}(\gamma, \pi^+)^{10}\text{Be}$, приводящие в основное и первое возбужденное состояния ядра ^{10}Be в диапазоне энергий γ -квантов $\Delta E_\gamma = 260 \div 360$ МэВ. Эти данные хорошо дополняют измерения при более низких энергиях [69, 72, 73] (рис. 12). На этом же рисунке нанесены предварительные результаты, полученные на новом магнитном спектрометре MEPS в Массачусетсе. Результаты взяты из [71]. Экспериментальные данные срав-

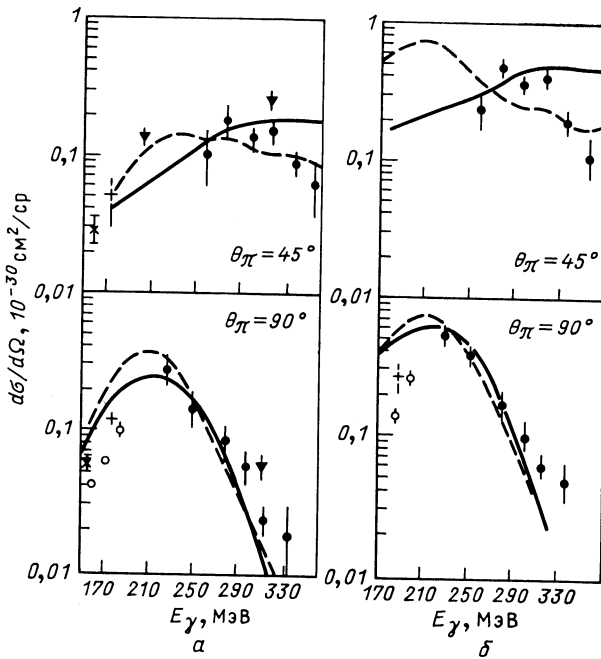


Рис. 12. Сечения фоторождения пионов на ^{10}Be с переходом в основное и первое возбужденное состояния ^{10}Be :

а — $^{10}\text{Be}(\gamma, \pi^+)^{10}\text{Be}$ (о. с.); б — $^{10}\text{Be}(\gamma, \pi^+)^{10}\text{Be}(E_x = 3,37 \text{ МэВ})$; ● — Массачусетс, 1980 [68]; ○ — Массачусетс, 1982 [69]; ▼ — Массачусетс, 1985 [70, 71]; † — Сендай [73]; × — Саскатчеван [72].

нивались с различными вариантами теоретических DWIA-расчетов: (1) — с амплитудой CGLN и с использованием SMC-потенциала [75], (2) — с амплитудой BDW в рамках модели Хелма [76], (3) — с амплитудой BL [4] и (4) — с амплитудой BDW [77]. Все они дают близкие результаты при $\theta_\pi = 90^\circ$. На рис. 12 приведены варианты расчета (1) — сплошные линии и расчета (4) — пунктирные линии. Для угла $\theta_\pi = 45^\circ$ наблюдается значительный разброс значений для разных вариантов расчета. Как отмечается в [78], одна из причин рассогласования может быть связана с деталями построения p -волновой части оптического потенциала для упругого рассеяния пионов. Его вклад в процесс фоторождения для $\theta_\pi = 90^\circ$ равен нулю, и в этом случае все варианты расчета практически совпадают. Для $\theta_\pi = 45^\circ$ вклад отличен от нуля, и это приводит к различным значениям p -волновой части потенциала.

На рис. 13 представлены угловые зависимости сечений для переходов в основное и первое возбужденное состояния ^{10}Be , измеренные

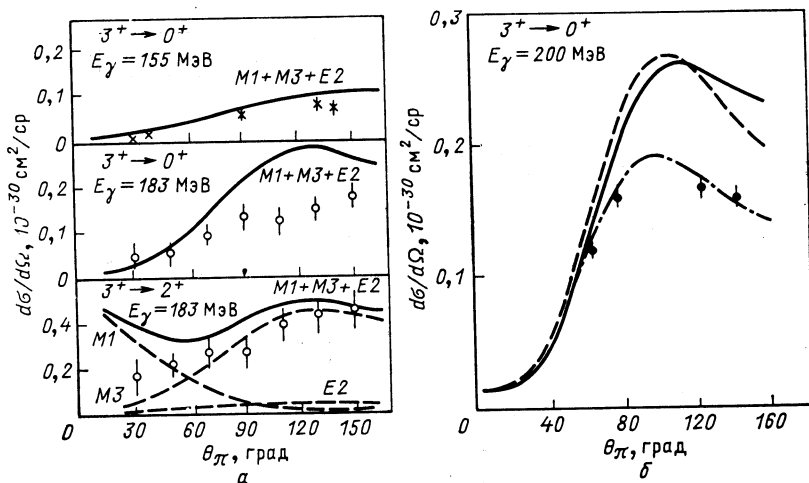


Рис. 13. Угловые зависимости сечений реакции $^{10}\text{B}(\gamma, \pi^+)^{10}\text{Be}$ с переходом в основное и первое возбужденное состояния ^{10}Be :

а — сравнение с расчетами [73]; б — сравнение с расчетами [115]; \times — Саскатчеван [72];

\circ — Сендай [73]; \bullet — Массачусетс [70]

в различных центрах. В Саскатчеване с помощью магнитного спектрометра измерялись выходы фотопионов с фиксированной энергией $T_\pi = 12,3 \pm 0,7$ МэВ при различных энергиях электронного пучка $E_e = 158,5 \div 165,0$ МэВ [72]. В Сендае [73] и Массачусетсе [70] измерялись спектры пионов при фиксированной энергии e -пучка. На рис. 13, а проводится сравнение с DWIA-расчетами, выполненными по программе Сингама и Табакина [4] авторами работы [73]. При расчетах были использованы ядерные переходные плотности из [79], которые хорошо описывают аналогичный переход в (e, e') -рассеянии. Расчеты плохо описывают эксперимент при $E_\gamma = 183$ МэВ и для $\theta_\pi > 90^\circ$ для перехода $3^+ \rightarrow 0^+$. Предварительные результаты, опубликованные в [70], указывают на аналогичное расхождение с DWIA-расчетами [41] (рис. 13, б). Сплошная и пунктирная линии — нелокальный и локальный варианты полных расчетов с элементарной амплитудой BL . Штрихпунктирная линия — учет только борновских членов. Видно, что учет Δ -резонансного члена в амплитуде играет существенную роль, значительно большую, чем при описании сечения элементарного процесса или для случая ядра ^{14}N (см. ниже). Следует отметить, что расчеты [41] хорошо описали сечение реакции $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ для этой же области энергий. Такое несоответствие остается пока нерешенной проблемой.

$^{10}\text{B}(\gamma, \pi^-)^{10}\text{C}$ -реакция. Интерес к этой реакции связан с тем, что переходы в (γ, π^+) - и (γ, π^-) -реакциях происходят на аналоговые со-

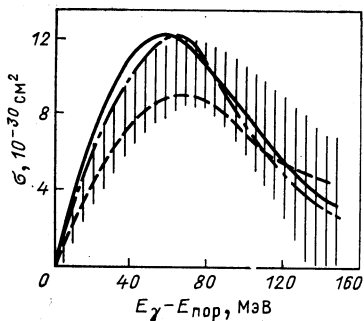


Рис. 14. Полное сечение реакции $^{10}\text{B}(\gamma, \pi^-)^{10}\text{C}$. Заштрихованная область — экспериментальные данные, Массачусетс [80]

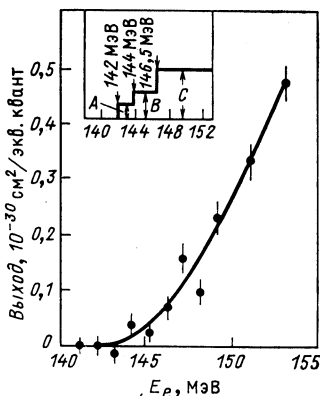


Рис. 15. Зависимость выхода реакции $^{11}\text{B}(\gamma, \pi^-)^{11}\text{C}$ от энергии электронов (максимальной энергии тормозного спектра), Массачусетс [81]. Сплошная кривая — лучшая подгонка, соответствующая следующим значениям: $A = 4 \times 10^{-30} \text{ см}^2$; $B = 8 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$; $C = 15 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$

стояния ядер ^{10}C и ^{10}Be , которые описываются одинаковыми ядерными переходными плотностями. Таким образом, появляется возможность более детального изучения различия в π^+ - или π^- -взаимодействии с ядром, а также изучения механизма реакции. Пока таких данных очень мало.

В работе [69] было измерено отношение R сечений (γ, π^-) -к (γ, π^+) -реакции для переходов в основное состояние при $T_\pi = 29 \text{ МэВ}$ и $\theta_\pi = 90^\circ$. Полученное экспериментальное значение $R_0 = 1,89 \pm \pm 0,18$ хорошо согласуется с теоретическим $R_T = 1,80$ [69].

В [80] были измерены полные сечения реакции $^{10}\text{B}(\gamma, \pi^-)^{10}\text{C}$ в резонансной области энергий. Измерения проводились с помощью активационного анализа, поэтому данные представляют собой сумму переходов в основное состояние $3^+ \rightarrow 0^+$ и первое возбужденное состояние $3^+ \rightarrow 2^+$ ($E_x = 3,35 \text{ МэВ}$). Мультипольность перехода в основное состояние $M3$, а для перехода $3^+ \rightarrow 2^+$, кроме $M3$ имеется также небольшая примесь $M1$ при малых переданных импульсах. Результаты приведены на рис. 14. Там же приведены результаты различных DWIA-расчетов [80], отличающихся, в основном, выбором оператора элементарной амплитуды: сплошная кривая — BDW, пунктирная — CGNL, штрихпунктирная — BL. Все кривые с погрешностью 20% описывают экспериментальные данные. Максимум сечения расположен в районе 50 МэВ над порогом, что существенно левее максимума для элементарного процесса — 150 МэВ над порогом. Это является характерной особенностью всех полных сечений [$^7\text{Li}(\gamma, \pi^-)$; $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-)$; $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^-)$] и объясняется резким уменьшением фактора перехода с увеличением переданного импульса q , а также

увеличением влияния поглощения пионов в Δ -резонансной области энергий.

$^{11}\text{B}(\gamma, \pi^-)^{11}\text{C}$ -реакция. Эта реакция интересна тем, что основные состояния ядер ^{11}B и ^{11}C являются зеркальными. Схема уровней этих ядер дана на рис. 5. Эксперимент выполнен на линейном ускорителе в Массачусетсе [81]. Использовался тормозной пучок, измерения проводились вблизи порога фоторождения при изменении энергии электронов с шагом 1 МэВ. Измерялась β^+ -активность образующихся ядер ^{11}C . Были измерены выходы (γ, π^-) -реакции от порога $E_\gamma = 142$ МэВ до энергии $E_\gamma = 169$ МэВ. В данной методике выходы соответствуют переходам во все связанные возбужденные состояния ядра ^{11}C (см. рис. 5). Однако при изменении E_γ с шагом 1 МэВ вблизи порога фоторождения из этих выходов можно получить полные сечения для переходов в основное и два первых возбужденных состояния: 2,0 и 4,3 МэВ. На рис. 15 представлена кривая выходов, полученная в [81]. Наилучшее фитирование этих данных, изображенное на рис. 15 сплошной кривой, было получено при следующих значениях полных сечений (как параметров):

$$\sigma [^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C} (\text{о.с.})] = 4 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2;$$

$$\sigma [^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C} (\text{о.с.} + 2,0 \text{ МэВ})] = 8 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2;$$

$$\sigma [^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C} (\text{о.с.} + 2,0 + 4,3) \text{ МэВ}] = 15 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2.$$

Теоретические расчеты Коха и Доннели, учитывающие кулоновское и ядерное искажения плоской волны пиона, но ограниченные только s -волной пиона, дают несколько меньшие значения:

$$\sigma [^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C} (\text{о.с.})] = 2 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2;$$

$$\sigma [^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C} (2,0 \text{ МэВ})] = 3 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2.$$

Авторы работы [81] считают, что расхождение незначительно, если учесть неопределенности при получении экспериментальных сечений.

$^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{12}\text{N}$ -реакция. Характерной особенностью этой реакции является то, что конечное ядро ^{12}N имеет единственное связанное состояние 1^+ . Это позволяет исследовать эту реакцию с помощью активационного анализа. Первые эксперименты по измерению выходов этой реакции были выполнены на тормозных γ -пучках в Томске [23] и в Массачусетсе [82]. В [23] измерения проводились в энергетическом интервале от порога до энергии $E = 375$ МэВ, в [82] данные получены вблизи порога. Результаты обеих работ хорошо согласуются друг с другом в околороговой области энергий. Несколько позднее в Массачусетсе [24] были проведены измерения сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{12}\text{N}$ в более широком энергетическом интервале по E_γ , включая область Δ -резонанса. Измерения проводились на смешанном $e + \gamma$ -пучке, позитроны от распада ^{12}N регистрировались между импульсами интенсивности. Данные этой работы согласуются с результатами [23] только до энергии $E_\gamma = 200$ МэВ, далее результаты расходятся довольно сильно. Расхождение в сечении составляет фактор 2—3 в области энергий 250—300 МэВ. Возможная причина расхождения, как отмечается в [24], может состоять

в неточном пересчете сечения из измеренных выходов в работе [23]. Сравнение выходов представлено на рис. 16, а.

Теоретические расчеты были сделаны в [58, 83]. В расчетах [83] использовалась модель Хелма [84] и элементарная амплитуда BDW. В [58] использовалась волновая функция Хакстона [59] и элементарная амплитуда VL-типа. В обоих вычислениях для учета взаимодействия в конечном состоянии использовался оптический потенциал с параметрами, которые хорошо воспроизводят результаты

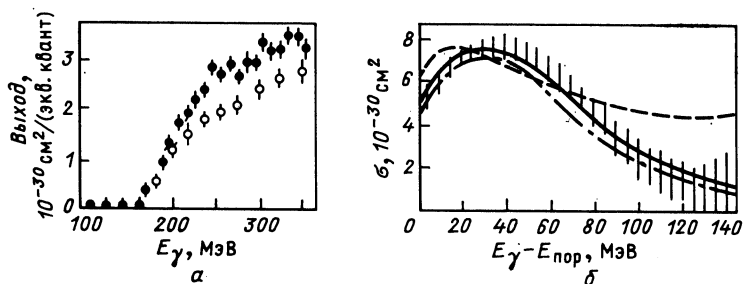


Рис. 16. Реакция $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{12}\text{N}$ (о. с.):

а — зависимость выхода от энергии γ -квантов; б — полное сечение; ● — Массачусетс [24];

○ — Томск [23]; заштрихованная область — эксперимент [83]; сплошная кривая — расчеты [58]; штрихпунктирная — расчеты [83]; пунктирная — учет только кулоновского взаимодействия [58]

упругого рассеяния пионов на ядре ^{12}C . Результаты расчетов показаны на рис. 16, б. Из рисунка видно, что результаты хорошо воспроизводят данные [24]. Пунктирной линией показаны результаты расчетов [58] с учетом только кулоновского взаимодействия в конечном состоянии, которые не согласуются с экспериментом [24]. Очевидно, что взаимодействие в конечном состоянии играет существенную роль для ядра ^{12}N . Характерной особенностью данных по этой реакции является хорошее согласие с расчетами, основанными на DWIA-приближении в широком диапазоне по энергии γ -квантов.

$^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ -реакция. Для этой реакции было выполнено максимальное число как теоретических, так и экспериментальных работ. Отчасти это связано с тем обстоятельством, что ядро ^{12}C является хорошо изученным и в расчетах можно использовать достаточно обоснованную волновую функцию, а для ядра ^{12}B низколежащие уровни достаточно широко отстоят друг от друга, что облегчает регистрацию переходов на конкретный уровень.

В работе [85] вычислены сечения этой реакции, приводящие к пяти связанным состояниям ядра ^{12}B , с использованием модели поверхностного и объемного рождения пионов. В [86, 87] проведены расчеты в PWIA-приближении для угловых распределений при исполь-

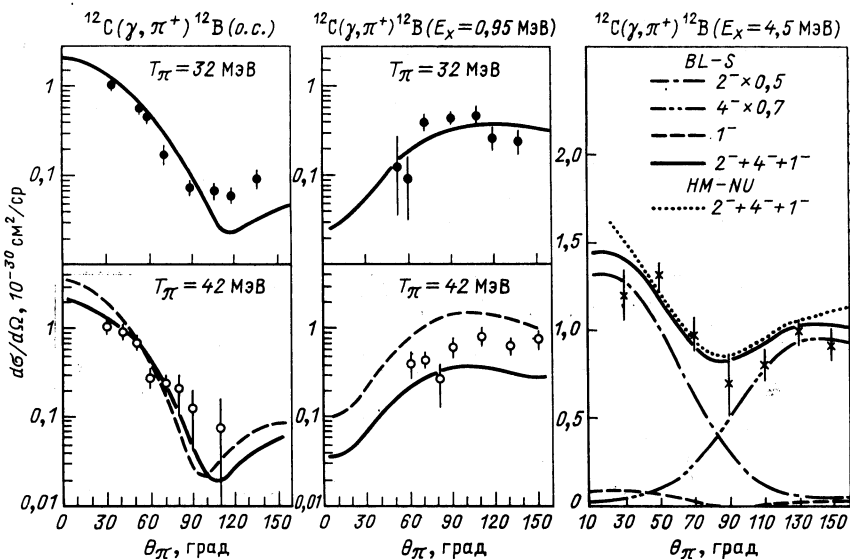


Рис. 17. Угловые распределения сечения $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ для различных парциальных переходов:

сплошная кривая — расчеты [98], пунктирная — [4]; \odot — Сендай [92], \times — Сендай [93]; \bullet — Майнц [97]; $BL-S$ — расчеты Сингама, использующие амплитуду BL ; $HM-NU$ — расчеты с использованием модели Хелма [93]

зовании обобщенной модели Хелма, а в работе [88] — с применением оболочечной модели. Расчеты в DWIA-приближении для различных ядерных волновых функций сделаны в работах [39, 58, 89, 90, 91].

Экспериментальные работы проводились в Сендае [92—94], Массачусетсе [95, 96], Майнце [48, 97] и в Троицке [34].

В Сендае были получены угловые распределения сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$, приводящие в основное, первое возбужденное состояние и в состоянии с энергией возбуждения $E_x = 4,5$ МэВ (рис. 17). Эксперимент выполнялся на e -пучке с энергией $E_e = 195$ МэВ. Схема уровней представлена на рис. 5. Переходы в другие низкоэнергетические состояния, расположенные ниже уровня 4,5 МэВ, по-видимому, подавлены, так как не было обнаружено характерных изломов в измеренном спектре пионов. Этот результат плохо согласуется с результатами [96], где был обнаружен достаточно интенсивный переход в состояние 1^- с энергией возбуждения $E_x = 2,69$ МэВ (рис. 18, а). Измерения проводились под $\theta_\pi = 90^\circ$ и при энергии пиона T_π , равной 17 и 29 МэВ. Возможное объяснение этого расхождения состоит в различии кинематических условий регистрации и сильной зависимости переданного импульса q от кинематики процесса (рис. 19),

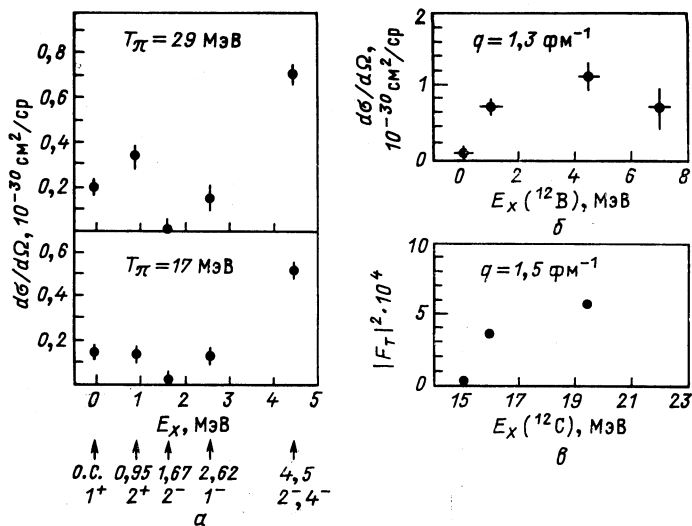


Рис. 18. Интенсивности парциальных переходов:

а — $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$, Массачусетс [96], под стрелками указаны энергии (МэВ), спин и четность состояния ^{12}B ; $\theta_\pi = 90^\circ$; б — $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ [7]; в — $^{12}\text{C}(e, e')^{12}\text{C}$ [7]

а от q в свою очередь сильно зависит формфактор перехода на определенное состояние.

В этой же работе [96] проводились измерения отношения сечений (γ, π^-) - и (γ, π^+) -реакций, просуммированных по конечным состояниям вплоть до энергии 4,5 МэВ. Интересной особенностью реакции

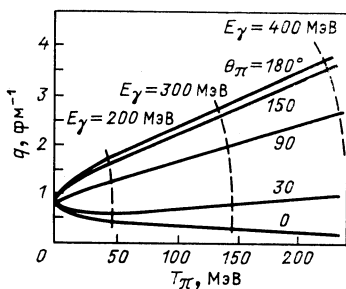


Рис. 19. Зависимость переданного импульса q от кинетической энергии пиона T_π для разных углов вылета для реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ [5]

является обнаруженный в [94] сильный спин-флипповый переход в состоянии с энергией возбуждения $E_x = 7 \text{ MeV}$, который отсутствует в (e, e') -рассеянии (рис. 18, б, в).

На рис. 17 вместе с данными, полученными в Сендае, изображены угловые распределения сечения для энергии пионов $T_\pi = 32 \text{ MeV}$, полученные в [97]. Результаты сравниваются с теоретическими расчетами [98], в которых использовалась оболочечная модель с волно-

вой функцией СК [79], а также с расчетами, выполненными по модели Хелма [4].

В Троицке [34] на тормозном пучке синхротрона ФИАН «Пахра» методом (π, γ) -совпадений измерены сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+) \times \times ^{12}\text{B}(0, 95 \text{ МэВ})$ для $\theta_\pi = 45^\circ$ (рис. 20) и $\theta_\pi = 82^\circ$ (рис. 21). Сплошные кривые на рисунках — расчеты С. С. Камалова, полученные в рамках DWIA — подхода в импульсном представлении [98] с half — off — shell экстраполяцией [20] BD — амплитуды [17].

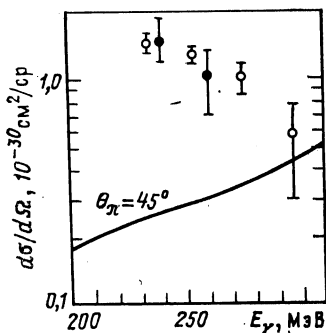


Рис. 20. Дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma\pi^+)^{12}\text{B}$ (0,95 МэВ) для $\theta_\pi = 45^\circ$ [34]:

○ — Троицк 1987 г., ● — Троицк 1986 г.

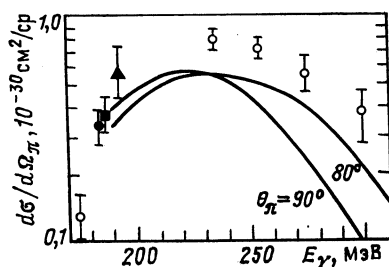


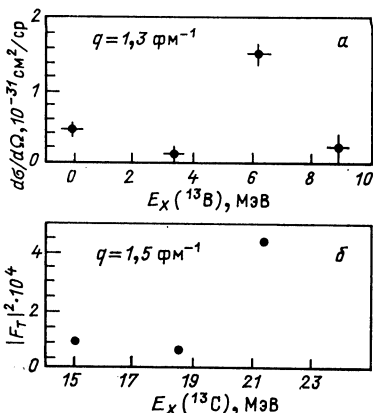
Рис. 21. Дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ (0,95 МэВ):

○ — Троицк [34] $\theta_\pi = 82^\circ$; ● — Массачусетс [96]; ■ — Майнц [97]; ▲ — Сендай [92] $\theta_\pi = 90^\circ$

В расчетах использовались ядерные переходные плотности [79], нормированные на (e, e') — данные [98]. Имеется качественное согласие расчетов и эксперимента при $\theta_\pi = 80^\circ$. Количественное разногласие ($\sim 1,5$ раза) нельзя считать значительным, так как имеется систематическая погрешность измерений ($\sim 20\%$). Кроме того, теоретические кривые, как было показано в [99], зависят от используемой элементарной амплитуды, особенно при $\theta_\pi = 90^\circ$, и максимальное значение сечения получается при использовании амплитуды BL [15]. Другая возможность увеличения теоретических сечений — более тщательный подбор параметров ядерных переходных плотностей. Для $\theta_\pi = 45^\circ$ разногласие носит качественный характер. Возможно его удастся частично устранить учетом взаимодействия Δ — изобары с ядром. В этой кинематической области возможен также заметный вклад в сечение за счет перезарядки пиона ($\pi^0 \rightarrow \pi^+$), а также от перехода $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ (о. с.) с последующим рассеянием пиона $^{12}\text{B}(\pi, \pi')^{12}\text{B}$ (0,95 МэВ).

$^{13}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{13}\text{B}$ -реакция. Изучение этой реакции проводилось в Сендае [35, 100] и в Массачусетсе [101]. Целью этих работ было изуче-

Рис. 22. Интенсивности парциальных переходов [35]:

 а — $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$; б — $^{12}\text{C}(e, e')^{12}\text{C}$


ние мультипольностей переходов, проверка теоретических моделей, использующих различные ядерные волновые функции. Схема уровней ядер ^{12}C и ^{12}B дана на рис. 5.

Уровни возбуждения ядра ^{12}B (от 0 до 9 МэВ) являются аналогами уровней ядра ^{12}C от 15 до 25 МэВ, которые соответствуют хорошо изученному дипольному гигантскому резонансу. Уровень 3,5 МэВ соответствует группе близко расположенных состояний из четырех уровней: 3,48, 3,53; 3,68; 3,71 МэВ. Два из них — 3,48 и 3,68 МэВ — имеют положительную четность и спин 1/2, 3/2 или 5/2. Квантовые числа остальных состояний неизвестны.

В [35] были измерены спектры пионов для различных углов (от 30 до 150°) при энергии электронов $E_e = 195$ МэВ. В этих спектрах обнаружены изломы, соответствующие четырем состояниям ^{12}B , изображенным на рис. 3. Интенсивности переходов на эти состояния показаны на рис. 22. Для сравнения на этом рисунке приведены интенсивности возбуждения аналоговых состояний в (e, e') -рассеянии при приблизительно таком же переданном импульсе. Обращает на себя внимание отсутствие в (e, e') -данных изобаро-аналога для состояния 9 МэВ. Это несоответствие объяснялось в [7] большим переданным импульсом в рассеянии электронов. Аналогичная ситуация наблюдается и для реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ (см. рис. 18).

Из полученных в [35] спектров пионов была выведена угловая зависимость дифференциального сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ ($E_x = 6,4$ МэВ). Результаты представлены на рис. 23, а. Там же приведены теоретические кривые из [93] для реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ ($E_x = 4,5$ МэВ), которые были отнормированы на эти экспериментальные точки. Из рис. 23, а видно, что при малых θ_π доминирует $M2$ -переход с небольшой примесью $E1$, а при больших θ_π доминирует $M4$ -переход. Если учесть, что для основного состояния ^{12}C значение спина и четности $J^P = 1/2^-$, то возможные значения спина и четности для уровня 6,4 МэВ для $M2$ -перехода могут быть $J^P = 3/2^+$ или $5/2^+$, а для $M4$ -перехода $J^P = 7/2^+$ или $9/2^+$. Уровень 3,5 МэВ по положению хорошо соответствует $M2$ -дуплету, предсказанному в [102]. Сечение парциального перехода на уровень 9 МэВ имеет резко выраженную направленность вперед и соответствует $M2$ -переходу, как было предсказано в [103]; в этой работе предсказывается также $E1$ -переход на уровень 27,1 МэВ ядра ^{12}C , который соответствует

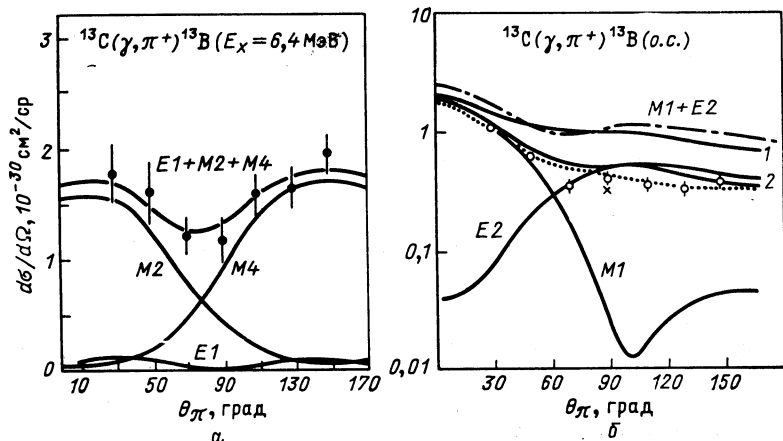


Рис. 23. Угловые зависимости сечения реакции $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{13}\text{B}$ для $E_\gamma = 194$ МэВ

○ — Сендай [100]; ● — Сендай [35]; × — Массачусетс [101]; точечная кривая — расчеты [107]; штрихпунктирная — расчеты [114]; кривые 1, 2 — расчеты [108] без учета и с учетом поляризации кора соответственно

уровню ядра ^{13}B с энергией 12 МэВ и изоспином $T = 3/2$. Для проверки этого предсказания необходимы дальнейшие эксперименты по изучению угловых распределений. Следует сказать, что изучение этих переходов тормозится отсутствием расчетов для угловых распределений сечений реакции $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{13}\text{B}$ для высоковозбужденных состояний.

В работе [101] была измерена энергетическая зависимость дифференциального сечения реакции $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{13}\text{B}$ (о.с.) для угла вылета пиона $\theta_\pi = 90^\circ$ и для энергий пионов 18, 29 и 42 МэВ. Для этого же перехода была измерена угловая зависимость при энергии $E_\gamma = 194$ МэВ [100], что соответствует $T_\pi = 40$ МэВ, в диапазоне углов $30-150^\circ$, что соответствует области переданных импульсов $0,64 \leq q \leq 1,5$ фм $^{-1}$. Результаты экспериментов представлены на рис. 23, б; 24. В данный переход вносят вклад $E1$ - и $M2$ -мультиполи.

Для этого парциального перехода было выполнено большое количество расчетов в DWIA-приближении, в которых использовались различные волновые функции ядра: СК [79], НМ [104], различные операторы фоторождения (BL, CGNL), различные оптические потенциалы: SMC [56], CMS [105], LL [106]. Сравнение с различными вариантами расчетов проводится в [7, 100]. Все расчеты дают, как правило, завышенные значения сечений или плохо воспроизводят форму распределений. Наилучшее согласие удалось достичь в [107], использующей оболочечную модель СК [79], и в работе [108], в которой удалось получить согласие с экспериментом, включив эффект поляризации кора в p -оболочечную волновую функцию НМ-модели.

В [100] отмечалось, что имеются значительные расхождения в самих теоретических расчетах, использующих приблизительно одинаковые подходы.

$^{13}\text{C} (\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$ -реакция. Реакция фоторождения отрицательных пионов на ядре ^{13}C интересна в том отношении, что ядра ^{13}C и ^{13}N являются зеркальными и возможны мультипольности переходов в основное состояние только $E0$ и $M1$ типов, так как для основных состояний ядер ^{13}C и ^{13}N $J^P = \frac{1}{2}^-$. Особенно интересна возможность изучения $E0$ -переходов, в которых доминирует Δ -резонансный механизм, даже

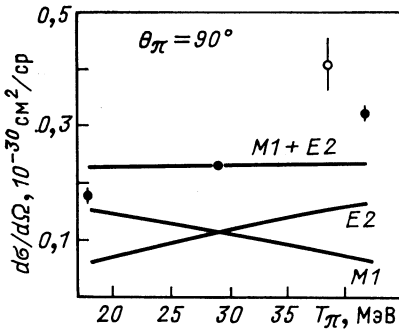


Рис. 24. Дифференциальные сечения реакции $^{13}\text{C} (\gamma, \pi^+) ^{13}\text{B}$ (о. с.): сплошные кривые — расчеты [101], использующие модель Хелма; ● — Массачусетс [101]; ○ — Сендай [100]

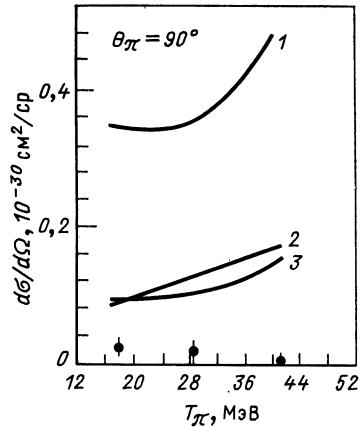


Рис. 25. Дифференциальные сечения реакции $^{13}\text{C} (\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$ (о. с.), Массачусетс [109]: 1 — расчеты Табакина и др.; 2 — расчеты [112]; 3 — расчеты [109] с использованием модели Хелма

при сравнительно низких энергиях. Обычно при (γ, π^\pm) -реакциях доминируют переходы нерезонансного характера с переворотом спина. Возможный для этой реакции $M1$ -переход может быть подавлен выбором кинематических условий. Так, при переданном импульсе $q \sim 1$ фм $^{-1}$ формфактор $M1$ -перехода в аналоговое состояние ядра ^{13}C в реакции рассеяния электронов принимает минимальное значение. Таким образом, реакция $^{13}\text{C} (\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$ (о.с.) дает возможность изучать вклад Δ -резонанса в широкой области энергий, включая низкие, с простыми начальными и конечными состояниями ядер.

Изучение этой реакции было проведено к настоящему времени в трех экспериментах: в Массачусетсе [109], в Амстердаме [110] и в Сендае [111]. В [109] было измерено дифференциальное сечение реакции $^{13}\text{C} (\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$ (о.с.) для угла $\theta_\pi = 90^\circ$ и при энергии пионов

T_π , равной 17, 29, 42 МэВ. На линейном ускорителе в Амстердаме была измерена угловая зависимость сечения для энергии пионов $T_\pi = 48$ МэВ для углов θ_π , равных 65, 100, 125°, для переходов в основное состояние и возбужденное состояние с энергией 3,5 МэВ ядра ^{13}N . Переданный импульс в этих двух экспериментах был равен:

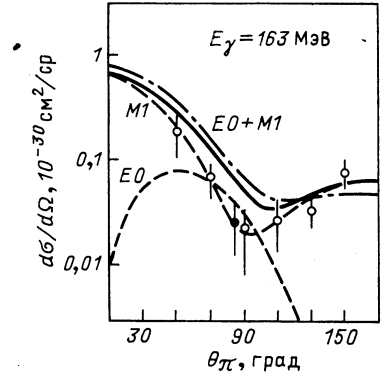
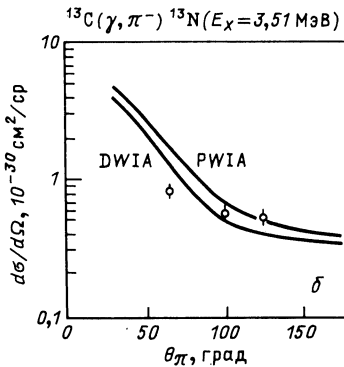
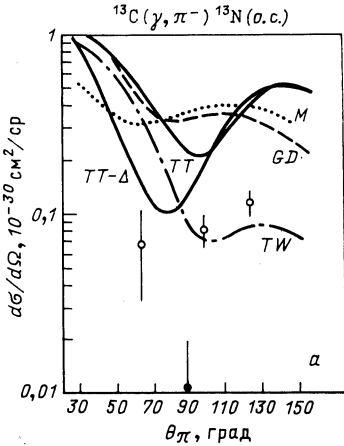


Рис. 27. Угловая зависимость сечения $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$ (о. с.) для $E_\gamma = 163$ МэВ:

теоретические кривые из [111]; \circ — Сендай [111]; \bullet — Массачусетс [109]

Рис. 26. Угловая зависимость сечения $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$:

TT и $TT-\Delta$ — расчеты [114] с учетом и без учета Δ -резонансного члена в операторе фоторождения соответственно; M — расчеты [112]; TW — расчеты [115]; GD — расчеты из [110];

\circ — Амстердам [110], $T_\pi = 48$ МэВ; \bullet — Массачусетс [109], $T_\pi = 42$ МэВ

$q = 0,9 \div 1,1$ фм $^{-1}$ в [109] и $q = 0,92; 1,27; 1,45$ фм $^{-1}$ в [110]. Результаты [109] представлены на рис. 25. Сечение оказалось anomalно малым по сравнению с теоретическими расчетами на основе DWIA-приближения, проведенными различными авторами. Результаты [110] представлены на рис. 26, а. Данные работы [110], как видно из рисунка, не подтвердили результат работы [109]. На рис. 26, а

приводятся для сравнения результаты различных теоретических работ [112—115]. Ни одна из теорий не воспроизводит экспериментальные результаты. Расчеты [114] были проведены с учетом Δ -резонансного члена в операторе фоторождения и без такого учета. По абсолютной величине сечения расчеты не согласуются с экспериментом, однако видно, что роль Δ -резонансного члена велика. Необходимо дальнейшее изучение этого перехода при более высоких энергиях пиона.

Для перехода $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$ с $E_x = 3,51$ МэВ доминируют нерезонансные вклады, и здесь наблюдается согласие эксперимента и теории, как можно видеть это из рис. 26, б, где представлены расчеты [115].

Как отмечалось выше, выбором кинематических условий можно либо подавить, либо усилить относительный вклад переходов $M1$ или $E0$. Так, для $\theta_\pi = 90^\circ$ подавляется $M1$ -переход, а при $E_\gamma = 0^\circ$ сильно подавленным оказывается переход $E0$. В целях изучения вкладов от различных мультиполей в работе [111] была измерена угловая зависимость сечения $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$ (о.с.) при $E_\gamma = 163$ МэВ. Результаты представлены на рис. 27 вместе с расчетами, использующими нелокальный оператор BL , волновую функцию из [104] с осциляторным параметром $b = 1,83$ фм $^{-1}$, оптический потенциал работы [105], и с учетом поляризации кора. Сплошная линия — полный расчет, штрихпунктирная линия — учет мезонных обменных токов. Обращает на себя внимание то, что экспериментальные данные описываются с учетом только $M1$ -перехода.

$^{14}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{14}\text{O}$ -реакция. Реакция $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{14}\text{O}$ (о.с.) интересна тем, что конечное ядро ^{14}O имеет только одно связанное состояние — основное, как и в случае ядра ^{12}N . Ядро ^{14}O является β^+ -активным с периодом полураспада $T_{1/2} = 70,6$ с. Это означает, что возможно измерение полного сечения фоторождения π -мезонов на ядре ^{14}N с помощью активационной методики. Эксперименты проводились на пучке тормозного излучения синхротрона в Лунде [25]. Использовалась мишень «аденина» $\text{C}_5\text{H}_5\text{N}_5$. Максимальная энергия пучка γ -квантов изменялась от 150 до 700 МэВ. Ядра ^{14}O идентифицировались по γ -квантам с энергией $E = 2,31$ МэВ, возникающих при распаде $^{14}\text{O} \xrightarrow{\beta^+} ^{14}\text{N}$ ($E_x = 2,31$ МэВ). Гамма-кванты регистрировались Ge(Li)-детектором спустя 20 с после облучения. Измерение активности образцов происходило вне зала ускорителя в течение 180 с для уменьшения внешнего фона. Фоновыми процессами в этой реакции являлись:

$(\gamma, 2n)$ на ^{16}O примеси в мишени, приводящий к ядру ^{14}O ;
двухступенчатый процесс: (γ, p) и затем (p, n) -реакция на ядре ^{14}N .

Оба фоновых процесса оценивались, и их вклад оказался мал. Результаты работы [25] представлены на рис. 28. Реакция $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{14}\text{O}$ рассчитывалась на основе DWIA-приближения с учетом разных операторов фоторождения, разных ядерных волновых функций

[79, 116] и оптических потенциалов [56, 117, 118]. Все расчеты плохо описывают экспериментальные данные. Для примера на рис. 28 представлено сравнение расчетов Фрида, взятое из [25], для различных оптических потенциалов: *LL* [117], *MK* [118], *SMC* [56].

Как видно из рисунка, для всех вариантов расчета наблюдается согласие с экспериментом у порога реакции, затем с ростом энергии наблюдается расхождение, которое растет с энергией и достигает фактора 3—5 для энергии $E_\gamma = 200$ МэВ, после чего при дальнейшем

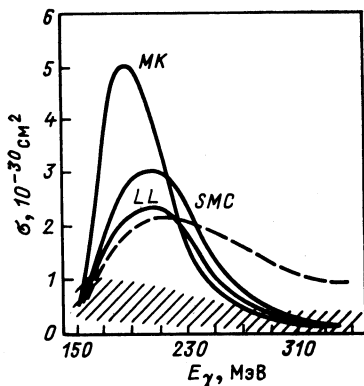


Рис. 28. Сравнение полного сечения реакции $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{14}\text{O}$ (о. с.) (заштрихованная область), полученного в Лунде [25], с теоретическими расчетами с различными вариантами взаимодействия в конечном состоянии. Пунктирная кривая — без учета взаимодействия в конечном состоянии

увеличении энергии расхождение уменьшается и наблюдается снова согласие с экспериментом при энергии фотонов $E_\gamma = 350$ МэВ.

$^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ -реакция. Ядерная система с $A = 14$ широко используется для проверки различных моделей ядерной структуры и нуклон-нуклонного взаимодействия. Центром внимания является основное состояние ^{14}N ($J^\pi = 1^+$, $T = 0$) и изоспиновый триплет, состоящий из основного состояния ядра ^{14}C , возбужденного состояния ядра ^{14}N (2,313 МэВ) и основного состояния ядра ^{14}O , для которых $J^\pi = 0^+$, $T = 1$. Интерес к этим состояниям в значительной степени обусловлен необычно замедленным β -распадом ^{14}C (о. с.) в ^{14}N (о. с.), период полураспада которого $T_{1/2} \approx 5000$ лет. Изотоп ^{14}C используется, как известно, для археологической датировки. Такой замедленный распад объясняется как результат подавления гамов-теллеровского перехода. В связи с этим ожидается, что кролл-рудермановский член в операторе фоторождения, пропорциональный σ_π и обычно доминирующий в (γ, π) -реакции при малых энергиях, будет также подавлен и в $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ (о. с.)-реакции. В этом случае возрастает относительный вклад других членов в операторе фоторождения и появляется возможность более точного учета роли этих членов, а также влияния ядерной структуры.

Экспериментальные работы по изучению $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ (о. с.)-реакции проведены лишь в последние годы. Работы выполнены в Майнце [119], Сендае [120] и в Массачусетсе [121—123]. Действительно,

сечение реакции $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ (о. с.), измеренное у порога, оказалось необычно малым, что объясняется изложенными выше соображениями о подавлении σ_e члена в операторе фоторождения.

В Майнце [119] эксперимент проводился на микротроне МАМІ с током 30 мкА и при энергии электронов $E_e = 173,5$ МэВ. Энергетический разброс пучка составлял 50 кэВ. В качестве мишени использовалась пластинка Si_3N_4 размером 2×1 мм и толщиной $0,256 \pm \pm 0,011$ г/см². Пионы регистрировались телескопом из четырех сцинтилляционных счетчиков и черенковского счетчика, расположенных в фокальной плоскости магнитного спектрометра. Эксперимент планировался так, чтобы получить зависимость матричных элементов от переданного импульса. Поэтому измерялась угловая зависимость дифференциального сечения при фиксированной энергии фотона. Сечения фоторождения получались из дважды дифференциальных сечений $d^2\sigma/d\Omega_\pi dE_\pi$ при использовании методики виртуальных фотонов [41]. Полученные таким образом дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega_\pi$ для четырех углов вылета пиона от 45 до 120° представлены на рис. 29. Данные сравниваются с расчетами на основе DWIA в импульсном представлении при использовании оператора фоторождения BL [15] и при учете искажения волновой функции пиона в оптическом потенциале SMC [54]. На рис. 29, а экспериментальные данные сравниваются с расчетами при использовании различных волновых функций ядра. Наилучшее согласие получено для волновой функции, предложенной в [124]. На рис. 29, б проводится сравнение с расчетами, использующими различные члены в операторе фоторождения. Как видно из рис. 29, б, результаты хорошо воспроизводятся при учете нелокальных членов в операторе BL -типа. В работе делается вывод о чувствительности процесса фоторождения к ядерной структуре с $A = 14$. Лучшее описание экспериментальных данных получается с волновой функцией Хуфмана [124]. Итак, при $E_\gamma = 173$ МэВ эксперимент достаточно хорошо описывается существующей теорией.

В Массачусетсе [121—123] реакция $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ (о. с.) была исследована с помощью нового магнитного спектрометра для пионов средних энергий MEPS [36], позволившего получить результаты более высокого качества по сравнению с прежними данными. Измерения проводились для четырех энергий фотонов E_γ , равных 200, 230, 260 и 320 МэВ. Таким образом, в настоящее время имеются данные практически от порога фоторождения до Δ -резонансной области энергий. Экспериментальные результаты представлены на рис. 30 совместно с теоретическими расчетами на основе DWIA-подхода. Для $E_\gamma = 200$ МэВ DWIA-расчеты [115] хорошо воспроизводят экспериментальные результаты, причем лучшее согласие, как и в случае $E_\gamma = 173$ МэВ, получено с волновой функцией Хуфмана [124]. Для E_γ , равной 230 и 260 МэВ, DWIA-расчеты [115] с волновой функцией Хуфмана [124], хорошо описывающие данные при $E_\gamma = = 173$ МэВ, дают завышенные значения по сравнению с эксперимен-

том. Удовлетворительное описание достигается при учете в расчетах следующих двух эффектов: использование унитарной амплитуды одиночного фоторождения и более точного учета взаимодействия в конечном состоянии, в частности учета взаимодействия Δ -изобара — дырка [18]. При $E_\gamma = 320$ МэВ экспериментальные данные уже не описываются этими расчетами в DWIA-приближении с учетом унитарности и взаимодействия Δ -дырка, что дает основание

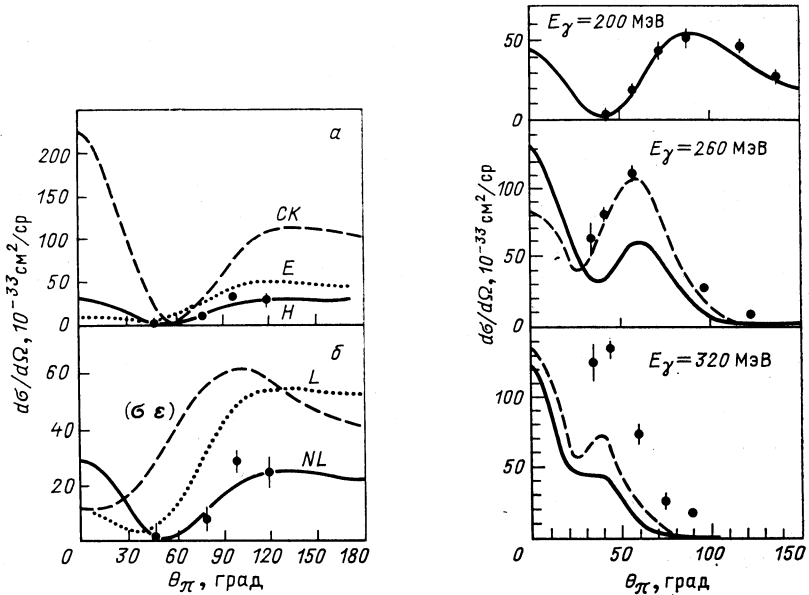


Рис. 29. Сравнение экспериментальных сечений реакции $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ (о. с.), полученных в Майнце для $E_\gamma = 173$ МэВ, с теорией [119]:

a — нелокальные DWIA-расчеты с волновыми функциями: *CK* — Коэна и Курата [79]; *E* — Энслина; *H* — Хуфмана [124]; *б* — расчеты с волновой функцией Хуфмана для различной формы оператора фоторождения: *L* и *NL* — локальное и нелокальное приближения соответственно; (*σε*) — учет только члена (*σε*) в операторе фоторождения

Рис. 30. Угловые распределения сечения $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ (о. с.), полученного в Массачусетсе [121—123] для различных энергий E_γ :

сплошная кривая — расчеты [115]; пунктир — [18]

предположить о возможном нарушении справедливости импульсного приближения. В [18] высказано предположение, что расхождение экспериментальных данных для $E_\gamma = 320$ МэВ с наиболее полными теоретическими расчетами [125] можно устранить при учете двухступенчатого механизма образования π^+ -мезонов: фоторождение π^0 -мезона с последующей перезарядкой $\pi^0 \rightarrow \pi^+$.

В целом, благодаря осуществлению измерений (γ, π^+) -процесса в широком интервале энергий γ -квантов ($173 \leq E_\gamma \leq 320$ МэВ) была проанализирована важная теоретическая проблема применимо-

сти импульсного приближения к процессу фоторождения пионов на ядрах. Было показано, что амплитуда элементарного процесса, полученная в [18] с учетом как унитарности, так и динамики процесса, оказалась лучше амплитуды, полученной на основе подхода BL [15]. В то же время данные при $E_\gamma = 320$ МэВ не описываются улучшенной амплитудой, что показывает необходимость дальнейшего исследования механизма реакции в резонансной области.

В Сендае [120] изучался вклад $M1$ -перехода в сечение реакции $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ с образованием ядра ^{14}C в возбужденном состоянии

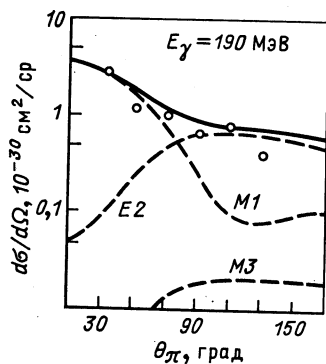


Рис. 31. Сечение реакции $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ ($E_x = 7,01$ и $E_x = 8,32$ МэВ) для $E_\gamma = 190$ МэВ, Сендай [120]: теоретические кривые — расчеты Козна и Курата [79]

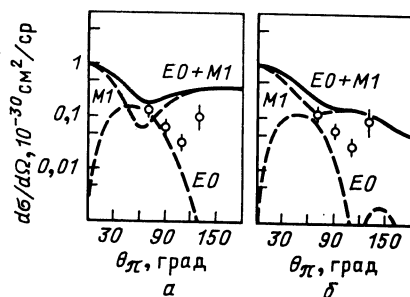


Рис. 32. Сравнение экспериментальных сечений реакции $^{15}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{15}\text{O}$ (о. с.), полученных для $E_\gamma = 170$ МэВ в Сендае, с расчетами Сузуки без учета (а) и с учетом (б) поляризации ядра [126]

$E_x = 7,01$ МэВ ($J^\pi = 2^+$) и $E_x = 8,32$ МэВ ($J^\pi = 2^+$). Экспериментально эти два уровня не разделялись, и представленные данные относятся к сумме переходов на эти состояния. Вклад $M1$ -перехода на основное состояние ^{14}C , как следует из работы [119], оказывается очень малым, и его можно не учитывать. Сечение этой реакции в отличие от реакции $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^+)^{14}\text{C}$ (о. с.) определяется при малых энергиях в основном σ -каналом.

Эксперимент проводился на электронном ускорителе Тохоку университета в Сендае [120] при энергии электронов $E_e = 190$ МэВ. На рис. 31 представлены измеренное угловое распределение реакции и теоретические кривые для $M1$ -, $E2$ - и $M3$ -переходов из [79]. Как видно из рисунка, согласие теории с экспериментом хорошее. Для углов $30-50^\circ$ реакция идет в основном за счет $M1$ -перехода, для углов $\theta_\pi > 90^\circ$ основной вклад в сечение определяется $E2$ -переходом. Сила $M1$ -перехода $B(M1, \omega) \uparrow$, вычисленная в [116], равна $4,918$ в единицах μ^2 , что меньше полученного в настоящей работе значения $7,89 \pm 2,60$ в тех же единицах.

$^{15}\text{N} (\gamma, \pi^-)^{15}\text{O}$ (о. с.)-реакция. Реакция исследовалась в [126]. Целью являлось определение вкладов $M1$ - и $E0$ -переходов между $1p_{1/2}$ -состояниями ядер ^{15}N и ^{15}O в околопороговой области энергий. Интерференция кролл-рудермановского члена с пионным полюсным членом должна приводить к провалу в угловом распределении дифференциального сечения. Положение и значение провала чувствительны к механизму взаимодействия и волновой функции ядра.

Эксперимент проводился в Сендае на линейном ускорителе при $E_e = 174 \div 177$ МэВ. В качестве мишени использовался жидкий аммоний с обогащением ^{15}N до 98%. Толщина мишени составляла 408 мг/см^2 . Мишень охлаждалась этиленовым спиртом и сухим льдом. Пионы в основном образовывались реальными фотонами от Au-радиатора толщиной 273 мг/см^2 . Спектр пионов измерялся с помощью магнитного спектрометра, снабженного пропорциональными камерами, сцинтилляционным телескопом и черенковским счетчиком. Сечение (γ, π^-) -реакции рассчитывалось с использованием как реального, так и виртуального γ -спектра по процедуре [41]. Абсолютное значение сечения определялось нормировкой измеренного выхода $p (\gamma, \pi^+) n$ -процесса с той же мишенью с данными по $p (\gamma, \pi^+) n$ -реакции из [127]. Для измеренных углов $\theta_\pi = 70 \div 130^\circ$ переданный импульс был равен $0,8 - 1,2 \text{ фм}^{-1}$.

На рис. 32 представлено измеренное угловое распределение и расчеты Сузуки на основе DWIA подхода. На рис. 32, *a* в расчетах использовалась чистая $1p_{1/2}$ -волновая дырочная функция, а на рис. 32, *b* в расчетах была учтена поляризация кора. Из рисунков видно, что для $M1$ -перехода учет поляризации кора снижает сечение для углов вылета пионов в заднюю полусферу и уменьшает провал в угловом распределении. Для $E0$ -перехода учет поляризации кора снижает сечение для всего интервала углов. Вывод работы состоит в том, что теоретические расчеты пока не в состоянии воспроизвести измеренные дифференциальные сечения.

$^{16}\text{O} (\gamma, \pi^\pm)$ -реакция. Изучение парциальных переходов на ядре ^{16}O затруднено, так как нижайшие уровни ядер ^{16}N и ^{16}F слишком близко расположены (см. рис. 5) и не могут быть разрешены существующими магнитными спектрометрами. В этом случае представляет интерес измерение отношения $R = \sigma(\pi^+)/\sigma(\pi^-)$ сечений фоторождения π^+ - и π^- -мезонов, просуммированных по четырем возбужденным состояниям. Так как эти состояния являются аналогами для ядер ^{16}N и ^{16}F , т. е. имеют сходную структуру ядерных уровней, то отношение R в первом приближении не должно зависеть от выбора ядерной волновой функции. Это означает, что можно более детально изучать элементарную амплитуду фоторождения и взаимодействие в конечном состоянии.

Эксперименты по исследованию реакции $^{16}\text{O} (\gamma, \pi^+)$ были выполнены в Майнце [128]. Пионы анализировались с помощью магнитного спектрометра с разрешением $0,5$ МэВ. Импульс интенсивности

γ -пучка, повторяющийся с частотой 100 Гц, имел следующую микро-структуру: 60 коротких импульсов длительностью 2 нс, разделенных промежутками в 50 нс. Это позволяло отделять пионы от электронов с помощью времяпролетной методики. В работе [128] было измерено угловое распределение сечений (γ, π^+) - и (γ, π^-) -реакций для энергии пионов $T_\pi = 30$ МэВ. Результаты приведены на рис. 33. Как ожидалось, зависимости сечений (γ, π^+) - и (γ, π^-) -процессов от угла вылета пионов оказываются сходными. На рис. 34 представлена угловая зависимость отношения сечений R для ядра ^{16}O .

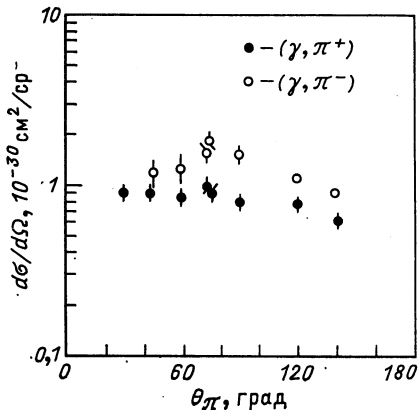


Рис. 33. Сравнение сечений реакций $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)^{16}\text{N}$ и $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^-)^{16}\text{F}$ при $T_\pi = 30$ МэВ, Майнц

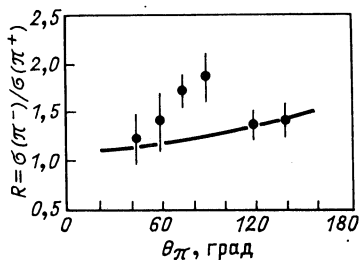


Рис. 34. Угловая зависимость отношения сечений $R = \sigma(\gamma, \pi^-)/\sigma(\gamma, \pi^+)$ для фоторождения на ядре ^{16}O (точки) и на нуклоне (линия)

Экспериментальные исследования процесса $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)^{16}\text{N}$ проводились также в Массачусетсе [68] и в Сендае [129]. Все три эксперимента хорошо дополняют друг друга. На рис. 35 представлены экспериментальные результаты этих работ в сравнении с теоретическими расчетами, проведенными на основе DWIA-приближения [77, 130]. Как видно из рисунка, наблюдается довольно хорошее согласие эксперимента и теории.

В [129] были измерены также угловые распределения сечения реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)^{16}\text{N}$ и полное сечение для энергии $E_\gamma = 198$ МэВ. Полное сечение вблизи порога для этой реакции было измерено также в [131].

В Массачусетсе [132] были измерены угловые распределения реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)^{16}\text{N}$ ($2^-, 0^-, 3^-, 1^-$) для энергии $E_\gamma = 320$ МэВ. Измерения осуществлялись при токе e -пучка 20 мкА и разрешении $\Delta p/p = 0,15\%$. Использовалась мишень в виде BeO толщиной 145 мг/см^2 . В e -пучок помещался радитор Та толщиной 1,86% радиационной длины. Пионы анализировались новым магнитным спектрометром MEPS, имеющим телесный угол 20 мср и захват по импульсу

около 20%, так что угловые распределения получались при одном значении магнитного поля. Регистрация пионов осуществлялась системой сцинтилляционных счетчиков, дрейфовых камер и аэрогельного черенковского счетчика. Поправки на мертвое время электроники составляли 5–22%.

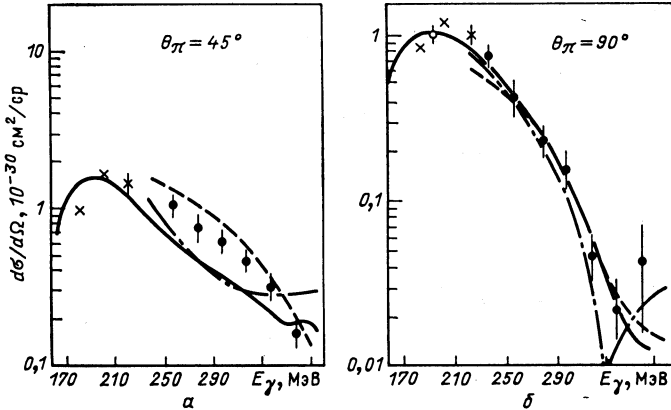


Рис. 35. Сечение реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)^{16}\text{N}$ (сумма четырех связанных состояний): сплошная кривая — расчеты [77]; пунктирная — расчеты [130]; штрихпунктирная — расчеты Наглы и Юбералья, взятые из [128]; ● — Массачусетс [68], ○ — Сендай [129], × — Майнц [128]

Экспериментальные результаты представлены на рис. 36 совместно с DWIA-расчетами Р. Эрамжяна и др. [21]. В расчетах использовались амплитуда BDW, волновые функции из [133] и учитыва-

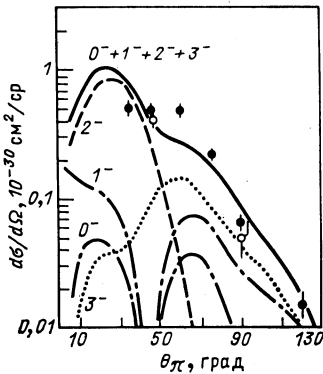


Рис. 36. Угловое распределение сечения реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)^{16}\text{N}$ ($3^-, 2^-, 0^-, 1^-$) для $E_\gamma = 320$ МэВ:

● — Массачусетс [132]; ○ — Массачусетс [68]; теоретические кривые — расчеты Эрамжяна [21]

лось искажение пионной волны в формализме многократного рассеяния. Как видно из рисунка, имеется качественное согласие эксперимента и теории. Однако более детальное сравнение эксперимента и

теоретических расчетов с учетом вкладов индивидуальных переходов показывает, как отмечается в [132], что согласие может носить случайный характер и необходимы новые расчеты с учетом более точных данных по (e, e') -рассеянию для уточнения волновых функций, отвечающих возбужденным состояниям ядра ^{16}N .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени накоплен некоторый материал по экспериментальному исследованию парциальных переходов в фоторождении заряженных пионов на всех стабильных ядрах $1p$ -оболочки. Эксперименты проводились как на e -, так и на γ -пучках в энергетическом интервале от порога фоторождения до 350—400 МэВ (есть отдельные работы при 700 и 1150 МэВ). В основном, экспериментальный материал содержит данные, относящиеся к сечениям переходов на основные состояния соответствующих ядер и в околопороговой области энергий. Лишь в несколько последних лет начали появляться результаты, относящиеся к переходам на возбужденные состояния, и это явилось результатом введения в строй новых магнитных спектрометров с разрешением по энергии на уровне 10^{-4} , позволившие разрешить низколежащие уровни ядер. Однако результаты малочисленны. Для многих ядер нет подробных дифференциальных сечений по углу и по энергии, зачастую экспериментальные данные ограничены значением сечения для одного угла или для одной энергии E_π . Редки случаи исследования одного и того же перехода в разных центрах при сопоставимых кинематических условиях, что очень важно с точки зрения надежности результатов.

Для интерпретации экспериментальных результатов использовались теоретические расчеты, основанные на применении импульсного приближения с искаженными волнами для пионов — DWIA-теория.

С помощью DWIA-теории удалось достаточно хорошо описать полные сечения фоторождения при низких энергиях пионов ($T_\pi < 50$ МэВ). Что же касается дифференциальных сечений, то имеются случаи плохого описания эксперимента даже при низких энергиях: $^{10}\text{B}(\gamma, \pi^+)^{10}\text{Be}$ (о.с.), $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$ (о.с.), $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{14}\text{O}$ (о.с.). Различные попытки совершенствования DWIA-теории устраняют разногласия для отдельных конкретных случаев, но не являются универсальными при описании всех имеющихся экспериментальных данных. При больших энергиях, когда начинает существенную роль играть возбуждение Δ -резонанса, расхождение DWIA-теории с экспериментом становится еще более значительным. Для уменьшения разногласия предпринимаются попытки учета взаимодействия Δ -изобары в конечном состоянии, построения новых операторов взаимодействия, более тщательного учета эффектов схода с «массовой» поверхности. В последние годы существенно усилился интерес к резонансной области энергии. Анализ данных, полученных в Δ -резонансной области, в частности для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{14}\text{O}$ (о.с.) при

$E_\gamma = 320$ МэВ, показал, что существующий DWIA-подход не в состоянии описать экспериментальные результаты. Возможно, этот результат свидетельствует о нарушении импульсного приближения в этой области энергий, о необходимости использования оператора взаимодействия, основанного на более сложном механизме образования пионов в ядрах по сравнению с принимаемым в настоящее время, о необходимости учета процесса перезарядки пионов.

Для реализации экспериментов, направленных на решение этих проблем, необходим новый качественный уровень как основной экспериментальной базы — ускорителей, так и экспериментальных установок. Работа в этом направлении интенсивно ведется в ряде ядерных центров — в Майнце, Вирджинии, Сакле и др.

Авторы выражают благодарность Б. Б. Говоркову, С. С. Камалову и Р. А. Эрамзяну за ценные замечания, сделанные ими при обсуждении материала обзора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bernstein A. M.//Proc. June Workshop in Intermediate Energy Electromagnetic Interact. with Nucleis, MIT. 1977. P. 179—211.
2. Both E. C. Photopion Nuclear Physics. N.—Y.—Lond.: Plenum Press, 1979. P. 129—154.
3. Сидоров А. А.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Общая и ядерная физика. 1981. Т. 4(18). С. 34—37.
4. Singham M. K., Tabakin F.//Ann. Phys. 1981. Vol. 135. P. 71—123.
5. Bernstein A. M.//Proc. Intern. School of Intermediate Energy Nuclear Physics. Verona, Italy, July 1981. World Scientific. Singapore. 1982. P. 125—187.
6. Shoda K.//Nucl. Spectroscopy and Nucl. Interact./Ed. H. Ejiri, T. Fukuda. Tokyo. 1984. P. 485—501.
7. Shoda K.//Proc. 6th Seminar Electromagnetic Interact. of Nuclei at Low and Medium Energies. M., 1985. P. 118—143.
8. Кашеваров В. Л., Сокол Г. А.//Тр. физ. ин-та АН СССР. 1987. Т. 186. С. 157—195.
9. Steinberger J., Bishop A. S.//Phys. Rev. 1950. Vol. 78. P. 494—495.
10. Балдин А. М., Михайлов В. В.//ЖЭТФ. 1950. Т. 20. С. 1057—1063.
11. Балдин А. М., Михайлов В. В.//УФН. 1951. Т. 44. С. 206—237.
12. Грушин В. Ф.//Тр. физ. ин-та АН СССР. 1987. Т. 186. С. 5—85.
13. Chew G. F., Goldberger M. L., Low F. E., Nambu Y.//Phys. Rev. 1957. Vol. 106. P. 1345—1355.
14. Berends F. A., Donnachie A., Weaver D. L.//Nucl. Phys. 1967. Vol. B4. P. 1—103.
15. Blomqvist I., Laget J. M.//Nucl. Phys. 1977. Vol. A280. P. 405—421.
16. Fubini S., Nambu Y., Watagin V.//Phys. Rev. 1958. Vol. 111. P. 329—337.
17. Berends F. A., Donnachie A.//Nucl. Phys. 1975. Vol. B84. P. 342—361.
18. Wittman R., Mukhopadhyay N. C.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 1113—1116.
19. Saunders L. M.//Nucl. Phys. 1968. Vol. B7. P. 293—311.
20. Chumbalov A. A., Kamalov S. S. Preprint JINR. E4—87—297. Dubna, 1987.
21. Eramzhyan R. A., Gmitro M., Kamalov S. S., Mach R.//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1983. Vol. 9. P. 605—619.
22. Балашов В. В., Коренман Г. Я., Мачарадзе Т. С.//ЯФ. 1965. Т. 1. С. 668—675.

23. Епонешников В. Д., Кузнецов В. М., Струков О. И.//ЯФ. 1974. Т. 19. С. 483—485.
24. Bosted P. E., Blomqvist K. I., Bernstein A. M.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 1473—1476.
25. DeCarlo V., Freed N., Phodes W.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 1460—1465.
26. Brown G. Photopion nuclear physics. N.Y.—Lond.: Plenum Press, 1979. P. 1—18.
27. DeBaenst P.//Nucl. Phys. 1970. Vol. B24. P. 633—653.
28. Kroll N. M., Ruderman M. A.//Phys. Rev. 1954. Vol. 93. P. 233—239.
29. Fubini S., Furlan G., Rossetti G. A.//Nuovo cimento. 1965. Vol. 40A. P. 1171—1193.
30. Адамович М. И., Ларионова В. Г., Лебедев А. И. и др.//ЯФ. 1965. Т. 2. С. 135—144.
31. Mazzucata E., Argan P., Audit G. e.a. Preprint Saclay 2354—06/1986.
32. Deutsh J., Favart D., Prieels R. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 316—319.
33. Сокол Г. А., Фетисов В. Н. Препринт ФИАН № 144. М., 1975.
34. Адам И., Белов М. В., Вагнер В. и др. Препринт ФИАН № 128. М., 1988.
35. Min K., Winhold E. J., Shoda K. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 464—466.
36. Bernstein A. HPANI, Arizona State University, March 11—14, 1985.
37. Williams E. J.//Phys. Rev. 1934. Vol. 45. P. 729—730.
38. Dalitz R. H., Yennie D. R.//Phys. Rev. 1957. Vol. 105. P. 1598—1616.
39. Furui S.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A300. P. 385—396.
40. Furui S.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A312. P. 311—326.
41. Tiator L., Wright L. E.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A379. P. 407—414.
42. Schmitt Ch., Röhrich K., Maurer K. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A392. P. 345—351.
43. Homma S., Kahazawa M., Koike M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 2536—2539.
44. Kellie J. D., Anthony I., Hall S. J. e.a.//NIM. 1985. Vol. A241. P. 153—168.
45. Argan P., Audit G., Béchade J. e.a.//NIM. 1984. Vol. 228. P. 20—32.
46. Arends J.//NIM. 1982. Vol. 201. P. 361—369.
47. Басков В. А., Безниско О. Д., Беловинцев К. А. и др. Препринт ФИАН № 3, М., 1986.
48. Min K., Murphy L., So K. e.a.//XI Intern. Conf. on Particles and Nuclei, Kyoto, April 1987, PANIC—87. P. 674—675.
49. Камешаров В. Л., Сокол Г. А. Препринт ФИАН № 22. М., 1988.
50. Audit G., Bloch A., DeBotton N. e.a.//Phys. Rev. 1977. Vol. C15. P. 1415—1424.
51. Sasaki O., Shoda K., Torikoshi M. e.a. Preprint Tohoku University, Sendai, 1984.
52. Shoda K., Sasaki O., Toyama S. e.a.//Proc. Intern. Symp. Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei. Heidelberg, July 1986, Berlin—Heidelberg. Springer—Verlag, 1986. P. 352—354.
53. Shoda K., Sasaki O., Kohmura T.//Phys. Lett. 1981. Vol. 101B. P. 124—128.
54. Eramzhyan R. A., Kaipov T. D., Kamalov S. S.//Z. Phys. A. 1985. Vol. 322. P. 321—330.
55. Stricker K., McManus H., Carr J. A.//Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 2043—2051.
56. Stricker K., McManus H., Carr J. A.//Phys. Rev. 1979. Vol. C19. P. 929—947.
57. Нога В. И., Ранюк Ю. Н., Сорокин П. В., Ткаченко В. А.//Укр. физ. журн. 1971. Т. 16. С. 1850—1854.
58. Singham M. K., Epstein G. N., Tabakin F.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 1476—1479.

59. Dubach J., Haxton W. C.//Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 1453—1457.
60. Teng P. K., Chaudhury A., LeRose J. J. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 1343—1315.
61. Shoda K., Yamasaki M., Torikoshi M. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A403 P. 469—479.
62. Matthews J. L., Owens R. O.//NIM. 1973. Vol. 111. P. 157—168.
63. Nagl A., Überall H.//Phys. Lett. 1980. Vol. 96B. P. 254—257.
64. Nilsson M., Schröder B., Bülov B. e.a.//Z. Phys. A. 1980. Vol. 294. P. 253—256.
65. Barker F. S.//Nucl. Phys. 1966. Vol. 83. P. 418—449.
66. Бояркина А. Н.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1964. Т. 28. С. 337—358.
67. Thies M.//Phys. Lett. 1976. Vol. 63B. P. 43—46.
68. Bosted P. E., Blomqvist K. I., Bernstein A. M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 1544—1547.
69. Rowley D., LeRose J., Min K. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 2652—2659.
70. Nelson J., Bernstein A. M., Blomqvist K. I. e.a.//MIT Annual Report. Massachusetts. USA. 1985. P. 138—140.
71. Turchinets W.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A446. P. 23—44.
72. Zulkoskey B. W., Sealock R. M., Caplan H. S. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 1610—1617.
73. Yamasaki M., Shoda K., Torikoshi M. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 1123—1126.
74. Stoler P., Winhold R. J., O'Brien F. e.a.//Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 911—916.
75. Eramzhyan R. A., Gmitro M., Kaipov T. D. e.a.//JINR Communication E4-84-67. Dubna, 1984.
76. Gravers R. D., Lamers B. A., Nagl A. e.a.//Canad. J. Phys. 1980. Vol. 58. P. 48—62.
77. DeCarlo V., Freed N.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 2162—2167.
78. Камалов С. С., Каипов Т. Д., Эрамжян Р. А. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях//Тр. VI семинара. М., 1985. P. 143—155.
79. Cohen S., Kurath D.//Nucl. Phys. 1965. Vol. 73. P. 1—24.
80. Bernstein A. M., Blomqvist K. I., Cottman B. H. e.a.//MIT Annual Report. Massachusetts, USA. 1984. P. 210—213.
81. Min K., Stoller P., Trentalange S. e.a.//Phys. Rev. 1976. Vol. C14. P. 807—814.
82. Bernstein A. M., Paras N., Turchinets W. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 819—822.
83. Nagl A., Überall H. Photopion nuclear physics. N.—Y.—Lond.: Plenum Press. 1979. P. 155—159.
84. Überall H., Lamers B. A., Langworthy J. B., Kelly F. J.//Phys. Rev. 1972. Vol. C6. P. 1911—1924.
85. Srinivasa Rao K., Devanathan V., Prasad G. N. S.//Nucl. Phys. 1970. Vol. A159. P. 97—104.
86. Überall H., Lamers B. A., Lucas C. W., Nagl A.//Phys. Lett. 1973. Vol. 44B. P. 324—326.
87. Cannata F., Lamers B. A., Lucas C. W. e.a.//Canad. J. Phys. 1974. Vol. 52. P. 1405—1415.
88. Seaborn J. B., Devanathan V., Überall H.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A219. P. 461—481.
89. Furui S.//Progr. Teoret. Phys. 1977. Vol. 58. P. 864—878.
90. Koch J. H., Donnelly T. W.//Nucl. Phys. 1973. Vol. B64. P. 478—485.
91. Haxton W. C.//Phys. Lett. 1980. Vol. 92. P. 37—40.
92. Shoda K., Ohashi H., Nakahara K.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A350. P. 377—395.
93. Min K., Winhold E. J., Shoda K. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 1384—1387.

94. Torikoshi M., Sasaki O., Tohyama S. e.a. Proc. 1983 INS Internat. Symp. on High Energy Photo-Nuclear Reactions and Related Topics. Tokio, 1983. P. 320—328.
95. Mijder F. L., Both E. C., Chasan B. e.a.//Phys. Rev. 1979. Vol. 19. P. 1426—1424.
96. Paras N., Bernstein A. M., Blomqvist K. I. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 1455—1458.
97. Schmitt Ch., Röhrich K., Maurer K. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A395. P. 435—445.
98. Eramzhyan R. A., Gmitro M., Kamalov S. S. e.a.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A429. P. 403—428.
99. Камалов С. С., Каипов Т. Д.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 420—428.
100. Shoda K., Yamasaki M., Torikoshi M. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 443—446.
101. LeRose J., Min K., Rowley D. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 2554—2560.
102. Eramzhyan R. A., Gmitro M., Kissener H. R.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A338. P. 436—450.
103. Albert D. J., Nagl A., George J. e.a.//Phys. Rev. 1977. Vol. C16. P. 503—512.
104. Hauge P. S., Maripuu S.//Phys. Rev. 1973. Vol. C8. P. 1609—1621.
105. Carr J. A., Mc Manus H., Stricker—Baner K.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 952—961.
106. Auerbach E. H., Fleming D. M., Sternheim M. M.//Phys. Rev. 1967. Vol. 162. P. 1683—1694.
107. Il-Tong Cheon//Z. Phys. A. 1982. Vol. 306. P. 353—361.
108. Sato T., Koshigiri K., Outsubo H.//Z. Phys. A. 1985. Vol. 320. P. 507—512.
109. LeRose J. J., Min K., Rowley D. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 1702—1704.
110. Stoler P., Yergin P. F., Faran A. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 143B. P. 69—73.
111. Shoda K., Kagaya A., Sasaki O. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 169B. P. 17—20.
112. Maleki S.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A403. P. 607—624.
113. Tiator L.//Phys. Lett. 1983. Vol. 125B. P. 367—371.
114. Toker G., Tabakin F.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 1725—1739.
115. Tiator L., Wright L. E.//Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 989—1004.
116. Baer H. W., Bistirlich J. A., DeBotton N. e.a.//Phys. Rev. 1975. Vol. 12. P. 921—937.
117. Lee H. K., McManus H.//Nucl. Phys. 1971. Vol. A167. P. 257—289.
118. Miller G. A.//Phys. Rev. 1974. Vol. C10. P. 1242—1245.
119. Rohrich K., Tiator L., Köbschall G. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 153B. P. 203—207.
120. Sung B. N., Shoda K., Kagaya A. e.a.//XI-Intern. Symp. on Particles and Nuclei. Kyoto. April 20—24, 1987, PANIC-87. P. 686—687.
121. Cottman B. H., Min K., Stoler P. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 684—687.
122. Teng P. K., Cottman B. H., Ghedira L. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 177B. P. 25—29.
123. Ymasaki M., Cottman B. H., Teng P. K. e.a.//XI-Intern. Conf. on Particles and Nuclei. Kyoto. April 20—24, 1987, PANIC-87, P. 672—673.
124. Huffman R. L., Dubach J., Hicks R S e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 1—13.
125. Koch J. H., Moniz E. J., Ohtsuka N.//Ann. Phys. 1984. Vol. 154. P. 99—160.
126. Kobayashi T., Shoda K., Kagaya A. e.a.//XI-Internat. Conf. on Particles and Nuclei. Kyoto. April 20—24, 1987, PANIC-87. P. 676—677.

127. Адамович М. И., Ларионова В. Г., Харламов С. П., Ягудина Ф. Р.// ЯФ. 1968. Т. 7. С. 579—589.
128. Jennewein P., Schoch B., Zettle F.//Phys. Lett. 1983. Vol. 130B. P. 369—372.
129. Shoda K., Yamazaki M., Torikoshi M. e.a.//J. Soc. Japan. 1983. Vol. 52. P. 3355—3364.
130. Devanathan V., Giriya V., Sivarama-Prasad G.//Canad. J. Phys. 1980. Vol. 58. P. 1151—1162.
131. Both E. C., Chasan B., Milder F.L.e.a.//Phys. Rev. 1979. Vol. 20. P. 1603—1606.
132. Yamazaki M., Teng P. K., Cottman B. H. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. 35. P. 355—358.
133. Donnelly T. W., Walecka J. D.//Phys. Lett. 1972. Vol. 41B. P. 275—280.
134. Cottman B., Farah A., Ghedira L. e.a.//MIT Annual Report. 1984. P. 198—199.