

УДК 539.172.2, 539.172.3

И.В.ГЛАВАНЯКОВ

ОБРАЗОВАНИЕ ПИОН-ПРОТОННЫХ ПАР НА АТОМНЫХ ЯДРАХ ФОТОНАМИ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЭНЕРГИИ

Анализируются результаты экспериментального исследования фотообразования пионов на атомных ядрах, сопровождающегося эмиссией нуклона. Большое внимание уделяется работам, в которых изучался механизм этого процесса в области $\Delta(1232)$. Приводятся результаты выполненных в последнее время исследований образования $\pi^0 p$ - и $\pi^- p$ -пар на ядрах во второй резонансной области энергии фотонов.

Введение

Реакция образования пионов при взаимодействии фотонов промежуточной энергии с атомными ядрами

$$A(\gamma, \pi N)B, \quad (1)$$

сопровождающаяся эмиссией нуклона N , привлекает внимание в течение длительного времени. Первые работы были выполнены в начале семидесятых годов [1, 2], и со временем интерес к этой реакции только возрастает. Последние экспериментальные результаты получены в четырех различных исследовательских центрах: на Томском синхротроне [3], на ускорителе MIT-Bates (США) [4], на электронном микротроне MAMI (Германия) [5, 6] и на линейно поляризованном фотонном пучке BNL-LEGS (США) [7]. Во всех перечисленных работах измерения выполнены в кинематической области, близкой к кинематике двухчастичного процесса (γ, π) на свободных нуклонах, в области квазисвободного образования пионов. Повышенное внимание, уделяемое квазисвободному фотообразованию пионов на ядрах при промежуточной энергии, связано преимущественно с тем, что реакции типа (1) являются перспективным инструментом для изучения Δ -ядерной физики. Можно выделить две области явлений Δ -ядерной физики, имеющих отношение к реакции (1) [8]. При энергии фотонов ~ 300 МэВ основным механизмом образования нейтральных пионов в реакции (γ, π) на свободных нуклонах является фотовозбуждение первого пион-нуклонного резонанса $\Delta(1232)$ (рис. 1,а). Значительным является вклад этого механизма и при образовании заряженных пионов. Согласно импульсному приближению резонансный механизм фотообразования пионов будет преобладать и в реакции на ядре (1) (рис. 1,б). За время жизни порядка 10^{-23} с Δ -частица проходит путь, превышающий среднее межнуклонное расстояние, и может испытать рассеяние на ближайших нуклонах ядра. Поэтому исследуемая реакция в резонансной области энергии является одним из источников информации о Δ -ядерном взаимодействии.

Другая область явлений, имеющих отношение к Δ -ядерной физике и к реакции (1), связана с изобарными конфигурациями в атомных ядрах, с проблемой ядерных сил на малых расстояниях, где в нуклон – нуклонном взаимодействии доминирует обмен двумя пионами. Между актами обмена один или оба нуклона могут находиться в изобарном состоянии. Исследование изобарных конфигураций в основном состоянии атомных ядер путем выбивания изобары частицей высокой энергии – наиболее прямой метод изучения этого явления [9, 10]. Оптимальным является исполь-

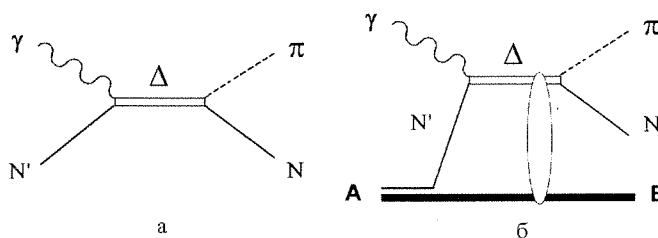


Рис. 1. Резонансный механизм образования пиона на свободном нуклоне (а) и квазисвободного образования пиона на ядре (б)

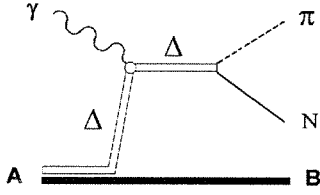


Рис. 2. Прямое выбивание изобары фотоном высокой энергии

зование в этих целях в качестве инициирующей частицы фотона (рис. 2), что связано с высокой прозрачностью ядерной материи для фотонов высокой энергии и малым количеством частиц в конечном состоянии реакции. Изменяя зарядовое состояние и инвариантную массу пион-нуклонной пары в реакции (1), можно в принципе оценить вклад всего спектра известных в настоящее время изобар Δ и N^* .

Как видно, реакция (1) является перспективным инструментом исследования в ядерной физике. Однако, обязательным условием возможности использования какой-либо реакции в качестве физического инструмента является наличие достаточно четких представлений относительно механизма реакции в интересующей кинематической области. В настоящей работе дан обзор экспериментальных исследований реакции (1), в которых большое внимание уделялось изучению механизма фотообразования пионов на атомных ядрах, сопровождающейся эмиссией нуклона. В разд. 2 проводится общее теоретическое рассмотрение реакции одиночного фотообразования пионов на атомных ядрах, сопровождающейся эмиссией нуклона. В разд. 3 приводятся экспериментальные результаты, полученные в кинематической области квазисвободного фотообразования пионов. В разд. 4 анализируются результаты экспериментов, выполненных в области, где квазисвободный механизм фотообразования уже не является доминирующим. В разд. 5 рассмотрены работы, в которых реакция (1) используется в качестве инструмента для получения сведений общезначимого содержания.

Объем настоящей статьи не позволяет уделить достаточное внимание всем экспериментальным работам, в которых изучалась реакция (1). Поэтому мы ограничимся, за небольшим исключением, работами, выполненными на томском синхротроне.

1. Теория

Матрицу перехода M из начального состояния реакции (1), включающее фотон и ядро A , в конечное состояние, включающее пион π , нуклон N и ядро B , представим следующим образом [11]:

$$M = V_{\pi A \gamma} + (V_{\pi A} + V_{NB})(E + i\eta - H)^{-1} V_{\pi A \gamma}, \quad (2)$$

где H – гамильтониан системы; E – собственное значение H , $V_{\pi A \gamma}$ – взаимодействие фотона с ядром A , в результате которого образуется пион; $V_{\pi A}$ и V_{NB} – гамильтонианы взаимодействия пиона с остаточной ядерной системой и нуклона с системой нуклонов, образующих ядро B .

Матричный элемент гамильтониана взаимодействия $V_{\pi A \gamma}$ в импульсном приближении можно записать следующим образом [12]:

$$T_{IA} = T_{QF} + T_{Ex}, \quad (3)$$

$$T_{QF} = \frac{\sqrt{A}}{(2\pi)^3} \sum_{n'} \langle n | t_{\pi N \gamma} | n' \rangle \langle n', \beta | \alpha \rangle; \quad (4)$$

$$T_{Ex} = \frac{\sqrt{A}}{(2\pi)^3} \sum_{\beta'} \langle \beta | t_{\pi \pi(A-1)\gamma} | \beta' \rangle \langle n, \beta' | \alpha \rangle.$$

Здесь $\langle n | t_{\pi N \gamma} | n' \rangle$ и $\langle \beta | t_{\pi \pi(A-1)\gamma} | \beta' \rangle$ – амплитуды образования пионов на нуклоне и ядре из $A - 1$ нуклонов; $\langle n, \beta' | \alpha \rangle$ – интеграл перекрытия, характеризующий вероятность виртуального распада $A \rightarrow (A - 1) + 1$; знак Σ означает суммирование по спиновым и изотопическим состояниям и интегрирование по импульсу соответствующей частицы. Двум слагаемым в (3) соответствуют две полюсные диаграммы, изображенные на рис. 3, с нуклоном и ядром из $A - 1$ нуклонов в виртуальном состоянии [13, 14]. Первое слагаемое представляет собой амплитуду квазисвободного фотообразования пионов. Второе – обменная амплитуда. Рассмотрим второе слагаемое матрицы перехода M (2). Механизм реакции $A(\gamma, \pi N)B$ в первом приближении определяется динамикой ядерной системы. Поэтому в выражении (2) мы пренебрежем взаимодействием $V_{\pi A}$. Считая, что функция Грина

$(E + i\eta - H)^{-1}$ диагональна по промежуточным состояниям, матричный элемент для наиболее простого промежуточного состояния, в которых имеется только одна виртуальная частица – возбужденное ядро A' , можно записать в виде [15]

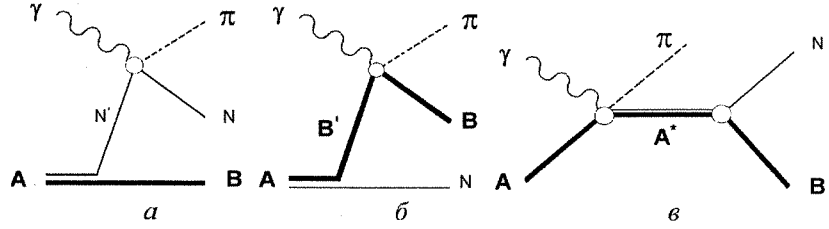


Рис. 3: Квазисвободный (а), обменный (б) и квазиупругий (в) механизмы образования пионов в реакции $A(\gamma, \pi N)B$

$$T_{QE} = \frac{\sqrt{A}}{(2\pi)^3} \sum_{A'} \frac{\langle n, \beta | V_{NB} | \alpha' \rangle \langle \alpha' | t_{\pi A\gamma} | \alpha \rangle}{E_N + E_B - E_{A'} + i\eta},$$

где $\langle \alpha' | t_{\pi A\gamma} | \alpha \rangle$ – амплитуда парциального фотообразования пионов с переходом ядра в состояние α' ; $E_{\alpha'}$ – энергия ядра в состоянии α' ; знак суммы Σ означает суммирование по дискретным состояниям промежуточного ядра и интегрирование по его импульсу. Этому выражению соответствует диаграмма в рис. 3, а механизм образования пионов, связанный с ним, можно назвать квазиупругим.

Таким образом, в нашем приближении матричный элемент матрицы перехода M представляет собой сумму трех слагаемых

$$M_{fi} = T_{QE} + T_{Ex} + T_{QE},$$

соответствующих трем механизмам образования пионов в реакции $A(\gamma, \pi N)B$: квазисвободному, обменному и квазиупругому.

2. Квазисвободное фотообразование пионов на ядрах

Для полного кинематического определения событий реакции $A(\gamma, \pi N)B$ на сложных ядрах необходимо измерение помимо энергии первичного фотона еще шести кинематических величин, определяющих состояние конечных частиц реакции. До последнего времени, когда заработали сверхточные ускорители с пучками меченых фотонов, эксперименты выполнялись на пучках фотонов с тормозным спектром. Энергия фотонов определялась при этом тремя способами. В первом – путем выбора точки в фазовом пространстве вблизи максимальной энергии тормозного излучения. В этом случае точность измерения энергии фотона определяется в основном расстоянием от точки до границы фазового объема. Второй способ заключался в измерении зависимости выхода реакции от максимальной энергии тормозного излучения. Дифференциальное сечение при определенной энергии фотонов определялось решением интегрального уравнения, связывающего выход и сечение реакции. Преимущество второго варианта состоит в возможности измерения сечения реакции, в которой остаточное ядро находится в возбужденном состоянии. Иногда из теоретических соображений можно сделать обоснованное предположение относительно состояния остаточного ядра. В последнем случае шесть независимых кинематических величин полностью определяют событие реакции $A(\gamma, \pi N)B$.

Примером использования первого способа кинематического определения является работа, выполненная в Сакле, в которой были измерены дифференциальные сечения реакции ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0\pi)[1]$. Результаты этой работы мы обсудим ниже.

Измерение эксклюзивных дифференциальных сечений $d^3\sigma(E\gamma)/dE_\pi d\Omega_\pi d\Omega_N$ в зависимости от энергии возбуждения остаточного ядра впервые было выполнено на томском синхротроне при исследовании реакции ${}^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0\pi){}^{11}\text{C}$ [16]. Экспериментальная установка [17] регистрировала одновременно отрицательный пион и протон. На рис. 4 приведены результаты измерения спектра возбуждения остаточного ядра ${}^{11}\text{C}$. Точность измерения энергии возбуждения составляет $\pm(6 - 17)$ МэВ. Спектр обладает асимметричной относительно нулевой энергии формой, что связано с существенным вкладом возбужденных состояний.

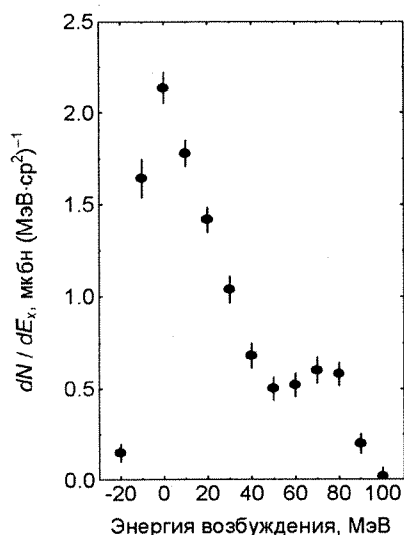


Рис. 4. Спектр возбуждения остаточного ядра в реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0\pi)^{11}\text{C}$

тальные и теоретические сечения второго диапазона энергии возбуждения. Теоретические сечения на рис. 5,б соответствуют $(1s)^{-1}$ -состоянию остаточного ядра ^{11}C .

Как видно из рис. 5,а, энергетическая зависимость экспериментального дифференциального сечения первого диапазона энергии возбуждения имеет типичную двугорбую структуру. Характерный минимум сечения расположен в области малых импульсов, переданных остаточному ядру. Примерно в той же области расположен центр тяжести сечения второго диапазона энергии возбуждения (рис. 5,б). Такое поведение дифференциального сечения, полностью соответствующее картине, наблюдаемой в реакциях квазисвободного рассеяния ($e, e'p$) и ($p, 2p$) и определяемое в основном видом волновых функций нуклонов отдельных оболочек ядра, свидетельствует о том, что основной вклад в исследуемой кинематической области дает квазисвободный механизм фотообразования пионов.

Теоретические сечения реакции в плосковолновом приближении, грубо предсказывая поведение сечения, по абсолютной величине значительно больше экспериментальных данных. Степень превышения расчетных поперечных сечений согласуется, с одной стороны, с ходом энергетической зависимости сечения взаимодействия конечных частиц с ядром и, с другой — с модельными представлениями о пространственной локализации оболочек ядра [18]. Учет взаимодействия пиона и протона с остаточным ядром путем искажения плоских волн оптическим потенциалом удовлетворительно объясняет экспериментальные сечения реакции.

В соответствии с представлениями о дырочном характере возбуждения ядер, образующихся в результате квазисвободного взаимодействия, анализ экспериментальных данных проводился отдельно для двух диапазонов энергии возбуждения остаточного ядра. Диапазон малых энергий возбуждения $E_x < 10$ МэВ отождествлялся с основным состоянием ядра ^{11}C , реализующимся при фотообразовании пионов на p -оболочечных нейтронах ядра. Образование пионов на нейтронах внутренней s -оболочки, приводящее к дырочному возбуждению с $E_x \sim 16$ МэВ, связывалось со вторым диапазоном энергии возбуждения $10 \text{ МэВ} < E_x < 40 \text{ МэВ}$.

На рис. 5,а приведена энергетическая зависимость экспериментального сечения первого диапазона энергии возбуждения остаточного ядра при энергии первичных фотонов 380 МэВ. Сплошной и штриховой кривыми изображены теоретические сечения, вычисленные в квазисвободном плосковолновом приближении и в приближении с искаженными волнами. Считалось, что остаточное ядро находится в $(1p)^{-1}$ -состоянии. На рис. 5,б приведены аналогичные эксперимен-

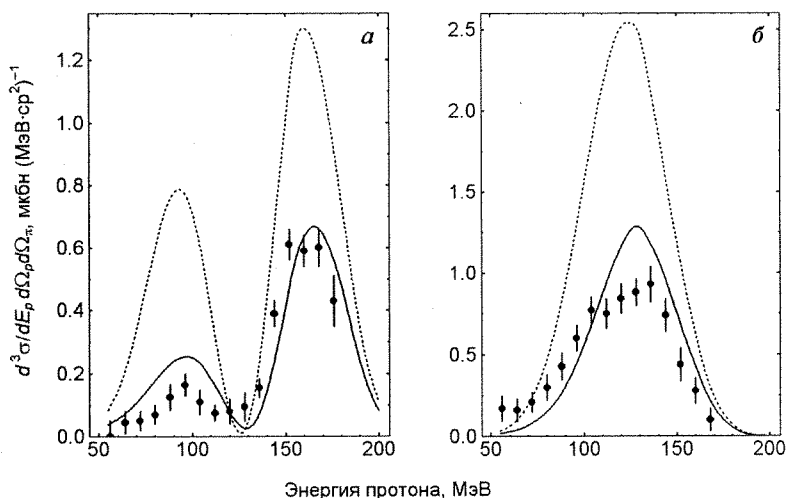


Рис. 5. Зависимость дифференциального сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0\pi)^{11}\text{C}$ от энергии протона для двух диапазонов энергии возбуждения остаточного ядра: $E_x < 10$ МэВ (а) и $10 \text{ МэВ} < E_x < 40$ МэВ (б)

В ядерно-физическом аспекте сечение реакции (1) в квазисвободном приближении наиболее сильно зависит от величины импульса, переданного остаточному ядру. Поэтому сопоставление экспериментального сечения с теоретическим распределением по переданному импульсу является чувствительным методом идентификации квазисвободного механизма реакции. На рис. 6 приведена измеренная на экспериментальной установке [17] во время второго сеанса измерений зависимость дифференциального сечения от переданного импульса при $E_\gamma = 340 \pm 23$ МэВ [3]. Как видно, отличаясь несколько по абсолютной величине, теоретическое сечение, вычисленное в квазисвободном приближении, удовлетворительно воспроизводит зависимость экспериментальных сечений от переданного импульса.

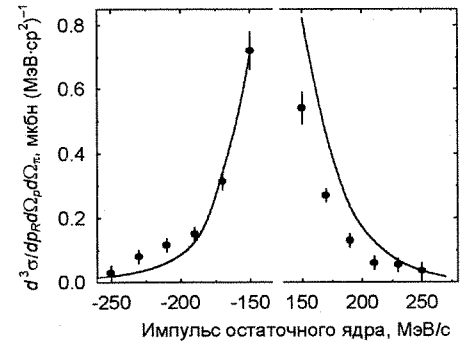


Рис. 6. Зависимость дифференциального сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0 p)$ от импульса остаточного ядра

3. Реакция $A(\gamma, \pi N)B$ вне области квазисвободного фотообразования

Первая работа, в которой получены статистически обеспеченные экспериментальные результаты за пределами области квазисвободного образования пионов, была посвящена изучению фотообразования нейтральных пионов [19]. В эксперименте была измерена зависимость выхода реакции $(\gamma, \pi^0 p)$ на ядрах ^6Li , ^{12}C и ^{16}O от полярного угла вылета протона, включая и углы задней полусферы. Результаты измерений для ядра ^{12}C приведены на рис. 7. Согласно кинематике реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0 p)^{11}\text{B}$ с увеличением угла вылета протона больше 40° импульс, переданный остаточному ядру, увеличивается. Поэтому можно было ожидать монотонного уменьшения выхода реакции, что не наблюдается в эксперименте. Поскольку с увеличением полярного угла диапазон энергии протонов смещается в мягкую область, была сделана попытка объяснить угловую зависимость выхода обменными эффектами [14]. В процессе фотообразования нейтральных пионов обменная амплитуда (4) может играть существенную роль, так как в рамках импульсного приближения она содержит когерентную сумму $A-1$ изовекторных спин-независимых амплитуд отдельных нуклонов. На рис. 7 штриховой и сплошной кривыми приведены результаты расчета в квазисвободном и в импульсном приближениях (3), включающих квазисвободный и обменный механизмы реакции. Вклад обменной амплитуды увеличивает выход реакции в области больших углов вылета протона, однако не в такой степени, чтобы им можно было объяснить экспериментальные результаты.

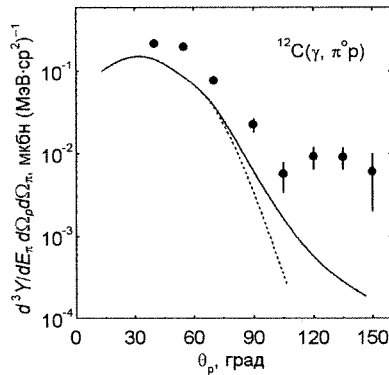
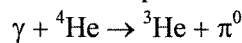


Рис. 7. Зависимость выхода реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0 p)$ от полярного угла вылета протона

Большой объем информации относительно механизма образования нейтральных пионов был получен на экспериментальной установке, основным элементом которой была гелиевая стримерная камера, используемая в качестве вершинного детектора [20]. Запуск регистрирующей аппаратуры стримерной камеры производился при регистрации черенковским γ -спектрометром фотона от распада π^0 . Столь простой триггер обеспечил возможность одновременного изучения нескольких процессов: упругого фотообразования π^0 на ядрах ^4He [21]



и двух каналов неупругого фотообразования π^0 с эмиссией нейтрона [22, 23] и протона [15]



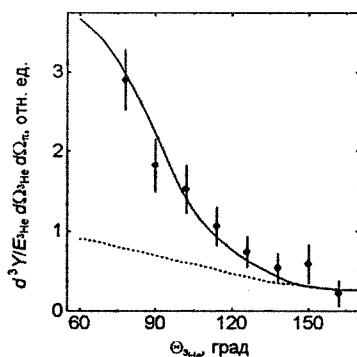


Рис. 8: Зависимость выхода реакции ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0\pi){}^3\text{He}$ от полярного угла вылета ядра ${}^3\text{He}$

Стримерная камера экспонировалась на тормозном пучке фотонов с максимальной энергией 450 МэВ. Черенковский γ -спектрометр, регистрирующий фотоны с энергией, превышающей 80 МэВ, располагался под углом 41° относительно пучка первичных фотонов. На рис. 8 приведены результаты измерения зависимости выхода реакции (5) от полярного угла вылета остаточного ядра ${}^3\text{He}$, усредненные в диапазоне кинетической энергии остаточного ядра ${}^3\text{He}$ (1,5 – 6,5) МэВ. Штриховой кривой на рис. 8 представлен теоретический выход, вычисленный в плосковолновом квазисвободном приближении. При вычислении выхода реакции, изображенного сплошной кривой, учитывался вклад обменного механизма фотообразования нейтрального пиона. Теоретические кривые на рис. 8 нормированы путем χ^2 -подгонки к экспериментальным точкам сплошной кривой. На следующем рисунке 9 приведена энергетическая зависимость выхода реакции (5), связанная с дифференциальным выходом $d^3Y/dF_{{}^3\text{He}}d\Omega_{{}^3\text{He}}d\Omega_\pi$ соотношением

$$\frac{d^2Y(E)}{d\Omega_{{}^3\text{He}}d\Omega_\pi} = \int_E dF_{{}^3\text{He}} \frac{d^3Y}{dF_{{}^3\text{He}}d\Omega_{{}^3\text{He}}d\Omega_\pi},$$

представляющим собой распределение событий, в которых энергия ядер ${}^3\text{He}$ превышает величину E . Данные, приведенные на рис. 9, усреднены в диапазоне полярного угла вылета ядра ${}^3\text{He}$ $\Theta_{{}^3\text{He}}$ ($75^\circ - 165^\circ$). Теоретические выходы исследуемой реакции, представленные штриховой и сплошной кривыми, были вычислены с использованием тех же приближений, что и данные рис. 8. Как экспериментальные, так и теоретические выходы на рис. 9 нормированы на единицу при $E = 1,5$ МэВ.

В рамках квазисвободного приближения ядро ${}^3\text{He}$ является «спектатором», то есть объектом, не участвующим во взаимодействии, поэтому угловая зависимость выхода в этой модели слабая, а энергетическая в соответствии с экспоненциальным видом волновой функции нуклонов ядра ${}^4\text{He}$ – быстро спадающая, что противоречит экспериментальным данным. Как видно, учет обменного механизма реакции позволил объяснить как угловую, так энергетическую зависимости выхода. Прямое взаимодействие фотона с нуклонами остаточного ядра ${}^3\text{He}$, имеющее место при обменном механизме реакции, приводит к резкому увеличению выхода в кинематической области, близкой к кинематике упругого образования пионов на ядре ${}^3\text{He}$, и в результате к сильной анизотропии рассеяния ${}^3\text{He}$ и к ужестчению его спектра.

На рис. 10 приведены результаты измерения выхода реакции ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0 p){}^3\text{H}$ в зависимости от угла разлета Ψ протона и ядра ${}^3\text{H}$. Штриховой кривой, переходящей в сплошную, представлен выход реакции, вычисленный в импульсном приближении (3). Обращает на себя внимание неудовлетворительное описание в этом приближении экспериментальных результатов в области малых углов Ψ . Малые углы разлета реализуются с повышенной вероятностью в том случае, если существует механизм реакции, при котором энергия и импульс в процессе фотообразования пионов передаются ядру-мишени как целостной системе. При этом инвариантная масса системы $p - {}^3\text{H}$ должна лишь незначительно превышать сумму масс протона и ядра ${}^3\text{H}$. Таким свойством обладает квазиупругий механизм реакции, соответствующий диаграмме рис. 3, в, в котором в процессе фотообразования ядро ${}^4\text{He}$ переходит в возбужденное состояние, распадающееся через некоторое время на протон и ядро ${}^3\text{H}$. Результат расчета выхода реакции с учетом трех механизмов: квазисвободного,

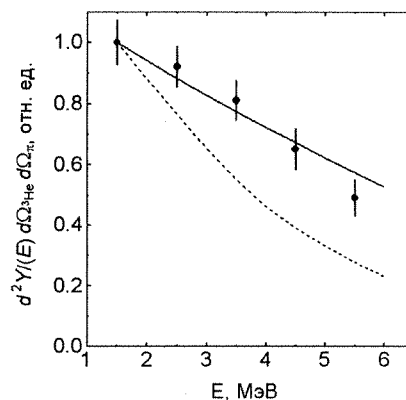


Рис. 9: Энергетическая зависимость выхода (7) реакции ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0\pi){}^3\text{He}$

обменного и квазиупругого, приведен на рис. 10 сплошной кривой. Выходы реакции, связанные с возбуждением низших состояний ядра ${}^4\text{He}$ 0^+0 и 0^-0 с энергиями возбуждения 20,1 и 21,1 МэВ вместе с соответствующими интерференционными вкладами изображены штрих-пунктирной и пунктирной кривыми. Как видно, учет квазиупругого механизма фотообразования улучшает согласие экспериментального и расчетного выходов реакции. Приведенные на рис. 10 экспериментальные данные наиболее критичны к вкладу 0^+0 -состояния. С увеличением энергии возбуждения распределение выхода реакции по Ψ быстро расширяется, а максимум его смещается в область больших углов Ψ , где доминируют квазисвободный и обменный механизмы.

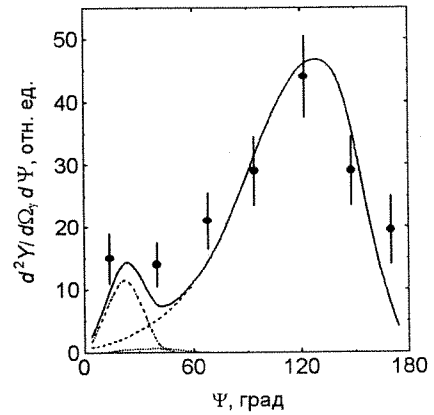


Рис. 10. Зависимость выхода реакции ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0\pi^+){}^3\text{H}$ от угла разлета протона и ядра ${}^3\text{H}$

4. Нуклонные резонансы в атомном ядре

В последнее время большое внимание уделяется изучению вопроса, как изменяются свойства адронов при помещении их в ядерную среду. Интерес к проблеме модификации свойств адронов ядерной материей связан с тем, что в этом явлении ядерной физики существенную роль может играть внутренняя структура адронов. Взаимодействие адрона с ядерной материей может проявить себя в виде изменения ширины или положения максимума энергетической зависимости сечения реакции на ядре по сравнению с соответствующей реакцией на свободном нуклоне.

Обнаружение изменений параметров изобары $\Delta(1232)$, образованной при взаимодействии фотонов с нуклонами атомного ядра, было одной из целей работ [1, 7, 24]. Результаты измерений анализировались в рамках моделей, основанных на импульсном приближении. При малых импульсах остаточного ядра в реакциях ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^-p)$ [1] и ${}^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-p)$ [24] существенного изменения параметров $\Delta(1232)$ обнаружено не было. Смещение максимума сечения реакции ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^-p)$ в область меньшей энергии наблюдалось при импульсе остаточного ядра 200 МэВ/с. На рис. 11 приведено дифференциальное сечение реакции ${}^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-p)$, измеренное в работе [3], в зависимости от инвариантной массы π^-p -пары. Сечение реакции на этом рисунке усреднено в интервале энергии фотонов (340 ± 40) МэВ, а импульс, переданный остаточному ядру, ограничен значением 220 МэВ/с. Сплошной и штриховой кривыми на рис. 11 представлено теоретическое сечение реакции, вычисленное в квазисвободном приближении с искаженными волнами и в плоско-волновом приближении. Как видно, результат расчета, основанный на данных фотообразования пионов на свободном нуклоне, удовлетворительно воспроизводит левый склон резонансного пика, связанного с фотовозбуждением $\Delta(1232)$, а правый смещен примерно на 20 МэВ. Таким образом, данные, приведенные на рис. 11, можно интерпретировать как уменьшение массы примерно на 10 МэВ. Использование предположения об уменьшении массы $\Delta(1232)$ -изобары в ядре улучшает описание и результатов измерения асимметрии квазисвободного образования отрицательных пионов линейно поляризованными фотонами [7]. Однако обращает на

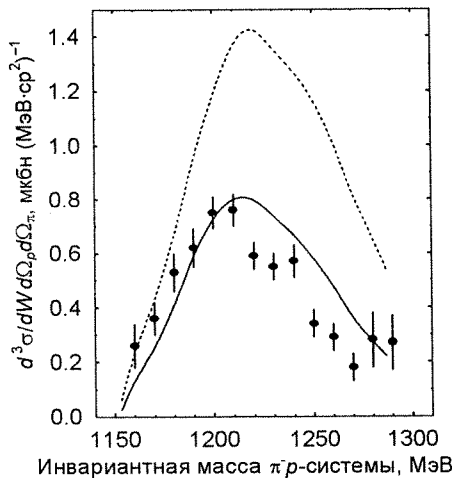


Рис. 11. Зависимость дифференциального сечения реакции ${}^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-p)$ от инвариантной массы π^-p -системы

себя внимание то, что экспериментальные данные рис. 11 неудовлетворительно объясняются там, где очень значителен эффект взаимодействия в конечном состоянии, и при недостаточно точном его воспроизведении может имитировать смещение правого склона резонансного пика.

Наглядным примером экспериментальных данных, при объяснении которых возникает естественное предположение об изменении свойств адронов в ядре, являются результаты измерения полных сечений фотопоглощения на нуклонах и ядрах С и Pb [25]. В энергетических зависимостях сечений фотопоглощения на ядрах практически отсутствуют проявления возбуждения резонансов $N(1520)D_{13}$ и $N(1680)F_{15}$, которые отчетливо наблюдаются в сечении реакции на свободном протоне. Можно указать как минимум на три возможные причины такого поведения сечения: а) существует механизм подавления фотовозбуждения отмеченных резонансов в ядре; б) свойства резонансов (масса и ширина) при возбуждении в ядерной среде существенно изменяются; в) динамика реакций, приводящих к поглощению фотонов такова, что приводит к сглаживанию энергетической зависимости сечения. Нетрудно проверить, что при энергии 700 МэВ, где в реакции на протоне наблюдается максимум сечения фотовозбуждения резонанса Dis, два процесса практически полностью исчерпывают сечение фотопоглощения: это процессы одиночного и парного фотообразования пионов. Следовательно, при взаимодействии фотонов с атомным ядром доминировать будут процессы одиночного и парного квазисвободного фотообразования пионов. Сведения о части изотопических каналов этих реакций получены в эксперименте на Томском синхротроне. Был измерен выход $\pi^0 p$ - и $\pi^\pm p$ -пар при взаимодействии фотонов промежуточной энергии с ядрами в зависимости от энергии протона и азимутального угла вылета пиона. Измерения выполнены при следующих условиях: максимальная энергия тормозного излучения 900 МэВ; полярные углы вылета пионов и протона 61 и 41°. На рис. 12 приведены результаты измерения на ядре ^{12}C в компланарной геометрии, когда импульсы частиц, участвующих в реакции, расположены в одной плоскости.

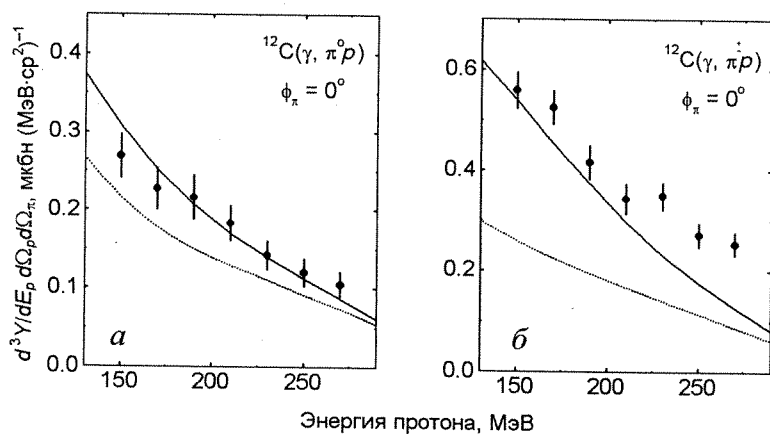


Рис. 12. Зависимость дифференциального выхода реакций $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0 p)$ и $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^\pm p)$ от энергии протона при $\phi_\pi = 0^\circ$

Пунктирной кривой представлены расчетные выходы пион-протонных пар в результате одиночного фотообразования пионов, а сплошной кривой — суммы двух процессов: одиночного и парного фотообразования. Экспериментальные данные на рис. 12 измерены в узкой кинематической области и представляют не все изотопические каналы фотообразования пионов на ядрах, тем не менее удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических выходов пион-протонных пар позволяет сделать вывод об отсутствии подавления образования пионов в области фотовозбуждения резонансов D_{13} и F_{15} .

Завершим обзор рассмотрением результатов эксперимента, выполненного в Майнце [6]. В этой работе одновременно было измерено дифференциальное сечение двух процессов: $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+ n)$ и $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+ p)$. Измерения выполнены при энергии фотонов в диапазоне (240 – 400) МэВ. Наибольший интерес представляют данные второго процесса. Дело в том, что доминирующий в исследуемом диапазоне энергии квазисвободный механизм фотообразования пионов не может обеспечить за счет прямого взаимодействия появление $\pi^+ p$ -пары. Следовательно, сечение реакции $(\gamma, \pi^+ p)$ должно быть чувствительно к механизмам фотообразования, которые трудно или невозможно выделить при изучении реакций $(\gamma, \pi^+ n)$, $(\gamma, \pi^- p)$ и $(\gamma, \pi^0 p)$, $(\gamma, \pi^0 n)$. Дифференциальное сечение реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+ p)$ в зависимости от энергии пиона приведено на рис. 13. Ступенчатой линией на рисунке представлены результаты расчета с использованием модели, в которой образование коррелированной $\pi^+ p$ -пары происходит в две стадии [6]. Сначала, например, образуется положительный пион в паре с нейтроном, а потом в результате взаимодействия в конечном состоянии, рассеяния пиона или нейтрона на остаточном ядре, появляется протон. В рамках этой модели не объясняется

поведение сечения в области ~ 80 МэВ. Сплошной кривой на рис. 13 приведено сечение реакции, основанное на представлении, что в атомном ядре существует примесь нуклонов, испытавших внутреннее возбуждение, перешедших в изобарное, в том числе Δ^{++} , виртуальное состояние [26]. Механизм образования π^+p -пары в этой модели иллюстрируется диаграммой на рис. 2: в результате поглощения фотона изобара переходит из виртуального состояния в реальное и распадается на протон и положительный пион. Как видно, вторая модель, не претендуя на всеобъемлющее описание экспериментальных сечений, удачно дополняет расчеты, основанные на взаимодействии в конечном состоянии.

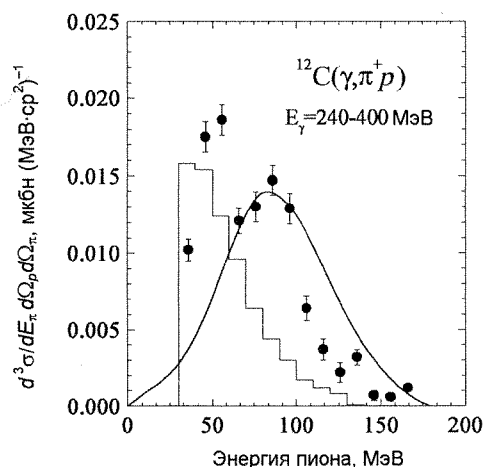


Рис. 13. Дифференциальное сечение реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+ n)$ и в зависимости от энергии пиона

Заключение

Исследование фотообразования пионов на атомных ядрах, сопровождающегося эмиссией нуклона, может быть плодотворным методом изучения того, как изменяются свойства нуклонных резонансов при помещении их в ядерную среду, и, следовательно, структуры резонансов. Перспективен этот метод и для изучения ненуклонных степеней свободы в ядрах. Появление в последнее время сильноточных ускорителей электронов непрерывного действия открывает новые возможности исследования в этих направлениях.

Работа поддержана грантом РФФИ 97-02-17765.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Argan P.E., Audit G., De Botton N., et al. // Phys. Rev. Lett. - 1972. - V.29. - P.23.
2. Ananien P.S., Glavanakov I.V., Kryshkin V.N., et al. // Lett. Nuovo Cim. - 1973. - V.8. - P.651.
3. Ананьин П.С., Главанаков И.В. // ЯФ. - 1990. - Т.52. - С.323.
4. Pham L.D. et al. // Phys. Rev. - 1992. - V.C46. - P.621.
5. MacKenzie J.A., Branford D., Ahrens J., et al. // Phys. Rev. - 1996. - V.C54. - P.R6.
6. Liang M., Branford D., Davinson T., et al. // Phys. Lett. B. - 1997. - V.411. - P.244.
7. Hick K., Baghaei H., Caracappa A., et al. // Phys. Rev. - 1997. - V.C55. - P.R12.
8. Laget J.M. Rapport DPH-N/Saclay. - 1985. - № 2289.
9. Герасимов С.Б. // Письма ЖЭТФ. - 1971. - Т.14. - С.385.
10. Weber H.J., Arenhovel H. // Phys. Rep. - 1978. - V.36C. - P.277.
11. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. - М.: Мир, 1967.
12. Главанаков И.В. // ВАНТ и Т. Сер: Общая и ядерная физика. - 1986. - Вып. 1(34). - С.94.
13. Шапиро И.С. Теория прямых ядерных реакций. - М.: Госатомиздат, 1963.
14. Главанаков И.В. // ЯФ. - 1989. - Т.49. - С.91.
15. Главанаков И.В. // ЯФ. - 1989. - Т.50. - С.1231.
16. Главанаков И.В., Стибунов В.Н. // ЯФ. - 1979. - Т.30. - С.897.
17. Ананьин П.С., Главанаков И.В., Гуштан М.Н. и др. // ПТЭ. - 1977. - №5. - С.51.
18. Главанаков И.В., Стибунов В.Н. // Изв. АН СССР. - 1979. - Т. 43. - № 1. - С. 141.
19. Епонешников В.Н., Кречетов Ю.Ф. // Письма в ЖЭТФ. - 1979. - Т.29. - С.442.
20. Ананьин П.С., Главанаков И.В., Гуштан М.Н. и др. // ПТЭ. - 1975. - №6. - С.28.
21. Ананьин П.С., Главанаков И.В., Гуштан М.Н. // ЯФ. - 1985. - Т.41. - С.1393.
22. Там же. - 1982. - Т.36. - С.292.
23. Там же. - 1984. - Т.39. - С.3.
24. Главанаков И.В. // ЯФ. - 1982. - Т.35. - С.875.
25. Deppman A., Bianchi N., De Sanctis E., et al. 1998, nucl-th/9809085.
26. Fix A., Glavanakov I., Krechetov Yu. 1998, nucl-th/9808028.