

О механизме фотообразования пион-нуклонных пар на атомных ядрах

И. В. Главанаков

НИИ ядерной физики, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 11 февраля 2008 г.

После переработки 21 апреля 2008 г.

Анализируются данные эксперимента, выполненного на ускорителе МАМІ в Майнце, в котором измерены дифференциальные сечения фотообразования положительных пионов на ядре углерода, сопровождающегося эмиссией нуклонов. Поведение экспериментальных сечений в зависимости от энергии пиона и угла вылета нуклона, необъяснимое в квазисвободном приближении, интерпретировано в рамках модели, в которой формируется промежуточное квазисвязанное изобар-ядерное состояние, распадающееся с испусканием пиона и нуклона.

PACS: 21.30.+y, 25.20.Lj

Один из методов изучения сильного взаимодействия и структуры адронов состоит в исследовании поведения адронов, в частности, нуклонных резонансов в ядерной среде [1, 2]. Поскольку основной модой распада всех нестранных нуклонных резонансов является распад на пион и нуклон, то ядерные реакции, сопровождающиеся эмиссией этих частиц, привлекают повышенное внимание.

При взаимодействии фотонов с атомным ядром доминирующим механизмом образования пион-нуклонных пар является квазисвободное фотообразование пионов [3]. Основной вклад этого механизма реакции сосредоточен в кинематической области, где импульс, переданный “активному” нуклону, существенно больше характерной величины импульса связанных в ядре нуклонов, а импульс остаточного ядра невелик. С уменьшением импульса нуклона увеличивается вклад обменного механизма реакции, при котором образование пиона происходит в результате взаимодействия фотона с системой нуклонов, образующих остаточное ядро, а нуклон является спектатором [4]. Приблизительно в той же кинематической области происходит образование пионов в результате квазиупругого механизма реакции [5]. Для объяснения данных фотообразования пион-нуклонных пар с суммарным электрическим зарядом -1 или $+2$ перечисленный набор механизмов реакции был дополнен моделью, учитывающей вклад изобарных конфигураций в основном состоянии атомного ядра [6]. Несмотря на обилие моделей, используемых при интерпретации данных фотообразования пион-нуклонных пар, имеются данные нескольких экспериментов, которые не получили до настоящего времени убедительного объяснения

[7–10]. Общим для большей части этих работ является то, что необъяснимое поведение сечения реакции наблюдается в области больших импульсов, переданных остаточной ядерной системе. Недавно результаты эксперимента, выполненного на Томском синхротроне, по изучению реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)$ в области больших переданных импульсов были объяснены проявлением гипотетического квазисвязанного Δ -ядерного состояния атомного ядра, Δ -ядра, в котором один из нуклонов заменен изобарой [11]. В работе [12] были оценены масса и ширина Δ -ядра $^{11}\text{B}_\Delta$.

Согласно результатам анализа экспериментальных данных реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)$, фотовозбуждение Δ -ядра приводит к появлению характерных признаков в поведении дифференциальных сечений, которые позволяют однозначно идентифицировать изобар-ядерное состояние атомного ядра [12]. В связи с необходимостью проверки выводов, сделанных в работах [11, 12] относительно существования квазисвязанных изобар-ядерных состояний, представляет интерес аналогичный анализ имеющихся экспериментальных данных по фотообразованию пион-нуклонных пар, полученных, в частности, в других физических лабораториях. В настоящей работе мы рассмотрим данные эксперимента, выполненного на ускорителе МАМІ в Майнце, в котором измерены дифференциальные сечения фотообразования положительных пионов на ядре углерода, сопровождающегося эмиссией нуклонов [9]. Основное внимание будет уделено реакции

$$^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+ n). \quad (1)$$

Результаты измерения дифференциального сечения реакции (1) приведены на рис.1. Для устранения

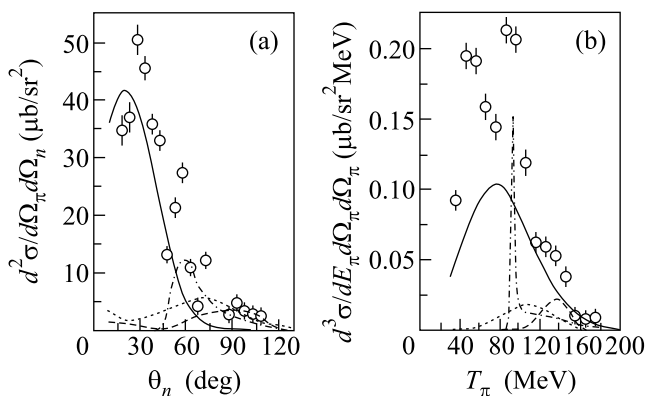


Рис.1. Дифференциальное сечение реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+n)$ в зависимости от (а) полярного угла вылета нейтрона и (б) энергии пиона. Экспериментальные данные – работа [9]; сплошная кривая – квазисвободное приближение; пунктирная и штриховая кривые – модель рис.2а; штрих-пунктирная кривая – модель рис.2с

противоречия в величине сечений, представленных в работе [9] в виде зависимостей от энергии пиона и полярного угла вылета нейтрона, экспериментальные данные на рис.1а приведены умноженными на 10. Измерения были выполнены при следующих условиях, наиболее важных в связи с интерпретацией данных: интервал энергии фотонов – 240–400 МэВ, это область возбуждения изобары $\Delta(1232)$; минимальная энергия регистрируемых нейтронов равна 30 МэВ, что позволяет пренебречь обменным и квазиупругим механизмами образования пион-нейтронных пар; пионы регистрировались в интервале полярного угла вылета 60–120°, а нейтроны – в интервале 10–150° в компланарной геометрии. Сплошной кривой на рис.1 приведены теоретические дифференциальные сечения реакции

$$^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+n)^{11}\text{B}, \quad (2)$$

вычисленные в квазисвободном приближении (DWIA). Обращает прежде всего на себя внимание присутствие в экспериментальных сечениях статистически обеспеченной тонкой структуры, которой нет в расчетных сечениях. Такое поведение экспериментальных сечений не было объяснено и авторами работы [9], использующими программу Valencia model [13], которая учитывала квазисвободный механизм образования пионов и эффекты перерасеяния частиц в конечном состоянии.

Согласно [12], фотовозбуждение Δ -ядра в процессе образования π^+n -пары происходит в реакции

$$^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+n)n^{10}\text{B}, \quad (3)$$

в конечном состоянии которой имеется два нейтрона. Пунктирной линией на рис.1 представлено дифференциальное сечение реакции (3), вычисленное в рамках фазовообъемной модели [12] с образованием в промежуточном состоянии Δ -ядра $^{11}\text{C}_\Delta$. Механизм реакции представлен диаграммой, изображенной на рис.2а. Амплитуда реакции $T_{\pi n n}$ включала волновые

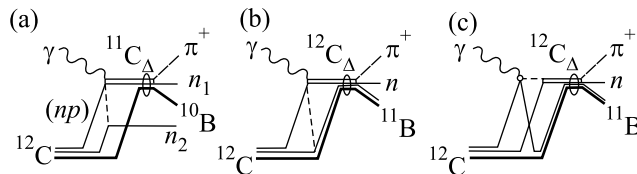


Рис.2. Диаграммы, иллюстрирующие механизмы реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+n)$

функции нуклонной пары $\Psi_\alpha(\mathbf{p}_p)$, $\Psi_\alpha(\mathbf{p}_n)$ и связанной в ядре изобары $\Psi_\beta(\mathbf{p}_\Delta)$ в импульсном представлении и учитывала распределение по массе изобары и Δ -ядра:

$$T_{\pi n n} \sim \sum_\beta \int d\mathbf{p}_p \Psi_\alpha(\mathbf{p}_p) \Psi_{\alpha'}(\mathbf{p}_n) \Psi_\beta(\mathbf{p}_\Delta) \times$$

$$R(m_1, M, \Gamma_1) R(m_{\pi n B}, M_{^{11}\text{C}_\Delta}, \Gamma_{^{11}\text{C}_\Delta}) - (1 \leftrightarrow 2), \quad (4)$$

где \mathbf{p}_p и \mathbf{p}_n – импульсы протона и нейтрона ядра ^{12}C в состояниях α и α' , сопряженные соответствующим координатам Якоби; $\mathbf{p}_\Delta = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_\pi$; \mathbf{p}_1 – импульс нейтрона с индексом 1; функция

$$R(m, M, \Gamma) = \frac{(\Gamma/2\pi)^{1/2}}{M - m + i(\Gamma/2)}$$

описывает резонансное состояние взаимодействующих частиц; здесь m – инвариантная масса системы частиц, а M и Γ – масса и ширина резонансного состояния; m_1 и m_2 – инвариантные массы пион-нейтронных пар, в состав которых входят нейтроны конечного состояния реакции с индексами 1 и 2; $m_{\pi n B}$ – инвариантная масса системы частиц, включающей пион, нейтрон и остаточное ядро ^{10}B ; $M_{^{11}\text{C}_\Delta}$ и $\Gamma_{^{11}\text{C}_\Delta}$ – масса и ширина связанного Δ -ядерного состояния; зависимость ширины Γ от m и масса M изобары $\Delta(1232)$ брались согласно [14]; второе слагаемое амплитуды, обозначенное $(1 \leftrightarrow 2)$, вычисляется путем взаимной замены индексов состояний нейтронов

1 и 2. Суммирование по β в выражении (4) включает s - и p -состояния связанной изобары. Расчетное сечение реакции усреднялось по энергии фотонов и в пределах аксептанса экспериментальной установки работы [9].

Дифференциальное сечение было вычислено для четырех дырочных состояний ядра ^{10}B , образующихся при выбивании нейтрон-протонной пары из ядра ^{12}C . Состояние связанной в ядре изобары Δ^+ описывалось волновыми функциями гармонического осциллятора. Осцилляторный параметр α_{Δ^+} волновой функции изобары Δ^+ выражался так же, как и параметр α_{Δ^0} изобары Δ^0 в [11, 12], через нуклонный осцилляторный параметр α_N соотношением $\alpha_{\Delta^+}^2 = \alpha_{\Delta^0}^2 = \alpha_N^2 m_{\Delta}/m_N$. Здесь m_{Δ} и m_N – массы Δ -изобары и нуклона. Предполагая, что резонансные параметры ядер $^{11}\text{C}_{\Delta}$ и $^{11}\text{B}_{\Delta}$ равны, мы использовали при вычислении сечения результаты оценки массы и ширины Δ -ядра $^{11}\text{B}_{\Delta}$, полученные в работе [12]:

$$M_{^{11}\text{C}_{\Delta}} - M_{^{11}\text{C}} = 366 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_{^{11}\text{C}_{\Delta}} = 63 \text{ МэВ}, \quad (5)$$

где $M_{^{11}\text{C}_{\Delta}}$ и $M_{^{11}\text{C}}$ – массы Δ -ядра $^{11}\text{C}_{\Delta}$ и ядра ^{11}C в основном состоянии.

Наиболее яркое проявление возбуждения Δ -ядра в реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)$ [11] наблюдалось в зависимости сечения реакции от угла разлета пион-протонной пары. Данные реакции, представленные в работе [9] в виде зависимости сечения реакции от угла вылета нуклона, усредненного по направлению вылета пиона, не обладают такой чувствительностью к этому механизму реакции. Как видно на рис.1а, вклад сечения реакции (3) может уменьшить рассогласование экспериментальных данных и теоретического сечения, так как значительная часть сечения реакции (3) сосредоточена в области больших углов вылета нейтрона, где сечение квазисвободного фотообразования пионов пренебрежительно мало. Однако для объяснения поведения сечения реакции в области углов, больших 60° , нет необходимости предполагать возбуждение Δ -ядра. Более значимым в смысле идентификации Δ -ядер является вклад реакции (3) в зависимости дифференциального сечения от энергии пиона, приведенной на рис.1б. Энергетическая зависимость сечения реакции (3) с образованием в промежуточном состоянии Δ -ядра имеет форму достаточно узкого пика, расположенного в области, где в экспериментальном сечении наблюдается отчетливо выраженная “ступенька”. Соответствие формы пика сечения и его положения и “ступеньки” экспе-

риментальных данных значительно улучшается, если для осцилляторного параметра волновой функции Δ^+ -изобары использовать соотношение

$$\alpha_{\Delta^+} = 0.18 \alpha_{\Delta^0}. \quad (6)$$

Это означает, что Δ^+ -изобара в ядре $^{11}\text{C}_{\Delta}$ связана слабее, чем изобара Δ^0 в ядре $^{11}\text{B}_{\Delta}$. Дифференциальное сечение, вычисленное с осцилляторным параметром (6), приведено на рис.1 штриховой кривой. Сечение реакции распределено в интервале энергии пиона, который в значительной степени перекрывается с соответствующим интервалом энергии пиона работы [11], где обнаружены проявления Δ -ядер. Таким образом, нерегулярное поведение зависимости дифференциального сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+ n)$ [9] от энергии пиона в области ~ 130 МэВ объясняется так же, как и данные реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)$ [11], возбуждением промежуточного квазисвязанного изобар-ядерного состояния атомного ядра. Следует отметить, что пикообразная форма сечения и положение максимума практически полностью определяются зависимостью волновой функции связанной изобары $\Psi(\mathbf{p}_{\Delta})$ от импульса \mathbf{p}_{Δ} и оказались нечувствительными к величине резонансных параметров Δ -ядра.

Узкий пик зависимости дифференциального сечения от полярного угла вылета нейтрона в области $\theta_n \simeq 60^\circ$ – другой элемент тонкой структуры экспериментального сечения, позволяющий сделать определенные выводы относительно механизма реакции. Происхождение пика сечения становится понятным, если обратить внимание на угловой аксептанс экспериментальной установки. Присутствие такого пика является свидетельством того, что среди зарегистрированных событий большая доля таких, в которых пион и нуклон разлетаются в противоположных направлениях. Быстрое уменьшение сечения слева от максимума связано с тем, что при углах вылета нуклона, меньших 60° , геометрическая эффективность регистрации для частиц с углом разлета, равным 180° , становится нулевой.

Регистрация значительного количества событий с углом разлета пиона и нуклона, близким к 180° , необъяснима в рамках традиционных представлений о фотообразовании пионов на ядрах. При доминирующих механизмах фотообразования пионов сечение максимально, когда большая часть импульса и энергии фотона передается системе, включающей пион и нуклон. При этом угол разлета $\sim 180^\circ$ реализуется в том случае, когда одна из частиц вылетает в направлении импульса пион-нуклонной пары. Однако, соответствующая кинематическая область находится вне

аксептанса экспериментальной установки работы [9]. Естественно допустить, что мы наблюдаем распад изобары, слабо связанной в ядре, которое движется с небольшой скоростью в направлении импульса фотона. Последнее обстоятельство приводит к тому, что эффективность регистрации становится ненулевой и при углах вылета нуклонов, несколько меньших 60° . Приведенные выше рассуждения объясняют быстрое уменьшение сечения слева от максимума, но не могут объяснить поведение сечения при углах, больших 60° . Модель рис.2а при условии слабой связи изобары в ядре приводит к сечению, которое представлено на рис.1 штриховой кривой. В интервале углов $60-90^\circ$ расчетное сечение слабо растущее, в то время как экспериментальное уменьшается почти на порядок.

Объяснение поведения дифференциального сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+n)$ в области углов $60-90^\circ$ связано, возможно, с механизмом, представленным диаграммой на рис.2б, при котором происходит возбуждение Δ -ядра $^{12}\text{C}_\Delta$. Захват атомным ядром изобары возможен при небольших относительных импульсах образованной в ядре изобары. Механизм образования Δ -ядра на рис.2а обеспечивает такие условия за счет того, что большая часть импульса фотона в результате обмена пионом передается нуклону, который переходит в свободное состояние. Если импульс фотона, поглощение которого привело к возбуждению в ядре изобары, невелик, то благоприятные условия для образования Δ -ядра могут создаться за счет перераспределения импульса фотона между изобарой и ядром. Таким свойством обладает механизм реакции рис.2б. Быстрое уменьшение сечения реакции в этой модели при увеличении полярного угла вылета нейтрона связано с ростом импульса остаточного ядра. Однако для объяснения относительной вероятности возбуждения Δ -ядер, распадающихся с эмиссией π^+n и π^+p пар, величину которой можно оценить на основе данных работы [9], следует учесть другие механизмы образования и замедления изобары в ядре, в частности, одиночное фотообразование пионов и последовательность переходов $\pi N \leftrightarrow \Delta$. Наиболее простой механизм реакции с перерасеянием пиона представлен диаграммой на рис.2с.

Механизмы реакции, соответствующие диаграммам на рис.2б и с, обладают следующей возможностью идентификации. При условии слабой связи изобары в ядре трехчастичный распад Δ -ядра $^{12}\text{C}_\Delta \rightarrow \pi^+ + n + ^{11}\text{B}$ обладает свойствами двухчастичного распада. Помимо того, что угол разлета пиона и нейтрона близок к 180° , спектр легчайшей частицы продуктов распада (пиона) должен иметь пикообразную форму, отражающую распределение Δ -ядра по массе.

Поэтому вклад механизмов реакции рис.2б и с может привести к заметной нерегулярности зависимости сечения от энергии пиона. Как видно на рис.1б, такая нерегулярность зависимости дифференциального сечения от энергии пиона наблюдается в виде узкого пика при энергии ~ 90 МэВ. Следует отметить, что наиболее значимыми составляющими моделей рис.2б и с, практически полностью определяющими поведение как угловой, так и энергетической зависимостей дифференциального сечения, является ее завершающая часть – формирование и распад Δ -ядра. Механизмы образования изобары и замедления ее в ядре не приводят к появлению каких-либо существенных особенностей в поведении сечения, влияющих на интерпретацию в рамках используемой модели данных реакции (2).

Дифференциальное сечение в рамках модели рис.2с представлено на рис.1 штрих-пунктирной кривой. Амплитуда реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+n)^{11}\text{B}$ записывалась в виде

$$T_{\pi n} \sim \sum_{\alpha'\beta} \int d\mathbf{p}_p \Psi_\alpha(\mathbf{p}_p) F_{\alpha'}(\mathbf{q}) \Psi_\beta(\mathbf{p}_\Delta) \times \\ \times R(m, M, \Gamma) R(m_{\pi n B}, M_{^{12}\text{C}_\Delta}, \Gamma_{^{12}\text{C}_\Delta}). \quad (7)$$

Здесь $\mathbf{q} = \mathbf{p}_\gamma - \mathbf{p}_\pi$; $F_{\alpha'}(\mathbf{q})$ – фурье-образ квадрата модуля волновой функции нуклона в состоянии α' в ядре ^{12}C ; M , Γ и m – масса и ширина свободной изобары $\Delta(1232)$ и инвариантная масса пион-нейтронной пары; $m_{\pi n B}$ – инвариантная масса системы частиц, включающей пион, нейтрон и остаточное ядро ^{11}B . При вычислении дифференциального сечения использовались выражение (6) для осцилляторного параметра волновой функции изобары в ядре и следующие значения резонансных параметров Δ -ядра $^{12}\text{C}_\Delta$:

$$M_{^{12}\text{C}_\Delta} - M_{^{12}\text{C}} = 280 \text{ МэВ}; \\ \Gamma_{^{12}\text{C}_\Delta} = 2 \text{ МэВ}. \quad (8)$$

Как видно, дифференциальное сечение реакции (2), вычисленное с использованием модели рис.2с, воспроизводит в качественном отношении наиболее значимые элементы тонкой структуры экспериментальных данных работы [9]. Объяснение в рамках одной модели особенностей угловой и энергетической зависимостей сечения реакции является веским аргументом в пользу справедливости используемой модели и, следовательно, доказательством существования квазисвязанного изобар-ядерного состояния атомного ядра $^{12}\text{C}_\Delta$ с параметрами (8).

Тонкая структура дифференциальных сечений наблюдается как в данных реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+n)$, так, не столь, однако, ярко, и реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+p)$ [9]. Это обстоятельство, с одной стороны, дает уверенность, что эти структуры – не игра случая, а с другой, является доказательством того, что квазисвязанное изобар-ядерное состояние образуют не только изобары Δ^0 и Δ^+ , но и изобара Δ^{++} .

Суммируя полученные результаты настоящей работы и работ [11, 12], можно сделать следующие выводы. При взаимодействии фотонов резонансной энергии с атомным ядром образуются пион-нуклонные пары, которые отличаются следующими свойствами: импульс пион-нуклонной пары существенно меньше импульса фотона, инициирующего реакцию, и не превышает преимущественно характерной величины импульса связанных в ядре нуклонов; распределение угла разлета пиона и нуклона имеет высокую плотность вблизи 180° ; энергетическое распределение пионов представляет собой несколько довольно узких пиков. Вся совокупность перечисленных признаков согласуется с представлением, что мы наблюдаем распад ядра, в состав которого в связанном состоянии входит изобара. Наличие в энергетическом и угловом распределении пион-нуклонной пары признаков двухчастичного распада свидетельствует о слабой связи изобары в ядре. На основе данных двух экспериментов, выполненных в области возбуждения изобары $\Delta(1232)$, идентифициро-

ваны два изобар-ядерных состояния, отличающиеся по энергии возбуждения на ~ 100 МэВ. Ширина обнаруженных изобар-ядерных состояний существенно меньше ширины свободной изобары $\Delta(1232)$.

Автор благодарен Ю.Ф. Кречетову и А.Н. Табаченко за полезное обсуждение результатов работы.

1. H. J. Weber and H. Arenhovel, Phys. Rept. **36**, 277 (1978).
2. К. Н. Мухин, О. Патаракин, УФН **165**, 841 (1995).
3. J. M. Laget, Nucl. Phys., A **194**, 81 (1972).
4. И. В. Главанаков, ЯФ **49**, 58 (1989).
5. И. В. Главанаков, ЯФ **50**, 1231 (1989).
6. V. M. Bystritsky, A. Fix, I. Glavanakov et al., Nucl. Phys. A **705**, 55 (2002).
7. P. E. Argan, G. Audit, N. D. Botton et al., Phys. Rev. Lett. **29**, 1191 (1972).
8. В. Н. Епонешников, Ю. Ф. Кречетов, Письма в ЖЭТФ **29**, 442 (1979).
9. M. Liang, D. Branford, T. Davinson et al., Phys. Lett. B **411**, 244 (1997).
10. И. В. Главанаков, Ю. Ф. Кречетов, А. В. Моисеенко и др., ЯФ **61**, 2175 (1998).
11. И. В. Главанаков, Ю. Ф. Кречетов, О. К. Сайгушкин и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 546 (2005).
12. И. В. Главанаков, Ю. Ф. Кречетов, ЯФ **71**, 435 (2008).
13. R. Carrasco and E. Oset, Nucl. Phys. A **536**, 445 (1992).
14. I. Blomqvist and J. M. Laget, Nucl. Phys. A **280**, 405 (1977).