

Оценка $\Delta(1232)$ -компоненты в ядре ^{12}C

В. М. Быстрицкий¹⁾, И. В. Главанаков⁺, Р. Грабмаер^{* 1)}, Ю. Ф. Кречетов^{+ 2)}, О. К. Сайгушкин^{+ 1)},
А. Н. Табаченко⁺, А. И. Фикс[□], Е. Н. Шувалов^{+ 1)}

Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

⁺ НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете, 634050 Томск, Россия

^{*} Физический институт университета г.Тюбинген, D-72076 Тюбинген, Германия

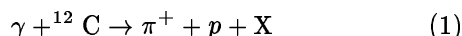
[□] Томский политехнический университет, 634034 Томск, Россия

Поступила в редакцию 22 марта 2001 г.

Измерено сечение реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+ p)$ в области $\Delta(1232)$ -изобары. Анализ данных выполнен с использованием моделей, учитывающих как нуклонные, так и изобарные степени свободы ядра ^{12}C . Делается вывод, что в области больших переданных импульсов образование $\pi^+ p$ -пар происходит в процессе прямого выбивания Δ^{++} -изобары из ядра. Получена оценка вероятности найти Δ -изобару в основном состоянии ядра ^{12}C , равная 0.018 ± 0.005 Δ -изобар на нуклон.

PACS: 21.30.+y, 25.20.Lj

Изобарные степени свободы в ядрах есть часть фундаментальной проблемы нуклон-нуклонного взаимодействия на средних и малых расстояниях (см. обзоры [1, 2]). Обмен π - или ρ -мезонами между нуклонами может приводить к образованию виртуальных $N\Delta$ - или $\Delta\Delta$ -состояний. В 1971 г. Герасимов предложил для изучения изобарных степеней свободы в ядрах использовать процессы выбивания изобар частицами высокой энергии [3]. Теоретические оценки [4, 5] и результаты небольшого числа экспериментов, основанных на выделении механизма прямого выбивания изобар [6, 7], дают величину примеси Δ -изобарных состояний в волновой функции p -оболочечных ядер $0.5 \div 4\%$. Столь малая примесь затрудняет экспериментальное наблюдение Δ -компоненты в процессах столкновения частиц с ядрами. Основная сложность состоит в отделении фоновых механизмов реакции. Мы решили эту задачу в эксперименте по измерению сечения образования $\pi^+ p$ -пар в реакции



в области больших импульсов, переданных остаточному ядру X . Идея эксперимента заключается в том, что в реакции (1) запрещены механизмы прямого образования $\pi^+ p$ -пар на нуклонах ядра, а имеющийся фон сосредоточен при небольших переданных импульсах.

Эксперимент выполнен на пучке тормозного излучения электронов Томского синхротрона. Экспериментальная установка включала два канала для регистрации положительного пиона и протона в совпадении в компланарной геометрии.

Положительные пионы со средним импульсом 181 МэВ/с регистрировались сильнофокусирующим магнитным анализатором [8], расположенным под углом 54° относительно оси пучка фотонов. Угловой акцептанс анализатора составлял $3 \cdot 10^{-3}$ ср, импульсный – 24%. Импульс пиона измерялся с точностью $\sim 1\%$ с помощью сцинтилляционного годоскопа в фокальной плоскости магнитного анализатора.

Протоны с энергией в диапазоне $T_p = 50 - 130$ МэВ регистрировались под углом $\theta_p = (75 \pm 19)^\circ$ относительно оси пучка фотонов с помощью $(\Delta E, E)$ -сцинтилляционного спектрометра. Телесный угол протонного канала, определяемый ΔE -детектором, был выбран равным 0.26 ср. E -детектор протонного спектрометра состоял из трех, расположенных друг над другом счетчиков с размерами сцинтилляторов $10 \times 10 \times 50$ см каждый. Совместный анализ амплитуд импульсов фотоумножителей ΔE - и E -детекторов, просматривавших каждый из сцинтилляторов с двух сторон, позволял определить полярный угол и энергию протона. Точности измерения энергии протона σ_T и угла вылета σ_θ были, соответственно, 4 МэВ и 3° . Точность измерения азимутального угла вылета протона $\sigma_\phi \sim 2^\circ$ определялась вертикальным размером E -счетчика.

¹⁾ V. M. Bystritsky, P. Grabmayr, O. K. Saigushkin,
E. N. Schuvalov

²⁾ e-mail: krechet@npi.tpu.ru

Для непрерывного контроля стабильности работы ($\Delta E, E$)-спектрометра мы использовали два расположенных за спектрометром дополнительных узких сцинтилляционных счетчика с поглотителями. Параллельно с набором π^+p -событий измерялись спектры амплитуд импульсов ΔE - и E -детекторов, триггером для которых было совпадение импульса спектрометра с импульсами дополнительных счетчиков. В этих спектрах идентифицировались и контролировались два участка, соответствующие пионам и протонам с минимальной энергией, величина которой определялась поглотителями и выбиралась в рабочей области спектрометра.

Для уменьшения уровня фона космического излучения над детекторами пионного канала располагался сцинтилляционный счетчик большой площади, работающий в режиме антисовпадений. С этой же целью окончательный триггер формировался только во время импульса излучения ускорителя. Это позволило снизить уровень космического фона до величины менее 2%.

В качестве мишени использовалась пластина графита естественного изотопного состава с толщиной по пучку фотонов $4.35 \cdot 10^{22}$ ядер/см². Полная энергия пучка фотонов измерялась с помощью гаусс-квантометра [9] с точностью 3%. Набор событий реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+p)$ проводился при двух значениях энергии электронов $E_e = 420$ и 500 МэВ. Уровень случайных совпадений зависел от энергии регистрируемых протонов и определялся по интенсивности событий вне корреляционного пика π^+p -совпадений. Его величина в рабочей области менялась от 6% при $T_p = 50$ МэВ до 1% при $T_p > 80$ МэВ.

В результате эксперимента было зарегистрировано 52 события π^+p -совпадений. Рис.1 демонстрирует распределение событий в зависимости от угла вылета протона и его энергии.

С целью определения кинематической области, где могут доминировать механизмы реакции, обусловленные ненуклонными степенями свободы, был выполнен анализ вкладов фоновых механизмов образования π^+p -пар. Для этого мы использовали модель, описанную в работе [6] (см. также [11–13]). В данной модели учитываются одно-, двух- и трех-нуклонные моды поглощения налетающих фотонов, образование на нуклонах одиночных пионов, а также перерасеяние пионов и нуклонов на остаточном ядре. Расчетные сечения фоновых реакций для энергий фотонов $E_\gamma = 400$ и 450 МэВ, усредненные в интервалах полярного угла протона $\theta_p = 56 - 94^\circ$ и энергии пиона $T_\pi = 71.5 - 106.5$ МэВ, показаны на рис.2. Фон обусловлен образованием преимущественно π^+n - или

π^0p -пар с последующим зарядообменным перерасеянием нейтрона в протон или π^0 -мезона в π^+ -мезон и, согласно результатам расчета, сосредоточен при небольших переданных импульсах.

Для анализа данных при $E_e = 500$ МэВ мы учли фон от парного образования пионов в реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+p)\pi^-^{11}\text{B}$, отсутствующий при $E_e = 420$ МэВ. Соответствующее сечение, вычисленное в модели DWIA [14], показано на рис.2 штрих-пунктирной кривой.

Основываясь на приведенных результатах расчетов, выбрана граница кинематической области $T_p = 80$ МэВ, изображенная на рис.1 пунктирной прямой, за пределами которой в области большей энергии протонов и, соответственно, больших пере-

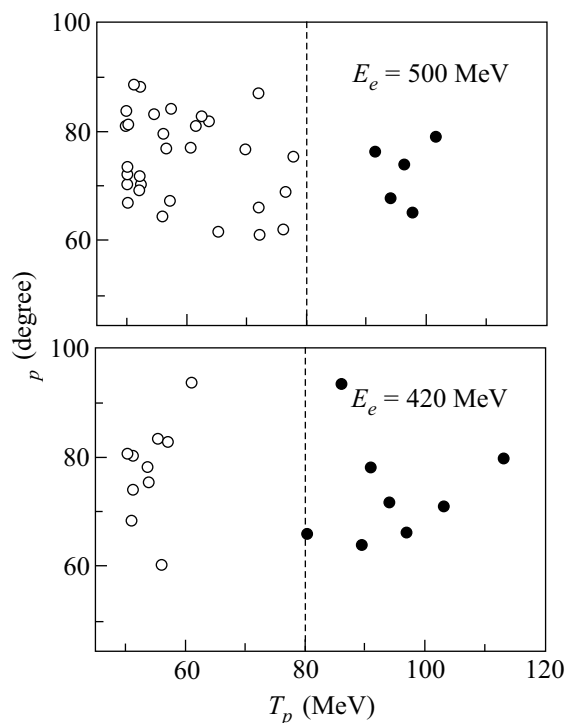


Рис.1. Распределение событий в зависимости от угла вылета протона θ_p и его кинетической энергии T_p при двух значениях энергии электрона E_e . События, изображенные черными кружками, были использованы для оценки экспериментального сечения реакции

данных импульсов вклад фоновых механизмов образования π^+p -пар при $E_e = 500$ МэВ не превышает 3% от экспериментального выхода реакции и пренебрежимо мал при $E_e = 420$ МэВ. В связи с этим, для дальнейшего анализа были отобраны события, попавшие в область справа от пунктирной прямой на рис.1.

Экспериментальное сечение образования π^+p -пар в реакции (1), усредненное в следующих интервалах кинематических величин:

$$\begin{aligned} T_p &= 80 - 120 \text{ МэВ}; \\ T_\pi &= 71.5 - 106.5 \text{ МэВ}; \\ \theta_p &= 56 - 94^\circ, \end{aligned} \quad (2)$$

и полученное на основе данных при двух значениях энергии электронов $E_e = 420$ и 500 МэВ, равно

$$\frac{d^3\sigma}{dE_p d\Omega_p d\Omega_\pi} = 8.5 \pm 2.4 \pm 0.5 \frac{\text{нбн}}{\text{МэВ} \cdot \text{ср}^2}. \quad (3)$$

Средняя энергия фотонов E_γ для событий в отмеченной кинематической области составила 355 МэВ. Экспериментальное сечение (3) изображено на рис.2 точкой. Приведенная на рисунке ошибка измерения

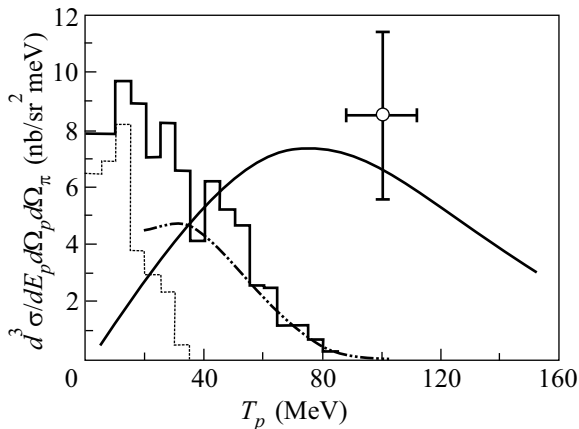


Рис.2. Дифференциальное сечение реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+p)$: сплошная и пунктирная гистограммы – одиночное образование пионов в рамках модели [6], основанной на нуклонных степенях свободы, при $E_\gamma = 400$ МэВ и $E_\gamma = 450$ МэВ, соответственно; штрих-пунктирная кривая – парное образование пионов; сплошная кривая – модель прямого выбивания изобары $\Delta(1232)$; точка – экспериментальное сечение

сечения полная, а ошибка величины T_p есть среднеквадратичное отклонение, полученное в предположении о равномерном распределении событий в интервале усреднения.

На рис.3 приведено распределение событий по инвариантной массе π^+p -пары. Видно, что события из области (2) принадлежат диапазону масс $\Delta(1232)$ -резонанса. Поэтому мы считаем, что значительный экспериментальный выход реакции в этой области обусловлен проявлением изобарных степеней свободы в ядрах.

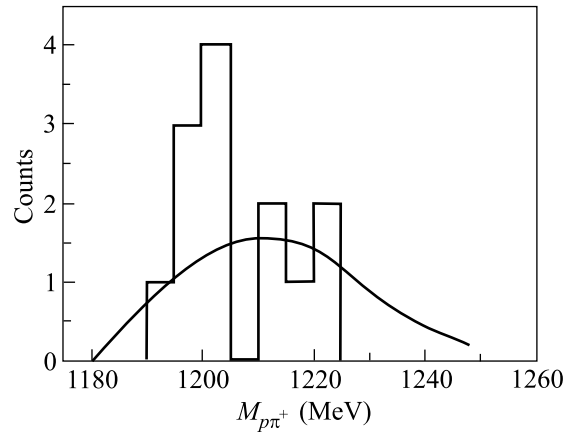


Рис.3. Распределение событий по инвариантной массе π^+p -пары. Кривая – модель прямого выбивания изобары из ядра

Экспериментальное сечение реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+p)$, измеренное в кинематической области (2), анализировалось нами в рамках модели, описанной в работах [15, 16]. Модель основана на предположении, что доминирующим механизмом этой реакции в области больших переданных импульсов является процесс $\gamma\Delta^{++} \rightarrow \pi^+p$, где налетающий фотон поглощается присутствующей в ядре Δ^{++} -изобарой. Практическая реализация этого подхода осуществлялась в рамках импульсного приближения с использованием соотношения полноты при суммировании по нерегистрируемым в эксперименте состояниям конечного ядра. В этом случае для квадрата модуля амплитуды реакции (1) можно получить следующее выражение:

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \rho_\Delta(\mathbf{p}) f_\pi f_p \overline{|T_{\gamma\Delta \rightarrow \pi p}|^2}. \quad (4)$$

Здесь величины f_i ($i = \pi, p$), являющиеся функциями кинетических энергий соответственно пиона и протона, представляют собой факторы подавления, учитывающие поглощение частиц в ядре. Функция $\rho_\Delta(\mathbf{p})$ – импульсное распределение Δ^{++} -изобары в основном состоянии ядра ^{12}C . Амплитуда $T_{\gamma\Delta \rightarrow \pi N}$ элементарного процесса $\gamma\Delta^{++} \rightarrow \pi^+p$ была получена нами в рамках диаграммной техники в нерелятивистском приближении [15, 16].

Импульсное распределение ρ_Δ в формуле (4) записывалось в следующем виде:

$$\rho_\Delta(\mathbf{p}) = 4 \frac{4}{3} \pi R^3 n_\Delta^c(\mathbf{p}). \quad (5)$$

Здесь $n_\Delta^c(\mathbf{p})$ есть числа заполнения для Δ -изобары с импульсом p в ядре ^{12}C с эквивалентным радиусом R , который был выбран равным 3.2 Фм.

Ввиду отсутствия в литературе данных по импульсным распределениям ρ_{Δ} в p -оболочечных ядрах, мы воспользовались результатами работы [17], где приводятся значения чисел заполнения $n_{\Delta}^m(p)$ состояний $\Delta(1232)$ -изобары в ядерной материи. При этом предполагалась линейная зависимость между $n_{\Delta}^m(p)$ и $n_{\Delta}^c(p)$, с учетом отличия плотности ядерной материи и ядра ^{12}C . Импульсное распределение ρ_{Δ} было нормировано согласно условию

$$\int \rho_{\Delta}(\mathbf{p}) \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} = \alpha AN_{\Delta}^c, \quad (6)$$

где $A = 12$ есть массовое число ядра-мишени, а величина N_{Δ}^c представляет собой число Δ -изобар в ядре ^{12}C , приходящееся на один нуклон. Множитель α учитывает отношение числа Δ^{++} -изобар к полному числу Δ -изобар в ядре. Из $SU(2)$ -симметрии для процесса $NN \rightarrow N\Delta$ следует, что $\alpha = 15/64$ (см. также [7]).

Для сопоставления ожидаемой величины сечения реакции, обусловленного изобарными степенями свободы в ядрах, с сечением фоновых механизмов реакции и экспериментальным сечением на рис.2 сплошной кривой приведено сечение реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+p)$, вычисленное в рамках описанных выше приближений в зависимости от энергии протона. В соответствии с условиями (2) сечение усреднено по углу вылета протонов и энергии пионов. При расчете сечения использовалось значение $N_{\Delta}^c = 0.15$, измеренное в эксперименте по двойной перезарядке пионов [7]. Как видно на рис.2, максимум энергетической зависимости сечения, обусловленного образованием π^+p -пар в результате выбивания фотоном Δ -изобары, существенно сдвинут в область более высокой энергии протонов и, таким образом, кинематически хорошо выделяется. Величина экспериментального сечения при $T_p > 80$ МэВ почти на два порядка больше теоретических оценок, вычисленных в рамках моделей, учитывающих только нуклонные степени свободы ядра ^{12}C . Этот факт, особенно важный в условиях относительно малой интенсивности полезного сигнала, является одним из основных преимуществ используемого метода исследования.

Приведенные на рис.3 результаты расчета зависимости сечения реакции от инвариантной массы π^+p -пары свидетельствуют о непротиворечивости используемой модели и экспериментальных данных.

Основываясь на вышеизложенном и рассматривая величину N_{Δ}^c в выражении (6) в качестве свободно-го параметра, мы определили ее значение из условия

наилучшего согласия расчетов с измеренным сечением (3):

$$N_{\Delta}^c = 0.018 \pm 0.005 \pm 0.001 \text{ } \Delta\text{-изобар на нуклон.} \quad (7)$$

Полученная величина N_{Δ}^c находится в хорошем согласии с оценкой из работы [7].

Приведенная в (7) систематическая ошибка связана с процедурой измерения. Другим источником значительной систематической ошибки является использование в модели реакции констант и методов расчета некоторых ядерных эффектов, точность которых не высока. В частности, систематическую погрешность за счет неопределенности величины магнитного момента Δ^{++} -изобары и взаимодействия в конечном состоянии мы оценили равной 0.006 Δ -изобар на нуклон.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 96-02-16742, # 97-02-17765 и # 99-02-16964.

1. A. M. Green, Rep. Progr. Phys. **39**, 1109 (1976).
2. H. J. Weber and H. Arenhövel, Phys. Rep. **36**, 277 (1978).
3. С. Б. Герасимов, Письма в ЖЭТФ **14**, 385 (1971).
4. G. Horlacher and H. Arenhövel, Nucl. Phys. **A300**, 348 (1978).
5. M. R. Anastasio, A. Faessler, H. Müther et al., Nucl. Phys. **A322**, 369 (1979).
6. A. I. Amelin, M. N. Behr, B. A. Chernyshov et al., Phys. Lett. **B337**, 261 (1994).
7. C. I. Morris, J. D. Zumbro, J. Á. McGill et al., Phys. Lett. **B419**, 25 (1998); E. A. Pasyuk, R. L. Boudrie, P. A. M. Gram et al., nucl-ex/9912004, December 1999.
8. С. В. Колмогорова, Ю. Ф. Кречетов, Г. А. Саруев, Известия вузов, сер.Физика N.340-83 деп. 9С (1983).
9. А. П. Комар, С. П. Круглов, И. В. Лопатин, Измерение полной энергии пучков тормозного излучения от электронных ускорителей, Ленинград, Наука, 1972.
10. R. Carrasco, M. J. Visente Vacas, and E. Oset, Nucl. Phys. **A570**, 701 (1994).
11. R. Carrasco and E. Oset, Nucl. Phys. **A536**, 385 (1992).
12. E. Oset and L. L. Salcedo, Nucl. Phys. **A468**, 631 (1987).
13. M. Liang, D. Branford, T. Davinson et al., Phys. Lett. **B411**, 244 (1997).
14. И. В. Главанаков, ЯФ **63**, 2187 (2000).
15. A. Fix, I. Glavanakov, and Yu. Krechetov, Nucl. Phys. **A646**, 417 (1999).
16. A. Fix, I. Glavanakov, Yu. Krechetov et al., nucl-ex/9912013, December 1999.
17. R. Cenni, F. Conte, and U. Lorenzini, Phys. Rev. **C39**, 1588 (1989).