

# Нуклон-нуклонные корреляции в реакциях $(\gamma, \pi^- p)$ и $(\gamma, \pi^- pp)$ на ядре $^{12}\text{C}$

И. В. Главанаков, Ю. Ф. Кречетов<sup>1)</sup>, О. К. Сайгушкин, Е. Н. Шувалов, В. М. Быстрицкий<sup>+</sup>

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

<sup>+</sup>Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 5 ноября 2004 г.

После переработки 6 апреля 2005 г.

Выполнено экспериментальное исследование фотообразования отрицательных пионов на ядре углерода в реакциях  $(\gamma, \pi^- p)$  и  $(\gamma, \pi^- pp)$ . Результаты измерения объяснены в рамках модели, в которой формируется промежуточное связанное  $\Delta$ -ядерное состояние ( $\Delta$ -ядро), распадающееся с испусканием пиона и нуклона.

PACS: 21.30.+y, 25.20.Lj

Рассеяние электронов высокой энергии на ядрах в реакции  $(e, e'p)$  является основным инструментом для изучения одночастичных аспектов ядерной структуры. Исследование нуклон-нуклонных корреляций с помощью этой реакции оказалось не столь эффективным. Связано это как с малостью величины сечений в кинематической области, где эффекты корреляций значительны, так и с трудностью идентификации механизмов реакции, обусловленных корреляциями разной природы.

В последнее время для получения сведений о нуклон-нуклонных корреляциях в ядрах широко используется более прямой метод исследования. Наличие в ядре коррелированной пары нуклонов предполагает возможность их одновременного выбивания. Перспективность изучения нуклон-нуклонных корреляций в реакциях  $(e, e'pp)$  и  $(e, e'np)$  показана в ряде теоретических работ (см. ссылки в работе [1]) и подтверждается экспериментами [2–4]. Тем не менее, очевидна необходимость дальнейших экспериментальных исследований, в том числе и путем расширения круга инициирующих реакцию частиц.

Реакция  $(\gamma, \pi N)$  на атомных ядрах при небольших энергиях и импульсах, переданных остаточному ядру, во многих отношениях сходна с реакциями  $(e, e'p)$ , удовлетворительно объясняется в квазисвободном приближении. Наиболее существенное отличие реакции  $(\gamma, \pi N)$  состоит в более сильной связи фотообразования пионов с нуклонными резонансами. На Томском синхротроне были выполнены два эксперимента, в которых изучалось поведение сечения реакции  $(\gamma, \pi N)$  на легких ядрах в кинематической об-

ласти, где можно было ожидать проявлений короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций. В работе [5] было измерено сечение реакции  $(\gamma, \pi^0 p)$  на ряде ядер в области  $\Delta(1232)$ , а в аналогичном эксперименте [6] измерено сечение реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)$  во второй резонансной области. Наиболее интересным результатом этих работ, не получившим до последнего времени окончательной интерпретации, является обнаружение максимума в зависимости сечения реакции от угла вылета протона в области больших переданных импульсов, отсутствующего в экспериментальных сечениях реакции  $(e, e'p)$ .

В настоящей работе с целью изучения механизма фотообразования пион-протонных пар при больших импульсах остаточного ядра и получения информации о нуклон-нуклонных корреляциях в ядрах проведено исследование реакций

$$^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p), \quad (1)$$

$$^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- pp) \quad (2)$$

в перекрывающихся кинематических областях. Эксперимент выполнен на тормозном пучке фотонов Томского синхротрона при максимальной энергии  $E_{\text{max}}$ , равной 500 МэВ.

Экспериментальная установка включала канал для регистрации отрицательного пиона и два канала для регистрации протонов в совпадении с пионом в компланарной геометрии.

Пионы со средним импульсом 224 МэВ/с регистрировались сильнофокусирующим магнитным анализатором [7], расположенным под углом  $76^\circ$  относительно оси пучка фотонов. Телесный угол анали-

<sup>1)</sup>e-mail: krechet@npi.tpu.ru

затора составлял  $3 \cdot 10^{-3}$  ср, импульсный аксептанс – 24%. Точность измерения импульса пиона  $\sim 1.4\%$ .

Два протонных канала представляли  $(\Delta E, E)$ -сцинтилляционные спектрометры. Первый спектрометр регистрировал протоны с энергией в диапазоне  $T_p = 30-140$  МэВ с точностью 3–5 МэВ. Угловой аксептанс протонного канала  $58^\circ$ , телесный угол 0.16 ср. Точность измерения полярного угла вылета протона  $2.5^\circ-3^\circ$ , азимутального –  $2^\circ$ . Методы калибровки и контроля работы первого спектрометра аналогичны описанным в [8].

Второй протонный спектрометр был расположен под углом  $35^\circ$  к оси фотонного пучка в полуплоскости пионного канала, регистрировал протоны в диапазоне энергии 10–120 МэВ. Телесный угол второго спектрометра 0.06 ср. Точность измерения полярного и азимутального углов вылета протона составляла  $2^\circ$ .

Измеряемый в эксперименте дифференциальный выход реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)X$   $d^4Y/dE_p d\Omega_p dE_\pi d\Omega_\pi$  связан с дифференциальными сечениями реакций  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)^{11}\text{C}$  и  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- pp)^{10}\text{B}$  соотношениями:

$$\frac{d^4Y}{dE_p d\Omega_p dE_\pi d\Omega_\pi} = \frac{d^3\sigma_{\pi p}(E_\gamma)}{dE_p d\Omega_p d\Omega_\pi} f(E_\gamma) \left| \frac{\partial E_\gamma}{\partial E_\pi} \right|,$$

$$\frac{d^4Y}{dE_p d\Omega_p dE_\pi d\Omega_\pi} = \int dE_\gamma d\Omega_{p'} \frac{d^5\sigma_{\pi pp}(E_\gamma)}{dE_p d\Omega_p dE_\pi d\Omega_\pi d\Omega_{p'}} f(E_\gamma).$$

Здесь  $E_\gamma$  и  $E_p$  – энергия фотона и полная энергия протона;  $f(E_\gamma)$  – спектр тормозного излучения, нормированный соотношением

$$\int f(E_\gamma) E_\gamma dE_\gamma = E_{\text{max}}.$$

На рис.1а приведена зависимость дифференциального выхода реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)$  от полярного угла вылета протона  $\theta_p$ , усредненного по энергии протона  $T_p$  в диапазоне 60–140 МэВ. Штриховой кривой на рис.1а представлен теоретический выход реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)^{11}\text{C}$ , вычисленный в плосковолновом квазисвободном приближении. В рассматриваемой кинематической области с увеличением полярного угла вылета протона  $\theta_p$  в диапазоне  $40^\circ-140^\circ$  средняя величина импульса  $p_r$  остаточного ядра  $^{11}\text{C}$  в основном состоянии изменяется от 60 МэВ/с до 600 МэВ/с. Как видно, при увеличении угла  $\theta_p$  до  $\sim 70^\circ$  ( $p_r \simeq 300$  МэВ/с) экспериментальный выход реакции, в полном соответствии с расчетным, экспоненциально уменьшается. Однако при дальнейшем увеличении  $\theta_p$  поведение дифференциального выхода резко изменяется, формируется минимум. Точно

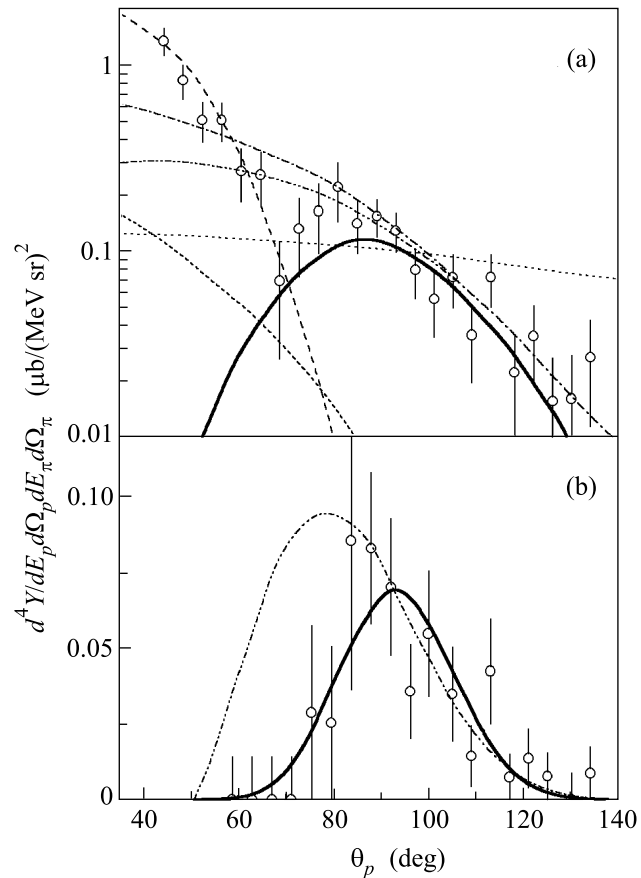


Рис.1. Дифференциальный выход реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)$  в зависимости от полярного угла вылета протона: (а)  $T_p > 60$  МэВ; (б)  $T_p > 60$  МэВ;  $p_p^* > 260$  МэВ/с. Экспериментальные точки – данные настоящей работы; штриховая кривая – выход реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)^{11}\text{C}$  в квазисвободном приближении, пунктир – фазовообъемное распределение выхода реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- pp)$ , короткие штрихи – модель (b), штрих-пунктирная кривая с одной (двумя) точками – модель (с) без учета (с учетом) блокировки конечных состояний принципом Паули, сплошная кривая – модель (d)

такая же в качественном отношении закономерность угловой зависимости сечения наблюдалась в работах [5, 6]. Общим для исследуемых реакций, выполненных на разных ядрах и в отличающихся диапазонах энергии, может быть механизм образования пион-протонных пар. Естественно допустить, что мы наблюдаем открытие дополнительного канала фотообразования пионов, в котором остаточное ядро дезинтегрировано, и, в частности, в свободном состоянии оказываются два нуклона.

Существенные свойства дифференциальных сечений многочастичных ядерных реакций с удовлетворительным качеством воспроизводятся фазовообъемными моделями (см., например, [9, 10]). В рам-

ках наиболее простой модели, представленной на рис.1а пунктирной кривой, в которой амплитуда реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- pp)$  является константой во всей области ее определения, не удастся объяснить угловую зависимость сечения. Изображенная на рис.2а диаграмма иллюстрирует предположительно доминирующий механизм реакции, в котором пион образуется в результате взаимодействия фотона с нейтроном коррелированной  $np$ -пары. Характерной особенностью такого механизма образования пиона является небольшая величина импульса  $\mathbf{p}_B$  остаточного ядра  $^{10}\text{B}$  и, следовательно, суммарного импульса  $np$ -пары  $\mathbf{p}_{np} = -\mathbf{p}_B$ .

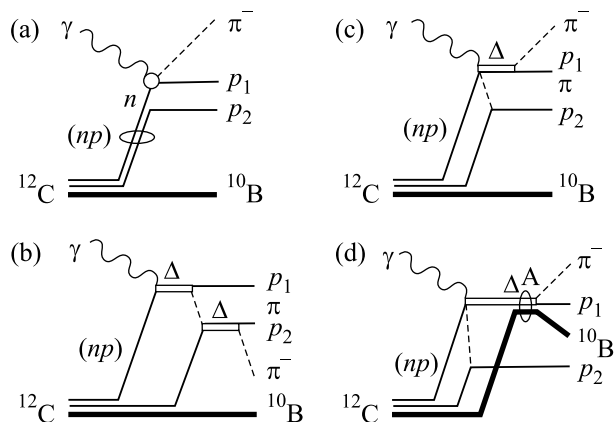


Рис.2. Диаграммы, иллюстрирующие механизмы реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- pp)^{10}\text{B}$

В связи с нуклон-нуклонными корреляциями другой важной величиной, характеризующей механизм реакции, является относительный импульс частиц в  $np$ -паре до взаимодействия  $\mathbf{p}_{\text{rel}} = (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1)/2$ . Короткодействующие корреляции наиболее сильно искажают волновую функцию относительного движения пары нуклонов в области расстояний, которым соответствуют фурье-компоненты с импульсами, превышающими  $\sim 400$  МэВ/с. Поэтому эффект корреляций можно ожидать в кинематической области, где величина импульса  $\mathbf{p}_{\text{rel}}$  больше этой оценки.

Распределение зарегистрированных событий в зависимости от кинетической энергии  $T_p$  и полярного угла вылета  $\theta_p$  первого протона представлены на рис.3а для реакции (1) и на рис.3б для реакции (2). Штриховой линией на рис.3а ограничена область небольших углов  $\theta_p$ , за пределами которой дифференциальный выход квазисвободного образования пионов не превышает  $0.01$  мкбн/(МэВ  $\cdot$  ср) $^2$ . При имеющейся статистике вероятность того, что событие реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)^{11}\text{C}$  будет зарегистрировано правее этой линии, очень низка. Сплошной линией на

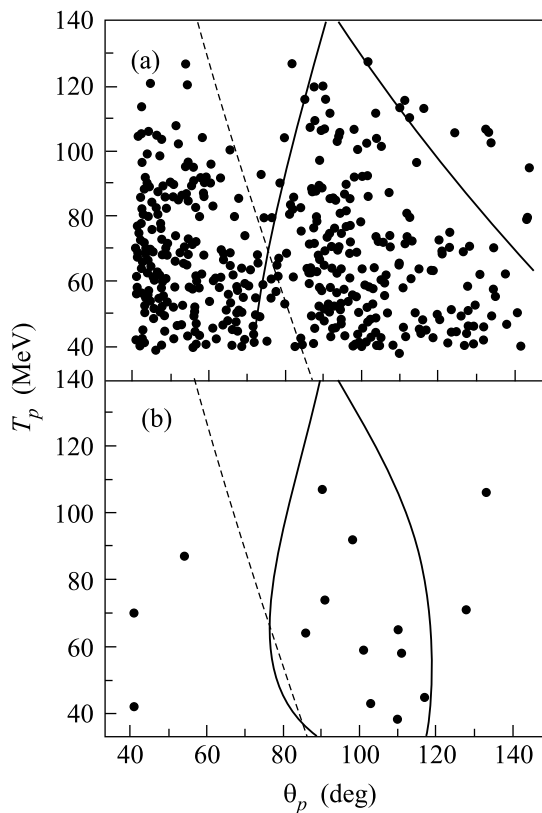


Рис.3. Распределение событий в зависимости от полярного угла вылета протона  $\theta_p$  и его энергии  $T_p$  (а) реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)$  и (б) реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- pp)$

рис.3а проведена граница области, для которой импульс коррелированной  $np$ -пары  $p_{np}$  не превышает импульса Ферми, а относительный импульс  $p_{\text{rel}}$  больше 450 МэВ/с. При вычислении аналогичных границ на рис.3б дополнительно учитывался акцептанс второго протонного спектрометра. Из рис.3 видно, что при энергии  $T_p$ , большей 80 МэВ, как ограниченные кинематические области, так и зарегистрированные события, принадлежащие двум областям, практически полностью разделяются. Это является свидетельством того, что происхождение событий связано с разными механизмами образования пионов, и подтверждением предположения, что события реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)$  на рис.3а в области больших углов вылета протона обусловлены, в основном, механизмом, в котором происходит выбивание двух нуклонов.

Кинематическая область, выделенная на рис.3 сплошной линией, традиционно связывается с нуклон-нуклонными корреляциями в основном состоянии атомного ядра. Поскольку механизмы проявления короткодействующих корреляций в реакциях квазисвободного рассеяния электронов и фотообразования пионов подобны, то возможный

вклад их в реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)^{11}\text{B}$  при больших углах вылета протона должен быть приблизительно на два-три порядка меньше, чем в квазисвободном максимуме, что значительно меньше результатов измерения. Отличается от ожидаемого на основе данных по рассеянию электронов и измеренное нами соотношение сечений реакций с одним и двумя протонами [11, 12]. Объясняется это как различие “родственных” механизмов двухнуклонного выбивания при фотообразовании пионов и рассеянии электронов, связанных с двухчастичными обменными мезонными и изобарными токами, так и с наличием дополнительных механизмов реакции, обусловленных спецификой участвующих в реакции частиц. Один из таких механизмов, в котором нуклон-нуклонная корреляция обусловлена динамикой взаимодействия в конечном состоянии, распространением в ядре  $\Delta$ -изобары, представлен на рис.2б. Относительные импульсы  $p_{\text{rel}}^{(a)}$  и  $p_{\text{rel}}^{(b)}$  для диаграмм на рис.2а и 2б связаны соотношением  $p_{\text{rel}}^{(b)} = p_{\text{rel}}^{(a)} - 2\mathbf{q}$ , где  $\mathbf{q}$  – переданный импульс при перерассеянии пиона. В интервале углов  $\theta_p$  ( $40-70$ )° средняя величина относительного импульса  $p_{\text{rel}}^{(b)}$  изменяется от 100 МэВ/с до 200 МэВ/с, что не противоречит осцилляторной оболочечной модели независимых частиц. Расчетный выход реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p p)$  в этой модели представлен на рис.1а кривой, изображенной короткими штрихами. Амплитуда реакции включала волновую функцию нуклонной пары в импульсном представлении и учитывала распределение  $\Delta$ -изобары по массе. Нормировка была выполнена на основе данных реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+ p)$  [8, 13], выход которой при небольших импульсах остаточного ядра обусловлен перерассеянием частиц в конечном состоянии. Как видно, в рамках этой модели выход реакции сосредоточен главным образом при небольших углах  $\theta_p$ . Происхождение двухпротонных событий на рис.3б, расположенных левее штриховой линии, ограничивающей область квазисвободного образования  $\pi^- p$ -пар, связано, возможно, с перерассеянием, однако в рамках этой модели невозможно объяснить данные измерений при больших углах вылета протона.

Механизм реакции, представленный диаграммой на рис.2с, в котором образуется два пиона, один из которых поглощается с испусканием протона, ранее использовался в работе [14] для объяснения данных фотообразования одиночных пионов на дейтроне. Угловая зависимость выхода в этой модели изображена на рис.1а штрих-пунктирной кривой. Амплитуда реакции строилась аналогично предыдущей модели. Расчетный выход хорошо описывает эксперимен-

тальные данные при больших углах вылета протона, но завышает вклад двухнуклонной реакции в области квазисвободного максимума выхода и не воспроизводит минимум угловой зависимости.

Минимум выхода в области  $\theta_p \simeq 70^\circ$  может быть результатом подавления реакции при небольших углах разлета пиона и протона. Если регистрируемая пион-протонная пара является продуктом распада  $\Delta$ -изобары, то сильная угловая корреляция выхода может быть объяснена наличием механизмов подавления образования изобары с небольшой массой или с большим импульсом. Один из возможных механизмов подавления связан с блокировкой конечных состояний принципом Паули. Результаты расчета, учитывающие этот фактор и изображенные на рис.1а штрих-пунктирной кривой с двумя точками, не улучшают существенно ситуации.

Другая возможность объяснения данных связана с механизмом реакции, представленным диаграммой на рис.2d. Прежде чем перейти к рассмотрению этой модели, отметим, что второй максимум выхода реакции наблюдается при угле разлета пион-протонной пары вблизи  $180^\circ$  и этот максимум расположен в области, где суммарный импульс пион-протонной пары принимает минимальное значение. Еще одно важное обстоятельство – механизм реакции с образованием двух пионов обладает следующей примечательной особенностью: нуклон, образующийся при поглощении пиона, может принять значительную часть импульса фотона, в результате  $\Delta$ -изобара будет образована в покоящемся состоянии относительно остаточного ядра и захвачена ядром с образованием короткоживущего связанного состояния, распадающегося с испусканием пиона и протона.

Возможность существования связанных  $\Delta N$ - и  $\Delta$ -ядерных состояний широко обсуждалась в 70-е годы [15–17]. Часть работ была стимулирована результатами эксперимента [18], в котором изучалась реакция  $^4\text{He}(\gamma, \pi^- p)$ . Данные эксперимента [18] при импульсе остаточного ядра 200 МэВ/с не удалось объяснить в квазисвободном приближении. Результаты теоретических оценок возможности существования таких состояний противоречивы [16, 17]. С тех пор не были получены и убедительные экспериментальные доказательства существования таких состояний или их отсутствия. Наша следующая модель основана на предположении, что такие состояния существуют. Результаты расчета в рамках модели, представленной диаграммой на рис.2d, приведены на рис.1а сплошной кривой. Амплитуда реакции включала помимо волновой функции нейтрон-протонной пары волновую функцию связанной в ядре  $\Delta$ -изобары

в импульсном представлении. Мы полагали, что за время жизни изобары барионы, связанные в ядре, не могут существенно изменить пространственное состояние. Поэтому в качестве радиальной волновой функции изобары использовали нуклонную осцилляторную волновую функцию для ядра  $^{12}\text{C}$ . Как видно, модель реакции, идущей через промежуточное связанное  $\Delta$ -ядерное состояние, хорошо воспроизводит угловую зависимость выхода. Поскольку величина импульса изобары зависит от угла разлета пиона и протона, то угловая зависимость выхода реакции отражает импульсное распределение изобары в ядре с максимумом при угле разлета вблизи  $180^\circ$ , где импульс изобары имеет минимальную величину.

На рис.1б приведена угловая зависимость выхода для событий, в которых импульс протона в с.ц.м. пион-протонной пары превышает 260 МэВ/с. Это область высокоэнергетического склона массового распределения изобары. Как видно, в полном соответствии с предложенной моделью угловое распределение сузилось, а его центр тяжести сместился в область больших углов  $\theta_p$ . В этой кинематической области энергия обоих протонов, образующихся в реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- pp)$ , достаточно велика, поэтому блокировка конечных состояний принципом Паули неэффективна. Сужение углового распределения, отличное от предсказания модели, представленной на рис.2с, объясняется наличием механизма подавления образования изобары с большим импульсом, который обусловлен динамикой изобары в ядре. Такое поведение углового распределения выхода реакции является дополнительным подтверждением адекватности модели с промежуточным связанным  $\Delta$ -ядерным состоянием.

Основные результаты работы состоят в следующем. Выполнено совместное экспериментальное исследование реакций  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)$  и  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- pp)$ . Получила объяснение нерегулярность угловой зависимости дифференциального выхода фотообразования пион-протонных пар при больших углах вылета протона, связанная с открытием каналов реакции, в которых остаточное ядро дезинтегрировано. В результате анализа данных получено свидетель-

ство существования связанного  $\Delta$ -ядерного состояния ( $\Delta$ -ядра), распадающегося с испусканием пиона и нуклона.

Авторы выражают благодарность персоналу синхротрона за обеспечение требуемого режима работы ускорителя. Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 02-02-17866.

1. D. N. Kadrev, M. V. Ivanov, A. N. Antonov et al., Phys. Rev. **C474**, 014617 (2003).
2. R. Starnic et al., Phys. Lett. **B474**, 33 (2000).
3. G. Rosher, *Conf. on Perspectives in Hadronic Physics*, World Scientific, Singapore, 1998, p. 185. G. Rosher, Prog. Part. Nucl. Phys. **44**, 99 (2000).
4. R. A. Niyazov and L. B. Wainstein (for the CLAS Collaboration, BAIONS 2002), *Proceed. of the 9th Int. Conf. on the Structure of Barions*, Eds. C. E. Carlson and B. A. Mecking, World Scientific Publ. Co., 2003, p. 581.
5. В. Н. Епонешников, Ю. Ф. Кречетов, Письма в ЖЭТФ **29**, 442 (1979).
6. И. В. Главанаков, Ю. Ф. Кречетов, А. В. Моисеенко и др., ЯФ **61**, 2175 (1998).
7. С. В. Колмогорова, Ю. Ф. Кречетов, Г. А. Саруев, Известия вузов, серия физ., N.340-83 деп. 9С (1983).
8. V. M. Bystritsky, A. I. Fix, I. V. Glavanakov et al., Nucl. Phys. **A705**, 55 (2003).
9. П. С. Ананьин, И. В. Главанаков, М. Н. Гуштан, Изв. ВУЗов, Физика **9**, 51 (1989).
10. И. В. Главанаков, ЯФ **63**, 2091 (2000).
11. K. G. Fissum et al., Phys. Rev. **C70**, 034606 (2004).
12. J. Ryckebusch et al., Nucl. Phys. **A624**, 581 (1997).
13. M. Liang, D. Branford, T. Davinson et al., Phys. Lett. **B411**, 244 (1997).
14. J. M. Laget, Phys. Rev. Lett. **41**, 89 (1978).
15. J. M. Laget, preprint, CEN Saclay, DPHN/HE (1973).
16. H. Arenhovel, Nucl. Phys. **A247**, 473 (1975).
17. V. B. Belyaev, K. Moller, and Y. A. Simonov, J. Phys. **G5**, 1057 (1979).
18. P. E. Argan, G. Audit, N. D. Botton et al., Phys. Rev. Lett. **29**, 1191 (1972).