

СПИНОВЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ В УПРУГОМ np -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 230–590 МэВ. ПОЛНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Мих. Фингер

Карлов университет, математико-физический факультет, Прага

В экспериментах по измерению величин спиновых наблюдаемых в упругом нейтрон-протонном (np) взаимодействии в области энергий нейтронов 230–590 МэВ с использованием пучков поляризованных нейтронов и мишеней поляризованных протонов в Институте им. П. Шеррера исследовано 16 спиновых наблюдаемых: анализирующая способность A_{00n0} , поляризация частиц отдачи P_{0n00} , коэффициенты корреляции поляризации A_{00nn} , A_{00ss} , A_{00sk} , A_{00kk} , коэффициенты передачи поляризации K_{0nn0} , K_{0ss0} , K_{0sk0} , коэффициенты деполаризации D_{0n0n} , D_{0s0s} , D_{0s0k} и трехспиновые коэффициенты N_{0nkk} , N_{0skn} , N_{0ssn} , N_{0sns} для углов рассеяния в системе центра масс 60–164°. Результаты этих исследований представляют полный набор прецизионных данных об упругом np -рассеянии, который совместно с полным набором данных для упругого протон-протонного (pp) рассеяния, полученным ранее, создает основу для однозначного определения амплитуды матрицы рассеяния упругого нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия для канала с изотопическим спином $I = 0$ и позволяет описать процесс NN -взаимодействия модельно-независимым образом.

In the experiments to measure the values of spin observables in neutron-proton (np) elastic scattering in the neutron energy range 230–590 MeV with a polarized neutron beam and a polarized proton target at the Paul Scherrer Institute 16 spin observables: the analyzing power A_{00n0} , polarization of recoil particles P_{0n00} , the spin correlation parameters A_{00nn} , A_{00ss} , A_{00sk} , A_{00kk} , the polarization transfer parameters K_{0nn0} , K_{0ss0} , K_{0sk0} , the depolarization parameters D_{0n0n} , D_{0s0s} , D_{0s0k} , and three-index spin parameters N_{0nkk} , N_{0skn} , N_{0ssn} , N_{0sns} for centre of mass scattering angles from 60 to 164° have been investigated. Obtained data represent complete data base of precise values of spin observables for elastic np scattering which together with complete set of data for elastic proton-proton (pp) interaction obtained earlier will allow a direct reconstruction of the isotope spin $I = 0$ nucleon-nucleon scattering matrix amplitudes thus providing complete information on the nucleon-nucleon interaction in a model independent way.

PACS: 13.75.Cs

ВВЕДЕНИЕ

Знание основных свойств процесса нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия имеет существенное значение, так как эти свойства проявляются во многих областях ядерной и субъядерной физики. Хотя мы имеем здесь дело с простым процессом, до сих пор не

существует его удовлетворительного теоретического описания. Следуя идее о полном наборе экспериментов Пузикова и др. [1], при описании NN -взаимодействия в формализме матрицы рассеяния (см. [1–3]), возможно определить такой набор экспериментальных наблюдаемых, который позволит осуществить прямое, однозначное и модельно-независимое построение амплитуд матрицы рассеяния. Наличие у нуклона спина позволяет записать матрицу упругого NN -рассеяния в общей форме в виде линейной комбинации восьми независимых членов, построенных из спиновых координат нуклонов, участвующих в рассеянии, и восьми комплексных инвариантных амплитуд, которые являются функциями угла рассеяния и энергии [2]. Предположение о сохранении пространственной четности и временной инвариантности, о действии принципа Паули и изоспиновой инвариантности приводит к сокращению числа независимых слагаемых матрицы рассеяния до пяти членов. Для однозначного построения матрицы рассеяния в этом случае надо определить для каждого из каналов реакции с изоспином $I = 1$ и $I = 0$ пять функций и четыре их относительные фазы. Для этого требуется осуществить как минимум девять разных опытов для каждого канала. Измерение разных спиновых наблюдаемых в упругом pp - и np -рассеянии при разных энергиях и углах рассеяния позволяет решить эту задачу. Измерение спиновых наблюдаемых в упругом np -взаимодействии позволило в 1981 г. в первый раз провести прямое построение матрицы рассеяния для канала с изоспином $I = 1$, и до настоящего времени амплитуды матрицы упругого pp -рассеяния для $I = 1$ экспериментально исследовались вплоть до энергии 2,6 ГэВ [2–6]. Систематические исследования упругого np -рассеяния были начаты лишь с 1985 г., когда стали доступны пучки поляризованных нейтронов. Очень результативными оказались эксперименты, выполненные при участии автора в Институте им. П. Шеррера (PSI) [7–17]. С использованием поляризованных пучков нейтронов и мишеней поляризованных и неполяризованных протонов было получено 16 спиновых наблюдаемых в упругом np -взаимодействии в области энергий 260–535 МэВ и углов рассеяния в системе центра масс 60–164°. Таким образом, получен полный набор точных данных в упругом np -рассеянии, который совместно с полным набором данных для упругого pp -рассеяния, полученным ранее, позволит определить все амплитуды, необходимые для построения матрицы рассеяния упругого NN -взаимодействия для канала $I = 0$ в данной области энергии нейтронов и углов рассеяния частиц n и p .

1. ФИЗИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В np -РАССЕЯНИИ В PSI

Пучок поляризованных нейтронов. Высокоинтенсивный пучок продольно-поляризованных нейтронов с энергией 230–590 МэВ получался в реакции зарядового обмена продольно-поляризованных протонов (энергия 590 МэВ) с углеродной мишенью $p(C, N)n$ под углом 0° [4, 5]. Пучок имеет уникальные характеристики: энергетический спектр нейтронов является непрерывным и состоит из квазиупругого пика при энергии 530 МэВ и сплошного распределения при более низких энергиях. Средняя интенсивность вторичного пучка нейтронов при использовании протонного пучка с интенсивностью ~ 10 мкА составляет около $5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ на расстоянии 13,735 м от мишени, рождающей нейтроны. При поляризации первичных протонов $\sim 75\%$ поляризация пучка нейтронов варьируется от $\sim 15\%$ при энергии 260 МэВ до $\sim 40\%$ для нейтронов с энергией выше 450 МэВ. Направление поляризации нейтронов противоположно направлению поляриза-

ции протонов. Набором магнитов имеется возможность повернуть спин нейтрона в любом из трех направлений базисных векторов рассеяния (\mathbf{k} , \mathbf{s} , \mathbf{n}). Быстрая схема заданного направления поляризации пучка нейтронов на обратное осуществляется изменением направления пучка протонов соответствующим выбором поляризационного состояния протонов в ионном источнике ускорителя. Измерение энергии нейтронов в пучке осуществляется с использованием методики времени пролета с привязкой к сигналам высокочастотной системы (50,63 МГц) ускорительного комплекса. Энергетическое разрешение в эксперименте с использованием времяпролетной базы 13,735 м составляло от 15 до 50 МэВ для энергии нейтронов от 200 до 590 МэВ соответственно.

Протонная замороженная поляризованная мишень. Поляризованная мишень построена на базе рефрижератора растворения ^3He – ^4He с базовой температурой ~ 50 мК, поляризующим (2,5 Тл), удерживающим (0,8 Тл) сверхпроводящими магнитами, а также высокочастотными системами накачки поляризации протонов (на частоте ~ 70 ГГц) и ее измерения методом ядерного магнитного резонанса. Веществом поляризованных протонов мишени служил бутанол $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_2\text{CH}_2\text{OH}$ (~ 100 см³). В замороженном состоянии поляризации протонов (~ 50 мК) и магнитном поле 0,8 Тл время спин-решеточной релаксации поляризации составляло более 1000 ч. Поляризация протонов измерялась с относительной точностью 3–4 %. Характерная величина поляризации протонов во время набора статистики составляла 60–80 %. Магнитная система мишени позволяла установить поляризацию протонов мишени в любом из направлений \mathbf{n} , \mathbf{k} и \mathbf{s} . В качестве неполяризованных мишеней протонов использовались вещества CH_2 или C .

Детектор протонов отдачи и система измерения их поляризации. Детектор состоял из: сцинтилляционного счетчика, дающего стартовые сигналы для всего спектрометрического и измерительного комплекса; телескопической системы многопроволочных пропорциональных камер, позволяющей измерять поляризацию протонов отдачи методом рассеяния протонов на С-рассеивателе-анализаторе.

Детектор рассеянных нейтронов. Система сцинтилляционных счетчиков для детектирования нейтронов позволяла определять время попадания нейтронов в детектор и их горизонтальную и вертикальную координаты.

Система сбора данных. Спектрометрическая система позволяла выделять события упругого np -рассеяния в широком диапазоне энергий (200–590 МэВ) и углов рассеяния ($60 \leq \Theta_{\text{ц.м}} \leq 180^\circ$).

2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПИНОВЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ

Определение коэффициентов асимметрии $A_{000\delta}$ и корреляции поляризации $A_{00\gamma\delta}$ ($\gamma, \delta = \mathbf{n}, \mathbf{k}, \mathbf{s}$). Число событий упругого $np \rightarrow np$ рассеяния нейтронов с энергией E_n в направлении с полярным углом θ_n и азимутальным углом φ

$$N(E_n, \theta_n, \varphi) = [d^2\sigma/(d\Omega dE_n)]\eta(E_n, \theta_n, \varphi)L, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} [d^2\sigma/(d\Omega dE)] = & I_{0000}\{1 + (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{n})A_{00n0} + (\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{n})A_{000n} + \\ & + P_B P_T [(\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{n})(\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{n})A_{00nn} + (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{s})(\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{s})A_{00ss} + \\ & + (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{k})(\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{k})A_{00kk} + ((\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{s})(\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{k}) + (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{k})(\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{s}))A_{00sk}\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $d^2\sigma/(d\Omega dE_n)$ — дифференциальное сечение упругого пр-рассеяния; $\eta(E_n, \theta_n, \varphi)$ — величина, определяющая аксептанс и эффективность детектирующей аппаратуры; L — светимость системы. Координаты векторов \mathbf{s} , \mathbf{n} , \mathbf{k} направления пучка нейтронов и векторов \mathbf{P}_B и \mathbf{P}_T направления поляризации пучка и мишени даны в x, y, z -системе. Определялись величины асимметрий A_{00n0} и A_{000n} и коэффициенты корреляции $A_{00nn}, A_{00ss}, A_{00kk}, A_{00sk}$. Для каждой из четырех возможных комбинаций ориентаций поляризации пучка и поляризации мишени, $(\gamma, \delta) = (\mathbf{n}, \mathbf{n}), (\mathbf{s}, \mathbf{s}), (\mathbf{k}, \mathbf{k}), (\mathbf{s}, \mathbf{k})$, регистрировались значения чисел событий $N(E_n, \theta_n, \varphi, P_B^{\gamma\pm}, P_T^{\delta\pm})$. Используя все четыре разные комбинации направления поляризации нейтронов и протонов $(P_B, P_T) = (P_B^+, P_T^+), (P_B^+, P_T^-), (P_B^-, P_T^+), (P_B^-, P_T^-)$, из (1) получаем 16 уравнений для определения входящих в них величин, в том числе спиновых наблюдаемых. В постановке экспериментов для определения спиновых наблюдаемых A_{00n0} (A_{000n}), A_{00nn} , A_{00ss} , A_{00kk} , A_{00sk} измерялись величины асимметрий $\varepsilon(P_T^{\delta\pm}) = \varepsilon(E_n, \theta_n, \varphi, P_T^{\delta\pm}) = [N(P_B^+) - N(P_B^-)]/[N(P_B^+) + N(P_B^-)]$ для разных направлений $(+/-)$ поляризации пучка и мишени, которые не содержат уже зависимость от $\eta(E_n, \theta_n, \varphi)$ и L .

Определение коэффициентов передачи поляризации $K_{0\beta\gamma 0}$, коэффициентов деполяризации $D_{0\beta 0\delta}$ и трехспиновых коэффициентов $N_{0\beta\gamma\delta}(\beta, \gamma, \delta = n, k, s)$. Для решения этой задачи в эксперименте определялось спиновое состояние протонов отдачи. В этом случае измеряемое число событий будет

$$N(E_p, \theta_C, \varphi_C) = I_C \{1 + A_C(E_p, \theta_C) P_n \cos \varphi_C - A_C(E_p, \theta_C) P_s \sin \varphi_C\} \eta(E_p, \theta_C, \varphi_C), \quad (3)$$

где $A_C(E_p, \theta_C)$ — анализирующая способность углеродного поляриметра. Если она известна, то решение уравнений (3) позволяет определить прямым образом величины компонент вектора поляризации рассеянных протонов P_n и P_s . Если функция эффективности аксептанса $\eta(E_p, \theta_C, \varphi_C)$ в (3) имеет период симметрии π по азимутальному углу φ , то анализ Фурье из (3) дает для аппроксиматоров поляризации $\langle P_n \rangle$ и $\langle P_s \rangle$ систему уравнений [9]

$$\begin{pmatrix} \Sigma_{\text{собр}} A_C \cos \varphi \\ \Sigma_{\text{собр}} A_C \sin \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Sigma_{\text{собр}} A_C^2 \cos^2 \varphi, & \Sigma_{\text{собр}} A_C^2 \sin \varphi \cos \varphi \\ \Sigma_{\text{собр}} A_C^2 \sin \varphi \cos \varphi, & \Sigma_{\text{собр}} A_C^2 \sin^2 \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle P_n \rangle \\ \langle P_s \rangle \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Записывая поляризации $\langle P_n \rangle$ и $\langle P_s \rangle$ из (4) в явном виде при помощи спиновых наблюдаемых для условий поставленного эксперимента, получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \langle P_n \rangle = \{ & P_{0n00} + P_{Bn} K_{0nn0} + P_{Tn} D_{0n0n} + P_{Bn} P_{Tn} N_{0nnn} + P_{Bs} P_{Ts} N_{0nss} + \\ & + P_{Bk} P_{Tk} N_{0nkk} + P_{Bk} P_{Tk} N_{0nsk} + P_{Bk} P_{Ts} N_{0nks} \} \times \\ & \times \left\{ 1 + P_{Bn} A_{00n0} + P_{Tn} A_{000n} + \sum_{\gamma\delta=k,n,s} P_{B\gamma} P_{T\delta} A_{00\gamma\delta} \right\}^{-1}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle P_s \rangle = \{ & P_{Bs} K_{0s''s0} + P_{Bk} K_{0s''k0} + P_{Ts} D_{0s''0s} + P_{Tk} D_{0s''0k} + P_{Bs} P_{Tn} N_{0s''sn} + \\ & + P_{Bn} P_{Ts} N_{0s''ns} + P_{Bk} P_{Tn} N_{0s''kn} + P_{Bn} P_{Tk} N_{0s''nk} \} \times \\ & \times \left\{ 1 + P_{Bn} A_{00n0} + P_{Tn} A_{000n} + \sum_{\gamma\delta=k,n,s} P_{B\gamma} P_{T\delta} A_{00\gamma\delta} \right\}^{-1}, \end{aligned}$$

решение которой позволяет определить спиновые наблюдаемые $D_{0\beta 0\delta}$, $K_{0\beta\gamma 0}$ и $N_{0\beta\gamma\delta}$ для заданных $(\beta, \gamma, \delta) = n, k$ и s .

3. ПОЛУЧЕННЫЕ СПИНОВЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ

В результате проведенных в PSI экспериментов по упругому np -рассеянию с использованием поляризованных пучков нейтронов с энергией 230–590 МэВ и мишеней поля-

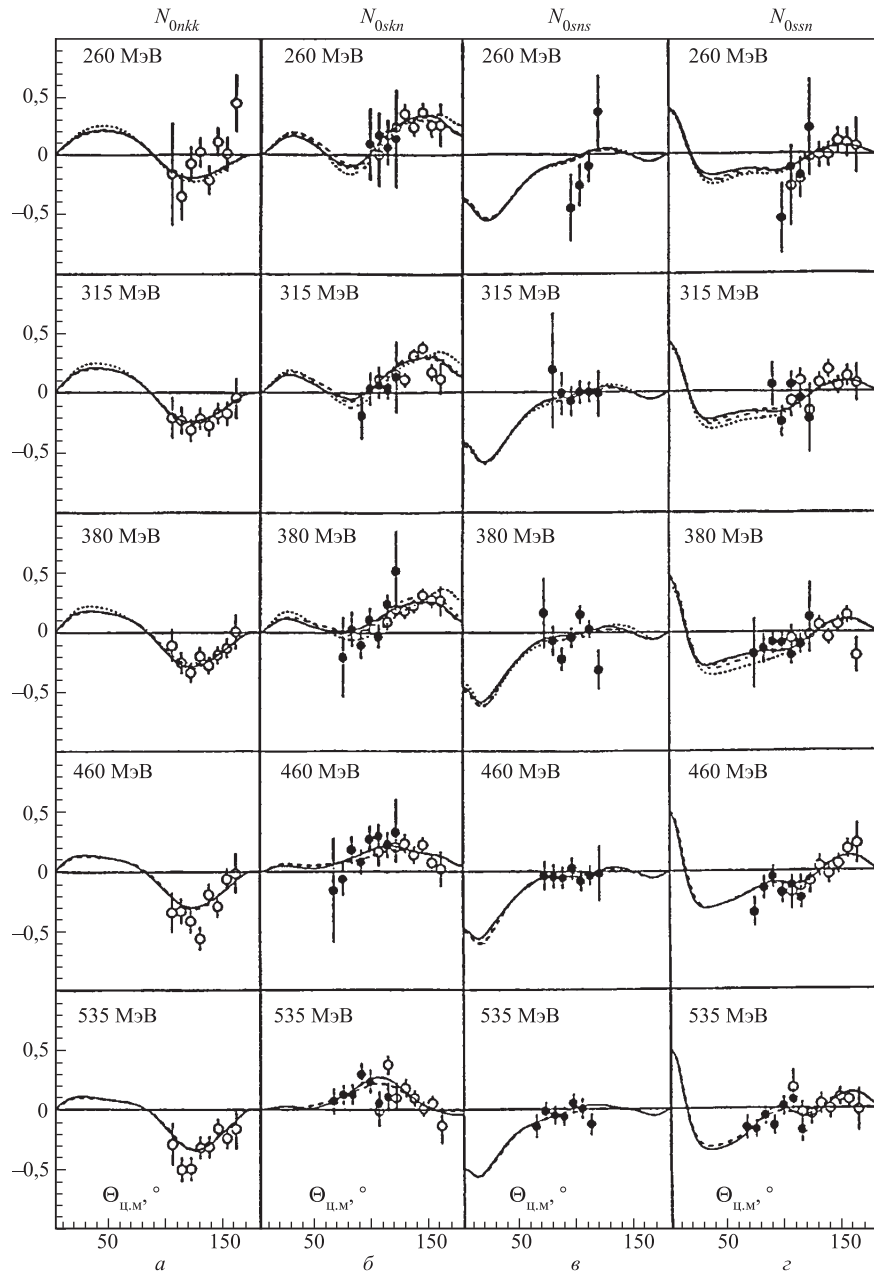


Рис. 1. Трехспиновые коэффициенты N_{0nkk} , N_{0skn} , N_{0sns} и N_{0ssn} [9]

ризованных и неполяризованных протонов была измерена с высокой точностью угловая и энергетическая зависимость в общей совокупности 16 спиновых наблюдаемых: анализирующей способности A_{00n0} [7, 8], двухспиновых коэффициентов корреляции поляризации A_{00nn} , A_{00ss} , A_{00sk} и A_{00kk} [8], коэффициентов передачи поляризации K_{0nn0} , K_{0ss0} и K_{0sk0} [7, 9], коэффициентов деполяризации D_{0n0n} , D_{0s0s} и D_{0s0k} [9], трехспиновых коэффициентов N_{0nkk} , N_{0skn} , N_{0ssn} и N_{0sns} [9], а также поляризации частиц отдачи P_{0n00} [7–17] в области энергией 260–535 МэВ и углов рассеяния в системе центра масс 60–164°. Полученные данные существенно расширили базу данных по спиновым наблюдаемым в упругом np -взаимодействии, в большинстве случаев они ранее не измерялись. Величины D_{0s0s} и D_{0s0k} и трехспиновые коэффициенты ранее вообще не измерялись. Полученные результаты по трехспиновым коэффициентам приведены на рисунке. Сплошной линией здесь указаны результаты фазового анализа группы Сакле–Женева [18] и штриховой — результаты фазового анализа группы Арндта [19]. В проведенном фазовом анализе данные работ из PSI [7–17] пока не учитывались. Пунктирной линией показаны предсказания расчетов, проведенных на основе «парижского потенциала» [20] и штрихпунктирной линией предсказания на основе «боннского потенциала» [21].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в PSI экспериментальные данные по спиновым наблюдаемым в упругом np -рассеянии представляют полный набор точных данных, который позволил завершить полный эксперимент в упругом NN -взаимодействии в области энергий 230–590 МэВ и углов рассеяния в системе центра масс 60–164°. Полученный полный набор данных по упругому np -рассеянию совместно с полным набором данных для упругого pp -рассеяния, полученным ранее, позволит определить амплитуды матрицы рассеяния упругого нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия для канала $I = 0$. На основе всей совокупности имеющихся в настоящее время данных по изучению упругого NN -взаимодействия можно будет провести феноменологический анализ, такой как прецизионный фазовый анализ и восстановление амплитуд рассеяния, результаты которого послужат строгой проверкой предсказаний разных теоретических моделей и развитию новых идей в понимании свойств нуклон-нуклонных взаимодействий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Puzikov *et al.* // Nucl. Phys. 1957. V. 3. P. 436.
2. Bystricky J. *et al.* // J. Physique (France). 1978. V. 39. P. 1.
3. Lechanoine-Leluc C. *et al.* // Rev. Mod. Phys. 1993. V. 65, No. 1. P. 47.
4. Aprile E. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 1047.
5. Aprile E. *et al.* // Phys. Rev. D. 1989. 40. P. 22.
6. Lac C. D. *et al.* // J. Physique (France). 1990. V. 51. P. 2689.
7. Ahmidouch A. *et al.* // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 2, No. 4. P. 627.

8. *Arnold J. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 17. P. 67.
9. *Arnold J. et al.* // Ibid. P. 83.
10. *Arnold J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 386. P. 211.
11. *Naef N.* PhD Thesis. Univ. of Geneva, 1996. No. 2832.
12. *Teglia A.* PhD Thesis. Univ. of Geneva, 1997. No. 2948.
13. *Arnold J. et al.* // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 2. P. 411.
14. *Binz R. et al.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 231. P. 323.
15. *van den Brandt B. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 356. P. 53.
16. *Ahmidouch A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 326. P. 538.
17. *Besset D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 166. P.
18. *Bystricky J. et al.* // J. Physique (France). 1987. V. 48. P. 199.
19. *Arndt R. A. et al.* SAID – <http://clsaid.phys.vt.edu/~CAPS>
20. *Lacombe M. et al.* // Phys. Rev. C. 1988. V. 21. P. 861; Phys. Rev. D. 1975. V. 12. P. 1495.
21. *Elster C. et al.* // Phys. Rev. C. 1988. V. 37. P. 1647; V. 38. P. 1828.

Получено 4 декабря 2006 г.