

## ВОЗМОЖНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ "АНОМАЛЬНОГО" ПОВЕДЕНИЯ СПЕКТРА ПРОТОНОВ ОТ ФРАГМЕНТАЦИИ ДЕЙТРОНОВ ПОД УГЛОМ $0^\circ$ ПРИ 9 ГэВ/с

Л.С.Ажгирей, М.А.Игнатенко, Н.П.Юдин\*

Анализируются импульсные спектры протонов, образующихся под углом  $0^\circ$  в результате фрагментации релятивистских дейтронов на ядрах. Рассматриваются возможные причины существующего расхождения данных о спектре протонов от реакции  ${}^1\text{H}(d, p(0^\circ))X$  при 9,1 ГэВ/с с результатами расчетов, выполненных в импульсном приближении. Показано, что учет конечного углового разрешения экспериментальной установки и соответствующая перенормировка экспериментальных данных, с одной стороны, а также учет дополнительного к стриппингу вклада протонов от рассеяния нуклонов дейтрона на протонах мишени — с другой, позволяют согласовать эти данные с результатами расчетов в рамках релятивистского импульсного приближения с использованием волновой функции дейтрона для парижского потенциала.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

### A Possible Interpretation of "Anomalous" Behaviour of Proton Spectrum at $0^\circ$ from Deuteron Breakup at 9 GeV/c

L.S.Azhgirey, M.I.Ignatenko, N.P.Yudin

Momentum spectra of protons at  $0^\circ$  from relativistic deuteron fragmentation on nuclei are analysed. Possible origins of the deviation of  $0^\circ$  proton spectrum in  ${}^1\text{H}(d,p)X$  reaction at 9.1 GeV/c from the impulse approximation calculations are considered. It is shown that taking into account the finite angular resolution of the experimental apparatus and the corresponding normalization of the experimental data, on the one hand, and also the contribution of protons from the scattering of deuteron nucleons on target protons, in addition to the stripping, on the other hand, allow these data to be brought into agreement with the calculation results in the framework of the relativistic impulse approximation using the deuteron wave function for the Paris potential.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

---

\*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

1. В последние годы с целью получения информации о высокоимпульсной компоненте волновой функции дейтрона выполнен ряд экспериментов по исследованию фрагментации релятивистских дейтронов на ядрах <sup>1-4/</sup>. В частности, измерены импульсные спектры протонов, испускаемых под углом 0° в реакции <sup>1</sup>H(d, p)X при начальных импульсах дейтронов 2,5 и 3,5 <sup>4/</sup>, 5,75 <sup>5/</sup> и 9,1 ГэВ/с <sup>6/</sup>. В спектрах протонов, измеренных при 9,1 ГэВ/с <sup>2,6/</sup>, в области регистрируемых импульсов 0,25-0,35 ГэВ/с (в системе покоя дейтрона) наблюдается характерный прилив, где измеренное дифференциальное сечение реакции <sup>1</sup>H(d, p)X превышает результаты расчетов, выполненных в рамках релятивистского импульсного приближения, более чем в два раза. Похожая особенность наблюдается также в дифференциальных сечениях реакций A(d, p)X при 2,5 и 3,5 ГэВ/с <sup>4/</sup>.

В литературе выдвигались различные гипотезы для объяснения указанной особенности в спектрах протонов под углом 0°. Среди них предположения о наличии примеси шестикварковой компоненты в волновой функции дейтрона <sup>2,6/</sup>, о вкладе процессов с рождением промежуточных пионов и последующим их поглощением или перерассеянием нуклоном-спектатором <sup>7,8/</sup>, о неодинаковых ограничениях на фазовое пространство вблизи от кинематической границы спектра протонов для упругого и неупругих каналов реакции <sup>9/</sup>, о вкладе процессов многократного рассеяния нуклонов <sup>10/</sup>.

Еще одна проблема, связанная с данными о фрагментации релятивистских дейтронов в протоны под углом 0°, состоит в том, что инвариантные дифференциальные сечения реакции <sup>1</sup>H(d,p(0°))X при 5,75 и 9,1 ГэВ/с, построенные в зависимости от импульса протона в системе покоя дейтрона, вопреки ожиданиям расходятся по абсолютной величине: для совмещения спектров друг с другом данные при 5,75 ГэВ/с нужно умножить на коэффициент 1,4 <sup>6/</sup>. Тот факт, что данные работ <sup>5/</sup> и <sup>6/</sup> не согласуются между собой, отмечался также в работе <sup>10/</sup>.

В настоящем сообщении рассматриваются два эффекта, которые могли бы объяснить аномальное поведение импульсного спектра протонов в реакции <sup>1</sup>H(d, p)X под углом 0° при 9,1 ГэВ/с. Первый эффект имеет методический характер и связан с конечным угловым разрешением экспериментальной установки, которое следует учитывать при сопоставлении результатов расчетов с экспериментальными данными. Второй обусловлен наличием, помимо фрагментации, также процессов рассеяния нуклонов дейтрона на протоне мишени.

2. Диаграммы импульсного приближения, описывающие процесс фрагментации дейтрона на ядре, показаны на рис.1. Здесь В — налетающий дейтрон, А — ядро-мишень, С — регистрируемый протон; четырехимпульсы участвующих в задаче частиц обозначаются в дальнейшем так же, как и сами частицы. Диаграмма (а) описывает процесс прямой фрагментации (стриппинг), а диаграммы (б) и (в) — жесткое рассеяние <sup>11/</sup>. Стриппинг доминирует в области очень малых углов регистрации продуктов фрагментации, а жесткое рассеяние вступает в игру по мере увеличения этих углов. Для каналов с одинаковыми конечными состояниями (например, если А и h — протоны, а β — нейтрон) возможна также интерференция обоих механизмов. В общем же случае h и β могут представлять собой нуклоны и один или более пионов.

Инвариантное дифференциальное сечение прямой фрагментации дейтронов на протонах <sup>1</sup>H (d, p) X можно записать в виде <sup>11/</sup> :

$$f(C, \theta) = C_0 d\sigma/d\vec{C} = \sigma_t(s') \times G_{C/B}(x, \vec{C}_T) F(C). \quad (1)$$

Здесь  $G_{C/B}(x, \vec{C}_T)$  — структурная функция дейтрона, выражающая вероятность обнаружить конститuent (в нашем случае протон) С в дейтроне В с долей продольного импульса

$$x = (C_0 + C_3)/(B_0 + B_3) \quad (2)$$

и поперечным импульсом  $\vec{C}_T$ ,

$$s = (A + B)^2, \quad s' = (A + b_1)^2 = (A + B - C)^2 \quad (3)$$

— квадраты полных энергий соответственно для всего процесса и в нижней вершине диаграммы (а),  $\sigma_t(s')$  — полное сечение

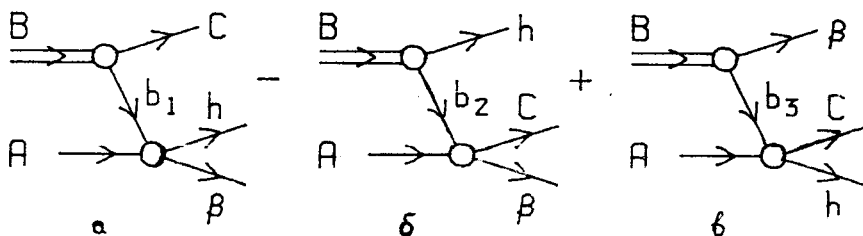


Рис.1. Диаграммы импульсного приближения, описывающие фрагментацию дейтронов на ядрах. Обозначения в тексте.

n-p взаимодействия. Функция

$$F(C) = \lambda^{1/2} (s', h^2, \beta^2) / [(1-x) \lambda^{1/2} (s, A^2, B^2)], \quad (4)$$

где

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc,$$

пропорциональная отношению инвариантных потоков сталкивающихся частиц, обеспечивает обращение в нуль инвариантного дифференциального сечения (1) на кинематической границе реакции  ${}^1\text{H}(d, p)p\bar{r}$ .

В используемом формализме<sup>/11, 12/</sup> структурная функция дейтрона  $G_{C/B}(x, \vec{C}_T)$  определена в системе его бесконечного импульса. В рамках динамики светового фронта<sup>/13, 14/</sup> имеется следующая связь между этой структурной функцией и волновой функцией дейтрона  $\phi(k)$  в его системе покоя:

$$G_{C/B}(x, \vec{C}_T) = k_0 |\phi(k)|^2 / [2x(1-x)], \quad (5)$$

где

$$k^2 = (m^2 + \vec{C}_T^2) / [4x(1-x)], \quad k_T = \vec{C}_T, \quad k_0^2 = m^2 + k^2,$$

$m$  — масса нуклона.

В описанных ниже расчетах в качестве  $\phi(k)$  использовалась волновая функция дейтрона для парижского потенциала N-N взаимодействия<sup>/15/</sup>.

На рис.2 приведены экспериментальные данные о спектре протонов от реакции  ${}^1\text{H}(d, p)X$ , измеренном под углом  $0^\circ$  при начальном импульсе дейтронов 9,1 ГэВ/с<sup>/6/</sup>. Результаты расчетов по формуле (1) изображены в виде кривой 1. Здесь спектр протонов показан в зависимости от их импульсов  $q$  в системе покоя дейтрона:

$$\vec{q} = \gamma \vec{C} - \vec{\eta} C_0, \quad (\gamma, \vec{\eta}) = (B_0, \vec{B}) / m_B. \quad (6)$$

Видно, что при значениях  $q \geq 0,25$  ГэВ/с имеется заметное расхождение между результатами расчетов и экспериментальными данными.

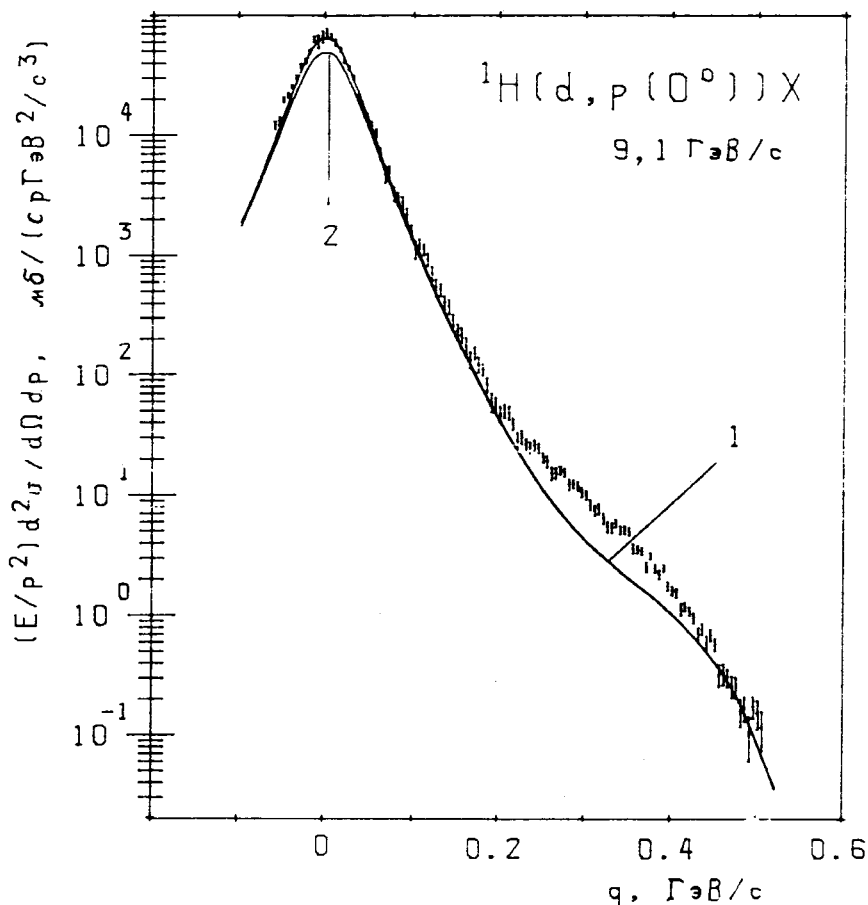


Рис.2. Импульсный спектр протонов, зарегистрированный под углом  $0^\circ$  во взаимодействиях дейтронов с импульсом  $9,1 \text{ ГэВ/с}$  с ядрами водорода  $^1\text{H}$ , в зависимости от импульса протона в системе покоя дейтрона. Кривая 1 — результат вычисления прямой фрагментации (стриппинга) дейтронов в релятивистском импульсном приближении без учета конечного углового разрешения экспериментальной установки (формула (1)), кривая 2 — то же, но с учетом углового разрешения (формула (9)).

3. Рассмотрим угловое распределение протонов, образующихся в реакции  $^1\text{H}(d, p)X$  в результате прямой фрагментации под углами, близкими к  $0^\circ$ . Оно имеет вид

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \int_0^{C_{\max}} \frac{|\vec{C}|^2}{C_0} f(C, \theta) dC, \quad (7)$$

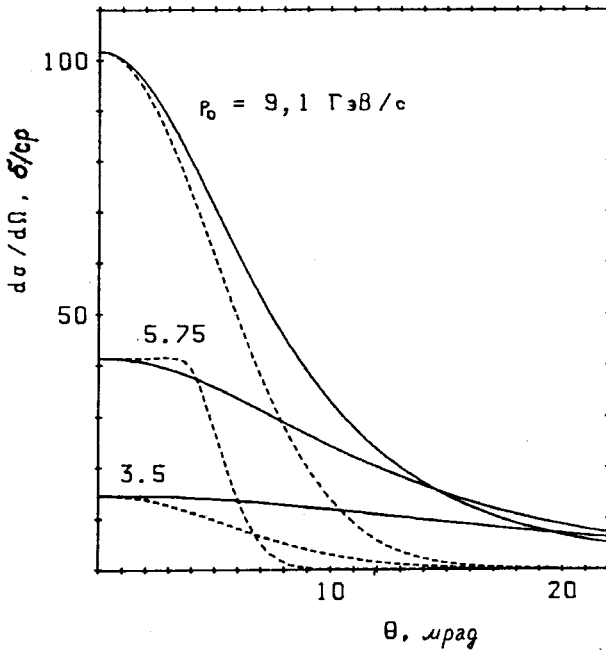


Рис.3. Угловые распределения протонов, образующихся в реакции  ${}^1\text{H}(d, p)X$  в результате прямой фрагментации дейтронов с импульсами 9,1, 5,75, и 3,5 ГэВ/с (формула (7)). Штриховыми кривыми проиллюстрированы угловые акцептансы, при которых проводились измерения импульсных спектров протонов под углом  $0^\circ$  при  $9,1^{2,6/}$ ,  $5,75^{5,16/}$  и  $3,5$  ГэВ/с<sup>4/</sup>, нормированные на соответствующие угловые распределения.

где

$$C_{\max} = 2m(V_0 + m)V_3 \cos \theta / [(V_0 + m)^2 - V_3^2 \cos^2 \theta].$$

Результаты расчетов по формуле (7) для начальных импульсов дейтронов 3,5, 5,75 и 9,1 ГэВ/с показаны сплошными кривыми на рис.3. Видно, что по мере увеличения начального импульса угловые распределения становятся все уже: так, для начальных импульсов 3,5, 5,75 и 9,1 ГэВ/с полные ширины распределений на половине высоты составляют 38, 23 и 15 мрад соответственно.

Известно, что для того, чтобы не исказить форму импульсно-го спектра частиц, измеряемого в условиях сильной угловой зави-

симости дифференциального сечения  $d\sigma(\theta)/d\Omega$ , необходимо, чтобы угловое разрешение спектрометра было много уже, чем ширина углового распределения дифференциального сечения. Угловые разрешения, при которых проводились измерения импульсных спектров протонов под углом  $0^\circ$  при 3,5, 5,75 и 9,1 ГэВ/с, совпадали в этих опытах с угловыми аксептансами установок. Эти аксептансы, нормированные на соответствующие угловые распределения, проиллюстрированы на рис.3 штриховыми кривыми. При этом для 5,75 ГэВ/с показан угловой аксептанс, усредненный для  $\theta_x$  и  $\theta_y^{16/}$ , а в случае 9,1 ГэВ/с приведено гауссово распределение со значением  $\sigma_\theta = 5$  мрад, которое при свертке его с измеренным спектром дает результат, близкий к свертке с реальным угловым разрешением. Из рис.3 видно, что указанное выше условие приближенно соблюдается для экспериментов при 3,5 и 5,75 ГэВ/с и не выполняется при 9,1 ГэВ/с.

4. При сопоставлении экспериментальных данных, полученных в условиях конечного приборного разрешения, с результатами теоретических расчетов последние следует скорректировать с учетом реального разрешения. Таким образом, выражение для импульсного спектра приобретает вид

$$g(C) = \int f(C, \theta) \psi(\theta) d\theta, \quad (8)$$

где  $\psi(\theta)$  — функция углового разрешения.

В соответствии с данными об угловом аксептансе установки, с помощью которой проводились измерения при 9,1 ГэВ/с, приведенными в работе <sup>12/</sup>, расчеты проводились по формуле

$$g(C) = \frac{1}{8C\Delta\delta^2} \int_{C(1-\Delta)}^{C(1+\Delta)} dC' \int_{\theta_0 - \delta}^{\theta_0 + \delta} d\theta_x \int_{-\delta}^{\delta} f(C, \theta) d\theta_y, \quad (9)$$

где

$$\theta_0 = 0,007(C - C')/C\Delta, \quad \Delta = 0,06, \quad \delta = 0,002.$$

Результаты вычислений с учетом реального углового разрешения при 9,1 ГэВ/с показаны на рис.2 (кривая 2) и на рис.4 (кривая 1).

Отметим, что в максимуме спектра на рис.2 кривые 1 и 2 различаются в 1,4 раза. Экспериментальные значения при 9,1 ГэВ/с <sup>16/</sup>, приведенные на рис.4, разделены на этот коэффициент. Необхо-

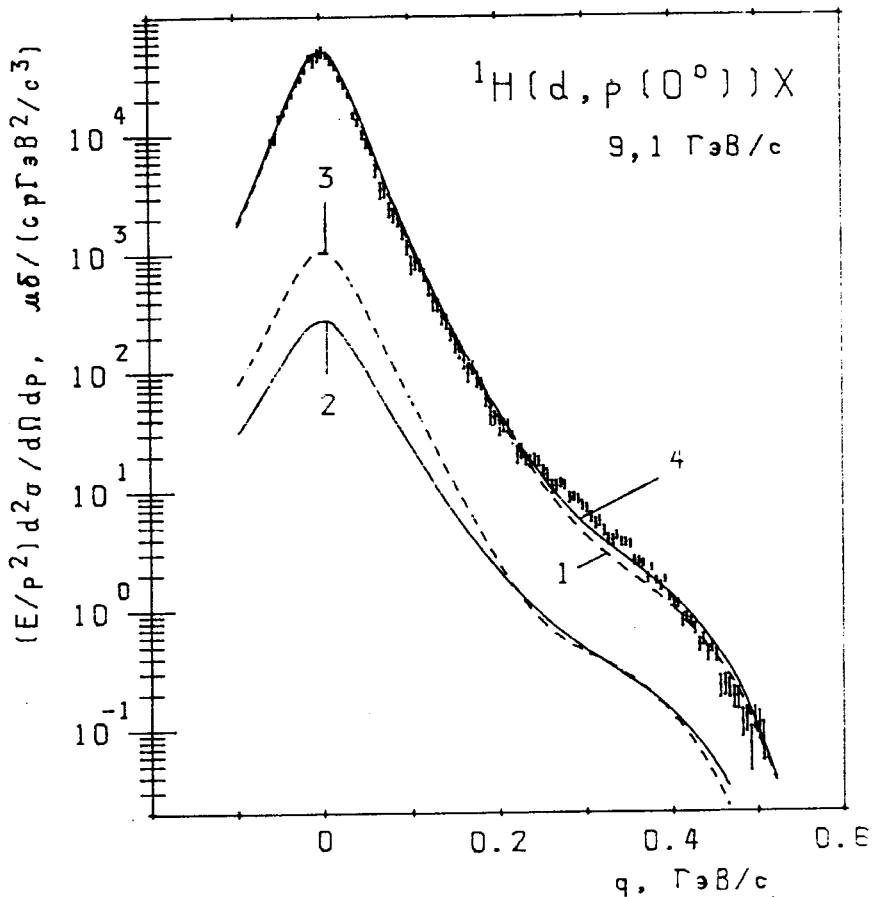


Рис.4. Импульсный спектр протонов под углом  $0^\circ$  от реакции  ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$  при  $9,1 \text{ ГэВ/с}$  <sup>6/</sup>, разделенный на коэффициент 1,4. Кривые представляют следующие вклады: 1 — прямая фрагментация дейтронов (диаграмма рис.1 (а)) с учетом конечного углового разрешения экспериментальной установки, 2 — рассеяние нуклонов дейтрона на протоне-мишени (диаграммы рис. 1(б, в)), 3 — интерференция обоих механизмов; 4 — сумма всех вкладов.

димось такой перенормировки данных вызвана тем, что измерения спектров, описанные в <sup>2,6/</sup>, и их калибровка <sup>17/</sup> проводились в неидентичных экспериментальных условиях: в калибровочных опытах угловое разрешение было значительно лучше.

Из рис.4 видно, что после учета конечного углового разрешения и перенормировки данных результаты расчетов лучше описывают измеренный спектр: в интервале  $0,25\text{-}0,35 \text{ ГэВ/с}$  экспериментальные значения превышают вычисленные уже только в  $\sim 1,5$  раза.



5. Хотя из общих соображений ясно, что под углом  $0^\circ$  основной вклад в спектр протонов должен давать процесс прямой фрагментации дейтронов (диаграмма рис.1 (а)), все же представляется интересным оценить влияние на форму спектра механизма рассеяния нуклонов дейтрона на протоне-мишени (диаграммы рис.1 (б,в)) и интерференции обоих этих механизмов. Формализм, позволяющий провести вычисления вклада жесткого рассеяния, описан, например, в работах <sup>11,12,18,19</sup>; способ вычисления интерференции амплитуд, соответствующих диаграммам рис.1, развит в <sup>19</sup>.

Вклады жесткого рассеяния и интерференции его с прямой фрагментацией показаны на рис.4 кривыми 2 и 3 соответственно. В целом эти вклады невелики, они составляют, соответственно, всего около 1% и 2,5%, однако в области значений  $q$  от 0,25 до 0,35 ГэВ/с их сумма достигает приблизительно 25% от вклада прямой фрагментации. Кривая 4 представляет сумму всех вкладов. Видно, что расхождение результатов расчетов с данными в рассматриваемой области значений уменьшается примерно до 20%.

Таким образом, проведенное рассмотрение позволяет заключить, что 1) учет конечного углового разрешения экспериментальной установки, с помощью которой выполнены измерения спектра протонов от фрагментации дейтронов под  $0^\circ$  при 9,1 ГэВ/с <sup>6</sup>, 2) связанная с этим перенормировка спектра, наконец, 3) дополнительный учет вклада процессов рассеяния нуклонов дейтрона на протоне-мишени (и интерференции его с прямой фрагментацией) могут объяснить так называемое аномальное поведение спектра протонов от реакции  $^1\text{H}(d, p(0^\circ))X$  при 9,1 ГэВ/с и одновременно согласовать экспериментальные данные при 5,75 <sup>5</sup> и 9,1 ГэВ/с <sup>6</sup>.

## Л и т е р а т у р а

1. Anderson L. et al. — Phys.Rev.C, 1983, v.28, p.1224.
2. Ableev V.G. et al. — Nucl.Phys., 1983, v.A393, p.491.
3. Ажгирей Л.С. и др. — ЯФ, 1987, т.46, с.1134.
4. Predrisat C.P. et al. — Phys.Rev.Lett., 1987, v.59, p.2840;  
Punjabi V. et al. — Phys.Rev.C, 1989, v.39, p.608.
5. Anderson L. et al. — LBL Report, LBL-14330, Berkeley, 1982.
6. Запорожец С.А. и др. — В кн.: Труды VIII Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1986, т.1, с.341.

7. Браун М.А., Вечернин В.В. — ЯФ, 1986, т.43, с.1579.
8. Игнатенко М.А., Лыкасов Г.И. — ЯФ, 1987, т.46, с.1080.
9. Müller H. — Z.Phys., 1988, v.A331, p.99.
10. Dakhno L.G., Nikonov V.A. — Nucl.Phys., 1989, v.A491, p.652.
11. Wong Ch.-Y., Blankenbecler R. — Phys.Rev.C, 1980, v.22, p.2433.
12. Schmidt I.A., Blankenbecler R. — Phys.Rev.D, 1977, v.15, p.3321.
13. Dirak P. — Rev.Mod.Phys., 1949, v.21, p.392.
14. Терентьев М.В. — ЯФ, 1976, т.24, с.207;  
Берестецкий В.Б., Терентьев М.В. — ЯФ, 1976, т.24, с.1044.
15. Lacombe M. et al. — Phys.Rev.C, 1980, v.21, p.861; Phys.Lett., 1981, v.101B, p.139.
16. Anderson L. — Ph.D. thesis, LBL-6769, Berkeley, 1977.
17. Аблеев В.Г. и др. — ЯФ, 1983, т.37, с.132.
18. Ажгирей Л.С., Разин С.В., Юдин Н.П. — ЯФ, 1987, т.46, с.1657.
19. Ажгирей Л.С. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.1758.

Рукопись поступила 1 апреля 1991 года.