

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ46, 2g

3-793

4/VI-73

P1 - 7004

2032/2-73

Л.С.Золин, В.А.Никитин, Чыонг Бьен, М.Г.Шафранова

ЯДЕРНЫЙ ФОРМФАКТОР ДЕЙТРОНА ,
ПОЛУЧЕННЫЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ
ПО $p-d$ РАССЕЯНИЮ НА МАЛЫЕ УГЛЫ ,
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ФОРМФАКТОР
ДЕЙТРОНА

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 7004

Л.С.Золин, В.А.Никитин, Чыонг Бьен, М.Г.Шафранова

ЯДЕРНЫЙ ФОРМФАКТОР ДЕЙТРОНА,
ПОЛУЧЕННЫЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ
ПО p - d РАССЕЯНИЮ НА МАЛЫЕ УГЛЫ,
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ФОРМФАКТОР
ДЕЙТРОНА.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

I. p - d рассеяние и структурный формфактор дейтрона

Для определения структурного /ядерного/ формфактора дейтрона в рамках теории Глаубера анализировались экспериментальные данные по упругому рассеянию протонов на дейтронах при импульсах 11,2; 14,4; 15,9; 20,5 и 26,5 Гэв/с^{1/1/} и протонов на протонах /2,3/, а также данные об упругом рассеянии нейтронов на протонах в том же энергетическом интервале. Дифференциальное сечение упругого p - d рассеяния в области малых переданных импульсов q может быть выражено через амплитуды упругого p - p и p - n /или n - p / рассеяния на свободных нуклонах с помощью следующей формулы /4,5/:

$$\left| \frac{d\sigma}{dt} \right|_{pd} = \left| S\left(\frac{t}{4}\right) \left[f_{cp}(t) + \exp(i\chi_{cp}) f_{pp}(t) + \exp(i\chi_{cn}) f_{np}(t) \right] + \frac{i\hbar}{\sqrt{\pi}} \exp(i\chi_{cnp}) f_{np}\left(\frac{t}{4}\right) f_{pp}\left(\frac{t}{4}\right) \right|^2 \quad /1/$$

t - квадрат четырехмерного переданного импульса. При малых q $|t| = q^2$; $f_{pp}(t)$ и $f_{np}(t)$ - ядерные амплитуды упругого p - p и n - p рассеяния.

Структурным формфактором дейтрона принято называть $S(q)$, где $S(q) = \int_0^{\infty} (u^2 + w^2) j_0(qr) dr$ / u и w - волновые функции дейтрона в S - и D -состояниях соответственно, r - расстояние между нуклонами в дейтроне, j_0 - функция Бесселя/.

$$S^2(q) = S_0^2(q) + S_2^2(q).$$

$S_0(q)$ и $S_2(q)$ - формфакторы дейтрона в S - и D -состояниях соответственно.

Для амплитуды упругого рассеяния протона нуклоном будем пользоваться следующей параметризацией:

$$f(t) = \frac{\sigma}{4\hbar\sqrt{\pi}} (a + i) e^{-\frac{1}{2}bt}$$

b - параметр наклона, σ - полные сечения взаимодействия^{/6/},

$$a = \frac{\text{Re } f(0)}{\text{Im } f(0)} - \text{отношение действительной части амплитуды}$$

рассеяния к мнимой ее части.

Амплитуда кулоновского рассеяния имеет вид

$$f_c = \frac{2n \frac{\hbar^2}{2m} \sqrt{\pi}}{|t|} e^{-i\eta} \cdot F_p(t), \quad \eta = 2n \ln \frac{1,06 \cdot \hbar^2}{R \sqrt{|t|}},$$

где $n = 1/137,04 \beta_{\text{лаб}}$, $\beta_{\text{лаб}}$ - скорость налетающей частицы в лабораторной системе, $F_p(t)$ - электромагнитный формфактор протона, R - величина порядка радиуса области нуклон-нуклонного взаимодействия /1 фм/.

χ_{cp} , χ_{cn} , χ_{cnp} - усредненные значения сдвига фазы кулоновской амплитуды при рассеянии на протоне, нейтроне и при двукратно рассеянии /на p и n /.

Согласно Франко^{/5/} значения величин χ_{cp} , χ_{cn} , χ_{cnp} слабо зависят от энергии и равны приблизительно 0,06.

Интеграл Глаубера IG записывается в форме

$$IG = \int_0^{\infty} S_0(q) \frac{\text{Im } f_{pp}(q) \text{Im } f_{np}(q)}{\text{Im } f_{pp}(0) \text{Im } f_{np}(q)} q dq$$

/если пренебречь вкладом D -состояния/. Интеграл Глаубера вычислялся для различных волновых функций дейтрона и различных значений параметров наклона b . Оказалось, что IG очень слабо зависит от параметров амплитуды упругого рассеяния протона на протоне и нейтроне и от варианта взятой волновой функции дейтрона. Его значение колеблется от 0,026 до 0,028 мбн⁻¹, что хорошо согласуется с результатами, следующими из измерений полных сечений $p-d$, $p-p$ и $n-p$ взаимодействий, а также $\pi-d$ и $\pi-p$ взаимодействий.

Для определения формфактора дейтрона была взята только часть экспериментальных данных /а именно, в области энергий 10-26 Гэв/с по той причине, что в этой области энергий параметр наклона упругого $n-p$ рассеяния известен и в пределах ошибок совпадает с параметром наклона упругого $p-p$ рассеяния. Для иллюстрации этого факта на рис. 1 нанесены данные ряда работ, в которых исследовались дифференциальные сечения упругого $n-p$ и $p-p$ рассеяния. Параметр наклона определен для $|t| = 0,6-0,7$ /Гэв/с²^{/7-13/}. Полные сечения взаимодействия, а следовательно, и оптические точки при этих энергиях в $n-p$ и $p-p$ взаимодействиях также совпадают между собой^{/6,10,13,14/}. Для определения формфактора дейтрона параметр наклона $n-p$ рассеяния был принят равным параметру наклона упругого $p-p$ рассеяния. Отношение действительной

части амплитуды упругого $n-p$ рассеяния к мнимой ее части при $t = 0$ принималось равным этой величине в $p-p$ рассеянии.

На рис. 2 приведены значения $S^2(\frac{t}{4})$ со статистическими ошибками, полученные из анализа данных по $p-d$ рассеянию при значениях энергии, указанных выше, для $|t| < 0,2$ /Гэв/с². Все эти точки удовлетворительно ложатся на кривую, которая может быть представлена эмпирической формулой вида

$$S^2(\frac{t}{4}) = \exp(\beta t + \gamma t^2),$$

$$\beta = 25,9 \pm 1,2 \text{ /Гэв/с/}^{-2},$$

$$\gamma = 60 \pm 5 \text{ /Гэв/с/}^{-4}.$$

Указанный коридор ошибок учитывает как статистические, так и систематические ошибки в дифференциальном сечении упругого $p-d$ рассеяния, а также ошибки в параметрах наклона $p-p$ и $n-p$ рассеяния.

Как видно из рисунка, значение формфактора, полученное в данной работе, удовлетворительно согласуется с приведенными теоретическими кривыми в области наибольших t . В области малых t небольшое расхождение наблюдается при использовании волновой функции Хамбстона^{/18/}, наилучшее согласие во всем интервале t - при использовании функции Бресселя и Кермана^{/15/}.

II. $p-d$ и $e-d$ - рассеяние на малые углы

Сопоставим теперь полученные данные с результатами экспериментов по упругому $e-d$ рассеянию. В импульсном приближении в предположении, что электрон представляет собой бесструктурную частицу, дифференциальное сечение упругого $e-d$ рассеяния может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} [A(q^2) + B(q^2) \text{tg}^2 \frac{2\theta}{2}]$$

θ - угол рассеяния в лабораторной системе координат /или в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \{G_0^2(q^2) + G_2^2(q^2) + G_{\text{mag}}^2(q^2) [1 + 2(1 + \eta_d) \text{tg}^2 \frac{2\theta}{2}]\}. \quad /2/$$

$G_0(q^2)$, $G_2(q^2)$ и $G_{\text{mag}}(q^2)$ - электрический, электрический квадрупольный и магнитный дипольный формфакторы дейтрона.

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$ - сечение моттовского рассеяния, $\eta_d = \frac{q^2}{4M_d^2}$,

M_d - масса дейтрона.

В области рассеяния на малые углы основную роль играет электрический формфактор /см. рис. 3/. С другой стороны, по той причине, что дейтрон является рыхлой системой с малой энергией связи, электромагнитный формфактор дейтрона может быть выражен в виде ^{/20/}

$$G_0(q^2) = (G_{EP} + G_{EN})(1 + \eta_d)^{-1} \int_0^\infty (u^2 + w^2) j_0\left(\frac{qr}{2}\right) dr. \quad /3/$$

G_{EP} , G_{EN} - электрические формфакторы протона и нейтрона соответственно.

Из экспериментальных данных по упругому $e-d$ рассеянию, выполненных в области малых q , можно определить G_0 : беря электрический формфактор протона из экспериментов по $e-p$ рассеянию, по формуле /3/ определяют электрический формфактор нейтрона, пользуясь различными теоретическими волновыми функциями дейтрона.

Структурный формфактор дейтрона $S(q)$ можно определить из экспериментальных данных по упругому $p-d$ рассеянию, используя модель Глаубера. Это и было сделано в I части работы.

Посмотрим, в каком соответствии находятся экспериментальные данные по $e-d$ и $p-d$ рассеянию. Совокупность экспериментальных данных по $e-d$ и $e-n$ рассеянию указывает на то, что электрический формфактор нейтрона близок к нулю.

На рис. 4 показаны известные экспериментальные результаты по исследованию упругого $e-d$ рассеяния и кривая с коридором ошибок, рассчитанная по формуле

$$A(q^2) = S^2\left(\frac{q}{2}\right) G_{EP}^2(q)$$

при использовании данных по $p-d$ рассеянию. Здесь $S^2(q/2)$ - эмпирическая кривая, полученная в данном эксперименте

$(S^2\left(\frac{t}{4}\right) = \exp(\beta t + \gamma t^2))$, где $\beta = 25,9 \pm 1,2$ /Гэв/с/⁻², $\gamma = 60 \pm 5$ /Гэв/с/⁻⁴, G_{EP} - электрический формфактор протона,

определяемый известной дипольной формулой: $G_{EP} = \frac{1}{(1 + \frac{q^2}{a})^2}$
/ $a = 0,71$ /Гэв/с/² /.

При этом электрический формфактор нейтрона был положен

равным нулю. Вблизи оси заштрихованной области лежат 223 экспериментальные точки. Из рисунка видно, что совокупность данных по $e-d$ и $p-d$ рассеянию находится в хорошей согласии. Этот факт говорит о том, что распределение ядерной материи и заряда в дейтроне в пределах ошибок одинаковы.

Полученные данные о структурном формфакторе дейтрона, наряду с теоретическими, могут быть использованы при анализе экспериментальных данных по $e-d$ рассеянию на предмет определения электрического формфактора нейтрона при малых q , они могут быть полезны при исследовании параметров амплитуды p -рассеяния, а также при решении других задач, связанных с изучением взаимодействия частиц с дейтронами.

Авторы благодарны С.Б.Герасимову и В.А.Свиридову за полезные обсуждения.

Литература

1. В.Д.Бартнев, Г.Г.Безногих, А.Буяк, Н.К.Жидков, В.И.Заячки, Л.С.Золн, Л.Ф.Кириллова, Б.А.Морозов, В.А.Никутин, П.В.Номоконов, Ю.К.Пилипенко, А.Сандач, В.А.Свиридов, Чыонг Бьен, М.Г.Шафранова. Препринт ОИЯИ, Р1-6244, Дубна, 1972; ЯФ, 15, 1174 /1972/; Препринт ОИЯИ, Р1-6615, Дубна, 1972.
2. G.G.Beznogikh, A.Bujak, K.I.Iovchev, L.F.Kirilova, P.K.Markov, B.A.Morozov, V.A.Nikitin, P.V.Nomokonov, M.G.Shafranov, V.A.Sviridov, Truong Bien, V.I.Zayachki, N.K.Zhidkov, L.S.Zolin. Phys.Lett., 30B, 274 (1969).
3. В.Д.Бартнев, Г.Г.Безногих, А.Буяк, Н.К.Жидков, В.И.Заячки, Л.С.Золн, Л.Ф.Кириллова, Б.А.Морозов, В.А.Никутин, П.В.Номоконов, Ю.К.Пилипенко, А.Сандач, В.А.Свиридов, Чыонг Бьен, М.Г.Шафранова. Препринты ОИЯИ, Р1-6246, Дубна, 1972; Р1-6613, Дубна, 1972; Е1-6743, Дубна, 1972. Phys.Lett., 39B, 411(1972); ЯФ, 16, 96 /1972/.
4. V.Franco and R.Glauber. Phys.Rev., 142, 1195 (1966).
5. V.Franco. Phys.Rev.Lett., 16, 944 (1966).
6. S.P.Denisov, S.V.Donskov, Yu.P.Gorin, A.I.Petrukhin, Yu.D.Prokoshkin, D.A.Stojanova, J.V.Allaby, G.Giacomelli, Phys.Lett., 36B, 415 (1971); ЯФ, 14, 998 /1971/;
7. B.G.Gibbard, L.B.Jones, M.J.Longo, J.R.O'Fallon, J.Cox, M.L.Perl, W.T.Toner, M.N.Kreiser. Phys.Rev.Lett., 24, 22 (1970).
8. J.Engler, K.Horn, J.König, F.Mönnig, P.Schludecker, H.Schopper, P.Sievers and H.Ullrich. Phys.Lett., 29B, 321 (1969).
9. D.Harting, P.Blackall, B.Elsner, A.C.Helmholz, W.C.Middelkoop, B.Powell, B.Zacharov, P.Zanella, P.Dalpiaz, M.N.Focacci, S.Focardi, G.Giacomelli, L.Monary, J.A.Beaney, R.A.Donald, P.Mason, L.W.Jones, D.O.Caldwell. Nuovo Cim., 38, 60 (1965).
10. K.J.Foley, S.J.Lindenbaum, W.A.Love, S.Osaki, J.J.Russell, L.C.L.Yuan. Phys.Rev.Lett., 11, 425 (1963); Phys.Rev.Lett., 15, 45 (1965); Phys.Rev.Lett., 19, 857 (1967).
11. R.M.Edelstein, R.A.Carrigan, Jr, N.C.Hien, T.J.McMahon, I.Nadelhaft, E.W.Anderson, E.J.Bleser, G.B.Collins, T.Fujii, J.Menes, F.Turkot. Phys.Rev., D5, 1073 (1972).
12. A.B.Wicklund, I.Ambats, D.S.Ayres, R.Diebold, A.F.Green, S.L.Kramer, A.Lesnik, D.R.Rust, C.E.W.Ward, D.D.Yovanovitch. 16th International Conference on High

Energy Physics, Batavia, Ill., 6-13 Sept. (1972), paper 355, Rapp. Talk by G. Giacomelli.

13. M.N.Kreisler, L.W.Jones, M.J.Longo, J.R.O'Fallon. Phys.Rev.Lett., 20, 468 (1968).
14. J.Engler, K.Horn, J.König, F.Mönig, P.Schludecker, H.Schopper, P.Sievers, H.Ullrich and K.Runge. Phys.Lett., 27B, 599 (1968).
15. C.H.Bressel et al. Nucl.Phys., 124A, 624 (1969).
16. T.Hamada and I.D.Johnston. Nucl.Phys., 34, 382 (1962).
17. M.J.Moravcsik. Nucl.Phys., 7, 113 (1958).
18. C.Michael, C.Wilkin. Nucl.Phys., 11B, 99 (1969); J.M.Humberston and J.B.G.Wallace. Nucl.Phys., A141, 362 (1970).
19. J.E.Elias, J.I.Friedman, G.C.Hartmann, H.W.Kendall, P.N.Kirk, M.R.Sogard, L.P.Van Speybroeck and J.K. de Pagter. Phys.Rev., 177, 2075 (1969).
20. N.K.Glendenning, G.Kramer. Phys.Rev., 126, 2152 (1962); M.Gourdin. Nuovo Cim., 28, 533 (1963).
21. J.A.McIntyre and S.Dhar. Phys.Rev., 106, 1074 (1957).
22. J.I.Friedman, H.W.Kendall and P.A.M.Gram. Phys.Rev., 120, 992 (1969).
23. B.Grossetete, D.Drickey, P.Lehmann. Phys.Rev., 141, 1425 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1973 года.

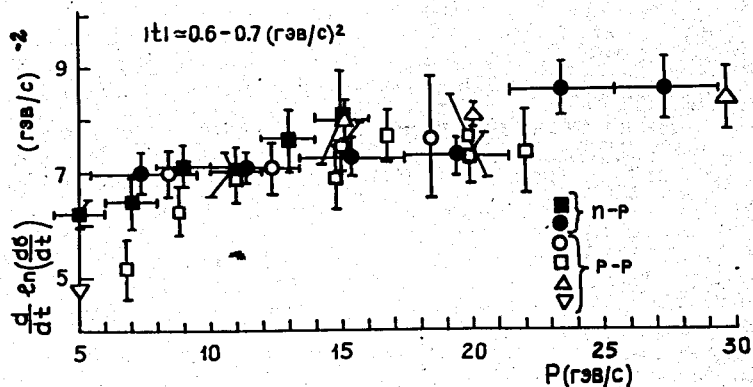


Рис. 1. Параметр наклона упругого $n-p$ и $p-p$ рассеяния при $|t| = 0,6-0,7 / \text{Гэв}/\text{с}^2$ по данным работ:

- | | | | |
|----------|-----------|---------|---------|
| ■ - /8/, | ○ - /9/, | } $n-p$ | } $p-p$ |
| ● - /7/, | □ - /10/, | | |
| | △ - /11/, | | |
| | ▽ - /12/, | | |

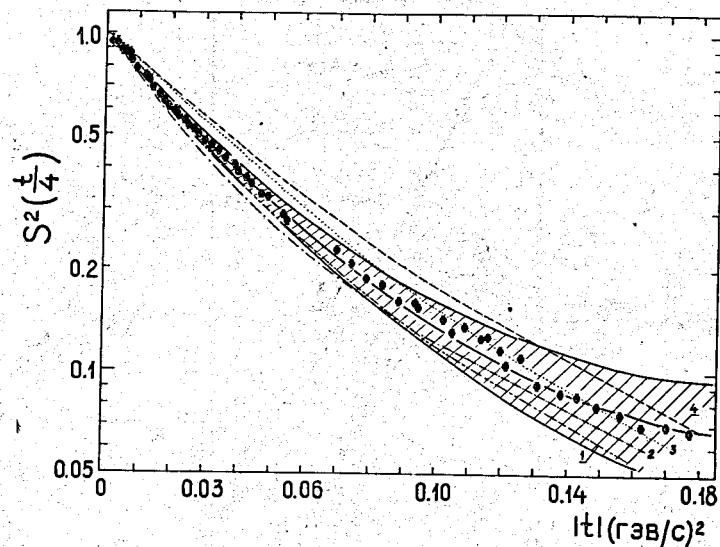


Рис. 2. Сумма квадратов формфакторов дейтрона в S - и D - состояниях $S^2(\frac{t}{4})$. Нанесена часть экспериментальных точек со статистическими ошибками, в виде заштрихованной области показан коридор, учитывающий все перечисленные в тексте ошибки, а также теоретические значения $S^2(\frac{t}{4})$ для различных волновых функций дейтрона: 1 - Брессел, Керман /15/, 2 - Хамада-Джонстон /16/, 3 - Моравчик-3 /17/, 4 - Хамбстон /18/.

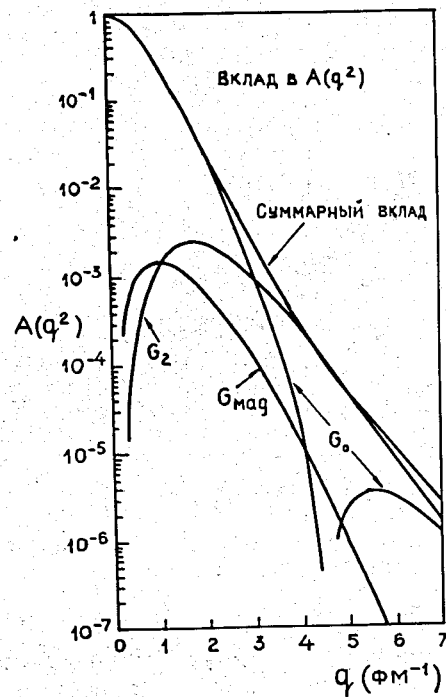


Рис. 3. Вклад в $A(q^2)$ от электрического, квадрупольного и магнитного формфакторов дейтрона из /19/.

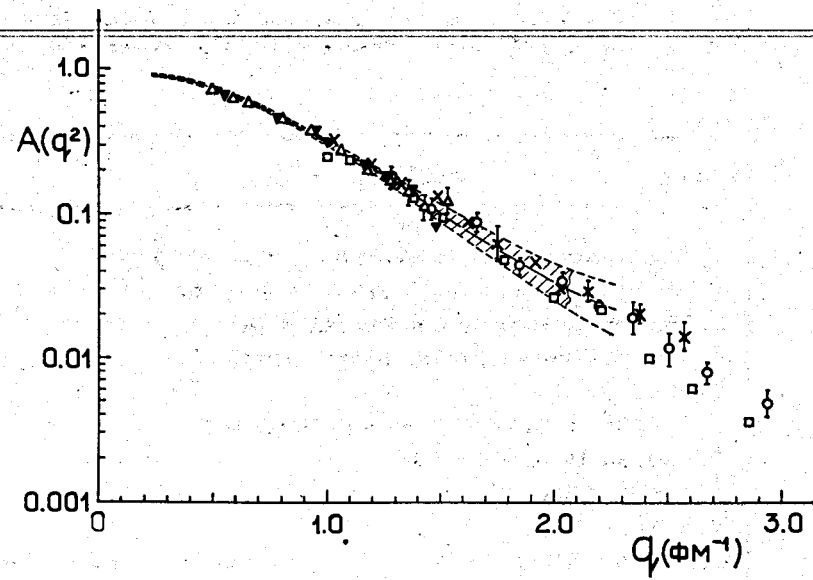


Рис. 4. $A(q^2)$.

$e-d$

- \times - 400 Мэв, } /21/
- \circ - 500 Мэв, } /21/
- Δ - 188 Мэв, } /21/
- \square - 180-500 Мэв, } /22/
- ∇ - 100-250 Мэв. } /23/

На оси заштрихованной области лежат 223 экспериментальные точки, полученные в данном эксперименте по упругому рассеянию в интервале энергий 10-26 Гэв. Заштрихованная область показывает коридор ошибок, основную часть которого составляет систематическая ошибка. Как видно из рис. статистическая ошибка значительно меньше систематическая.