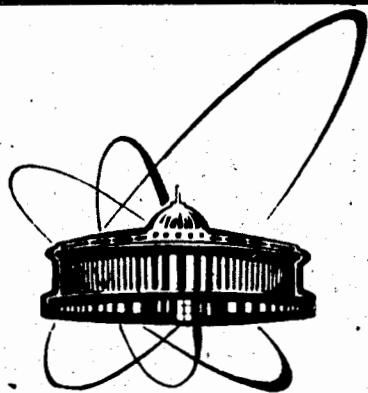


90-198



Объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
Дубна

Л 394

P1-90-198

Р. Ледницки, Д. В. Пешехонов, Г. И. Смирнов

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ЕМС-ЭФФЕКТА В ДЕЙТРОНЕ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1990

образом:

$$F_2(\nu-p) = 2x(d+s+\bar{u}+\bar{c}) \quad (1.a)$$

$$F_2(\bar{\nu}-p) = 2x(u+c+\bar{d}+\bar{s}) \quad (1.b)$$

$$F_2(\mu-p) = (4/9)x(u+\bar{u}+c+\bar{c}) + (1/9)x(d+\bar{d}+s+\bar{s}) \quad (1.c)$$

$$F_2(\mu-n) = (1/9)x(u+\bar{u}+s+\bar{s}) + (4/9)x(d+\bar{d}+c+\bar{c}). \quad (1.d)$$

В дальнейшем, в соответствии с КЛМ, мы не будем различать  $s$ ,  $\bar{s}$ , и  $c$ ,  $\bar{c}$ .

Отношение дейтронной структурной функции  $F_2^D$  к сумме структурных функций свободного протона и нейтрона можно представить в виде

$$R^D = \frac{F_2(\mu-D)}{F_2(\mu-p) + F_2(\mu-n)} = \frac{F_2(\mu-D)}{F_2(\mu-p) [1 + F_2(\mu-n)/F_2(\mu-p)]_{\text{КЛМ}}}, \quad (2)$$

причем величина отношения структурных функций свободного нейтрона и протона в рамках КЛМ может быть получена из уравнений (1.c) и (1.d) с привлечением данных по рассеянию нейтрино и антинейтрино на водородной мишени.

$$r = F_2(\mu-n)/F_2(\mu-p)_{\text{КЛМ}} = \frac{u + 4d + \bar{u} + 4\bar{d} + 2\bar{s} + 8\bar{c}}{4u + d + 4\bar{u} + \bar{d} + 2\bar{s} + 8\bar{c}}. \quad (3)$$

В области бьеркеновской переменной  $x > 0,2 - 0,3$  вклад антикварков пренебрежимо мал; поэтому для  $x > 0,2 - 0,3$

$$r \approx r^* = (u_v + 4d_v)/(4u_v + d_v), \quad (4)$$

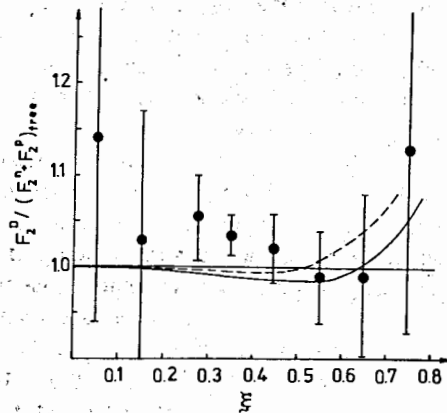
где  $u_v$  и  $d_v$  - распределения валентных кварков в протоне.

Для построения отношения (2) мы использовали данные БЦМС по ГНР мюонов на водороде [ 6 ] и дейтерии [ 7 ] для энергии первичного пучка 120 и 200 ГэВ (табл. ). Для нахождения функции  $r$  привлекались извлеченные из данных по  $\nu p$ ,  $\bar{\nu} p$  - рассеянию BEBC WA21 [ 8 ]  $x$ -распределения валентных кварков. При этом в области малых значений  $x$ , где вклад морских и валентных кварков сравним, мы проводили коррекцию полученного соотношения, учитывающую вклад кварков из "моря". Для этого с помощью распределений валентных и морских кварков, извлеченных из данных CDHS [ 9 ], по формулам (3), (4) была построена функция  $f(x) = r(x)/r^*(x)$ , используемая в качестве корректирующего множителя для области малых значений  $x$ .

Отметим, что в предположении  $s = \bar{c} = 0$ , сделанном в [ 5 ], вклад "странного моря" становится отрицательным, сравнимым по абсолютной величине со значениями  $u$ - и  $d$ -распределений. То есть распределения  $x(d+s)$ , приводимые в [ 9 ], систематически занижены,

Таблица  
 Отношение структурных функций для ядра дейтрона и  
 свободного протона  $F_2^D/F_2^P$  в зависимости от перемен-  
 ной Нахмана  $\xi$ . (По данным коллаборации БЦФМС) [8,9]

$\xi$	$F_2^D/F_2^P$	$\Delta(F_2^D/F_2^P)$
.070	1.9319	.0332
.100	1.8360	.0197
.139	1.7926	.0188
.179	1.7293	.0118
.225	1.6695	.0111
.274	1.6281	.0108
.349	1.5651	.0089
.448	1.4998	.0118
.546	1.4101	.0156
.644	1.3710	.0221
.744	1.5155	.0454



$F_2(\mu-u)/[F_2(\mu-p)+F_2(\mu-n)]$  в зависимости от переменной  
 Нахмана  $\xi$ . Сплошная и пунктирная кривые показывают  
 предсказания моделей [10] и [2], соответственно.

а.  $x(u+c)$  - завышены. Учет поправки на массу  $s$ -кварка для переходов  $s \rightarrow c$  не устраняет проблему. Это связано с тем, что распределения "морских" кварков, приводимые в работе [9], не самосогласованы. Так, в области малых значений  $x$  величина вклада "очарованного моря"  $\bar{c}$  превышает не только вклад "странного моря"  $\bar{s}$ , но и вклад легких кварков  $u$  или  $d$ , что находится в противоречии как с имеющимися экспериментальными данными, так и с предсказаниями КГМ. В отличие от [5] выражение (3), используемое в настоящей работе для области малых значений  $x$ , учитывает полный вклад "моря", включая "очарованное". Это позволяет не использовать распределения отдельных антикварков и, следовательно, устранить допущенное в [5] 10-процентное искажение величины  $r$ .

На рисунке приведено полученное нами отношение  $R^D = F_2^D / (F_2^D + F_2^P)_{free}$ . Показанная неопределенность содержит как систематическую, так и статистическую ошибки. В связи с тем, что используемые нами данные включают область малых  $Q^2$ , расчеты проводились в зависимости от переменной Нахмана  $\xi = 2x / [1 + (1 + 4M^2 x^2 / Q^2)^{1/2}]$ . Теоретические кривые, приведенные на рисунке, соответствуют предсказаниям модели ферми-движения для двух подходов [2,10].

Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что эффект искажения структурной функции свободного нуклона в ядре дейтрона мал. Обнаружение 2-3 % эффектов искажения структурной функции нуклона в дейтроне невозможно без качественного улучшения точности экспериментальной информации. Наибольший вклад в погрешность полученного результата вносят ошибки нейтринных данных, что указывает на необходимость постановки прецизионных экспериментов по  $\nu p$ - и  $\bar{\nu} p$ -рассеянию.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. J. Aubert et al. (EMC): Phys. Lett. 123B, 275 (1983).
  2. L. L. Frankfurt, M. I. Stricman: Phys. Lett. 76B, 333 (1978).
  3. F. E. Close et al.: Phys. Rev. D31, 1004 (1985).
  4. O. Nahtmann, H. J. Pirner: Z. Phys. C-Particles and Fields 21, 277 (1984); 23, 199 (1984); Phys. Lett. 147B, 249 (1984).
  5. A. Bodek, A. Simon: Z. Phys. C-Particles and Fields 29, 231 (1985).
  6. A. C. Benvenuti et al. (BCDMS): Phys. Lett. 223B, 485 (1989).
  7. A. C. Benvenuti et al. (BCDMS): CERN-EP/89-170.
  8. G. T. Jones et al. (BEBC WA2I): Z. Phys. C-Particles and Fields 44, 379 (1989).
  9. H. Abramowicz et al. (CDHS): Z. Phys. C-Particles and Fields 25, 29 (1984).
- Ю. Л. П. Каптарь и др.: Письма в ЖЭТФ 47(9)428, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 марта 1990 года.