УДК 539.123.17

ИНТЕГРАЛ ГОТТФРИДА И ВКЛАД ВАЛЕНТНЫХ КВАРКОВ

Е. Н. Букина*), В. М. Дубовик*), В. С. Замиралов $(HUU\mathcal{H}\Phi)$

Показано, что экспериментальное значение интеграла Готтфрида равно величине модифицированного вклада валентных кварков. Правило сумм Бьеркена выполняется в приближении валентных кварков, в то время как вклады морских кварков приводят к его нарушению. На основе известных экспериментальных данных получены поляризационные распределения кварков и антикварков в протоне.

Введение

Поляризационная структурная функция нейтрона $g_1^n(x)$ была измерена в двух различных экспериментах [1, 2]. Среднее значение соответствующего интеграла равно [1]

$$I_n = \int g_1^n(x) dx = -0.055 \pm 0.025.$$

Рассматривая этот результат вместе с аналогичным результатом для протона [2]:

$$I_p = \int g_1^p(x) dx = 0.126 \pm 0.009 \pm 0.015$$

(отличие которого от величины ~ 0,185, предсказанной правилом сумм Эллиса-Джаффе [3], привело к проблеме «спинового кризиса» и с величиной интеграла Готтфрида [4] (найденного на основании экспериментальных данных в [5]:

$$I_G = \int \{F_2^p(x) - F_2^n(x)\} rac{dx}{x} = 0.235 \pm 0.026,$$

в резком разногласии с предсказанием $I_G = 1/3$ [4]), можно получить важные сведения о спиновой структуре нуклонов.

В настоящей работе мы найдем в рамках кварк-партонной модели поляризационные распределения кварков (антикварков) в нуклоне $q_{\uparrow(\downarrow)}$, $(\overline{q}_{\uparrow(\downarrow)})$ (q=u,d):

$$q_{\uparrow(\downarrow)} = \! \int q_{\uparrow(\downarrow)}(x) \ dx, \quad q_{\uparrow(\downarrow)} = q^{val}_{\uparrow(\downarrow)} \! + q^{sea}_{\uparrow(\downarrow)}, \quad q = q_{\uparrow} \! + \! q_{\downarrow},$$

определенные стандартным образом (см., напр., [6]), опираясь на экспериментальное значение интеграла Готтфрида, и объясним его расхождение с предсказанием [4].

В интегралах $I_{p,n}$, как обычно, учитываются следующие основные вклады:

$$I_p = rac{1}{2} \Big(rac{4}{9}\Delta u + rac{1}{9}\Delta d + rac{1}{9}\Delta s + \ldots\Big), \ I_n = rac{1}{2} \Big(rac{1}{9}\Delta u + rac{4}{9}\Delta d + rac{1}{9}\Delta s + \ldots\Big),$$

2 (9 9 9)

где $\Delta q = q_{\uparrow} - q_{\downarrow} + \overline{q}_{\uparrow} - \overline{q}_{\downarrow}$. Пренебрегая вкладом морских кварков с ненулевой странностью в нуклоне (см., однако, [7]), найдем:

$$\Delta u = \frac{6}{5}(4I_p - I_n) = 0.672 \pm 0.120,$$

 $\Delta d = \frac{6}{5}(4I_n - I_p) = -0.415 \pm 0.144.$

Вычисляя разность

$$\Delta u - \Delta d = 1,086 \pm 0,300$$

и сравнивая ее с известным правилом сумм Бьеркена [8]

$$\Delta u - \Delta d = G_A/G_V = 1,2601 \pm 0,0025,$$

видим, что это правило сумм нарушено. Однако расхождение правила сумм Бьеркена с экспериментом, учитывая большие ошибки в [1], можно считать небольшим. Правило сумм Готтфрида $I_G = \int (u(x) - d(x)) dx = 1/3$ [4] оказывается нарушенным сильнее, а расхождение с опытом поддается объяснению гораздо труднее (см., напр., [9–11]). Поэтому ниже мы сосредоточимся на решении именно этой проблемы.

1. Модификация вклада валентных кварков

Интересная попытка разрешить проблему с нарушением правила сумм Готтфрида была сделана в серии работ [12–14]. Распределения валентных кварков были связаны со значениями аксиально-векторных констант F и D в модели унитарной симметрии $SU(3)_f$ (см., напр., [15]), а именно:

При этом были использованы известный результат Сегала [16]:

$$\Delta u^{val} = 2F, \quad \Delta d^{val} = F - D$$
 (2)

^{*)} Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна.

и два основных правила сумм кварк-партонной модели [6]:

$$u - \overline{u} = 2, \quad d - \overline{d} = 1,$$
 (3)

которые в приближении валентных кварков сводятся к равенствам $u^{val}=2\,,\;d^{val}=1\,.$

В отличие от авторов [12] мы полагаем, что в последовательной записи величин, входящих в кварк-партонную модель, следует использовать или вышеприведенные конкретные числа, или характерные для октетных токов $SU(3)_f$ константы связи F и D, но не их линейные комбинации. При этом результаты обычной кварк-партонной модели должны восстанавливаться в пределе F=2/3, D=1.

В [17, 18] константы связи F и D были связаны с матричными элементами оператора $\hat{\omega}_q$, который различает взаимодействия W - и Z -бозонов с бикварком одного аромата (qq) и с одиночным кварком q' в барионе B(qq,q'):

$$\langle q_{\uparrow}q_{\uparrow},q'_{\downarrow}|\hat{\omega}_{q}|q_{\uparrow}q_{\uparrow},q'_{\downarrow}\rangle=w_{\uparrow\uparrow},\;\;\langle q_{\uparrow}q_{\downarrow},q'_{\uparrow}|\hat{\omega}_{q}|q_{\uparrow}q_{\downarrow},q'_{\uparrow}\rangle=w_{\uparrow\downarrow},$$
 $\langle q_{\uparrow}q_{\uparrow},q'_{\downarrow}|\hat{\omega}_{q'}|q_{\uparrow}q_{\uparrow},q'_{\downarrow}\rangle=v_{\uparrow\uparrow},\;\;\langle q_{\uparrow}q_{\downarrow},q'_{\uparrow}|\hat{\omega}_{q'}|q_{\uparrow}q_{\downarrow},q'_{\uparrow}\rangle=v_{\uparrow\downarrow}.$ Соответствующие соотношения имеют вид

$$\frac{2}{3}w_{\uparrow\uparrow} = F, \quad w_{\uparrow\downarrow} = D, \quad \frac{1}{3}(2v_{\uparrow\uparrow} - v_{\uparrow\downarrow}) = D - F. \quad (4)$$

Отметим, что условие $w_{\uparrow\uparrow}=w_{\uparrow\downarrow}$ естественным образом приводит к результату модели SU(6): F/D=2/3 [17]. Вычисляя матричные элементы операторов $\hat{\omega}_u$ и $\hat{\omega}_d$ в обкладках между волновыми функциями протона в кварковой модели, получаем

$$\begin{split} \langle p|\hat{\omega}_{u}|p\rangle &= 2\Big(\frac{2}{3}w_{\uparrow\uparrow} + \frac{1}{3}w_{\uparrow\downarrow}\Big) = 2\Big(F + \frac{1}{3}D\Big),\\ \langle p|\hat{\omega}_{d}|p\rangle &= \frac{2}{3}v_{\uparrow\uparrow} + \frac{1}{3}v_{\uparrow\downarrow}. \end{split} \tag{5}$$

Первое выражение в (5) в пределе $F=2/3,\ D=1$ представляет собой число валентных u-кварков. Естественно предположить, что второе выражение в (5) дает в этом же пределе число валентных d-кварков и отличается от первого только множителем:

$$\langle p|\hat{\omega}_d|p\rangle = F + \frac{1}{3}D.$$
 (6)

Тогда можно разрешить уравнения (4)–(6), получив для v:

$$\frac{2}{3}v_{\uparrow\uparrow} = \frac{2}{3}D, \quad \frac{1}{3}v_{\uparrow\downarrow} = F - \frac{1}{3}D. \tag{7}$$

В пределе $Q^2=0$ (с точностью до поправок по КХД) (см. [13]) можно теперь связать $q^{val}_{\uparrow(\downarrow)}$ и w,v и получить вместо (1) следующие выражения:

$$\Delta u^{val} = u^{val}_{\uparrow} - u^{val}_{\downarrow} = 2F = \frac{4}{3}w_{\uparrow\uparrow},$$

$$\Delta d^{val} = d^{val}_{\uparrow} - d^{val}_{\downarrow} = F - D = -\frac{1}{3}(2v_{\uparrow\uparrow} - v_{\uparrow\downarrow}),$$

$$u^{val} = u^{val}_{\uparrow} + u^{val}_{\downarrow} = \frac{4}{3}w_{\uparrow\uparrow} + \frac{2}{3}w_{\uparrow\downarrow},$$

$$d^{val} = d^{val}_{\uparrow} + d^{val}_{\downarrow} = \frac{2}{3}v_{\uparrow\uparrow} + \frac{1}{3}v_{\uparrow\downarrow},$$
(8)

откуда находим

$$\begin{split} u_{\uparrow}^{val} &= 2F + \frac{1}{3}D = 1,208 \pm 0,025 \quad \left(\frac{5}{3}\right), \\ u_{\downarrow}^{val} &= \frac{1}{3}D = 0,252 \pm 0,004 \quad \left(\frac{1}{3}\right), \\ d_{\uparrow}^{val} &= F - \frac{1}{3}D = 0,225 \pm 0,004 \quad \left(\frac{1}{3}\right), \\ d_{\downarrow}^{val} &= \frac{2}{3}D = 0,504 \pm 0,008 \quad \left(\frac{2}{3}\right). \end{split} \tag{9}$$

Здесь использованы значения [19] $F=0.477\pm0.011$, $D=0.755\pm0.011$. При D=1, F=2/3 мы возвращаемся к результатам модели SU(6) (и нерелятивистской кварковой модели), приведенным в скобках.

Вычислим значение интеграла Готтфрида с модифицированными вкладами валентных кварков:

$$I_G = \frac{1}{3}(u^{val} - d^{val}) = \frac{1}{3}(F + \frac{1}{3}D) = 0.243 \pm 0.005.$$
 (10)

Оно оказывается в прекрасном согласии с величиной, найденной из экспериментальных данных [5]. Это позволяет сделать вывод, что вклад морских кварков в (10) обращается в нуль:

$$u^{sea} + \overline{u}^{sea} - d^{sea} - \overline{d}^{sea} = 0. \tag{11}$$

2. Кварк-партонные вклады в протоне

Теперь, когда вычислен модифицированный вклад валентных кварков, можно приступить к вычислению вкладов морских кварков в протоне. Экспериментальные данные из [1, 2, 5] дают три уравнения для восьми величин: $u_{\uparrow(\downarrow)}^{sea}, \overline{u}_{\uparrow(\downarrow)}^{sea}, d_{\uparrow(\downarrow)}^{sea}, \overline{d}_{\uparrow(\downarrow)}^{sea}$. Еще два уравнения берем из [12]:

$$\overline{u}_{\uparrow}^{sea} - \overline{u}_{\downarrow}^{sea} - u_{\uparrow}^{sea} + u_{\downarrow}^{sea} = 0, \quad \overline{d}_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\downarrow}^{sea} - d_{\uparrow}^{sea} + d_{\downarrow}^{sea} = 0.$$

(Они получены в предположении, что в рождении пары кварк–антикварк спины кварка и антикварка имеют одинаковое направление благодаря поперечной поляризации глюонов.) Одну пару уравнений дают правила сумм кварк-партонной модели (3). Чтобы получить восьмое уравнение, используем параметризацию структурной функции протона, полученной в работе [20] для значений Q_0^2 в области 2–6 ГэВ²:

$$F_2(x,Q_0^2) = Ax\alpha(1-x)^\beta(1-\gamma x),$$

 $A=1,\!66, \;\; \alpha=0,\!56, \;\; \beta=2,\!39, \;\; \gamma=0,\!76$. Вычисляя интеграл

$$\int F_2(x,Q_0^2) rac{dx}{x} = rac{4}{9}u + rac{1}{9}d = 1{,}203,$$

получаем последнее, восьмое уравнение.

Выпишем целиком всю систему восьми уравнений:

$$\begin{split} &\overline{u}_{\uparrow}^{sea} - \overline{u}_{\downarrow}^{sea} - u_{\uparrow}^{sea} + u_{\downarrow}^{sea} = 0, \\ &\overline{d}_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\downarrow}^{sea} - d_{\uparrow}^{sea} + d_{\downarrow}^{sea} = 0, \\ &u_{\uparrow}^{sea} + u_{\downarrow}^{sea} - \overline{u}_{\uparrow}^{sea} - \overline{u}_{\downarrow}^{sea} + u_{\uparrow}^{val} + u_{\downarrow}^{val} = 2, \\ &d_{\uparrow}^{sea} + d_{\downarrow}^{sea} - \overline{d}_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\downarrow}^{sea} + d_{\uparrow}^{val} + d_{\downarrow}^{val} = 1, \\ &u_{\uparrow}^{sea} - u_{\downarrow}^{sea} + \overline{u}_{\uparrow}^{sea} - \overline{u}_{\downarrow}^{sea} + u_{\uparrow}^{val} - u_{\downarrow}^{val} = 0,672, \quad (12) \\ &d_{\uparrow}^{sea} - d_{\downarrow}^{sea} + \overline{d}_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\downarrow}^{sea} + d_{\uparrow}^{val} - d_{\downarrow}^{val} = -0,415, \\ &u_{\uparrow}^{sea} + u_{\downarrow}^{sea} + \overline{u}_{\uparrow}^{sea} + \overline{u}_{\downarrow}^{sea} - d_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\uparrow}^{sea} = 0, \\ &4(u_{\uparrow}^{sea} + u_{\downarrow}^{sea} + \overline{u}_{\uparrow}^{sea} + \overline{u}_{\downarrow}^{sea} + u_{\downarrow}^{val} + u_{\downarrow}^{val}) + \\ &+ (d_{\uparrow}^{sea} + d_{\downarrow}^{sea} - \overline{d}_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\uparrow}^{sea} + d_{\uparrow}^{val} + d_{\downarrow}^{val}) = 11,088. \end{split}$$

Решение этой системы имеет вид

$$\begin{array}{ll} u_{\uparrow}^{sea} = 0.290, & d_{\uparrow}^{sea} = 0.260, \\ u_{\downarrow}^{sea} = 0.432, & d_{\downarrow}^{sea} = 0.328, \\ \overline{u}_{\uparrow}^{sea} = 0.020, & \overline{d}_{\uparrow}^{sea} = 0.124, \\ \overline{u}_{\downarrow}^{sea} = 0.162, & \overline{d}_{\perp}^{sea} = 0.192. \end{array} \tag{13}$$

Наконец, для полных кварковых распределений $q_{\uparrow(\downarrow)}=q^{val}_{\uparrow(\downarrow)}+q^{sea}_{\uparrow(\downarrow)}$ получаем

$$u_{\uparrow} = 1,498,$$
 $d_{\uparrow} = 0,485,$ $u_{\downarrow} = 0,684,$ $d_{\downarrow} = 0,832,$ $\overline{u}_{\uparrow} = 0,020,$ $\overline{d}_{\uparrow} = 0,124,$ $\overline{u}_{\downarrow} = 0,162,$ $\overline{d}_{\downarrow} = 0,192.$ (14)

Наши результаты отличаются от результатов [12–14] тем, что они предсказывают большую асимметрию в поляризации морских кварков.

Заключение

Итак, исходное предположение для объяснения расхождения правила сумм Готтфрида с опытом противоположно тем, с помощью которых ищут причину в различного рода аномалиях вклада морских кварков. Нам кажется, что логичнее объяснить имеющееся расхождение модификацией вклада валентных кварков. Вид этой модификации указывают связанные с вкладами поляризованных кварков правила сумм Бьеркена [8] и Эллиса–Джаффе [3], правые части которых вычисляются в рамках унитарной симметрии с константами F и D. В то же время результат, полученный с помощью простой кварк-партонной модели, $I_G=1/3$, воспроизводится в стандартной модели SU(6), в которой константы F и D равны 2/3 и 1.

Поэтому представляется более последовательным рассмотреть все партонные правила сумм, включая

правила сумм Готтфрида, в терминах модели унитарной симметрии, т.е. через константы F и D.

В результате естественно возникает модификация вкладов всех валентных кварков. Эта модификация, по существу, есть другой способ учета гипотетических кварк-пионных взаимодействий в киральных моделях. Она эффективно изменяет взаимные веса прежних морских и валентных кварков.

Основной результат состоит в том, что значение интеграла Готтфрида равно величине модифицированного вклада валентных кварков. Используя известные экспериментальные данные из работ [1, 2, 5], мы также получили поляризационные распределения кварков и антикварков в протоне. Правило сумм Бьеркена выполняется здесь в приближении валентных кварков, в то время как вклады морских кварков приводят к его нарушению.

Литература

- Spin Muon Collaboration: Adeva B. et al. // Phys. Lett. 1994.
 B320. P. 400; E142 Collab.: Anthony P.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. 71. P. 959.
- European Muon Collab.: Ashman J. et al. // Phys. Lett. 1988.
 B206. P. 364; Nucl. Phys. 1989. B328. P. 1.
- Ellis J., Jaffe R.L. // Phys. Rev. 1974. D9. P. 1444; D10. P. 69(E).
- 4. Gottfried K. // Phys. Rev. Lett. 1967. 18. P. 1174.
- New Muon Collab. (NMC): Arneodo J. et al. // Phys. Rev. 1994.
 D50. P. R1; NMC: Amaudruz A.P. et al. // Phys. Lett. 1990.
 B249. P. 336; Phys. Rev. Lett. 1991. 66. P. 2712.
- 6. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М.: Мир, 1975.
- 7. Malheiro M., Melnitchouk W. // Phys. Rev. 1997. D56. P. R2373.
- 8. Bjorken J.D. // Phys. Rev. 1966. 148. P. 1467.
- 9. Song X., McCarthy J.S. // Phys. Rev. 1994. D49. P. 3169.
- Koretune S. // Nucl. Phys. 1998. B526. P. 445; Phys. Rev. 1993.
 D47. P. 2690.
- 11. Isgur N. // Phys. Rev. 1999. D59. P. 034013.
- 12. Buccella F., Soffer J. // Mod. Phys. Lett. 1993. A8. P. 225.
- 13. *Bourrely C., Buccella F., Pisanti O.* et al. // Progr. Theor. Phys. 1998. **99**. P. 1017.
- 14. Bourrely C., Soffer J. // Phys. Rev. 1995. D51. P. 2108.
- 15. Γ азиорович C. Физика элементарных частиц. M.: Наука, 1969.
- 16. Sehgal L.M. // Phys. Rev. 1974. D10. P. 1663.
- 17. Жельми Л., Замиралов В.С. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. № 2. С. 39 (Moscow University Phys. Bull. 1987. No. 2. P. 46).
- Gelmi L., Lepshokov S.N., Zamiralov V.S. // Prepr. of Inst. Nucl. Phys. Mosc. State University. Moscow, Russia. MSU INP 94-12/334. 1994.
- Bourquin M. et al. // Z. Phys. C. 1983. 21. P. 17; Ratcliffe P.G. // Phys. Lett. 1996. B365. P. 383.
- 20. Aubert J. et al. // Nucl. Phys. 1985. B259. P. 189.

Поступила в редакцию 18.01.99