ЛИТЕРАТУРА

[1] Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., 1988. [2] Выслоух В. А., Иванов А. В., Чередник И. В.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. 53, № 8. С. 1514. [3] Выслоух В. А., Чередник И. В.//ДАН СССР. 1990. 312, № 3. С. 588. [4] Agrawal G. P. Nonlinear Fiber Optics. N. Y., 1989.

Поступила в редакцию
02.10.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 2

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.172

# СОХРАНЕНИЕ АРОМАТА В НЕЙТРАЛЬНЫХ СЛАБЫХ ТОКАХ И СПИНОВАЯ СТРУКТУРА ПРОТОНА

**З. Р. Бабаев *, Л. Жельми, В. С. Замиралов, С. Н. Лепшоков**

*(НИИЯФ)*

**Показано, что использование групп SU(4) и SU(6) при анализе нейтральных аксиально-векторных *pp*-переходов существенно меняет соотношение между синглетной и несинглетной частями правила сумм Эллиса—Джаффе и отчасти помогает решить проблему «спинового кризиса».**

Эксперименты Европейской мюонной коллаборации (*EMC*) по измерению асимметрии продольной поляризации в глубоконеупругом рассеянии поляризованных мюонов на поляризованных протонах [1]

$$A=\frac{\mu\uparrow p\downarrow-\mu\uparrow p\uparrow}{\mu\uparrow p\downarrow+\mu\uparrow p\uparrow}\tag{1}$$

выявили серьезное расхождение между правой и левой частями правила сумм Эллиса—Джаффе [2]:

$$I\ (Q^2)=\int\limits_0^1 dx\cdot g_1^p\,(x,\ Q^2)=\frac{1}{2}\left(F-\frac{1}{9}D\right).\tag{2}$$

Левая часть (2) вычисляется из экспериментальных значений $A$ и равна $0{,}126\pm\pm0{,}010\pm0{,}015$, а правая — с помощью данных по лептонным распадам гиперонов [3] ($F=0{,}477\pm0{,}011$, $D=0{,}755\pm0{,}011$) и равна $0{,}196\pm0{,}06$. Напомним, что формула (2) получена в формализме алгебры токов на световом конусе, причем правая часть (2) представляет собой вклад комбинации аксиально-векторных токов группы $SU$ (3):

$$\frac{1}{12}\left[\left(A_3^\mu+\frac{1}{\sqrt{3}}A_8^\mu\right)_{NS}+\frac{4}{3}\,(2\sqrt{3}\,A_0)_S^\mu\right]\tag{3}$$

в слабый *pp*-переход. Здесь несинглетные токи (*NS*)

$$A^\mu_{3,8}=(D+F)\bar{B}^\alpha_\beta\,(\Lambda_{3,8})^\beta_\eta\,\gamma^\mu\gamma^5B^\eta_\alpha+(D-F)\,\bar{B}^\beta_\eta\,(\Lambda_{3,8})^\alpha_\beta\,\gamma^\mu\gamma^5B^\eta_\alpha,$$

$$\alpha,\ \beta,\ \eta=1,\ 2,\ 3;\quad B^1_3=p,$$

$\Lambda_{3,8}$ — матрицы Гелл-Манна, а синглетный ($S$) ток

$$A^\mu_0=D_0\bar{B}^\alpha_\beta\gamma^\mu\gamma^5B^\beta_\alpha.$$

* ИФВЭ (Протвино).

В [2] вклад синглетного тока в (2) был взят равным вкладу тока $A_8$ с точностью до фактора $\sqrt{2}$, что далеко не очевидно.

В нерелятивистском пределе этот вклад переходит в матричный элемент оператора спина $\sigma_z$ в обкладках между протонными состояниями. Тогда

$$\langle p|\sigma_z|p\rangle = \frac{3}{5}\left\{I(Q^2) - \frac{1}{12}\left[(D+F) + \frac{1}{3}(3F-D)\right]\right\} \simeq 0. \qquad (4)$$

Иными словами, в принятых приближениях из эксперимента *EMC* можно сделать вывод, что вклады спинов составляющих протона не дают вклада в спин протона! Обнаруженный в экспериментах *EMC* «спиновый кризис» интенсивно обсуждается во множестве работ (см., напр., [4—6]). Основной путь решения проблемы большинство авторов ищут в учете вклада глюонов в поляризационную функцию протона.

Мы подошли к анализу ситуации с другой стороны. Вывод правой части (2) опирался в [2] на октетную структуру аксиально-векторных токов барионов. Но сейчас известно, что слабые нейтральные токи сохраняют аромат, поэтому корректно определять их можно, отправляясь как минимум от модели Глэшоу—Илиопулоса—Майяни (ГИМ) [7]. Поэтому мы повторили вывод правил сумм Эллиса—Джаффе в рамках группы *SU* (4). При этом (2) переходит в выражение*

$$12I(Q^2) = \langle p|\left[A_3 + \frac{1}{3}(\sqrt{3}\,A_8 - \sqrt{6}\,A_{15})\right]_{NS} + \frac{5}{3}(A_0)_S|p\rangle,$$

а аксиально-векторные токи строятся из волновых функций барионов 20-плета $SU(4)$ $\quad B^{\alpha}_{\beta\delta} = -B^{\alpha}_{\delta\beta},\ B^{\alpha}_{\alpha\beta} = 0,\ B^{1}_{34} = p$:

$$A^{\mu}_{m} = \frac{1}{2}(D+F)\,\bar{B}^{\alpha\beta}_{\delta}(\Lambda_m)^{\delta}_{\eta}\gamma^{\mu}\gamma^{5}B^{\eta}_{\alpha\beta} + (D-F)\,\bar{B}^{\alpha\beta}_{\delta}(\Lambda_m)^{\eta}_{\alpha}\gamma^{\mu}\gamma^{5}B^{\delta}_{\eta\beta},$$

$$\alpha,\ \beta,\ \delta,\ \eta = 1,\ 2,\ 3,\ 4,\quad m = 3,\ 8,\ 15,$$

$$\Lambda_3 = (1,\ -1,\ 0,\ 0,),\quad \Lambda_8 = (1/\sqrt{3})\ (1,\ 1,\ -2,\ 0),$$

$$\Lambda_{15} = (1/\sqrt{6})\,(1,\ 1,\ 1,\ -3).$$

Выражение для синглетного тока имеет вид

$$A^{\mu}_{0} = \frac{1}{2}D_0\bar{B}^{\alpha\beta}_{\eta}\gamma^{\mu}\gamma^{5}B^{\eta}_{\alpha\beta}.$$

В тех же приближениях получаем вместо (4)

$$\langle p|\sigma_z|p\rangle = \frac{3}{5}\left[I(Q^2) - \frac{D+F}{12}\right] \simeq 0{,}17, \qquad (5)$$

что мало, но заметно отлично от нуля.

Стандартная модель электрослабого взаимодействия в кварковом секторе опирается на модель Кобаяши—Маскава, в которую входят три поколения кварков [8]. Барионы $1/2^+$ здесь описываются уже волновыми функциями 70-плета $B^{\alpha}_{\beta\zeta\delta\eta}$. Тензор $B^{\alpha}_{\beta\zeta\delta\eta}$ антисимметричен по нижним индексам, а его след равен нулю, причем $B^{1}_{3456} = p$, а $\alpha,\ \beta,\ \zeta,\ \delta,\ \eta = 1,\ \ldots,\ 6$. Поэтому мы построили правила сумм Эллиса—Джаффе и в рамках группы *SU* (6). При этом (2) переходит в выражение

$$12I(Q^2) = \langle p|\left[\tilde{A}_3 + \frac{1}{3}(\sqrt{3}\,\tilde{A}_8 - \sqrt{6}\,\tilde{A}_{15}) + \frac{1}{5}(\sqrt{20}\,\tilde{A}_{24} - \sqrt{30}\tilde{A}_{35})\right]_{NS} +$$

$$+ \frac{5}{3}(\tilde{A}_0)_S|p\rangle, \qquad (6)$$

---

* Здесь и в формуле (6) в знак того, что справа подразумевается выражение без сомножителя $\bar{u}\gamma^{\mu}\gamma^{5}u$, мы опустили индекс $\mu$ в токах $A_k{}^{\mu}$.

где аксиально-векторные токи определены формулами

$$\widetilde{A}_k^{\mu} = \frac{1}{4!}(D+F)\,\overline{B}_{\sigma}^{\alpha\beta\zeta\delta}(\widetilde{\Lambda}_k)_{\eta}^{\sigma}\gamma^{\mu}\gamma^5 B_{\alpha\beta\zeta\delta}^{\eta} + \frac{1}{3!}(D-F)\,\overline{B}_{\sigma}^{\alpha\beta\zeta\delta}(\widetilde{\Lambda}_k)_{\alpha}^{\eta}\gamma^{\mu}\gamma^5 B_{\eta\beta\zeta\delta}^{\sigma}, \quad (7)$$

$$\alpha,\ \beta,\ \zeta,\ \delta,\ \sigma,\ \eta = 1,\ \ldots,\ 6, \quad k = 3,\ 8,\ 15,\ 24,\ 35.$$

Синглетный ток в группе $SU$ (6) записывается в виде

$$\widetilde{A}_0^{\mu} = \widetilde{D}_0 \overline{B}_{\sigma}^{\alpha\beta\zeta\eta}\gamma^{\mu}\gamma^5 B_{\alpha\beta\zeta\eta}^{\sigma}.$$

Здесь

$$\widetilde{\Lambda}_3 = (1,\ -1,\ 0,\ 0,\ 0,\ 0), \quad \widetilde{\Lambda}_8 = (1/\sqrt{3})(1,\ 1,\ -2,\ 0,\ 0,\ 0),$$

$$\widetilde{\Lambda}_{15} = (1/\sqrt{6})(1,\ 1,\ 1,\ -3,\ 0,\ 0), \quad \widetilde{\Lambda}_{24} = (1/\sqrt{20})(1,\ 1,\ 1,\ 1,\ -4,\ 0),$$

$$\widetilde{\Lambda}_{35} = (1/\sqrt{30})(1,\ 1,\ 1,\ 1,\ 1,\ -5).$$

Для матричного элемента $\langle p|\sigma_z|p\rangle$ оказывается справедливым выражение (5). В кварк-партонной модели (2) запишется в виде

$$I(Q^2) = \frac{1}{2}\left[\frac{4}{9}(\Delta t + \Delta c + \Delta u) + \frac{1}{9}(\Delta d + \Delta s + \Delta b)\right] =$$

$$= \frac{1}{12}\left\{\left[(\Delta u - \Delta d) + \frac{1}{3}(\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) - \frac{1}{3}(\Delta u + \Delta d + \Delta s - 3\Delta c) + \right.\right.$$

$$\left. + \frac{1}{5}(\Delta u + \Delta d + \Delta s + \Delta c - 4\Delta b) - \frac{1}{5}(\Delta u + \Delta d + \Delta s + \Delta c + \Delta b - 5\Delta t)\right]_{NS} +$$

$$\left. + \frac{5}{3}[\Delta u + \Delta d + \Delta s + \Delta c + \Delta b + \Delta t]_S\right\} = \frac{1}{12}\left[(D+F) + \frac{5}{3}\widetilde{D}_0\right], \quad (8)$$

где

$$\Delta q = \int_0^1 dx\,[q_+(x) - q_-(x) + \overline{q}_+(x) - \overline{q}_-(x)],$$

а $q_{\pm}(x)$ и $\overline{q}_{\pm}(x)$ — функции распределения кварков и антикварков со спиральностями $\pm 1$ в протоне. Обратим внимание на тот факт, что несинглетный вклад имеет правильную структуру относительно моделей Кобаяши—Маскава [8] и (при $\Delta b=0$, $\Delta t=0$) ГИМ [7]:

$$(\Delta t + \Delta c + \Delta u - \Delta d - \Delta s - \Delta b) = D + F. \quad (9)$$

Пренебрегая вкладами тяжелых кварков и добавляя к (5) вклад глюонов, в итоге для вклада в спин протона получаем

$$(\Delta u + \Delta d + \Delta s) - \frac{\alpha_s}{\pi} N_f\,\Delta G \simeq 0{,}170 \pm 0{,}125 \pm 0{,}190, \quad (10)$$

где $N_f$ — число «размороженных» ароматов, кварков, $\alpha_s$ — бегущая константа связи КХД, $\Delta G$ — вклад глюонов в (2). Как видно, условие сохранения аромата в нейтральных слабых токах существенно изменяет соотношение между синглетной и несинглетной частями вклада (2), что в свою очередь меняет предсказание о величине вклада спинов кварков в спин протона.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] Ashman J., Badelek B., Baum G. et al.//Phys. Lett. 1988, **206B**. P. 364; Preprint CERN-EP-89-73, June 1989. [2] Ellis J., Jaffe R.//Phys. Rev. 1974. **D9**, P. 1444. [3] Aguillar-Benitez M., Cahn R. N., Crawford R. L. et al.//Rev. Mod. Phys. 1984, **56**, N 2. Part II. [4] Altarelli G., Ross G. G.//Phys. Lett. 1988, **212B**. P. 391; Close F., Roberts R.//Phys. Rev. Lett. 1988. **60**. P. 1471. [5] Lipkin H. J. Preprint ANL-HEP-PR-89-114. Argonne, USA, Oct., 1989. [6] Efremov A. V.,

Soffer J., Teryaev O. V. Preprint CPT-89/P. 2316. Marseille, France, October 1989; Bourelly C., Guillet J., Chiappetta P. Preprint LAPP-TH-265/89. Annecy-le-Vieux, France, September, 1989. [7] Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L.// //Phys. Rev. 1970. D2. P. 1285. [8] Kobayashi M., Maskawa M.//Prog. Theor. Phys. 1973. 51. P. 659.

Поступила в редакцию
05.09.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 2

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.826

# ОБ ЭФФЕКТЕ ВЗРЫВНОЙ КОМПРЕССИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

**Б. С. Азимов, М. М. Сагатов**

*(кафедра общей физики и волновых процессов)*

**Сообщается о возможности реализации взрывной самокомпрессии импульсов в системах с нелинейным откликом высших порядков.**

В настоящее время отмечается большой интерес к проблеме получения сверхкоротких лазерных импульсов. Среди различных методов, используемых при укорочении импульсов, наиболее популярным является метод дисперсионного сжатия импульсов, получивших предварительную* фазовую модуляцию [1]. Динамика подобного сжатия характеризуется тем, что при самокомпрессии импульса всегда существует точка «перетяжки» — минимальной длительности, в которой импульс спектрально ограничен. Длительность импульса в такой точке, т. е. степень предельного сжатия, определяется возможностью создания максимально резкой и в то же время монотонной фазовой модуляции, что связано с известными трудностями.

Эффект взрывной самокомпрессии импульсов, обсуждаемый в данной работе, обусловлен проявлением нелинейных свойств высших порядков. Можно предположить, что использование подобного механизма сжатия позволит существенно продвинуться в область субфемтосекундных импульсов, так как в качестве ограничения на степень сжатия при данном механизме выступает уже лишь инерционность установления нелинейной поляризации.

Без потери общности можно ограничиться рассмотрением двух первых членов разложения вектора нелинейной поляризации и перейти к нелинейному уравнению Шрёдингера (НЛШ) с учетом нелинейности пятого порядка:

$$i\frac{\delta A}{\delta z}-\frac{\delta^2 A}{\delta t^2}=\alpha|A|^2A+\beta|A|^4A, \tag{1}$$

где $A$ — амплитуда импульса, $z$ — координата вдоль оси распространения, $t$ — сопровождающее время, $\alpha=L_d/L_{nl}{}^a$; $\beta=L_d/L_{nl}{}^b$. Здесь для уравнения (1) введены следующие характерные масштабы: $L_d=-\tau^2/(d^2k/d\omega^2)$ — дисперсионная длина, $d^2k/d\omega^2<0$ — коэффициент дисперсионного расплывания, $\tau$ — входная длительность импульса, $L_{nl}{}^a=n_0/(n_2kI)$ — нелинейная длина при $n_4=0$, $L_{nl}{}^b=n_0/(n_4kI^2)$ — нелинейная длина при $n_2=0$ (здесь $I$ — пиковая интенсивность импульса на входе, $n_2$ и $n_4$ — соответствующие нелинейные поправки к коэффициенту преломления, $z$ нормирована на $L_d$). Отметим, что описываемый эффект реализуется лишь в случае совпадения знаков коэффициентов нелинейной восприимчивости при нелинейностях третьего и пятого порядков, причем необходимо, чтобы $\alpha\geqslant0$ и $\beta\geqslant0$.

Анализ модифицированного одномерного (временного) уравнения Шрёдингера (1) показал, что появление в нем члена, описывающего нелинейность пятого порядка, принципиально изменяет характер развития самокомпрессии. В случае совпадения знаков коэффициентов $\alpha$ и $\beta$ при нелинейностях третьего и пятого порядков (см. (1)) возникают решения с неограниченно возрастающими (в рамках используемой модели) значениями интенсивности импульсов, что соответствует взрывной самоком-

* В некоторых случаях оба этих процесса протекают одновременно.