Шрёдингер Э. Избранные труды по квантовой механике. М., 1976. С. 210).
3. Елютин П. В., Кривченков В. Д. Квантовая механика. М., 1976.
4. Davidson E. R.//J. Chem. Phys. 1965. 42. P. 1491.
5. Carruthers P., Nieto M.//Rev. Mod. Phys. 1968. 40, N 2. P. 411.
6. Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч. Квантовая механика. М., 1979.

Поступила в редакцию
20.11.95
02.11.94г

УДК 539.12.01

АННИГИЛЯЦИЯ ПАРЫ e^+e^- В АДРОНЫ В МОДЕЛЬНОМ ХРОМОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ГЛЮОННОГО ВАКУУМНОГО КОНДЕНСАТА

В. Ч. Жуковский, А. Е. Григорук, И. В. Мамсуров

(кафедра теоретической физики)

Рассмотрен процесс рождения кварк-антикварковых пар массивным фотоном в постоянных хромомагнитных полях, моделирующих поле глюонного конденсата. Выявлены пороги рождения пар и вычислена вероятность их рождения как функция напряженности конденсата поля. В случае относительно слабых полей при больших энергиях e^+e^- оценен вклад глюонного конденсата в сечение рождения кварковых пар. Указано на неаналитическую зависимость сечения от поля конденсата, проявляющуюся вблизи порогов рождения кварковых пар.

Сложная непертурбативная структура вакуума квантовой хромодинамики (КХД) сегодня ни у кого не вызывает сомнений. Основной чертой такого вакуума является наличие кваркового ($\langle\bar{\psi}\psi\rangle\neq 0$) [1] и глюонного $\left(\left\langle\frac{\alpha_s}{\pi}G^2_{\mu\nu}\right\rangle\neq 0\right)$ конденсатов [2]. Однако относительная роль различных вакуумных флуктуаций в формировании структуры вакуума еще не ясна окончательно. Поэтому представляет интерес исследовать различные модели вакуума КХД и в выбранном приближении учитывать поправки, связанные с ненулевыми вакуумными средними глюонных полей, к хорошо известным и рассчитанным по теории возмущений процессам [3].

Очень часто для цветового вакуумного поля принимается упрощенное описание, предложенное в [4], которое неоднократно использовалось в различных феноменологических моделях (см., напр., [5, 6]). Считается, что вакуум, подобно ферромагнетику, состоит из ячеек размера $R\sim(1/\Lambda)$, $\Lambda\approx 100\div 300$ МэВ, внутри каждой из которых хромомагнитное (цветовое) поле имеет одинаковую величину и направление. Цветовое поле изменяется в пространстве (при переходе от одной ячейки к другой) и во времени (характерное время $\tau\sim(1/\Lambda)$), так что можно считать, что среднее значение его напряженности $\langle 0|G_{\mu\nu}|0\rangle=0$, но $\left\langle 0\left|\frac{\alpha_s}{\pi}G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}\right|0\right\rangle=(330\text{ МэВ})^4$ [2].

Предполагается, что действием вакуумного поля на партоны (кварки) внутри частиц можно пренебречь и учитывать действие цветового поля на партоны (кварки) следует лишь в моменты рассеяния. При больших энергиях и передачах импульса можно ожидать, что характерное время взаимодействия и размеры области взаимодействия оказываются значительно меньшими $1/\Lambda$ и, таким образом, рассеяние происходит в постоянном хромомагнитном поле.

Если выбрать поле однородным и постоянным, то, как было показано в [7], вектор-потенциал такого поля может быть только двух типов. Первый тип — так называемое ковариантно-постоянное поле, которое подчиняется условию [8]: $[D_\alpha, G_{\mu\nu}]=0$, где D_α — ковариантная производная и $G_{\mu\nu}$ — тензор напряженности поля. В этом случае (см. [8]) поляризация вакуума ведет к уменьшению вакуумной энергии, но сам вакуум оказывается нестабильным [9]. Вектор-потенциалы второго типа калибровочно эквивалентны постоянным некоммутирующим потенциалам, так что тензор поля определяется как $[A_\mu, A_\nu]=G_{\mu\nu}$. Конфигурация хромомагнитного поля, созданная неабелевыми потенциалами, оказалась стабильной относительно распада на пары реальных частиц [7, 10]. В ряде недавних работ [11, 12] при моделировании вакуума полями с потенциалами второго типа была получена существенно непертурбативная зависимость от $\left\langle 0 \left| \frac{\alpha_s}{\pi} G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} \right| 0 \right\rangle$.

Изучение влияния глюонных полей на динамику кварков удобно проводить на примере поляризации вакуума электромагнитным током тяжелых C-кварков, для мнимой части которой в физической области имеются надежные экспериментальные данные. Мнимая часть кваркового вклада поляризационного оператора фотона прямо пропорциональна вероятности фоторождения кварковых пар. В глубоконеупругой области вероятность рождения адронов при e^+e^--аннигиляции выражается через вероятность фоторождения кварковых пар. Изучая отклонения экспериментальных результатов от рассчитанных по теории возмущений, можно исследовать не только вклад поправок высших порядков теории возмущений, но также и роль вакуумных полей.

Особенности техники измерений делают удобным изучение интегральной характеристики поляризационного оператора, так называемых «моментов n-го порядка», получаемых при помощи «правила сумм» [2, 13]. Как было показано в работе [3], «правила сумм» для C-кварка хорошо работают до $n=5$, а учет поправки, связанной с вакуумными полями, улучшает согласие с экспериментом вплоть до $n=8$ [2]. В работах [2, 3] вычисление вклада вакуумного среднего калибровочных полей в поляризационный оператор проводилось на основе рассмотрения слабого поля во втором порядке по полю с применением метода операторного разложения. В [11], где вычислялся поляризационный оператор фотона во внешнем хромоэлектрическом поле, результаты, полученные в нерелятивистском приближении, сравнивались с результатами метода операторного разложения [14] и было указано на большую точность нерелятивистского выражения. В настоящей работе вклад вакуумных полей учитывается точно, находятся точные волновые функции кварков в хромомагнитных полях.

Рассмотрим вначале скалярные кварки, принадлежащие фундаментальному представлению цветовой группы $SU(2)$. Внешнее сферически-симметричное постоянное хромомагнитное поле зададим неабелевыми потенциалами

$$A^a_0=0,\ A^a_i=\sqrt{\lambda}\,\delta^a_i,\ A^a_i=A^a\tau_a,$$

где $\lambda=\mathrm{const}>0$, $a=1, 2, 3$ — групповой индекс, τ_a — матрицы Паули в групповом пространстве. Тогда тензор поля $G^a_{\mu\nu}=\partial_\mu A^a_\nu-\partial_\nu A^a_\mu+g\varepsilon_{abc}A^b_\mu A^c_\nu$ будет задавать хромомагнитное поле $H^a_l=H\delta^a_l$ $(H=g\lambda)$. Решения уравнения Клейна—Гордона в этом поле

$$[P^2-m_f^2]\,\varphi=0,$$

где $P_\mu = p_\mu + gA^a_\mu \tau_a/2$, m_f — масса кварка аромата f, в сферических координатах выглядит так:

$$\varphi_+ = \frac{1}{\sqrt{2(1+\cos\theta)}} \begin{bmatrix} 1+\cos\theta \\ e^{i\varphi}\sin\theta \end{bmatrix} e^{-ipx},$$

$$\varphi_- = \frac{1}{\sqrt{2(1+\cos\theta)}} \begin{bmatrix} -\sin\theta e^{i\varphi} \\ 1+\cos\theta \end{bmatrix} e^{-ipx}.$$

Знаки $\pm$ отвечают проекциям «цветового» спина на направление хромомагнитного поля, а спектр энергии имеет вид

$$\varepsilon^2_\pm = \mathbf{p}^2 + m_f^2 + \frac{3\xi}{2} \pm |\mathbf{p}| \sqrt{2\xi},\ \xi = \frac{g^2\lambda}{2}.$$

Зная точные волновые функции частиц, легко получить полную вероятность фоторождения пары кварк—антикварк в постоянном однородном хромомагнитном поле:

$$w_{\gamma\to f\bar f} = \frac{Q_f^2}{4\pi}\left\{\frac{(t-t_-)^{1/2}}{t}(t-t_-+2\xi)\,\theta(t-t_-)+\right.$$
$$\left.+\frac{4\xi\sqrt{t}\,(t-t_+)^{1/2}}{(t-2\xi)^{3/2}}\,\theta(t-t_+)\right\},$$

где $t=q^2$, q — 4-импульс фотона, $t_+=4m_f^2+6\xi$, $t_-=4m_f^2+4\xi$ — пороги рождения частицы и античастицы с массой m_f. Воспользовавшись оптической теоремой для скалярных кварков $2\sqrt{t}w_{\gamma\to ff} = \operatorname{Im} P(t)$, находим мнимую часть поляризационного оператора фотона $\operatorname{Im} P(t)$, которая совпадает с выражением, найденным ранее другим способом в работе [15]:

$$\operatorname{Im} P(t) = \frac{2Q_f^2}{4\pi}\left[\left(1-4\frac{m_f^2+\xi}{t}\right)^{1/2}(t-4m_f^2-2\xi)\,\theta(t-4m_f^2-4\xi)+\right.$$
$$\left.+\left(1-\frac{4m_f^2+6\xi}{t}\right)^{1/2}\frac{4\xi t^{3/2}}{(t-2\xi)^{3/2}}\,\theta(t-4m_f^2-6\xi)\right].$$

Для изучения вклада в сечение e^+e^--аннигиляции в адроны вакуумного среднего $\left\langle 0\left|\frac{\alpha}{\pi}G^2\right|0\right\rangle$ рассмотрим хорошо измеряемый на практике момент n-го порядка $M_n = \int \frac{R(t)\,dt}{t^{n+1}}$, где $R(t) = (4\pi/t)\operatorname{Im} P(t)$, который при отсутствии вклада вакуумных полей с учетом поправок теории возмущений дает, например, для C-кварка хорошо известные правила сумм [13] $\int \frac{R_c(t)}{t^{n+1}}dt = \frac{3Q_c^2}{(4m_c^2)^n}A_n$, $\quad A_n = 3\,\frac{2^n(n+1)(n-1)!}{(2n+3)!!}\times$ $\times[1+o(\alpha_s(4m_c^2))]$.

В случае рассматриваемой нами модели вакуумного хромомагнитного поля получаем

$$M_n = 2Q_c^2\left\{\frac{1}{(m_c^2+\xi)^n}\,\frac{(n-1)!}{2^n(2n+3)!}\left(3+\frac{n\xi}{m_c^2+\xi}\right)+\right.$$
$$+\frac{4}{\sqrt{2\xi}\,(4m_c^2+6\xi)^{n-1/2}}\sum_{k=0}^{n}\frac{(-1)^k n!}{k!\,(n-k)!}\times$$

$$\times\left[\frac{\sqrt{\xi}}{\sqrt{2m_c^2+3\xi}}+\frac{2k+1}{2k}\frac{\sqrt{2m_c^2+3\xi}}{\sqrt{\xi}}\times\right.$$

$$\times\left(1+\sum_{l=1}^{k-1}\frac{(-1)^l(2k-1)(2k-3)\ldots(2k-2l+1)}{2^l(k-1)(k-2)\ldots(k-l)}\left(\frac{2m_c^2+3\xi}{\xi}\right)^{2l}\right)+$$

$$\left.+(2k+1)(-1)^k\left(\frac{2m_c^2+2\xi}{\xi}\right)^{2k}\frac{(2k-1)!!}{2^k k!}\ln\frac{\sqrt{\xi}+\sqrt{2m_c^2+3\xi}}{\sqrt{2m_c^2+2\xi}}\right]\Bigg\}.$$

Считая напряженность поля достаточно слабой по сравнению с массой тяжелого C-кварка ($\xi\ll m_c^2$), легко получить для случая $n=1$

$$M_1\approx\frac{2Q_c^2}{4m_c^2}\left\{\frac{2}{5}-\frac{29\cdot 2}{15\cdot 7}\frac{\xi^2}{m_c^2}\right\}. \qquad (1)$$

Физический вакуум должен быть калибровочно- и лоренц-инвариантным. Поэтому параметр внешнего поля ξ следует выразить через инвариант калибровочного поля $\xi^2=(g^2/24)\,G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}$. Усредняя по ансамблям полей различных ориентаций в цветовом пространстве для сопоставления полученных результатов со свойствами физического вакуума, в котором присутствуют случайные поля с ненулевыми вакуумными средними $\langle G^2_{\mu\nu}\rangle$, окончательно получаем

$$M_1\approx\frac{Q_c^2}{5m_c^2}\left(1-\frac{29g^2}{9\cdot 4\cdot 14m_c^4}\langle G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}\rangle\right). \qquad (2)$$

Для группы $SU(2)$ вакуумное среднее $\langle G^2_{\mu\nu}\rangle$ оценено в [5]: $\left\langle\frac{\alpha_s}{\pi}G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}\right\rangle\approx 0{,}07$ ГэВ^4, $\alpha_s=\frac{g^2}{4\pi}$. Полагая $m_c\approx 1{,}26$ ГэВ, получаем оценку для поправки за счет вакуумного хромомагнитного поля в правилах сумм:

$$\frac{29\cdot 4\pi^2}{9\cdot 14m_c^4}\left\langle\frac{\alpha_s}{\pi}G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}\right\rangle\approx 0{,}063.$$

Таким образом, вклад глюонного конденсата в правила сумм при $n=1$ составляет заметную величину порядка 6% и вполне поддается экспериментальной проверке (см. также [16]).

Рассмотрим теперь вероятность рождения пары спинорных кварков фотоном в неабелевом калибровочном поле магнитного типа, заданном потенциалом

$$A_1^a=\sqrt{\lambda}\,\delta_1^a,\ A_2^a=\sqrt{\lambda}\,\delta_2^a,\ A_3^a=0. \qquad (3)$$

Тогда тензор калибровочного поля $G_{a\mu\nu}$ будет соответствовать напряженности хромомагнитного поля

$$H_l^a=H\delta_{l3}\delta_3^a\,(H\equiv -g\lambda),$$

направленной по третьей оси группового пространства и против оси OZ конфигурационного пространства.

Уравнение Дирака для фермиона в фундаментальном представлении калибровочной группы $SU(2)$ имеет вид

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t}=\widehat{H}_D\psi,\ \widehat{H}_D=\boldsymbol{\alpha}\cdot\widehat{\mathbf{P}}+\beta m,$$

где $\widehat{\mathbf{P}}=\widehat{\mathbf{p}}+g\mathbf{A}_a\tau^a/2$, α,β — матрицы Дирака, τ_a — матрицы Паули.

В поле (3) с оператором Дирака H_D коммутируют операторы $\hat{p}_i$ $(i=1,2,3)$, а также оператор проекции вектора цветового спина частицы на направление внешнего поля H [17]:

$$T_H=g\sqrt{\lambda}\,(p_1\tau_1+p_2\tau_2)+\frac{g^2\lambda}{2}\Sigma_3\tau_3.$$

Для определения волновых функций фермионов $\psi=e^{-ixp}\psi_0$ будем считать, что векторы $\psi_0^{(i)}$ являются решениями системы уравнений

$$\begin{cases} H_D^2\,\psi_0=\varepsilon^2\psi_0,\ \varepsilon^2=m_f^2+\mathbf{p}^2+\xi-\eta\tau,\ \tau=\sqrt{\xi^2+2\xi p_\perp^2}, \\ T_H\,\psi_0=\eta\tau\psi_0,\ \eta=\pm1,\ \xi=g^2\lambda/2, \end{cases}$$

и подчиняются условиям нормировки $\bar{\psi}_0\psi_0=2m$. Явный вид волновых функций мы здесь не приводим.

Матричный элемент процесса рождения пары кварков запишем в системе центра инерции распадающегося фотона:

$$M_{ij}=-Q_f\bar{\psi}_j^{(f)}(p)\,\gamma_\mu\varepsilon^\mu\psi_i^{(f)}(-p). \tag{4}$$

В формуле (4) Q_f — заряд кварка аромата f, индексы $i,j=1,2$ нумеруют спиновые состояния кварков. Квантовые числа η кварка и антикварка могут принимать как одинаковые, так и противоположные значения ($\eta=\pm1$). В случае одинаковых значений η, возведя матричные элементы в квадрат и усредняя по поляризациям фотона, получим

$$\overline{|M_{11}|^2}=\overline{|M_{22}|^2}=\frac{4Q_f^2}{3(\varepsilon^2-m_f^2)}\left\{\frac{2p_\perp^2(p_\perp^2+\xi-\eta\tau)(\varepsilon^2+m_f^2)}{2p_\perp^2+\xi}+p_3^2m_f^2\right\},$$

$$\overline{|M_{12}|^2}=\overline{|M_{21}|^2}=\frac{4Q_f^2\varepsilon^2}{3(2p_\perp^2+\xi)(\varepsilon^2-m^2)}\{4p_\perp^2p_3^2+(2p_\perp^2+\xi)(p_\perp^2+\xi-\eta\tau)\}.$$

Для разных значений квантового числа η кварка и антикварка с энергиями ε и ε' получаем

$$\overline{|M_{11}|^2}=\overline{|M_{22}|^2}=\frac{Q_f^2 2\xi}{3(2p_\perp^2+\xi)(\varepsilon+m_f)(\varepsilon'-m_f)}\times$$

$$\times\{(p_\perp^2+\xi)((\varepsilon+m_f)^2+(\varepsilon'-m_f)^2+\eta\tau(\varepsilon+\varepsilon')(\varepsilon-\varepsilon'+2m_f)\},$$

$$\overline{|M_{12}|^2}=\overline{|M_{21}|^2}=\frac{Q_f^2 2\xi}{3(2p_\perp^2+\xi)(\varepsilon+m_f)(\varepsilon'-m_f)}\,p_3^2(\varepsilon+\varepsilon')^2.$$

После суммирования по спину конечных фермионов для частиц с различным «цветом» получим следующие квадраты матричных элементов (индексы «плюс» и «минус» соответствуют «цвету» кварков, $\eta=\pm1$):

$$M_{\substack{++\\(--)}}=\overline{|M_{11}|^2}+\overline{|M_{12}|^2}+\overline{|M_{21}|^2}+\overline{|M_{22}|^2}=$$

$$=\frac{4Q_f^2}{3}\left\{\frac{4p_\perp^2(\varepsilon_\pm^2+m_f^2)}{2p_\perp^2+\xi}\left(1-\frac{p_3^2}{\mathbf{p}^2+\xi\pm\tau}\right)+\frac{2m_f^2p_3^2}{\mathbf{p}^2+\xi\pm\tau}+\right.$$

$$+\frac{8p_\perp^2 p_3^2 \varepsilon_\pm^2}{(2p_\perp^2+\xi)(\mathbf{p}^2+\xi\pm\tau)}+2\varepsilon_\pm^2\left(1-\frac{p_3^2}{\mathbf{p}^2+\xi\pm\tau}\right)\Bigg\},$$

$$M_{+-}=\frac{16\xi Q_f^2}{3(2p_\perp^2+\xi)}\{\varepsilon_+\varepsilon_-+m_f^2+p_3^2\}.$$

Таким образом, полная вероятность процесса определяется выражением

$$w=\int\frac{d^3p}{(2\pi)^2}\left[\delta(2\varepsilon_+-k_0)\frac{M_{++}}{\varepsilon_+^2}+\delta(2\varepsilon_+-k_0)\frac{M_{--}}{\varepsilon_-^2}+\right.$$

$$\left.+\delta(\varepsilon_++\varepsilon_--k_0)\frac{M_{+-}}{\varepsilon_+\varepsilon_-}\right]\frac{1}{8k_0},$$

где k_0 — энергия распадающегося фотона.

Следует отметить, что в данном случае внешнее хромомагнитное поле снимает вырождение по цвету кварков (остается еще вырождение по проекциям спина [18]). Поэтому при рождении пары частиц пороговые значения k_0, определяемые, например, при интегрировании δ-функций, отвечают следующим физическим ситуациям:

1. $t_1=(k_0^2)_1=(2\varepsilon_-^{\min})^2=4m_f^2$

— «цветовой» спин частицы направлен против вектора $\mathbf{H}$, античастицы — вдоль $\mathbf{H}$;

2. $t_2=(k_0^2)_2=(2\varepsilon_+^{\min})^2=4m_f^2+8\xi$

— «цветовой» спин частицы вдоль вектора $\mathbf{H}$, античастицы — против $\mathbf{H}$;

3. $t_3=(k_0^2)_3=(\varepsilon_++\varepsilon_-)^2_{\min}=2m_f^2+2\xi+2m_f\sqrt{m_f^2+2\xi}$

— «цветовые» спины частицы и античастицы одновременно вдоль или против $\mathbf{H}$.

Вводя переменную $t=k_0^2$, можно записать полную вероятность рождения фотоном пары кварк-антикварк во внешнем хромомагнитном поле (3) в виде

$$w=\frac{Q_f^2}{12\pi t}\left\{\theta(t-t_1)\left[\sqrt{t-t_1}\,\frac{2t+t_1+2\xi}{2}+\right.\right.$$

$$\left.+\pi\sqrt{\frac{\xi}{2}}\,\frac{2t+t_1-2\xi}{2}-\xi(t-\xi)A(t)\right]+$$

$$+\theta(t-t_2)\left[\sqrt{t-t_2}\,\frac{2t+t_1+2\xi}{2}-\right.$$

$$\left.-\left(\pi-2\arcsin\sqrt{\frac{8\xi}{t-t_1}}\right)\sqrt{\frac{\xi}{2}}\,\frac{2t+t_1-2\xi}{2}+\xi(t-\xi)B(t)\right]+$$

$$\left.+\theta(t-t_3)\cdot 2\xi\left[-\frac{\sqrt{t((t-2\xi)^2-tt_1)}}{t-2\xi}+(t-\xi)C(t)\right]\right\}, \qquad (5)$$

где

$$A(t)=\begin{cases} -\dfrac{2}{\sqrt{t-t_1-2\xi}}\ln\dfrac{\sqrt{2\xi}}{\sqrt{t-t_1-2\xi}+\sqrt{t-t_1}}, & t>t_1+2\xi,\\ \dfrac{2}{\sqrt{2\xi+t_1-t}}\left(\dfrac{\pi}{2}-\arcsin\sqrt{\dfrac{t-t_1}{2\xi}}\right), & t<t_1+2\xi,\end{cases}$$

$$B(t)=\frac{2}{\sqrt{t-t_1-2\xi}}\ln\frac{\sqrt{2\xi(t-t_1)}}{(t-t_1-4\xi+\sqrt{(t-t_1-2\xi)(t-t_2)})},\qquad(6)$$

$$C(t)=\frac{1}{\sqrt{t-t_1-2\xi}}\ln\frac{\sqrt{t(t-t_1-2\xi)}+\sqrt{(t-2\xi)^2-tt_1}}{\sqrt{t(t-t_1-2\xi)}-\sqrt{(t-2\xi)^2-tt_1}}.$$

Считая напряженность внешнего поля ξ величиной много меньшей разности $t-4m_f^2$, с точностью до квадрата ξ получаем

$$w_f\approx\frac{2Q_f^2}{12\pi t}\left\{\sqrt{t-4m_f^2}\,(t+2m_f^2)+\frac{8\xi^2}{3t\,(t-4m_f^2)^{3/2}}\,(t^2+8tm_f^2-12m_f^4)\right\}.\qquad(7)$$

Таким образом, поправки к вероятности фоторождения кварков, связанные с глюонным вакуумным полем, пропорциональны квадрату поля. В области больших t, когда в силу асимптотической свободы применима теория возмущений КХД, взаимодействием кварков с глюонами в низшем порядке можно пренебречь. Тогда вклад кварков разных сортов в сечение аннигиляции e^+e^- в адроны оказывается аддитивным. Это позволяет оценить порядок вклада вакуумного поля в сечение аннигиляции в области $\xi\ll t$, $\xi\ll m_f^2$, $t\gg m_f^2$ согласно (7) как $(\xi/t)^2$. При этом, как показано выше (см. (1)—(2)), ξ соответствует усредненному значению вакуумного поля: $\xi^2\to g^2\langle G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}\rangle_0$ В то же время можно ожидать, что моменты $R(t)$, так же как и в скалярном случае (см. (2)), будут включать зависимость от конденсата через параметр $g^2\langle G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}\rangle_0/m_f^4$, величина которого может составить несколько процентов. Заметим, однако, что, как видно из (6), существенным является поведение w вблизи порогов, где $t-4m_f^2\sim\xi$. При этом характерная зависимость w от вакуумного поля является неаналитической и не может быть получена по теории возмущений или методом операторного разложения. Исследованию этой области будут посвящены последующие публикации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gell-Mann M., Oakes R., Renner B.//Phys. Rev. 1968. **175**. P. 2195.
2. Shifman M. A., Vainstein A. I., Zakharov V. I.//Nucl. Phys. 1979. **B147**. P. 385; 448.
3. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.//Письма в ЖЭТФ. 1978. **27**. С. 60.
4. Nachtman O., Reiter A. Preprint HD-IHEP-83-28. 1983.
5. Mil'shtein A. I., Pinelis Yu. F.//Phys. Lett. 1984. **B137**. P. 235.
6. Щелкачев А. В. Препринт ИФВЭ № 88-158. Серпухов, 1988.
7. Brown L. S., Weisberger W. I.//Nucl. Phys. 1979. **B157**. P. 285.
8. Баталин И. А., Матинян С. Г., Саввиди Г. К.//Ядерная физика. 1977. **26**. С. 407; Savvidy G. K.//Phys. Lett. 1977. **B71**. P. 133; Matinyan S. G., Savvidy G. K.//Nucl. Phys. 1978. **B134**. P. 539.
9. Nielsen N. K., Olesen P.//Nucl. Phys. 1978. **B144**. P. 376.
10. Агаев Ш. С., Вшивцев А. С., Жуковский В. Ч., Семенов О. Ф.//Изв. вузов, Физика. 1985. № 1. С. 78.

11. Mil'shtein A. I., Pinelis Yu. F.//Z. f. Phys. C. 1985. **27**. P. 461.
12. Averin A. V., Borisov A. V., Zhukovskii V. Ch.//Z. f. Phys. C. 1990. **48**. P. 457.
13. Волошин М. Б., Тер-Мартиросян К. А. Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц. М., 1984.
14. Baier V. N., Pinelis Yu. F. Preprint INP-82-115. Novosibirsk, 1982.
15. Жуковский В. Ч., Мамедов Ш. А., Нуньес А. А.//Изв. вузов. Физика. 1991. № 2. С. 80.
16. Zhukovskii V. Ch.//Proc. of the Second Workshop on «Quantum Theory under the Influence of External Conditions». Leipzig, 1992. P. 273.
17. Жуковский В. Ч., Белоусов Ю. Н.//Изв. вузов, Физика. 1989. № 2. С. 40.
18. Patkos A. J., Sakai N.//Nucl. Phys. 1980. **B168**. P. 521.

Поступила в редакцию
24.11.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

УДК 539.12.01

ФОТОРОЖДЕНИЕ АКСИОНА НА ЭЛЕКТРОНЕ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ (КОМПТОНОВСКИЙ МЕХАНИЗМ)

А. В. Борисов, В. Ю. Гришина

(кафедра теоретической физики)

Вычислено сечение реакции $\gamma+e\to e+a$ на поляризованных релятивистских электронах в постоянном магнитном поле в рамках модели с древесной аксион-электронной связью. Исследована зависимость формы спектра и полного сечения от инвариантных кинематического и динамического параметров, определяемых энергиями частиц и напряженностью внешнего поля.

1. В стандартной модели взаимодействий элементарных частиц имеется проблема априорно сильного нарушения CP-четности. Один из вариантов ее решения, основанный на дополнительной глобальной симметрии $U(1)_{PQ}$, предложен в работе [1]. При спонтанном нарушении этой симметрии возникает псевдоголдстоуновский бозон — аксион [2]. Современные экспериментальные данные (их сводку см. в [3]) оставляют приемлемыми лишь модели «невидимого» аксиона (см. обзор [4]), в рамках которых энергетический масштаб v_a нарушения симметрии $U(1)_{PQ}$ на много порядков превышает электрослабый масштаб $v_w=(\sqrt{2}\,G_F)^{-1/2}\simeq 250$ ГэВ (G_F — постоянная Ферми): $v_a\gtrsim 10^{10}$ ГэВ.

Лагранжиан взаимодействия аксионов a с фермионами f имеет вид (используются система единиц, в которой $\hbar=c=1$, $\alpha=e^2/4\pi\simeq 1/137$, и псевдоевклидова метрика с сигнатурой $(+\,-\,-\,-)$):

$$\mathscr{L}_{af}=\frac{g_{af}}{2m_f}\,(\bar{\psi}_f\gamma^{\mu}\gamma^5\psi_f)\,\partial_{\mu}a, \qquad (1)$$

где $g_{af}=c_f m_f/v_a$ — безразмерная константа связи; m_f — масса фермиона; c_f — численный коэффициент, зависящий от выбора модели [4]; матрица Дирака $\gamma^5=-i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. С линейной точностью по a/v_a лагранжиан (1) эквивалентен лагранжиану псевдоскалярного взаимодействия [4]

$$\tilde{\mathscr{L}}_{af}=-ig_{af}\,(\bar{\psi}_f\gamma^5\psi_f)\,a. \qquad (2)$$

Константы связи $g_{af}\sim m_f/v_a$ очень малы, и аксионные эффекты могут быть заметны в астрофизических условиях больших плотностей вещества, высоких температур, а также (например, в нейтронных звездах