СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

А.Р.Житницкий

МОДЕЛЬ CP - НАРУШЕНИЙ ВАЙНБЕРГА И СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ

ПРЕПРИНТ 80-153

Новосибирск

МОДЕЛЬ СР-НАРУШЕНИЯ ВАЙНБЕРГА И СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ

А.Р.Житницкий

Институт ядерной физики СО АН СССР
Новосибирск 630090

А Н Н О Т А Ц И Я

Детально обсуждается модель СР-нарушения Вайнберга[1]. Показано, что эффекты сильных взаимодействий на малых расстояниях существенно влияют на предсказания модели. В частности, сильные взаимодействия подавляют как вклад индуцированного механизма Вольфенстейна[2], удовлетворяющего соотношение $\Delta T = \frac{1}{2}$, так и вклад прямого миллислабого распада, нарушающего это соотношение. Величина $\varepsilon_{+-}/\varepsilon_{00} \sim 1$ в рамках рассматриваемой модели обеспечивается индуцированным "глюонным" механизмом, обусловленным оператором $T = \frac{1}{g} m_s \bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} \lambda^a d_L G^a_{\mu\nu}$. В работе дана оценка дипольного момента нейтрона ($D_n = 0{,}8.10^{-25}$ е.см.).

I. В В Е Д Е Н И Е

Целью настоящей работы является учет эффектов сильного взаимодействия на малых расстояниях в СР-нарушающие нелептонные распады. Обмен глюонами может нетривиально модифицировать эффективный гамильтониан слабого взаимодействия. Причем, изменяются не только коэффициенты в эффективном гамильтониане, но и могут появиться новые операторы, играющие существенную роль в понимании слабого взаимодействия (например, операторы O_{LR}, содержащие правые токи[3]).

В модели СР-нарушения Вайнберга эффекты обмена глюонами наиболее сильно влияют на относительную величинувозможных механизмов $K_L \to 2\pi$ распада. Подробнее обсудим каждый из возможных каналов, приводящих к $K_L \to 2\pi$ распаду.

I. Прямой миллислабый $K_L \to 2\pi$ распад, обусловленный членом $\sim(\bar{s}_R u_L)(\bar{u}_R d_L)$ в затравочном гамильтониане[I]. Здесь $s,\ u,\ d$ – соответствующие кварковые поля и $q_R = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)q$, $q_L = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)q$. Заметим, что оператор $(\bar{s}_R u_L)(\bar{u}_R d_L)$ нарушает правило $\Delta T = \frac{1}{2}$, а значит и соотношение $\eta_{+-}/\eta_{00} \sim 1$, установленное экспериментально с точностью до нескольких процентов. Как будет показано ниже, учет глюонов существенно ослабляет вклад этого канала в процесс $K_L \to 2\pi$.

2. Индуцированный механизм Вольфенстейна, предложенный в работе[2] для объяснения правила $\Delta T = \frac{1}{2}$. Эффективное четырехфермионное взаимодействие с $\Delta S = 2$ типа $(\bar{s}d)(\bar{s}d)$, нарушающее СР-четность, возникает благодаря диаграмме, показанной на рис.I,

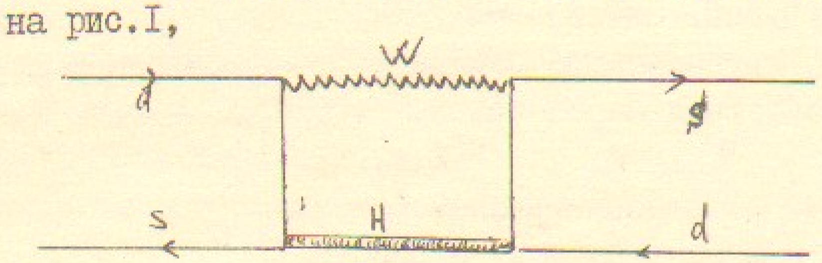

Рис.I

Через W обозначено поле W-бозона, приводящее к стандартному гамильтониану слабого взаимодействия, а через Н-поле хиггсовского бозона, обуславливающее нарушение Т-инвариантности в модели Вайнберга. СР-нарушающий параметр ϵ в этом случае выражается через T – нечетную часть перехода $K^0 \to \bar{K}^0$. Как будет показано ниже, учет глюонов подавляет эффективный гамильтониан с $\Delta S=2$, так что этот механизм дает меньший вклад в $K_L \to 2\pi$ распад, чем "глюонный".

3. "Глюонный" механизм обусловлен опрератором $T = \frac{i}{g} m_c \bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} \lambda^a d_L \, G^a_{\mu\nu}$, Здесь $G^a_{\mu\nu}$ – напряженность глюонного поля, g – константа связи глюонов с кварками. Оператор Т возникает благодаря диаграмме, представленной на рис.2.

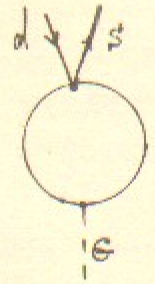

Рис 2

Очевидно, что он удовлетворяет правилу $\Delta T = 1/2$. Роль оператора Т обсуждалась ранее в работе [2]. Относительная величина вклада оператора Т по сравнению с индуцированным механизмом Вольфенстейна оценивалась на уровне 35%. Ниже мы Увидим, что учет глюонов существенно изменит это соотношение в пользу оператора Т.

Техника учета эффектов сильных взаимодействий на малых расстояниях довольно традиционна. Суммирование ведущих логарифмов $\ln\frac{m_W}{m_c}$, $\ln\frac{m_H}{m_c}$, $\ln\frac{m_c}{m}$ производится с помощью уравнения ренорм-группы. Здесь m_W, m_H, m_c – массы W – бозона, хиггсовского бозона и c - кварка соответственно; m – характерная масса обычных адронов. Предполагается, что $m_W^2/m_c^2 \gg 1$, $m_H^2/m_c^2 \gg 1$, $m_c^2/m^2 \gg 1$. Достаточно подробное изложение применения ренорм-групповой техники к слабым взаимодействиям можно найти, например, в работах [4,5]

План работы следующий. Во втором разделе найдены коэффициенты для СР-нарушающих операторов с ΔS =I, учитывающие сильные взаимодействия на малых расстояниях. В разделе 3, обсуждается эффективный гимильтониан с ΔS =2, приводящий к индуцированному механизму Вольфенстейна. Далее рассматривается оператор Т (раздел 4) и оцениваются матричные элементы переходов $K_1^0 \to K_2^0$ и $K_2^0 \to 2\pi$, обусловленные перечисленными выше операторами

(раздел 5). В разделе 6 оценивается вклад сильных взаимодействий в дипольный момент кварков.

2. ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН $H^{eff}(\Delta S=1)$

В отсутствии сильных взаимодействий гамильтониан, нарушающий СР-инвариантность в модели Вайнберга в локальном пределе равен [I,2]

$$H^0(\Delta S=1) = A m_s m_u \sin\theta\cos\theta\,(\bar{s}_R u_L)(\bar{u}_R d_L) + H.C. \qquad (I)$$

Здесь A – некоторый параметр модели, имеющий размерность G_F/m_c^2, причем $\operatorname{Im} A \neq 0$; m_s, m_u – массы s, u -кварков соответственно, В (I) мы сохранили только ту часть гамильтониана, которая ответственна за прямой $K_L \to 2\pi$ распад (кроме того, опущен член пропорциональный $m_d m_u$, так как $m_d \ll m_s$).

В этом разделе нас будет интересовать модификация сильными взаимодействиями именно этой части гамильтониана. Глюонные поправки (диаграммы типа рис.3) приводят к следующему выражению для $H^{eff}(\Delta S=1)$

$$H^{eff}(\Delta S=1) = A m_s m_u \sin\theta\cos\theta\,\tfrac{1}{2}\,(a_1 O_1 + a_2 O_2 + a_3 O_3 + a_4 O_4) \qquad (2)$$

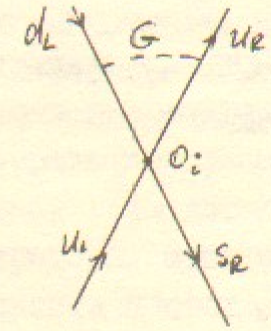

Рис 3

$$\begin{aligned}
\text{где}\quad O_1 &= (\bar{s}_R u_L)(\bar{u}_R d_L) \\
O_2 &= (\bar{s}_R \lambda^a u_L)(\bar{u}_R \lambda^a d_L) \\
O_3 &= (\bar{s}_R d_L)(\bar{u}_R u_L) \\
O_4 &= (\bar{s}_R \lambda^a d_L)(\bar{u}_R \lambda^a u_L)
\end{aligned} \qquad (3)$$

λ^a – это матрицы Гелл-Манна, действующие в цветном пространстве и нормированные условием $Sp\,\lambda^a\lambda^b = 2\delta^{ab}$.

В отсутствии сильного взаимодействия $a_1^0 = 2$, $a_{2,3,4}^0 = 0$. Для нахождения a_i с учетом поправок по сильному взаимодействию, выпишем матрицу аномальных размерностей для операторов O_i:

$$\gamma(g) = -\frac{2g^2}{16\pi^2}\rho \qquad \rho = \begin{pmatrix} 8 & -\frac{32}{9} & -\frac{32}{9} & -\frac{224}{27} \\ -1 & -\frac{8}{3} & +\frac{2}{3} & -\frac{22}{9} \\ -\frac{32}{9} & -\frac{224}{27} & 8 & -\frac{32}{9} \\ 2/3 & -22/9 & -1 & -8/3 \end{pmatrix} \qquad (4)$$

При получении матрицы (4) были использованы соотношения Фирца П1–П2, выписанные в приложении, и тождества для λ^a матриц П7–П8. Диагонализуя матрицу ρ можно получить операторы которые обладают определенными аномальными размерностями

$$\begin{aligned} Q_1 &= (O_1+O_3) - 0.03\,(O_2+O_4) & \rho_1 &= 4.84 \\ Q_2 &= (O_2+O_4) + 1.19\,(O_1+O_3) & \rho_2 &= -5.51 \\ Q_3 &= (O_1-O_3) - 0.15\,(O_2-O_4) & \rho_3 &= 10.84 \\ Q_4 &= (O_2-O_4) - 0.43\,(O_1-O_3) & \rho_4 &= 0.49 \end{aligned} \qquad (5)$$

Кроме модификации сильными взаимодействиями операторов, надо учесть изменение масс m_s, m_u входящих в выражение (2); это изменение сводится к следующей замене (аномальная размерность массового оператора равна – 4)

$$m_{s,u} \to m_{s,u}\,\xi^{-12/25}\,\chi_2^{-4/9} \qquad (6)$$

Здесь $\xi = 1 + \frac{25}{3}\frac{\alpha_s(m_c)}{4\pi}\ln\frac{m_H^2}{m_c^2}$, $\chi_2 = 1 + 9\frac{\alpha_s(m)}{4\pi}\ln\frac{m_c^2}{m^2}$ $\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$

В выражении (6) множитель $\xi^{-12/25}$ возникает от области $m_c < \mu < m_H$, а фактор $\chi_2^{-4/9}$ соответственно от области $m < \mu < m_c$.

Окончательное выражение для коэффициентов a_i имеет следующий вид

$$a_1 = \xi^{-24/25}\chi_2^{-8/9}\left\{0.96\,\xi^{0.58}\chi_2^{0.54} + 0.04\,\xi^{-0.66}\chi_2^{-0.61} + 1.07\,\xi^{1.3}\chi_2^{1.2} - 0.07\,\xi^{0.06}\chi_2^{0.05}\right\}$$

$$a_2 = \xi^{-24/25}\chi_2^{-8/9}\left\{-0.03\,\xi^{0.58}\chi_2^{0.54} + 0.03\,\xi^{-0.66}\chi_2^{-0.61} - 0.16\,\xi^{1.3}\chi_2^{1.2} + 0.16\,\xi^{0.06}\chi_2^{0.05}\right\}$$

$$a_3 = \xi^{-24/25}\chi_2^{-8/9}\left\{0.96\,\xi^{0.58}\chi_2^{0.54} + 0.04\,\xi^{-0.66}\chi_2^{-0.61} + 0.07\,\xi^{0.06}\chi_2^{0.05} - 1.07\,\xi^{1.3}\chi_2^{1.2}\right\}$$

$$a_4 = \xi^{-24/25}\chi_2^{-8/9}\left\{-0.03\,\xi^{0.58}\chi_2^{0.54} + 0.03\,\xi^{-0.66}\chi_2^{-0.61} + 0.16\,\xi^{1.3}\chi_2^{1.2} - 0.16\,\xi^{0.06}\chi_2^{0.05}\right\} \qquad (7)$$

Как и следовало ожидать, в пределе $\xi, \chi_2 \to 1$, имеем $a_1 \to 2$, $a_{2,3,4} \to 0$.

В заключении настоящего раздела отметим, что операторы O_i за счет диаграммы 2 приводят к ненулевому (но малому $\sim m_u$) коэффициенту C_T в операторном разложении перед оператором T. Мы пренебрегает этим членом. Наибольший вклад в величину C_T дают операторы, содержащие тяжелый c-кварк. Вычисление этого коэффициента проведено в разделе 4. Вычисление матричных элементом $\langle \bar{K} | O_i | K \rangle$ и численные оценки коэффициентов a_i будут обсуждаться в разделе 5.

3. ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН $H^{eff}(\Delta S=2)$

В отсутствии сильных взаимодействий гамильтониан $H(\Delta S=2)$ определяется рис.I [2]. В пределе точной $SU(4)$ эта диаграмма обращается в нуль благодаря сокращению вкладов от u и c – кварков. В случае $m_u \neq m_c$ интеграл, соответствующий рис.I конечен, и сходится даже в локальном пределе для пропагаторов W, H –бозонов. Причем значение интеграла полностью определяется областью виртуальных импульсов кварков $p_g^2 \sim m_c^2$. Благодаря этому учет сильных взаимодействий в области импульсов виртуального глюона $m_c^2 < p_g^2 < m_w^2$, m_H^2 сводится к замене затравочного гамильтониана $H_W^0(\Delta S=1)$, обусловленного обменом W -бозоном эффективным $H_W^{eff}(\Delta S=1)$; и аналогичной замене гамильтониана $H^0(\Delta S=1)$, приводящего к нарушению СР и обусловленного обменом хиггсовским бозоном на эффективный $H^{eff}(\Delta S=1)$. Такая замена соответствует учету диаграмм типа показанных на рис.4,5. Интегралыпо глюонной

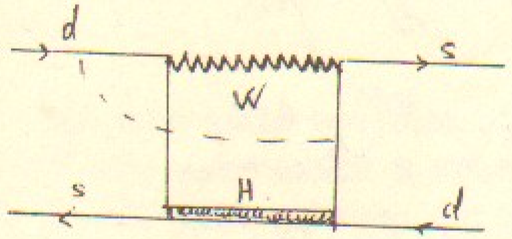

Рис 4.

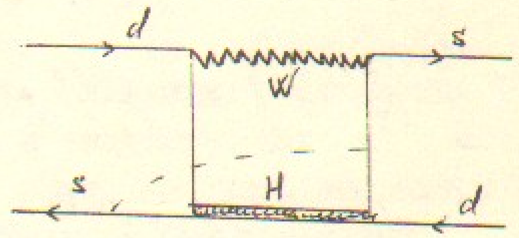

Рис 5.

петле, определяемые диаграммами 4,5 являются логарифмическими в области $m_c^2 < p_g^2 < m_W^2$ и $m_c^2 < p_g^2 < m_H^2$ соответственно. Таким образом для учета глюонов в блоке, содержащем W, необходимо произвести замену $H_W^0(\Delta S=1)$ на $H_W^{eff}(\Delta S=1)$, где

$$H_W^0(\Delta S=1) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos^2\theta \; \bar{s}\gamma_\mu(1+\gamma_5)c \; \bar{u}\gamma_\mu(1+\gamma_5)d + H.C.$$

$$H_W^{eff}(\Delta S=1) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos^2\theta \left\{ \chi_1^{12/25} O_- + \chi_1^{-6/25} O_+ \right\} + H.C. \qquad (8)$$

Здесь

$$\chi_1 = 1 + \frac{25}{3}\frac{\alpha_s(m_c)}{4\pi} \ln\frac{m_W^2}{m_c^2} \qquad O_\pm = \frac{1}{2}\left\{ \bar{s}\gamma_\mu(1+\gamma_5)c \; \bar{u}\gamma_\mu(1+\gamma_5)d \pm \bar{s}\gamma_\mu(1+\gamma_5)d \; \bar{u}\gamma_\mu(1+\gamma_5)c \right\}$$

Аналогичная замена производится, когда вместо u -кварка в выражении (8) стоит c - кварк. Отметим, что формула (8) была получена впервые в работе[4].

Учет глюонов в блоке, содержащем хиггсовский бозон, проводится аналогично тому, как это было сделано в разделе 2 и приводит к следующей замене $H^0(\Delta S=1)$ на $H^{eff}(\Delta S=1)$, где

$$H^0(\Delta S=1) = -A m_s m_c \sin^2\theta \, (\bar{s}_R u_L)(\bar{c}_R d_L) + H.C.$$

$$H^{eff}(\Delta S=1) = -A m_s m_c \sin^2\theta \, \frac{1}{2}\left\{ a_1 O_1 + a_2 O_2 + a_3 O_3 + a_4 O_4 \right\} + H.C. \qquad (9)$$

Здесь a_i выражаются следующим образом через ξ

$$a_1 = 0.96\,\xi^{0.58} + 0.04\,\xi^{-0.66} + 1.07\,\xi^{1.3} - 0.07\,\xi^{0.06}$$
$$a_2 = -0.03\,\xi^{0.58} + 0.03\,\xi^{-0.66} - 0.16\,\xi^{1.3} + 0.16\,\xi^{0.06} \qquad (10)$$
$$a_3 = 0.96\,\xi^{0.58} + 0.04\,\xi^{-0.66} - 1.07\,\xi^{1.3} + 0.07\,\xi^{0.06}$$
$$a_4 = -0.03\,\xi^{0.58} - 0.03\,\xi^{-0.66} + 0.16\,\xi^{1.3} - 0.16\,\xi^{0.06}$$

а операторы O_i определены аналогично соотношениям (3) с соответствующим переобозначением $\bar{u}_R \to \bar{c}_R$. Такая же замена должна быть произведена, когда вместо u -кварка в соотношении (9) стоит c -кварк.

В результате получается следующее выражение для эффективного гамильтониана $H^{eff}(\Delta S=2,\, p_g^2 > m_c^2)$, в котором учтены глюонные поправки в области $p_g^2 > m_c^2$

$$H^{eff}(\Delta S=2,\, p_g^2 > m_c^2) = -\tilde{g}\,(c_1 F_1 + c_2 F_2 + c_3 F_3 + c_4 F_4) \qquad (11)$$

здесь $\tilde{g} = \frac{A}{64\pi^2} \cdot \frac{G_F}{\sqrt{2}} m_c^2 m_s \sin^2\theta\cos^2\theta$, а локальные операторы F_i определены следующим образом

$$F_1 = m_s\,(\bar{s}_R d_L)(\bar{s}_R d_L)$$
$$F_2 = m_s\,(\bar{s}_R \lambda^a d_L)(\bar{s}_R \lambda^a d_L) \qquad (12)$$
$$F_3 = \bar{s}_L \gamma_\mu d_L \; \bar{s}_R \, i\overleftrightarrow{D}_\mu d_L$$
$$F_4 = \bar{s}_L \gamma_\mu \lambda^a d_L \; \bar{s}_R \, i\overleftrightarrow{D}_\mu \lambda^a d_L$$

где D_μ - ковариантная производная, и,как обычно

$$\overleftrightarrow{D}_\mu = \overrightarrow{D}_\mu - \overleftarrow{D}_\mu$$

Коэффициенты c_i, входящие в (11) выражаются через a_i (соотношения (10)) и χ_1.

$$c_1 = \left(\tfrac{1}{3}a_1 + \tfrac{16}{9}a_2 - 2a_3\right)\left(\chi_1^{12/25} + \chi_1^{-6/25}\right) - \left(a_1 + \tfrac{16}{3}a_2 - 6a_3\right)\left(\chi_1^{12/25} - \chi_1^{-6/25}\right)$$

$$c_2 = \left(\tfrac{1}{2}a_1 - \tfrac{1}{3}a_2 - 2a_4\right)\left(\chi_1^{12/25} + \chi_1^{-6/25}\right)$$

$$c_3 = \left(\tfrac{1}{3}a_1 + \tfrac{16}{9}a_2\right)\left(\chi_1^{12/25} + \chi_1^{-6/25}\right) - \left(a_1 + \tfrac{16}{3}a_2\right)\left(\chi_1^{12/25} - \chi_1^{-6/25}\right) \qquad (13)$$

$$c_4 = \left(\tfrac{1}{2}a_1 - \tfrac{1}{3}a_2\right)\left(\chi_1^{12/25} + \chi_1^{-6/25}\right)$$

Отметим, что операторами типа $m_s \bar{s}_L \gamma_\alpha d_L \bar{s}_L \gamma_\alpha d_L$ пренебрегаем, так как их матричные элементы $\langle \bar{K}|\ldots|K\rangle$ содержат малость $\frac{m_s^2}{m_c^2}$ по сравнению с операторами F_i. В отсутствие сильного взаимодействия соотношение (II) переходит, конечно, в выражении для гамильтониана $H(\Delta S=2)$, полученное в работе[2].

Действительно, в пределе $\xi, \chi_1, \chi_2 \to 1$ имеем $c_{1,3} \to \frac{4}{3}, c_{2,4} \to 2$. Кроме того, используя соотношение П3 и уравнения движения, легко показать, что

$$F_1 + F_3 = \bar{s}_L \gamma_\alpha d_L \, iD_\beta (\bar{s}_L \gamma_\beta \gamma_\alpha d_L)$$

$$F_2 + F_4 = \bar{s}_L \gamma_\alpha \lambda^a d_L \, iD_\beta (\bar{s}_L \gamma_\beta \gamma_\alpha \lambda^a d_L) \qquad (14)$$

Далее, учитывая тождество П7 имеем следующий предельный переход для выражения (II)

$$H(\Delta S=2) \xrightarrow{\alpha_s \to 0} -\tilde{g}\left\{\tfrac{4}{3}(F_1+F_3) + 2(F_2+F_4)\right\} = -4\tilde{g}\, \bar{s}_L^i \gamma_\alpha d_L^j \, iD_\beta (\bar{s}_L^j \gamma_\beta \gamma_\alpha d_L^i),$$ что

в точности соответствует выражению (10) работы[2].

Прежде чем переходить к учету глюонных поправок в области $m^2 < p_g^2 < m_c^2$ остановимся подробнее на определении оператора $F_4 = \bar{s}_L \gamma_\alpha \lambda^a d_L \bar{s}_R \lambda^a i\overleftrightarrow{D}_\alpha d_L$. Действие λ^a матриц в определении F_4 сводится к тому, что под F_4 понимается оператор

$$F_4 = -\tfrac{2}{3}\bar{s}_L^i \gamma_\mu d_L^i \bar{s}_R^j i\overrightarrow{D}_\mu d_L^j + 2\bar{s}_L^i \gamma_\mu d_L^j \bar{s}_R^j i\overrightarrow{D}_\mu d_L^i$$

то есть, когда $\overleftrightarrow{D}_\mu$ действует направо, λ^a стоит слева от D_μ и наоборот. Это можно записать так

$$\bar{s}_R \lambda^a i\overleftrightarrow{D}_\mu d_L = \bar{s}_L \lambda^a i\overrightarrow{D}_\mu d_L - \bar{s}_R i\overleftarrow{D}_\mu \lambda^a d_L$$

Удобство в пользовании F_i по сравнению с операторами типа $\bar{s}_L \gamma_\alpha d_L \, iD_\beta(\bar{s}_R \gamma_\beta \gamma_\alpha d_L)$ состоит в том, что учет глюонных поправок в области $m^2 < p_g^2 < m_c^2$ несравненно легче проводить именно

для операторов F_i ж

Учет эффектов сильных взаимодействий в области $m^2 < p_g^2 < m_c^2$ проводится следующим образом.

Выражение (II) для $H^{eff}(\Delta S=2,\ p_g^2 > m_c^2)$ рассматривается как затравочное с коэффициентами c_i, определяемыми соотношениями (13). Далее, в низшем порядке по α_s учитываются графики типа рис.6,7 и выписывается матрица аномальных размерностей для операторов F_i

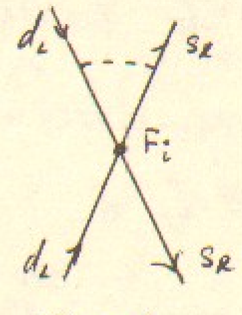

Рис 6.

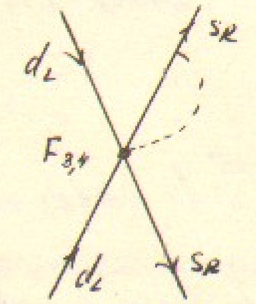

Рис 7.

$$\gamma(F_i) = \begin{pmatrix} \frac{4}{9} & -\frac{320}{27} & 0 & -\frac{64}{9} \\ -\frac{1}{3} & -\frac{82}{9} & -2 & -\frac{10}{3} \\ 0 & 0 & -\frac{4}{3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{4}{3} \end{pmatrix} \qquad (15)$$

При получении матрицы (15) были использованы соотношения П3–П6. Диагонализуя матрицу $\gamma(F_i)$ придем к следующим операторам R_i, которые обладают определнными аномальными размерностями.

$$R_1 = F_1 - 0{,}03F_2 \qquad \gamma_1 = 0{,}84$$

$$R_2 = F_2 + 1{,}19F_1 \qquad \gamma_2 = -9{,}51 \qquad (16)$$

$$R_3 = F_3 - 1{,}33F_1 - 0{,}20F_2 \qquad \gamma_3 = -1{,}33$$

$$R_4 = F_4 + 0{,}89F_1 - 0{,}466F_2 \qquad \gamma_4 = -1{,}33$$

Кроме модификации сильными взаимодействиями операторов F_i необходимо ввести общий множитель в гамильтониан, равный $\chi_2^{-4/9}$,

---

ж) Автор выражает благодарность А.И.Вайнштейну, который предложил использовать операторы F_i, что привело к существенному упрощению расчетов.

обязанный своим происхождением массе легкого кварка m_s (см. выражение (II) для $\tilde{g}$). В итоге получается следующее окончательное выражение для $H^{eff}(\Delta S=2)$

$$H^{eff}(\Delta S=2) = -\tilde{g}\left(\tilde{C}_1 F_1 + \tilde{C}_2 F_2 + \tilde{C}_3 F_3 + \tilde{C}_4 F_4\right) + H.C. \qquad (I7)$$

где $\tilde{C}_i$ следующим образом выражаются через C_i и χ_2

$$\tilde{C}_1 = \chi_2^{-0.35}\left(0.96C_1 - 1.15C_2 + 1.06C_3 - 1.39C_4\right) + \chi_2^{-0.59}\left(-1.33C_3 + 0.89C_4\right) +$$

$$+ \chi_2^{-1.5}\left(0.04C_1 + 1.14C_2 + 0.27C_3 + 0.5C_4\right)$$

$$\tilde{C}_2 = \chi_2^{-0.35}\left(-0.03C_1 + 0.04C_2 - 0.03C_3 + 0.05C_4\right) + \qquad (I8)$$

$$+ \chi_2^{-0.59}\left(-0.2C_3 - 0.47C_4\right) + \chi_2^{-1.5}\left(0.03C_1 + 0.96C_2 + 0.23C_3 + 0.42C_4\right)$$

$$\tilde{C}_3 = \chi_2^{-0.59} C_3$$

$$\tilde{C}_4 = \chi_2^{-0.59} C_4$$

Вычисление матричных элементов $\langle \bar{K}|F_i|K\rangle$ отложим до раздела 5, а сейчас перейдем к обсуждению оператора типа "магнитного момента".

4. Оператор $T = \frac{1}{g} m_c \bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} \lambda^a d_L G^a_{\mu\nu}$

Оператор типа T обсуждался ранее в ряде работ[5,6]. В этих статьях оператор T возникал в первом порядке по g за счет затравочного правого тока $\bar{s}_R \gamma_\mu c_R \bar{c}_L \gamma_\mu d_L = -2\bar{s}_R^i d_L^i \bar{c}_L^j c_R^j$. В нашем случае затравочное взаимодействие имеет несколько иной вид $(\bar{s}_R c_L)(\bar{c}_R d_L)$, не сводящейся к структуре произведения V, A - токов. В конечном счете это приводит к тому, что уже в низшем порядке по g интеграл, соответствующий диаграмме (рис.2) является логарифмическим (в отличие от случая операторов типа $\bar{s}_R \gamma_\mu c_R \bar{c}_L \gamma_\mu d_L$). Поэтому суммирование ведущих логарифмов производится следующим образом. Запишем H^{eff} в виде

$$H^{eff} = -f m_s m_c \sin\theta\cos\theta \frac{1}{2}\left[\tilde{a}_1 O_1 + \tilde{a}_2 O_2 + \tilde{a}_3 O_3 + \tilde{a}_4 O_4 + c_T T\right] \qquad (I9)$$

Здесь
$$O_1 = (\bar{s}_R c_L)(\bar{c}_R d_L)$$
$$O_2 = (\bar{s}_R \lambda^a c_L)(\bar{c}_R \lambda^a d_L)$$
$$O_3 = (\bar{s}_R d_L)(\bar{c}_R c_L)$$
$$O_4 = (\bar{s}_R \lambda^a d_L)(\bar{c}_R \lambda^a c_L)$$
$$T = \frac{1}{g} m_c \bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} \lambda^a d_L G^a_{\mu\nu}$$

Заметим, что $\frac{1}{g}$ и m_c включены в определение оператора T для того, чтобы матрица смешивания содержала лишь числовые множители. Рассмотрим область $m_c^2 < p_g^2 < m_W^2$. Смешивание операторов типа O_i между собой рассматривалось уже в разделе 2,. Поэтому для них матрица аномальных размерностей 4x4 дается выражением (4). Учет смешивания O_i с T определяется графиками типа рис.2 и приводит к тому, что появляются следующие отличные от нуля элементы матрицы смешивания $\rho_{51} = 1/4$ $\rho_{52} = -1/6$. Кроме того отлична от нуля ρ_{55} компонента, которая определяет аномальную размерность самого оператора T .

Аномальная размерность оператора $\tilde{T} = \bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} \lambda^a d_L G^a_{\mu\nu}$ была вычислена ранее в работах[5,6]и равна $b/2 - 2/3$, где b для четырехкварковой модели $= 25/3$, учет аномальной размерности $m_c(\mu)$ (равной -4) и $g(\mu)$, входящих в определение T , приводит к следующему значению ρ_{55} компоненты:

$$\rho_{55} = b/2 - 2/3 \cdot 4 + b/2 = -\frac{14}{3} + b = \frac{11}{3}.$$

В области $p_g^2 < m_c^2$ необходимо учитывать только оператор T , исключая из рассмотрения операторы O_i , содержащие тяжелых кварк (см.обсуждение этого вопроса в работе[5]). Кроме того в этой области не надо включать в оператор T аномальную размерность массы m_c (так как при $p_g^2 < m_c^2$ массовый оператор не содержит логарифмического члена).

Окончательное выражение для c_T имеет следующий вид:

$$c_T = \gamma_2^{13/27}\xi^{-24/25}\left\{0.21\left(\xi^{0.54}-\xi^{0.41}\right)+0.04\left(\xi^{1.2}-\xi^{0.41}\right)+\right.$$
$$\left.+0.01\left(\xi^{0.65}-\xi^{0.41}\right)\right\} \qquad (20)$$

5. Оценки матричных элементов

Прежде всего оценим матричный элемент прямого $K_2^0\to\pi^+\pi^-$ распада, обусловленного эффективным гамильтонианом (2). Для вычисления амплитуды $M(K_2^0\to\pi^+\pi^-)$ используем приближение валентных кварков[3,5] и запишем амплитуду распада в виде

$$M(K_2^0\to\pi^+\pi^-) = \langle\pi^+\pi^-|H^{eff}(\Delta S=1)|K_2^0\rangle =$$
$$= i\sqrt{2}\,\mathrm{Im}A\, m_s m_u \sin\theta\cos\theta\,\frac{1}{2}\langle\pi^+\pi^-|a_i O_i|K^0\rangle \qquad (21)$$

При получении (2I) было учтено, что $K_2^0=\frac{1}{\sqrt{2}}(K^0-\bar{K}^0)$ и операцией CP-сопряжения преобразовали член, содержащий $\bar{K}^0$.

Вычислим в качестве примера, обсуждаемый матричный элемент от оператора O_2. Аналогичная оценка для оператора O_1 была проведена в работе[2] (напомним, что без учета сильных взаимодействий гамильтониан содержал лишь оператор O_1).

Представим матричный элемент $\langle\pi^+\pi^-|O_2|K^0\rangle$ в виде

$$\langle\pi^+\pi^-|\bar{s}_L\lambda^a u_L\,\bar{u}_L\lambda^a d_L|K^0\rangle = \langle\pi^+\pi^-|-\tfrac{2}{3}(\bar{s}_L^i u_L^i)(\bar{u}_L^j d_L^j)+2(\bar{s}_L^i u_L^j)(\bar{u}_L^j d_L^i)|K^0\rangle$$

Далее, в модели валентных кварков матричный элемент $\langle\pi^+\pi^-|\ldots|K^0\rangle$ может быть записан следующим образом

$$-\frac{2}{3}\left\{\langle\pi^-|\bar{s}_L^i u_L^i|K^0\rangle\langle\pi^+|\bar{u}_L^j d_L^j|0\rangle-\frac{1}{2}\langle\pi^+\pi^-|\bar{u}_L^j u_L^i|0\rangle\langle 0|\bar{s}_L^i d_L^j|K^0\rangle\right\} \qquad (22)$$
$$+2\left\{\langle\pi^-|\bar{s}_L^i u_L^j|K^0\rangle\langle\pi^+|\bar{u}_L^j d_L^i|0\rangle-\frac{1}{2}\langle\pi^+\pi^-|\bar{u}_L^j u_L^j|0\rangle\langle 0|\bar{s}_L^i d_L^i|K^0\rangle\right\}=$$
$$=-\frac{8}{9}\langle\pi^+\pi^-|\bar{u}_L u_L|0\rangle\langle 0|\bar{s}_L d_L|K^0\rangle = \frac{+i\,m_K^2 m_\pi^2 f_K}{9 m_s m_u}\left(1+\frac{m_K^2}{m_\sigma^2}\right)$$

При получении (22) было использовано соотношение Фирца

$$(\bar{s}_L^i u_L^j)(\bar{u}_L^j d_L^i) = -\frac{1}{2}(\bar{s}_L^i d_L^i)(\bar{u}_L^j u_L^j)+\frac{1}{8}(\bar{s}_L^i\sigma_{\mu\nu}d_L^i)(\bar{u}_L^j\sigma_{\mu\nu}u_L^j) \qquad (23)$$

и свойство λ^a матриц П7.

Значения матричных элементов, входящих в (22)

$$\langle\pi^+\pi^-|\bar{u}_L^i u_L^j|0\rangle = \frac{1}{3}\delta^{ij}\frac{m_\pi^2}{4m_u}\left(1+\frac{m_K^2}{m_\sigma^2}\right) \qquad (24)$$
$$\langle 0|\bar{s}_L^i d_L^j|K^0\rangle = \frac{1}{3}\delta^{ij}\left(\frac{-i m_K^2 f_K}{2 m_s}\right)$$

были вычислены в работе[3].

Здесь f_K – постоянная $K\to\mu\nu$ распада, $m_\sigma\sim 0{,}4\,GeV$. Выражение для матричного элемента $\langle\pi^+\pi^-|\bar{u}_L u_L|0\rangle$ было получено в[3] используя технику алгебры токов, а член $\sim\frac{m_K^2}{m_\sigma^2}$ возникает при учете импульсов пионов. Аналогичным образом легко найти матричные элементы $\langle\pi^+\pi^-|O_i|K^0\rangle$ от других операторов.

$$\langle\pi^+\pi^-|O_1|K^0\rangle = -\frac{i f_\pi m_K^2 m_\pi^2}{8 m_s m_u}\left[f_+-\frac{1}{6}\frac{f_K}{f_\pi}\left(1+\frac{m_K^2}{m_\sigma^2}\right)\right]$$
$$\langle\pi^+\pi^-|O_2|K^0\rangle = -\frac{i f_\pi m_K^2 m_\pi^2}{8 m_s m_u}\left[-\frac{8}{9}\frac{f_K}{f_\pi}\left(1+\frac{m_K^2}{m_\sigma^2}\right)\right] \qquad (25)$$
$$\langle\pi^+\pi^-|O_3|K^0\rangle = -\frac{i f_\pi m_K^2 m_\pi^2}{8 m_s m_u}\left[-\frac{1}{6}f_++\frac{f_K}{f_\pi}\left(1+\frac{m_K^2}{m_\sigma^2}\right)\right]$$
$$\langle\pi^+\pi^-|O_4|K^0\rangle = -\frac{i f_\pi m_K^2 m_\pi^2}{8 m_s m_u}\left[-\frac{8}{9}f_+\right]$$

Здесь $f_+\sim 1$ – формфактор K_{e_3} распада.

Подставляя (25) в (2I) получаем следующее окончательное выражение для $M(K_2^0\to\pi^+\pi^-)$

$$M(K_2^0\to\pi^+\pi^-) = \frac{\sqrt{2}\,\mathrm{Im}A\sin\theta\cos\theta}{8}\,\frac{f_\pi m_K^2 m_\pi^2}{2}\times \qquad (26)$$
$$\times\left\{f_+\left(a_1-\frac{1}{6}a_3-\frac{8}{9}a_4\right)+\frac{f_K}{f_\pi}\left(1+\frac{m_K^2}{m_\sigma^2}\right)\left(-\frac{1}{6}a_1+a_3-\frac{8}{9}a_2\right)\right\}$$

Перейдем к оценке амплитуды (26). Выражения для коэффициентов a_i были получены в разделе I (см.(7)). Числовые значения коэффициентов представлены в таблице (I)

Таблица I

Коэффициенты a_i операторного разложения (2)

	a_1	a_2	a_3	a_4
$m=0.2\,GeV$, $m_H=6\,GeV$ $m_c=1.3\,GeV$ $\alpha_s(m)=1$	2,34	-0,26	-I,32	0,23
$m=0.2\,GeV$ $m_H=10\,GeV$ $m_c=2\,GeV$ $\alpha_s(m)=1$	2,38	-0,27	-I,4I	0,24

Из таблицы (I) видно, что выбор параметров не очень сильно влияет на коэффициенты a_i. Обратим внимание также на тот факт, что величина a_3 численно довольно велика (при $\alpha_s \to 0$, $a_1 \to 2$, $a_{2,3,4} \to 0$). Это приводит к сильному сокращению в выражении (26) для амплитуды М $(K_2^0 \to \pi^+\pi^-)$ прямого распада. (Матричные элементы от операторов $\langle O_1 \rangle, \langle O_3 \rangle$ имеют один знак, а коэффициенты a_1, a_3 – различный). В частности, подставив значения a_i из первой строки таблицы I, придем к следующему выражению для амплитуды $M = \frac{\sqrt{2}\, Im A \sin\theta \cos\theta}{5} f_\pi m_K^2 m_\pi^2 (-0.04)$, во втором варианте M = – 0.09, а без учета глюонов M = +0,7 в тех же единицах.

При вычислении здесь и в дальнейшем полагаем $\frac{f_K}{f_\pi}$ =I,I, $f_\pi = 0{,}95\, m_\pi$, $\sin\theta = 0{,}22$, $m_K^2/m_s^2 = 0{,}5$ f_+ =I.

Ясно, что при таком сильном сокращении невозможно более или менее уверенно дать численную оценку этой амплитуде. Однако, сокращение не является случайным и носит устойчивый характер. А именно, при расширении области интегрирования $m^2 \, \rho_g^2 < m_H^2$ величина амплитуды M, будучи отрицательной медленно растет по абсолютной величине. Обратим внимание и на то, что учет глюонов приводит к смене знака амплитуды – это говорит о близости величины обсуждаемой амплитуды к нулю. Отметим, наконец, сильную зависимость M от значений матричных элементов (25), в частности, от параметра $m_\sigma \sim 0{,}7\, GeV$. Некоторым основанием для такого выбора m_σ может служить тот факт, что аналогичные матричные элементы входят в выражение для амплитуды обычного $K_s \to 2\pi$ распада[3](где также имеет место критичная зависимость от параметра m_σ). И удовлетворительное согласие с экспериментальным числом достигается именно при значении $m_\sigma \sim 0.7\, GeV$. Таким образом, глюоны приводят к существенному уменьшению роли прямого, миллислабого $K_2^0 \to \pi^+\pi^-$ распада, нарушающего соотношение $\eta_{+-} \sim \eta_{00}$.

Теперь перейдем к оценке матричного элемента $\langle \bar{K}^0 | H^{eff} | K \rangle$, который входит в выражение для СР-нарушающего параметра ϵ[2].

$$|\epsilon| = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left| \frac{Im \langle \bar{K} | H^{eff}(\Delta S=2) | K \rangle}{Re \langle \bar{K} | H_W | K \rangle} \right| \qquad (27)$$

Здесь $H^{eff}(\Delta S=2)$ дается выражением (I7), а величина $Re\langle \bar{K} | H_W | K \rangle$ была впервые вычислена в работе[7]. Глюонные поправки к этой амплитуде представлены в[8]. (Численно будут использованы результаты работы[8]).

Остановимся подробнее на вычислении амплитуды $\langle \bar{K} | H^{eff}(\Delta S=2) | K \rangle = -\tilde{g} \langle \bar{K} | \tilde{c}_i F_i | K \rangle$. Здесь $\tilde{c}_i$ были вычислены в разделе 3, и даются выражениями (I8), а F_i – локальные операторы, определенные в (I2). Значение матричного элемента от оператора F_1 было получено в работе[5].

$$\langle \bar{K} | F_1 | K \rangle = -\frac{5}{12} \frac{m_K^4 f_K^2}{m_s} \qquad (28)$$

Аналогично вычисляется матричный элемент от оператора F_2

$$\langle \bar{K} | F_2 | K \rangle = -\frac{2}{3} m_s \langle \bar{K} | (\bar{s}_R d_L)(\bar{s}_R d_L) | K \rangle + 2 m_s \langle \bar{K} | (\bar{s}_R^i d_L^j)(\bar{s}_R^j d_L^i) | K \rangle =$$

$$= -\frac{2}{3} m_s \left\{ 2 \langle \bar{K} | \bar{s}_R d_L | 0 \rangle \langle 0 | \bar{s}_R d_L | K \rangle - \langle \bar{K} | \bar{s}_R^i d_L^j | 0 \rangle \langle 0 | \bar{s}_R^j d_L^i | K \rangle \right\} +$$

$$+ 2 m_s \left\{ 2 \langle \bar{K} | \bar{s}_R^i d_L^j | 0 \rangle \langle 0 | \bar{s}_R^j d_L^i | K \rangle - \langle \bar{K} | \bar{s}_R^i d_L^i | 0 \rangle \langle 0 | \bar{s}_R^j d_L^j | K \rangle \right\} = \qquad (29)$$

$$= -\frac{16}{9} m_s \langle \bar{K} | \bar{s}_R d_L | 0 \rangle \langle 0 | \bar{s}_R d_L | K \rangle = \frac{4}{9} \frac{m_K^4 f_K^2}{m_s}$$

При получении (29) было использовано соотношение Фирца типа (23), свойство λ^a матриц (П7) и значение одночастичного матричного элемента (24).

Для вычисления матричных элементов от операторов $F_3 F_4$ удобно перейти к линейным комбинациям этих операторов с операторами F_1, F_2. Рассмотрим подробнее F_3. Учитывая (I4) имеем соотношение

$$F_1 + F_3 = \bar{s}_L \gamma_\alpha d_L \, iD_\beta (\bar{s}_R \gamma_\beta \gamma_\alpha d_L) \equiv \tilde{F}_3$$

Удобство оператора $\tilde{F}_3$ по сравнению с F_3 при вычислении матричных элементов заключается в том, что преобразование Фирца для $\tilde{F}_3$ не меняют его структуры. Запишем теперь интересующий нас матричный элемент от оператора $\tilde{F}_3$ в следующем виде

$$\langle \bar{K} |\, \bar{s}_L \gamma_\alpha d_L \, iD_\beta (\bar{s}_R \gamma_\beta \gamma_\alpha d_L) | K \rangle =$$

$$= 2 \langle \bar{K} | -iD_\beta (\bar{s}_L \gamma_\alpha d_L) | 0 \rangle \langle 0 |\, \bar{s}_R \gamma_\beta \gamma_\alpha d_L | K \rangle +$$

$$+ 2 \langle \bar{K} |\, \bar{s}_L^i \gamma_\alpha d_L^j | 0 \rangle \langle 0 | (iD_\beta \bar{s}_R)^j \gamma_\beta \gamma_\alpha d_L^i | K \rangle + \tag{30}$$

$$+ 2 \langle \bar{K} |\, \bar{s}_L^i \gamma_\alpha (iD_\beta d_L)^j | 0 \rangle \langle 0 |\, \bar{s}_R^j \gamma_\beta \gamma_\alpha d_L^i | K \rangle =$$

$$= 2\, m_s \langle \bar{K} |\, \bar{s}_R d_L | 0 \rangle \langle 0 |\, \bar{s}_R d_L | K \rangle +$$

$$- 2\, m_s \langle \bar{K} |\, \bar{s}_L^i \gamma_\alpha d_L^j | 0 \rangle \langle 0 |\, \bar{s}_L^j \gamma_\alpha d_L^i | K \rangle +$$

$$+ 2\, m_d \langle \bar{K} |\, \bar{s}_R^i d_L^j | 0 \rangle \langle 0 |\, \bar{s}_R^j d_L^i | K \rangle = -\frac{1}{2} \frac{m_K^4 f_K^2}{m_s}$$

При получении окончательного выражения были отброшены два последних члена, имеющие малость m_s^2/m_K^2 и m_d/m_s соответственно. Учитывая (30) и значение (28) матричного элемента от оператора F_1, получаем следующее выражение для $\langle F_3 \rangle$

$$\langle \bar{K} | F_3 | K \rangle = \langle \bar{K} | \tilde{F}_3 | K \rangle - \langle \bar{K} | F_1 | K \rangle = -\frac{1}{12} \frac{m_K^4 f_K^2}{m_s} \tag{31}$$

Аналогичным образом вычисляется матричный элемент от оператора F_4

$$\langle \bar{K} | F_4 | K \rangle = -\frac{4}{9} \frac{m_K^4 f_K^2}{m_s} \tag{32}$$

Отметим некоторое различие в оценках матричных элементов $\langle \bar{K} | F_i | K \rangle$ в настоящей статье и работе[2].

Вычисление обсуждаемых матричных элементов в работе[2] производится в модели квазисвободных кварков (взаимодействие эффективно учитывается заменой $m_s \to m_{s^*}$, $m_{s^*} \sim 0{,}45\ GeV$). Такое вычисление приводит к иным (по сравнению с (31)-(32))

числовым множителям в выражениях для $\langle \bar{K} | F_{3,4} | K \rangle$.

Вернемся к соотношениям (31), (32). Используя эти оценки для матричных элементов $\langle \bar{K} | F_i | K \rangle$ и зная коэффициенты $\tilde{c}_i$ (соотношения (18)), можно определить величину ϵ , которая дается выражением (27).

Если не учитывать других механизмов $K_2^0 \to \pi^+\pi^-$ распада, то амплитуда $M(K_2^0 \to \pi^+\pi^-)$ -обусловленная индуцированным механизмом Вольфенстейна равна $M(K_2^0 \to \pi^+\pi^-) = \epsilon\, M(K_S \to \pi^+\pi^-)$

В конце настоящего раздела приведена таблица 2. численных оценок распада $K_2^0 \to \pi^+\pi^-$ за счет всех трех механизмов (прямого миллислабого, индуцированного Вольфенстейна, глюонного).

Перейдем к оценке матричного элемента $\langle \pi^+\pi^- | T | K_L \rangle$, обусловленного оператором T . Аналогичные вычисления для $K_S \to 2\gamma$ распада за счет оператора T обсуждались в работе[3]. Мы будем следовать рецепту этой статьи.

Сравним ширину $\Gamma(K_L \to 2\pi)$ распада, обусловленного оператором T с шириной $\Gamma_{str}(\sigma \to 2\pi)$ сильнораспадающегося гипотетического скалярного мезона σ . Предположив, что отношение ширин приближенно равно отношению их констант связи, получаем

$$\frac{\Gamma_T(K_L \to 2\pi)}{\Gamma_{str}} \approx \left(\frac{A m_s m_c^2 C_T \sin\theta\, m}{\alpha_s(m) \cdot 4\pi} \right)^2 \tag{33}$$

Здесь m - характерный адронный параметр $\sim 0.70\ GeV$. и $\alpha_s(m) = 1$, C_T определяется выражением (20). Так как $\Gamma(K_L \to 2\pi) \approx |M(K_L \to 2\pi)|^2 \frac{1}{16\pi m_K}$, то значение матричного элемента $K_L \to 2\pi$ распада, обусловленного оператором T равно

$$M_T(K_L \to 2\pi) = \sqrt{16\pi m_K \Gamma_{str}} \left(\frac{A m_s m_c^2 C_T m_\rho}{4\pi} \sin\theta \right)$$

Численная оценка приведена в таблице 2, где были выбраны следующие значения параметров $\Gamma_{str} = 0{,}3\ GeV$, $m \approx m_\rho$. Отметим некоторое численное различие в роли оператора T в настоящей статье и работе[2]. Оно обусловлено главным образом тем, что в[2] вводился фактор $1/3$ за счет уменьшения константы связи $g(m_c)/g(m) \sim \chi_3^{-1/2} \sim 1/3$. Однако учет большой аномальной размерности оператора $\tilde{T} = \bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} \lambda^a d_L G^a_{\mu\nu}$, равной $1/2 - 2/3$ почти полностью сокращает эту малость, так как приводит к множителю $\chi_3^{\frac{16}{6} - \frac{3}{6}}$

Таблица 2

Амплитуда $K_L \to \pi^+\pi^-$ распада в единицах $Im A\, m_c^2 m_\pi^3 \sin\theta$

	миллислабый распад	механизм Вольфенстайна	"глюонный" механизм
m_c =I,3 m=0,2 m_H = 6 $\alpha_s(m)$ =I	-0,007	I,0	2,8
m_c =2 m=0.2 m_H =I0 $\alpha_s(m)$ =I	-0,0I5	0,8	6,6
оценки работы[2]	+0,I2	-2,I	0,7

Отметим, что сильное варьирование вклада оператора T в рассматриваемый процесс, в зависимости от параметров, связан не с изменением коэффициента в операторном разложении C_T, а с квадратичной зависимостью эффективного гамильтониана от m_c. В связи с этим заметим, что вычисление разности масс $K_L - K_S$ мезонов также приводит к выражению, квадратично зависящему от m_c, и удовлетворительное согласие с экспериментальным значением достигается при значении $m_c \sim$ I.7 GeV без учета глюонных поправок и $m_c \sim 2\, GeV$ с учетом последних. Поэтому мы ожидаем, что значение обсуждаемой амплитуды имеет величину ближе к 6,6 (см.табл.2), чем к 2,8 в единицах $Im A\, m_c^2 m_\pi^3 \sin\theta$. Считая "глюонный" механизм доминирующим в $K_L \to 2\pi$ распаде, можно оценить величину $Im A$

$$Im A\, m_c^2 \sim 0.3\, G_F \qquad (34)$$

Численно, значение параметра модели $Im A$ близко к полученному в работе[2].

Из таблицы 2 видно, что нарушение правила $\Delta T = \frac{1}{2}$, обусловленное миллислабым механизмом не превосходит процента, даже если считать неопределенность приведенных оценок на уровне I00%, то-есть $\left| \left| \frac{\varepsilon_{+-}}{\varepsilon_{00}} \right| - 1 \right| \leq 10^{-2}$

6. Дипольный момент нейтрона $\mathcal{D}_n$

Оценив значение параметра $Im A$ рассматриваемой модели,

можно вычислить дипольный момент кварка $\mathcal{D}_q$, обусловленный диаграммой, представленной на рис.8. Соответствующие выражения

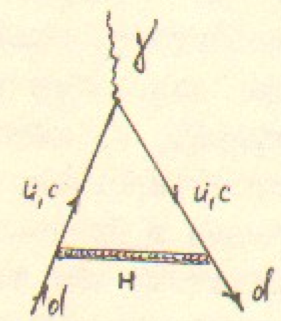

Рис 8.

для $\mathcal{D}_q$ были получены в работах[1,2]. Мы оценим влияние сильных взаимодействий на величину $\mathcal{D}_q$. Сразу отметим, что эффект сильных взаимодействий приводит к уменьшению значения дипольного момента нейтрона примерно в три раза по сравнению с оценкой работы[2] и составляет величину порядка 0,8.I0^{-25} е.см. Простейшая кварковая модель дает следующее выражение для дипольного момента нейтрона $\mathcal{D}_n = \frac{4}{3}\mathcal{D}_d - \frac{1}{3}\mathcal{D}_u$ [2]. Так как $\mathcal{D}_u \ll \mathcal{D}_d$ в $\frac{m_s^2}{m_c^2}$ (в промежуточном состоянии на диаграмме (8) вместо C-кварка стоит s -кварк), то вкладом $\mathcal{D}_u$ можно пренебречь. Кроме того мы пренебрегаем вкладом u-кварка в промежуточном состоянии на рис. (8) по сравнению с вкладом c-кварка. Соответствующая малость составляют величину порядка $\frac{m_u^2}{m_c^2} \cdot \frac{\cos^2\theta}{\sin^2\theta} \sim$ I0^{-4}.

Перейдем к последовательному учету сильных взаимодействий. Прежде всего рассмотрим область $m_c^2 < p_g^2 < m_H^2$. Учет диаграмм типа (рис.9) приводит к тому, что H^0 заменяется на $H^{eff}(p^2)$, где

$$\begin{aligned} H^0 &= A \sin^2\theta\, m_d m_c (\bar{d}_R c_L)(\bar{c}_R d_L) \\ H^{eff}(p^2) &= A \sin^2\theta\, m_d m_c \tfrac{1}{2} \{ a_1 O_1 + a_2 O_2 + a_3 O_3 + a_4 O_4 + c_T T \} \end{aligned} \qquad (35)$$

Здесь O_i, T определены аналогично соотношениям (I9) с очевидной заменой $\bar{d}_R \to \bar{s}_R$, а коэффициенты a_i, C_T определяются так же как и в разделе 4. Далее надо учесть множитель, связанный с аномальной размерностью конечного оператора $\bar{d}_R \sigma_{\mu\nu} d_L F_{\mu\nu}$

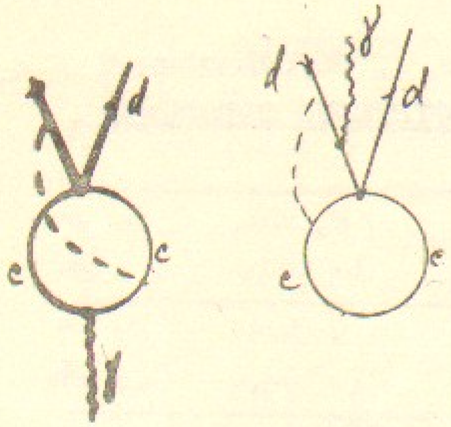

Рис.9

($F_{\mu\nu}$ – напряженность электромагнитного поля). Соответствующая диаграмма представлена на рис.IO. И, наконец, проводится интегрирование полученного выражения в пределах $m^2 < p^2 < m_H^2$. Отметим, что такая процедура учета связана с логарифмичностью диаграммы рис.8. В противном случае можно было бы сразу подставить пределы интегрирования. Примером такого рода (нет логарифма в затравочной диаграмме) может служить процесс $K \to \bar{K}$, рассмотренный в третьем разделе.

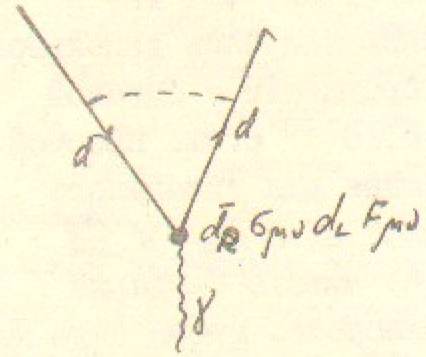

Рис.IO

В области $m^2 < p_g^2 < m_c^2$ надо учесть лишь изменение оператора дипольного момента $\bar d_R \sigma_{\mu\nu} d_L F_{\mu\nu}$ (его аномальная размерность определяется рис.(IO) и равна $-4/3$) и изменение m_d (аномальная размерность равна –4).

Далее, учитывая вклад каждого из операторов O_i, T в дипольный момент кварка, приходим к следующему выражению для $\mathcal{D}_d$

$$\mathcal{D}_d = \frac{e m_d}{24\pi^2} \, \mathrm{Im} A \, m_c^2 \sin^2\theta \, \tilde{\Delta} \tag{36}$$

Здесь $\tilde{\Delta} = \tilde{\Delta}_1 \tilde{\Delta}_2$, причем $\tilde{\Delta}_1$ соответствует учету глюонных вставок в области $m_c^2 < p^2 < m_H^2$, а $\tilde{\Delta}_2$ соответственно в области $m^2 < p^2 < m_c^2$

$$\tilde{\Delta}_1 = \frac{1}{2} \int_{m_c^2}^{m_H^2} \frac{dp^2}{p^2} \left(\frac{\alpha_s(m_c^2)}{\alpha_s(p^2)}\right)^{-\frac{36}{25}} \left(\frac{\alpha_s(p^2)}{\alpha_s(m_H^2)}\right)^{-\frac{4}{25}} \left\{ -3{,}65 \left(\frac{\alpha_s(p^2)}{\alpha_s(m_H^2)}\right)^{0{,}58} + \right.$$

$$+ 0.22 \left(\frac{\alpha_s(p^2)}{\alpha_s(m_H^2)}\right)^{-0.66} - 0.65 \left(\frac{\alpha_s(p^2)}{\alpha_s(m_H^2)}\right)^{1.3} + \tag{37}$$

$$\left. + 0.49 \left(\frac{\alpha_s(p^2)}{\alpha_s(m_H^2)}\right)^{0.06} + 5{,}59 \left(\frac{\alpha_s(p^2)}{\alpha_s(m_H^2)}\right)^{11/25} \right\}$$

$$\tilde{\Delta}_2 = \chi_2^{-16/27}$$

Из (39) легко видеть, что в отсутствии сильного взаимодействия $\tilde{\Delta} = \ln \frac{m_H^2}{m_c^2}$ и мы приходим к выражению для дипольного момента, представленного в работах[1,2]. Интегрирование (39) приводит к значению $\tilde{\Delta} \sim 0.9$ и соответственно для дипольного момента нейтрона имеем оценку

$$\mathcal{D}_n = \frac{4}{3} \mathcal{D}_d = 0.8 \cdot 10^{-25} \text{e.см} \tag{38}$$

Это значение более чем в три раза меньше соответствующей оценки работы[2]

Отметим в заключении, что выбор значения m_c практически не сказывается на оценке (40). Это связано с тем, что графики рис.2 и рис.8 (приводящие к глюонному механизму $K_L \to 2\pi$ распада и дипольному моменту соответственно) сходны по структуре и оба пропорциональны m_c^2. В итоге значение параметра $\mathrm{Im} A \, m_c^2$, эффективно входящего в выражение (38) для дипольного момента не зависит от m_c.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный выше анализ модели CP-нарушения Вайнберга показывает, что наряду с индуцированным механизмом Вольфенстейна, существенную роль в объяснении соотношения $\varepsilon_{+-}/\varepsilon_{00} \sim 1$ может играть и глюонный механизм. И тот и другой дают существенно больший вклад в $K_L \to 2\pi$ распад, чем прямой миллислабый механизм. Проблема точности проведенного анализа довольно сложна, и включает в себя такие вопросы, как точность оценки матричных элементов (особенно это относится к матричному элементу от оператора T), справедливость старшего логарифмического приближения и так далее. Кажется разумным считать коэффициенты операторного разложения определенными с точностью до фактора I,5÷2. Это связано с тем, что области интегрирования $m_c^2 < P_g^2 < m_W^2$ и $m^2 < P_g^2 < m_c^2$ достаточно малы, так что приближение ведущих логарифмов для ряда теории возмущения не является вполне удовлетворительным. Фактор I,5÷2 введен из сравнения с анализом работы[3]. Область интегрирования, определяющая коэффициент перед доминирующими операторами в этой работе, также ограничивалась значениями $m^2 < P_g^2 < m_c^2$ и, сравнение с экспериментальным числом привело к отклонению ~ I,7.

Однако, столь большая погрешность в оценках, по-видимому, не может привести к качественному изменению соотношения между различными механизмами $K_L \to 2\pi$ распада (табл.2).

Автор выражает глубокую благодарность А.И.Вайнштейну и И.Б.Хриплович за обсуждения и полезные замечания.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett 37 (1976), 657

2. A.A. Anselm, D.I. Dyakonov, Nucl. Phys. B145 (1978), 271

3. А.И.Вайнштейн и др. ЖЭТФ (1977) I275.

4. M.K. Gaillard, B.W. Lee Phys. Rev. Lett. 33, 108 (1974)
G. Altarelly, L. Maiani, Phys. Lett 52B (1974), 351

5. M.A. Shifman et al. Phys. Rev. D18 (1978), 2583

6. R.K. Ellis, Nucl. Phys. B108 (1976), 239 F. Wilczek, A. Zee Phys. Rev. D15 (1977), 2660

7. А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович, Письма в ЖЭТФ I8 (I973), I4I.

8.. А.И.Вайнштейн и др. ЯФ 23 (I976), I024.

ПРИЛОЖЕНИЕ

$$\frac{1}{8}\bar{s}_R\lambda^a\sigma_{\mu\nu}u_L\,\bar{u}_R\lambda^a\sigma_{\mu\nu}d_L = \frac{1}{2}\bar{s}_R\lambda^a u_L\,\bar{u}_R\lambda^a d_L + \frac{16}{9}(\bar{s}_R d_L)(\bar{u}_R u_L) - \frac{1}{3}(\bar{s}_R\lambda^a d_L)(\bar{u}_R\lambda^a u_L)$$ П.I

$$\frac{1}{8}\bar{s}_R\sigma_{\mu\nu}u_L\,\bar{u}_R\sigma_{\mu\nu}d_L = \frac{1}{2}(\bar{s}_R u_L)(\bar{u}_R d_L) + \frac{1}{3}(\bar{s}_R d_L)(\bar{u}_R u_L) + \frac{1}{2}(\bar{s}_R\lambda^a d_L)(\bar{u}_R\lambda^a u_L)$$ П.2

$$\bar{s}^i_L\gamma_\alpha d^j_L\, iD_\beta(\bar{s}^k_R\sigma_{\beta\alpha}d^l_L) = \bar{s}^i_L\gamma_\beta d^j_L\,\bar{s}^k_R i\overleftrightarrow{D}_\beta d^l_L$$ П.3

$$\bar{s}^i_L\gamma_\alpha d^j_L(\bar{s}^k_R i\overleftrightarrow{D}_\beta\sigma_{\beta\alpha}d^l_L) = m_s(\bar{s}^i_R d^j_L)(\bar{s}^k_R d^l_L)$$ П.4

$$\bar{s}_L i\overleftrightarrow{D}_\beta\gamma_\mu d_L\,\bar{s}_R\sigma_{\beta\mu}d_L = -\bar{s}_L\gamma_\alpha d_L\,\bar{s}_R i\overleftrightarrow{D}_\alpha d_L + \frac{10}{3}m_s(\bar{s}_R d_L)(\bar{s}_R d_L) + 2m_s(\bar{s}_R\lambda^a d_L)(\bar{s}_R\lambda^a d_L)$$ П.5

$$\bar{s}_L\lambda^a i\overleftrightarrow{D}_\beta\gamma_\mu d_L\,\bar{s}_R\sigma_{\beta\mu}\lambda^a d_L = -\bar{s}_L\gamma_\alpha\lambda^a d_L\,\bar{s}_R\lambda^a i\overleftrightarrow{D}_\alpha d_L + \frac{2}{3}m_s(\bar{s}_R\lambda^a d_L)(\bar{s}_R\lambda^a d_L) + \frac{64}{9}m_s(\bar{s}_R d_L)(\bar{s}_R d_L)$$ П.6

В П.3–П.6 отброшены члены, содержащие m_d и имеющие вид $m_s\bar{s}_L\gamma_\alpha d_L\,\bar{s}_L\gamma_\alpha d_L$; последние приводят к значениям интерисующих нас матричных элементов, содержащих малость $\frac{m_s^2}{m_k^2}$ (см.текст) П.3–П.4 доказываются тривиально, используя уравнения движений, а П.5–П.6 доказываются исходя из тождества

$$iD_\lambda\{\bar{s}_L\gamma_\lambda\gamma_\beta\gamma_\mu d_L - \bar{s}_L\gamma_\mu\gamma_\beta\gamma_\lambda d_L\} = 2i\,\bar{s}_L(\overleftarrow{D}_\beta\gamma_\mu - \gamma_\beta\overleftarrow{D}_\mu)d_L - 2m_s\bar{s}_R\sigma_{\beta\mu}d_L$$

И, наконец, приведем соотношения между матрицами λ^a

$$\lambda^a_{ij}\lambda^a_{kl} = -\frac{2}{3}\delta_{ij}\delta_{kl} + 2\delta_{il}\delta_{jk}$$ П.7

$$(\lambda^a\lambda^b)_{ij}(\lambda^a\lambda^b)_{kl} = -\frac{4}{3}\lambda^c_{ij}\lambda^c_{kl} + \frac{32}{9}\delta_{ij}\delta_{kl}$$ П.8

$$(\lambda^a\lambda^b)_{ij}(\lambda^b\lambda^a)_{kl} = \frac{14}{3}\lambda^c_{ij}\lambda^c_{kl} + \frac{32}{9}\delta_{ij}\delta_{kl}$$ П.9

Работа поступила - 23 июня 1980г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 4.УП-1980г. МН 07217
Усл. 1,6 печ.л., 1,3 учетно-изд.л.
Тираж 150 экз. Бесплатно
Заказ № 153.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР