из тканей в кровь, однозначно определен при известных $n(A)$ и $N(A)$. Однако $N(A)$ не допускает прямой регистрации, а $n(A)$ лишь частично отражает поведение этой гистограммы, поскольку клетки, соответствующие большим значениям A, вообще не попадают в кровь.

Вместо разработки модели, описывающей в деталях процесс проникновения иммунокомпетентных клеток в кровоток, ограничимся формулировкой параметризованной феноменологической модели, основанной на следующих соображениях.

Пусть A_0 — максимальное число молекул-антигенов на мембране клетки, при котором клетка проникает в кровь, и этому значению отвечает начало отсчета времени для системы (7): $A(0) = A_0$. В предшествующие моменты $n(A) \equiv 0$, и поэтому естественно потребовать, чтобы $h(A) = 0$ при $A = A_0$; с другой стороны, при $A = A_{\min} = 1$ функция $n(A) = N(A)$ и, значит, $h(1) = 1$. Положим, что на интервале $(1, A_0)$ функция $h(A)$ монотонно убывающая. В качестве простейшей из таких функций примем следующую: $h(A) = C\, h_0^p(A)$, $p > 0$, $h_0(A) = \left(\frac{1-A/A_0}{1-1/A_0}\right)^p$.

Теперь возникает задача идентификации принятой модели с результатами измерений.

Допустим, что в качестве входных данных для решения такой задачи можно принять «пункцию» на лимфоцидных тканях: A_1, $n(A)$ и $N(A)$. Тогда при известной величине A_0 приходим к уравнениям $n(A_i) = h_0^p(A_i)N(A_i)$. Отсюда однозначно определяется величина p.

При точных входных данных значение p не зависит от выбора A_i и оказывается справедливой теорема единственности относительно параметров модели перехода.

Приближенное значение $\tilde{p}$ может быть найдено методом наименьших квадратов (или его регуляризованным вариантом), если взять за основу многократные вычисления $\tilde{p}$ при фиксированном A_1.

Литература

1. *Марчук Г.И.* Математические модели иммунологии. Вычислительные методы и эксперименты. М.: Недра, 1991.
2. *Гласко В.Б., Родионов С.В., Володин А.А., Соболевский А.С.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2000. № 3. С. 6 (Moscow University Phys. Bull. 2000. No. 3. P. 1).
3. *Калиткин Н.Н.* Численные методы. М.: Наука, 1978.
4. *Васильев О.С., Гласко В.Б., Гласко Ю.В.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1997. № 4. С. 7 (Moscow University Phys. Bull. 1997. No. 4. P. 7).

Поступила в редакцию
16.03.01

УДК 539.173

МАССОВЫЕ ПОПРАВКИ К СОБСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ВКЛАДАМ АКСИАЛЬНО-ВЕКТОРНЫХ ТОКОВ В КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

В. С. Замиралов

(*НИИЯФ*)

E-mail: zamir@depni.npi.msu.su

Показано, что в киральной теории возмущений однопетлевые собственно-энергетические вклады аксиально-векторных токов барионов октета сильно завися от массовых поправок, возникающих из-за разницы масс в октете барионов.

Введение

В недавних работах [1, 2] слабые распады гиперонов были рассмотрены в рамках киральной теории возмущений для тяжелых барионов (HBχPT). В развитие более ранних результатов [3, 4] были подробно проанализированы однопетлевые поправки. При этом в расчетах предполагалось вырождение масс внутри унитарных мультиплетов барионов и учитывалась только разность между средней массой барионов октета и средней массой барионов декуплета δ [1]. Соответствующие однопетлевые диаграммы для барионов одного и того же унитарного мультиплета суммировались с одинаковым весом. В то же время величина разности средних масс барионов декуплета и октета δ, примерно равная 250 МэВ [5], соразмерна с разностями масс внутри унитарных мультиплетов барионов. Поэтому представляется важным учесть разность масс между изотопическими мультиплетами внутри каждого унитарного мультиплета. Для этого следует вычислить теоретико-групповые весовые факторы для каждой однопетлевой диаграммы и ввести факторы, учитывающие разность масс между изотопическими мультиплетами. Ниже будут рассмотрены только однопетлевые поправки, отвечающие собственно-энергетическим поправкам к волновым функциям барионов. Соответствующие диаграммы достаточно просты, они дают возможность четко увидеть эффект массовых поправок для однопетлевых собственно-энергетических вкладов в рамках модели HBχPT.

1. Киральные лагранжианы в HBχPT

В рамках модели HBχPT киральный лагранжиан записывается в терминах барионных полей, зависящих от скорости, которые построены таким образом, чтобы убрать из уравнения Дирака зависимость от свободного движения частицы (см., напр., [5–7]):

$$B_v(x) = \exp(iM_B\hat{v}v{\cdot}x)B(x).$$

Здесь $B(x)$ — октет барионов со спином 1/2 и средней массой $M_B \approx 1150$ МэВ. Октет $B_v(x)$ задается матрицей

$$B_v = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma_v^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda_v^0 & \Sigma_v^+ & p_v \\ \Sigma_v^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma_v^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda_v^0 & n_v \\ \Xi_v^- & \Xi_v^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda_v^0 \end{pmatrix}.$$

Голдстоуновские бозоны, появляющиеся в пределе киральной симметрии, отождествляются с октетом псевдоскалярных мезонов и параметризуются в виде

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{pmatrix}.$$

Этот псевдоскалярный октет взаимодействует с барионными полями через векторные и аксиально-векторные токи [5–7]

$$V^\mu = \frac{1}{2}(\xi\partial^\mu\xi^\dagger + \xi^\dagger\partial^\mu\xi), \quad A^\mu = \frac{i}{2}(\xi\partial^\mu\xi^\dagger - \xi^\dagger\partial^\mu\xi),$$

где $\xi = \exp(iP/f)$ и $\xi \to L\xi R^\dagger$; $L, R \in SU(3)_{L,R}$, а $f = f_\pi \approx 93$ МэВ — псевдоскалярная константа распада в пределе киральной симметрии. В вычислениях используются величины $f_\pi = 93$ МэВ, $f_K = f_\eta = 1.2 f_\pi$ [5].

В низшем порядке разложения по теории возмущений киральный лагранжиан для октета барионов имеет вид [8]:

$$\begin{aligned} L_v^0 = {} & i\,\mathrm{Sp}\,\bar{B}_v(v\mathcal{D})B_v + 2D\,\mathrm{Sp}\,\bar{B}_v S_v^\mu\{A_\mu, B_v\} + \\ & +2F\,\mathrm{Sp}\,\bar{B}_v S_v^\mu[A_\mu, B_v] - \delta_N \overline{B_{v1}^3} B_{v3}^1 + \\ & +\delta_\Xi \overline{B_{v3}^1} B_{v1}^3 + \mathrm{Sp}\,\partial_\mu P \partial^\mu P + \ldots, \end{aligned} \qquad (1)$$

где $\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + [V_\mu,]$ — ковариантная киральная производная. Константы D и F — это характерные для $SU(3)_f$ константы связи барионов с аксиально-векторным током. Здесь введены два новых члена с коэффициентами $\delta_N = M_B - M_N$ и $\delta_\Xi = M_\Xi - M_B$, чтобы учесть разность масс между изотопическими мультиплетами октета барионов. Разницей масс между Σ- и Λ-гиперонами пренебрегается, так что $M_\Sigma = M_\Lambda = M_B = 1150$ МэВ.

Спиновый оператор S_v^μ определен в работах [4, 7] и в системе отчета, в которой $v^\mu = (1,0,0)$, имеет вид $S_v^\mu = \left(0, \frac{1}{2}\sigma\right)$.

2. Собственно-энергетические однопетлевые поправки

Поскольку ниже рассматриваются только собственно-энергетические однопетлевые поправки, мы ограничимся соответствующей частью более общего разложения по теории возмущений в киральном формализме [1, 3, 4] и введем парциальные факторы $\lambda_{BB'}^i$ для каждой i-й диаграммы, чтобы иметь возможность учесть разность масс между барионами октета во вкладах отдельных диаграмм:

$$\begin{aligned} G_{B'B}^A = {} & G_{B'B}^{A0}\left(1 - \frac{1}{16\pi^2 f^2}\sum_{X=K,\eta}\sum_{i=1}^{n}\lambda_{BB'}^{(X)i} \times \right. \\ & \left. \times L(M_K, \delta_i, \mu)\right) + \ldots = \\ = {} & G_{BB'}^{A0}\left(1 - \frac{1}{16\pi^2 f^2}\lambda_{B'B}^{\mathrm{eff}} M_K^2 \ln\frac{M_K^2}{\mu^2}\right) + \ldots, \end{aligned} \qquad (2)$$

где многоточием обозначены другие киральные вклады. Здесь константы $G_{BB'}^{A0}$, обычно рассчитываемые по модели $SU(3)_f$, имеют вид [9, 10]

$$G_{pn}^{A0} = f + d, \quad G_{\Xi^0\Xi^-}^{A0} = -f + d,$$

$$G_{p\Lambda}^{A0} = \frac{1}{\sqrt{6}}(3f + d), \quad G_{\Lambda\Xi^-}^{A0} = \frac{1}{\sqrt{6}}(3f - d),$$

$$G_{n\Sigma^-}^{A0} = (-f + d), \quad G_{\Sigma^-\Xi^0}^{A0} = (f + d),$$

$$G_{\Lambda\Sigma^-}^{A0} = \sqrt{\frac{2}{3}}d.$$

При $f = 2/3$, $d = 1$ воспроизводятся результаты нерелятивистской кварковой модели. (Во многих работах d, f отождествляются с D, F из (1).) В пределе вырожденных масс октета $\lambda_{B'B}^{\mathrm{eff}} \Rightarrow \Rightarrow \lambda_{BB'} = \sum_{i=1}^n \lambda_{BB'}^i$, где n — число собственно-энергетических диаграмм [1, 3, 4]*). Фактор δ_i в выражении (2) есть разность между массами барионов внутри K-петли и вне ее в i-й

*) Здесь и всюду далее стрелка означает переход к пределу равных масс для барионов октета.

диаграмме: $\delta_N = 210$ МэВ или $\delta_\Xi = 170$ МэВ с соответствующим знаком, при этом предположено равенство $M_B = M_\Lambda = M_\Sigma = 1150$ МэВ. В вычислениях использована массовая формула $SU(3)_f$ для мезонов (в пренебрежении квадратом массы пиона) $M_\eta^2 = \frac{4}{3}M_K^2$.

Интеграл по петле с точностью до множителя дается выражением [6, 8]

$$L(M,\delta,\mu) = M^2 \ln\frac{M^2}{\mu^2} + 2\pi\delta F(M,\delta,\mu),$$
$$F(M,0,i) = M,$$
$$\pi F(M,\delta,\mu) = -\delta \ln\frac{M^2}{\mu^2} + $$
$$+2\sqrt{M^2-\delta^2}\left(\frac{1}{2}\pi - \operatorname{arctg}\frac{\delta}{\sqrt{M^2-\delta^2}}\right),$$
$$\delta \leqslant M.$$

Как уже отмечалось, обычно рассматриваются вклады от K- и η-мезонов в однопетлевые диаграммы (в дальнейшем K- и η-петли) [3, 4], хотя вклады от π-мезонов также могут оказаться важными [1]. Однако π-мезоны не приводят к появлению заметной разницы масс в однопетлевых диаграммах. Здесь рассматриваются однопетлевые диаграммы с K- и η-мезонами и барионами октета. Удобно привести результаты в терминах масс η-мезона, поскольку фактор 3/4 из массовой формулы компенсирует множитель, возникающий при интегрировании, что облегчает сравнение с результатами других работ [1, 4, 8].

Вклад в аксиально-векторный ток pn. Вначале рассмотрим сохраняющий странность аксиально-векторный ток pn . Всего здесь восемь однопетлевых диаграмм, шесть из них с K-петлями, а две с η-петлями (рис. 1).

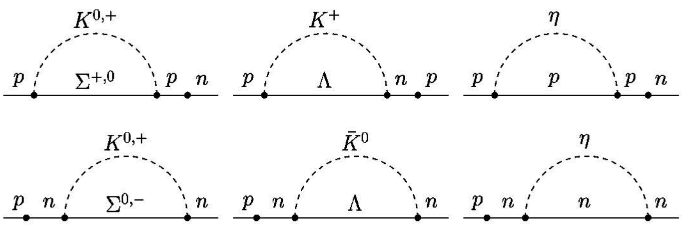

Рис. 1. Собственно-энергетические диаграммы перехода pn

Как видно из диаграмм, K-петли содержат $\Sigma(1192)$- и $\Lambda(1115)$-гипероны. Поэтому мы учитываем поправки, связанные с разностью масс $\delta_N = M_B - M_N = 210$ МэВ. Как уже говорилось, перед вкладами K-петель вводится фактор 3/4, чтобы учесть разницу в массах между K- и η-мезонами [4, 8]. Во вкладах η-петель присутствуют нуклоны, поэтому для них массовые поправки не нужны. В этих приближениях получаем:

$$\lambda_{pn}^{\text{eff}} = \frac{3}{4}\,2\left[\frac{5}{3}D^2 - 2FD + 3F^2\right]\delta_{\Lambda N}^{+} + \frac{1}{3}(3F-D)^2 \Rightarrow$$
$$\Rightarrow \frac{17}{6}D^2 - 5DF + \frac{15}{2}F^2 = \lambda_{pn}.$$

Вклад в аксиально-векторный ток $\Xi^0\Xi^-$. Те же аргументы справедливы для сохраняющего странность аксиально-векторного тока $\Xi^0\Xi^-$. Всего здесь восемь однопетлевых диаграмм, шесть из них с K-петлями, а две с η-петлями (рис. 2).

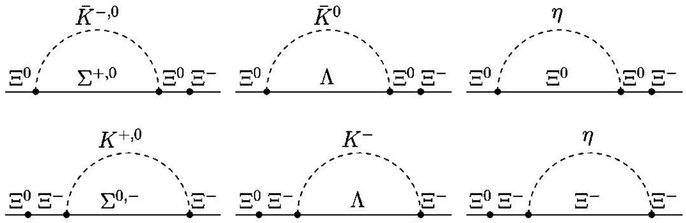

Рис. 2. Собственно-энергетические диаграммы перехода $\Xi^0\Xi^-$

И здесь K-петли содержат Σ- и Λ-гипероны. Поэтому мы учитываем поправки, связанные с разностью масс $\delta_{\Xi\Lambda} = M_\Xi - M_\Lambda = 170$ МэВ. Во вкладах η-петель присутствуют каскадные гипероны, и массовые поправки не вводятся. При этом получаем

$$\lambda_{\Xi^0\Xi^-}^{\text{eff}} = \frac{3}{4}\,2\left[\frac{5}{3}D^2 + 2FD + 3F^2\right]\delta_{\Sigma\Xi}^{-} + \frac{1}{3}(3F+D)^2 \Rightarrow$$
$$\Rightarrow \frac{17}{6}D^2 + 5DF + \frac{15}{2}F^2 = \lambda_{\Xi^0\Xi^-}.$$

Последний результат получается из предыдущего для тока pn заменой $F \to -F$ [3].

Вклад в аксиально-векторный ток $p\Lambda$. Теперь рассмотрим аксиально-векторный ток $p\Lambda$, нарушающий странность. Собственно-энергетические диаграммы с K- и η-петлями описываются девятью диаграммами, семь из которых связаны с K-петлями, а две с η-петлями (рис. 3).

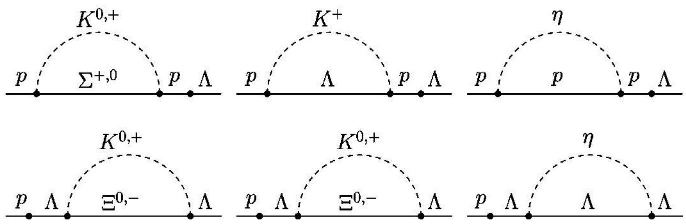

Рис. 3. Собственно-энергетические диаграммы перехода $p\Lambda$

K-петли содержат барионы очень разных масс, $N(940)$ и $\Xi(1320)$. Поэтому следует учесть разности масс δ_N и δ_Ξ. В результате в соответствии с диаграммами рис. 3 получаем:

$$\lambda_{p\Lambda}^{\text{eff}} = \frac{3}{4}\left[\left(\frac{5}{3}D^2 - 2FD + 3F^2\right)\delta_{\Lambda N}^{+} + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{3}(3F+D)^2\delta_{\Lambda N}^{-} + \frac{1}{3}(3F-D)^2\delta_{\Lambda\Xi}^{+}\right] +$$
$$+\left[\frac{1}{6}(3F-D)^2 + \frac{2}{3}D^2\right] \Rightarrow$$
$$\Rightarrow \frac{31}{12}D^2 - \frac{5}{2}DF + \frac{33}{4}F^2 = \lambda_{p\Lambda}.$$

Вклад в аксиально-векторный ток $\Lambda\Xi^-$. Собственно-энергетические поправки к аксиально-векторному току $\Lambda\Xi^-$, нарушающему странность, описываются девятью диаграммами, семь из которых связаны с K-петлями, а две с η-петлями (рис. 4).

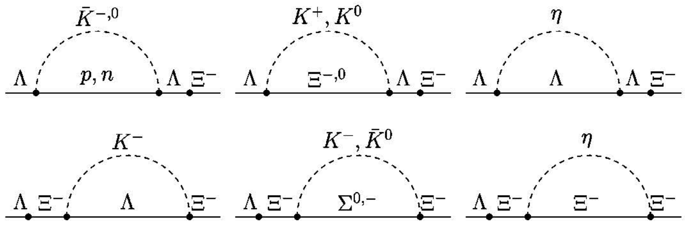

Рис. 4. Собственно-энергетические диаграммы перехода $\Lambda\Xi^-$

Аналогично предыдущему получаем

$$\lambda^{\text{eff}}_{\Lambda\Xi^-} = \left[\frac{5}{3}D^2 + 2FD + 3F^2\right]\delta^-_{\Sigma\Xi} + \\ + \frac{1}{3}(3F+D)^2\delta^-_{\Lambda N} + \frac{1}{3}(3F-D)^2\delta^+_{\Lambda\Xi} + \\ + \frac{4}{3}\left[\frac{1}{6}(3F+D)^2 + \frac{2}{3}D^2\right] \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{31}{12}D^2 + \frac{5}{2}DF + \frac{33}{4}F^2 = \lambda_{\Lambda\Xi^-}.$$

Последний результат получается из предыдущего для тока $p\Lambda$ заменой $F \to -F$ [3].

Вклад в аксиально-векторный ток $n\Sigma^-$. Собственно-энергетические поправки к аксиально-векторному току $n\Sigma^-$, нарушающему странность, описываются семью диаграммами, пять из которых связаны с K-петлями, а две с η-петлями (рис. 5).

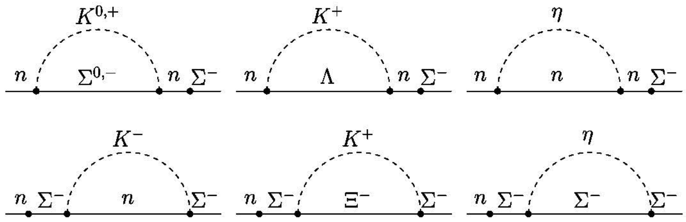

Рис. 5. Собственно-энергетические диаграммы перехода $n\Sigma^-$

Соответствующая формула имеет вид

$$\lambda^{\text{eff}}_{n\Sigma^-} = \frac{3}{4}\left[\left(\frac{5}{3}D^2 - 2FD + 3F^2\right)\delta^-_{\Lambda N} + \right. \\ \left. + \frac{1}{3}(F-D)^2\delta^-_{\Sigma N} + \frac{1}{3}(F+D)^2\delta^+_{\Sigma\Xi}\right] + \\ + \left[\frac{1}{6}(3F-D)^2 + \frac{2}{3}D^2\right] \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{43}{12}D^2 - \frac{5}{2}DF + \frac{21}{4}F^2\lambda_{n\Sigma^-}.$$

Вклад в аксиально-векторный ток $\Sigma^+\Xi^0$. Собственно-энергетические поправки к аксиально-векторному току $\Sigma^+\Xi^0$, нарушающему странность, описываются также семью диаграммами, пять из которых связаны с K-петлями, а две с η-петлями (рис. 6).

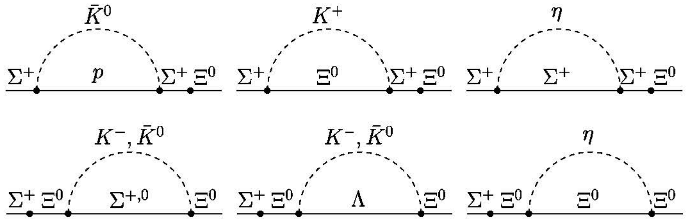

Рис. 6. Собственно-энергетические диаграммы перехода $\Sigma^+\Xi^0$

Получаем

$$\lambda^{\text{eff}}_{\Sigma^+\Xi^0} = \frac{3}{4}\left[\left(\frac{5}{3}D^2 + 2FD + 3F^2\right)\delta^-_{\Sigma\Xi} + \right. \\ \left. + \frac{1}{3}(F-D)^2\delta^-_{\Sigma N} + \frac{1}{3}(F+D)^2\delta^+_{\Sigma\Xi}\right] + \\ + \left[\frac{1}{6}(3F+D)^2 + \frac{2}{3}D^2\right] \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{43}{12}D^2 + \frac{5}{2}DF + \frac{21}{4}F^2 = \lambda_{\Sigma^+\Xi^0}.$$

Последний результат получается из предыдущего заменой $F \to -F$ [3].

Вклад в аксиально-векторный ток $\Lambda\Sigma^-$. Собственно-энергетические поправки к сохраняющему странность аксиально-векторному току $\Lambda\Sigma^-$ описываются восемью диаграммами, шесть из которых связаны с K-петлями, а две с η-петлями (рис. 7).

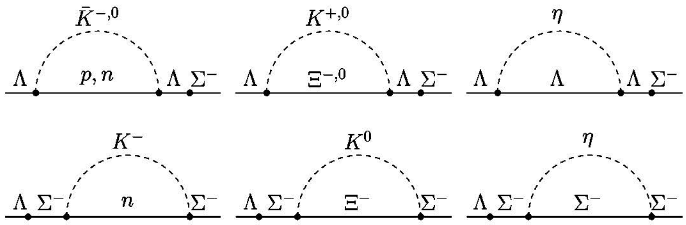

Рис. 7. Собственно-энергетические диаграммы перехода $\Lambda\Sigma^-$

Соответственно получаем

$$\lambda^{\text{eff}}_{\Lambda\Sigma^-} = \frac{3}{4}\left[4F^2 + \frac{4}{3}D^2\right](\delta^-_{\Lambda N} + \delta^+_{\Lambda\Xi}) + \frac{4}{3}D^2 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{10}{3}D^2 + 6F^2 = \lambda_{\Lambda\Sigma^-}.$$

Величины собственно-энергетических поправок $\lambda_{B'B}$ с учетом разностей масс барионов и без него приведены в таблице.

Первая, вторая и третья строки содержат значения $\lambda^{\text{eff}}_{B'B}$ с массовыми поправками при нескольких значениях характерного параметра киральной модели μ. Четвертая строка содержит значения $\lambda_{B'B}$, полученные при вырождении масс октета M_B [4]. Вычисления выполнены для значений $D = 1$,

Величины собственно-эне ргетических поправок $\lambda_{B'B}$ с учетом разностей масс барионов и без него

	μ	λ_{pn}	$\lambda_{\Xi^0\Xi^-}$	$\lambda_{p\Lambda}$	$\lambda_{\Lambda\Xi^-}$	$\lambda_{n\Sigma^-}$	$\lambda_{\Sigma^-\Xi^0}$	$\lambda_{\Lambda\Sigma^-}$
1	$4\pi f_\pi$	−0.60	17.40	5.84	14.84	0.25	9.25	6.69
2	1 ГэВ	−1.17	19.52	6.41	16.76	−0.44	9.91	7.15
3	400 МэВ	−7.28	41.96	12.49	37.11	−7.72	16.89	12.05
4	Без поправок	2.84	9.51	4.59	7.93	4.25	7.59	6.00

$F=2/3$, $\mu=400$ МэВ, 1 ГэВ и 1.17 ГэВ. (В работе [5] в результате фитирования свободных параметров модели было найдено значение $\mu=407$ МэВ. Обычно же используются значения $\mu\approx 1$ ГэВ [3, 6, 8].)

Заключение

В настоящей работе выполнены расчеты однопетлевых собственно-энергетических поправок к аксиально-векторным константам связи с учетом нарушения масс между барионами октета. Поскольку коэффициенты $\lambda_{B'B}$ выражаются суммой членов одного знака, ожидалось, что результаты будут относительно стабильны к массовым поправкам. Оказалось, однако, что значения $\lambda_{B'B}$ чувствительны к нарушению масс в октете барионов.

Значение $\mu=400$ МэВ приводит к наибольшим отклонениям, но причина, по всей видимости, лежит в близости величины μ к значению массы каона.

Для величин параметра $\mu\approx 1$ ГэВ сильное отклонение получено для аксиально-векторного тока pn. Для аксиально-векторного тока $n\Sigma^-$ обнаружен деструктивный характер учета массовых поправок. Собственно-энергетические вклады для аксиально-векторных токов $\Xi^0\Xi^-$ и $p\Lambda$ также указывают на сильное влияние массовых поправок, тогда как для токов $\Sigma^-\Xi^-$ и $\Lambda\Sigma^-$ они достаточно малы.

Таким образом, оказалось, что поправки за счет нарушения масс октета важны при расчетах однопетлевых собственно-энергетических вкладов в разложении по теории возмущений в киральной модели HBχPT. Можно ожидать, что для других однопетлевых вкладов такой модели поправки будут на том же уровне. Этот вопрос будет рассмотрен в дальнейшем.

Автор благодарен В.М. Дубовику, Дж. Томпсону и Ф. Хуссейну за обсуждение работы и проф. С. Ранджбар-Даеми, заведующему отделом высоких энергий Международного центра теоретической физики в Триесте (Италия), за оказанное гостеприимство.

Работа выполнена при поддержке Международного центра теоретической физики в Триесте (Италия).

Литература

1. *Abd El-Hady A., Tandean J.* // Phys. Rev. 2000. **D61**. P. 114014.
2. *Borasoy B., Muller G.* // Phys. Rev. 2000. **D62**. P. 054020.
3. *Bijens J., Sonoda H., Wise M.* // Nucl. Phys. 1985. **B261**. P. 185.
4. *Jenkins E., Manohar A.* // Phys. Lett. 1991. **B255**. P. 558.
5. *Phuoc Ha, Durand L.* // Phys. Rev. 1998. **D58**. P. 093008.
6. *Puglia S.J., Ramsey-Musolf M.J.* // Phys. Rev. 2000. **D61**. P. 034010.
7. *Georgi H.* // Phys. Lett. 1990. **B240**. P. 447.
8. *Jenkins E., Luke M., Manohar A., Savage M.J.* // Phys. Lett. 1993. **B302**. P. 482; Ibid. 1996. **B388**. P. 866 (E).
9. *Gasiorowicz S.* Elementary Particle Physics. New York–London–Sydney: John Wiley & Sons, 1966.
10. *Нгуен Ван Хьеу*. Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1967.

Поступила в редакцию
21.03.01