

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 324.2

Д-795

3843/2-77

26/ix-77

P2 - 10734

А.З.Дубничкова, Г.В.Ефимов, М.А.Иванов

ПОПРАВКИ К МАССАМ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ
И ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

1977

P2 - 10734

А.З.Дубничкова, Г.В.Ефимов, М.А.Иванов

ПОПРАВКИ К МАССАМ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ
И ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Дубни́чкова А.З., Ефимов Г.В., Иванов М.А.

P2 - 10734

Поправки к массам псевдоскалярных и векторных мезонов
в нелокальной модели кварков

В рамках нелокальной модели кварков исследуется вопрос о расщеплении масс псевдоскалярных и векторных мезонов. Лагранжианы взаимодействия между физическими и кварковыми полями выбираются инвариантными относительно $SU(3)$ -группы с простейшими типами связей. Нарушение $SU(3)$ -симметрии осуществляется за счет изменения параметров странного кварка. Вычисление поправок к массам проводится в низших порядках теории возмущений с помощью методов нелокальной квантовой теории поля. Показано, что наилучший способ нарушения $SU(3)$ -симметрии - случай, когда масса странного кварка становится меньше массы нестранного кварка. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными. Все формулы устойчивы относительно изменения параметров, характеризующих кварк.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Dubničkova A.Z. et al.

P2 - 10734

Pseudoscalar and Vector Meson Mass Corrections
in the Nonlocal Quark Model

In the framework of the nonlocal quark model mass corrections of pseudoscalar and vector mesons is studied. Lagrangians of interaction between quarks and physical fields are invariants with respect to the $SU(3)$ -group. The change of parameters of a strange quark leads to breaking the $SU(3)$ -symmetry. Calculations of mass corrections are performed in the lowest perturbation orders by nonlocal field theory methods. It is shown the best way of breaking the $SU(3)$ -symmetry is that the mass of a strange quark is less than that of an unstrange quark. A good fitting of experimental data is obtained. All formulae are stable with respect to changing of quark parameters.

The investigation has been performed at the
Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

§ I. Введение

В последние годы много усилий прилагается к решению проблемы "удержания" кварка. Разрабатываются различные модели типа "струн", "мешков" и т.д. /1/.

В работах /2,3/ была предложена модель, при помощи которой можно объяснить механизм удержания кварка совсем с другой точки зрения. Исходная гипотеза состояла в том, что кварки не существуют как обычные частицы. Эта гипотеза была реализована следующим образом. В квантовой теории поля удалось найти такие "частицы", названные виртонами, для которых, во-первых, поле, описывающее их в свободном состоянии, тождественно равно нулю (т.е. виртоны не существуют в свободном состоянии) и, во-вторых, причинная функция Грина нетривиальна (т.е. виртоны существуют только в виртуальном состоянии).

Виртонное поле является хорошим кандидатом на роль кварков.

В качестве первого шага в изучении предлагаемой модели в физике адронов мы рассмотрим в её рамках поправки к массам псевдоскалярных и векторных мезонов. При этом мы будем рассматривать кварковое поле как поле, переносящее взаимодействие между адронами. Другими словами, мы считаем, что адроны, которые описываются обычным образом, взаимодействуют друг с другом не непосредственно, а путем обмена кварками-виртонами.

При таком подходе важным вопросом является выбор лагранжиана взаимодействия между физическими частицами и кварками. Основным принципом при выборе лагранжиана является требование инвариантности относительно определённых групп симметрии ($SU(3)$ - группа, киральные группы, группы калибровочных преобразований и т.д.).

По заданному лагранжиану взаимодействия, как показано в /2,3/, можно построить конечную и унитарную S -матрицу. Вычисление матричных элементов физических процессов может быть проведено лишь в рамках теории возмущений. Поэтому нужно потребовать, чтобы в модели получались малые эффективные константы разложения в ряд по теории возмущений.

Кроме того, поскольку мы хотим с единой точки зрения описать имеющиеся экспериментальные данные по физике адронов низких энергий, то на начальном этапе естественно потребовать устойчивости формул относительно изменения параметров теории, характеризующих кварковое поле.

В данной работе, исходя из простейших лагранжианов, инвариантных относительно $SU(3)$ -группы, исследован вопрос о расщеплении масс псевдоскалярных и векторных мезонов.

Поскольку при точной $SU(3)$ -симметрии массы всех частиц, входящих в данный октет, одинаковы, то необходимо нарушить $SU(3)$ -симметрию. Мы нарушаем $SU(3)$ -симметрию, считая, что параметры, характеризующие странный кварк, отличны от параметров нестранных кварков.

Оказалось, что наилучший способ нарушения - способ, когда странный кварк "улегчается".

Экспериментальные данные описываются с хорошей точностью.

§ 2. Лагранжианы взаимодействия и параметры теории

Лагранжианы взаимодействия, инвариантные относительно $SU(3)$ -группы, при простейшем предположении, что они зависят от производной не выше первой степени, можно записать в виде

$$\mathcal{L}_I = \mathcal{L}_I^M + \mathcal{L}_I^V, \quad (2.1)$$

$$\mathcal{L}_I^M = \begin{cases} ih \bar{M}^{ks} (\bar{q}^s \gamma_5 q^k) & (\text{P - связь}), \\ f_2 \bar{M}^{ks} (\bar{q}^s \gamma_\mu \gamma_5 q^k) & (\text{A - связь}), \end{cases} \quad (2.1a)$$

$$\mathcal{L}_I^V = g \bar{V}_\mu^{ks} (\bar{q}^s \gamma_\mu q^k). \quad (2.1b)$$

Здесь

M - октетная матрица псевдоскалярных мезонов (см., например, /4/),

V - нонетная матрица векторных мезонов.

Для векторных мезонов мы рассматриваем случай чистого $\psi - \omega$ смешивания,

$$q(x) = \begin{pmatrix} q^1(x) \\ q^2(x) \\ q^3(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p(x) \\ n(x) \\ \lambda(x) \end{pmatrix}.$$

Причинная функция кварковых полей согласно /3/ имеет вид

$$\langle 0 | T (q^s(x) \bar{q}^k(x)) | 0 \rangle = \delta_{sk} G_k(x-y),$$

$$G_k(x) = \frac{1}{(2\pi)^4 i} \int d^4 p e^{-ipx} \tilde{G}_k(\hat{p}),$$

$$\tilde{G}_k(\hat{p}) = \frac{1}{M} \exp \left\{ l_k \hat{p} + \frac{L_k^2}{4} p^2 \right\}. \quad (2.2)$$

Из (2.1) и (2.2) мы видим, что параметрами теории являются:

1) h, f, g - константы связи физических частиц с кварками, будем называть их внешними параметрами;

2) l, L - параметры, характеризующие кварковое поле, будем называть их внутренними параметрами;

3) $l_3/l, L_3/L$ - степень нарушения $SU(3)$ -симметрии.

Удобно перейти к представлению

$$\tilde{G}(\hat{p}) = \frac{1}{M} \exp(\xi \hat{p} + P^2), \quad (2.3)$$

где $\xi = \frac{l}{L}, P = \frac{L^2}{2}$.

M имеет смысл массы кварка и выражается через ξ и L :

$$M = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{8}{\xi^2 + 2}}. \quad (2.4)$$

При точной $SU(3)$ -симметрии параметры l и L одинаковы для всех трёх кварков. В нарушенной $SU(3)$ -симметрии параметры для странного кварка отличаются от параметров нестранных кварков.

Поэтому удобно ввести параметры нарушения $SU(3)$ - симметрии:

$$\eta_L = \frac{L_3}{L}; \quad \eta_2 = \left(\frac{L_3}{L}\right)^2$$

Тогда функция Грина странного кварка запишется следующим образом:

$$\tilde{G}_3(\hat{p}) = \frac{1}{M} \exp(\eta_2 \xi \hat{p} + \eta_L p^2). \quad (2.5)$$

§ 3. Массовые операторы и расщепление масс

При точной $SU(3)$ - симметрии массы всех частиц, входящих в данный октет, одинаковы. В результате нарушения $SU(3)$ - симметрии происходит расщепление масс.

Исходя из лагранжианов (2.1) мы можем вычислить поправки к массам, возникающие за счёт взаимодействия физических полей с кварковыми. Для этого мы рассмотрим диаграмму собственной энергии, изображённую на рис. 1.

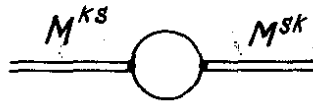


Рис. 1. Диаграмма собственной энергии.

Матричные элементы S - матрицы, соответствующие этой диаграмме, записываются в виде

$$S_M^{(2)} = -\frac{i}{2} \iint dx dy \bar{M}^{ks}(x) \sum_{ks}^{(M)}(x-y) M^{ks}(y),$$

$$S_V^{(2)} = -\frac{i}{2} \iint dx dy \bar{V}_\mu^{ks}(x) \sum_{ks}^{(V)}(x-y) V_\mu^{ks}(y).$$

Здесь $\Sigma(x)$ - массовый оператор второго порядка, причём

$$\Sigma(x) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4 p e^{-ipx} \tilde{\Sigma}(p^2).$$

При таком определении массовых операторов связь между физическими массами частиц и затравочной массой дается следующими формулами:

а) для псевдоскалярных мезонов

$$m_{ks}^2 = m_0^2 + \delta m_{ks}^2; \quad \delta m_{ks}^2 = \widetilde{\Sigma}_{ks}^{(M)}(m^2); \quad (3.1)$$

б) для векторных мезонов

$$m_{ks}^2 = m_0^2 + \delta m_{ks}^2; \quad \delta m_{ks}^2 = - \widetilde{\Sigma}_{ks}^{(V)}(m^2). \quad (3.2)$$

§ 4. Техника расчёта

Продемонстрируем используемые в развиваемом нами подходе методы расчётов на примере вычисления массового оператора для октета псевдоскалярных мезонов в случае P -связи. Имеем, вводя регуляризационную процедуру согласно [2,3]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I^\delta &= i\hbar \bar{M}^{ks} (\bar{q}^{s\delta} \gamma_5 q^{k\delta}), \\ S^{(2)\delta} &= \frac{\hbar^2}{2} \iint dx dy \bar{M}^{ks}(x) \langle 0|T \{ \bar{q}^{s\delta}(x) \gamma_5 q^{k\delta}(x) : \\ &: \bar{q}^{s'\delta}(y) \gamma_5 q^{k'\delta}(y) : \} |0\rangle \bar{M}^{k's'}(y) = \\ &= -\frac{\hbar^2}{2} \iint dx dy \bar{M}^{ks}(x) Sp \{ G_s^\delta(y-x) \gamma_5 G_k^\delta(x-y) \gamma_5 \} \bar{M}^{sk}(y) \\ &= -\frac{i}{2} \iint dx dy \bar{M}^{ks}(x) \Sigma_{ks}^\delta(x-y) M^{ks}(y). \end{aligned}$$

Здесь

$$\Sigma_{ks}^\delta(x-y) = -i\hbar^2 Sp \{ \gamma_5 G_k^\delta(x-y) \gamma_5 G_s^\delta(y-x) \}. \quad (4.1)$$

Фурье-образ массового оператора (4.1) имеет вид

$$\widetilde{\Sigma}_{ks}^\delta(p^2) = \int dx e^{ipx} \Sigma_{ks}^\delta(x).$$

Как показано в работе [3], регуляризационная процедура позволяет перейти к интегрированию по евклидовому пространству в матричных элементах S' - матрицы с помощью поворота $p \rightarrow e^{i\frac{\pi}{2}} p$ и $x_0 \rightarrow e^{-i\frac{\pi}{2}} x_4$. После этого можно снять регуляризацию, устранив $\delta \rightarrow 0$. Получившаяся S' - матрица конечна, унитарна и причинна.

В соответствии с этим

$$\widetilde{\Sigma}_{ks}^\delta(p^2) = \lim_{\delta \rightarrow 0} \widetilde{\Sigma}_{ks}^\delta(p^2) = -i \int d^4 x_E e^{i p_E x_E} \Sigma_{ks}^\delta(x_E).$$

Пользуясь представлением (2.3 - 2.5), получим

$$\tilde{\Sigma}^{ks}(\rho^2) = -\frac{4\hbar^2}{(2\pi)^3 M^2} \left(\frac{2}{L}\right)^4 \int d^4k \left[A_k(k^2) A_3((k+P)^2) + k(k+P) B_k(k^2) B_3((k+P)^2) \right].$$

Здесь

$$A_k(k^2) = \cos(\eta_{Lk} \xi \sqrt{k^2}) e^{-\eta_{Lk} k^2},$$

$$B_k(k^2) = \frac{\sin(\eta_{Lk} \xi \sqrt{k^2})}{\sqrt{k^2}} e^{-\eta_{Lk} k^2},$$

$$\eta_{L_1} = \eta_{L_2} = 1, \quad \eta_{L_1} = \eta_{L_2} = 1; \quad P = \frac{P_E L}{2}.$$

Согласно формуле (3.1) поправки к массам физических частиц записываются в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \delta m_\pi^2 &= -4 \left(\frac{2}{L}\right)^2 \cdot \lambda_h \cdot R^{(P)}(\xi), \\ \delta m_K^2 &= -4 \left(\frac{2}{L}\right)^2 \lambda_h \cdot R_3^{(P)}(\xi), \\ \delta m_\eta^2 &= -4 \left(\frac{2}{L}\right)^2 \cdot \lambda_h \cdot R_{33}^{(P)}(\xi). \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

Здесь

$$\lambda_h = \frac{1}{(ML)^2} \cdot \frac{\hbar^2}{16\pi^2}, \quad (4.3)$$

$$R^{(P)}(\xi) = \frac{4}{\pi^2} \int d^4k \left[A(k^2) A((k+P)^2) + k(k+P) B(k^2) B((k+P)^2) \right],$$

$$R_3^{(P)}(\xi) = \frac{4}{\pi^2} \int d^4k \left[A_3(k^2) A_3((k+P)^2) + k(k+P) B_3(k^2) B_3((k+P)^2) \right],$$

$$R_{33}^{(P)}(\xi) = \frac{4}{\pi^2} \cdot \frac{2}{3} \int d^4k \left[A_3(k^2) A_3((k+P)^2) + k(k+P) B_3(k^2) B_3((k+P)^2) \right] + \frac{1}{3} R^{(P)}(\xi). \quad (4.4)$$

При численных расчётах мы делаем разложение по параметру

$$\mu^2 = \left(\frac{mL}{2}\right)^2 \approx \left(\frac{m}{M}\right)^2. \quad (4.5)$$

Корректность такого разложения должна быть выяснена при дальнейших расчётах.

В приближении $\mu \ll 1$ формулы (4.4) приобретают вид

$$\left. \begin{aligned} R^{(P)}(\xi) &= 1, \\ R_3^{(P)}(\xi) &= 8 \int_0^\infty dt \cdot t^3 \cdot e^{-(1+\eta)t^2} \cos((1-\eta)\xi t), \\ R_{33}^{(P)}(\xi) &= \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\eta^2}. \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

В случае A - связи поправки к массам выражаются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \delta m_\pi^2 &= -4m^2 \lambda_f R^{(A)}(\xi), \\ \delta m_K^2 &= -4m^2 \lambda_f R_3^{(A)}(\xi), \\ \delta m_\eta^2 &= -4m^2 \lambda_f R_{33}^{(A)}(\xi). \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

Здесь

$$\begin{aligned} R^{(A)}(\xi) &= 8 \int_0^\infty dt \cdot t^3 \cdot e^{-2t^2} \left[\cos^2 \xi t - \frac{1}{2} \sin^2 \xi t \right], \\ R_3^{(A)}(\xi) &= 8 \int_0^\infty dt \cdot t^3 \cdot e^{-(1+\eta)t^2} \left[\cos \xi t \cos \eta \xi t - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \sin \xi t \cdot \sin \eta \xi t \right], \\ R_{33}^{(A)}(\xi) &= \frac{1}{3} R^{(A)}(\xi) + \frac{2}{3} \cdot 8 \int_0^\infty dt \cdot t^3 \cdot e^{-2\eta t^2} \left[\cos^2 \eta \xi t - \frac{1}{2} \sin^2 \eta \xi t \right], \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\lambda_f = \frac{1}{(ML)^2} \cdot \frac{f^2}{4\pi^2 L^2} \quad (4.9)$$

Аналогичные расчёты были проведены для нонета векторных мезонов (случай "чистого" φ - ω смешивания).

Результаты расчётов записываются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \delta m_\rho^2 = \delta m_\omega^2 &= -4 \left(\frac{2}{L}\right)^2 \cdot \lambda_g \cdot R^{(V)}(\xi), \\ \delta m_{\kappa^*}^2 &= -4 \left(\frac{2}{L}\right)^2 \cdot \lambda_g \cdot R_3^{(V)}(\xi), \\ \delta m_\varphi^2 &= -4 \left(\frac{2}{L}\right)^2 \cdot \lambda_g \cdot R_{33}^{(V)}(\xi), \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

$$\lambda_g = \frac{1}{(ML)^2} \cdot \frac{g^2}{16\pi^2}, \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} R^{(V)}(\xi) &= 8 \int_0^\infty dt \cdot t^3 e^{-2t^2} \left[\cos^2 \xi t + \frac{1}{2} \sin^2 \xi t \right], \\ R_3^{(V)}(\xi) &= 8 \int_0^\infty dt \cdot t^3 e^{-(4+\eta_2)t^2} \left[\cos \xi t \cdot \cos \eta_2 \xi t + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \sin \xi t \cdot \sin \eta_2 \xi t \right], \\ R_{33}^{(V)}(\xi) &= 8 \int_0^\infty dt t^3 e^{-2\eta_2 t^2} \left[\cos^2 \xi \eta_2 t + \frac{1}{2} \sin^2 \xi \eta_2 t \right]. \end{aligned} \quad (4.12)$$

§ 5. Сравнение с экспериментом

Поскольку затравочные массы в октете одинаковы, то разность масс совпадает с разностью поправок к массам. Поэтому разность поправок к массам мы будем сравнивать с экспериментальными данными ^{15/}.

(А) Псевдоскалярные мезоны

I. P - связь. Согласно (4.2) имеем

$$\left. \begin{aligned} \delta m_K^2 - \delta m_\pi^2 &= 4 \left(\frac{2}{L}\right)^2 \lambda_h \mathcal{D}_1^P(\xi) = 0,23 \text{ ГэВ}^2, \\ \delta m_\eta^2 - \delta m_\pi^2 &= 4 \left(\frac{2}{L}\right)^2 \lambda_h \mathcal{D}_2^P(\xi) = 0,28 \text{ ГэВ}^2, \\ \mathcal{D}_1^P &= R_3^{(P)} - R^{(P)}, \\ \mathcal{D}_2^P &= R_{33}^{(P)} - R^{(P)}, \end{aligned} \right\} \quad (5.1a)$$

$$\frac{\delta m_\eta^2 - \delta m_\pi^2}{\delta m_K^2 - \delta m_\pi^2} = \frac{\mathcal{D}_2^P(\xi)}{\mathcal{D}_1^P(\xi)} = 1,2 \quad (\text{эксн.}) \quad (5.1b)$$

Из формул (4.6) следует, что при $\eta_e < 1, \eta_2 < 1, \mathcal{D}_i^P < 0$, т.е. при таком способе нарушения $SU(3)$ -симметрии P -связь не годится. При $\eta_e = 1, \eta_2 = 1, 1$, как видно из графиков (см., рис. 6), для $0 \leq \xi \leq 3$

$$\frac{\mathcal{D}_2^P(\xi)}{\mathcal{D}_1^P(\xi)} = 1,2, \quad (5.2)$$

что полностью согласуется с экспериментом.

2. A - связь. Согласно (4.7) имеем

$$\left. \begin{aligned} \delta m_K^2 - \delta m_\pi^2 &= 4m^2 \lambda_f \cdot \mathcal{D}_1^A(\xi), \\ \delta m_\eta^2 - \delta m_\pi^2 &= 4m^2 \lambda_f \cdot \mathcal{D}_2^A(\xi), \end{aligned} \right\} \quad (5.3a)$$

где m - средняя по октету масса.

$$\frac{\delta m_\eta^2 - \delta m_\pi^2}{\delta m_K^2 - \delta m_\pi^2} = \frac{\mathcal{D}_2^A(\xi)}{\mathcal{D}_1^A(\xi)}. \quad (5.3b)$$

Графики $\mathcal{D}_1^A(\xi)$ и $\mathcal{D}_2^A(\xi)$ приведены на рис. 2-5. Из них видно, что согласие с экспериментом получается при

$$\left. \begin{aligned} 1) \quad \eta_e &= 0,9; \quad \eta_2 = 1; \quad 1,8 \leq \xi \leq 3; \\ 2) \quad \eta_e &= 1; \quad \eta_2 = 0,9; \quad 1 \leq \xi \leq 1,6; \end{aligned} \right\} \quad (5.4)$$

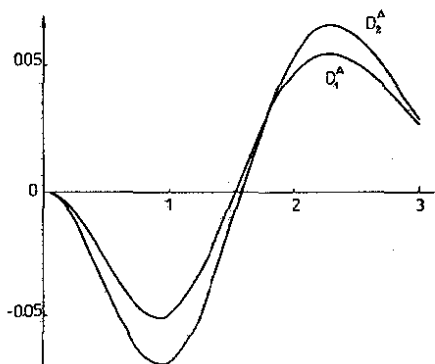


Рис. 2. $D_1^A(\xi), D_2^A(\xi), \eta_e = 0,9, \eta_L = 1,0$

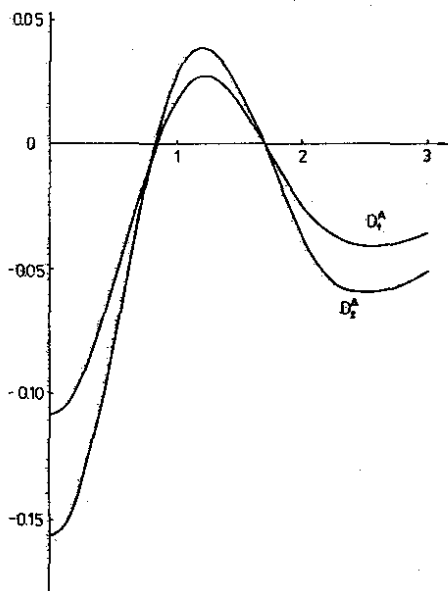


Рис. 3. $D_1^A(\xi), D_2^A(\xi), \eta_e = 1, \eta_L = 0,9$

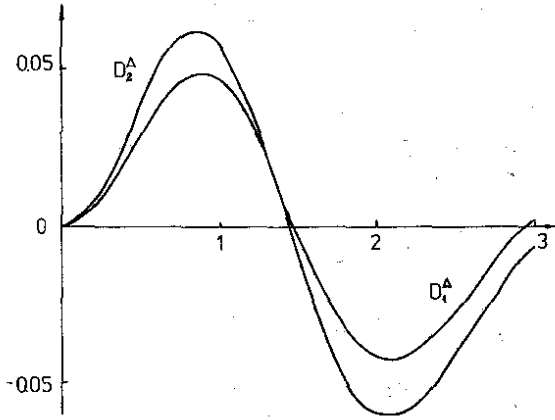


Рис. 4. $D_1^A(\xi), D_2^A(\xi)$. $\eta_e=1, \eta_L=1$.

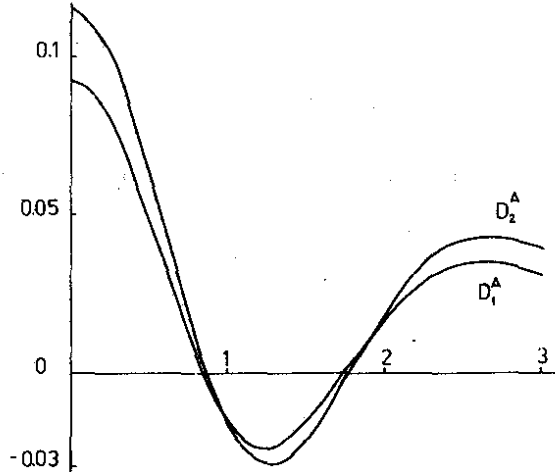


Рис. 5. $D_1^A(\xi), D_2^A(\xi)$. $\eta_e=1, \eta_L=1.1$.

$$3) \eta_c = 1,1; \eta_L = 1; \quad 0,4 \leq \xi \leq 1,2;$$

$$4) \eta_c = 1; \eta_L = 1,1; \quad 0 \leq \xi \leq 0,6.$$

Отметим, что согласно (2.4) случай $\eta < 1$ соответствует "утяжелению" массы странного кварка, а случай $\eta > 1$ - "улегчению" массы странного кварка.

(Б) Векторные мезоны

Согласно (4.10) имеем

$$\left. \begin{aligned} \delta m_{K^*}^2 - \delta m_\rho^2 &= 4\left(\frac{2}{L}\right)^2 \lambda_g \cdot \mathcal{D}_1^V(\xi) = 0,20 \text{ ГэВ}^2, \\ \delta m_\varphi^2 - \delta m_\rho^2 &= 4\left(\frac{2}{L}\right)^2 \lambda_g \cdot \mathcal{D}_2^V(\xi) = 0,44 \text{ ГэВ}^2, \\ \mathcal{D}_1^V &= R_3^{(V)} - R^{(V)}, \\ \mathcal{D}_2^V &= R_{33}^{(V)} - R^{(V)}; \end{aligned} \right\} \quad (5.5a)$$

$$\frac{\delta m_\varphi^2 - \delta m_\rho^2}{\delta m_{K^*}^2 - \delta m_\rho^2} = \frac{\mathcal{D}_2^V(\xi)}{\mathcal{D}_1^V(\xi)} = 2,2 \text{ (эксп.)}. \quad (5.5b)$$

Из формул (4.12) мы видим, что при $\eta_c < 1$, $\eta_L < 1$ $\mathcal{D}_1^V(\xi) \leq 0$, $\mathcal{D}_2^V(\xi) \leq 0$. Поэтому при "утяжелении" странного кварка мы не можем получить согласия с экспериментом.

В случае "улегчения" странного кварка имеем (см. рис. 7-8) согласие с экспериментом при

$$1) \eta_c = 1,1, \eta_L = 1, \quad 0,4 \leq \xi \leq 1,$$

$$2) \eta_c = 1, \eta_L = 1,1, \quad 0 \leq \xi \leq 3.$$

Во втором случае

$$1,8 \leq \frac{\mathcal{D}_2^V(\xi)}{\mathcal{D}_1^V(\xi)} \leq 1,9 \quad (5.6)$$

для $0 \leq \xi \leq 3$.

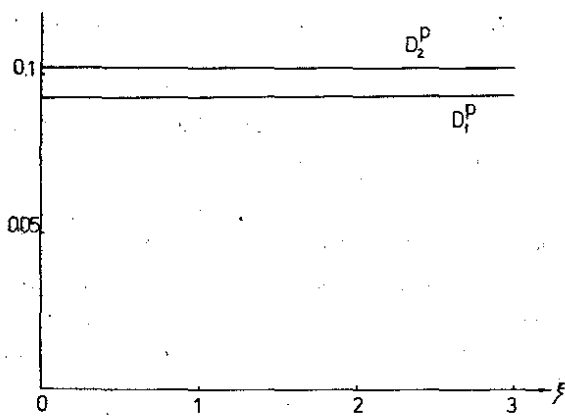


Рис. 6. $D_1^P(\xi), D_2^P(\xi)$. $\eta_e = 1, \eta_2 = 1, L$.

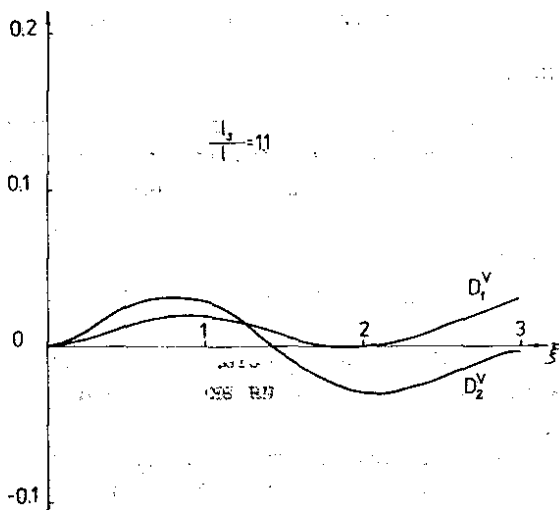


Рис. 7. $D_1^V(\xi), D_2^V(\xi)$. $\eta_e = 1, \eta_2 = 1$.

С точки зрения требования (см. § I) устойчивости формул относительно изменения внутренних параметров (в данном случае параметра ξ), как видно из (5.2) и (5.6), наиболее предпочтительным является способ нарушения $SU(3)$ -симметрии, когда

$$\eta_e = 1; \eta_u = 1, 1.$$

По этой же причине, как видно из формул (5.2) и (5.4), в случае псевдоскалярных мезонов предпочтительнее P -связь.

Из рассмотрения структуры ряда теории возмущений, следует, что параметры λ_b , λ_f , λ_g (см. соответственно формулы (4.3), (4.9), (4.II)) являются эффективными константами разложения в ряд по теории возмущений. В приближении (4.5) из (5.3a) может быть вычислен параметр λ_f . Оказывается, что

$$\lambda_f \geq 3.$$

Это обстоятельство является основной причиной, почему A -связь не может быть использована для описания взаимодействия псевдоскалярных мезонов с кварками.

Параметры λ_b и λ_g на данном этапе мы не можем вычислить, поскольку (см. (5.1a) и (5.5a)) неизвестен параметр. Необходимо рассмотреть, например, распад $\rho \rightarrow \pi\pi$.

§ 6. Выводы

I. В рамках нелокальной модели кварков при простейшем выборе лагранжианов взаимодействия исследован вопрос о расщеплении масс в октете псевдоскалярных мезонов и нонете векторных мезонов.

II. Исходя из

- а) устойчивости формул относительно изменения параметра ξ ,
 б) малости эффективной константы разложения,
 в) количественного описания эксперимента,
- было выяснено, что

1) наилучший способ нарушения $SU(3)$ -симметрии - случай, когда $\eta_e = 1$, $\eta_u = 1, 1$, что соответствует "улегчению" странного кварка;

2) P -связь для псевдоскалярных мезонов и V -связь для векторных мезонов позволяет с хорошей точностью описать

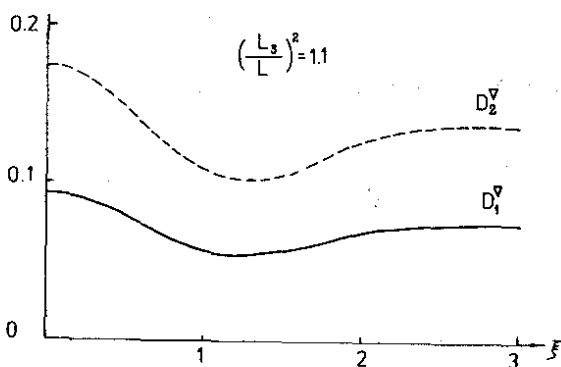


Рис. 8. $D_1^V(\xi)$, $D_2^V(\xi)$. $\eta_e = 1$, $\eta_L = 1, 1$.

эксперимент, причём результат практически не зависит от изменения параметра ξ ;

3) A - связь для псевдоскалярных мезонов не годится.

При этом остаются неизвестными параметры теории - эффективные константы разложения в ряд по теории возмущений и масса кварка.

III. Ближайшие проблемы, которые необходимо решить в рамках данной модели:

1) выбор лагранжианов взаимодействия между физическими и кварковыми полями,

2) расчет физических процессов (распады, электромагнитные формфакторы и т.п.), определение параметров теории и сравнение с экспериментом.

В заключение выражаем благодарность С.Б. Герасимову и А.Б. Говоркову за полезные обсуждения.

Литература

1. H. Joos. Quark confinement. DESY 76/36, I414, 1976.
2. Дубничкова А.З., Ефимов Г.В. ОИЯИ, Р2-10035, Дубна, 1976.
3. A.Z. Dubnickova, G.V. Efimov. JINR, E2-10371, Dubna, 1977
4. Газизович С. Физика элементарных частиц. Наука, Москва, 1969.
5. Phys. Lett., 33B, N 1, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июня 1977 года.