

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

УД 76 / 52

P2-82-562

М. Динейхан

КОНСТАНТА СИЛЬНОГО
БАРИОН-МЕЗОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

1982

Основными характеристиками мезон-барионного и барион-барионного рассеяния при низких энергиях являются мезон-барионные константы связи $G_{NN\pi}$, $G_{\Sigma\Sigma\pi}$, ... Экспериментально эти константы определяются косвенным образом, например, путем измерения сечения рассеяния, фазы рассеяния и т.д. Так, в работе^{1/} из анализа pP -и KP -рассеяния было установлено:

$$\frac{G_{NN\pi}^2}{4\pi} = \begin{cases} 14,1^{+1,4}_{-0,8} & \text{при энергии 350 МэВ,} \\ 13,2^{+1,6}_{-1,7} & \text{при энергии 400 МэВ.} \end{cases} \quad /1/$$

Фазовый анализ амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния, проведенный в работе^{2/}, дал следующее значение:

$$\frac{G_{NN\pi}^2}{4\pi} = 14,43 \pm 0,41. \quad /2/$$

В работе^{3/} на основе анализа экспериментальных значений поперечных дифференциальных сечений процессов $\bar{P}P \rightarrow K^+K^-$, $\bar{P}P \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ и $\bar{P}P \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ установлены следующие значения констант связи:

$$\frac{G_{N\Sigma K}^2}{4\pi} = 1,6 \pm 0,3 \quad \text{и} \quad \frac{G_{N\Lambda K}^2}{4\pi} = 10,0 \pm 2,8. \quad /3/$$

При обратном анализе полного и поперечных дифференциальных сечений реакций $Kp \rightarrow Y\pi$ ^{4/} было получено:

$$\frac{G_{N\Sigma K}^2}{4\pi} \sim 14 \quad \text{и} \quad \frac{G_{N\Lambda K}^2}{4\pi} = 17 \pm 5. \quad /4/$$

Константы связи с точки зрения теоретических моделей вычислялись в рамках дисперсионного, а также некоторых феноменологических соотношений. В частности, вычислив амплитуду $\bar{p}p$ -рассеяния с помощью метода дисперсионных соотношений, авторы^{5/} установили, что:

$$\frac{G_{NN\pi}^2}{4\pi} = 15,3 \pm 0,3. \quad /5/$$

В работе^{6/} была вычислена амплитуда пион-гиперонного рассеяния с помощью метода конечноэнергетических правил сумм с учетом условия Адлера и получены следующие значения:

$$\frac{G_{N\Sigma\pi}^2}{4\pi} = 11,5 \pm 1,9 \quad \text{и} \quad \frac{G_{\Sigma\Sigma\pi}^2}{4\pi} = 13,4 \pm 2,1. \quad /6/$$

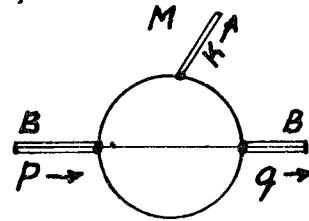


Рис.1. Вершинная диаграмма перехода $B \rightarrow B'M$.

Другие модельные и экспериментальные исследования подробно изложены в обзоре^{7/}.

Одним из основных критериев для оценки любой модели, описывающей низкоэнергетическую адронную физику, является динамическое определение мезон-барионных констант связи. Поэтому нам представляется интересным рассмотреть эти константы связи в рамках виртон-кварковой модели^{8/} /ВКМ/, которая представляет собой самосогласованную релятивистскую схему квантовополевого мешка. В этой модели при наличии всего лишь двух параметров, характеризующих кварковое поле, удалось описать широкий круг распадов адронов^{8/}.

1. Лагранжианы взаимодействия мезон-кварковых и барион-кварковых полей записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= i g_P (\bar{q}_\alpha^X \gamma_5 q_\alpha^\lambda) \cdot M^{X\lambda}, \\ \mathcal{L}_B &= i g_B (\bar{B}^{ks} q_\alpha^s) (\bar{q}_\beta^{mc} \gamma_5 q_\gamma^n) \epsilon^{kmn} \epsilon^{a\beta\gamma} + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad /7/$$

где M , B - мезонные и барионные поля в октетном представлении^{9/}; q - кварковые поля; a - цветовой, а k - $SU(3)$ -индексы; g_P , g_B - константы связи мезон-кваркового и барион-кваркового взаимодействия.

Мезон-барионные константы связи определяются следующей диаграммой Фейнмана /рис.1/. Исходя из^{7/} запишем соответствующий S -матричный элемент:

$$\begin{aligned} \langle B'M | S | B \rangle &= \delta^4(p-k-q) (2\pi)^4 i 24 g_B g_P \times \\ &\times [\text{Sp}(\bar{B}' i \tilde{V} B M) + \text{Sp}(\bar{B}' i (\tilde{V} + \tilde{Q}) M B)], \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{Q} &= -i \int d^4t e^{iqt} [G(\hat{t}) \gamma_5 G(-\hat{t}) \gamma_5 R(\hat{t}) + \\ &+ \gamma_5 R(\hat{t}) G(-\hat{t}) \gamma_5 G(\hat{t}) + R(\hat{t}) \text{Sp}(\gamma_5 G(\hat{t}) \gamma_5 G(-\hat{t}))], \end{aligned}$$

$$\tilde{V} = -i \int d^4t e^{iqt} G(\hat{t}) \gamma_5 R(-\hat{t}) \gamma_5 G(\hat{t})$$

и $t = x_1 - x_3$,

$$R(\hat{t}) \equiv R(\hat{x}_1 - \hat{x}_3) = i \int dx_2 \cdot e^{ikx_2} G(\hat{x}_1 - \hat{x}_2) \gamma_5 G(\hat{x}_2 - \hat{x}_3);$$

$G(t)$ - кварковый пропагатор в координатном представлении, явный вид которого приведен в работе^{/10/}. Проводя стандартные вычисления /см., например,^{/10/} /, получаем

$$\langle \bar{B}', M | S | B \rangle = \delta^4(p-k-q)(2\pi)^4 i [A \cdot \text{Sp}(\bar{B}' i \gamma_5 B M) + C \cdot \text{Sp}(\bar{B}' i \gamma_5 M B)], \quad /8/$$

где

$$A = G_0 V, \quad C = G_0 (Q + V); \quad G_0 = \pi \cdot 8 (3/2)^5 \sqrt{h_P h_B' h_B}$$

Здесь $h_P = 0,13$ - эффективная константа связи псевдоскалярного мезонного и кваркового полей, h_B - эффективная константа связи барионных и кварковых полей, численные значения которых приведены в работе^{/10/}. Интегралы V и Q , зависящие от масс барионов, имеют вид

$$V = \int_0^\infty dt \cdot t^3 \left\{ \frac{I_1(\mu t)}{\mu t} [a^2(v_0 - N_1) - b^2(v_0 + \frac{2\mu}{9}(2\xi v_0 + v_1 - 5v_3)) + N_2] + I_2(\mu t)(N_3 + N_4) + N_5(N_6 + \frac{2 \cdot b^2}{9t}(\xi v_0 + 5v_1 + 2v_3) - N_7) \right\},$$

$$Q = \int_0^\infty dt \cdot t^3 \left\{ \frac{I_1(\mu t)}{\mu t} [6(a^2 + b^2)(v_0 + N_1) - 2N_2] + I_2(\mu t)(2N_4 - 6N_3) - N_5(6N_6 - 2N_7) \right\}$$

и вычисляются с помощью ЭВМ.

Здесь

$$N_1 = \frac{24}{9} \cdot (2\xi v_0 + 7v_1 + v_3); \quad N_2 = \frac{128}{3} \cdot \mu t \cdot a \cdot b \cdot v_2;$$

$$N_3 = 32(a^2 + b^2)v_2; \quad N_4 = \frac{4ab}{3t}(\xi v_0 + 2v_1 - v_3); \quad N_5 = (-I_1(\mu t) + 3 \frac{I_2(\mu t)}{\mu t});$$

$$N_6 = \frac{2}{9t} \cdot (\xi v_0 - v_1 - 4v_3); \quad N_7 = \frac{N_2}{2\mu t}; \quad v_1 = 8 \cdot \int_0^\infty dx \cdot x^2 \frac{J_1(xt)}{xt} \cdot \sin(2\xi t) e^{-2x^2};$$

$$v_0 = e^{-t^2/8}, \quad v_2 = -1/t^2 \cdot \int_0^\infty dx \cdot x \cdot J_2(xt) \sin^2(\xi x) e^{-2x^2};$$

$$v_3 = \frac{8}{t^2} \cdot \int_0^\infty dx (2\xi x - \sin(2\xi x))(J_1(xt)xt - 3J_2(xt)) e^{-2x^2};$$

$$a = 4 \int_0^\infty dx x^3 \frac{J_1(xt)}{xt} \cos(\xi x) e^{-x^2}; \quad b = 4 \int_0^\infty dx x^3 \frac{J_2(xt)}{xt} \sin(\xi x) e^{-x^2}.$$

$I_1(z)$ - модифицированная функция Бесселя; $J_1(z)$ - функция Бесселя; $\mu = mL/2$, m - масса бариона; $L = 1/320$ МаВ, $\xi = 1,4$ - параметры модели^{/8/}.

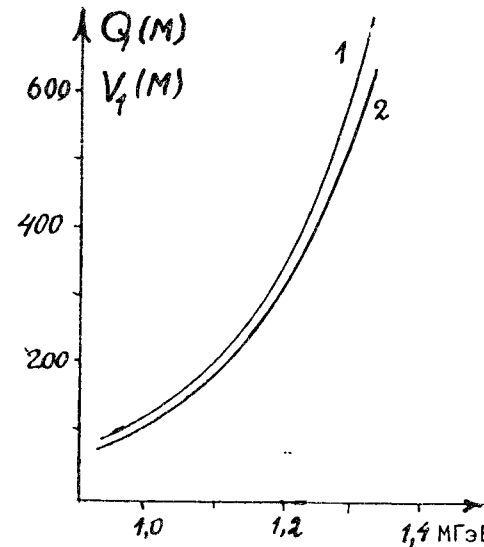


Рис.2. Графики зависимости интегралов V и Q от масс M : 1/ зависимости величины $V_1 = 5 \cdot V$ от масс M ; 2/ зависимости величины Q от масс M .

2. Учитывая определение^{/7/} констант связи мезон-барионных взаимодействий и /8/, мы их выражаем через A и C :

- пион-барионные константы связи $G_{\text{ВВ}'\pi}$:

$$G_{\text{NN}\pi} \equiv G_{\text{pp}\pi^0} = C / \sqrt{2};$$

$$G_{\Sigma\Sigma\pi} \equiv G_{\Sigma^+\Sigma^+\pi^0} = (C-A) / \sqrt{2};$$

$$G_{\Xi\Xi\pi} \equiv G_{\Xi^0\Xi^0\pi^0} = -C / \sqrt{2};$$

$$G_{\Lambda\Sigma\pi} \equiv G_{\Sigma^+\Lambda\pi^0} = (A+C) / \sqrt{6};$$

- каон-барионные константы связи $G_{\text{ВВ}'K}$:

$$G_{\text{N}\Lambda K} \equiv G_{\bar{p}\Lambda K^+} = (A-2C) / \sqrt{6};$$

$$G_{\text{N}\Sigma K} \equiv G_{\Sigma^0 p K^0} = A / \sqrt{2};$$

$$G_{\Sigma\Xi K} \equiv G_{\Sigma^+\Xi^0 K^+} = C;$$

$$G_{\Lambda\Xi K} \equiv G_{\bar{\Lambda}\Xi^- K^+} = (2A-C) / \sqrt{2}.$$

- η_8 - барионные константы связи $G_{\text{ВВ}'\eta_8}$:

$$G_{\text{NN}\eta_8} \equiv G_{\bar{p}p\eta_8} = (C-2A) / \sqrt{6};$$

$$G_{\Sigma\Sigma\eta_8} \equiv G_{\Sigma^+\Sigma^+\eta_8} = (A+C) / \sqrt{6};$$

$$G_{\Xi\Xi\eta_8} \equiv G_{\Xi^-\Xi^-\eta_8} = (A-2C) / \sqrt{6};$$

$$G_{\Lambda\Lambda\eta_8} \equiv G_{\bar{\Lambda}\Lambda\eta_8} = -(A+C) / \sqrt{6}.$$

Численные значения величины $G_{\text{ВВ}}^2/4\pi$ приводятся в таблице.

Таблица

	NN_π	$\Sigma\Sigma_\pi$	$\Xi\Xi_\pi$	$\Lambda\Sigma_\pi$	ΛNK	$N\Sigma\text{K}$
ВКМ	16	10	2	12	10,4	3,1
[7]	14,4	12,1	2,2	11,8	17,0	11,4
	$\pm 0,2$	$\pm 0,9$	$\pm 0,2$	$\pm 0,5$	$\pm 0,6$	$\pm 0,1$

	$\Sigma\Xi\text{K}$	$\Lambda\Xi\text{K}$	NN_{η_8}	$\Sigma\Sigma_{\eta_8}$	$\Xi\Xi_{\eta_8}$	$\Lambda\Lambda_{\eta_8}$
ВКМ	35	4,5	2,7	15	40	12,5
[7]	=	=	0,9	12,6	=	11,0
			$\pm 0,2$	$\pm 0,5$		$\pm 0,5$

В таблице также приведен результат работы [7]. Из таблицы и формулы /1/ - /6/ видно, что наш результат удовлетворительно согласуется с существующими экспериментальными данными.

Автор выражает благодарность Г.В.Ефимову, М.А.Иванову, Р.Х.Мурадову, М.М.Соломоновичу за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cutkosky R.E., Deo B.V. Phys.Rev.Lett., 1968, 20, p. 1272.
2. MacGregor M.H. et al. Phys.Rev., 1969, 182, p. 174.
3. Dubnicka S. et al. Nucl.Phys., 1974, B88, p. 477.
4. Barloutand R. et al. Nucl.Phys., 1971, B26, p. 557.
5. Viollier R.D. et al. Phys. Lett., 1979, 48B, p. 99.
6. Renner B., Zerwas P. Nucl.Phys., 1971, B35, p. 397.
7. Nagels M.M. et al. Nucl.Phys., 1979, B147, p. 189.
8. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, с. 1220.
Ефимов Г.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, с. 230.
Динейхан М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с. 443.
9. Сакураи Дж. Токи и мезоны. Атомиздат, М., 1982.
10. Динейхан М., Ефимов Г.В., Лобанов Ю.Ю. ЯФ, 1981, 33, с. 241;
ЯФ, 1980, 32, с. 183.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1982 года.

Динейхан М.

P2-82-562

Константа сильного барион-мезонного взаимодействия

В рамках виртон-кварковой модели вычислены константы связи $\frac{G_{NN\pi}^2}{4\pi}$, $\frac{G_{\Sigma\Sigma\pi}^2}{4\pi}$, $\frac{G_{\Lambda\text{NK}}^2}{4\pi}$ и др. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Dineykhon M.

P2-82-562

The Constant of High Baryon-Meson Interaction

The coupling constants $\frac{G_{NN\pi}^2}{4\pi}$, $\frac{G_{\Sigma\Sigma\pi}^2}{4\pi}$, $\frac{G_{\Lambda\text{NK}}^2}{4\pi}$ etc. are calculated within the framework of the virton-quark model. The obtained results are in satisfactory agreement with the experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute

Перевод О.С.Виноградовой.