

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБИНА

Б. 161

P2-88-501 \rightarrow

И.И.Бажанский*, В.К.Лукьянов, Б.Л.Резник*,
А.И.Титов

О ШИРИНЕ РАСПАДА
ИЗОЛИРОВАННЫХ ДИБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

* Дальневосточный государственный университет ,
Владивосток

1988

§ I. Введение

Вопрос о ширине распада дибарионных резонансов возникает в связи с интерпретацией пиков, обнаруженных в спектрах эффективных масс pp - и np -систем [1-5]. Их "ширина" оказалась равной: $\Gamma \leq 10$ МэВ, а сами пики интерпретировались как узкие дибарионные состояния. Такая интерпретация является весьма заманчивой, однако точность эксперимента пока для этого недостаточна. Поэтому возможно и другое трактование наблюдаемых пиков, а именно: они есть проявления флуктуаций эффективных сечений возбуждения дибарионных $6q$ -состояний [6]. Существование флуктуационной картины возможно, если ширина Γ дибарионного состояния существенно превышает среднее расстояние между уровнями возбуждений дибарионов. И хотя в обоих случаях причиной появления пиков является возбуждение дибарионов, интерпретация наблюдаемых явлений существенно отличается в зависимости от того, каким является истинное значение ширины распада дибариона в нуклонный канал. С другой стороны, если ширина Γ окажется величиной порядка сотни и более МэВ, то тогда вообще трудно будет понять причину появления узких пиков. Отметим, что ранее из фазового анализа NN -рассеяния было установлено, что в 1D_2 - и 3F_3 - волнах появляются широкие, порядка сотни МэВ, резонансы [7]. В P -матричном подходе они интерпретируются как шестикварковые "примитивы". Пока их связь с "узкими пиками" не установлена. Итак, в теоретическом плане для интерпретации имеющихся данных многое зависит от точных расчетов значений ширины дибарионных резонансов. Качественные оценки Γ были даны в работах [9, 10]. В настоящей



работе на основе потенциальной кварковой модели адронов дан количественный анализ зависимости Γ от основных величин, определяющих динамику взаимодействия кварков в многокварковых системах.

§ 2. Ширина распада

Рассмотрим распад дибариона $|q^6\rangle$ с квантовыми числами дейтрона ($S = 1, I = 0$) в нуклон-нуклонный канал. В принципе, расчет ширины распада Γ можно проводить на основе метода связи нуклонного и шестикваркового каналов, развитого в работе [10]. Однако более простым и физически наглядным представляется расчет на основе борновского приближения, которое применимо, если взаимодействие H_{int} , приводящее к распаду дибариона, много меньше его массы M_D . Тогда используем определение

$$\Gamma = \frac{1}{2M} |\mathcal{T}_{if}|^2 \cdot M_D \cdot \rho; \quad \rho^2 = (M_D/2)^2 - M_N^2, \quad (1)$$

где M_D, M_N - соответственно масса дибариона и нуклона;

$\mathcal{T}_{if} = \langle f | H_{int} | i \rangle$ - амплитуда перехода из начального $|i\rangle$ в конечное состояние $|f\rangle$. Эти состояния представим в следующем виде:

$$|k\rangle = \hat{A}_{I\bar{I}} \{ \{ \Psi_I \} \{ \Psi_{\bar{I}} \} \}_{CS\bar{I}} \varphi^{(k)}(\vec{r}) / N_k, \quad k = i, f, \quad (2)$$

где $\hat{A}_{I\bar{I}} = 1 - \sum_{k \in I, \bar{I}} P_{k\bar{k}}$ - антисимметризатор по перестановкам кварков из разных q^3 -кластеров, $\Psi_I(\vec{r})$ - волновые функции внутреннего движения кварков в кластерах, $\varphi^{(k)}$ имеет смысл волновой функции относительного движения кластеров, N_k - нормировочный множитель. Взаимодействие H_{int} определяется как разность полного гамильтониана системы H и гамильтониана, описывающего движение дибариона - H_i : $H_{int} = H - H_i$.

Полный гамильтониан системы имеет вид

$$H = H_I + H_{\bar{I}} + H_{I\bar{I}}^q \cdot \Theta(r_0 - r) + H_{I\bar{I}}^n \cdot \Theta(r - r_0), \quad (3)$$

где $H_{I(\bar{I})}$ - гамильтонианы внутреннего движения кварков в q^3 -кластерах, $H_{I\bar{I}}^q$ - взаимодействие между кластерами в центральной части полного конфигурационного пространства ($r < r_0$), а $H_{I\bar{I}}^n$ - взаимодействие во внешней области ($r > r_0$), которое естественно отождествить с потенциалом однобозонного обмена. В потенциальных кварковых моделях $H_{I(\bar{I})}, H_{I\bar{I}}^q, H_i$ выбираются в виде сумм эффективных кварковых взаимодействий вида [11, 12]:

$$H = \sum_{i>j=1}^6 \lambda_i \lambda_j v_{ij}, \quad v_{ij} = v_{ij}^c(\vec{r}_{ij}) + \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j v_{ij}^{cs}(\vec{r}_{ij}), \quad (4)$$

$$H_{I(\bar{I})} = \sum_{i>j=1}^3 \lambda_i \lambda_j v_{ij}; \quad H_{I\bar{I}}^q = \sum_{\substack{i=1,2,3 \\ \bar{j}=4,5,6}} \lambda_i \lambda_{\bar{j}} v_{ij}; \quad H_{I\bar{I}}^n = V^n,$$

$$H_i = H_{I\bar{I}} + H_{I\bar{I}}^q + H_{I\bar{I}}^n.$$

V^n - нуклон-нуклонное взаимодействие, которое на больших расстояниях ($r \geq 0,8 \varphi_n$) может быть выбрано в виде потенциала однобозонного обмена [11]. Используя (2)-(4), получаем выражение для амплитуды перехода:

$$\mathcal{T}_{if} = \hat{A}_{I\bar{I}} \langle f_{I\bar{I}} | H_{int} | i \rangle = 10 \langle f_{I\bar{I}} | V^n - \sum_{i \in I, \bar{j} \in \bar{I}} \lambda_i \lambda_{\bar{j}} (v_{ij}^c + \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j v_{ij}^{cs}) \Theta(r - r_0) | i \rangle. \quad (5)$$

Проведем качественный анализ этого выражения, чтобы определить, какие компоненты шестикварковой волновой функции $|i\rangle$ дают вклад в \mathcal{T}_{if} . Известно, что антисимметричная q^6 - волновая функция может быть представлена в виде прямого произведения двух полностью антисимметричных трехкварковых функций [13]:

$$|q^6\rangle_A = [1^3]_I^{xcSI} \otimes [1^3]_{\bar{I}}^{xcSI}. \quad (6)$$

Для симметричных пространственных состояний разложение (6) переходит в сумму произведений волновых функций бесцветных кластеров с симметрией:

$$|q^3\rangle_A^{c=0} = [1^3]_c \otimes [3]_{SI} ; \quad (7)$$

$$[3]_{SI} = [21]_s \otimes [21]_I + [3]_s \otimes [3]_I$$

и произведения состояний со скрытым цветом:

$$|q^3\rangle_A^{c \neq 0} = [21]_c \otimes [21]_{SI} ; \quad (8)$$

$$[21]_{SI} = [21]_s \otimes [21]_I + [21]_s \otimes [3]_I + [3]_s \otimes [21]_I .$$

Конечное состояние $|f_{I,II}\rangle$ в (5) строится из нуклонов с симметрией (7). Отметим, что спин-изоспиновые части в (7) и (8) имеют разную симметрию и поэтому взаимно ортогональны.

Из структуры матричного элемента (5) следует, что в T_{12} дают вклад как бесцветные компоненты q^6 -системы, так и компоненты со скрытым цветом. Вклад бесцветной компоненты пропорционален интенсивности взаимодействия V^M , а состояний со скрытым цветом - взаимодействие V_{ij} в (4). Для полностью симметричных пространственных состояний взаимодействие V_{ij}^c не будет давать вклад из-за взаимной ортогональности SI -частей волновых функций (7) и (8).

Если пространственная ВФ q^6 -системы несимметрична, например при радиальных возбуждениях кварков $[14,15]$ или для "деформированного" q^6 -состояния, то разложение $|q^6\rangle$ на q^3 -кластеры будет более "богатым". В этом случае состояния со скрытым цветом содержат компоненты, у которых SI -часть ВФ симметрична, а пространственная имеет смешанную симметрию:

$$|q^3, \delta\rangle^{c \neq 0} = [21]_c \otimes [21]_x \otimes [3]_{SI} + \dots \quad (9)$$

Такие состояния соответствуют цветорадиальным возбуждениям нуклонов, и их распад в NN -канал определяется уже суммой взаимодействий V^c и V^{cs} .

§ 3. Распад сферически - симметричных дибарионов

Волновая функция q^6 -системы с пространственной симметричной частью определяется формулой (2), где ВФ внутреннего движения кварков в нуклонах имеет вид:

$$\Psi = \Psi_x \cdot |C\rangle_A \cdot |SI\rangle_S^M, \quad |SI\rangle_S^M = |1/2, 1/2, t\rangle, \quad s, t = \pm 1/2, \quad (10)$$

где $|C\rangle_A$ - антисимметричная цветовая часть ВФ, Ψ_x , $|SI\rangle_S^M$, соответственно, симметричные пространственные и спин-изоспиновые части. Для простоты выберем Ψ_x в гауссовском виде:

$$(\Psi_x(\xi))_x = (\Omega/\pi)^{3/2} \exp(-\Omega(\xi_1^2 + \xi_2^2)/2); \quad (\Psi_x(\eta))_x = (\Omega/\pi)^{3/2} \exp(-\Omega(\eta_1^2 + \eta_2^2)/2). \quad (11)$$

Координаты Якоби (ξ, η, \tilde{r}) связаны с координатами \tilde{r}_i соотношениями:

$$\tilde{r}_1 = \tilde{r}/2 - 2\xi_1 ; \quad \tilde{r}_{2,3} = \tilde{r}/2 + \xi_1 \mp \sqrt{3}\xi_2 ;$$

$$\tilde{r}_4 = -\tilde{r}/2 - 2\eta_1 ; \quad \tilde{r}_{5,6} = -\tilde{r}/2 + \eta_1 \mp \sqrt{3}\eta_2 . \quad (12)$$

Волновые функции дискретных переменных (C, S, I) с определенной симметрией (S - симметричное, A - антисимметричное, α - смешанная симметричная, β - смешанная антисимметричная) строятся обычным образом:

$$\Psi_S \equiv |XYZ\rangle_S = \frac{1}{\sqrt{6}} (|XYZ\rangle + |YZX\rangle + |ZXY\rangle + |XZY\rangle + |YXZ\rangle + |ZYX\rangle),$$

$$\Psi_A \equiv |XYZ\rangle_A = -\frac{1}{\sqrt{6}} (|XYZ\rangle + |YZX\rangle + |ZXY\rangle - |XZY\rangle - |YXZ\rangle - |ZYX\rangle),$$

$$\Psi_\alpha \equiv |XYZ\rangle_\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} (|XYZ\rangle + |XZY\rangle + |YXZ\rangle + |YZX\rangle - 2|ZXY\rangle - 2|ZYX\rangle), \quad (13)$$

$$\Psi_\beta \equiv |XYZ\rangle_\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} (|XYZ\rangle - |XZY\rangle + |YXZ\rangle - |YZX\rangle),$$

где $|zxy\rangle$ - означает, что I-й кварк находится в состоянии "z", 2-й в "x", 3-й в "y". При $x=y$ нужно учесть, что $|zyx\rangle + |zxy\rangle \Rightarrow \sqrt{2} |zxx\rangle$. Если два квантовых числа изменяются в пространствах "1" и "2", то по известным типам симметрии в этих пространствах можно определить полную симметрию волновой функции:

$$\begin{aligned} |S\rangle &= |1\rangle_S \cdot |2\rangle_S = |1\rangle_A \cdot |2\rangle_A = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_\alpha \cdot |2\rangle_\alpha + |1\rangle_\beta \cdot |2\rangle_\beta), \\ |A\rangle &= |1\rangle_A \cdot |2\rangle_S = |1\rangle_S \cdot |2\rangle_A = \frac{1}{\sqrt{2}} (-|1\rangle_\alpha \cdot |2\rangle_\beta + |1\rangle_\beta \cdot |2\rangle_\alpha), \\ |1\rangle &= |1\rangle_\alpha \cdot |2\rangle_S = |1\rangle_S \cdot |2\rangle_\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} (-|1\rangle_\alpha \cdot |2\rangle_\alpha + |1\rangle_\beta \cdot |2\rangle_\beta), \\ |2\rangle &= |1\rangle_\beta \cdot |2\rangle_S = |1\rangle_S \cdot |2\rangle_\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_\alpha \cdot |2\rangle_\beta + |1\rangle_\beta \cdot |2\rangle_\alpha). \end{aligned} \quad (I4)$$

Так, цветовая и спин-изоспиновая части ВФ (II) имеет вид

$$|C\rangle_A = -1/\sqrt{6} (|\alpha\beta\gamma\rangle + |\beta\gamma\alpha\rangle + |\gamma\alpha\beta\rangle - |\alpha\gamma\beta\rangle - |\beta\alpha\gamma\rangle - |\gamma\beta\alpha\rangle), \quad (I5)$$

$$|1/2\rangle_{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} (1/2\rangle_\alpha^S \cdot 1/2\rangle_\alpha^I + 1/2\rangle_\beta^S \cdot 1/2\rangle_\beta^I). \quad (I6)$$

Относительное движение кластеров в выбранной модели описывается функцией

$$\varphi_i(r) = (\Omega'/4\pi)^{3/4} \cdot \exp(-\Omega' r^2/8), \quad (I7)$$

причем для S^6 - конфигурации параметр Ω' равен Ω из (I2):

$$\Omega' = \Omega. \quad (I8)$$

Используя (I6), явный вид операторов перестановки и определения $|SI\rangle_2$, $2P_{ke}^S = 1 + \vec{\sigma}_k \cdot \vec{\sigma}_e$; $2P_{ke}^I = 1 + \vec{\tau}_k \cdot \vec{\tau}_e$; $6P_{ke}^C = 2 + 3\lambda_k^c \lambda_e^c$;

$$|SI\rangle_2 = \sum_{\substack{M_1, M_2 \\ t_1, t_2}} (1/2\rangle_{M_1} 1/2\rangle_{M_2} |SM\rangle) (1/2\rangle_{t_1} 1/2\rangle_{t_2} |IT\rangle) 1/2\rangle_{M_1} 1/2\rangle_{t_1} \cdot 1/2\rangle_{M_2} 1/2\rangle_{t_2},$$

находим

$$N_2^2 = 10(1-9 \cdot \frac{1}{3} \sum_{\substack{M \\ S^1}} |SI\rangle_{P_{14}} |SI\rangle_2) = 100/9.$$

В конечном состоянии $\varphi_f(\vec{\beta}) = e^{i\vec{\beta}\vec{r}}$, а нормировочный множитель N_f находится из условия

$$\langle f, \vec{\beta}' | f, \vec{\beta} \rangle = (2\pi)^3 \delta(\vec{\beta} - \vec{\beta}') = 1/N_f^2 (2\pi)^3 \delta(\vec{\beta} - \vec{\beta}') + 1/9 \cdot I(\vec{\beta}, \vec{\beta}'),$$

где $I(\vec{\beta}, \vec{\beta}')$ - матричный элемент оператора перестановки P_{14}^x [I7]:

$$\begin{aligned} I(\alpha, \beta) &= \int d^3\vec{r} \cdot d^3\vec{r}' d^3\eta d^3\zeta \varphi_I(\zeta) \varphi_{II}(\eta) \varphi^*(\beta) P_{14}^x \varphi_I(\zeta) \varphi_{II}(\eta) \varphi(\alpha) = \\ &= \int d^3\vec{r} d^3\vec{r}' \varphi^*(\beta r') \cdot K(\vec{r}, \vec{r}') \varphi(\alpha r); \end{aligned}$$

$$K(\vec{r}, \vec{r}') = \left(\frac{9\Omega}{32\pi}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{5}{32}\Omega(r^2 + r'^2) + \frac{3}{16}\Omega\vec{r}\vec{r}'\right). \quad (I9)$$

Интегрирование дает

$$\frac{1}{9(2\pi)^3} \cdot I(\vec{\beta}, \vec{\beta}') = \frac{3}{(2\pi\Omega)^{3/2}} \cdot \exp\left\{-\left(5/2\rho^2 - 3\beta\beta' + 5/2\rho'^2\right)/\Omega\right\}.$$

матричный элемент $I(\vec{\beta}, \vec{\beta}')$ имеет острый максимум при $\rho = \rho'$, поэтому его можно аппроксимировать δ - функцией:

$$\frac{1}{9(2\pi)^3} \cdot I(\vec{\beta}, \vec{\beta}') \approx \alpha(\rho) \delta(\vec{\beta} - \vec{\beta}'); \quad \alpha(\rho) = (3\sqrt{5}/25) e^{-8\rho^4/5\Omega} \ll 1.$$

Так что в итоге получаем

$$N_f^2 = 10(1 + \alpha(\rho)).$$

Расчет амплитуды перехода (5) приводит к результату

$$T_{if} = T_{if}^M + T_{if}^{CS}; \quad T_{if}^\alpha = (10/N_i N_f) \cdot L^\alpha \cdot I^\alpha; \quad \alpha = M, CS;$$

$$I(r_0, \Omega, \Delta) = 4\pi \int_{r_0}^{\infty} r^2 j_0(\rho r) \varphi_i(r) v^\alpha dr; \quad (20)$$

$$\Delta \equiv M_D - 2M_N; \quad P = [M \cdot \Delta (1 + \Delta/4M)]^{1/2},$$

где Γ - динамический параметр, по порядку величины равный удвоенному радиусу нуклона $r_0 \sim 2r_N = 4/\sqrt{2}$, L^a - цветные спин-изоспиновые матричные элементы $L^M = 10/9$, $L^{CS} = 560/27$ (их расчет дан в Приложении). Если ν^{CS} выбрать из условия описания расщепления $N-\Delta$ масс ($\nu^{CS} \approx -19$ МэВ), то ν^{CS} и $V^M(2r_N)$ будут иметь один порядок величины, поэтому из соотношения $|L^M/L^{CS}| \approx 5 \cdot 10^{-2}$ следует, что вкладом первого слагаемого в (20) можно пренебречь.

Уже отмечалось, что для сферически-симметричных q_i^6 -состояний взаимодействие ν_{ij}^c не дает вклада в (20) из-за взаимной ортогональности SI -частей ВФ бесцветных и цветных октетных состояний.

Можно определить относительный вклад каждой из компонент разложения октетной части ВФ по трехкварковым кластерам в T_{ij}^{CS} .

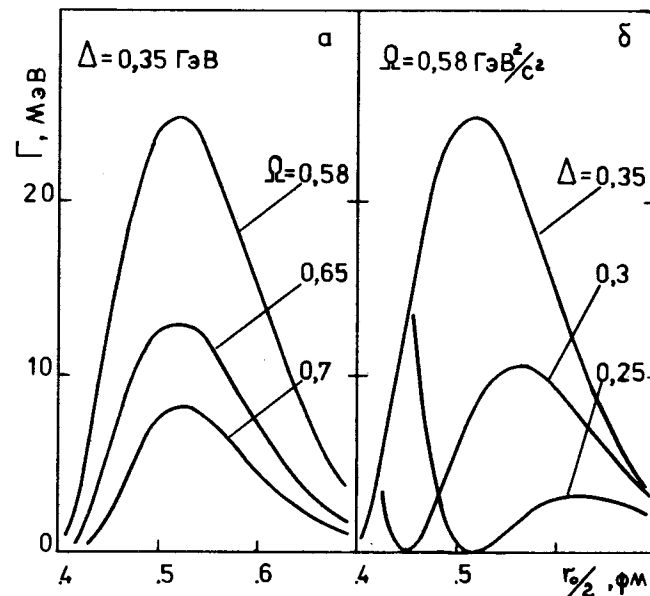
Действительно, имеем

$$\begin{aligned} |q_i^6 q_j^c = a - \frac{1}{6} |B^a(\frac{1}{2} \frac{1}{2}) B^{\bar{a}}(\frac{1}{2} \frac{1}{2}) \rangle + \\ + \frac{1}{6\sqrt{2}} |B^a(\frac{1}{2} \frac{3}{2}) B^{\bar{a}}(\frac{1}{2} \frac{3}{2}) \rangle + \frac{1}{6} |B^a(\frac{3}{2} \frac{1}{2}) B^{\bar{a}}(\frac{1}{2} \frac{1}{2}) \rangle + \\ + \frac{1}{6} |B^a(\frac{1}{2} \frac{1}{2}) B^{\bar{a}}(\frac{3}{2} \frac{1}{2}) \rangle + \frac{1}{6\sqrt{2}} |B^a(\frac{3}{2} \frac{1}{2}) B^{\bar{a}}(\frac{3}{2} \frac{1}{2}) \rangle, \end{aligned} \quad (21)$$

где в волновых функциях $B^a(SI)$ $a = 1, 8$ и \bar{a} - сопряженные индексы цветовых состояний. $B^a(SI)$ строятся с помощью общих правил (I4), (I5), а их амплитуды находятся либо путем прямого вычисления $\langle q_i^6 | B^a B^{\bar{a}} \rangle$, либо с помощью теоретико-групповых методов [I4]. Расчет относительного вклада из каждой из компонент (21) приводит к результату (см. Приложение):

$$T_{ij}^{CS} = T_{ij}^{CS} \cdot \left(-\frac{2}{7} + 0 + \frac{4}{7} + \frac{4}{7} + \frac{1}{7} \right),$$

т.е. определяющий вклад дают компоненты вида $|B^a(\frac{3}{2} \frac{1}{2}) B^{\bar{a}}(\frac{1}{2} \frac{1}{2}) \rangle$.



Ширина распада дибариона: а) $\Delta = 0,35$ ГэВ; б) $\Omega = 0,58$ (ГэВ/с)².

На рисунке приведены методические расчеты ширины Γ в зависимости от "радиуса взаимодействия" r_0 и других входящих в расчетные формулы параметров:

$$\Gamma = A(\eta, \xi) \cdot I^2(x_0, \eta, \xi) \cdot M_N,$$

где $\eta \equiv \Omega/M_N^2$, $\xi \equiv \Delta/M_N$, $x_0 = r_0 \cdot M_N$ - безразмерные параметры,

$$A(\eta, \xi) = \frac{9}{108} \left(\frac{560}{27} \right)^2 \cdot \left(\frac{\nu^{CS}}{M_N} \right)^2 \cdot (1 + \xi/2) \cdot (\xi \cdot (1 + \xi/4))^{1/2} / (1 + \alpha_p),$$

$$\alpha_p = 3\sqrt{5}/25 \cdot \exp(-8/5 \cdot \xi \cdot (1 + \xi/4) / \eta),$$

$$I(x_0, \eta, \xi) = 4\pi (\eta/4\pi)^{3/4} \cdot \int_0^\infty j_0(zx) x^2 \cdot e^{-\eta x^2/8} dx, \quad z^2 = \xi(1 + \xi/4)$$

На рис. (а) представлен результат расчета ширины распада дибариона Γ в зависимости от изменения параметра r_0 .

при фиксированном $\Delta = 0,35$ ГэВ, а на рис. (б) — при фиксированном $\Omega = 0,58$ ГэВ²/с². В целом из расчета следует, что для значений параметров Δ и Ω , характерных для потенциальной кварковой модели, $\Delta \approx 0,2 \div 0,4$ ГэВ и $\Omega \approx 0,3 \div 1$ ГэВ²/с² при $r_0 \sim 4/\sqrt{\Omega}$ ширина Γ ограничена сверху значением ~ 40 МэВ. Этот результат подтверждается оценками работ [9,10] и дает представление о порядке величины ширины дибариона.

§ 4. Распад несферических дибарионов

Если пространственное распределение кварков в дибарионе не обладает сферической симметрией, то тогда в разложении q^6 — волновой функции по произведению q^3 — кластеров будут содержаться компоненты с цветорадиальными возбуждениями барионов, которые обеспечивают распад дибариона в NN — канал под действием не только цветомагнитных, но и цветоэлектрических сил $\sim U_{ij}^c$. Это приведет к появлению дополнительного слагаемого T_{ij}^c в амплитуде перехода (20), которое может повлиять на величину Γ . Не теряя общности, оценим его для простого случая несферического дибариона с волновой функцией (2), (16), (17), но, в отличие от (18), положим

$$\Omega'/\Omega = 1 - \delta, \quad \delta > 0,$$

где δ — параметр деформации. Действие оператора P_{ke}^x в (2) в этом случае приводит к появлению компонент с "радиальными возбуждениями", например,

$$P_{14}^x \Psi_1(\Omega, \xi_1) \Psi_2(\Omega, \xi_2) \Psi(\Omega, r) \sim (1 - \frac{4}{3} \Omega \delta (\xi_1, \vec{\eta}_1) - \frac{1}{3} \Omega \delta r (\vec{\eta}_1, \vec{\xi}_1)) \cdot \Psi(\Omega, \xi_1, \xi_2) \Psi(\Omega, \eta_1, \eta_2) \Psi(\Omega, r);$$

$$\Omega_{\eta_1} = \Omega_{\xi_2} = \Omega(1 - 2\delta/9), \quad \Omega_r = \Omega(1 - \delta/9).$$

Амплитуда этих компонент пропорциональна деформации δ и исчезает при $\delta \rightarrow 0$. Учет деформации приводит также к некоторому изменению нормировочного множителя N_i и радиальных интегралов I^c в (20):

$$N_i^2(\delta) = 10 \{ 1 + ((1-\delta)/(1-\delta+2\delta^2/9))^{3/2} / 9 \},$$

$$I^c(r_0, \Omega, \Delta, \delta) = \{ (1-\delta) / [(1-4\delta/9)(1-5\delta/9)] \}^{3/4} \cdot I^c(r_0, \Omega_{\text{нрр}}, \Delta),$$

$$\Omega_{\text{нрр}} = \Omega(1-5\delta/9)/(1-4\delta/9) \sim \Omega.$$

После вычисления цветовых и спин-изоспиновых матричных элементов амплитуду T_{ij}^c можно представить в виде

$$T_{ij}^c = [10/N_i N_j(\delta)] \cdot \frac{16}{27} \cdot (\mathcal{D}_{11}^{44} - 2\mathcal{D}_{11}^{54} + \mathcal{D}_{21}^{54}), \quad (22)$$

где \mathcal{D}_{ki}^j — пространственные матричные элементы:

$$\mathcal{D}_{ki}^j = \int d^3\xi_1 d^3\xi_2 d^3r \Theta(\vec{r}, \vec{\xi}_1) \Psi_1(\xi_1) \Psi_2(\xi_2) \Psi_3^*(r) U_{ke}^c(r_{ke}) P_{ij}^x \Psi_1(\xi_1) \Psi_2(\xi_2) \Psi_3(r). \quad (23)$$

Для вычисления (23) используем соотношения

$$\vec{r}_{ke} = \vec{r} + \xi_{ke}(\vec{\eta}, \vec{\xi}); \quad r_{ke} = r(1 + \alpha_{ke})^{1/2}; \quad \alpha_{ke} = (g_{ke}^2 + 2r^2 g_{ke}^2) / r^2,$$

разложение потенциала U_{ke}^c по α_{ke}

$$U_{ke}^c(r_{ke}) = U^c(r) + \frac{r}{2} \cdot \frac{dU^c}{dr} \cdot \alpha_{ke}$$

и явный вид координат Якоби (13). Окончательно получаем

$$T_{ij}^c(\delta) = [10/N_i N_j(\delta)] \cdot \mathcal{D}(\delta) \cdot L^c \cdot I^c,$$

где

$$\mathcal{D}(\delta) = \delta \{ [(1-\delta)/(1-\delta/9)]^{3/4} \cdot [(1-2\delta/9)(1-5\delta/9)]^{-5/2} \},$$

$$I^c = 4\pi \int_0^\infty r^2 j_0(pr) \Psi_{1,2}(\Omega', r) V_{\text{нрр}}(r) dr,$$

$$V_{\text{нрр}} = \frac{1}{2r} \cdot \frac{dU^c}{dr}; \quad L^c = -16/9.$$

Значение $|V_{\text{эфф}}|$ в окрестности точки $r \approx r_0 \approx 2r_K$ по порядку величины составляет $10 \div 80$ МэВ в зависимости от вида запирающего потенциала. Например, для "квадратичного" запирающего потенциала [II] $V^c \lambda_i \lambda_j = -\frac{1}{8} \kappa r^2 \lambda_i \lambda_j$ ($\kappa = 1,35 \cdot 10^7$ МэВ) $V_{\text{эфф}}$ не зависит от r и равно $V_{\text{эфф}} = \kappa/4\Omega \approx 5,6$ МэВ ($\Omega = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$). Для линейного запирающего потенциала $V_{\text{эфф}}$ больше. Например, [IV]:

$$V^c \lambda_i \lambda_j = 3\kappa_0 \lambda_i \lambda_j \cdot r_{ij}, \quad (\kappa_0 = 0,79 \cdot 10^5 \text{ МэВ})$$

$$V_{\text{эфф}}^c = 3\kappa_0 / r_0 \Omega \approx 3\kappa_0 / 4\sqrt{\Omega} \approx 76,5 \text{ МэВ}$$

Несмотря на различие в $V_{\text{эфф}}^c$ для разных типов "запирающего", радиальные матричные элементы I^c и I^{cs} имеют один и тот же порядок величины. Следовательно, относительный вклад цветоэлектрической амплитуды в полную амплитуду перехода составляет величину порядка

$$|I_{i\bar{j}}^c(\delta) / I_{i\bar{j}}^{cs}(\delta)| \approx \frac{3}{35} \mathcal{D}(\delta) |I^c / I^{cs}| \sim 0,1 \delta \ll 1, \quad (24)$$

то есть оказывается весьма мал и падает с увеличением деформации δ .

Таким образом, учет взаимодействия V^c для "деформированных" дибарионов приводит лишь к небольшой добавке в $\Gamma_{i\bar{j}}$ и практически не влияет на оценку ширины Γ .

§ 5. Заключение

Итак, проведенный на основе потенциальной кварковой модели анализ ширины распада изолированного дибарионного состояния в NN -канал показал, что величина Γ зависит от выбора динамических параметров модели, но тем не менее в довольно широком интервале изменения этих параметров ограничена сверху значением порядка 40 МэВ.

Основной вклад в амплитуду перехода дает цветомагнитные силы. Именно благодаря им вклад в распад дает довольно много

состояний, у которых спин-изоспиновая структура может существенно отличаться от нуклонной. В противном случае - распаде только бесцветных состояний - переход возможен только между состояниями с одинаковой SI -структурой. Амплитуда вероятности таких состояний в полной волновой функции q^c -системы мала, что и подавляет их относительный вклад. Этот результат имеет общий характер, так как является следствием принципа Паули.

Приложение

I. Расчет амплитуд C_α состояний $|B^c(s_1 i_1) B^{\bar{c}}(s_2 i_2)\rangle$ в дибарионе

Представляя волновую функцию $|q^c\rangle$ в виде

$$|q^c\rangle^{cSI} = \sum_{\alpha} C_{\alpha} |\psi_{\alpha}\rangle^{cSI}, \quad (II.1)$$

рассчитаем, к примеру, амплитуду C_{α} состояния $|B^c(1/2 1/2) B^{\bar{c}}(1/2 1/2)\rangle$. Выпишем исходные выражения:

$$|q^c\rangle^{cSI} = \frac{3}{10} \left(1 - \sum_{\kappa \in I, \ell \in \bar{I}} P_{\kappa \ell}^{cSI}\right) \cdot (\psi_{i_1}^c)_{\kappa} \cdot (\psi_{i_2}^c)_{\ell} \cdot (\chi_{i_1}^{SI})_{\kappa} \cdot (\chi_{i_2}^{SI})_{\ell},$$

$$|B^c(s_1 i_1) B^{\bar{c}}(s_2 i_2)\rangle^{cSI} = \frac{1}{2} \left(-\psi_{i_1}^a \chi_{i_1}^{SI} + \psi_{i_1}^c \chi_{i_1}^{SI} \right) \left(-\psi_{i_2}^{\bar{a}} \chi_{i_2}^{SI} + \psi_{i_2}^{\bar{c}} \chi_{i_2}^{SI} \right), \quad (II.2)$$

$$|B^{c=0}(s_1 i_1) B^{c=0}(s_2 i_2)\rangle^{cSI} = \psi_{i_1}^c \cdot \psi_{i_2}^c \cdot \chi_{i_1}^{SI} \cdot \chi_{i_2}^{SI},$$

$$\chi_{i_1}^{SI}(s_1 i_1) \chi_{i_2}^{SI}(s_2 i_2) = \sum_{\substack{M_1, M_2 \\ t_1, t_2}} (s_1 M_1 s_2 M_2 | S M_s) (i_1 t_1 i_2 t_2 | IT) |s_1 M_1 i_1 t_1\rangle |s_2 M_2 i_2 t_2\rangle.$$

С учетом (15) запишем также функции

$$|1/2 M_1 1/2 t_1\rangle_{\alpha(p)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\mp |1/2 M_1\rangle_{\alpha} \cdot |1/2 t_1\rangle_{\alpha(p)} + |1/2 M_1\rangle_{\beta} \cdot |1/2 t_1\rangle_{\beta(\alpha)} \right),$$

$$|1/2 \mu 1/2 t \rangle_s = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1/2 \mu \alpha 1/2 t \rangle_\alpha + |1/2 \mu \beta 1/2 t \rangle_\beta), \quad (\text{П.3})$$

$$|3/2 \mu 1/2 t \rangle_{\alpha(\beta)} = |3/2 \mu \rangle_s |1/2 t \rangle_{\alpha(\beta)}, \quad |1/2 \mu 3/2 t \rangle_{\alpha(\beta)} = |1/2 \mu \rangle_{\alpha(\beta)} |1/2 t \rangle_s.$$

$$|3/2 \mu 3/2 t \rangle_s = |3/2 \mu \rangle_s |1/2 t \rangle_s.$$

Теперь

$$C_{1/2 1/2, 1/2 1/2}^a \equiv \langle B^a(1/2 1/2) B^{\bar{a}}(1/2 1/2) | q^6 \rangle^{CSI} =$$

$$= -\frac{3}{40} \sum_{k\ell} \left\{ M_{\alpha\alpha, k\ell}^a M_{\beta\beta, k\ell}^{SI} - M_{\alpha\beta, k\ell}^a M_{\beta\alpha, k\ell}^{SI} - \right.$$

$$\left. - M_{\beta\alpha, k\ell}^a M_{\alpha\beta, k\ell}^{SI} + M_{\beta\beta, k\ell}^a M_{\alpha\alpha, k\ell}^{SI} \right\}, \quad (\text{П.4})$$

где

$$M_{uv, k\ell}^a = \langle \chi_{iu}^a \chi_{iv}^{\bar{a}} | \sum_b \lambda_k^b \lambda_\ell^{\bar{b}} | \chi_{iA}^c \chi_{iA}^{\bar{c}} \rangle = \sum_b m_{u,k}^{ba} m_{v,\ell}^{\bar{b}\bar{a}},$$

$$M_{uv, k\ell}^{SI} = \langle \chi_{i\tau}^{SI} \chi_{i\bar{\tau}}^{SI} | P_{k\ell}^{SI} | \chi_{i\tau}^{SI} \chi_{i\bar{\tau}}^{SI} \rangle. \quad (\text{П.5})$$

Используя явный вид функций $\chi_{\alpha(\beta)}^a$, χ_A^c , легко показать, что

$$m_{\beta, k}^{ba} \equiv \langle \chi_\beta^a | \lambda_k^b | \chi_A^c \rangle = (3\delta_{k1} - 1)/\sqrt{6},$$

$$m_{\alpha, k}^{\bar{b}\bar{a}} \equiv \langle \chi_\alpha^{\bar{c}} | \lambda_k^{\bar{b}} | \chi_A^c \rangle = (-)^k (\delta_{k1} - 1)/\sqrt{2}. \quad (\text{П.6})$$

Далее, при расчете $M_{uv, k\ell}^{SI}$ учтем, что

$$\langle \chi_{\alpha(\beta)}^{SI} | \chi_s^{SI} \rangle = 0; \quad \vec{\sigma}_k \vec{\sigma}_\ell = \sum_\nu (-)^\nu (\sigma_k)_\nu (\sigma_\ell)_{-\nu};$$

$$\langle 1/2 \mu | (\sigma_k)_\nu | 1/2 \mu' \rangle_\nu = (1/2 \mu' + \nu | 1/2 \mu \rangle_\nu | 1/2 1/2 | 0 | 1/2 1/2 \rangle_{\mu+\nu} + (-1)^{\mu-\mu'} \langle 1/2 \mu | (\sigma_k)_{-\nu} | 1/2 \mu' \rangle_{-\nu}. \quad (\text{П.7})$$

Теперь расчет (П.5) дает

$$M_{uv, k\ell}^{SI} = \frac{1}{4} \langle \chi_{iu}^{SI} \chi_{iv}^{SI} | \vec{\sigma}_k \vec{\sigma}_\ell + \vec{\tau}_k \vec{\tau}_\ell + (\vec{\sigma}_k \vec{\tau}_\ell)_x (\vec{\sigma}_\ell \vec{\tau}_k)_x | \chi_{iS}^{SI} \chi_{iS}^{SI} \rangle =$$

$$= \frac{1}{4} (\sum^{SM} S_{\alpha, k} \cdot S_{\nu, \ell} + \sum^{IT} I_{\alpha, k} \cdot I_{\nu, \ell} + \sum^{SM} \sum^{IT} R_{\alpha, k} \cdot R_{\nu, \ell}), \quad (\text{П.8})$$

где

$$\sum^{SM} \equiv \sum_{\mu, \mu_1, \mu_2, \mu_1'} (1/2 \mu_1, 1/2 \mu_2 | SM) (1/2 \mu_1', 1/2 \mu_2' | SM) (-1)^{\mu_1} (\sqrt{3})^2 (1/2 \mu_1, 1/2 \mu_2) (1/2 \mu_1', 1/2 \mu_2'),$$

$$(\sum^{00} = -3, \sum^{1M} = 1), \quad (\text{П.9})$$

$$S_{\alpha, k} = I_{\alpha, k} = (3\delta_{k1} - 1)/3, \quad S_{\beta, k} = I_{\beta, k} = (-)^k (1 - \delta_{k1})/\sqrt{3},$$

$$R_{\alpha, k} = \frac{2}{9} (3\delta_{k1} - 1), \quad R_{\beta, k} = 2/\sqrt{27} (-)^k (1 - \delta_{k1}).$$

И окончательно

$$C_{1/2 1/2, 1/2 1/2}^a = -\frac{3}{40} \cdot \frac{1}{4} \sum_{k,\ell} \{ (\sum^{1M} + \sum^{00}) [(m_{\alpha, k} \cdot S_{\beta, k})(m_{\alpha, \ell} \cdot S_{\beta, \ell}) +$$

$$+ (m_{\beta, k} \cdot S_{\alpha, k})(m_{\beta, \ell} \cdot S_{\alpha, \ell}) - (m_{\alpha, k} \cdot S_{\beta, k})(m_{\beta, \ell} \cdot S_{\alpha, \ell}) - (m_{\beta, k} \cdot S_{\alpha, k})(m_{\alpha, \ell} \cdot S_{\beta, \ell})] +$$

$$+ \sum^{IM} \sum^{00} [S_{\alpha, k} R_{\beta, \ell}] - \frac{3}{160} [(\sum^{1M} + \sum^{00})(m_{\alpha, k} S_{\beta, k} - m_{\beta, k} S_{\alpha, k})^2 + \sum^{1M} \sum^{00} (m_{\alpha, k} R_{\beta, k} - m_{\beta, k} R_{\alpha, k})^2] \} = \frac{1}{6}. \quad (\text{П.10})$$

Так как имеется октет цветовых состояний ($\alpha = 1, 2, \dots, 8$), то вероятность состояния $|B^a(1/2 1/2) B^{\bar{a}}(1/2 1/2) \rangle$ в волновой функции $|q^6 \rangle$ равна

$$W_{1/2 1/2, 1/2 1/2} = 8 | C_{1/2 1/2, 1/2 1/2}^a |^2 = \frac{2}{9}. \quad (\text{П.11})$$

Аналогично можно показать, что

$$C_{3/2 1/2, 1/2 1/2}^a = C_{1/2 3/2, 1/2 1/2}^a = \frac{1}{6}; \quad C_{3/2 3/2, 3/2 3/2}^a = \frac{1}{6\sqrt{6}}; \quad C_{1/2 3/2, 3/2 1/2}^a = \frac{1}{6\sqrt{2}},$$

$$W_{3/2 1/2, 1/2 1/2} = W_{1/2 3/2, 3/2 1/2} = \frac{2}{9}; \quad W_{3/2 3/2, 3/2 3/2} = \frac{1}{45}; \quad W_{1/2 3/2, 3/2 3/2} = \frac{1}{9}. \quad (\text{П.12})$$

Вычисляя амплитуды $|NN\rangle = |B^{\bar{c}\bar{0}}(1/2 1/2) B^{c0}(1/2 1/2)\rangle$ и $|\Delta\Delta\rangle = |B^{\bar{c}\bar{0}}(3/2 1/2) B^{c0}(3/2 1/2)\rangle$ состояний таким же образом, получаем

$$C_{1/2 1/2, 1/2 1/2}^0 = \frac{1}{3}, \quad C_{3/2 3/2, 3/2 3/2}^0 = -\sqrt{\frac{4}{45}};$$

$$W_{NN} = \frac{1}{9}; \quad W_{\Delta\Delta} = \frac{4}{45}, \quad (\text{П.13})$$

что находится в соответствии с результатами работ [13, 14].

2. Расчет матричных элементов L^{CS} и L^M

Как следует из (5) и (20),

$$L^{CS} = \frac{N_i}{10} \cdot \langle f | \sum_{k \in \ell} (\lambda^k \vec{\sigma})_k (\lambda^k \vec{\sigma})_\ell | q^k \rangle^{CS}; \quad (\text{П. I4})$$

$$L^M = \langle f | MN \rangle^{CSI},$$

$$|f\rangle^{CSI} = (1 - \sum_{k \in I, \ell \in \bar{I}} P_{k\ell}^{CSI}) \psi_{I_A}^C \psi_{\bar{I}_A}^C \chi_{I_S}^{SI} \chi_{\bar{I}_S}^{SI}.$$

При расчете L^{CS} и L^M будем использовать следующие соотношения:

$$\langle \psi_A^C | \lambda_k^e | \psi_A^C \rangle = 0, \quad \langle \psi_A^C | \lambda_k^e \lambda_\ell^e | \psi_A^C \rangle = \frac{1}{3} (3\delta_{k\ell} - 1) \delta_{\alpha\beta},$$

$$\sum_{\alpha\beta} \langle \psi_A^C | \lambda_k^e \lambda_\ell^e | \psi_A^C \rangle \langle \psi_{\bar{A}}^C | \lambda_k^e \lambda_\ell^e | \psi_{\bar{A}}^C \rangle = \frac{8}{9} (3\delta_{k\ell} - 1)(3\delta_{\alpha\beta} - 1), \quad (\text{П. I5})$$

$$B_{ki}^{e_j} \equiv \langle \chi_{I_S}^{SI} \chi_{\bar{I}_S}^{SI} | \vec{\sigma}_k \vec{\sigma}_i | \chi_{I_S}^{SI} \chi_{\bar{I}_S}^{SI} \rangle; \quad B_{vv}^{ee} = \frac{19}{27}; \quad B_{vv}^{e_j} = B_{v\alpha}^{ee} = -\frac{7}{27};$$

$$B_{k\alpha}^{e_j} = 2/27;$$

$$B_{k\ell} \equiv \langle \chi_{I_S}^{SI} \chi_{\bar{I}_S}^{SI} | P_{k\ell}^{SI} | \chi_{I_S}^{SI} \chi_{\bar{I}_S}^{SI} \rangle = -1/27 \quad (S=1, I=0).$$

Подставляя (П. I5) в (П. I4), получим

$$L^{CS} = - \langle \psi_A^C \psi_{\bar{A}}^C \chi_{I_S}^{SI} \chi_{\bar{I}_S}^{SI} | \sum_{k \in \ell} (\lambda^k \vec{\sigma})_k (\lambda^k \vec{\sigma})_\ell (1 - \sum_{ij} P_{ij}^{CSI}) | \psi_{I_A}^C \psi_{\bar{I}_A}^C \chi_{I_S}^{SI} \chi_{\bar{I}_S}^{SI} \rangle =$$

$$= - \sum_{k \in i_j} (-\frac{1}{2}) \frac{8}{9} (3\delta_{k\ell} - 1)(3\delta_{ij} - 1) B_{ki}^{e_j} = 560/27;$$

(П. I6)

$$L^M = \langle \psi_{I_A}^C \psi_{\bar{I}_A}^C \chi_{I_S}^{SI} \chi_{\bar{I}_S}^{SI} | (1 - \sum_{k \in \ell} P_{k\ell}^{CSI}) | \psi_{I_A}^C \psi_{\bar{I}_A}^C \chi_{I_S}^{SI} \chi_{\bar{I}_S}^{SI} \rangle = 10/9.$$

И окончательно $L^{CS} = + 560/27, \quad L^M = 10/9.$

3. Относительный вклад состояний $|\beta^e(s_1 i_1) \beta^{\bar{e}}(s_2 i_2)\rangle$ в $T_{i_1 i_2}^{CS}$

По определению

$$T_{i_1 i_2}^{CS} = \langle f | V^{CS} | q^k \rangle = \frac{10}{N_i N_f} L_{i_1 i_2}^{CS} \cdot I^{CS} = \\ = \langle f | V^{CS} | \sum_{\alpha} C_{\alpha} \psi_{\alpha} \rangle = \sum_{\alpha} T_{\alpha}^{CS} = 10/N_i N_f \cdot I^{CS} \sum_{\alpha} L_{\alpha}^{CS}, \quad (\text{П. I7})$$

где

$$L_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{CS, \alpha} \equiv N_i \langle f | \sum_{k \in \ell} (\lambda^k \vec{\sigma})_k (\lambda^k \vec{\sigma})_\ell | \beta^e(\frac{1}{2} \frac{1}{2}) \beta^{\bar{e}}(\frac{1}{2} \frac{1}{2}) \rangle^{CSI} = \\ = \frac{10}{3} \frac{1}{2} C_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\alpha} \sum_{\alpha} \{ M_{\alpha, \ell \ell}^{\alpha} \langle \chi_{I_S}^{\alpha} \chi_{\bar{I}_S}^{\alpha} | \vec{\sigma}_k \vec{\sigma}_\ell | \chi_{I_S}^{\alpha} \chi_{\bar{I}_S}^{\alpha} \rangle - M_{\alpha, k \ell}^{\alpha} \langle \chi_{I_S}^{\alpha} \chi_{\bar{I}_S}^{\alpha} | \vec{\sigma}_k \vec{\sigma}_\ell | \chi_{I_S}^{\alpha} \chi_{\bar{I}_S}^{\alpha} \rangle - \\ - M_{\alpha, k \ell}^{\alpha} \langle \chi_{I_S}^{\alpha} \chi_{\bar{I}_S}^{\alpha} | \vec{\sigma}_k \vec{\sigma}_\ell | \chi_{I_S}^{\alpha} \chi_{\bar{I}_S}^{\alpha} \rangle + M_{\alpha, \ell \ell}^{\alpha} \langle \chi_{I_S}^{\alpha} \chi_{\bar{I}_S}^{\alpha} | \vec{\sigma}_k \vec{\sigma}_\ell | \chi_{I_S}^{\alpha} \chi_{\bar{I}_S}^{\alpha} \rangle \} = \\ = 10/6 \cdot C_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\alpha} \sum_{\alpha}^{4M} (m_{\alpha} S_{\alpha} - m_{\alpha} S_{\alpha})^2 = -20/27. \quad (\text{П. I8})$$

Учитывая все цветовые состояния, имеем

$$L_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{CS} = 8 L_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{CS, \alpha} = -160/27 = -\frac{2}{7} L_{i_1 i_2}^{CS}, \\ T_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{CS} = 2/7 \cdot T_{i_1 i_2}^{CS}. \quad (\text{П. I9})$$

Аналогично

$$T_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{CS} = T_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \frac{1}{2}}^{CS} = \frac{4}{7} T_{i_1 i_2}^{CS}; \\ T_{\frac{3}{2} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{CS} = \frac{1}{7} T_{i_1 i_2}^{CS}, \quad T_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{CS} = 0. \quad (\text{П. 20})$$

Так как $\langle \psi_A^C | \lambda_k^e | \psi_A^C \rangle = 0$, то $T_{MN}^{CS} = T_{\alpha\alpha}^{CS} = 0$, т.е. бесцветные компоненты $|q^k\rangle$ - состояния не дают вклада в $T_{i_1 i_2}^{CS}$.

Литература

I. Троян Д.А. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № I3-85,

Дубна, 1985, с. I2.

Dolidze M.G. et al. - Z. Phys. A., Atoms and Nuclei, 1986, 325, p. 391.

2. Glagolev V.V. et al.-Phys. Rev. Lett., 1981, 46, p. 96;
Preprints JINR, E1-83-59, Dubna, 1983; PI-83-565,
Dubna, 1983.
3. Абдинов О.Б. и др. Препринт ОИЯИ, PI-86-II, Дубна, 1986.
4. Андреев В.П. и др.-ЖЭТФ, Письма, 1987, т. 45, с. 508.
5. Tatischeff V.-Phys. Lett., 1985, 154B, 107;
Nucl. Phys., 1985, A446, 355; Phys. Rev., 1987, C36, 1995.
6. Бажанский И.И., Лукьянов В.К., Титов А.И.-ЯФ, 1988, 47, с.1106.
7. Hoshizaki N.-Progr. Theor. Phys., 1978, v. 60, 1796;
1979, v. 61, 1244.
8. Грач И.Л., Народеццкий И.М., Шматиков М.Ж.-ЯФ, 1984, 39, 91.
9. Matveev V.A. In.: Труды международного семинара по проблемам
физики высоких энергий, Дубна, ОИЯИ, Д1,2-120-36, 1978, с.137.
10. Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I.-Z. Phys. A., Atoms
and Nuclei, 1984, 316, 371; JINR, E2-80-43, Dubna, 1980.
11. Matman K., Isgur N.-Phys. Rev. D, 1984, v. 29, 5 p. 952.
12. Liberman D.A.-Phys. Rev., 1977, D16, p. 1542.
13. Matveev V.A., Sorba P.-Nuovo Cim. Letters, 1977, 20, p. 443.
14. Обуховский И.Т. и др.-ЯФ, 1980, 31, 516.
Дубовик В.М., Обуховский И.Т. Препринт ОИЯИ, P2-80-501,
Дубна, 1980.
15. Доркин С.М., Резник Б.Л., Титов А.И.-ЯФ, 1982, 36,
с. 1244.
16. Feuman R.P. et al.-Phys. Rev., 1971, D3, p. 2706.
17. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в
легких ядрах. М.: Наука, 1969.
18. Selmasten W.-Phys. Rev. D., 1977, 15, p. 1391.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июля 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были за-
казаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Бажанский И.И. и др.

P2-88-501

О ширине распада изолированных дибарионных резонансов

Рассчитана ширина распада Γ изолированного дибариона в нуклон-нуклонный канал. Исследована зависимость Γ от основных параметров, определяющих динамику взаимодействия кварков в многокварковых системах. Показано, что ее величина для типичных значений этих параметров ограничена: $\Gamma < 40$ МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградской

Bazhanskij I.I. et al.

P2-88-501

On the Value of Isolated Dibaryonic Resonance Decay Width

Width of decay of isolated dibaryon into nucleon-nucleon channel is calculated. Dependence of Γ on basic parameters determining the dynamics of interaction in multiquark systems is investigated. It is shown that its magnitude for typical values of these parameters is limited: $\Gamma < 40$ MeV.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988