сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-85-62

В.И.Саврин,* Н.Б.Скачков, С.А.Шичанин*

ВЕРХНИЕ ОЦЕНКИ ШИРИН РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В ЧАРМОНИИ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ

* Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им.М.В.Ломоносова

1985

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в литературе весьма интенсивно обсуждается вопрос о теоретическом расчете ширины радиационного распада $J/\Psi \to \eta_c \gamma$. Интерес к этому процессу вызван тем обстоятельством, что применение КХД правил сумм [1,2] дает стабильное превышение теоретической оценки [3-6] над экспериментально известной величиной $\Gamma^{\text{эксп.}}(J/\Psi \to \eta_c \gamma) = 0{,}76 \pm 0{,}22$ кэВ [1] более чем в два раза /см. обсуждение в недавней работе [5] и ссылки на предыдущие работы там же/. Необходимо отметить, что, как указывалось в [5], использование правил сумм требует привлечения дополнительных оценок на величины матричных элементов переходов $\eta'_c \to J/\Psi\,\gamma$, $\Psi' \to \eta_c\,\gamma$, $\Psi' \to \eta'_c \gamma$, массу с-кварка m_c, значение констант g_Ψ, $g_{\Psi'}$, h_{η_c} и $h_{\eta'_c}$ и значение величины глюонного конденсата. Кроме этого используются дополнительные предположения о справедливости представления узких резонансов для мнимой части амплитуды распада, а также приближенного равенства матричных элементов переходов $F_{\Psi'\eta_c} \approx F_{\eta_c\Psi}$, имеющего место в нерелятивистской потенциальной теории [7].

Цель настоящей заметки - показать, что применение аппарата релятивистской теории связанных состояний позволяет просто и наглядно получить безмодельным способом верхние оценки на ширины распадов $\Gamma(J/\Psi \to \gamma\eta_c)$ и $\Gamma(\Psi' \to \gamma\eta'_c)$, весьма близкие к тем, которые были получены на основе КХД правил сумм.

Для наших целей мы будем применять аппарат релятивистских трехмерных уравнений, выведенных в рамках одновременного подхода к проблеме описания связанных состояний А.А.Логунова и А.Н.Тавхелидзе [8], и развитый в работе [9] подход к описанию формфакторов частиц с помощью волновых функций.

1. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ МЕЗОНОВ

В настоящей работе мы будем следовать обозначениям работы [10]. Ковариантная одновременная волновая функция /ВФ/ мезона, обладающего импульсом $\mathcal{P}$, массой M и составленного из кварка и антикварка, определяется в рамках одновременного подхода следующим образом:

$$\Psi_{\mathcal{P}}^{\sigma_1\sigma_2}(k_1, k_2) = \int e^{ik_1x_1 + ik_2x_2} dx_1 dx_2 \cdot \delta[\lambda(x_1 - x_2)] \times$$

$$\times \bar{u}_{\alpha}^{\sigma_1}(k_1)\, v_{\beta}^{\sigma_2}(k_2) < 0 \,|\, \psi_{q\alpha}(x_1)\bar{\psi}_{\bar{q}\beta}(x_2) \,|\, \vec{\mathcal{P}}, M > . \qquad /1/$$

Здесь $\lambda \equiv \mathcal{P}^{\mu}/M$ - 4-вектор скорости мезона, $\psi_{q\alpha}(x)$ - операторы полей кварка и антикварка в представлении Гейзенберга, а $u^{\sigma}(k)$ и $v^{\sigma}(k)$ - соответствующие этим частицам биспиноры. Очевидно, что в системе покоя мезона ковариантное условие $\lambda x_1 = \lambda x_2$ эквивалентно условию равенства времен частиц $x_1^{\circ} = x_2^{\circ}$.

В этой системе $\vec{\mathcal{P}} = 0$, являющейся с.ц.и. для кварков $\vec{k}_1 = -\vec{k}_2 = \vec{k}$, одновременное уравнение совпадает по форме с уравнением, полученным в рамках ковариантной гамильтоновой формулировки квантовой теории поля[1], и имеет вид

$$2k^{\circ}(M - 2k^{\circ})\Psi_M^{\sigma_1\sigma_2}(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int \frac{d\vec{k}'}{2k_0'} V_{\sigma_1'\sigma_2'}^{\sigma_1\sigma_2}(\vec{k},\vec{k}'\,|\,M)\,\Psi^{\sigma_1'\sigma_2'}(\vec{k}'). \qquad /2/$$

В случае не зависящего от энергии квазипотенциала условие нормировки ВФ имеет вид[12]

$$\frac{1}{(2\pi)^3}\sum_{\sigma_1\sigma_2}\int \frac{d\vec{k}}{2k_0}\, \overset{*}{\Psi}{}_M^{\sigma_1\sigma_2}(\vec{k})\, 2k^{\circ}\cdot \Psi_M^{\sigma_1\sigma_2}(\vec{k}) = 2M \qquad /3/$$

/в этой формуле * означает комплексное сопряжение/.

Для описания частиц, имеющих определенные лоренцевы трансформационные свойства, необходимо явно указать спинорную структуру ВФ. Например, для векторной J/Ψ частицы /или любой другой со спин-четностью $J^{PC} = 1^{--}$ / обычно выбирают

$$\Psi_M^{\sigma_1\sigma_2\,\nu}(\vec{k}) = \frac{\bar{u}^{\sigma_1}(\vec{k})\,\hat{e}^{\nu}_{(V)}\,{}^{\sigma_2}(-\vec{k})}{2(\lambda k_1)}\,\phi_M^{(V)}(\vec{k}), \qquad /4/$$

где $\hat{e}^{\nu} \equiv e^{\nu}_{\mu}\gamma^{\mu}$, а e^{ν}_{μ} - вектор поляризации мезона, обладающий известными свойствами: $(e^{\nu}\mathcal{P}) = 0$, $(e^{\nu}e_{\nu}) = -1$.

Далее, можно подставить /4/ в /3/, просуммировать по поляризациям кварков и взять шпур. Тогда условие нормировки для ВФ векторного мезона принимает вид

$$\frac{1}{(2\pi)^3}\int \frac{d\vec{k}}{2k^{\circ}}\cdot \frac{2(k_0)^2 + m^2}{2k^{\circ}}\cdot |\phi_M^{(V)}(\vec{k})|^2 = \frac{3M}{4}. \qquad /5/$$

Аналогично для псевдоскалярного мезона /например, η_c/ ВФ выбирают в виде[10,12]

$$\Psi_{\mathcal{P}}^{\sigma_1\sigma_2}(\vec{k}) = \frac{\bar{u}^{\sigma_1}(\vec{k})\,\gamma^5 v^{\sigma_2}(-\vec{k})}{2(\lambda k_1)}\cdot \phi_M^{(P)}(\vec{k}) \qquad /6/$$

/в обеих формулах множитель $1/2(\lambda k_1)$ вводится из соображений

удобства/, а условие нормировки имеет вид[12]

$$\frac{1}{(2\pi)^3}\cdot\int \frac{d\vec{k}}{2k^{\circ}}\cdot|\phi_M(\vec{k})|^2\cdot 2k^{\circ} = M. \qquad /7/$$

После выделения спинорной структуры ВФ и выбора определенной спиновой структуры для квазипотенциала нетрудно найти уравнение для скалярной части ВФ, векторной частицы. Структуру квазипотенциала мы, следуя[12], зададим в виде, отвечающем фейнмановскому матричному элементу однозначного обмена:

$$V_{\sigma'\sigma'}^{\sigma_1\sigma_2}(k_1,k_2|M) = \bar{u}^{\sigma_1}(\vec{k}_1)\gamma_{\mu}u^{\sigma_1'}(\vec{k}_2)\cdot V_0[q^2]\cdot\bar{v}^{\sigma_2'}(-\vec{k}_2)\gamma^{\mu}v^{\sigma_2}(-\vec{k}_1). \qquad /8/$$

Здесь скалярной частью служит пропагатор вида / μ - масса векторного бозона/

$$V_0(q^2) \equiv V_0[(\vec{k}_1(-)\vec{k}_2)^2] = -\frac{g^2}{\mu^2 - (k_1 - k_2)^2},$$

зависящий от квадрата разности 4-векторов, p и k, принадлежащих массовому гиперболоиду $p_0^2 - \vec{p}^{\,2} = m^2$ и $k_0^2 - \vec{k}^{\,2} = m^2$. Пропагатор $V_0(q^2)$ можно также представить в виде локальной в пространстве Лобачевского функции, т.е. зависящей от квадрата разности двух векторов в этом пространстве, которая определяется следующим образом[13]:

$$\vec{k}(-)\vec{k}' \equiv (\overrightarrow{\Lambda_{k'}^{-1}\, k}) = \vec{k} - \frac{\vec{k}'}{m}\left(k_0 - \frac{\vec{k}\vec{k}'}{m + k_0}\right), \qquad /9/$$

где Λ_k - чистое преобразование Лоренца $\Lambda_k^{-1}k = (m, \vec{0})$. Для этого достаточно воспользоваться полученным в[13] соотношением

$$q^2 = (k - k')^2 = 2m^2 - 2kk' = 2m^2 - 2m\sqrt{m^2 + (\vec{k}(-)\vec{k}')^2}.$$

В результате подстановки /4/ и /8/ в уравнение /2/ и суммирования по поляризациям кварков мы приходим к уравнению для скалярной части ВФ векторного мезона:

$$(m^2 + 2k_0^2)(M - 2k_0)\,\phi_M^{(V)}(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\cdot\int \frac{d\vec{k}'}{2(k_0')^2}\times V_0(\vec{k}(-)\vec{k}')\cdot\phi_M^{(V)}(k)\times$$

$$\times\{(\vec{k}\vec{k}')^2 + m^2(k_0^2 + k_0'^2) + (k_0k_0')^2 + 2(\vec{k}\vec{k}')(m^2 + k_0k_0')\}.$$

Для псевдоскалярной частицы типа η_c соответствующая ВФ подчиняется уравнению [12]

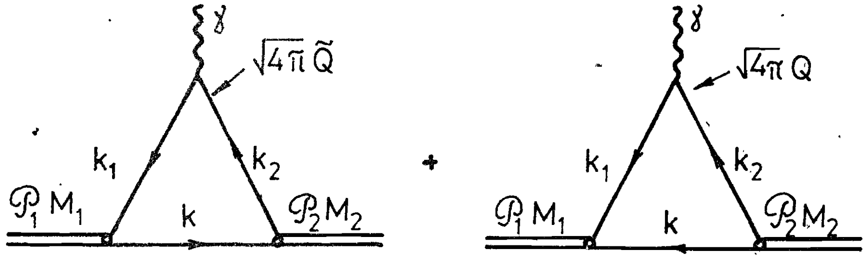
$$2k_0(M-2k_0)\,\phi_M^{(P)}(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int \frac{d\vec{k}'}{2k_0'}(8k_0k_0'-4m^2)\,V_0(\vec{k}-\vec{k}')\,\phi_M^{(P)}(\vec{k}') \qquad /10/$$

/в последних формулах и далее индексы (V) и (P) различают ВФ векторных и псевдоскалярных мезонов/.

2. ОЦЕНКА ШИРИН РАСПАДОВ $1^- \to \gamma 0^-$

В настоящем разделе мы покажем, что применение выведенных в рамках ковариантной формулировки одновременного подхода формул [9,10,14] позволяет дать верхние оценки для вероятностей переходов $1^- \to \gamma 0^-$ без использования явного вида ВФ мезонов.

Амплитуду T процесса $1^- \to \gamma 0^-$ можно изобразить следующими двумя диаграммами:



1а 1б

Здесь $Q=-\tilde{Q}$ - электрический заряд кварка; в диаграмме 1б - другие знак заряда и направление спинорной линии. Соответствующее выражение имеет вид $T = T_{1a} + T_{1б}$, где для диаграммы 1а:

$$T_{1a} = \frac{\sqrt{4\pi}\,\tilde{Q}}{(2\pi)^3}\int \frac{d\vec{k}}{2k^0}\,\overset{*}{\Psi}{}^{(P)}_{\mathcal{P}_2}(\vec{k}_2)\,\Psi^{(V)\nu}_{\mathcal{P}_1}(\vec{k}_1)\,\bar{v}(k_1)\,\hat{e}^{\tau}_{\gamma}\,v(k_2) =$$

$$= \frac{\sqrt{4\pi}\,\tilde{Q}}{(2\pi)^3}\int \frac{d\vec{k}}{2k_0}\cdot\frac{\overset{*}{\phi}{}^{(P)}_{\mathcal{P}_2}(\vec{k}_1)}{2(\lambda_2 k_2)}\cdot\frac{\phi_{\mathcal{P}_1}(\vec{k}_2)}{2(\lambda_1 k_1)}\cdot Sp\{(\hat{k}+m)\,\hat{e}^{\nu}_{(V)}(\hat{k}_1-m)\,\hat{e}^{\tau}_{\gamma}(\hat{k}_2-m)\gamma_5\}. \qquad /11/$$

Здесь e^{τ}_{γ} - вектор поляризации фотона /с поляризацией τ /. Множитель $\sqrt{4\pi}$ входит в условие нормировки фотона.

Аналогично для диаграммы 1б находим

$$T_{1б} = \frac{\sqrt{4\pi}\,Q}{(2\pi)^3}\int \frac{d\vec{k}}{2k_0}\cdot\frac{\overset{*}{\phi}{}^{(P)}_{\mathcal{P}_2}(\vec{k}_2)}{2(\lambda_2 k_2)}\cdot\frac{\phi^{(V)}_{\mathcal{P}_1}(\vec{k}_1)}{2(\lambda_1 k_1)}\cdot Sp\{(\hat{k}-m)\,\hat{e}^{\nu}_{(V)}(\hat{k}_1+m)\,\hat{e}^{\tau}_{\gamma}(\hat{k}_2+m)\gamma_5\}. \qquad /12/$$

Для облегчения дальнейших действий вспомним, во-первых, что

$$\lambda_2 k_2 = \lambda_2 k \quad \text{и} \quad \lambda_1 k_1 = \lambda_1 k. \qquad /13/$$

Кроме того, в предположении сферической симметрии $\phi_M(\vec{k})$ в с.ц.м. можно показать, что

$$\phi_{\mathcal{P}}(\vec{k}) = \phi_M(\vec{k}_{сци}) = \phi_M(|\vec{k}_{сцм}|) = \phi_M(|-\vec{k}_{сцм}|).$$

Поэтому в /12/ можно заменить

$$\frac{\overset{*}{\phi}{}^{(P)}_{\mathcal{P}_2}(\vec{k}_2)}{2(\lambda_2 k_2)}\cdot\frac{\phi^{(V)}_{\mathcal{P}_1}(\vec{k}_1)}{2(\lambda_1 k_1)} = \frac{\overset{*}{\phi}{}^{(P)}_{\mathcal{P}_2}(\vec{k})}{2(\lambda_2 k)}\cdot\frac{\phi^{(V)}_{\mathcal{P}_1}(\vec{k})}{2(\lambda\ k)}.$$

Складывая два матричных элемента, находим

$$T = 8\sqrt{4\pi}\,Qm\cdot i\,\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\cdot e^{\mu}_{\gamma}\,e^{\nu}_{(V)}\lambda_1^{\rho}\,\lambda_2^{\sigma}\cdot f(\lambda_1,\lambda_2) \qquad /14/$$

/поляризационные индексы у $e_{(V)}$ и e_γ опущены/. Через $f(\lambda_1,\lambda_2)$ обозначено

$$f(\lambda_1,\lambda_2) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3\,2k^0}\cdot\overset{*}{\phi}{}^{(P)}_{\mathcal{P}_2}(\vec{k})\,\phi^{(V)}_{\mathcal{P}_1}(\vec{k}). \qquad /15/$$

Далее мы воспользуемся неравенством Гёльдера

$$|f(\lambda_1,\lambda_2)|^2 \le \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3\,2k_0}\cdot|\phi^{(P)}_{\mathcal{P}_2}(\vec{k})|^2\cdot\int\frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3\,2k_0}\cdot|\phi^{(V)}_{\mathcal{P}_1}(\vec{k})|^2. \qquad /16/$$

С помощью соотношений нормировки /5/ и /7/, а также явной лоренц-инвариантности входящих в них интегралов окончательно получаем верхнюю оценку на формфактор распада

$$|f(\lambda_1,\lambda_2)|^2 \le \frac{1}{4}\cdot\frac{M_1 M_2}{m^2}. \qquad /17/$$

Очевидно, что применение условия Гёльдера и затем соотношений нормировки будет давать тем менее завышенную оценку, чем меньше величина "передачи импульса" $q^2 = (\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2)^2$, входящая в $f(\lambda_1,\lambda_2)$ через зависимость волновых функций от полных импульсов системы $\mathcal{P}_1$, $\mathcal{P}_2$ /см. подробнее [9,10,14]/.

Ширина данного процесса выражается стандартным образом через амплитуду T /см., например, [15]/. Заменяя в амплитуде формфактор распада f оценкой /17/, получаем

$$\bar{\Gamma} \leq \frac{8}{3\pi} \cdot \frac{Q^2}{M_2} \int \frac{d\vec{\mathcal{P}}_2 \cdot |\vec{\mathcal{P}}_2|^2}{\sqrt{M_2^2 + |\vec{\mathcal{P}}_2|^2}} \cdot \theta[M_1 - (M_2^2 + |\vec{\mathcal{P}}_2|^2)^{1/2}] \times$$

$$\times \delta[M_1^2 + M_2^2 - 2M_1 M_2 \cdot (\lambda_1 \lambda_2)] = Q^2 \cdot \frac{2\alpha}{3} \cdot \frac{[M_1^2 - M_2^2]^3}{M_1^4 M_2}. \qquad /18/$$

Здесь Q - заряд кварка в единицах элементарного заряда, $\alpha = (137,04)^{-1}$ - постоянная тонкой структуры и $\lambda_1 = (1, \vec{0})$ - в системе покоя распадающегося мезона.

Замечательной особенностью формулы /18/ является ее зависимость лишь от масс мезонов. Действительно, поскольку амплитуда T, согласно формуле /14/, пропорциональна массе кварка m, а оценка /17/ для формфактора содержит m в знаменателе, то в результате в конечной формуле /18/ масса кварка выпадает.

С помощью формулы /18/ легко провести оценку ширин распадов $J/\Psi \to \gamma\eta_c$ и $\Psi' \to \gamma\eta_c'$. Результаты приведены в таблице /значения экспериментальных ширин взяты из [3-6] /.

Таблица

Распад	M_1, МэВ	M_2, МэВ	M_1-M_2, МэВ	$\Gamma_{эксп}$, кэВ,	$\bar{\Gamma}$, кэВ
$J/\Psi \to \gamma\eta_c$	3100	2983	117	$0,76 \pm 0,22$	$\leq 2,83$
$\Psi' \to \gamma\eta_c'$	3685	3592	93	$0,52 \pm 3,06$	$\leq 1,01$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, мы видим, что полученные из релятивистской формулы для формфактора переходов /15/ верхние оценки дают значения ширин, весьма близкие к тем, которые были получены на основе правил сумм в работах [3] без учета степенных поправок: $\Gamma_{J/\Psi \to \eta_c \gamma}^{/3/} = 2,21 \pm 0,54$ кэВ и в работе [6] - при учете степенных поправок: $\Gamma_{J/\Psi \to \eta_c \gamma}^{/6/} = 1,9 \pm 0,1$ кэВ.

Оценки для других переходов мы не приводим, так как, например, для перехода $\Psi' \to \gamma\eta$, где $\Delta M = M_1 - M_2 = 702$ МэВ, "передача импульса" γ-кванту становится сравнимой со значениями масс самих уровней ($\sqrt{q^2} = \Delta M \approx 1/4\, M_{\eta_c}$). Вследствие этого в формфакторе /15/ [10,14]

$$f(\lambda_1, \lambda_2) = \int \frac{d^3\vec{\Delta}_{k,m\lambda_1}}{(2\pi)^3 2\Delta^0_{k,m\lambda_1}} \cdot \overset{*}{\phi}{}^{(P)}_{M_1}(\vec{\Delta}_{k,m\lambda_1}) \phi^{(V)}_{M_2}[\vec{\Delta}_{k,m\lambda_1}(-)\frac{m}{M}\vec{\Delta}_{\mathcal{P}_1(-)\mathcal{P}_2}], \qquad /19/$$

где

$$\Delta^{\mu}_{k,m\lambda_1} = (\Lambda^{-1}_{\lambda_1} k_1)^{\mu}, \quad \Delta^{\mu}_{\mathcal{P}_1(-)\mathcal{P}_2} = (\Lambda^{-1}_{\lambda_2} \mathcal{P}_1)^{\mu};$$

наличие у второй ВФ сдвинутого на вектор передачи импульса $\vec{\Delta}_{\mathcal{P}_1(-)\mathcal{P}_2}$ аргумента играет весьма существенную роль. Действительно, формула /19/ является релятивистским аналогом нерелятивистского выражения для формфактора перехода

$$f(\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2) = \int d^3\vec{k}\, \overset{*}{\Psi}_{M_1}(\vec{k})\, \Psi_{M_2}(\vec{k} - \vec{q}); \quad \vec{q} = \vec{\mathcal{P}}_1 - \vec{\mathcal{P}}_2 .$$

В силу убывающего характера ВФ (из условий нормировки /5/ и /7/ следует, что $\phi_M(k) / |k| \to \infty \lesssim 1/k^{3/2+\epsilon}, \epsilon > 0$) присутствие в аргументе ВФ большого дополнительного слагаемого - передачи импульса ($|\vec{\Delta}_{\mathcal{P}_1(-)\mathcal{P}_2}|$ - велико) дает дополнительное подавление ВФ. В результате величина формфактора $f(\lambda_1, \lambda_2)$ становится существенно меньше своей верхней оценки /17/.

Отсюда следует, что применение вместо оценки /17/ точной формулы /19/ позволит получить в случае распадов $J/\Psi \to \gamma\eta_c$ и $\Psi' \to \gamma\eta_c'$ значения их ширин, лежащие ближе к экспериментальным. Этой задаче будет посвящена следующая публикация.

ЛИТЕРАТУРА

1. Novikov V.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.626; Phys.Rep., 1978, 41, p.1.
2. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl.Phys., 1979, B147, p.385.
3. Шифман М.А. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с.546; Z.Phys.C; 1982, 16, p.141.
4. Бейлин В.А., Радюшкин А.В. ЯФ, 1984, 39, с.1270.
5. Бейлин В.А., Радюшкин А.В. ОИЯИ, Р2-84-557, Дубна, 1984.
6. Ходжамирян А.Ю. ЯФ, 1984, 39, с.970.
7. Eichten E. et al. Phys.Rev., 1980, D21, p.203.
8. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1983, 29, p.380.
9. Faustov R.N. Ann.of Phys., 1973, vol.78, p.176.
10. Саврин В.И., Скачков Н.Б. В кн.: Труды V Межд. семинара "Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля". ИФВЭ, Протвино, т.2, с.229.
11. Kadyshevsky V.G. Nucl.Phys., 1968, B6, p.125; Kadyshevsky V.G., Mateev M.D. Nuovo Cimento, 1968, 55A, p.275.
12. Саврин В.И., Скачков Н.Б., Тюменков Г.Ю. ТМФ, 1983, 54, с.173.

13. Kadyshevsky V.G., Mir-Kasimov R.M., Skachkov N.B. Nuovo Cimento, 1968, 55A, p.233; ЭЧАЯ, 1972, т.2, №3, с.635.
14. Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. ЯФ, 1980, 31, с.1332; ТМФ, 1980, 43, с.330.
15. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Квантовые поля. "Наука", М., 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 января 1985 года.

Саврин В.И., Скачков Н.Б., Шичанин С.А. Р2-85-62

Верхние оценки ширин радиационных переходов в чармонии в релятивистской теории связанных состояний

На основе трехмерного квазипотенциального подхода к проблеме релятивистского описания связанных состояний выведены формулы, выражающие ширины радиационных распадов векторных частиц $J/\Psi \to \gamma\eta_c$ через релятивистские волновые функции связанных состояний двух кварков. С помощью условий нормировки для волновых функций и соотношения Коши-Буняковского получены верхние оценки на ширины распадов, которые содержат зависимость лишь от масс векторных V и псевдовекторных P мезонов и численно близки к оценкам, полученным на основе правил сумм КХД.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Savrin V.I., Skachkov N.B., Shichanin S.A. P2-85-62

Upper Limits for Charmonium Radiation Decay Widths in the Framework of Relativistic Theory of Bound States

On the basis of three-dimensional quasipotential approach to the problem of relativistic description of bound states the formulae are derived that express the width of radiation decays of vector particles $V \to \gamma P$ through the relativistic wave functions of bound states of two quarks. With the use of normalization conditions for the wave functions and Cauchy-Bunyakovsky relation the upper limits for decay widths are obtained that contain the dependence only on masses of vector (V) and pseudovector (P) mesons and numerically are close to the upper limits found on the basis of QCD sum rules.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985