СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 8108

Д.Г.Факиров

О НЕКОТОРЫХ СИММЕТРИЯХ РАСПАДНЫХ КОНСТАНТ И ФОРМФАКТОРОВ В ИНВАРИАНТНЫХ РАЗЛОЖЕНИЯХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

$\langle 0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|s_{\gamma^*}(p)\rangle$ И

$\langle 0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|v_{\gamma^*}(p,\lambda_{\gamma^*})\rangle$

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 8108

Д.Г.Факиров*

О НЕКОТОРЫХ СИММЕТРИЯХ РАСПАДНЫХ КОНСТАНТ И ФОРМФАКТОРОВ В ИНВАРИАНТНЫХ РАЗЛОЖЕНИЯХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ $\langle 0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|s_{\gamma^*}(p)\rangle$ И $\langle 0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|v_{\gamma^*}(p,\lambda_{\gamma^*})\rangle$

* Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской Академии наук, София

Факиров Д.Г. P2-8108

О некоторых симметриях распадных констант и формфакторов в инвариантных разложениях спектральных функций матричных элементов $<0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|s_{\gamma^*}(p)>$ и $<0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|v_{\gamma^*}(p,\lambda_{\gamma^*})>$

Исследуются симметричные свойства распадных констант и формфакторов, введенных в работах[1-3] в связи с рассмотрением одного подхода нахождения в явном виде локального выражения для спектральных функций матричных элементов $<0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|s_{\gamma^*}(p)>$ $<0|[V(x), V(0)]|v(p)>$ $<0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|v_{\gamma^*}(p,\lambda_{\gamma^*})>$.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1974

Fakirov D.G. P2-8108

Some Symmetry Properties of the Decay Constants and Formfactors in the Invariant Decompositions of the Spectral Functions of the Matrix Elements $<0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|s_{\gamma^*}(p)>$ and $<0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|v_{\gamma^*}(p,\lambda_{\gamma^*})>$.

In the given work some symmetry properties of decay constants and formfactors (invariant functions of transfered momentum) introduced in[1-3] are explored. They appear there in connection with a consistently developed approach for finding in an explicit form local expressions for the spectral functions of the matrix elements $<0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|s_{\gamma^*}(p)>$ and $<0|[V^{\alpha}_{\mu}(x), V^{\beta}_{\nu}(0)]|v_{\gamma^*}(p,\lambda_{\gamma^*})>$.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

Матричные элементы токов в формулах (I2) работы[2] и (2.9) работы[3] зависят от 4-импульсов, участвующих в них частиц и от векторов поляризации векторных мезонов. Четырехмерные векторы импульсов и поляризаций являются теми кинематическими величинами, которые могут быть использованы при построении ковариантных разложений (естественно, с инвариантными коэффициентами) соответствующих матричных элементов, входящих в упомянутые выражения.

Рассмотрим прежде всего матричный элемент $\langle 0|V^{\alpha}_{\mu}(0)|s_{\gamma^*}(q)\rangle$, который трансформируется как обыкновенный (полярный) 4-вектор. В этом случае q является единственным 4-вектором, участвующим в рассматриваемом матричном элементе посредством вектора состояния $|s_{\gamma^*}(q)\rangle$, описывающего скалярную частицу s_{γ^*}. Следовательно, самое общее инвариантное выражение для фиксированного матричного элемента состоит из одного члена, пропорционального q_{μ}, а инвариантный коэффициент при нем может зависеть только от $q^2 = m^2_{s_{\gamma^*}}$ [4], т.е.

$$\langle 0|V^{\alpha}_{\mu}(0)|s_{\gamma^*}(q)\rangle = \frac{i}{(2\pi)^{3/2}} q_{\mu} f_{s_{\gamma^*}}(q^2). \qquad (I)$$

Множитель $(2\pi)^{3/2}$ связан с выбранной нормировкой векторов состояния и он появляется всегда в степени, равной числу частиц, участвующих в матричном элементе.

Кроме того, в этой формуле множитель i выбран для того, чтобы в случае псевдоскалярной частицы (например, пион) константа распада $f_{S_{\alpha*}}$, которая определяется равенством

$$f_{S_{\alpha*}}(q^2) = f_{S_{\alpha*}}(m^2_{S_\alpha}) \equiv f_{S_{\alpha*}}, \qquad (2)$$

была реальной.

Покажем, что реальность величины $f_{S_{\alpha*}}$ следует из соображений симметрии по отношению к определенным операциям, являющимся объектом данного рассмотрения.

Доказательство утверждения действительности $f_{S\alpha*}$ (или же альтернативного утверждения чистой мнимости этой величины, когда отсутствует множитель i в определяющем равенстве(I)), существенно с физической точки зрения, поскольку матричный элемент в левой стороне равенства (I) - просто амплитуда распада частицы S_α. Но в таком случае величину $f_{S_{\alpha*}}$ можно отождествить с константой распада частицы S_α, которая должна быть всегда реальной.

Для определенности принимаем, что вектор состояния $|S_{\alpha*}(q)\rangle = |S_{\alpha*}(\vec{q}, q_0)\rangle \equiv |S_{\alpha*}(\vec{q})\rangle$ $(q_0 = \sqrt{\vec{q}^2 + m^2_{S_\alpha}})$ описывает псевдоскалярную частицу. В этом случае плотность тока $V^\alpha_\mu(x)$ по необходимости является аксиальным вектором, поскольку любой рассматриваемый нами матричный элемент должен быть лоренцовской величиной, а не "псевдовеличиной".

Под действием операции T (отражение по времени) аксиальный вектор $V^\alpha_\mu(\vec{x}, t)$ трансформируется по закону[5]:

$$T V^\alpha_\mu(\vec{x}, t) T^{-1} = -\delta(\mu) V^\alpha_\mu(\vec{x}, -t), \qquad (3)$$

(по μ нет суммы)

где

$$\delta(\mu) = \begin{cases} 1, & \mu = 0 \\ -1, & \mu = 1, 2, 3 \end{cases} \qquad (4)$$

и, кроме того,

$$T|S_{\alpha*}(\vec{q})\rangle = -|S_{\alpha*}(-\vec{q})\rangle. \qquad (5)$$

Аналогично, под действием операции P (пространственное отражение), будем иметь:

$$P V^\alpha_\mu(\vec{x}, t) P^{-1} = -\delta(\mu) V^\alpha_\mu(-\vec{x}, t) \qquad (6)$$

и

$$P|S_{\alpha*}(\vec{q})\rangle = -|S_{\alpha*}(-\vec{q})\rangle. \qquad (7)$$

Основываясь на формулах (3,4,6,7), относящихся к псевдоскалярной частице и псевдовекторной плотности тока и имея в виду, что под действием операции T матричные элементы подвергаются операции комплексного сопряжения, можно последовательно записать следующие равенства:

$$\begin{aligned}
\frac{i q_\mu}{(2\pi)^{3/2}} f_{S_{\alpha*}} &= \langle 0| V^\alpha_\mu(0) |S_{\alpha*}(\vec{q})\rangle = \\
&= \langle 0| T^{-1} T V^\alpha_\mu(0) T^{-1} T |S_{\alpha*}(\vec{q})\rangle = \\
&= \delta(\mu) \langle 0| V^\alpha_\mu(0) |S_{\alpha*}(-\vec{q})\rangle^* = \\
&= \delta(\mu) \langle 0| P^{-1} P V^\alpha_\mu(0) P^{-1} P |S_{\alpha*}(-\vec{q})\rangle^* = \\
&= -[\delta(\mu)]^2 \langle 0| V^\alpha_\mu(0) |S_{\alpha*}(\vec{q})\rangle = \frac{i q_\mu}{(2\pi)^{3/2}} f^*_{S_{\alpha*}}.
\end{aligned}$$

Отсюда непосредственно видно, что $f_{S_{\alpha*}}$ - реальная величина.

Аналогично рассматривается матричный элемент того же класса с участием скалярной частицы и, соответственно, векторной плотности тока. Снова имеет место равенство (3), а равенства (5-7) не содержат множителя „-I" в правой части. Если для единства обозначений и в этом случае используем определяющее равенство (I) с множителем i, то установим, что $f_{S_{\alpha*}}$ для скалярной частицы - мнимая величина. Однако из сделанного выше замечания следует, что при интерпретации $f_{S_{\alpha*}}$ в качестве константы распада существенно, чтобы она была либо действительной (за счет фазового множителя), либо мнимой.

Перейдем к рассмотрению матричного элемента $\langle 0|V_\mu^\alpha(0)|\tau_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*})\rangle$, в котором векторная частица τ_α описывается вектором состояния $|\tau_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*})\rangle$, характеризуемым 4-импульсом q и поляризационным вектором $\varepsilon_{\alpha*} \equiv \varepsilon(q,\lambda_{\alpha*})$, где $\lambda_{\alpha*}$ - поляризация векторного мезона. Этот матричный элемент по определению должен зависеть линейно от поляризационного вектора $\varepsilon_{\alpha*}$. С другой стороны $(q\cdot\varepsilon(q,\lambda_{\alpha*}))=0$, так что для рассматриваемого элемента можно записать:

$$\langle 0|V_\mu^\alpha(0)|\tau_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*})\rangle = \frac{\varepsilon_\mu(q,\lambda_{\alpha*})}{(2\pi)^{3/2}} f_{\tau_{\alpha*}} . \qquad (8)$$

И в этом случае q находится на массовой поверхности, т.е. $q^2 = m_{\tau_\alpha}^2$. Следовательно, инвариантная величина $f_{\tau_{\alpha*}}(q^2) = f_{\tau_{\alpha*}}(m_{\tau_\alpha}^2) \equiv f_{\tau_{\alpha*}}$ есть постоянная, которую можно идентифицировать как константу распада векторного мезона τ_α.

Обратим внимание на то, что если вектор состояния $|\tau_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*})\rangle \equiv |\tau_{\alpha*}(q,\lambda_{\alpha*})\rangle$ описывает векторную частицу, то плотность тока $V_\mu^\alpha(x)$ в (8) должна быть векторной, а если $|\tau_{\alpha*}(q,\lambda_{\alpha*})\rangle$ описывает псевдовекторную частицу, то $V_\mu^\alpha(x)$ должна быть аксиально-векторной плотностью.

В связи с тем, что $f_{\tau_{\alpha*}}$ интерпретируется как константа распада векторной частицы, обусловливающей время жизни этой частицы, снова возникает вопрос о реальности (или мнимости) этой константы, который в принципе, решается так же, как и для псевдоскалярной частицы.

С этой целью рассмотрим матричный элемент в левой части равенства (8), в котором участвуют векторная частица и векторная плотность тока. В этом случае будут иметь место равенства:

$$PT|\tau_{\alpha*}(q,\lambda_{\alpha*})\rangle = -|\tau_{\alpha*}(q,-\lambda_{\alpha*})\rangle; \qquad (9)$$

$$PT\,V_\mu^\alpha(0)(PT)^{-1} = -V_\mu^\alpha(0). \qquad (10)$$

Формула (10) ясна и она дает нам пространственно-временную четность векторной плотности $V_\mu^\alpha(x)$ (при $x=0$). Формула (9) нуждается в пояснении. Поскольку поляризация $\lambda_{\alpha*}$ трансформируется как $(\vec{p}\cdot\vec{s})$ - псевдоскаляр, составленный из 3-векторов импульса $\vec{p}$ и спина $\vec{s}$, для которых имеют место трансформационные законы

$$T\vec{p} \to -\vec{p}; \qquad P\vec{p} \to -\vec{p};$$

и

$$T\vec{s} \to -\vec{s}; \qquad P\vec{s} \to \vec{s};$$

то для $\lambda_{\alpha*}$ получаем правила преобразования

$$T\lambda_{\alpha*} \to \lambda_{\alpha*} \quad \text{и} \quad P\lambda_{\alpha*} \to -\lambda_{\alpha*}.$$

Отсюда ясно возникновение знака "-" перед $\lambda_{\alpha*}$ в правой части равенства (9). Следовательно, на основе этих рассуждений и формулы (8) мы имеем право написать следующие равенства $(PT|0\rangle = |0\rangle)$:

$$\langle 0|V_\mu^\alpha(0)|v_{\alpha*}(q,\lambda_{\alpha*})\rangle =$$

$$= \langle 0|PT V_\mu^\alpha(0)(PT)^{-1} \cdot PT|v_{\alpha*}(q,\lambda_{\alpha*})\rangle = \langle 0|V_\mu^\alpha(0)|v_{\alpha*}(q,-\lambda_{\alpha*})\rangle^* =$$

$$= \left(\frac{\varepsilon_\mu(q,-\lambda_{\alpha*})}{(2\pi)^{3/2}}\right)^* f_{v_{\alpha*}}^* = \frac{\varepsilon_\mu(q,\lambda_{\alpha*})}{(2\pi)^{3/2}} f_{v_{\alpha*}}^*, \qquad (11)$$

поскольку имеет место связь

$$\varepsilon_\mu(q,\lambda_{\alpha*}) = \varepsilon_\mu^*(q,-\lambda_{\alpha*}).$$

Сравнивая (8) с (11), устанавливаем, что $f_{v_{\alpha*}}$ - реальная величина.

До сих пор был рассмотрен вопрос о действительности (или мнимости) констант распада $f_{s_{\alpha*}}$ и $f_{v_{\alpha*}}$. С другой стороны, если константа связана с $f_{s_{\alpha*}}$ инвариантным представлением матричного элемента $\langle 0|V_\mu^\alpha(0)|s_{\alpha*}(q)\rangle$, то константа f_{s_α} будет появляться при аналогичном рассмотрении матричного элемента $\langle 0|V_\mu^{\alpha*}(0)|s_\alpha(q)\rangle$. При $\alpha^* = \alpha$ будем иметь $f_{s_{\alpha*}} = f_{s_\alpha}$, но при $\alpha^* \neq \alpha$ заранее неясно, будут ли $f_{s_{\alpha*}}$ и f_{s_α} равными, что по идее должно иметь место в случае точной $SU(3)$ симметрии. Подобная ситуация возникает с константами $f_{v_{\alpha*}}$ и f_{v_α}. Теперь наша задача - доказать, что имеют место равенства:

$$f_{s_{\alpha*}} = f_{s_\alpha} \qquad (\alpha^* \neq \alpha); \qquad (12)$$

$$f_{v_{\beta*}} = f_{v_\beta} \qquad (\beta^* \neq \beta). \qquad (13)$$

Из подусловий $\alpha, \beta \neq \alpha^*, \beta^*$ в (12,13) ясно, что поставленный вопрос относится к заряженным компонентам изотопических, $SU(2)$-мультиплетов, образующих рассматриваемый $SU(3)$-супермультиплет. Прежде всего, эту задачу можно решить при помощи операции зарядового сопряжения, относительно которой векторы состояния и плотности токов обладают определенной симметрией, выражаемой равенствами:

$$C|s_{\alpha*}(\vec{q})\rangle = \eta_\alpha|s_\alpha(\vec{q})\rangle;$$
$$C|s_\alpha(\vec{q})\rangle = \eta_{\alpha*}|s_{\alpha*}(\vec{q})\rangle; \qquad (14)$$
$$C V_\mu^\alpha(x) C^{-1} = \eta_{\alpha*} V_\mu^{\alpha*}(x)$$

в соответствии с экспериментальными данными $\eta_\alpha^2 = \eta_{\alpha*}^2 = \eta_\alpha \eta_{\alpha*} = 1$. Но тогда имеют место равенства:

$$\langle 0|V_\mu^\alpha(0)|s_{\alpha*}(\vec{q})\rangle = \frac{i}{(2\pi)^{3/2}} q_\mu f_{s_{\alpha*}} =$$

$$= \langle 0|C^{-1} C V_\mu^\alpha(0) C^{-1} C|s_{\alpha*}(\vec{q})\rangle =$$

$$= \eta_{\alpha*}^2 \langle 0|V_\mu^{\alpha*}(0)|s_\alpha(\vec{q})\rangle = \frac{i}{(2\pi)^{3/2}} q_\mu f_{s_\alpha},$$

откуда сразу видно, что $f_{s_{\alpha*}} = f_{s_\alpha}$.

То же самое относится и для констант распада векторных частиц.

Отметим, что равенства (I2) и (I3) можно доказать с помощью теоремы Вигнера-Эккарта, однако этот подход оказывается более длинным.

Далее мы обратимся к тем формфакторам, введенным в работах[2,3], которые зависят нетривиальным образом от квадрата передаваемого импульса $Q^2=(p-q)^2$. Рассмотрим прежде всего выражение

$$(2\pi)^3\langle s_{\alpha*}(\vec{q})|V_\mu^{\beta}(0)|s_{\gamma*}(\vec{p})\rangle=\frac{Q_\mu}{Q^2}F^{(0)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)+$$

$$+\left(p_\mu-\frac{p\cdot Q}{Q^2}Q_\mu\right)F^{(1)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2), \qquad (I5)$$

содержащее два инвариантных формфактора:

$$F^{(0)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)\equiv F^{(s_\beta)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2) \quad \text{и} \quad F^{(1)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)\equiv F^{(2s_\beta)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2). \qquad (I6)$$

Введем обозначение $Q'=-Q=q-p$, а вместо (I5) рассмотрим матричный элемент

$$(2\pi)^3\langle s_{\gamma*}(\vec{p})|V_\mu^{\beta*}(0)|s_{\alpha*}(\vec{q})\rangle=\frac{Q'_\mu}{Q'^2}F^{(0*)}_{s_{\gamma*}s_{\alpha*}}(Q'^2)+$$

$$+\left(q_\mu-\frac{q\cdot Q'}{Q'^2}Q'_\mu\right)F^{(1*)}_{s_{\gamma*}s_{\alpha*}}(Q'^2), \qquad (I7)$$

у которого ковариантное разложение с инвариантными коэффициентами, зависящими от Q'^2, было написано на основе формулы (I5). Предположим теперь, что введенные формфакторы типа $F^{(k)}_{ij}(Q^2)$ – реальные функции переменной Q^2, и применим операцию комплексного сопряжения к матричному элементу в правой части (I7). Таким образом, можно записать равенство:

$$(2\pi)^3\langle s_{\gamma*}(\vec{p})|V_\mu^{\beta*}(0)|s_{\alpha*}(\vec{q})\rangle=(2\pi)^3\langle s_{\alpha*}(\vec{q})|V_\mu^{\beta}(0)|s_{\gamma*}(\vec{p})\rangle^*=$$

$$=\frac{Q_\mu}{Q^2}F^{(0)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)+\left(p_\mu-\frac{p\cdot Q}{Q^2}Q_\mu\right)F^{(1)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2). \qquad (I8)$$

Здесь явно использовано условие реальности формфакторов (I6). Однако, поскольку $Q_\mu=(p-q)_\mu=-Q'_\mu$, очевидно, имеет место зависимость:

$$\left(q_\mu-\frac{q\cdot Q'}{Q'^2}Q'_\mu\right)=\left(q_\mu-\frac{q\cdot Q}{Q^2}Q_\mu\right)=\left(q_\mu-\frac{[p-(p-q)]\cdot Q}{Q^2}Q_\mu\right)=$$

$$=\left(q_\mu-\frac{p\cdot Q}{Q^2}Q_\mu+Q_\mu\right)=\left(p_\mu-\frac{p\cdot Q}{Q^2}Q_\mu\right).$$

Подставляя это в (I7) и сравнивая полученный таким образом результат с равенством (I8), приходим к выводу, что условие реальности формфакторов $F^{(0)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)$ и $F^{(1)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)$ приводит к равенствам:

$$F^{(0*)}_{s_{\gamma*}s_{\alpha*}}(Q^2)\equiv F^{(s_{\beta*})}_{s_{\gamma*}s_{\alpha*}}(Q^2)=-F^{(0)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2);$$

$$F^{(1*)}_{s_{\gamma*}s_{\alpha*}}(Q^2)\equiv F^{(2s_{\beta*})}_{s_{\gamma*}s_{\alpha*}}(Q^2)=F^{(1)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2). \qquad (I9)$$

Тем самым, когда в наших локальных выражениях для спектральных функций встречаются формфакторы $F^{(0*)}_{s_{\gamma*}s_{\alpha*}}(Q^2)$ и $F^{(1*)}_{s_{\gamma*}s_{\alpha*}}(Q^2)$, мы можем заменить их $F^{(0)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)$ и $F^{(1)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)$ соотвественно, редуцируя таким образом их полное число в конечных результатах.

Аналогично рассматривается матричный элемент

$$(2\pi)^3\langle v_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*})|V_\nu^{\beta}(0)|s_{\gamma*}(p)\rangle=-iQ_\nu\frac{(\varepsilon^*(q,\lambda_{\alpha*})\cdot Q)}{Q^2}F^{(0)}_{v_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)+$$

$$+i\left[-\varepsilon^*_\nu(q,\lambda_{\alpha*})+\frac{(\varepsilon^*(q,\lambda_{\alpha*})\cdot Q)}{Q^2}Q_\nu\right]F^{(1)}_{v_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)+i\left[p_\nu-\frac{pQ}{Q^2}Q_\nu\right](\varepsilon^*(q,\lambda_{\alpha*})\cdot Q)\tilde{F}^{(1)}_{v_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2),$$

в котором, также по предположению, участвуют только реальные формфакторы. Нетрудно убедиться, что в этом случае условия реальности имеют вид:

$$F^{(0)}_{s_{\gamma*}\tau_{\alpha*}}(Q^2)=F^{(0)}_{\tau_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)\,;\quad F^{(1)}_{s_{\gamma*}\tau_{\alpha*}}(Q^2)=F^{(1)}_{\tau_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2),$$

$$\tilde{F}^{(1)}_{s_{\gamma*}\tau_{\alpha*}}(Q^2)=-\tilde{F}^{(1)}_{\tau_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2). \qquad (20)$$

Таким же способом рассматривается и самый сложный матричный элемент $(2\pi)^3\langle\tau^-_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*})/V^{\beta}_{\nu}(0)/\tau^-_{\gamma*}(p,\varepsilon_{\gamma*})\rangle$, введенный в работе[3]. Условия реальности формфакторов, участвующих в инвариантном разложении этого матричного элемента, приводят к равенствам

$$\begin{aligned}
&F^{(0)}_{\tau_{\gamma*}\tau_{\alpha*}}(Q^2)=-F^{(0)}_{\tau_{\alpha*}\tau_{\gamma*}}(Q^2)\,;\quad \tilde{F}^{(0)}_{\tau_{\gamma*}\tau_{\alpha*}}(Q^2)=-\tilde{F}^{(0)}_{\tau_{\alpha*}\tau_{\gamma*}}(Q^2);\\
&F^{(1)}_{\tau_{\gamma*}\tau_{\alpha*}}(Q^2)=-\tilde{F}^{(1)}_{\tau_{\alpha*}\tau_{\gamma*}}(Q^2);\quad \tilde{F}^{(1)}_{\tau_{\gamma*}\tau_{\alpha*}}(Q^2)=-F^{(1)}_{\tau_{\alpha*}\tau_{\gamma*}}(Q^2);\\
&G^{(1)}_{\tau_{\gamma*}\tau_{\alpha*}}(Q^2)=G^{(1)}_{\tau_{\alpha*}\tau_{\gamma*}}(Q^2),\quad \tilde{G}^{(1)}_{\tau_{\gamma*}\tau_{\alpha*}}(Q^2)=G^{(1)}_{\tau_{\alpha*}\tau_{\gamma*}}(Q^2).
\end{aligned} \qquad (21)$$

В заключение отметим, что все полученные выше равенства: (12), (13), (19), (20) и (21) дают возможность записывать локальные выражения функций, связанные с матричными элементами $\langle 0/[V^{\alpha}_{\mu}(x),V^{\beta}_{\nu}(0)]/s_{\gamma*}(p)\rangle$ и $\langle 0/[V^{\alpha}_{\mu}(x),V^{\beta}_{\nu}(0)]/\tau_{\gamma*}(p,\varepsilon_{\gamma*})\rangle$ в более компактном виде с использованием редуцированного числа реальных формфакторов и распадных констант.

Литература

1. D.G.Fakirov, N.Marinescu. Z. Physik, 247, 421 (1971).
2. Д.Г.Факиров. Локальное выражение для спектральной функции матричного элемента $\langle 0/[V^{\alpha}_{\mu}(x),V^{\beta}_{\nu}(0)]/s_{\gamma*}(p)\rangle$, Bulgarian Journals of Physics, I, №I (1974).
3. Д.Г.Факиров. Локальное выражение для спектральной функции матричного элемента $\langle 0/[V^{\alpha}_{\mu}(x),V^{\beta}_{\nu}(0)]/\tau_{\gamma*}(p,\varepsilon_{\gamma*})\rangle$, Сообщение ОИЯИ, Р2-7660, Дубна 1974.
4. H.Pietschmann. Introduction to the Method in Current Algebra, Springer Tracts in Modern Physics, vol.50, Springer-Verlag, Berlin, 1969.
5. J.Bernstein. Elementary Particles and Their Currents, W.H. Freemand and Company, London, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1974 года.