СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 7660 е

Д.Г.Факиров

ЛОКАЛЬНОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА

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

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7660

Д.Г.Факиров*

ЛОКАЛЬНОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА

$$<0|[V_{\mu}^{\alpha}(x), V_{\nu}^{\beta}(0)]|v_{\gamma*}((p,q\epsilon_{\gamma*})>$$

* ИЯИЯЭ, БАН София

S u m m a r y

The local expression is found in an explicit form for the spectral function of the matrix element of the non-equal time commutator $[V_\mu^\alpha(x), V_\nu^\beta(0)]$ between vacuum and one-particle boson state describing the vector (pseudovector) meson, $v_\gamma(p, \epsilon_{\gamma^*})$ belonging to the octet of vector (pseudovector) mesons in $SU(3)$ symmetry. Current densities of $V_\mu^\alpha(x)$ and $V_\nu^\beta(x)$ also belong to the corresponding octets in $SU(3)$ symmetry and these themselves or definite combinations of their unitary components are operators of physical quantities. This is in a direct correspondence with the requirement of local commutativity of current densities. In the given approach the locality is a natural consequence of the choice of the system of intermediate states saturating the commutator. On this way one obtains a number of so-called locality conditions, determined by the form of the singular part of the function in considera-tion. These conditions relate to the decay constants and residual ones (bound constants), corresponding to the processes in which bosons from the intermediate states and the initial vector meson are involved.

§I. Введение

Исследование локальных коммутаторов плотностей токов в подходе, принятом в этой статье, начинается с работы Штеха [1], в которой предлагается простая модель для получения локального выражения спектральной функции

$$M_{\mu\nu}(q,p) = \int d^4x\, e^{iqx} \langle 0|[A_\mu^3(x), V_\nu^{4-i5}(0)]|K^+(p)\rangle . \qquad \text{(I.I)}$$

Здесь $A_\mu^3(x)$ – третья компонента октета плотностей аксиальных токов,

$$V_\mu^{4-i5}(x) = V_\mu^4(x) - i V_\mu^5(x), \quad V_\mu^4(x) \text{ и } V_\mu^5(x)$$

– четвертая и пятая компоненты октета плотностей векторных токов, $|K^+(p)\rangle$ – вектор состояния K^+-мезона с 4-импульсом p. Предложенный Штехом метод был использован в работе [2] для решения той же задачи с учетом всех возможных промежуточных состояний, а в работе [3] эта проблема была поставлена в самом общем виде, который допускается вышеупомянутым подходом.

Настоящее исследование является логическим дополнением работы [3] и ее цель – нахождение в явном виде локального выражения для спектральной функции

$$L_{\mu\nu}^{\alpha\beta\gamma}(p,q,\epsilon_{\gamma^*}) = \int d^4x\, e^{iqx} \langle 0|[V_\mu^\alpha(x), V_\nu^\beta(0)]|v_{\gamma^*}(p,\epsilon_{\gamma^*})\rangle , \qquad \text{(I.2)}$$

где $V_\mu^\alpha(x)$ и $V_\nu^\beta(x)$ – подходящие комбинации компонент октетов векторных и псевдовекторных плотностей токов (унитарные индексы α и β

включают пространственную четность), а $|v_{\gamma\kappa}(p,\varepsilon_{\gamma\kappa})\rangle$-вектор состояния, описывающий векторный или псевдовекторный мезон v_γ с 4-импульсом p и вектором поляризации $\varepsilon_{\gamma\kappa}\equiv\varepsilon(p,\lambda_{\gamma\kappa})$ ($\lambda_{\gamma\kappa}$ - поляризация векторного мезона). В этом подходе решение поставленной задачи проводится в общих чертах,по аналогии с нахождением спектральной функции с участием скалярной или псевдоскалярной частицы s_γ вместо v_γ (см. /2/). Общие принципы этого подхода описаны более подробно в работе /4/. Они относятся: а) к выбору промежуточных состояний, насыщающих коммутатор $[V_\mu^\alpha(x), V_\nu^\beta(0)]$ в правой части равенства (I.2); б) к получению определенных условий, связывающих формфакторы при нулевом переданном импульсе, наличие которых обеспечивает исчезновение кинематических полюсов (полюса при нулевом переданном импульсе); в) к выбору так называемых условий локальности, приводящих к написанию сингулярной части спектральной функции в локальном виде.

Определенное усложнение задачи в данном случае происходит прежде всего из-за наличия поляризационного вектора $\varepsilon(p,\lambda_{\gamma\kappa})$.Как будет видно из конкретного рассмотрения,это приводит к возникновению нового типа матричного элемента плотностей токов между двумя векторными состояниями. Последний разлагается инвариантным образом так же, как и более простые типы матричных элементов, рассмотренных в работе /2/. Это ,со своей стороны,приводит к кинематическим условиям нового типа, при выводе которых существенную роль играет вектор поляризации начального состояния $v_{\gamma\kappa}(p,\varepsilon_{\gamma\kappa})$.

Отметим также, что локальное выражение для спектральной функции (I.2), где в качестве векторного мезона v_γ участвует ρ^0-мезон при $V_\mu^\alpha(x)=A_\mu^{1+i2}(x)$, $V_\nu^\beta(x)=A_\nu^{1-i2}(x)$, найдено в работе /5/.

§2. Насыщение коммутатора в выражении для спектральной функции $L_{\mu\nu}^{\alpha\beta\gamma}(p,q,\varepsilon_{\gamma\kappa})$

Процесс насыщения коммутатора $[V_\mu^\alpha(x), V_\nu^\beta(0)]$ в матричном элементе под знаком интеграла в правой части равенства (I.2), осуществленный в самом общем виде, можно представить формулой

$$L_{\mu\nu}^{\alpha\beta\gamma}(p,q,\varepsilon_{\gamma\kappa}) \equiv L_{\mu\nu}^{\alpha\beta\gamma}(p,q,\varepsilon(p,\lambda_{\gamma\kappa}))=$$

$$=\int d^4x\, e^{iqx}\left\{\langle 0|V_\mu^\alpha(x)V_\nu^\beta(0)|v_{\gamma\kappa}(p,\varepsilon_{\gamma\kappa})\rangle-\langle 0|V_\nu^\beta(0)V_\mu^\alpha(x)|v_{\gamma\kappa}(p,\varepsilon_{\gamma\kappa})\rangle\right\}=$$

$$=\int d^4x\, e^{iqx}\sum_{(n)}\left\{\langle 0|V_\mu^\alpha(x)|n(p_n)\rangle\langle n(p_n)|V_\nu^\beta(0)|v_{\gamma\kappa}(p,\varepsilon_{\gamma\kappa})\rangle-\right.$$
$$\left.-\langle 0|V_\nu^\beta(0)|n(p_n)\rangle\langle n(p_n)|V_\mu^\alpha(x)|v_{\gamma\kappa}(p,\varepsilon_{\gamma\kappa})\rangle\right\}= \tag{2.I}$$

$$=\int d^4x\, e^{iqx}\sum_{(n)}\left\{e^{-ip_nx}\langle 0|V_\mu^\alpha(0)|n(p_n)\rangle\langle n(p_n)|V_\nu^\beta(0)|v_{\gamma\kappa}(p,\varepsilon_{\gamma\kappa})\rangle-\right.$$
$$\left.-e^{i(p_n-p)x}\langle 0|V_\nu^\beta(0)|n(p_n)\rangle\langle n(p_n)|V_\mu^\alpha(0)|v_{\gamma\kappa}(p,\varepsilon_{\gamma\kappa})\rangle\right\},$$

где $|n(p_n)\rangle$ - полная система ортонормированных состояний, а $\sum_{(n)}$ означает суммирование по дискретным и интегрирование по непрерывным квантовым числам промежуточных состояний $|n(p_n)\rangle$. В последнем шаге равенства (2.I) учтено условие трансляционной инвариантности, что позволяет взять интеграл по x явно. В результате получаем:

$$\frac{1}{(2\pi)^4}L_{\mu\nu}^{\alpha\beta\gamma}(p,q,\varepsilon_{\gamma\kappa})=$$
$$=\sum_{(n)}\delta^4(q-p_n)\langle 0|V_\mu^\alpha(0)|n(p_n)\rangle\langle n(p_n)|V_\nu^\beta(0)|v_{\gamma\kappa}(p,\varepsilon_{\gamma\kappa})\rangle- \tag{2.2}$$
$$-\sum_{(n)}\delta^4(q+p_n-p)\langle 0|V_\nu^\beta(0)|n(p_n)\rangle\langle n(p_n)|V_\mu^\alpha(0)|v_{\gamma\kappa}(p,\varepsilon_{\gamma\kappa})\rangle.$$

При этом 4-импульс p_n промежуточного состояния $|n(p_n)\rangle$ может оказаться суммой двух или более слагаемых (в нашем подходе только двух; в p_n для простоты записи мы включаем все характеристики и,в частности, поляризацию λ_n , если в промежуточное состояние входит векторная частица).

Система промежуточных состояний, которую мы используем для построения локальной спектральной функции, состоит из всех возможных одночастичных состояний и двухчастичных состояний с одной несвязанной частицей. В данном случае несвязанная частица будет всегда типа v_{γ}, так что равенство (2.2) можем представить в виде

$$\frac{1}{(2\pi)^4} L^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p, q, \varepsilon_{\gamma *}) =$$

$$= \int \frac{d^3 p_n}{(2\pi)^3 \rho_n} \delta^4(p-p_n) \langle 0|V^{\alpha}_{\mu}(0)|S_{\alpha *}(p_n)\rangle\langle S_{\alpha *}(p_n)|V^{\beta}_{\nu}(0)|v_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle +$$

$$+ \int \frac{d^3 p_{n_1}}{(2\pi)^3 \rho_{n_1}} \frac{d^3 p_{n_2}}{(2\pi)^3 \rho_{n_2}} \delta^4(q-p_{n_1}-p_{n_2}) \sum_{\lambda'_{\gamma *}} \langle 0|V^{\alpha}_{\mu}(0)|S_{\beta}(p_{n_1}) v_{\gamma *}(p_{n_2}, \lambda'_{\gamma *})\rangle\langle S_{\beta}(p_{n_1}) \underbrace{v_{\gamma *}(p_{n_2}, \lambda'_{\gamma *})|V^{\beta}_{\nu}(0)|v}_{} {}_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle +$$

$$+ \int \frac{d^3 p_n}{(2\pi)^3 \rho_n} \delta^4(q-p_n) \sum_{\lambda_{\alpha *}} \langle 0|V^{\alpha}_{\mu}(0)|v_{\alpha *}(p_n, \lambda_{\alpha *})\rangle\langle v_{\alpha *}(p_n, \lambda_{\alpha *})|V^{\beta}_{\nu}(0)|v_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle + \tag{2.3}$$

$$+ \int \frac{d^3 p_{n_1}}{(2\pi)^3 \rho_{n_1}} \frac{d^3 p_{n_2}}{(2\pi)^3 \rho_{n_2}} \delta^4(q-p_{n_1}-p_{n_2}) \sum_{\lambda'_{\gamma *}} \sum_{\lambda_{\beta}} \langle 0|V^{\alpha}_{\mu}(0)|v_{\beta}(p_{n_1}, \lambda_{\beta}) v_{\gamma *}(p_{n_2}, \lambda'_{\gamma *})\rangle\langle v_{\beta}(p_{n_1}, \lambda_{\beta}) \underbrace{v_{\gamma *}(p_{n_2}, \lambda_{\gamma *})|V^{\beta}_{\nu}(0)|v}_{} {}_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle -$$

$$- \int \frac{d^3 p_n}{(2\pi)^3 \rho_n} \delta^4(q+p_n-p) \langle 0|V^{\beta}_{\nu}(0)|S_{\beta *}(p_n)\rangle\langle S_{\beta *}(p_n)|V^{\alpha}_{\mu}(0)|v_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle -$$

$$- \int \frac{d^3 p_{n_1}}{(2\pi)^3 \rho_{n_1}} \frac{d^3 p_{n_2}}{(2\pi)^3 \rho_{n_2}} \delta^4(q+p_{n_1}+p_{n_2}-p) \sum_{\lambda'_{\gamma *}} \langle 0|V^{\beta}_{\nu}(0)|S_{\alpha}(p_{n_1}) v_{\gamma *}(p_{n_2}, \lambda'_{\gamma *})\rangle\langle S_{\alpha}(p_{n_1}) \underbrace{v_{\gamma *}(p_{n_2}, \lambda'_{\gamma *})|V^{\alpha}_{\mu}(0)|v}_{} {}_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle -$$

$$- \int \frac{d^3 p_n}{(2\pi)^3 \rho_n} \delta^4(q+p_n-p) \sum_{\lambda_{\beta *}} \langle 0|V^{\beta}_{\nu}(0)|v_{\beta *}(p_n, \lambda_{\beta *})\rangle\langle v_{\beta *}(p_n, \lambda_{\beta *})|V^{\alpha}_{\mu}(0)|v_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle -$$

$$- \int \frac{d^3 p_{n_1}}{(2\pi)^3 \rho_{n_1}} \frac{d^3 p_{n_2}}{(2\pi)^3 \rho_{n_2}} \delta^4(q+p_{n_1}+p_{n_2}-p) \sum_{\lambda_{\alpha}} \sum_{\lambda'_{\gamma *}} \langle 0|V^{\beta}_{\nu}(0)|v_{\alpha}(p_{n_1}, \lambda_{\alpha}) v_{\gamma *}(p_{n_2}, \lambda'_{\gamma *})\rangle\langle v_{\alpha}(p_{n_1}, \lambda_{\alpha}) \underbrace{v_{\gamma *}(p_{n_2}, \lambda'_{\gamma *})|V^{\alpha}_{\mu}(0)|v}_{} {}_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle ,$$

где горизонтальной квадратной скобкой ($\underbrace{\qquad}_{}$) отмечен несвязанный векторный мезон $v_{\gamma *}(p_{n_2}, \lambda'_{\gamma *})$, входящий в физически допустимые двухчастичные состояния.

Из множителей, возникающих в правой части равенства (2.3), ясно, что мы работаем с плоскими волнами типа $f_p(x) = (2\pi)^{-3/2} e^{-ipx}$, причем плотность частиц равна $\rho_n = (2\pi)^{-3} 2 p_n^0$. Из условия $\rho_n V = 1$ (V - трехмерный нормировочный объем) для числа состояний в интервале импульсов $(\vec{p}_n, \vec{p}_n + d\vec{p}_n)$ получаем

$$\frac{d^3 p_n}{(2\pi)^3 \rho_n} = \frac{d^3 p_n}{2 p_n^0} = \int \theta(p_n^0) \delta(p_n^2 - m_n^2) d^4 p_n ,$$

где при написании правой части равенства использовано условие спектральности, касающееся положительной определенности энергии промежуточных состояний. Учитывая также, что в членах правой стороны (2.3) участвует несвязанный векторный мезон, получаем

$$\langle \ldots v_{\gamma *}(p_n, \lambda'_{\gamma *})| \ldots |v_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle = \langle \ldots | \ldots | \ldots \rangle \, 2 p_n^0 \delta_{\lambda'_{\gamma *} \lambda_{\gamma *}} \delta^3(\vec{p}_n - \vec{p})$$

и осуществив возможное суммирование по поляризационным состояниям и интегрирование по $\vec{p}_n$, можем представить равенство (2.3) в виде:

$$\frac{1}{(2\pi)^4} L^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p, q, \varepsilon_{\gamma *}) =$$

$$= \theta(q^0)\delta(q^2 - m^2_{S_{\alpha}}) \langle 0|V^{\alpha}_{\mu}(0)|S_{\alpha *}(q)\rangle\langle S_{\alpha *}(q)|V^{\beta}_{\nu}(0)|v_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle +$$

$$+ \theta(Q^0)\delta(Q^2 - m^2_{S_{\beta}}) \langle 0|V^{\alpha}_{\mu}(0)|S_{\beta}(Q) v_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle\langle S_{\beta}(Q)|V^{\beta}_{\nu}(0)|0\rangle +$$

$$+ \theta(q^0)\delta(q^2 - m^2_{v_{\alpha}}) \sum_{\lambda_{\alpha *}} \langle 0|V^{\alpha}_{\mu}(0)|v_{\alpha *}(q, \lambda_{\alpha *})\rangle\langle v_{\alpha *}(q, \lambda_{\alpha *})|V^{\beta}_{\nu}(0)|v_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle +$$

$$+ \theta(Q^0)\delta(Q^2 - m^2_{v_{\beta}}) \sum_{\lambda_{\beta}} \langle 0|V^{\alpha}_{\mu}(0)|v_{\beta}(Q, \lambda_{\beta}) v_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle\langle v_{\beta}(Q, \lambda_{\beta})|V^{\beta}_{\nu}(0)|0\rangle -$$

$$- \theta(-Q^0)\delta(Q^2 - m^2_{S_{\beta}}) \langle 0|V^{\beta}_{\nu}(0)|S_{\beta *}(Q)\rangle\langle S_{\beta *}(Q)|V^{\alpha}_{\mu}(0)|v_{\gamma *}(p, \lambda_{\gamma *})\rangle -$$

$$-\theta(-q^0)\delta(q^2-m^2_{s_\alpha})\langle 0|V^\beta_\nu(0)|s_\alpha(-q)v_{\gamma*}(p,\lambda_{\gamma*})\rangle\langle s_\alpha(-q)|V^\alpha_\mu(0)|0\rangle -$$

$$-\theta(-Q^0)\delta(Q^2-m^2_{v_\beta})\sum_{\lambda_{\beta*}}\langle 0|V^\beta_\nu(0)|v_{\beta*}(Q,\lambda_{\beta*})\rangle\langle v_{\beta*}(Q,\lambda_{\beta*})|V^\alpha_\mu(0)|v_{\gamma*}(p,\lambda_{\gamma*})\rangle -$$

$$-\theta(-q^0)\delta(q^2-m^2_{v_\alpha})\sum_{\lambda_\alpha}\langle 0|V^\beta_\nu(0)|v_\alpha(-q,\lambda_\alpha)v_{\gamma*}(p,\lambda_{\gamma*})\rangle\langle v_\alpha(-q,\lambda_\alpha)|V^\alpha_\mu(0)|0\rangle . \qquad (2.4)$$

Здесь введена величина $Q=p-q$, играющая в дальнейшем роль переданного импульса.

С помощью редукционной техники (см.,например [6-7]) можно доказать следующие равенства:

$$\langle 0|V^\alpha_\mu(0)|s_\beta(-Q)v_{\gamma*}(p,\lambda_{\gamma*})\rangle\langle s_\beta(Q)|V^\beta_\nu(0)|0\rangle=\langle s_{\beta*}(Q)|V^\alpha_\mu(0)|v_{\gamma*}(p,\lambda_{\gamma*})\rangle\langle 0|V^\beta_\nu(0)|s_{\beta*}(Q)\rangle ; \qquad (2.5)$$

$$\sum_{\lambda_\beta}\langle 0|V^\alpha_\mu(0)|v_\beta(-Q,\lambda_\beta)v_{\gamma*}(p,\lambda_{\gamma*})\rangle\langle v_\beta(Q,\lambda_\beta)|V^\beta_\nu(0)|0\rangle =$$

$$=\sum_{\lambda_{\beta*}}\langle v_{\beta*}(Q,\lambda_{\beta*})|V^\alpha_\mu(0)|v_{\gamma*}(p,\lambda_{\gamma*})\rangle\langle 0|V^\beta_\nu(0)|v_{\beta*}(Q,\lambda_{\beta*})\rangle ; \qquad (2.6)$$

$$\langle 0|V^\beta_\nu(0)|s_\alpha(-q)v_{\gamma*}(p,\lambda_{\gamma*})\rangle\langle s_\alpha(-q)|V^\alpha_\mu(0)|0\rangle=\langle s_{\alpha*}(q)|V^\beta_\nu(0)|v_{\gamma*}(p,\lambda_{\gamma*})\rangle\langle 0|V^\alpha_\mu(0)|s_{\alpha*}(q)\rangle ; \qquad (2.7)$$

$$\sum_{\lambda_\alpha}\langle 0|V^\beta_\nu(0)|v_\alpha(-q,\lambda_\alpha)v_{\gamma*}(p,\lambda_{\gamma*})\rangle\langle v_\alpha(-q,\lambda_\alpha)|V^\alpha_\mu(0)|0\rangle =$$

$$=\sum_{\lambda_{\alpha*}}\langle v_{\alpha*}(q,\lambda_{\alpha*})|V^\beta_\nu(0)|v_{\gamma*}(p,\lambda_{\gamma*})\rangle\langle 0|V^\alpha_\mu(0)|v_{\alpha*}(q,\lambda_{\alpha*})\rangle . \qquad (2.8)$$

Отметим, что результат суммирования по λ_β , $\lambda_{\beta*}$ и λ_α , $\lambda_{\alpha*}$ в (2.6) и (2.8) не зависит от знака 4-импульса соответствующей частицы.

Учитывая равенства (2.5)-(2.8) в правой части (2.4), получаем

$$\frac{1}{(2\pi)^4}L^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*}) =$$

$$=\varepsilon(q^0)\Big[\delta(q^2-m^2_{s_\alpha})\langle 0|V^\alpha_\mu(0)|s_{\alpha*}(q)\rangle\langle s_{\alpha*}(q)|V^\beta_\nu(0)|v_{\gamma*}(p,\varepsilon_{\gamma*})\rangle +$$

$$+\delta(q^2-m^2_{v_\alpha})\sum_{\lambda_{\alpha*}}\langle 0|V^\alpha_\mu(0)|v_{\alpha*}(q,\lambda_{\alpha*})\rangle\langle v_{\alpha*}(q,\lambda_{\alpha*})|V^\beta_\nu(0)|v_{\gamma*}(p,\varepsilon_{\gamma*})\rangle\Big] -$$

$$-\varepsilon(Q^0)\Big[\delta(Q^2-m^2_{s_\beta})\langle 0|V^\beta_\nu(0)|s_{\beta*}(Q)\rangle\langle s_{\beta*}(Q)|V^\alpha_\mu(0)|v_{\gamma*}(p,\varepsilon_{\gamma*})\rangle +$$

$$+\delta(Q^2-m^2_{v_\beta})\sum_{\lambda_{\beta*}}\langle 0|V^\beta_\nu(0)|v_{\beta*}(Q,\lambda_{\beta*})\rangle\langle v_{\beta*}(Q,\lambda_{\beta*})|V^\alpha_\mu(0)|v_{\gamma*}(p,\varepsilon_{\gamma*})\rangle\Big] . \qquad (2.9)$$

Важно отметить, что вторая квадратная скобка в правой части (2.9) получается из первой заменой

$$\mu\leftrightarrow\nu , \quad \alpha\leftrightarrow\beta , \quad Q\leftrightarrow q \qquad (2.10)$$

и изменением общего знака. Этот факт обусловлен симметрией спектральной функции $L^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}$, которая сохранится до конца нашего рассмотрения.

§3. Введение формфакторов в выражение для спектральной функции $L^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*})$

Матричные элементы, участвующие в выражении (2.9), за исключением элемента между двумя векторными состояниями

$$\langle v_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*})|V^\beta_\nu(0)|v_{\gamma*}(p,\varepsilon_{\gamma*})\rangle \quad \text{или} \quad \langle v_{\beta*}(Q,\varepsilon_{\beta*})|V^\alpha_\mu(0)|v_{\gamma*}(p,\varepsilon_{\gamma*})\rangle , \qquad (3.1)$$

были рассмотрены в работе [2]. Ниже приводятся их инвариантные разложения по формфакторам и соответствующие кинематические условия (для полноты выписан также матричный элемент между двумя скалярными частицами):

$$\langle 0|V^\alpha_\mu(0)|s_{\alpha*}(q)\rangle=\frac{i}{(2\pi)^{3/2}}q_\mu f_{s_{\alpha*}} , \qquad (3.2)$$

$f_{s_{\alpha*}}=f_{s_\alpha}$ - константа распада (псевдо)скалярной частицы s_α ;

$$\langle 0|V^\alpha_\mu(0)|v_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*})\rangle=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\varepsilon_\mu(q,\lambda_{\alpha*})f_{v_{\alpha*}} , \qquad (3.3)$$

$f_{v_{\alpha*}}=f_{v_\alpha}$ - константа распада векторной частицы;

$$(2\pi)^3\langle s_{\alpha*}(q)|V^\beta_\nu(0)|s_{\gamma*}(p)\rangle=\frac{Q_\nu}{Q^2}F^{(0)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)+\Big(p_\nu-\frac{(p.Q)}{Q^2}Q_\nu\Big)F^{(1)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2) , \qquad (3.4)$$

$F^{(0)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)$ - формфактор со скалярным полюсом для $Q^2=m^2_{s_\beta}$, а $F^{(1)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)$ - формфактор с векторным полюсом для $Q^2=m^2_{v_\beta}$;

$$(2\pi)^3\langle v_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*})|V^\beta_\nu(0)|s_{\gamma*}(p)\rangle=-i\frac{Q_\nu}{Q^2}(\varepsilon^*Q)F^{(0)}_{v_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)+$$

$$+i\left(-\varepsilon_\nu^* + \frac{(\varepsilon^* Q)}{Q^2} Q_\nu\right) F^{(1)}_{v_{\alpha*} s_{\gamma*}}(Q^2) + i\left(P_\nu - \frac{(PQ)}{Q^2} Q_\nu\right) \tilde{F}^{(1)}_{v_{\alpha*} s_{\gamma*}}(Q^2) . \qquad (3.5)$$

$F^{(0)}_{v_{\alpha*} s_{\gamma*}}(Q^2)$, $F^{(1)}_{v_{\alpha*} s_{\gamma*}}(Q^2)$ и $\tilde{F}^{(1)}_{v_{\alpha*} s_{\gamma*}}(Q^2)$ – новые формфакторы, первый из которых имеет скалярный полюс, а остальные – векторный.

Кинематические условия, связывающие введенные таким образом формфакторы и гарантирующие устранение нефизического, кинематического полюса $Q^2=0$ в соответствующем слагаемом спектральной функции, имеют вид:

$$F^{(0)}_{s_{\alpha*} s_{\gamma*}}(0) = \frac{1}{2}(m^2_{s_\gamma} - m^2_{s_\alpha}) F^{(1)}_{s_{\alpha*} s_{\gamma*}}(0) ; \qquad (3.6)$$

$$F^{(0)}_{s_{\beta*} s_{\gamma*}}(0) = \frac{1}{2}(m^2_{s_\gamma} - m^2_{s_\beta}) F^{(1)}_{s_{\beta*} s_{\gamma*}}(0) ; \qquad (3.7)$$

$$F^{(0)}_{v_{\alpha*} s_{\gamma*}}(0) - F^{(1)}_{v_{\alpha*} s_{\gamma*}}(0) = \frac{1}{2}(m^2_{v_\alpha} - m^2_{s_\gamma}) \tilde{F}^{(1)}_{v_{\alpha*} s_{\gamma*}}(0) ; \qquad (3.8)$$

$$F^{(0)}_{v_{\beta*} s_{\gamma*}}(0) - F^{(1)}_{v_{\beta*} s_{\gamma*}}(0) = \frac{1}{2}(m^2_{v_\beta} - m^2_{s_\gamma}) \tilde{F}^{(1)}_{v_{\beta*} s_{\gamma*}}(0) . \qquad (3.9)$$

Задача теперь сводится к представлению матричных элементов (3.I) в виде инвариантных выражений с участием других формфакторов. В соответствии с требованиями линейности по поляризационным векторам физических состояний мы можем написать следующее общее выражение:

$$(2\pi)^3 \langle v_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*}) | V^\beta_\nu(0) | v_{\gamma*}(P,\varepsilon_{\gamma*}) \rangle = \frac{Q_\nu}{Q^2}\Big[(\varepsilon^*_{\alpha*}\cdot Q)(\varepsilon_{\gamma*}\cdot Q) F^{(0)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}(Q^2) +$$
$$+ (\varepsilon^*_{\alpha*}\cdot\varepsilon_{\gamma*}) \tilde{F}^{(0)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}(Q^2)\Big] + \left(g_{\nu\sigma} - \frac{Q_\nu Q_\sigma}{Q^2}\right)\Big[(\varepsilon^*_{\alpha*}\cdot Q)\varepsilon^\sigma_{\gamma*} F^{(1)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}(Q^2) + \qquad (3.10)$$
$$+ (\varepsilon_{\gamma*}\cdot Q)\varepsilon^{*\sigma}_{\alpha*} \tilde{F}^{(1)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}(Q^2) + (\varepsilon^*_{\alpha*}\cdot\varepsilon_{\gamma*}) P^\sigma G^{(1)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}(Q^2) + (\varepsilon^*_{\alpha*}\cdot Q)(\varepsilon_{\gamma*}\cdot Q) P^\sigma \tilde{G}^{(1)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}(Q^2)\Big] ,$$

где

$$\varepsilon_{\alpha*} = \varepsilon(q,\lambda_{\alpha*}) , \quad \varepsilon_{\gamma*} = \varepsilon(P,\lambda_{\gamma*}) , \quad (\varepsilon_{\alpha*}\cdot q) = (\varepsilon_{\gamma*}\cdot P) = 0 . \qquad (3.11)$$

Представление для $(2\pi)^3 \langle v_{\beta*}(Q,\varepsilon_{\beta*}) | V^\alpha_\mu(0) | v_{\gamma*}(P,\varepsilon_{\gamma*}) \rangle$, очевидно, получается из (3.I0) заменой (2.I0). Однако в этом случае надо иметь в виду, что

$$\varepsilon_{\beta*} = \varepsilon(Q,\lambda_{\beta*}) \quad \text{и} \quad (\varepsilon_{\beta*}\cdot Q) = 0 . \qquad (3.12)$$

Рассмотрим далее гипотезу динамического характера. Все введенные формфакторы, зависящие от Q^2 или от q^2, имеют

на массовой поверхности простой полюс, соответствующий массе частицы с квантовыми числами, входящей в матричный элемент плотности тока или ее 4-дивергенции, а на бесконечности – равна константе, в общем случае отличной от нуля. Можно доказать, что это утверждение эквивалентно требованию, чтобы все $F^{(k)}_{ij}(Q^2)$ удовлетворяли обычному дисперсионному соотношению по Q^2 с одним вычитанием. Смысл высказанного утверждения сводится к тому, что мы можем писать

$$F^{(k)}_{ij}(Q^2) = F^{(k)}_{ij}(0) + \frac{Q^2 f^k_{ij}}{m^2_k - Q^2} , \qquad (3.13)$$

где i, j символизируют любую возможную частицу, вектор состояния которой участвует в рассматриваемом матричном элементе, k соответствует полюсной частице, а f^k_{ij} – **постоянные вычитания**, находящиеся в соответствии с константами связи процессов с участием частиц i, j, k. (Далее для простоты обозначений вместо $F^{(k)}_{ij}(0)$ мы будем употреблять F^k_{ij}).

Подставляя формулы (3.3) и (3.I0) в правую часть равенства (2.9) и учитывая представление (3.I3), получаем

$$A^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu} = (2\pi)^{9/2} \sum_{\lambda_{\alpha*}} \langle 0 | V^\alpha_\mu(0) | v_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*}) \rangle \langle v_{\alpha*}(q,\varepsilon_{\alpha*}) | V^\beta_\nu(0) | v_{\gamma*}(P,\varepsilon_{\gamma*}) \rangle =$$
$$= f_{v_{\alpha*}} \sum_{\lambda_{\alpha*}} \varepsilon_\mu(q,\lambda_{\alpha*}) \varepsilon^{*\tau}(q,\lambda_{\alpha*}) \Bigg\{ \frac{Q_\nu}{Q^2}\Big[Q_\tau(\varepsilon_{\gamma*}\cdot Q)\left(F^{(0)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}} + \frac{Q^2 f^{s_\beta}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}}{m^2_{s_\beta} - Q^2}\right) +$$
$$+ \varepsilon_\tau(P,\lambda_{\gamma*})\left(\tilde{F}^{(0)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}} + \frac{Q^2 \tilde{f}^{s_\beta}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}}{m^2_{s_\beta} - Q^2}\right)\Big] + \left(g_{\nu\sigma} - \frac{Q_\nu Q_\sigma}{Q^2}\right)\Big[Q_\tau \varepsilon^\sigma(P,\lambda_{\gamma*})\Big(F^{(1)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}} + \qquad (3.14)$$
$$+ \frac{Q^2 f^{v_\beta}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}}{m^2_{v_\beta} - Q^2}\Big) + \delta^\sigma_\tau(\varepsilon_{\gamma*}\cdot Q)\left(\tilde{F}^{(1)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}} + \frac{Q^2 f^{v_\beta}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}}{m^2_{v_\beta} - Q^2}\right) +$$
$$+ \varepsilon_\tau(P,\lambda_{\gamma*}) P^\sigma\left(G^{(1)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}} + \frac{Q^2 g^{v_\beta}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}}{m^2_{v_\beta} - Q^2}\right) + Q_\tau(\varepsilon_{\gamma*}\cdot Q) P^\sigma\left(\tilde{G}^{(1)}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}} + \frac{Q^2 \tilde{g}^{v_\beta}_{v_{\alpha*} v_{\gamma*}}}{m^2_{v_\beta} - Q^2}\right)\Big]\Bigg\} .$$

Выражение для

$(2\pi)^{9/2}\sum_{\lambda_{\beta^*}} \langle 0|V^{\beta}_{\nu}(0)|v_{\beta^*}(Q,\lambda_{\beta^*})\rangle\langle v_{\beta^*}(Q,\lambda_{\beta^*})|V^{\alpha}_{\mu}(0)|v_{\gamma^*}(P,\varepsilon_{\gamma^*})\rangle$

получится из (3.I4) стандартной подстановкой (2.I0).

Остается выполнить суммирование по λ_{α^*} в (3.I4). Имея в виду, что $\sum_{\lambda_{\alpha^*}} \varepsilon_\mu(q,\lambda_{\alpha^*})\varepsilon^*_\tau(q,\lambda_{\alpha^*}) = -g_{\mu\tau}+m^{-2}_{v_\alpha}q_\mu q_\tau$, получаем

$$
\begin{aligned}
A^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu} =\; & f_{v_{\alpha^*}}\Big\{\Big[-Q_\mu+q_\mu\frac{(q\cdot Q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big](Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})\frac{Q_\nu}{Q^2}F^{(0)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}+\Big[-Q_\mu+q_\mu\frac{(q\cdot Q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\frac{(Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})Q_\nu}{m^2_{s_\beta}-Q^2}f^{s_\beta}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}+\\
&+\Big[-\varepsilon_\mu(P,\lambda_{\gamma^*})+q_\mu\frac{(q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\frac{Q_\nu}{Q^2}\widetilde{F}^{(0)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}+\Big[-\varepsilon_\mu(P,\lambda_{\gamma^*})+q_\mu\frac{(q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\frac{Q_\nu}{m^2_{s_\beta}-Q^2}\widetilde{f}^{s_\beta}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}+\\
&+\Big[-Q_\mu+q_\mu\frac{(q\cdot Q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\varepsilon_\nu(P,\lambda_{\gamma^*})F^{(1)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}-\Big[-Q_\mu+q_\mu\frac{(q\cdot Q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big](Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})\frac{Q_\nu}{Q^2}F^{(1)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}+\\
&+\Big[-Q_\mu+q_\mu\frac{(q\cdot Q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\varepsilon_\nu(P,\lambda_{\gamma^*})\Big(\frac{m^2_{v_\beta}}{m^2_{v_\beta}-Q^2}-1\Big)f^{v_\beta}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}-\Big[-Q_\mu+q_\mu\frac{(q\cdot Q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\frac{Q_\nu(Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})}{m^2_{v_\beta}-Q^2}f^{v_\beta}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}+\\
&+(Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})\Big(-g_{\mu\nu}+\frac{q_\mu q_\nu}{m^2_{v_\alpha}}\Big)\widetilde{F}^{(1)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}+(Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})\Big(-g_{\mu\nu}+\frac{q_\mu q_\nu}{m^2_{v_\alpha}}\Big)\Big(\frac{m^2_{v_\beta}}{m^2_{v_\beta}-Q^2}-1\Big)\widetilde{f}^{v_\beta}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}-\\
&-(Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})\Big(-\delta^{\sigma}_{\mu}+\frac{q_\mu q^\sigma}{m^2_{v_\alpha}}\Big)\frac{Q_\nu Q_\sigma}{Q^2}\widetilde{F}^{(1)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}-(Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})\Big[-Q_\mu+q_\mu\frac{(q\cdot Q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\frac{Q_\nu}{m^2_{v_\beta}-Q^2}\widetilde{f}^{v_\beta}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}+\\
&+\Big[-\varepsilon_\mu(P,\lambda_{\gamma^*})+q_\mu\frac{(q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})}{m^2_{v_\alpha}}\Big]P_\nu G^{(1)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}-(P\cdot Q)\Big[-\varepsilon_\mu(P,\lambda_{\gamma^*})+q_\mu\frac{(q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\frac{Q_\nu}{Q^2}G^{(1)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}+\\
&+\Big[-\varepsilon_\mu(P,\lambda_{\gamma^*})+q_\mu\frac{(q\cdot Q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]P_\nu\widetilde{G}^{(1)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}-(Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})\Big[-Q_\mu+q_\mu\frac{(q\cdot Q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\frac{(P\cdot Q)Q_\nu}{Q^2}\widetilde{G}^{(1)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}+\\
&+(Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})\Big[-Q_\mu+q_\mu\frac{(q\cdot Q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\Big(\frac{m^2_{v_\beta}}{m^2_{v_\beta}-Q^2}-1\Big)P_\nu\widetilde{g}^{v_\beta}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}-\\
&-(Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})\Big[-Q_\mu+q_\mu\frac{(q\cdot Q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\frac{(P\cdot Q)Q_\nu}{m^2_{v_\beta}-Q^2}\widetilde{g}^{v_\beta}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}.
\end{aligned}
\tag{3.I5}
$$

Таким образом, суммирование по поляризационным состояниям промежуточных состояний выполнено явно, а правая часть формулы (3.I5) записана в виде, удобном для исследования кинематических полюсов и нахождения тех условий, при выполнении которых они устраняются. Отметим, что эта процедура обязательна, поскольку все матричные элементы должны иметь "хорошее" поведение при нулевом переданном импульсе.

§4. Кинематические условия для выражения (3.I5)

Из равенства (2.9) видно, что в правой части (3.I5) $q^2=m^2_{v_\alpha}$ благодаря наличию фактора $\delta(q^2-m^2_{v_\alpha})$. В общем случае, когда $Q^2\neq 0$, выполнены равенства

$$
\begin{aligned}
(P\cdot Q) &= \tfrac{1}{2}(m^2_{v_\gamma}+m^2_x-m^2_{v_\alpha})-\tfrac{1}{2}(m^2_x-Q^2);\\
(P\cdot q) &= \tfrac{1}{2}(m^2_{v_\gamma}+m^2_x-m^2_{v_\alpha})+\tfrac{1}{2}(m^2_x-Q^2),
\end{aligned}
\tag{4.I}
$$

где m_x—масса любой из возможных в данном случае скалярных или векторных частиц. Имея в виду эти равенства, мы можем перегруппировать слагаемые в правой части (3.I5) так, чтобы собрать вместе все коэффициенты при Q^{-2}, вообще говоря, умноженные на одну и ту же величину, зависящую от ε_{γ^*}. Оказывается, что в случае (3.I5) есть две такие группы коэффициентов: одна из них пропорциональна величине $[-P_\mu+q_\mu(P\cdot q)m^{-2}_{v_\alpha}](Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})$, а вторая - величине $[-\varepsilon_\mu(P,\lambda_{\gamma^*})+q_\mu(q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})m^{-2}_{v_\alpha}]$. Эти группы определяют два новых кинематических условия, связанные, очевидно, с наличием вектора поляризации у частицы v_{γ}.

Выпишем ту часть правой части (3.I5), которая содержит в себе множитель Q^{-2}. Она имеет вид

$$
\begin{aligned}
& f_{v_{\alpha^*}}\Big\{(Q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})\Big[-P_\mu+q_\mu\frac{(P\cdot q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\frac{Q_\nu}{Q^2}\Big[F^{(0)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}-F^{(1)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}-(P\cdot Q)\widetilde{G}^{(1)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}\Big]+\\
&+\Big[-\varepsilon_\mu(P,\lambda_{\gamma^*})+q_\mu\frac{(q\cdot\varepsilon_{\gamma^*})}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\frac{Q_\nu}{Q^2}\Big[\widetilde{F}^{(0)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}-(P\cdot Q)G^{(1)}_{v_{\alpha^*}v_{\gamma^*}}\Big]\Big\}.
\end{aligned}
\tag{4.2}
$$

Теперь ясно, как получаются условия, при которых полюс $Q^2=0$ исчезает. Прежде всего из (4.I) видно, что при $Q^2=0$ имеем

$$(q\,Q)=(p\cdot Q)=[(p-q)+q]\cdot Q=\frac{1}{2}\left(m^2_{\nu_\gamma}-m^2_{\nu_\alpha}\right). \tag{4.3}$$

Полагая

$$F^{(0)}_{\nu_\alpha \nu_{\gamma*}}-F^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}-\tilde{F}^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}-\frac{1}{2}\left(m^2_{\nu_\gamma}-m^2_{\nu_\alpha}\right)\tilde{G}^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}=0 \tag{4.4}$$

и

$$\tilde{F}^{(0)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}-\frac{1}{2}\left(m^2_{\nu_\gamma}-m^2_{\nu_\alpha}\right)G^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}=0\,, \tag{4.5}$$

получаем в числителе выражения (4.2) множитель Q^2 , который погашает ту же величину в знаменателе. Отсюда следует, что равенства (4.4) и (4.5) являются искомыми кинематическими условиями.

Аналогичная пара кинематических условий для слагаемого, пропорционального $\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m^2_{\nu_\beta})$ в (2.9), возникает из условий (4.4), (4.5) подстановкой (2.I0). Они имеют вид:

$$F^{(0)}_{\nu_{\beta*}\nu_{\gamma*}}-F^{(1)}_{\nu_{\beta*}\nu_{\gamma*}}-\tilde{F}^{(1)}_{\nu_{\beta*}\nu_{\gamma*}}-\frac{1}{2}\left(m^2_{\nu_\gamma}-m^2_{\nu_\beta}\right)G^{(1)}_{\nu_{\beta*}\nu_{\gamma*}}=0\,; \tag{4.6}$$

$$\tilde{F}^{(1)}_{\nu_{\beta*}\nu_{\gamma*}}-\frac{1}{2}\left(m^2_{\nu_\gamma}-m^2_{\nu_\beta}\right)G^{(1)}_{\nu_{\beta*}\nu_{\gamma*}}=0. \tag{4.7}$$

Учитывая равенство $-Q_\mu+(q\cdot Q)m^{-2}_{\nu_\alpha}q_\mu=-p_\mu+(p\,q)m^{-2}_{\nu_\alpha}q_\mu$ и принимая во внимание условия (4.4), (4.5), можем представить (3.I5) в следующем виде:

$$
\begin{aligned}
A^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}={}&f_{\nu_{\alpha*}}\Big\{(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\Big[-p_\mu+q_\mu\frac{(p\,q)}{m^2_{\nu_\alpha}}\Big]\Big(\frac{-Q_\nu}{2}\Big)\tilde{G}^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}+\Big[-\varepsilon_\mu(p,\lambda_{\gamma*})+q_\mu\frac{(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})}{m^2_{\nu_\alpha}}\Big]\Big(\frac{-Q_\nu}{2}\Big)G^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}+(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\Big[-p_\mu+\\
&+q_\mu\frac{(p\,q)}{m^2_{\nu_\alpha}}\Big]\Big(\frac{Q_\nu}{2}\Big)\tilde{g}^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}+\Big[-\varepsilon_\mu(p,\lambda_{\gamma*})+q_\mu\frac{(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})}{m^2_{\nu_\alpha}}\Big]\Big(\frac{Q_\nu}{2}\Big)g^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}+(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\Big[-p_\mu+q_\mu\frac{(p\,q)}{m^2_{\nu_\alpha}}\Big]p_\nu\Big(\tilde{G}^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}-\tilde{g}^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}\Big)+\\
&+\Big[-\varepsilon_\mu(p,\lambda_{\gamma*})+q_\mu\frac{(q\,\varepsilon_{\gamma*})}{m^2_{\nu_\alpha}}\Big]\Big(G^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}-g^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}\Big)+\Big[-p_\mu+q_\mu\frac{(p\,q)}{m^2_{\nu_\alpha}}\Big]\varepsilon_\nu(p,\lambda_{\gamma*})\Big(F^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}-f^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}\Big)+(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\Big(-g_{\mu\nu}+\frac{q_\mu q_\nu}{m^2_{\nu_\alpha}}\Big)\Big(\tilde{F}^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}-\\
&-\tilde{f}^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}\Big)+\frac{1}{2m^2_{\nu_\alpha}}m^2_{\nu_\beta}q_\mu\varepsilon_\nu(p,\lambda_{\gamma*})+(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\frac{q_\mu Q_\nu}{2m^2_{\nu_\alpha}}\Big(f^{s_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}-f^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}-\tilde{f}^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}\Big)+\frac{(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})}{2m^2_{\nu_\alpha}}m^2_{\nu_\beta}q_\mu q_\nu\tilde{g}^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}-\\
&-(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\frac{q_\mu Q_\nu}{4m^2_{\nu_\alpha}}\left(m^2_{\nu_\gamma}+m^2_{\nu_\beta}-m^2_{\nu_\alpha}\right)\tilde{g}^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}\Big\}+\frac{f_{\nu_{\alpha*}}}{m^2_{s_\beta}-Q^2}\Big\{(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\Big[-p_\mu+\frac{q_\mu}{2m^2_{\nu_\alpha}}\left(m^2_{\nu_\gamma}+m^2_{\nu_\alpha}-\right.\\
&\left.-m^2_{s_\beta}\right)\Big]Q_\nu f^{s_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}+\Big[-\varepsilon_\mu(p,\lambda_{\gamma*})+q_\mu\frac{(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})}{m^2_{\nu_\alpha}}\Big]Q_\nu\tilde{f}^{s_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}\Big\}+\frac{f_{\nu_{\alpha*}}}{m^2_{\nu_\beta}-Q^2}\Big\{\Big[-p_\mu+\frac{q_\mu}{2m^2_{\nu_\alpha}}\left(m^2_{\nu_\gamma}+\right.\\
&\left.+m^2_{\nu_\alpha}-m^2_{\nu_\beta}\right)\Big]\Big[m^2_{\nu_\beta}\varepsilon_\nu(p,\lambda_{\gamma*})-(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})Q_\nu\Big]f^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}+\Big[\Big(-g_{\mu\nu}+\frac{q_\mu q_\nu}{m^2_{\nu_\alpha}}\Big)m^2_{\nu_\beta}+p_\mu Q_\nu-\\
&-\frac{q_\mu Q_\nu}{2m^2_{\nu_\alpha}}\left(m^2_{\nu_\gamma}+m^2_{\nu_\alpha}-m^2_{\nu_\beta}\right)\Big](Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\tilde{f}^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}+\\
&+\Big[-\varepsilon_\mu(p,\lambda_{\gamma*})+q_\mu\frac{(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})}{m^2_{\nu_\alpha}}\Big]\Big[m^2_{\nu_\beta}p_\nu-\frac{1}{2}\left(m^2_{\nu_\gamma}+m^2_{\nu_\beta}-m^2_{\nu_\alpha}\right)Q_\nu\Big]g^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}+\\
&+\frac{(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})}{2m^2_{\nu_\alpha}}\Big[-2m^2_{\nu_\alpha}m^2_{\nu_\beta}p_\mu p_\nu+m^2_{\nu_\beta}\left(m^2_{\nu_\gamma}+m^2_{\nu_\alpha}-m^2_{\nu_\beta}\right)q_\mu p_\nu+m^2_{\nu_\alpha}\left(m^2_{\nu_\gamma}+m^2_{\nu_\beta}-m^2_{\nu_\alpha}\right)p_\mu Q_\nu-\\
&-\frac{1}{2}\left(m^2_{\nu_\gamma}+m^2_{\nu_\alpha}-m^2_{\nu_\beta}\right)\left(m^2_{\nu_\gamma}+m^2_{\nu_\beta}-m^2_{\nu_\alpha}\right)q_\mu Q_\nu\Big]\tilde{g}^{\nu_\beta}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}\Big\}.
\end{aligned}
\tag{4.8}
$$

Подстановка (2.I0), как всегда, дает возможность получить из(4.8) выражение для соответствующего члена (2.9), пропорционального множителю $\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m^2_{\nu_\beta})$.

§5. Условия локальности для спектральной функции $L^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*})$.

Вернемся к формуле (2.9). У нас есть явные выражения для всех типов матричных элементов в правой части этого равенства. С помощью условий вещественности формфакторов

$$
\begin{aligned}
&F^{(0*)}_{\nu_{\gamma*}\nu_{\alpha*}}(Q^2)=-F^{(0)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}(Q^2);\ \tilde{F}^{(0*)}_{\nu_{\gamma*}\nu_{\alpha*}}(Q^2)=-\tilde{F}^{(0)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}(Q^2);\ F^{(1*)}_{\nu_{\gamma*}\nu_{\alpha*}}(Q^2)=-\tilde{F}^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}(Q^2);\\
&\tilde{F}^{(1*)}_{\nu_{\gamma*}\nu_{\alpha*}}(Q^2)=-F^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}(Q^2);\ G^{(1*)}_{\nu_{\gamma*}\nu_{\alpha*}}(Q^2)=G^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}(Q^2),\ \tilde{G}^{(1)}_{\nu_{\gamma*}\nu_{\alpha*}}(Q^2)=\tilde{G}^{(1)}_{\nu_{\alpha*}\nu_{\gamma*}}(Q^2);\\
&F^{(0*)}_{s_{\gamma*}\nu_{\alpha*}}(Q^2)=F^{(0)}_{\nu_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2);\ F^{(1*)}_{s_{\gamma*}\nu_{\alpha*}}(Q^2)=F^{(1)}_{\nu_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2);\ \tilde{F}^{(1*)}_{s_{\gamma*}\nu_{\alpha*}}(Q^2)=-\tilde{F}^{(1)}_{\nu_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2);\\
&F^{(0*)}_{s_{\gamma*}s_{\alpha*}}(Q^2)=-F^{(0)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2);\ F^{(1*)}_{s_{\gamma*}s_{\alpha*}}(Q^2)=F^{(1)}_{s_{\alpha*}s_{\gamma*}}(Q^2)
\end{aligned}
\tag{5.I}
$$

можем получить выражения для матричных элементов с переставленными частицами, избегая тем самым введения новых формфакторов. Имея в виду это и используя выражения (3.2),(3.3),(3.5) и (4.8) вместо равенства (2.9), мы можем выразить $\sqrt{2\pi}\,L^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*})$ в терминах F^k_{ij} и f^k_{ij}.

Оказывается, что правая сторона полученного таким образом равенства может превратиться в Фурье-образ локальной функции только при определенных условиях; к получению их мы теперь и перейдем.

Отметим прежде всего, что эти условия относятся к полюсным членам данного выражения, и для их нахождения нужно сравнивать естественно возникшие пары членов, пропорциональные множителям типа

$$\frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_{\kappa_1}^2)}{m_{\kappa_2}^2-Q^2} \quad \text{и} \quad \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_{\kappa_2}^2)}{m_{\kappa_1}^2-q^2},$$

где κ_1 и κ_2 - символы встречающихся частиц в полюсных членах этого равенства.

Так, например, сравнивая слагаемое

$$-(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})q_\mu Q_\nu f_{s_{\alpha*}} f_{v_{\gamma*}s_{\alpha*}}^{s_{\beta*}} \frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_{s_\alpha}^2)}{m_{s_\beta}^2-Q^2}$$

со слагаемым

$$(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})q_\mu Q_\nu f_{s_\beta} f_{v_{\gamma*}s_{\beta*}}^{s_{\alpha*}} \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_{s_\beta}^2)}{m_{s_\alpha}^2-q^2}$$

и учитывая равенства $(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})=-(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})$, можем сделать вывод, что если выполнено условие

$$f_{s_{\alpha*}} f_{v_{\gamma*}s_{\alpha*}}^{s_{\beta*}} = -f_{s_\beta} f_{v_{\gamma*}s_{\beta*}}^{s_{\alpha*}}, \tag{5.2}$$

то возникает локальный член

$$S_{\mu\nu}^{(1)} = q_\mu Q_\nu (q\cdot\varepsilon_{\gamma*}) f_{s_{\alpha*}} f_{v_{\gamma*}s_{\alpha*}}^{s_{\beta*}} \left[\frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_{s_\alpha}^2)}{m_{s_\beta}^2-Q^2} - \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_{s_\beta}^2)}{m_{s_\alpha}^2-q^2}\right] \tag{5.3}$$

в правой части выражения для $\sqrt{2\pi}\, L_{\mu\nu}^{\alpha\beta\gamma}$. Аналогичным путем получаем еще восемь условий локальности, а именно:

условия

$$f_{s_{\alpha*}} f_{v_{\gamma*}s_{\alpha*}}^{v_{\beta*}} = m_{v_\beta}^{-2} f_{v_{\beta*}} \tilde f_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}^{s_\alpha}, \tag{5.4}$$

$$f_{s_{\alpha*}} \tilde f_{v_{\gamma*}s_{\alpha*}}^{v_{\beta*}} = -m_{v_\beta}^{-2} f_{v_{\beta*}} f_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}^{s_\alpha}, \tag{5.5}$$

связанные с локальной комбинацией

$$S_{\mu\nu}^{(2)} = \Big\{(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\frac{q_\mu}{2}\big[m_{v_\beta}^2(P_\nu+q_\nu)+(m_{s_\alpha}^2-m_{s_\gamma}^2)Q_\nu\big] f_{s_{\alpha*}} \tilde f_{v_{\gamma*}s_{\alpha*}}^{v_{\beta*}} +$$

$$+q_\mu\big[(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})Q_\nu - m_{v_\beta}^2 \varepsilon_\nu(P,\lambda_{\gamma*})\big] f_{s_{\alpha*}} f_{v_{\gamma*}s_{\alpha*}}^{v_{\beta*}}\Big\}\left[\frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_{s_\alpha}^2)}{m_{v_\beta}^2-Q^2} - \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_{v_\beta}^2)}{m_{s_\alpha}^2-q^2}\right]; \tag{5.6}$$

условия

$$f_{s_{\beta*}} f_{v_{\gamma*}s_{\beta*}}^{v_{\alpha*}} = m_{v_\alpha}^{-2} f_{v_{\alpha*}} \tilde f_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}^{s_\beta}, \tag{5.7}$$

$$f_{s_{\beta*}} \tilde f_{v_{\gamma*}s_{\beta*}}^{v_{\alpha*}} = -m_{v_\alpha}^{-2} f_{v_{\alpha*}} f_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}^{s_\beta}, \tag{5.8}$$

связанные с локальной комбинацией

$$S_{\mu\nu}^{(3)} = \Big\{(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\frac{Q_\nu}{2}(P_\mu+Q_\mu)+(m_{s_\beta}^2-m_{s_\gamma}^2)q_\mu\big] f_{s_{\beta*}} \tilde f_{v_{\gamma*}s_{\beta*}}^{v_{\alpha*}} + Q_\nu\big[(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})q_\mu -$$

$$- m_{v_\alpha}^2 \varepsilon_\mu(P,\lambda_{\gamma*})\big] f_{s_{\beta*}} f_{v_{\gamma*}s_{\beta*}}^{v_{\alpha*}}\left[\frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_{v_\alpha}^2)}{m_{s_\beta}^2-Q^2} - \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_{s_\beta}^2)}{m_{v_\alpha}^2-q^2}\right]; \tag{5.9}$$

условие

$$m_{v_\beta}^2 f_{v_{\alpha*}} f_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}^{v_\beta} = m_{v_\alpha}^2 f_{v_{\beta*}} g_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}^{v_\alpha}, \tag{5.10}$$

связанное с локальной комбинацией

$$S_{\mu\nu}^{(4)} = \big[m_{v_\alpha}^2 P_\mu - \frac{q_\mu}{2}(m_{v_\gamma}^2+m_{v_\alpha}^2-m_{v_\beta}^2)\big]\big[(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})Q_\nu -$$

$$- m_{v_\beta}^2 \varepsilon_\nu(P,\lambda_{\gamma*})\big]\frac{f_{v_{\alpha*}}}{m_{v_\alpha}^2} f_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}^{v_\beta}\left[\frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_{v_\alpha}^2)}{m_{v_\beta}^2-Q^2} - \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_{v_\beta}^2)}{m_{v_\alpha}^2-q^2}\right]; \tag{5.11}$$

условие

$$m_{v_\alpha}^2 f_{v_{\beta*}} \tilde f_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}^{v_\alpha} = m_{v_\beta}^2 f_{v_{\alpha*}} \tilde f_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}^{v_\beta}; \tag{5.12}$$

связанное с локальной комбинацией

$$S_{\mu\nu}^{(5)} = \big[g_{\mu\nu} m_{v_\alpha}^2 m_{v_\beta}^2 + q_\mu q_\nu m_{v_\beta}^2 + Q_\mu Q_\nu m_{v_\alpha}^2 - \frac{1}{2} m_{v_\gamma}^2 q_\mu Q_\nu$$

$$+ \frac{1}{2} q_\mu Q_\nu (m_{v_\alpha}^2 + m_{v_\beta}^2)\big](Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\frac{f_{v_{\alpha*}}}{m_{v_\alpha}^2} \tilde f_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}^{v_\beta}\left[\frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_{v_\alpha}^2)}{m_{v_\beta}^2-Q^2} - \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_{v_\beta}^2)}{m_{v_\alpha}^2-q^2}\right]; \tag{5.13}$$

условие

$$m_{v_\alpha}^2 f_{v_{\beta*}} f_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}^{v_\alpha} = m_{v_\beta}^2 f_{v_{\alpha*}} g_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}^{v_\beta}, \tag{5.14}$$

связанное с локальной комбинацией

$$S_{\mu\nu}^{(6)} = \big[m_{v_\beta}^2 P_\nu - \frac{1}{2} Q_\nu (m_{v_\gamma}^2 + m_{v_\beta}^2 - m_{v_\alpha}^2)\big]\big[(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})q_\mu -$$

$$- m_{v_\alpha}^2 \varepsilon_\mu(P,\lambda_{\gamma*})\big]\frac{f_{v_{\beta*}}}{m_{v_\beta}^2} f_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}^{v_\alpha}\left[\frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_{v_\alpha}^2)}{m_{v_\beta}^2-Q^2} - \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_{v_\beta}^2)}{m_{v_\alpha}^2-q^2}\right]; \tag{5.16}$$

и, наконец, условие

$$m_{v_\beta}^2 f_{v_{\alpha*}} \tilde g_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}^{v_\beta} = m_{v_\alpha}^2 f_{v_{\beta*}} \tilde g_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}^{v_\alpha}, \tag{5.17}$$

связанное с локальной комбинацией

$$S_{\mu\nu}^{(7)} = \frac{1}{2}(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\big[-2m_{v_\alpha}^2 m_{v_\beta}^2 P_\mu P_\nu - m_{v_\beta}^2(m_{v_\gamma}^2+m_{v_\alpha}^2-m_{v_\beta}^2)q_\mu P_\nu +$$

$$+ m_{v_\alpha}^2(m_{v_\gamma}^2+m_{v_\beta}^2-m_{v_\alpha}^2)P_\mu Q_\nu - \frac{1}{2}(m_{v_\gamma}^2+m_{v_\alpha}^2-m_{v_\beta}^2)(m_{v_\gamma}^2+m_{v_\beta}^2- \tag{5.18}$$

$$- m_{v_\alpha}^2)q_\mu Q_\nu\big]\frac{f_{v_{\alpha*}}}{m_{v_\alpha}^2} \tilde g_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}^{v_\beta}\left[\frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_{v_\alpha}^2)}{m_{v_\beta}^2-Q^2} - \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_{v_\beta}^2)}{m_{v_\alpha}^2-q^2}\right].$$

§6. Локальное выражение для функции

После того как получены локальные выражения (5.3), (5.6), (5.9), (5.II), (5.I3), (5.I5) и (5.I7), подставим их в правую часть равенства (5.2). При этом спектральную функцию $\sqrt{2\pi}\,L^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*})$ можно представить в виде суммы регулярной $\left(L^{R\,\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*})\right)$ и сингулярной $\left(L^{S\,\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*})\right)$ частей;

$$\sqrt{2\pi}\,L^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu} = L^{R\,\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*}) + L^{S\,\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*}). \qquad (6.\mathrm{I})$$

Регулярная часть выражается равенством

$$\begin{aligned}
L^{R\,\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*}) = &-f_{s_{\alpha*}}\Big[\big(\tilde F^{(1)}_{v_{\gamma*}s_{\alpha*}} - \tilde f^{v_{\beta*}}_{v_{\gamma*}s_{\alpha*}}\big)(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\,q_\mu\frac{p_\nu+q_\nu}{2} + \big(F^{(1)}_{v_{\gamma*}s_{\alpha*}} - f^{v_{\beta*}}_{v_{\gamma*}s_{\alpha*}}\big)\,q_\mu\varepsilon_\nu(p,\lambda_{\gamma*})\Big]\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m^2_{s_\alpha}) +\\
&+ f_{s_{\beta*}}\Big[\big(\tilde F^{(1)}_{v_{\gamma*}s_{\beta*}} - \tilde f^{v_{\alpha*}}_{v_{\gamma*}s_{\beta*}}\big)(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\frac{p_\mu+Q_\mu}{2}Q_\nu + \big(F^{(1)}_{v_{\gamma*}s_{\beta*}} - f^{v_{\alpha*}}_{v_{\gamma*}s_{\beta*}}\big)\varepsilon_\mu(p,\lambda_{\gamma*})\,Q_\nu\Big]\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m^2_{s_\beta}) +\\
&+ f_{v_{\alpha*}}\Big\{\big(\tilde G^{(1)}_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}} - \tilde g^{v_\beta}_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}\big)(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\Big[-p_\mu + q_\mu\frac{(p\,q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\Big(\frac{p_\nu+q_\nu}{2}\Big) + \big(G^{(1)}_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}} - g^{v_\beta}_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}\big)\Big[-\varepsilon_\mu(p,\lambda_{\gamma*}) + q_\mu\frac{(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\Big(\frac{p_\nu+q_\nu}{2}\Big) +\\
&+ \big(F^{(1)}_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}} - f^{v_\beta}_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}\big)\Big[-p_\mu + q_\mu\frac{(p\,q)}{m^2_{v_\alpha}}\Big]\varepsilon_\nu(p,\lambda_{\gamma*}) + \big(\tilde F^{(1)}_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}} - f^{v_\beta}_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}\big)(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\Big(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m^2_{v_\alpha}}\Big) +\\
&+ \frac{1}{2m^2_{v_\alpha}}\Big[m^2_{v_\beta} f^{v_\beta}_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}\,q_\mu\varepsilon_\nu(p,\lambda_{\gamma*}) + \big(f^{s_\beta}_{v_{\alpha*}s_{\gamma*}} - f^{v_\beta}_{v_{\alpha*}s_{\gamma*}} - \tilde f^{v_\beta}_{v_{\alpha*}s_{\gamma*}}\big)(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\,q_\mu Q_\nu +\\
&+ \tilde g^{v_\beta}_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}\Big(m^2_{v_\beta}q_\mu p_\nu - \frac{1}{2}q_\mu Q_\nu\big(m^2_{v_\gamma}+m^2_{v_\beta}-m^2_{v_\alpha}\big)\Big)Q\cdot\varepsilon_{\gamma*}\Big]\Big\}\,\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m^2_{v_\alpha}) -\\
&- f_{v_{\beta*}}\Big\{\big(\tilde G^{(1)}_{v_{\beta*}v_{\gamma*}} - \tilde g^{v_\alpha}_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}\big)(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\Big(\frac{p_\mu+Q_\mu}{2}\Big)\Big[-p_\nu + Q_\nu\frac{(p\,Q)}{m^2_{v_\beta}}\Big] +\\
&+ \big(G^{(1)}_{v_{\beta*}v_{\gamma*}} - g^{v_\alpha}_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}\big)\Big(\frac{p_\mu+Q_\mu}{2}\Big)\Big[-\varepsilon_\nu(p,\lambda_{\gamma*}) + Q_\nu\frac{(Q\cdot\varepsilon_{\gamma*})}{m^2_{v_\beta}}\Big] +\\
&+ \big(F^{(1)}_{v_{\beta*}v_{\gamma*}} - f^{v_\alpha}_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}\big)\Big[-p_\nu + Q_\nu\frac{(p\,Q)}{m^2_{v_\beta}}\Big]\varepsilon_\mu(p,\lambda_{\gamma*}) +\\
&+ \big(\tilde F^{(1)}_{v_{\beta*}v_{\gamma*}} - f^{v_\alpha}_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}\big)(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\Big(-g_{\mu\nu} + \frac{Q_\mu Q_\nu}{m^2_{v_\beta}}\Big) +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&+ \frac{1}{2m^2_{v_\beta}}\,m^2_{v_\beta} f^{v_\beta}_{v_{\alpha*}v_{\gamma*}}\,q_\mu\varepsilon_\nu(p,\lambda_{\gamma*}) + \frac{1}{2m^2_{v_\beta}}\big(f^{s_\alpha}_{v_{\beta*}s_{\gamma*}} - f^{v_\alpha}_{v_{\beta*}s_{\gamma*}} -\\
&- \tilde f^{v_\alpha}_{v_{\beta*}s_{\gamma*}}\big)(q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\,q_\mu Q_\nu + \frac{1}{2m^2_{v_\beta}}\,\tilde g^{v_\alpha}_{v_{\beta*}v_{\gamma*}}\Big[m^2_{v_\alpha}p_\mu q_\nu -\\
&- \frac{1}{2}q_\mu Q_\nu\big(m^2_{v_\gamma}+m^2_{v_\alpha}-m^2_{v_\beta}\big)\Big](q\cdot\varepsilon_{\gamma*})\Big\}\,\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m^2_{v_\beta})
\end{aligned} \qquad (6.2)$$

и , очевидно, является локальной функцией.

Сингулярная часть выражается равенством

$$L^{S\,\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*}) = \sum_{k=1}^{7} S^{(k)}_{\mu\nu} \qquad (6.3)$$

и также локальна благодаря тому, что все ее слагаемые пропорциональны специальным комбинациям полюсных членов типа

$$\frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_1^2)}{m_2^2-Q^2} - \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_2^2)}{m_1^2-q^2},$$

которые являются мнимыми частями запаздывающих функций и, следовательно, тоже локальны.

Итак, поставленная задача решена с помощью представления спектральной функции $\sqrt{2\pi}\,L^{\alpha\beta\gamma}_{\mu\nu}(p,q,\varepsilon_{\gamma*})$ в виде равенства (6.I) со слагаемыми (6.2) и (6.3) в правой его части. Это было достигнуто, прежде всего, благодаря специальному выбору системы промежуточных состояний, насыщающих коммутатор в правой части равенства (I.2). Отметим при этом, что основной в рассматриваемом подходе является гипотеза о поведении формфакторов и их полюсов, непосредственно связанная с их аналитическими свойствами. Полученные результаты можно использовать далее для перехода к одновременным коммутаторам с введением алгебры токов.

Литература

1. Bertold Stech. Z - Physik 239, 387 (1970).
2. Д.Г.Факиров. Локальное выражение для спектральной функции $\langle 0|[V_\mu^\alpha(x), V_\nu^\beta(0)]|S_{\gamma\pi}(p)\rangle$, Bulgarian Journal of Physics, January 1974.
3. D.G.Fakirov, N.Marinescu, Z-Physik 247, 421 (1971).
4. Д.Г.Факиров. Об одной возможности построения локальных коммутаторов в алгебре токов, III International Symposium on High Energy Physics and Elementary Particles, Sinaia, Romania, 3-10 Oct. 1973.
5. D.G.Fakirov, A Local Spectral Function of the Matrix Element $\langle 0|[A_\mu^{1+i2}(x), A_\nu^{1-i2}(0)]|\rho^0(p,\lambda)\rangle$; IC/73/163, Trieste, October, 1973.
6. С. Газиорович. Физика элементарных частиц. М., Наука, 1969.
7. Г.Бартон. Дисперсионные методы в теории поля. М., Атомиздат, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 января 1974 года.