СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 7710

Д.Г.Факиров

ОДНОВРЕМЕННЫЙ КОММУТАТОР В МАТРИЧНОМ ЭЛЕМЕНТЕ $<0|[A_{\mu}^{1+i2}(x), A_{\nu}^{1-i2}(0)]|\rho^{\circ}(p,\lambda)>$ И УСЛОВИЯ ЛОКАЛЬНОСТИ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7710

Д.Г.Факиров *

ОДНОВРЕМЕННЫЙ КОММУТАТОР В МАТРИЧНОМ ЭЛЕМЕНТЕ $\langle 0 | [A_{\mu}^{1+i2} (x), A_{\nu}^{1-i2} (0)] | \rho^{\circ}(p,\lambda) \rangle$ И УСЛОВИЯ ЛОКАЛЬНОСТИ

* Постоянный адрес: Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской Академии наук, София.

Факиров Д.Г.

P2 - 7710

Одновременный коммутатор в матричном элементе $\langle 0 | [A_{\mu}^{1+i2}(x), A_{\nu}^{1-i2}(0)] | \rho^{\circ}(p,\lambda) \rangle$ и условия локальности

На основе локального выражения спектральной функции $L_{\mu\nu}(q;p,\lambda)$ для матричного элемента $\langle 0 | [A_{\mu}^{1+i2}(x), A_{\nu}^{1-i2}(0)] | \rho^{\circ}(p,\lambda) \rangle$, найденного в явном виде в работе /1/, сделан переход к одновременному коммутатору $[A_{\mu}^{1+i2}(x), A_{\nu}^{1-i2}(0)]\,\delta(x_0)$, принадлежащему алгебре токов Гелл-Манна /2/. Переход осуществлен путем интегрирования по q°. Рассмотрены все случаи при определенных фиксированных лоренцовских индексах спектральной функции. В результате возникает возможность получения нескольких правил сумм на основе алгебры токов и определенных предложений, касающихся природы операторных градиентных членов /3-5/. Проведено сравнение с результатами, полученными другим путем в работе /6/.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1974

Fakirov D.G.

P2 - 7710

Equal Time Commutator in the Matrix Element $\langle 0 | [A_{\mu}^{1+i2}(x), A_{\nu}^{1-i2}(0)] | \rho^{\circ}(p,\lambda) \rangle$ and Locality

Using the explicit form of the local spectral function $L_{\mu\nu}(q;p,\lambda)$ for the matrix element $\langle 0 | [A_{\mu}^{1+i2}(x), A_{\nu}^{1-i2}(0)] | \rho^{\circ}(p,\lambda) \rangle$ obtained in /1/ we go to equal time commutator $[A_{\mu}^{1+i2}(x), A_{\nu}^{1-i2}(0)]\,\delta(x_0)$ belonging to the Gell-Mann's current algebra /2/ by an integration on q°. All the possibilities of integration for fixed Lorenz indices are considered. As a result a number of sum rules are obtained on the ground of definite suppositions about the nature of the operator gradient terms /3-5/ and current algebra relations. A comparison with some results obtained in the earlier work by Dahmen, Rothe, Schülke /6/ is made.

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

В работе [1] было найдено в явном виде локальное выражение для спектральной функции $L_{\mu\nu}(q;p,\lambda)$, связанной с матричным элементом $\langle 0 | [A_{\mu}^{1+i2}(x), A_{\nu}^{1-i2}(0)] | \rho^{\circ}(p,\lambda) \rangle$ неодновременного коммутатора. Это выражение имеет вид

$$-i\sqrt{2\pi}\, L_{\mu\nu}(q;p,\lambda) = L^{R}_{\mu\nu}(q;p,\lambda) + L^{S}_{\mu\nu}(q;p,\lambda), \qquad /1/$$

где слагаемое

$$
\begin{aligned}
L^{R}_{\mu\nu}(q;p,\lambda) &= \tfrac{1}{2} f_{\pi}(\tilde{F}^{(1)}_{\pi\rho} - \tilde{f}^{(1)}_{\pi\rho})\big[(\varepsilon\cdot q) q_{\mu}(p_{\nu}+q_{\nu})\, \varepsilon(q^{0})\,\delta(q^{2}-m_{\pi}^{2}) - (\varepsilon\cdot Q)(p_{\mu}+ \\
&+Q_{\mu})Q_{\nu}\,\varepsilon(Q^{0})\,\delta(Q^{2}-m_{\pi}^{2})\big] + f_{\pi}(F^{(1)}_{\pi\rho} - f^{(1)}_{\pi\rho})\big[q_{\mu}\varepsilon_{\nu}\,\varepsilon(q^{0})\,\delta(q^{2}-m_{\pi}^{2}) - \varepsilon_{\mu}Q_{\nu}\,\varepsilon(Q^{0})\,\delta(Q^{2}-m_{\pi}^{2})\big] + \\
&+\frac{1}{2m_A^2} f_A (f^{(0)}_{A\rho} - f^{(1)}_{A\rho} - \tilde{f}^{(1)}_{A\rho})\big[(\varepsilon\cdot q) q_{\mu} Q_{\nu}\,\varepsilon(q^{0})\,\delta(q^{2}-m_{A}^{2}) - (\varepsilon\cdot Q) q_{\mu} Q_{\nu}\,\varepsilon(Q^{0})\,\delta(Q^{2}-m_{A}^{2})\big] - \\
&- f_A (F^{(1)}_{A\rho} - f^{(1)}_{A\rho})\Big[\Big(\frac{(p\cdot q)}{m_A^2} q_{\mu} - p_{\mu}\Big)\varepsilon_{\nu}\,\varepsilon(q^{0})\,\delta(q^{2}-m_{A}^{2}) - \varepsilon_{\mu}\Big(\frac{(p\cdot Q)}{m_A^2} Q_{\nu} - p_{\nu}\Big)\varepsilon(Q^{0})\,\delta(Q^{2}-m_{A}^{2})\Big] + \\
&+\tfrac{1}{2} f_A (\tilde{G}^{(1)}_{A\rho} - \tilde{g}^{(1)}_{A\rho})\Big[(\varepsilon\cdot q)\Big(\frac{(p\cdot q)}{m_A^2} q_{\mu} - p_{\mu}\Big)(p_{\nu}+q_{\nu})\,\varepsilon(q^{0})\,\delta(q^{2}-m_{A}^{2}) - \\
&\qquad - (\varepsilon\cdot Q)(p_{\mu}+Q_{\mu})\Big(\frac{(p\cdot Q)}{m_A^2} Q_{\nu} - p_{\nu}\Big)\varepsilon(Q^{0})\,\delta(Q^{2}-m_{A}^{2})\Big] + \\
&+ f_A (\tilde{F}^{(1)}_{A\rho} - \tilde{f}^{(1)}_{A\rho})\Big[(\varepsilon\cdot q)\Big(\frac{q_{\mu}q_{\nu}}{m_A^2} - g_{\mu\nu}\Big)\varepsilon(q^{0})\,\delta(q^{2}-m_{A}^{2}) - \\
&\qquad - (\varepsilon\cdot Q)\Big(\frac{Q_{\mu}Q_{\nu}}{m_A^2} - g_{\mu\nu}\Big)\varepsilon(Q^{0})\,\delta(q^{2}-m_{A}^{2})\Big] - \\
&- \tfrac{1}{2} f_A (G^{(1)}_{A\rho} - g^{(1)}_{A\rho})\Big[\Big(\frac{(\varepsilon\cdot q)}{m_A^2} q_{\mu} - \varepsilon_{\mu}\Big)(p_{\nu}+q_{\nu})\,\varepsilon(q^{0})\,\delta(q^{2}-m_{A}^{2}) - \\
&\qquad - (p_{\mu}+Q_{\mu})\Big(\frac{(\varepsilon Q)}{m_A^2} Q_{\nu} - \varepsilon_{\nu}\Big)\varepsilon(Q^{0})\,\delta(Q^{2}-m_{A}^{2})\Big] + \\
&+ \frac{1}{4m_A^2} f_A \tilde{g}^{(1)}_{A\rho}\big[(\varepsilon\cdot q) q_{\mu}\big((2m_A^2 - m_{\rho}^2)p_{\nu} + m_{\rho}^2 q_{\nu}\big)\varepsilon(q^{0})\,\delta(q^{2}-m_{A}^{2}) - \\
&\qquad - (\varepsilon\cdot Q)\big((2m_A^2 - m_{\rho}^2)p_{\mu} + m_{\rho}^2 Q_{\mu}\big)Q_{\nu}\,\varepsilon(Q^{0})\,\delta(q^{2}-m_{A}^{2})\big] - \\
&- \tfrac{1}{2} f_A f^{(1)}_{A\rho}\big[q_{\mu}\varepsilon_{\nu}\,\varepsilon(q^{0})\,\delta(q^{2}-m_{A}^{2}) - \varepsilon_{\mu}Q_{\nu}\,\varepsilon(Q^{0})\,\delta(Q^{2}-m_{A}^{2})\big] \qquad /2/
\end{aligned}
$$

пропорционально регулярной части спектральной функции $L^{R}_{\mu\nu}(q;p,\lambda)$, а слагаемое

$$L^{S}_{\mu\nu}(q;p,\lambda) =$$

$$= f_{\pi} f^{(0)}_{\pi\rho} q_{\mu} Q_{\nu} \left[\frac{\varepsilon(q^{0})\delta(q^{2}-m_{\pi}^{2})}{m_{\pi}^{2}-Q^{2}} - \frac{\varepsilon(Q^{0})\delta(Q^{2}-m_{\pi}^{2})}{m_{\pi}^{2}-q^{2}} \right] -$$

$$- f_{\pi}\left[m_A^2 \tilde{f}^{(1)}_{\pi\rho}(\varepsilon.q) q_{\mu}\left(\frac{m_A^2+m_\rho^2-m_\pi^2}{2m_A^2} Q_{\nu} - p_{\nu}\right) - f^{(1)}_{\pi\rho} q_{\mu}\left(m_A^2\varepsilon_{\nu} + (\varepsilon.Q)Q_{\nu}\right)\right]\left[\frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_\pi^2)}{m_A^2-Q^2} - \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_A^2)}{m_\pi^2-q^2}\right] +$$

$$+ f_{\pi}\left[m_A^2 \tilde{f}^{(1)}_{\pi\rho}(\varepsilon.Q) Q_{\nu}\left(\frac{m_A^2+m_\rho^2-m_\pi^2}{2m_A^2} q_{\mu} - p_{\mu}\right) - f^{(1)}_{\pi\rho} Q_{\nu}\left(m_A^2\varepsilon_{\mu} + (\varepsilon.q)q_{\mu}\right)\right]\left[\frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_\pi^2)}{m_A^2-q^2} - \frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_A^2)}{m_\pi^2-Q^2}\right] +$$

$$+ f_A\left[f^{(1)}_{A\rho}\left(m_A^2\varepsilon_{\mu} + (\varepsilon.Q)q_{\mu}\right)\left(\frac{m_\rho^2}{2m_A^2} Q_{\nu} - p_{\nu}\right) - f^{(1)}_{A\rho}\left(\frac{m_\rho^2}{2m_A^2} q_{\mu} - p_{\mu}\right)\left(m_A^2\varepsilon_{\nu} + (\varepsilon.q)Q_{\nu}\right) +\right.$$

$$+ \tilde{f}^{(1)}_{A\rho}(\varepsilon.q)\left(q_{\mu}q_{\nu} + Q_{\mu}Q_{\nu} - m_A^2 g_{\mu\nu} + \frac{2m_A^2-m_\rho^2}{2m_A^2} q_{\mu}Q_{\nu}\right) + m_A^2 \tilde{g}^{(1)}_{A\rho}(\varepsilon.Q)\left(\frac{m_\rho^2}{2m_A^2} q_{\mu} -\right.$$

$$\left.\left. - p_{\mu}\right)\left(\frac{m_\rho^2}{2m_A^2} Q_{\nu} - p_{\nu}\right)\right]\left[\frac{\varepsilon(q^0)\delta(q^2-m_A^2)}{m_A^2-Q^2} - \frac{\varepsilon(Q^0)\delta(Q^2-m_A^2)}{m_A^2-q^2}\right] \qquad /3/$$

пропорционально ее сингулярной части. Поскольку $L_{\mu\nu}(q;p,\lambda)$ определяется формулой

$$L_{\mu\nu}(q;p,\lambda) = \int d^4x\, e^{i(q_0x_0-\vec{q}\vec{x})} \langle 0|[A^{1+i2}_{\mu}(x), A^{1-i2}_{\nu}(0)]|\rho^{0}(p,\lambda)\rangle , \qquad /4/$$

то легко обнаружить, что переход к одновременному коммутатору $[A^{1+i2}_{\mu}(x), A^{1-i2}_{\nu}(0)]\delta(x_0)$ в подынтегральной функции правой части /4/ осуществляется путем интегрирования по q^{0}. Таким образом, мы можем записать

$$- i\sqrt{2\pi}\int L_{\mu\nu}(q;p,\lambda)\,dq^{0} =$$

$$= - i(2\pi)^{3/2}\int d^3x\, e^{-i\vec{q}\vec{x}} \langle 0|[A^{1+i2}_{\mu}(x), A^{1-i2}_{\nu}(0)]_{x_0=0}|\rho^{0}(p,\lambda)\rangle \qquad /5/$$

или

$$- i(2\pi)^{3/2}\int d^3x\, e^{-i\vec{q}\vec{x}} \langle 0|[A^{1+i2}_{\mu}(x), A^{1-i2}_{\nu}(0)]_{x_0=0}|\rho^{0}(p,\lambda)\rangle =$$

$$= \int\left(L^{R}_{\mu\nu}(q;p,\lambda) + L^{S}_{\mu\nu}(q;p,\lambda)\right)dq^{0}, \qquad /6/$$

где принято во внимание равенство /1/.

Возникший таким образом одновременный коммутатор $[A^{1+i2}_{\mu}(x), A^{1-i2}_{\nu}(0)]_{x_0=0}$ в равенствах /5/ и /6/ уже принадлежит алгебре токов Гелл-Манна[2] и может быть вычислен по следующим формулам /см., например,[7-9]/:

$$[A^{a}_{0}(x), A^{b}_{\mu}(y)]_{x_0=y_0} = i f_{abc} V^{c}_{\mu}(x)\,\delta(\vec{x}-\vec{y}) \qquad /7/$$

$$(\mu = 0,1,2,3;\ a,b,c = 1,2,\ldots,8)$$

$$[A^{a}_{r}(x), A^{b}_{s}(y)]_{x_0=y_0} = -i\,\delta(\vec{x}-\vec{y})\left[\varepsilon_{rst}\left(d_{abc}A^{c}_{t}(x) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \sqrt{\tfrac{2}{3}}\,\delta_{ab}A^{0}_{t}(x)\right)\right] - i g_{rs} f_{abc} V^{c}_{0}(x)\,\delta(\vec{x}-\vec{y}) \qquad /8/$$

/r, s, t = 1, 2, 3 ; a , b, c = 0, 1, 2, ... 8 ; f_{0ab} = 0 и $d_{0ab} = \sqrt{\tfrac{2}{3}}\,\delta_{ab}$ для всех a, b; g_{rs} – соответствующие компоненты метрического тензора, здесь равные – 1/.

Можно показать, что для рассматриваемого случая равенства /7/ и /8/ имеют вид

$$[A^{1+i2}_{0}(x), A^{1-i2}_{\mu}(y)]_{x_0=y_0} = i V^{3}_{\mu}(x)\,\delta(\vec{x}-\vec{y}) \qquad /9/$$

$$[A^{1+i2}_{r}(x), A^{1-i2}_{s}(y)]_{x_0=y_0} = -2i\,\varepsilon_{rst}\,\frac{A^{8}_{t}(x) + \sqrt{2}\,A^{0}_{t}(x)}{\sqrt{3}}\,\delta(\vec{x}-\vec{y}) -$$

$$- 2i g_{rs} V^{3}_{0}(x)\,\delta(\vec{x}-\vec{y}) . \qquad /10/$$

Здесь отметим, что первый член в правой части /10/, содержащий аксиальные плотности токов $A^{8}_{t}(x)$ и $A^{0}_{t}(x)$, не будет давать вклада в матричный элемент $\langle 0|[A^{1+i2}_{r}(x), A^{1-i2}_{s}(0)]|\rho^{0}(p,\lambda)\rangle$, так как $|\rho^{0}(p,\lambda)\rangle$ описывает состояние векторной частицы, а упомянутый матричный элемент должен быть лоренцовской величиной, а не "псевдовеличиной"; в данном случае это компонента 4-вектора, а не аксиального вектора. Принимая во внимание, что по определению /см., напр.,[10-12]/ :

$$<0|V_{\mu}^{3}(0)|\rho^{0}(p,\lambda)> = \frac{\varepsilon_{\mu}(p,\lambda)}{(2\pi)^{3/2}} f_{\rho} ,$$

вместо равенства /6/ можем написать

$$\int \left(L^{R}_{0\mu}(q;p,\lambda) + L^{S}_{0\mu}(q;p,\lambda) \right) dq^{0} = \varepsilon_{\mu}(p,\lambda) f_{\rho} \qquad /11/$$

$$\int \left(L^{R}_{rs}(q;p,\lambda) + L^{S}_{rs}(q;p,\lambda) \right) dq^{0} = \varepsilon_{0}(p,\lambda) f_{\rho} . \qquad /12/$$

Именно эти два равенства являются в дальнейшем рассмотрении представителями алгебры токов в нашем подходе, характеризуемом локальными выражениями для регулярной $L^{R}_{\mu\nu}(q;p,\lambda)$ и сингулярной $L^{S}_{\mu\nu}(q;p,\lambda)$ частей спектральной функции $L_{\mu\nu}(q;p,\lambda)$, которые задаются равенствами /2/ и /3/.

Найдем прежде всего явный вид левой части равенства /11/ при $\mu = 0$. Проведя интегрирование регулярной части спектральной функции, получаем

$$\int L^{R}_{00}(q;p,\lambda)dq^{0} = \Big[\tfrac{1}{2}(2m_{\pi}^{2} - m_{\rho}^{2})(\tilde{F}^{(1)}_{\pi\rho} - \tilde{f}^{(1)}_{\pi\rho}) f_{\pi} + 2(F^{(1)}_{\pi\rho} - f^{(1)}_{\pi\rho}) f_{\pi} - \frac{1}{2m_{A}^{2}}(2m_{A}^{2} -$$

$$- m_{\rho}^{2})(f^{(0)}_{A\rho} - f^{(1)}_{A\rho} - \tilde{f}^{(1)}_{A\rho}) f_{A} - \frac{1}{2m_{A}^{2}} m_{\rho}^{2}(G^{(1)}_{A\rho} - g^{(1)}_{A\rho}) + \tfrac{1}{2} m_{\rho}^{2} g^{(1)}_{A\rho} f_{A} - f^{(1)}_{A\rho} f_{A}\Big]\varepsilon_{0} +$$

$$+ \Big[\tfrac{1}{4} m_{\rho}^{2} \tilde{g}^{(1)}_{A\rho} + (\tilde{F}^{(1)}_{A\rho} - \tilde{f}^{(1)}_{A\rho}) - (F^{(1)}_{A\rho} - f^{(1)}_{A\rho}) - (f^{(0)}_{A\rho} - f^{(1)}_{A\rho} - \tilde{f}^{(1)}_{A\rho})\Big] \frac{f_{A}}{m_{A}^{2}} \vec{p}^{\,2} \varepsilon_{0} +$$

$$+ \Big\{\Big[(f^{(0)}_{A\rho} - f^{(1)}_{A\rho} - \tilde{f}^{(1)}_{A\rho}) - 2(\tilde{F}^{(1)}_{A\rho} - \tilde{f}^{(1)}_{A\rho}) + (G^{(1)}_{A\rho} - g^{(1)}_{A\rho}) - \tfrac{1}{2} m_{\rho}^{2} \tilde{g}^{(1)}_{A\rho}\Big] \frac{f_{A}}{m_{A}^{2}} -$$

$$- 2(\tilde{F}^{(1)}_{\pi\rho} - \tilde{f}^{(1)}_{\pi\rho}) f_{\pi}\Big\}(\vec{p}\cdot\vec{q})\varepsilon_{0} + \Big\{\tfrac{1}{2}(m_{\rho}^{2} - m_{A}^{2})\vec{p}^{\,2} - \tfrac{1}{2} m_{\rho}^{2}[\vec{q}^{\,2} - (\vec{p}\cdot\vec{q})] +$$

$$+ \frac{1}{m_{A}^{2}}(\vec{p}\cdot\vec{q})[\vec{p}^{\,2} - (\vec{p}\cdot\vec{q})]\Big\}(\tilde{G}^{(1)}_{A\rho} - \tilde{g}^{(1)}_{A\rho})\varepsilon_{0} +$$

$$+ \frac{1}{4m_{A}^{2}}(2m_{A}^{2} + m_{\rho}^{2})\tilde{g}^{(1)}_{A\rho} f_{A} (\vec{\varepsilon}\cdot\vec{q}) p_{0} . \qquad /13/$$

При интегрировании сингулярной части можем воспользоваться равенством

$$\int q_{0}^{n}\left[\frac{\varepsilon(q^{0})\delta(q^{2} - m_{1}^{2})}{m_{2}^{2} - Q^{2}} - \frac{\varepsilon(Q^{0})\delta(Q^{2} - m_{2}^{2})}{m_{1}^{2} - q^{2}}\right]dq^{0} = \begin{cases} 0, & n = 0,1,2 \\ -1, & n = 3 \end{cases} \qquad /14/$$

где $Q = p - q$. Отметим, что в данном случае имеются только члены, для которых $0 \leq n \leq 3$. В результате получаем

$$\int L^{S}_{00}(q;p,\lambda)\,dq^{0} =$$

$$= \Big\{\Big[2 f^{(1)}_{\pi\rho} - (m_{A}^{2} + m_{\rho}^{2} - m_{\pi}^{2})\tilde{f}^{(1)}_{\pi\rho}\Big] f_{\pi} + \Big[(2m_{A}^{2} - m_{\rho}^{2})\tilde{f}^{(1)}_{A\rho} -$$

$$- m_{\rho}^{2} f^{(1)}_{A\rho} - \left(\frac{m_{\rho}}{2}\right)^{2} \tilde{g}^{(1)}_{A\rho}\Big] \frac{f_{A}}{m_{A}^{2}}\Big\}\varepsilon_{0} \qquad /15/$$

Поскольку в правой части /11/ при $\mu = 0$ нет членов, пропорциональных p_{0}, а таких членов нет и в правой части /15/, то из /13/ сразу можно сделать вывод о том, что

$$\tilde{g}^{(1)}_{A\rho} = 0. \qquad /16/$$

При выполнении этого условия градиентный член из правой части /13/, пропорциональный $(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{q})$, исчезает автоматически. С другой стороны, это находится в полном соответствии и с предположением об отсутствии операторных градиентных членов в правых частях коммутационных соотношений, задаваемых алгеброй токов.

Аналогично вычисляем интегралы левых частей остальных соотношений, следующих из /11/ и /12/:

$$\int L_{0r}(q;p,\lambda)\,dq^{0} = f_{\rho}\,\varepsilon_{r} ;$$

$$\int L_{r0}(q;p,\lambda)\,dq^{0} = f_{\rho}\,\varepsilon_{r} ;$$

$$\int L_{rs}(q;p,\lambda)\,dq^{0} = 0 .$$

Таким образом получаем выражения, содержащие градиентные члены, но вместе с тем и слагаемые, которые не содержат производных по пространственным координатам /имеется в виду x -пространство/. Последние условия следуют из алгебры токов, и в нашем случае они имеют вид

$$\frac{1}{2}(2m_\pi^2-m_\rho^2)f_\pi(\tilde F^{(1)}_{\pi\rho}-\tilde f^{(1)}_{\pi\rho})+2f_\pi(F^{(1)}_{\pi\rho}-f^{(1)}_{\pi\rho})+\frac{1}{2m_A^2}m_\rho^2 f_A(G^{(1)}_{A\rho}-g^{(1)}_{A\rho})-$$

$$-\frac{1}{2m_A^2}(2m_A^2+m_\rho^2)f_A(f^{(0)}_{A\rho}-f^{(1)}_{A\rho}-\tilde f^{(1)}_{A\rho})-\frac{1}{m_A^2}(m_A^2+m_\rho^2)f_A f^{(1)}_{A\rho}+f_\pi f^{(0)}_{\pi\rho}+2f_\pi f^{(1)}_{\pi\rho}-$$

$$-(m_A^2+m_\rho^2-m_\pi^2)f_\pi\tilde f^{(1)}_{\pi\rho}-\frac{1}{2m_A^2}(2m_A^2+m_\rho^2)f_A\tilde f^{(1)}_{A\rho}=f_\rho\ ; \qquad /17/$$

$$f_\pi(F^{(1)}_{\pi\rho}-f^{(1)}_{\pi\rho})+\frac{1}{2}f_A(G^{(1)}_{A\rho}-g^{(1)}_{A\rho}-f^{(1)}_{A\rho})=f_\rho\ . \qquad /18/$$

Все градиентные члены полагаем равными нулю. Это приводит, в частности, независимо от /16/ , к равенству

$$\tilde G^{(1)}_{A\rho}-\tilde g^{(1)}_{A\rho}=0, \qquad /19/$$

откуда следует, что и

$$F^{(0)}_{A\rho}-f^{(0)}_{A\rho}=0\ . \qquad /20/$$

Последнее условие совпадает с условием, получаемым из равенства /23/ работы[6].

Далее, учитывая кинематические условия и условия локальности, полученные в работе[1], можно показать, что /17/ и /18/ сводятся к равенствам

$$\left(\frac{2m_\pi^2-m_\rho^2}{m_\rho^2}\right)\frac{f_\pi F^{(0)}_{\pi\rho}}{m_\rho^2-m_\pi^2}+f_\pi f^{(0)}_{\pi\rho}+\frac{f_\pi F^{(1)}_{\pi\rho}}{m_\rho^2-m_\pi^2}+$$

$$+\left(\frac{f_A}{m_A^2}\right)\frac{\tilde F^{(0)}_{A\rho}}{m_\rho^2-m_A^2}=\frac{f_\rho}{m_\rho^2} \qquad /21/$$

$$f_\pi F^{(1)}_{\pi\rho}+\frac{f_A}{m_A^2}\tilde f^{(0)}_{A\rho}-\frac{f_A}{m_A^2-m_\rho^2}\tilde F^{(0)}_{A\rho}=f_\rho\ , \qquad /22/$$

которые совпадают соответственно с условиями /24/ и /29 / работы[6]. В этом легко убедиться, если сделать подходящие переопределения коэффициентов в формфакторах.

Таким же способом для данного случая получаем еще два правила сумм:

$$F^{(1)}_{A\rho}-f^{(1)}_{A\rho}=0 \qquad /23/$$

и

$$f_\pi\tilde F^{(1)}_{\pi\rho}-\frac{f_A}{m_A^2}\tilde f^{(1)}_{A\rho}+2\frac{f_A}{m_A^2}\tilde F^{(1)}_{A\rho}-\frac{f_A}{m_A^2}G^{(1)}_{A\rho}+$$

$$+\frac{m_\rho^2}{2m_A^2}f_A\tilde G^{(1)}_{A\rho}=0\ . \qquad /24/$$

В заключение отметим, что из полученных результатов можно сделать следующие основные выводы:

1. Формфакторы $F^{(0)}_{A\rho}(Q^2)$, $F^{(1)}_{A\rho}(Q^2)$ и $\tilde G^{(1)}_{A\rho}(Q^2)$ удовлетворяют обычному дисперсионному соотношению без вычитания, что видно из /20/, /23/ и /19/. При этом, если принять во внимание /16/ и /19/, можно заключить, что формфактор $\tilde G^{(1)}_{A\rho}(Q^2)$ тождественно равен нулю.

2. Равенства /20/, /21/ и /22/, полученные в рассматриваемом подходе, в котором удовлетворяются условия локальности, совпадают с результатами работы[6], полученными другим путем из алгебры зарядов.

3. Рассматриваемый подход дает возможность получить новые правила сумм. Примерами таких правил в данном случае являются равенства /23/ и /24/.

Тот факт, что в нашем подходе возникают результаты, уже полученные другим путем, а также получаются новые правила сумм, характерные для данной схемы, можно рассматривать не только как аргументы в пользу самой схемы, но и как основу для дальнейших поисков связей теории с экспериментом.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.G. Fakirov, A Local Spectral Function of the Matrix Element $\langle 0 | [A_\mu^{1+i2}(x), A_\nu^{1-i2}(0)] | \rho^c(p,\lambda) \rangle$, IC/73/163.
2. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1067 (1962).
3. T. Gôto, T. Imamura, Progr. Theoret. Phys. 14, 396 (1955).
4. Y. Schwinger, Phys. Rev. Lett. 3, 296 (1959).
5. G. Källen, Gradient Terms in Commutators of Currents and Fields, Acta Physica Austriaca, Supplementum V.
6. H. Dahmen, K. Rothe, L. Schülke, Nuclear Physics B7, 428 (1968).
7. J.J. Sacurai, Currents and Mesons, The University of Chicago Press, 1969.
8. S. Adler, R. Dashen, Current Algebras and Applications to Particle Physics, W.A. Benjamin, Inc., 1968.
9. R. Marshak, Riazuddin, C. Ryan, Theory of Weak Interactions in Particle Physics, Wiley-Interscience, 1969.
10. D.G. Fakirov and N. Marinescu, Z. Physik 247, 421 (1971).
11. D.G. Fakirov, Bulgarian Journal of Physics 1, Nr. 1 (1974).
12. D.G. Fakirov, On a possibility of constructing local commutators in current algebra, III Intern. Symposium on High-Energy Physics and Elementary Particles, Sinaia, Romania, 3-10 Oct. 1973 (Dubna publication).

Рукопись поступила в издательский отдел
1 февраля 1974 года.