ЯФ, 1968, т. 8, в. 3, с. 535-536

Н-379

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р2 - 3647

Нгуен Тхи Хонг

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РАВЕНСТВО СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО И АНТИНЕЙТРИНО С НУКЛОНОМ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1967.

P2 - 3647

Нгуен Тхи Хонг

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РАВЕНСТВО СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО И АНТИНЕЙТРИНО С НУКЛОНОМ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

При помощи дисперсионных соотношений Померанчук [1] впервые получил асимптотическое равенство полных сечений взаимодействия частицы и античастицы. Различные обобщения теоремы Померанчука были даны в ряде работ [2-4]. В частности, Сугавара и Каназава [3] вновь открыли и доказали теорему Фрагмена-Линделефа [5,6], из которой вытекает теорема Померанчука. Строгая формулировка теоремы Померанчука была дана и изящно доказана Мейманом.

В работах Ван-Хова [7] и Логунова, Нгуен Ван Хьеу, Тодорова и др. [8] были получены асимптотические соотношения между амплитудами перекрестных процессов. Отсюда вытекают соотношения между дифференциальными сечениями, полными сечениями, а также между поляризационными эффектами.

Такие соотношения — необходимые и достаточные для того, чтобы можно было осуществить релятивистские разложения амплитуд рассеяния по полным системам функций, реализующих унитарные представления однородной группы Лоренца, как это было показано Кузнецовым и Смородинским [9]. В работе Нгуен Ван Хьеу и Фам Куи Ты [10] было получено асимптотическое равенство дифференциальных сечений рождения π^+ - мезонов при столкновении нейтрино и антинейтрино с нуклоном.

В настоящей работе мы изучим процессы множественного рождения адронов при столкновении нейтрино и антинейтрино с нуклоном (см. рис. 1).

$$\nu + p \to \ell^- + A_1 \qquad \text{(I)}$$

$$\bar{\nu} + p \to \ell^+ + A_2 \qquad \text{(II)}$$

$$\nu + n \to \ell^- + A_3 \qquad \text{(III)}$$

$$\overset{\sim}{\nu} + n \to \overset{\pm}{l} + A_4 \tag{IV}$$

Здесь A_i обозначают некоторые системы адронов. Из правил отбора и законов сохранения слабых взаимодействий следует, что возможны два случая. 1) Все системы $A_1 - A_4$ имеют странность, равную нулю; 2) системы A_1 и A_3 имеют странность +1, а A_2 и A_4 – странность −1.

Обозначим через k_1 и k_2 импульсы нейтрино или антинейтрино и заряженного лептона, соответственно, $k = k_1 - k_2$, через ω_1, ω_2 и ω - временные компоненты k_1 k_2 и k в лабораторной системе, и положим $\omega_2 = a\omega_1$, $\kappa = k^2$. В дальнейшем будем рассматривать процессы (I) – (IV) при фиксированных значениях отношения $a = \frac{\omega_2}{\omega_1}$ и передачи импульса лептонов κ и при больших ω_1.

Соответствующие сечения, проинтегрированные по всем возможным импульсам адронов, обозначим через

$$\frac{\partial \sigma_{A_j}}{\partial a\, \partial \kappa}, \quad j = 1, 2, 3, 4,$$

а суммы соответствующих сечений по всем возможным состояниям A_j (с заданными квантовыми числами)

$$\frac{\partial^2 \sigma_j}{\partial a\, \partial \kappa} = \sum_{A_j} \frac{\partial \sigma_{A_j}}{\partial a\, \partial \kappa} \tag{1}$$

будем называть полными (относительно адронов) сечениями множественного рождения адронов от нейтрино или антинейтрино на нуклоне при фиксированных значениях $a < 1$ и $\kappa > 0$. Эти полные сечения выражаются через антиэрмитовы части некоторых амплитуд типа амплитуды виртуального комптон-эффекта. При весьма правдоподобных предположениях относительно поведения последних амплитуд и на основе их аналитичности мы покажем, что имеют место асимптотические равенства

$$\frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial a\, \partial \kappa} \approx \frac{\partial^2 \sigma_2}{\partial a\, \partial \kappa}, \quad \frac{\partial^2 \sigma_3}{\partial a\, \partial \kappa} \approx \frac{\partial^2 \sigma_4}{\partial a\, \partial \kappa} \tag{2}$$

при $\omega_1 \to \infty$ в обоих случаях 1) и 2). Кроме того, в случае 1) из свойства симметрии слабых взаимодействий следует, что

$$\frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial a \partial \kappa} = \frac{\partial^2 \sigma_{\bar{1}}}{\partial a \partial \kappa}, \quad \frac{\partial^2 \sigma_2}{\partial a \partial \kappa} = \frac{\partial^2 \sigma_{\bar{2}}}{\partial a \partial \kappa}. \tag{3}$$

Мы покажем также, что предположение поведения амплитуд действительно имеет место в реждистике.

2. Полные сечения множественного рождения адронов от нейтрино и антинейтрино

Рассмотрим сначала процессы (I) и (II). Импульс и проекцию спина начального протона обозначим через q и s, а импульсы и проекции спинов частиц в системах A_1 и A_2 – через q_j и s_j и положим $q' = \sum\limits_{j \in A_{1,2}} q_j$. Матричные элементы процессов (I) и (II) имеют вид

$$M_{A_1} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{U}(k_2) \gamma_\mu (1+\gamma_5) U(k_1) < A_1(q_j, s_j) / J_\mu(0) / p(q, s) >, \tag{4}$$

$$M_{A_2} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{V}(-k_1) \gamma_\mu (1+\gamma_5) V(k_2) < A_2(q_j, s_j) / \bar{J}_\mu(0) / p(q, s) >, \tag{5}$$

где $\bar{J}_\mu = \eta_\mu J^{+}_\mu$, $\eta_\mu = \begin{cases} -1, & \mu = 4 \\ +1, & \mu = 1,2,3 \end{cases}$,

а J^{+}_μ обозначает величину, эрмитово сопряженную с J_μ. Полные сечения процессов (I) и (II) равны

$$\sigma_{A_1} = \left(\frac{G}{\sqrt{2}}\right)^2 \frac{2}{\omega_1} \int \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3 \omega_2} \, S^{\nu}_{\mu\mu'} \int \prod_{j \in A_1} \frac{d^3 q_j}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(k + q - \sum_j q_j) \tag{6}$$

$$\sum_{s_j} < p(q, s) / \bar{J}_{\mu'}(0) / A_1(q_j, s_j) > < A_1(q_j, s_j) / J_\mu(0) / p(q, s) >,$$

$$\sigma_{A_2} = \left(\frac{G}{\sqrt{2}}\right)^2 \frac{2}{\omega_1} \int \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3 \omega_2} S^{\tilde{\nu}}_{\mu\mu'} \int \prod_{j\in A_2} \frac{d^3 q_j}{(2\pi)^3}$$

$$(2\pi)^4 \delta^4 (k + q - \sum_j q_j) \sum_{s_j} < p(q,s) / J_{\mu'}(0) / A_2(q_j, s_j) >< A_2(q_j, s_j) / \bar{J}_{\mu}(0) / p(q) > . \quad (\text{"})$$

В этих формулах

$$S^{\nu,\tilde{\nu}}_{\mu\mu'} = \{ k_{1\mu} k_{2\mu'} + k_{1\mu'} k_{2\mu} - {}_{\mu\mu'}(k_1 k_2) + \epsilon_{\mu\mu'\alpha\beta} k_{1\alpha} k_{2\beta} \} , \quad (8)$$

причём знак (+) относится к $S^{\nu}_{\mu\mu'}$, а знак (–) – к $S^{\tilde{\nu}}_{\mu\mu'}$. Ради удобства с экспериментальной точки зрения мы пользуемся лабораторной системой и поэтому поток нейтрино и антинейтрино равен единице. При фиксированном $a < 1$ и $\omega_1 \to \infty$ полная энергия систем адронов $E = \omega + M$, где M – масса нуклона также стремится к бесконечности. В этом случае можно пренебречь массой заряженного лептона, и мы имеем

$$\frac{d^3 k_2}{\omega_2} = \pi \, d a \, d\kappa \quad , \quad \kappa = k^2 \quad .$$

Из этого выражения, определения (1) и соотношений (6) и (7) получаем следующие формулы

$$\frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial a \partial \kappa} = \left(\frac{G}{\sqrt{2}}\right)^2 \frac{1-a}{(2\pi)^2} \frac{1}{\omega} S^{\nu}_{\mu\mu'} \sum_{A} \int \prod_{j\in A_1} \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4 (q + k - \sum_j q_j)$$

$$\sum_{s_j} < p(q,s) / \bar{J}_{\mu'}(0) / A_1(q_j, s_j) > < A_1(q_j, s_j) / J_{\mu}(0) / p(q,s) > \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 \sigma_2}{\partial a \partial \kappa} = \left(\frac{G}{\sqrt{2}}\right)^2 \frac{1-a}{(2\pi)^2} \frac{1}{\omega} S^{\tilde{\nu}}_{\mu\mu'} \sum_{A_2} \int \prod_{j\in A_2} \frac{d^3 q_j}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4 (q + k - \sum_j q_j)$$

$$\sum_{s_j} < p(q,s) | J_{\mu'}(0) A_2(q_j, s_j) > < A_2(q_j, s_j) | \overline{J_{\mu}}(0) | p(q,s) > , \quad (10)$$

где $\sum\limits_{A_{1,2}}$ обозначает суммирование по всем возможным системам адронов, допустимым законами сохранения. Мы покажем, что суммы в правых частях соотношений (9) и (10) являются антиэрмитовыми частями некоторых матричных элементов типа матричного элемента виртуального комптон-эффекта.

Действительно, рассмотрим матричные элементы

$$(2\pi)^4 \delta^4(q+k-q'-k') R^1_{\mu'\mu}(k',q';k,q) = i \int d^4x\, d^4y\, e^{i(kx-k'y)} < \tag{11}$$

$$< p(q',s') | R(\overline{J_{\mu'}(y)} J_\mu(x) | p(q,s) >$$

$$(2\pi)^4 \delta^4(q+k-q'-k') R^2_{\mu'\mu}(k',q';k,q) = i \int d^4x\, d^4y\, e^{i(kx-k'y)} < \tag{12}$$

$$< p(q',s') | R(J_{\mu'}(y) \overline{J}_\mu(x)) | p(q,s)>,$$

где $R(\phi_1(y)\phi_2(x))$ – запаздывающее произведение операторов $\phi_1(y)$ и $\phi_2(x)$

$$R(\phi_1(y)\,\phi_2(x)) = \theta(y^0-x^0)[\phi_1(y), \phi_2(x)]. \tag{13}$$

Они имеют такую же структуру, что и матричный элемент виртуального комптон-эффекта. Антиэрмитовы части матричных элементов $R^i_{\mu'\mu}$ обозначим через $A^i_{\mu'\mu}$:

$$A^i_{\mu'\mu}(k',q';k,q) = \frac{R^i_{\mu'\mu}(k',q';k,q) - \overline{R^i_{\mu\mu'}(k,q;k',q')}}{2i}, \tag{14}$$

где

$$\overline{R^i_{\mu\mu'}(k,q;k',q')} = R^{i*}_{\mu\mu'}(k,q;k',q')\,\eta_\mu\eta_{\mu'},$$

Они определяются следующими соотношениями

$$(2\pi)^4 \delta^4 (k+q-k'-q')\, A^{1}_{\mu'\mu}(k',q';k,q) = i \int d^4x\, d^4y\, e^{i(kx-k'y)} < \tag{15}$$

$$< p(q',s') \mid [\, \overline{J_{\mu'}}(y),\, J_{\mu}(x)] \mid p(q,s) >$$

$$(2\pi)^4 \delta^4 (k+q-k'-q')\, A^{2}_{\mu'\mu}(k',q';k,q) = i \int d^4x\, d^4y\, e^{i(kx-k'y)} <$$

$$< p(q',s') \mid [\, J_{\mu'}(y),\, \overline{J_{\mu}}(x)] \mid p(q,s) > . \tag{16}$$

Разлагая по полным системам промежуточных состояний и затем полагая

$$q = q', \quad k = k', \quad s = s',$$

мы получим

$$A^{1}_{\mu'\mu}(k',q';k,q) = \sum_{A_1} \int \prod_{j\in A_1} \frac{d^3 q_j}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4 (k+q-\sum q_j)$$

$$\sum_{s_j} < p(q,s) \mid \overline{J_{\mu'}}(0) \mid A_1(q_j,s_j) > < A_1(q_j,s_j) \mid J_{\mu}(0) \mid p(q,s) > - \tag{17}$$

$$\sum_{A_2} \int \prod_{j\in A_2} \frac{d^3 q_j}{(2\pi)^3} (2\pi)^4\, \delta^4 (q-k-\sum q_j) \sum_{s_j} < p(q,s) \mid J_{\mu}(0) \mid A_2(q_j,s_j) >$$

$$< A_2(q_j,s_j) \mid \overline{J_{\mu'}}(0) \mid p(q,s) > .$$

Выражение для $A^{2}_{\mu'\mu}$ получается из $A^{1}_{\mu'\mu}$ заменой $J_\mu \to \overline{J}_\mu$, $\overline{J}_{\mu'} \to J_{\mu'}$, $A_1 \to A_2$, $A_2 \to A_1$.

Мы будем рассматривать эти выражения в системе покоя протона, и отождествим k с разностью импульсов лептонов $k = k_1 - k_2$. Очевидно, что аргумент $q - k - \Sigma q_i$ δ - функции во втором члене правой части соотношения (17) никогда не обращается в нуль. Поэтому в физической области рассматриваемых процессов этот член не дает вклада. Для $A^{2}_{\mu'\mu}$ также имеет место аналогичная ситуация. Что касается первых членов, то они в точности совпадают с суммами в первых частях выражений (9) и (10). Итак, мы имеем

$$\frac{\partial^{2}\sigma_{1}}{\partial a\,\partial\kappa}=\left(\frac{G}{\sqrt{2}}\right)^{2}\frac{1-a}{(2\pi)^{2}}\frac{1}{\omega}S^{\nu}_{\mu\mu'}A^{1}_{\mu'\mu}(k,q;k,q) \tag{18}$$

$$\frac{\partial^{2}\sigma_{2}}{\partial a\,\partial\kappa}=\left(\frac{G}{\sqrt{2}}\right)^{2}\frac{1-a}{(2\pi)^{2}}\frac{1}{\omega}S^{\tilde{\nu}}_{\mu\mu'}A^{2}_{\mu'\mu}(k,q;k,q)\,. \tag{19}$$

В принципе можно было бы рассматривать процессы (1) и (2) на поляризованной мишени. Однако для простоты рассмотрим случай неполяризованной мишени и усредним обе части соотношений (18) и (19) по спиновым состояниям протона.

Усреднение величины обозначим такими же буквами, что и в (18) и (19). Пользуясь последними выражениями, мы докажем теперь асиптотическое равенство сечений $\dfrac{\partial^{2}\sigma_{1}}{\partial a\,\partial\kappa}$ и $\dfrac{\partial^{2}\sigma_{2}}{\partial a\,\partial\kappa}$.

3. Соотношения перекрестной симметрии и асимптотическое равенство сечений

На основе соображений инвариантности нетрудно убедиться в том, что (усредненные) матричные элементы $R^{1}_{\mu'\mu}(k,q;k,q)$ имеют вид:

$$\begin{aligned}R^{1}_{\mu'\mu}(k,q;k,q)={}&q_{\mu'}q_{\mu}F^{1}_{1}(\xi,\kappa)+(q_{\mu'}k_{\mu}+k_{\mu'}q_{\mu})F^{1}_{2}(\xi,\kappa)+\\&+k_{\mu'}k_{\mu}F^{1}_{3}(\xi,\kappa)+\delta_{\mu'\mu}F^{1}_{4}(\xi,\kappa)\,,\end{aligned} \tag{20}$$

где

$$\xi=-kq\,.$$

В силу T-инвариантности член вида $(q_\mu k_\mu - k_\mu q_\mu) F^i_5$ не возникает. Логунов и Тавхелидзе [11] показали, что при фиксированном κ функции $F^i_j(\xi,\kappa)$ аналитичны в комплексной плоскости ξ с полюсами и разрезами на вещественной оси. Они удовлетворяют ряду соотношений перекрестной симметрии. Последние соотношения можно установить формально следующим образом. Наряду с матричным элементом $R^i_{\mu'\mu}(k,q;k,q)$ рассмотрим также $\overline{R^i_{\mu'\mu}(k,q;k,q)}$. Нетрудно показать, что

$$\overline{R^1_{\mu'\mu}(k,q;k,q)} = i \int e^{-ikx} \frac{1}{2} \sum_s \langle p(q,s) | R(J_{\mu'}(0) J_\mu(x)) | p(q,s)\rangle. \tag{21}$$

С другой стороны,

$$R^2_{\mu'\mu}(k,q;k,q) = i \int e^{ikx} \frac{1}{2} \sum_s \langle p(q,s) | R(J_{\mu'}(0) \overline{J_\mu(x)}) | p(q,s)\rangle. \tag{22}$$

Последнеее выражение, в силу его аналитичности, вполне определено также и после замены $k \to -k$. В результате такой замены мы получаем $R^1_{\mu'\mu}(k,q;k,q)$. Итак, мы имеет

$$\overline{R^1_{\mu'\mu}(k,q;k,q)} = R^2_{\mu'\mu}(-k,q;-kq). \tag{23}$$

Отсюда следует, что инвариантные амплитуды $F^i_j(\xi,\kappa)$ удовлетворяют соотношениям

$$F^2_j(-\xi) = \begin{cases} F^1_j(\xi)^* & j = 1,3,4 \\ -F^1_j(\xi)^* & j = 2 \end{cases} \tag{24}$$

Возвращаемся теперь к выражениям (18) и (19) для сечений. Пользуясь этими выражениями и соотношениями (14), (20), получим

$$\frac{\partial^2 \sigma_i}{\partial a\, \partial \kappa} = \left(\frac{G}{\sqrt{2}}\right)^2 \frac{1-a}{(2\pi)^2}\, M \frac{1}{\xi} \sum_{j=1}^{4} a_j \operatorname{Im} F^i_j(\xi,\kappa), \tag{25}$$

где

$$a_1 = 2(qk_1)(qk_2) + M^2(k_1k_2)$$

$$a_2 = 2[(qk_1)(kk_2) + (qk_2)(kk_1) - (qk) - (k_1k_2)]$$

$$a_3 = 2(kk_1)(kk_2) - (k_1k_2)k^2 \qquad (26)$$

$$a_4 = -2(k_1k_2).$$

Нетрудно убедиться в том, что при $\omega \to \infty$, т.е. $\xi \to \infty$ и фиксированных a и κ произведения pk_1 и pk_2 растут линейно по ξ, а остальные произведения kk_1, kk_2, k_1k_2 остаются конечными. Поэтому коэффициенты a_i ведут себя следующим образом:

$$a_1 \approx \xi^2, \quad a_2 \approx \xi, \quad a_3 \approx a_4 \approx \text{const}.$$

Будем рассматривать общий случай, когда все амплитуды F^i_j $j = 1,2,3,4$ дают вклад в асимптотику сечений, и предположим, что сечения $\frac{\partial^2 \sigma_i}{\partial a\, \partial \kappa}$ стремятся к постоянным при $\xi \to \infty$. Тогда мнимые части инвариантных амплитуд $F^i_j(\xi, \kappa)$ имеют следующее поведение:

$$\operatorname{Im} F^i_1(\xi, \kappa) \approx \frac{1}{\xi}, \qquad \operatorname{Im} F^i_2(\xi, \kappa) \approx \text{const}$$

$$\operatorname{Im} F^i_3(\xi, \kappa) \approx \operatorname{Im} F^i_4(\xi, \kappa) \approx \xi. \qquad (27)$$

Предположим далее, что реальные части $F^i_j(\xi, \kappa)$ растут не быстрее, чем мнимые. Тогда на основе теоремы Фрагмена-Линделефа можно показать, что

$$F^i_j(+\xi) \approx \begin{cases} -F^i_j(-\xi), & j = 1,3,4 \\ F^i_j(-\xi), & j = 2 \end{cases} \qquad (28)$$

Комбинируя эти соотношения с соотношениями перекрестной симметрии, мы получим

$$\mathrm{Im}\, F_j^1(\xi) = \mathrm{Im}\, F_j^2(\xi)\,. \tag{29}$$

Отсюда вытекает равенство сечений $\frac{\partial^2\sigma_1}{\partial a\,\partial\kappa}$ и $\frac{\partial^2\sigma_2}{\partial a\,\partial\kappa}$. Для сечений $\frac{\partial^2\sigma_3}{\partial a\,\partial\kappa}$ и $\frac{\partial^2\sigma_4}{\partial a\,\partial\kappa}$ можно получить также аналогичный результат. Эти равенства имеют место в обоих случаях, когда J_μ и $\bar{J}_\mu$ представляют собой токи без изменения или с изменением странности.

Рассмотрим отдельно первый случай. В рамках V – A универсальной теории слабых взаимодействий токи J_μ и $\bar{J}_\mu$ являются различными компонентами (с $I_3 = \pm 1$) одного и того же изотопического вектора, причём они переходят друг в друга при преобразовании зарядовой симметрии. В силу зарядовой симметрии сильных взаимодействий мы имеем

$$\langle p(q,s)\,|\,R(\bar{J}_\mu, J_\mu)\,|\,p(q,s)\rangle = \langle n(q,s)\,|\,R(J_\mu,\bar{J}_\mu)\,|\,n(q,s)\rangle\,.$$

Из этого соотношения и выражений сечений следует, что сечения $\frac{\partial^2\sigma_1}{\partial a\,\partial\kappa}$ и $\frac{\partial^2\sigma_2}{\partial a\,\partial\kappa}$ равны $\frac{\partial^2\sigma_4}{\partial a\,\partial\kappa}$ и $\frac{\partial^2\sigma_3}{\partial a\,\partial\kappa}$ соответственно.

4. Полюса Редже и асимптотическое поведение амплитуд

Изучим теперь асимптотическое поведение амплитуд $F_j^1(\xi,\kappa)$ в рамках реджистики и покажем, что имеет место поведение, которое мы предположили в предыдущем параграфе. Ради простоты изложения мы пренебрегаем эффектами, связанными с наличием спина у протона, и рассмотрим его как бесспиновую частицу. Однако наше заключение справедливо и в общем случае. Из соображений инвариантности следует, что в том случае, когда спином протона пренебрегается, матричный элемент $R^1_{\mu'\mu}(k',q';k,q)$ равен

$$R^1_{\mu'\mu}(k',q';k,q) = Q_{\mu'}Q_\mu F_1^1(\xi,\kappa,t) + (Q_{\mu'}K_\mu + K_{\mu'}Q_\mu)F_2^1(\xi,\kappa,t) +$$

$$+ K_{\mu'}K_\mu F_3^1(\xi,\kappa,t) + \delta_{\mu'\mu}F_4^1(\xi,\kappa,t) +$$

$$+L_{\mu'}L_{\mu}F_5^1(\xi,\kappa,t)+(Q_{\mu'}L_{\mu}-L_{\mu'}Q_{\mu})F_6^1(\xi,\kappa,t)+$$

$$+(K_{\mu'}L_{\mu}-L_{\mu'}K_{\mu})F_7^1(\xi,\kappa,t),$$

где

$$Q=\frac{q+q'}{2},\quad K=\frac{k+k'}{2},\quad L=q-q'=k-k',\quad \xi=-KQ,\quad t=(q-q')^2 .$$

При переходе в t канал мы должны заменить $q'\to -q'$, $k\to -k$. Вместо $R^1_{\mu'\mu}$ в t – канале рассмотрим произведение $V'_{\mu'}V_{\mu}R^1_{\mu'\mu}$, где V'_{μ} и V_{μ} – некоторые 4-векторы. Если они поперечны в том смысле, что выполняются условия

$$V_{\mu}k_{\mu}=V'_{\mu}k'_{\mu}=0,$$

то их можно рассматривать как волновые функции частиц со спином 1. Такие векторы обозначим через V^1_{μ} и V'^1_{μ}. Произведение $V'^1_{\mu'}V^1_{\mu}R^1_{\mu'\mu}$ можно рассматривать как матричный элемент процесса аннигиляции двух скалярных частиц на две векторные. Если же V'_{μ} и V_{μ} продольны, т.е.

$$V_{\mu}=k_{\mu}\phi,\quad V'_{\mu}=k'_{\mu}\phi',$$

то произведение $V'_{\mu'}V_{\mu}R^1_{\mu'\mu}=\phi'\phi k'_{\mu'}k_{\mu}R^1_{\mu'\mu}$ можно рассматривать как амплитуду аннигиляции на две бесспиновые частицы. Аналогично произведения $V'^1_{\mu'}k_{\mu}\phi R^1_{\mu'\mu}$ и $k'_{\mu'}\phi' V^1_{\mu}R^1_{\mu'\mu}$ можно рассматривать как матричные элементы аннигиляции на скалярную и векторную частицы. Введем соответствующие независимые спиральные амплитуды. Они связаны с инвариантными амплитудами $F^1_j(\xi,\kappa,t)$ следующим образом

$$<\vec{k},1+1+|T^1|\vec{q}>=\vec{q}^{\,2}\frac{\sin^2\theta}{2}F^1_1(\xi,\kappa,t)$$

$$<\vec{k},1+10|T^1|\vec{q}>=\vec{q}^{\,2}\frac{\sin\theta\cos\theta}{\sqrt{2}}F^1_1(\xi,\kappa,t)+$$

$$+|\vec{q}||\vec{k}|\frac{\sin\theta}{\sqrt{2}}F^1_2(\xi,\kappa,t)+|\vec{q}||\vec{k}|\frac{\sin\theta}{\sqrt{2}}F^1_7(\xi,\kappa,t),$$

$$< \vec{k}, 1+1- | T^{1} | \vec{q} > = \vec{q}^{\,2} \frac{\sin^2\theta}{2} F_1^1(\xi,\kappa,t) + F_4^1(\xi,\kappa,t),$$

$$< \vec{k}, 10\,10 | T^{1} | \vec{q} > = \vec{q}^{\,2} \cos^2\theta \, F_1^1(\xi,\kappa,t) +$$

$$+ 2 |\vec{q}| \, |\vec{k}| \cos\theta \, F_2^1(\xi,\kappa,t) + \left(1 + \frac{4\vec{k}^{\,2}}{\epsilon^2}\right) F_4^1(\xi,\kappa,t) +$$

$$+ 2\vec{k}^{\,2} F_6^1(\xi,\kappa,t) + 2|\vec{q}| \, |\vec{k}| \cos\theta \, F_7^1(\xi,\kappa,t)$$

$$< \vec{k}, 1+00 | T^{1} | \vec{q} > = - \vec{q}^{\,2} \frac{\sin\theta \cos\theta}{\sqrt{2}} F_1^1(\xi,\kappa,t) -$$

$$- |\vec{q}| |\vec{k}| \frac{\sin\theta}{\sqrt{2}} F_2^1(\xi,\kappa,t) - \frac{|\vec{q}|}{|\vec{k}|} \epsilon^2 \frac{\sin\theta}{4\sqrt{2}} F_7^1(\xi,\kappa,t)$$

$$< \vec{k}, 1000 | T^{1} | \vec{q} > = - \vec{q}^{\,2} \cos^2\theta \, F_1^1(\xi,\kappa,t) -$$

$$- 2|\vec{q}| \, |\vec{k}| \cos\theta \, F_2^1(\xi,\kappa,t) - \vec{k}^{\,2} F_3^1(\xi,\kappa,t) -$$

$$- \quad \Phi \quad -2 F_4^1(\xi,\kappa,t) + \frac{\epsilon^2}{4} F_5^1(\xi,\kappa,t) -$$

$$- \frac{\epsilon^2}{4} \left(1 + \frac{4\vec{k}^{\,2}}{\epsilon^2}\right) F_6^1(\xi,\kappa,t) - \frac{\epsilon^2 |\vec{q}|}{|\vec{k}|} \left(1 + \frac{4\vec{k}^{\,2}}{\epsilon^2}\right) F_7^1(\xi,\kappa,t)$$

$$\langle \vec{k}, 0000 | T^1 | \vec{q}\rangle = -\vec{q}^{\,2}\cos^2\theta\, F_1^1(\xi,\kappa,t) - 2|\vec{q}|\,|\vec{k}|\cos\theta\, F_2^1(\xi,\kappa,t) -$$

$$-\vec{k}^2\, F_3^1(\xi,\kappa,t) - \left(1 + \frac{\epsilon^2}{4\vec{k}^2}\right) F_4^1(\xi,\kappa,t) + \frac{\epsilon^4}{16\vec{k}^2} F_5^1(\xi,\kappa,t) -$$

$$-\frac{\epsilon^2}{2} F_6^1(\xi,\kappa,t) - \frac{|\vec{q}|}{|\vec{k}|}\epsilon^2\cos\theta\, F_7^1(\xi,\kappa,t),$$

где ϵ, $|\vec{q}|$ и $|\vec{k}|$ выражаются через t, $\kappa = k^2 = k'^2$ и M, а $\cos\theta$ растет линейно по ξ при $\xi \to \infty$. Разложим эти спиральные амплитуды на парциальные и затем применим преобразования Зоммерфельда-Ватсона. Предположим, что при $\xi \to \infty$ только вакуумный полюс Редже дает существенный вклад. Тогда получаем

$$F_1^1(\xi,\kappa,t) \approx \xi^{\alpha(t)-2}$$

$$F_2^1(\xi,\kappa,t) \approx \xi^{\alpha(t)-1}$$

$$F_{3,4}^1(\xi,\kappa,t) \approx \xi^{\alpha(t)}.$$

Поскольку инвариантные амплитуды $F_j^1(\xi,\kappa)$ равны $F_j^1(\xi,\kappa,t)$ при $t=0$, а $\alpha(0)=1$, то отсюда вытекает немедленно поведение, которое мы предположили.

Отметим, что в ряде работ было высказано мнение о том, что для процессов слабых взаимодействий только мнимые части амплитуд могут иметь реджевское поведение. Что касается реальных частей, то из-за наличия вычитательных членов реджевское поведение может не иметь места. Однако наше заключение справедливо и в этом случае. Дело в том, что для нашей цели нет необходимости в рассмотрении амплитуд в целом, всегда можно отделить от них вычитательные члены и рассмотреть остальные части, представленные в виде дисперсионные интегралов и обладающие реджевским поведением. Применяя приведенные в предыдущем параграфе рассуждения к этим дисперсионным интегралам, мы также получим равенство сечений.

Я весьма признательна проф. Я.А.Смородинскому и А.Н.Тавхелидзе за их постоянное внимание к работе, а также Нгуен Ван Хьеу за постановку задачи.

Литература

1. И.Я.Померанчук, ЖЭТФ 34, 725 (1958).
2. D.Amati, M.Fierz - and W.Glaser, Phys. Rev. Lett. 4, 189 (1960).
3. M.Sugawara and A.Kanazawa, Phys. Rev. 123, 1895 (1961).
4. Н.Н.Мейман, ЖЭТФ 43, 2277 (1962).
5. Е.Титчмарш, Теория функций, ГИТТЛ, 1951.
6. Р.Неванлинна, Однозначные аналитические функции ГИТТЛ, 1941.
7. L.Van Hove, Phys. Lett. 5, 252 (1962).
8. A.A.Logunov, Nguyen van Hieu and I.T.Todorov, Ann.Phys.31,203(1965).
9. Г.И.Кузнецов, Я.А.Смородинский, Препринт ОИЯИ Р2-3250, Дубна (1967).
10. Nguyen van Hieu and Pham quy Tu, Phys. Lett. 16, 357 (1965).
11. А.А.Логунов, ДАН СССР 117, 792 (1957).
12. А.Н.Тавхелидзе, В.К.Федянин, ДАН СССР 119, 690 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1967 года.