



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Нгуен Ван-хъеу

P-905

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУД
РОЖДЕНИЯ П-МЕЗОНА
НА НУКЛОНЕ ОТ НЕЙТРИНО
С ПОМОЩЬЮ ДИСПЕРСИОННЫХ
СООТНОШЕНИЙ

ис. ЭЯФ, 1962, т. 43, в. 4, с. 1296-1300

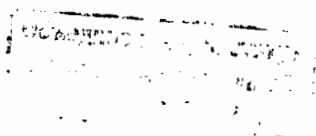
Дубна 1962 год

Нгуен Ван-хьеу

P-905

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУД
РОЖДЕНИЯ П-МЕЗОНА
НА НУКЛОНЕ ОТ НЕЙТРИНО
С ПОМОЩЬЮ ДИСПЕРСИОННЫХ
СООТНОШЕНИЙ

Направлено в ЖЭТФ



А н н о т а ц и я

Показаны свойства амплитуд рождения \mathcal{L} -мезона на нуклоне от нейтрино, написаны одномерные дисперсионные соотношения для этих амплитуд и получены решения интегральных уравнений в предположении о преобладании резонансной P -волны (33) и с пренебрежением вклада других волн в мнимые части амплитуд. Сравнение полученных результатов с экспериментом позволяет проверить гипотезы $V-A$ теории слабого взаимодействия.

Среди экспериментальных исследований по слабому взаимодействию опыты с нейтрино представляют большой интерес, поскольку нейтрино не участвует прямо в сильном и электромагнитном взаимодействиях. Возможности опытов с нейтрино обсуждались во многих работах (см., например, ^{/1/}). Сечения рождения π -мезона на нуклоне от нейтрино оценивались Азимовым и Шехтером ^{/2/}. В настоящей работе амплитуды процессов

$$\nu + p \rightarrow e^- + p + \pi^+ \quad (1)$$

$$\nu + n \rightarrow e^- + p + \pi^0, \quad (2)$$

$$\nu + n \rightarrow e^- + n + \pi^+, \quad (3)$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n + \pi^0, \quad (4)$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + p + \pi^- \quad (5)$$

$$\text{и} \quad \bar{\nu} + n \rightarrow e^+ + n + \pi^- \quad (6)$$

при малых энергиях определяются с помощью дисперсионных соотношений.

1. Матричные элементы

Как известно, V-A теория слабого взаимодействия ^{/3/} успешно объяснила экспериментальные данные по β -распаду, распаду μ -мезона и распаду π -мезона. Согласно этой теории, лагранжиан слабого взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{J}_\mu J_\mu^+, \quad (7)$$

где J_μ - сумма лептонных токов $i\bar{\nu}\gamma_\mu(1+\gamma_5)e + i\bar{\nu}\gamma_\mu(1+\gamma_5)\mu$, сохраняющего странность тока сильно взаимодействующих частиц $J_\mu = j_\mu^V + j_\mu^A$ и несохраняющего странность тока сильно взаимодействующих частиц $J_\mu = j_\mu^V + j_\mu^A$, причем векторная часть тока j_μ является изотонической компонентной сохраняющегося изовектора \vec{V}_μ , третья компонента которого пропорциональна изовекторному электромагнитному току сильно взаимодействующих частиц.

$$\vec{V}_\mu = \frac{i}{\sqrt{2}} \bar{N} \vec{\varepsilon} \gamma_\mu N + i\sqrt{2} \pi^+ \vec{T} \left(\frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial x_\mu} - \frac{\overrightarrow{\partial}}{\partial x_\mu} \right) \pi + \dots, \quad (8)$$

$$N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}, \quad \pi = \begin{pmatrix} \pi_+ \\ \pi_0 \\ \pi_- \end{pmatrix};$$

$$j_\mu^V = V_\mu^1 + i V_\mu^2, \quad j_\mu^{V+} = V_\mu^1 - i V_\mu^2. \quad (9)$$

При пренебрежении эффектами странных частиц аксиальная часть тока j_μ также является изотопической компонентой изовектора \vec{A}_μ

$$\vec{A}_\mu = \frac{i}{\sqrt{2}} \bar{N} \vec{\varepsilon} \gamma_\mu \gamma_5 N, \quad (10)$$

$$j_\mu^A = A_\mu^1 + i A_\mu^2, \quad j_\mu^{A+} = A_\mu^1 - i A_\mu^2, \quad (11)$$

и поэтому ток j_μ также имеет указанное свойство:

$$j_\mu = I_\mu^1 + i I_\mu^2, \quad j_\mu^+ = I_\mu^1 - i I_\mu^2, \quad (12)$$

причем I_μ^a - изовектор. Заметим, что последнее утверждение имеет место и в V-A - симметричной теории со скалярным мезоном Б' Гелл-Манна^{14/}.

Согласно соотношениям (7) и (12), матричные элементы процессов (1) - (8) имеют вид

$$M_{1-3} = i \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_2 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_1 \langle \pi N | I_\mu^1 + i I_\mu^2 | N \rangle,$$

$$M_{4-6} = i \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{v}_2 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v_1 \langle \pi N | I_\mu^1 - i I_\mu^2 | N \rangle. \quad (13)$$

Вычисление сечений рассматриваемых процессов требует исследования матричных элементов $\langle \bar{\pi} N | I_{\mu}^{\alpha} | N \rangle$ тока I_{μ}^{α} между состоянием одного нуклона и состоянием системы $\bar{\pi} N$.

Векторная часть указанных матричных элементов также входит в матричные элементы фоторождения и электророждения $\bar{\pi}$ -мезона на нуклоне. Фоторождение при малых энергиях было исследовано во многих работах (см., например, ^{/5-7/} А.М. Балдин ^{/8/} показал, что амплитуды фоторождения, полученные с помощью дисперсионных соотношений при пренебрежении высокими волнами, согласуются с экспериментом в области углов и энергий, для которой ненаблюдаемая область в дисперсионных интегралах мала ¹⁾. В работах ^{/9,10/} электророждение $\bar{\pi}$ -мезона на нуклоне рассматривается как рождение $\bar{\pi}$ -мезона виртуальным фотоном - виртуальное фоторождение. Особенности по импульсу передачи электрона частично учитываются введением электромагнитных формфакторов нуклона и $\bar{\pi}$ -мезона. В настоящей работе нейтринное рождение $\bar{\pi}$ -мезона на нуклоне рассматривается аналогично. Особенности по передаче импульса лептонов также учитываются введением нейтринных формфакторов нуклонов и $\bar{\pi}$ -мезона. Заметим, что псевдоскалярная часть матричных элементов имеет полюс, соответствующий диаграмме на рис.1, но вклады этого полюса, так же как псевдоскалярного эффективного нейтринного формфактора нуклона, очень малы из-за малости массы электрона. При нулевой массе электрона эти вклады равны нулю. В дальнейшем предположим, что масса электрона равна нулю и как указанный полюс, так и псевдоскалярный эффективный нейтринный формфактор не дают вклада.

Введем следующие обозначения: k_1, k_2 и q - четырехмерные импульсы нейтрино (или антинейтрино), электрона (или позитрона) и $\bar{\pi}$ -мезона, соответственно, p_1 и p_2 - четырехмерные импульсы нуклона в начальном и конечном состояниях, соответственно, $P = \frac{p_1 + p_2}{2}$, $k = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$, M и m - массы нуклона и $\bar{\pi}$ -мезона и θ - угол между импульсами \vec{k} и \vec{q} в системе центра масс системы $\bar{\pi} N$. Скалярные амплитуды зависят от трех инвариантных независимых переменных:

¹⁾ Согласно последним результатам Балдина (частное сообщение), тщательный учет вклада резонансной Р-волны (33) также дает амплитуды фоторождения $\bar{\pi}^0$ -мезона, согласующиеся с экспериментом в некоторых других областях.

$$\epsilon = -k_r k_r = -(k^2), \quad v = -\frac{P_r k_r}{M} = -\frac{(Pk)}{M} \quad \text{и} \quad v_B = \frac{k_r q_r}{2M} = \frac{kq}{2M}. \quad (14)$$

Предположим, что эти амплитуды удовлетворяют дисперсионным соотношениям без вычитания по переменной ν при фиксированных остальных переменных. Как и в случае фоторождения, в области энергий и углов, удовлетворяющих соотношению

$$\cos \theta \approx \frac{k^0 q^0 - k_{\text{пор. м}}^0}{|\vec{k}| |\vec{q}|}, \quad (15)$$

где $k_{\text{пор. м}}^0$ - пороговое значение k^0 при данном ϵ , дисперсионные интегралы не содержат ненаблюдаемой области. Для малых энергий и соответствующих углов, удовлетворяющих (15), резонансная P -волна (33) дает существенный вклад в мнимую часть амплитуд и возможно пренебрежение вкладом других волн. Согласие теории с экспериментом по фоторождению в указанной области энергий и углов позволяет нам надеяться, что полученные в настоящей работе результаты также справедливы в этой области. Определение амплитуд в других областях требует надежного знания причин расхождения теории и эксперимента по фоторождению, чего пока еще нет.

II. Свойства амплитуд

Для сокращения записи обозначим $i\bar{u}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\nu$ или $i\bar{v}_\nu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_e$ через ϵ_μ . Масса электрона считается равной нулю. При этом

$$(\epsilon k) = (\epsilon_\mu k_\mu) = 0. \quad (16)$$

Положим

$$\epsilon_\mu \langle \pi_\beta N_2 | I_\mu^\alpha | N_1 \rangle = \varphi_\beta^+ \bar{u}_2 T_{\beta\alpha} u_1, \quad (17)$$

где φ_β , u_1 и u_2 - волновые функции мезона и нуклонов в начальном и конечном состояниях соответственно. Как было указано, I_μ^α является изовектором. Поэтому изотопическая структура $T_{\beta\alpha}$ аналогична изотопической структуре амплитуд упругого рассеяния π -мезона на нуклоне:

$$T_{\rho\alpha} = \frac{1}{2} \{ \tau_{\rho}, \tau_{\alpha} \} T_{(+)} + \frac{1}{2} [\tau_{\rho}, \tau_{\alpha}] T_{(-)} . \quad (18)$$

Из соображений инвариантности, уравнения Дирака для нуклона и соотношения (16) следует, что $T_{(\pm)}$ имеет вид

$$T_{(\pm)} = \sum_{i=1}^6 \left(V_{(\pm)}^i \gamma_5 + A_{(\pm)}^i \right) T_i ,$$

где

$$\begin{aligned} T_1 &= (\varepsilon \gamma) , & (-) & (-) \\ T_2 &= i(\varepsilon \gamma)(\kappa \gamma) , & (+) & (-) \\ T_3 &= i(\varepsilon q) , & (-) & (+) \\ T_4 &= 2i(\varepsilon \rho) , & (+) & (-) \\ T_5 &= (\varepsilon q)(\kappa \gamma) & (-) & (-) \\ \text{и } T_6 &= 2(\varepsilon \rho)(\kappa \gamma) . & (+) & (+) . \end{aligned} \quad (19)$$

Скалярные независимые амплитуды $V_{(\pm)}^i$ и $A_{(\pm)}^i$, рассматриваемые как функции \mathbf{b} , ν и $\nu_{\mathbf{b}}$, имеют определенные свойства перекрестной симметрии: знаки (\pm) в (19) указывают четности этих амплитуд по отношению к замене $\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{b}$, $\nu \rightarrow -\nu$ и $\nu_{\mathbf{b}} \rightarrow \nu_{\mathbf{b}}$; причем первый столбец относится к $V_{(+)}^i$, второй - к $A_{(+)}^i$, а амплитуды $V_{(-)}^i$ и $A_{(-)}^i$ имеют обратные четности. В системе центра масс системы πN выражение $\bar{u}_2 T_{(\pm)} u_1$ также может быть написано в виде

$$\bar{u}_2 T_{(\pm)} u_1 = i \chi_2^+ \mathcal{E}_{(\pm)} \chi_1 , \quad (20)$$

где χ_1 и χ_2 - двухкомпонентные спиноры и

$$\begin{aligned}
 \mathcal{G}_{(\pm)} &= \sum_{i=1}^6 (v_{(\pm)}^i \mathcal{G}_i^v + A_{(\pm)}^i \mathcal{G}_i^A), \\
 \mathcal{G}_1^v &= (\vec{\varepsilon} \vec{n}_1) (\vec{\sigma} \vec{n}_1), \quad \mathcal{G}_2^v = (\vec{\varepsilon} \vec{n}_1) (\vec{\sigma} \vec{n}_2), \\
 \mathcal{G}_3^v &= (\vec{\varepsilon} \vec{n}_2) (\vec{\sigma} \vec{n}_1), \quad \mathcal{G}_4^v = (\vec{\varepsilon} \vec{n}_2) (\vec{\sigma} \vec{n}_2), \\
 \mathcal{G}_5^v &= (\vec{\varepsilon} \vec{\sigma}), \quad \mathcal{G}_6^v = (\vec{\sigma} \vec{n}_2) (\vec{\varepsilon} \vec{\sigma}) (\vec{\sigma} \vec{n}_1), \\
 \mathcal{G}_i^A &= \mathcal{G}_i^v (\vec{\sigma} \vec{n}_1),
 \end{aligned} \tag{21}$$

$$\vec{n}_1 = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} \quad \text{и} \quad \vec{n}_2 = \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|} \tag{22}$$

Скалярные амплитуды $V_{(\pm)}^i$ и $A_{(\pm)}^i$ связаны с амплитудами $v_{(\pm)}^i$ и $A_{(\pm)}^i$ соотношениями

$$\begin{aligned}
 V^1 &= \frac{(W+M)v^5 + (W-M)v^6}{2W}, & A^1 &= \frac{(W-M)a^5 + (W+M)a^6}{2W}, \\
 V^2 &= \frac{v^5 - v^6}{2W}, & A^2 &= \frac{a^5 - a^6}{2W}, \\
 V^3 &= (W+M) \left[\frac{v^2 - v^5}{4W^2} - \frac{v^4}{4W} \frac{W+E_2}{W} \right] - (W-M) \left[\frac{v^1 - v^6}{4W^2} - \frac{v^3}{4W} \frac{W+E_2}{W} \right], \\
 A^3 &= (W-M) \left[\frac{a^2 - a^5}{4W^2} - \frac{a^4}{4W} \frac{W+E_2}{W} \right] - (W+M) \left[\frac{a^1 - a^6}{4W^2} - \frac{a^3}{4W} \frac{W+E_2}{W} \right], \\
 V^4 &= (W+M) \left[\frac{v^2 - v^5}{4W^2} + \frac{v^4}{4W} \frac{W-E_2}{W} \right] - (W-M) \left[\frac{v^1 - v^6}{4W^2} + \frac{v^3}{4W} \frac{W-E_2}{W} \right], \\
 A^4 &= (W-M) \left[\frac{a^2 - a^5}{4W^2} + \frac{a^4}{4W} \frac{W-E_2}{W} \right] - (W+M) \left[\frac{a^1 - a^6}{4W^2} + \frac{a^3}{4W} \frac{W-E_2}{W} \right],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 V^5 &= \frac{v^4 + v^6 - v^5 - v^6}{4W^2} - \frac{v^3 + v^4}{4W} \frac{W + E_2}{W}, \\
 A^5 &= -\frac{a^4 + a^2 - a^5 - a^6}{4W^2} + \frac{a^3 + a^4}{4W} \frac{W + E_2}{W}, \\
 V^6 &= \frac{v^4 + v^6 - v^5 - v^6}{4W^2} + \frac{v^3 + v^4}{4W} \frac{W - E_2}{W}, \\
 A^6 &= -\frac{a^4 + a^2 - a^5 - a^6}{4W^2} - \frac{a^3 + a^4}{4W} \frac{W - E_2}{W}.
 \end{aligned} \tag{23}$$

Для сокращения записи мы опустили значки (+) и ввели обозначения:

$$\begin{aligned}
 v^1 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 + M)(E_2 + M)}} \frac{W - E_1}{E_1 - M} v^1, & a^1 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 - M)(E_2 + M)}} \frac{W - E_1}{E_1 + M} A^1, \\
 v^2 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 - M)(E_2 - M)}} \frac{W - E_1}{E_1 + M} v^2, & a^2 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 + M)(E_2 - M)}} \frac{W - E_1}{E_1 - M} A^2, \\
 v^3 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 - M)(E_2 - M)}} \frac{v^3}{E_2 + M}, & a^3 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 + M)(E_2 - M)}} \frac{A^3}{E_2 + M}, \\
 v^4 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 + M)(E_2 + M)}} \frac{v^4}{E_2 - M}, & a^4 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 - M)(E_2 + M)}} \frac{A^4}{E_2 - M}, \\
 v^5 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 + M)(E_2 + M)}} v^5, & a^5 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 - M)(E_2 + M)}} A^5, \\
 v^6 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 - M)(E_2 - M)}} v^6, & a^6 &= \sqrt{\frac{4E_1 E_2}{(E_1 + M)(E_2 - M)}} A^6.
 \end{aligned} \tag{24}$$

В написанных соотношениях W , E_1 и E_2 означают полную энергию системы πN и энергии нуклонов в системе центра масс системы πN .

III. Определение амплитуд с помощью дисперсионных соотношений

Предположим, что скалярные амплитуды $V_{(\pm)}$ и $A_{(\pm)}$ удовлетворяют дисперсионным соотношениям без вычитания по переменной ν при фиксированных ν_B и σ ²⁾. Эти дисперсионные соотношения имеют вид

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} H_i(\nu, \nu_B, \sigma) &= C_i(\nu_B, \sigma) + R_i \left(\frac{1}{\nu_B - \nu} \pm \frac{1}{\nu_B + \nu} \right) \\ &+ \frac{1}{\pi} P \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu' \operatorname{Im} H_i(\nu', \nu_B, \sigma) \left[\frac{1}{\nu' - \nu} \pm \frac{1}{\nu' + \nu} \right], \end{aligned} \quad (25)$$

$$\nu_0 = \nu_B + \frac{2Mm + m^2}{2M},$$

знаки $+$ или $-$ в написанных дисперсионных соотношениях обуславливаются свойством перекрестной симметрии амплитуд. Константы $C_i(\nu_B, \sigma)$ и вычеты R_i определяются борновским членом, соответствующим диаграммам на рис.2. Этот член может быть написан следующим образом:

$$\begin{aligned} \left[T_{\rho\alpha} \right]_B &= \frac{ig}{\sqrt{2}} \left\{ \gamma_5 i \frac{i(\hat{p}_1 + \hat{k}) - M}{(p_1 + k)^2 + M^2} \left[\hat{\varepsilon} F_2(k^2) + i\alpha \hat{\varepsilon} \hat{k} F_2(k^2) \right] \tau_\rho \tau_\alpha \right. \\ &+ \left[\hat{\varepsilon} F_1(k^2) + i\alpha \hat{\varepsilon} \hat{k} F_2(k^2) \right] i \frac{i(\hat{p}_2 - \hat{k}) - M}{(p_2 - k)^2 + M^2} \gamma_5 \tau_\alpha \tau_\rho - \frac{4\varepsilon q}{(k-q)^2 + m^2} \gamma_5 f[(k-q)^2] F_5(k^2) \cdot \\ &\left. \cdot \frac{1}{2} [\tau_\rho, \tau_\alpha] \right\} + \frac{ig}{\sqrt{2}} \lambda \left\{ \gamma_5 i \frac{i(\hat{p}_1 + \hat{k}) - M}{(p_1 + k)^2 + M^2} \left[\hat{\varepsilon} F_3(k^2) + i\beta (\varepsilon k) F_4(k^2) \right] \gamma_5 \tau_\rho \tau_\alpha \right. \\ &\left. + \left[\hat{\varepsilon} F_3(k^2) + i\beta (\varepsilon k) F_4(k^2) \right] \gamma_5 i \frac{i(\hat{p}_2 - \hat{k}) - M}{(p_2 - k)^2 + M^2} \gamma_5 \tau_\alpha \tau_\rho \right\} \end{aligned} \quad (26)$$

²⁾ В настоящей работе мы не учитываем эффектов $\pi\pi$ -взаимодействия.

Здесь g - перенормированная константа сильного взаимодействия πNN , $\lambda = \frac{G_A}{G_V}$, $F_1(k^2) - F_4(k^2)$ - нейтринные формфакторы нуклона, $F_5(k^2)$ - нейтринный формфактор π -мезона, $F_1(0) = 1$, $f(t)$ - пионный формфактор нуклона (вершинная функция вершины πNN), $f(-m^2) = 1$. При написании общего выражения четырехфермионных слабых вершин мы использовали G -инвариантность взаимодействий. Инвариантность относительно отражения времени требует, чтобы коэффициенты α , β и все формфакторы были вещественными^{/11/}. Коэффициент Λ появляется из-за перенормировки аксиальной константы связи. Более того, согласно предположению $V-A$ теории об изотопической структуре векторной части тока j_μ , мы имеем

$$F_1(k^2) = F_e^p(k^2) - F_e^n(k^2), \quad F_2(k^2) = F_\mu^p(k^2) - F_\mu^n(k^2), \quad (27)$$

где $F_e^{p,n}$, F_e^π - электромагнитные формфакторы нуклона и π -мезона, M_p и M_n - аномальные магнитные моменты протона и нейтрона. Для сокращения записи мы опустим аргументы формфакторов и выразим вычеты R_i в виде матриц с одной строкой. После тривиальных преобразований мы получим

$$R_i = \frac{g}{\sqrt{2}} \left(0, \frac{F_1}{2M} + \alpha F_2, -\frac{F_1}{2M}, -\frac{F_1}{2M}, \frac{\alpha F_2}{2M}, \frac{\alpha F_2}{2M} \right) \text{ для } V_{(-)}^i \quad (28)$$

$$R_i = \frac{g\Lambda}{\sqrt{2}} \left(-F_3, \frac{F_3}{2M}, -\frac{F_3}{2M}, -\frac{F_3}{2M}, 0, 0 \right) \text{ для } A_{(\pm)}^i.$$

Постоянные C_i имеют значения

$$C[V_{(-)}^1] = -2\alpha F_2 \frac{g}{\sqrt{2}}, \quad C[V_{(-)}^3] = \frac{4fF_5}{5+4Mv_B} \frac{g}{\sqrt{2}} \quad (29)$$

и $C_i = 0$ - для остальных амплитуд. При учете только вклада резонансной P -волны (33) в мнимые части амплитуд, интегральные уравнения, полученные из (25), могут быть решены с помощью метода работы^{/7/}. При этом удобно перейти к новой переменной:

$$x = v - v_B = \frac{W^2 - M^2}{2M}. \quad (30)$$

Приближенные решения интегральных уравнений имеют вид

$$\begin{aligned}
 H_i(x, v_B, \sigma) = & C_i(v_B, \sigma) + R_i \left(\frac{1}{v_B - v} \pm \frac{1}{v_B + v} \right) \\
 & + \frac{e^{i\delta(x)}}{\pi} \int_{1 + \frac{m}{2M}}^{\infty} dy \sin \delta(y) b_i(y, v_B, \sigma) e^{[f(x, v_B) - f(y, v_B)]} \cdot \\
 & \cdot \left[\frac{1}{y - x - i0} \pm \frac{1}{y + x + 2v_B} \right], \quad (31)
 \end{aligned}$$

причем

$$\begin{aligned}
 f(x, v_B) = & \frac{1}{\pi} P \int_{1 + \frac{m}{2M}}^{\infty} dx' \delta(x') \left[\frac{1}{x' - x} + \frac{1}{x' + x + 2v_B} \right] \quad \text{при } \delta(\infty) = 0, \\
 f(x, v_B) = & \frac{(x + v_B)^2}{\pi} P \int_{1 + \frac{m}{2M}}^{\infty} dx' \delta(x') \frac{1}{(x' + v_B)^2} \left[\frac{1}{x' - x} + \frac{1}{x' + x + 2v_B} \right] \\
 & \quad \text{при } \delta(\infty) = \pi. \quad (32)
 \end{aligned}$$

Здесь $\delta(x)$ - фаза Р-волны (33) π -N -рассеяния. Величины b_i определяются проекцией борновского члена (26) на состояние (33). Для определения этих величин мы напишем борновскую часть $\mathcal{E}_{\rho\alpha}$, затем спроектируем это выражение на состояние (33). В результате получим:

$$\begin{aligned}
 [\mathcal{E}_{\rho\alpha}]_B^{33} = & \frac{1}{2} \{ \tau_\rho, \tau_\alpha \} \sum_{i=1}^{\infty} \left([v_{(+)}^i]_B^{33} \mathcal{E}_i^v + [A_{(+)}^i]_B^{33} \mathcal{E}_i^A \right) \\
 & + \frac{1}{2} [\tau_\rho, \tau_\alpha] \sum_{i=1}^{\infty} \left([v_{(-)}^i]_B^{33} \mathcal{E}_i^v + [A_{(-)}^i]_B^{33} \mathcal{E}_i^A \right), \quad (33)
 \end{aligned}$$

причем

$$\begin{aligned}
 [v_{(-)}^i]_B^{33} = & -\frac{1}{2} [v_{(+)}^i]_B^{33}, \quad [A_{(-)}^i]_B^{33} = -\frac{1}{2} [A_{(+)}^i]_B^{33}, \\
 [v_{(+)}^n]_B^{33} = & [A_{(+)}^n]_B^{33} = 0,
 \end{aligned}$$

$$\frac{3}{\sqrt{2}} \frac{|\vec{k}| |\vec{q}|}{g} \left[\mathcal{V}_{(+)}^1 \right]_B^{33} = \sqrt{\frac{(E_1+M)(E_2+M)}{4E_1E_2}} \cos \theta \left\{ 3 \frac{E_1-M}{W-E_1} \left\{ [F_1(2E_2-W-M) + 2\alpha F_2(W+M) \right. \right. \\ \left. \left. (E_2-M) \right] h_2 + 2F_5 f(W-E_2) h'_2 \right\} + 2(E_2-M) \left\{ [-F_1 + \alpha F_2(W-M)] (3ah_2 + 6ah_3 - 2) \right. \right. \\ \left. \left. + F_5 f(3a'h'_2 + 6a'h'_3 - 2) \right\} \right\} + \sqrt{\frac{(E_1-M)(E_2-M)}{4E_1E_2}} \left[-3 \frac{E_1+M}{W-E_1} \left\{ [F_1(W-M-2E_2) + 2\alpha F_2 \right. \right. \\ \left. \left. (W-M)(E_2+M) \right] h_2 + 2F_5 f(W-E_2) h'_2 \right\} + 3 \left\{ [F_1(W-M-2E_2) - 2\alpha F_2(W-M)E_2] h_2 - 2F_5 f(E_2+M) h'_2 \right\} \right],$$

$$\frac{3}{\sqrt{2}} \frac{|\vec{k}| |\vec{q}|}{g} \left[\mathcal{V}_{(+)}^2 \right]_B^{33} = \sqrt{\frac{(E_1+M)(E_2+M)}{4E_1E_2}} \left[-\frac{E_1-M}{W-E_1} \left\{ [F_1(2E_2-W-M) + 2\alpha F_2(W+M)(E_2-M)] h_2 \right. \right. \\ \left. \left. + 2F_5 f(W-E_2) h'_2 \right\} + 2(E_2-M) \left\{ [-F_1 + \alpha F_2(W-M)] (1-3ah_3 - h_1) + F_5 f(1-3a'h'_3 - h'_1) \right\} \right. \\ \left. - (W-M) \left\{ F_1 + 2\alpha F_2 M \right\} h_2 \right] + \sqrt{\frac{(E_1-M)(E_2-M)}{4E_1E_2}} \left[\frac{E_1+M}{W-E_1} \left\{ [F_1(W-M-2E_2) \right. \right. \\ \left. \left. + 2\alpha F_2(W-M)(E_2+M)] h_2 + 2F_5 f(W-E_2) h'_2 \right\} + 2(E_2+M) \left\{ [F_1 + \alpha F_2(W+M)] h_2 + F_5 f h'_2 \right\} \right],$$

$$\frac{3}{\sqrt{2}} \frac{|\vec{k}| |\vec{q}|}{g} \left[\mathcal{V}_{(+)}^3 \right]_B^{33} = \sqrt{\frac{(E_1-M)(E_2-M)}{4E_1E_2}} 6(E_2+M) \left\{ [F_1 + \alpha F_2(W+M)] h_3 \right. \\ \left. + F_5 f h'_3 \right\} + \sqrt{\frac{(E_1+M)(E_2+M)}{4E_1E_2}} 2(E_2-M) \left\{ [-F_1 + \alpha F_2(W-M)] (1-3ah_3) + F_5 f(1-3a'h'_3) \right\},$$

$$\frac{3}{\sqrt{2}} \frac{|\vec{k}| |\vec{q}|}{g} \left[\mathcal{V}_{(+)}^5 \right]_B^{33} = -\sqrt{\frac{(E_1-M)(E_2-M)}{4E_1E_2}} \frac{3}{2} (W+M) \left\{ F_1 + 2\alpha F_2 M \right\} h_2 \\ + \sqrt{\frac{(E_1+M)(E_2+M)}{4E_1E_2}} \cos \theta \left[2(E_2-M) \left\{ [-F_1 + \alpha F_2(W-M)] (1-3ah_3) + F_5 f(1-3a'h'_3) \right\} \right. \\ \left. + \frac{3}{2} \left\{ F_1 + 2\alpha F_2 M \right\} (W-M) h_2 \right],$$

$$\frac{3}{\sqrt{2}} \frac{|\vec{k}| |\vec{q}|}{g} \left[\mathcal{V}_{(+)}^6 \right]_{\mathcal{B}} = \sqrt{\frac{(E_1+M)(E_2+M)}{4E_1E_2}} (W-M) \left[F_1 + 2\alpha F_2 M \right] \frac{h_1}{2}$$

$$- \sqrt{\frac{(E_1-M)(E_2-M)}{4E_1E_2}} \left\{ (W+M) \left[F_1 + 2\alpha F_2 M \right] \frac{h_1}{2} + 2(E_2+M) \left[F_1 + \alpha F_2 (W+M) \right] h_3 + F_5 f h_3' \right\};$$

$$\frac{3}{\sqrt{2}} \frac{|\vec{k}| |\vec{q}|}{\lambda g F_3} \left[\mathcal{A}_{(+)}^1 \right]_{\mathcal{B}} = \sqrt{\frac{(E_1-M)(E_2+M)}{4E_1E_2}} \left[2(E_2-W) - \frac{E_1-M}{W-E_1} (2E_2+M-W) \right] h_2$$

$$+ \sqrt{\frac{(E_1+M)(E_2-M)}{4E_1E_2}} \cos \theta \left[3 \frac{E_1+M}{W-E_1} (W+M-2E_2) h_2 + 2(E_2-M) (3\alpha h_2 + 6\alpha h_3 - 2) \right],$$

$$\frac{3}{\sqrt{2}} \frac{|\vec{k}| |\vec{q}|}{\lambda g F_3} \left[\mathcal{A}_{(+)}^2 \right]_{\mathcal{B}} = \sqrt{\frac{(E_1+M)(E_2-M)}{4E_1E_2}} \left[\frac{E_1-M}{W-E_1} (2E_2+M-W) - 2(E_2+M) \right] h_2$$

$$+ \sqrt{\frac{(E_1-M)(E_2+M)}{4E_1E_2}} \left[\frac{E_1+M}{W-E_1} (2E_2-W-M) h_2 + 2(E_2-M) (1-3\alpha h_3) + 2(W-E_2) h_1 \right],$$

$$\frac{3}{\sqrt{2}} \frac{|\vec{k}| |\vec{q}|}{\lambda g F_3} \left[\mathcal{A}_{(+)}^3 \right]_{\mathcal{B}} = \sqrt{\frac{(E_1-M)(E_2+M)}{4E_1E_2}} 2(E_2-M) (1-3\alpha h_3) - \sqrt{\frac{(E_1+M)(E_2-M)}{4E_1E_2}} 6(E_2+M) h_3,$$

$$\frac{3}{\sqrt{2}} \frac{|\vec{k}| |\vec{q}|}{\lambda g F_3} \left[\mathcal{A}_{(+)}^5 \right]_{\mathcal{B}} = \sqrt{\frac{(E_1-M)(E_2+M)}{4E_1E_2}} \cos \theta \left[2(E_2-M) (1-3\alpha h_3) - 3(W-M) h_1 \right]$$

$$+ \sqrt{\frac{(E_1+M)(E_2-M)}{4E_1E_2}} 3(W+M) h_2,$$

$$\frac{3}{\sqrt{2}} \frac{|\vec{k}| |\vec{q}|}{\lambda g F_3} \left[\mathcal{A}_{(+)}^6 \right]_{\mathcal{B}} = \sqrt{\frac{(E_1+M)(E_2-M)}{4E_1E_2}} 2 \left[(E_2+M) h_3 - 3(W+M) h_2 \right] - \sqrt{\frac{(E_1-M)(E_2+M)}{4E_1E_2}} (W-M) h_2$$

$$h_2 = 1 - \frac{a}{2} \log \frac{a+1}{a-1}, \quad h_2' = \frac{3a}{2} + \frac{1-3a^2}{4} \log \frac{a+1}{a-1}, \quad h_3 = \frac{a}{2} + \frac{1-a^2}{4} \log \frac{a+1}{a-1},$$

$$h_1' = 1 - \frac{a'}{2} \log \frac{a'+1}{a'-1}, \quad h_2' = \frac{3a'}{2} + \frac{1-3a'^2}{4} \log \frac{a'+1}{a'-1}, \quad h_3' = \frac{a'}{2} + \frac{1-a'^2}{4} \log \frac{a'+1}{a'-1},$$

$$a = \frac{2E_2 k^0 - \sigma}{2|\vec{k}| |\vec{q}|}, \quad a' = \frac{2k^0 q^0 - \sigma}{2|\vec{k}| |\vec{q}|}.$$

Величины $\mathcal{G}_i^2 [V_{(\pm)}^i]_0^{33}$ $[A_{(\pm)}^i]_0^{33}$ определяются из $[v_{(\pm)}^i]_0^{33}$ $[A_{(\pm)}^i]_0^{33}$ с помощью соотношений (23) и (24).

Как уже отмечалось, амплитуды рождения π -мезона на нуклоне от нейтрино, определяемые соотношениями (27)-(33) и (23)-(24), справедливы при малых энергиях и соответствующих углах, удовлетворяющих (15), в полной аналогии со случаем фоторождения, если гипотезы $V-A$ теории являются правильными. Сравнение полученных результатов с экспериментом позволяет проверить эти гипотезы.

Выражаю глубокую благодарность проф. М.А.Маркову за интерес к работе, проф. А.М.Балдину и Л.Д.Соловьеву за ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. К физике нейтрино высоких энергий. Сборник, Дубна, Д-577, 1960 г.
2. Я.И.Азимов и В.М.Шехтер. Сообщение на Дубненском совещании по слабым взаимодействиям 1961 г.
3. R.P.Feynman and M.Gell-Mann. Phys. Rev. 109, 193 (1958).
перевод см. ПСФ, № 4, 1958 г.
4. M.Gell-Mann. Proceedings of the 1960 Rochester Conference, p. 508.
5. A.A.Logunov, Tavkhelidse and L.D.Solovyov. Nucl. Phys. 4, 427 (1957).
6. G.F.Chew, M.L.Goldberger, F.E.Low and Y.Nambu. Phys. Rev. 106, 1345 (1957).
7. Gartenhaus and R.Blankenbeckler. Phys. Rev. 116, 1305 (1959).
см. также Мухелишвили Н.И. "Сингулярные интегральные уравнения, Москва, 1946.
8. A.M.Baldin. Proceedings of the 1960 Rochester Conference, p. 325
9. A.A.Logunov and L.D.Solovyov. Nucl. Phys. 10, 60 (1959).
10. S.Fubini, Y.Nambu and V.Wataghin. Phys. Rev. 111, 329 (1958).
R.Blankenbeckler, S.Gartenhaus, R.Huff and Y.Nambu. Nuovo Cimento 17, 775 (1960).
11. M.L.Goldberger and S.B.Treiman. Phys. Rev. 111, 1354 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1962 года.

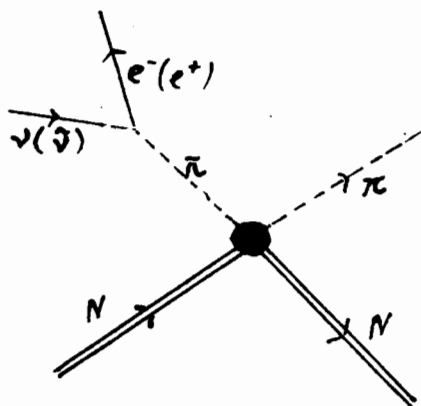


Рис. 1.

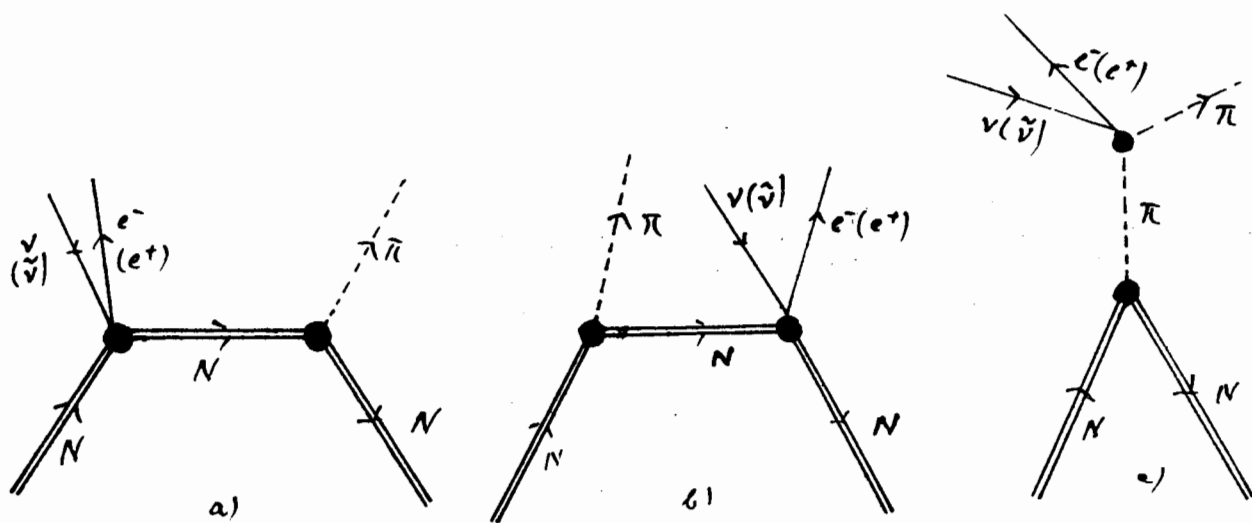


Рис. 2.