

29/xi-717.

Л-241

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

4064/2-71

P2 - 6041



Л.И. Липидус, М.М. Мусаханов

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ ПИОНОВ  
ВОДОРОДОМ И ЗНАК АМПЛИТУДЫ  
РАСПАДА НЕЙТРАЛЬНОГО ПИОНА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

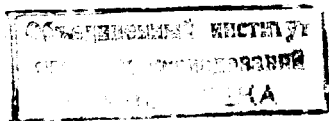
1971

P2 - 6041

Л.И. Липидус, М.М. Мусаханов

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ ПИОНОВ  
ВОДОРОДОМ И ЗНАК АМПЛИТУДЫ  
РАСПАДА НЕЙТРАЛЬНОГО ПИОНА

*Направлено в ЯФ*



## S U M M A R Y

The process (3) is under consideration in this paper. Experimental upper limit (3') was obtained in Dubna experiment<sup>1/</sup>.

The neutron kinetic energy  $W$  in (3) is directly connected with effective mass of two gammas with the help of (4). Near  $W = 8,9$  MeV one of the photons is soft. In this region the amplitude of (3)  $M = M_p$  is given by contribution of diagrams 1 - 9 of fig. 1 in (5).

Ward - Takachashi identity in form of (7) is used for off-mass shell compton amplitude (6) in order to demonstrate the gauge invariance of  $M_p$  in (5).

When calculating the pole contribution in (6) it becomes clear, that nonpole part of (6) is also gauge invariant.

It is necessary to take into account (9) in neutron energy region near  $W = 0.42$  MeV. The total amplitude for (3) in neutron energy region  $0 - 8.9$  MeV is given in (10). In laboratory frame of reference it takes the form of (11). The angular correlations of photons are given mainly by the first term in (13).

For estimation of relative probability of the process (3) the amplitude for process (2) in form of (16) takes into account. With the help of (12)-(15) and (17) we obtained (18)-(21) for neutron spectra in process (3). The functions  $\Phi_i(\gamma)$  are given in appendix, and  $\gamma$  is a ratio of neutron impuls momenta to its maximum value. The signs in (20) correspond to signs of  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  amplitude.

We consider three energy regions of neutron in (3) separately

$$\text{I } 0 \leq \gamma \leq 0.365,$$

$$\text{II } 0.4 \leq \gamma \leq 0.6,$$

$$\text{III } 0.6 \leq \gamma \leq 1.$$

For these regions relative probabilities are given by (23), (24) and (25), respectively. From (23) it is clear, that the result in region I is very sensitive to the sign of  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  amplitude. The amplitude (II) is dominated in region II. The contribution of (9) is negligibly small in III. In this region main contribution is given by  $M_p$  which is determined with accuracy of order  $m_\pi^2/m_p^2$ . The total ratio of probabilities of process (3) to (2) is equal to  $(1.94 \pm 0.06) \cdot 10^{-4}$ . The figure is close to the early Baldin's estimation.

### Введение

При остановке отрицательных пионов в водороде помимо хорошо известных процессов



и



с малой вероятностью идет процесс радиационного  $2\gamma$  захвата пиона



Целью настоящей работы является рассмотрение процесса (3). Анализируется спектр нейтронов, угловое распределение  $\gamma$ -квантов.

Ранее процесс (3) теоретически рассматривался Балдиным. Полученные им результаты для полной вероятности и угловых корреляций  $\gamma$ -квантов в некоторых областях спектра приведены в работе Василевского и др.<sup>/1/</sup>, где экспериментально получен верхний предел отношения вероятностей процессов (3) и (1)

$$\frac{W(\pi^- p \rightarrow n 2\gamma)}{W(\pi^- p \rightarrow n \pi^0)} \leq 8,5 \cdot 10^{-4}. \quad (3')$$

В связи с прогрессом экспериментальной техники авторы настоящей работы обращают внимание на возможность получения при экспериментальном исследовании спектра нейтронов от процесса (3) вблизи энергии нейтронов 420 кэв сведений о знаке амплитуды распада нейтрального пиона на два фотона.

Ранее было показано<sup>/2-4/</sup>, что при различных подходах к учёту эффектов сильных взаимодействий для знака этой амплитуды получаются различные заключения. Баранов и др.<sup>/5/</sup> при экспериментальном исследовании протонного комптон-эффекта пришли к выводу, что знак амплитуды распада нейтрального пиона находится в соответствии с результатами работы<sup>/3/</sup>. Ввиду интереса к этому заключению целесообразно определить этот знак независимым образом.

Подробное теоретическое рассмотрение процесса (3) представляется необходимым также в связи с дальнейшими попытками экспериментального поиска редких распадов нейтральных пионов.

Прежде чем перейти к рассмотрению амплитуды процесса (3), отметим, что кинетическая энергия нейтронов от процессов (1)-(3) связана с эффективной массой  $m_x$  системы, образующейся вместе с нейтроном в конечном состоянии соотношением

$$W = \frac{(m - \Delta)^2 - m_x^2}{2(M + m)}, \quad (4)$$

где  $m$ ,  $M$  - массы отрицательного пиона и протона, а  $\Delta = M_n - M_p$ . Процессу (1) и (2) соответствуют энергии нейтронов 420 кэв и 8,9 Мэв. Спектр нейтронов от процесса (3) простирается от нуля до 8,9 Мэв. Максимальный импульс нейтронов  $p'_{\text{макс}}$  в процессе

(3) составляет 129 Мэв/с. В дальнейшем мы используем часто  $Y$ , равный отношению импульса  $p'$  нейтрона к максимальному импульсу  $p'_{\text{макс}}$ .

В различных областях значений  $W$  доминируют различные диаграммы. Вблизи  $W = 8,9$  Мэв один из испускаемых фотонов является мягким, и в этой области амплитуда процесса (3) дается вкладом диаграмм 1-9 (рис. 1). В области энергий нейтронов 420 кэв значителен вклад диаграммы 10. В промежуточной области энергий нейтронов имеется неопределенность, связанная с пион-нуклонным и пион-пионным взаимодействием. Если аппроксимировать эффект сильных взаимодействий известными резонансами  $\rho(760)$ ,  $A(1080)$ ,  $\Delta(1236)$ , то неопределенность оказывается порядка  $O(\omega^2/m_\rho^2)$  ( $\omega$  - энергия фотона) по отношению к вкладу диаграммы 1 рис. 1. Эта неопределенность максимальна при  $\omega = \omega' = m/2$ .

С указанной выше точностью амплитуда процесса (3) определяется вкладом диаграмм 1-10 рис. 1.

### Амплитуда процесса

Низкоэнергетическая теорема<sup>/8/</sup> в виде, предложенном Адлером и Дотаном<sup>/7/</sup>, позволяет получить амплитуду испускания "мягкого" фотона. Для этого выделим вклад полюсных диаграмм 1-9 на рис. 1. Представим амплитуду процесса (3) в виде

$$M = M_p + \tilde{M},$$

где вклад полюсных диаграмм

$$M_p = \epsilon_\nu^* \epsilon_\mu \sqrt{2} f e^2 \bar{u}' \left\{ \frac{(\hat{p}' - \hat{p})\gamma_5}{(p' - p)^2 - m^2} i T_{\mu\nu}^\pi + \right. \\ \left. + \hat{q}\gamma_5 [\hat{p}' - \hat{q} - M]^{-1} i T_{\mu\nu}^p + i T_{\mu\nu}^\pi [\hat{p} + \hat{q} - M]^{-1} \hat{q}\gamma_5 + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + [\gamma_5 (\hat{q} - \hat{k}) \frac{(2q-k)_\mu}{-2qk} \cdot \frac{1}{\hat{p}-\hat{k}'-M} (\gamma_\nu + \Delta\mu_p \sigma_{\nu\rho} k'_\rho) + \\
& + \gamma_\mu \gamma_5 \frac{(2q-k')_\nu}{2qk'} + \gamma_\mu \gamma_5 \frac{1}{\hat{p}-\hat{k}'-M} (\gamma_\nu + \Delta\mu_p \sigma_{\nu\rho} k'_\rho) + \\
& + (\mu, k \rightarrow \nu, k')] + \mu_n \sigma_{\mu\rho} k'_\rho \left[ \frac{1}{\hat{p}' + \hat{k} - M} (\hat{q} - \hat{k}') \gamma_5 \frac{(2q-k')_\nu}{2qk'} + \right. \\
& \left. + \frac{1}{\hat{p}' + \hat{k} - M} \gamma_\nu \gamma_5 + \frac{1}{\hat{p}' + \hat{k} - M} \hat{q} \gamma_5 \frac{1}{\hat{p}-\hat{k}'-M} (\gamma_\nu + \Delta\mu_p \sigma_{\nu\rho} k'_\rho) + \right. \\
& \left. + (\mu, k \rightarrow \nu, k') \right] \} u,
\end{aligned}
\tag{5}$$

а  $T_{\mu\nu}^\pi$ ,  $T_{\mu\nu}^n$ ,  $T_{\mu\nu}^p$  - амплитуды комптон-эффекта на пионе, нейтроне и протоне, соответственно, вне массовой поверхности,  $f$  - перенормированная псевдовекторная константа пион-нуклонного взаимодействия,  $\Delta\mu_p = \frac{1,79}{2M}$ ,  $\mu_n = -\frac{1,91}{2M}$ .

Убедимся в градиентной инвариантности амплитуды  $M_p$ . Для этого вычислим свертки  $k_\mu T_{\mu\nu}^\pi$ ,  $k_\mu T_{\mu\nu}^n$  и  $k_\mu T_{\mu\nu}^p$ .

Применим тождество Уорда в виде, предложенном Такахашим<sup>/8/</sup>, для чего представим амплитуды  $T_{\mu\nu}$  в виде

$$i T_{\mu\nu}^\pi = \int e^{-iq'x} e^{iky} \vec{K}_x < 0 | T(\phi_\pi(x) j_\mu(y) j_\nu(0)) | \pi(q) > \tag{6a}$$

$$iT_{\mu\nu}^N = \int e^{-ip^{\mu}x} e^{iky} \vec{D}_x \langle 0 | T(\psi(x)j_{\mu}(\gamma)j_{\nu}(0)) | N(p) \rangle \quad (6б)$$

и вычислим  $k_{\mu}T_{\mu\nu}$ , используя коммутаторы

$$[j_0(0), \phi_{\pi^{-}}(x)]_{x_0=0} = -\phi_{\pi^{-}}(x)\delta^3(\vec{x}); [j_0(0), \psi_N(x)]_{x_0=0} = e_N \psi_N \delta^3(\vec{x}),$$

где  $j_{\mu}$ ,  $\phi$  и  $\psi_N$  - гайзенберговские операторы электромагнитного тока, пионов, протонов и нейтронов.

Получим

$$ik_{\mu}T_{\mu\nu}^{\pi} = -\frac{(q'^2 - m^2)}{(q-k')^2 - m^2} (2q-k')_{\nu} \quad (7а)$$

$$ik_{\mu}T_{\mu\nu}^p = -(\hat{p}'' - M) \frac{1}{\hat{p} - \hat{k}' - M} (\gamma_{\nu} + \Delta\mu_p \sigma_{\nu\rho} k'_{\rho}) \quad (7б)$$

$$ik_{\mu}T_{\mu\nu}^n = 0. \quad (7в)$$

С другой стороны, можно выделить вклад полюсных диаграмм 1,2, 3,4,5 (рис. 2) в амплитуде комптон-эффекта

$$T_{\mu\nu} = {}^p T_{\mu\nu} + \tilde{T}_{\mu\nu},$$

где

$$i^p T_{\mu\nu}^{\pi} = -2g_{\mu\nu} + \frac{(2q-k)_{\mu} (2q'+k')_{\nu}}{(q-k)^2 - m^2} +$$



$$+ \frac{(2q - k')_\nu (2q' + k)_\mu}{(q - k')^2 - m^2} \quad (8a)$$

$$i^P T_{\mu\nu}^P = (\gamma_\nu + \Delta\mu_\rho \sigma_{\nu\rho} k'_\rho) \frac{1}{\hat{p} - \hat{k} - M} (\gamma_\mu + \Delta\mu_\rho \sigma_{\mu\rho} k_\rho) + (\mu, k \rightarrow \nu, k') \quad (8б)$$

$$i^P T_{\mu\nu}^n = \mu_n \sigma_{\nu\rho} k'_\rho \frac{1}{\hat{p}' + \hat{k} - M} \mu_n \sigma_{\mu\lambda} k_\lambda + (\mu, k \rightarrow \nu, k') \quad (8в)$$

При этом получаем, что

$$k_\mu^P T_{\mu\nu} = k_\mu T_{\mu\nu},$$

т.е.

$$k_\mu \tilde{T}_{\mu\nu} = 0.$$

Вычисления свертки  $k'_\nu T_{\mu\nu}$  проводятся таким же образом. Подставляя (7) в (5), убеждаемся, что  $M_\rho$  градиентно-инвариантна. В соответствии с <sup>/7/</sup>

$$\tilde{M} = 0 \left( \omega^2 / m_R^2 \right),$$

где

$$m_R \sim m_\rho$$

и

$$M = M_p + O(\omega^2 / m_R^2)$$

в области энергий нейтронов  $W$ , близкой к 8,9 Мэв.

При  $W$ , близкой к 420 кэв, оказывается необходимым учесть вклад диаграммы 7 (рис. 1).

$$M_{\pi^0} = -M_0^-(q'^2 - m^2 + i\gamma m)^{-1} e^2 F \epsilon_{\mu} \epsilon_{\nu}^* \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{\rho} k'_{\sigma}, \quad (9)$$

где  $\gamma$  - ширина  $\pi^0$ -мезона,  $q' = k + k'$ , а  $iM_0^- = 2m^{-1}$  - амплитуда перезарядки пиона в пороговой области.

$$F = -\frac{s}{4\pi^2} \cdot \sqrt{2} / 0,96 m$$

константа распада нейтрального пиона на два фотона. При ширине распада 10 эв  $|s| = 1$ .

Полная амплитуда процесса (3) во всей области значений может быть представлена в виде

$$M = M_p + M_{\pi^0} + O(\omega^2 / m_R^2). \quad (10)$$

### Угловые корреляции фотонов, спектр нейтронов и вероятность распада

При захвате остановившихся пионов полный угловой момент и чётность начального состояния равны  $J^P = 1/2^-$ . Система двух фотонов может находиться в состояниях со спином и чётностью  $(J^P)_{\gamma} = 0^{\pm}, 2^{\pm} \dots$ . Из требований сохранения момента и чётности следует, что при орбитальном моменте системы двух фотонов относительно нейтрона  $\ell = 0$   $(J_{\gamma}^P) = 0^-$ , при  $\ell = 1$   $(J_{\gamma}^P)_{\gamma} = 0^+, 2^+ \dots$ . Ясно, что амплитуда процесса (3) с фотонами в  $0^-(0^+)$  состоянии не содержит (содержит) оператор спина нуклона.

Переходом к двухкомпонентным функциям можно показать, что в л.с. амплитуда процесса (3) имеет вид:

$$\begin{aligned}
M_p = & \sqrt{2} f e^2 \left\{ \left[ -\frac{2}{m^2 + \vec{p}'^2 - \Delta^2} - \frac{\mu_n}{M} + \frac{f}{2M^2(2M-m)} \right] (\vec{\sigma} \vec{p}') (\vec{e}' \vec{e}') + \right. \\
& + [\mu_n (1 - \frac{m}{2M}) + \mu_p (1 + \frac{m}{2M})] [(\vec{\sigma} [\vec{s}' \vec{e}]) + (\vec{\sigma} [\vec{s} \vec{e}'])] + \\
& + i[\mu_p (1 + \frac{m}{2M}) - \mu_n (1 - \frac{m}{2M})] [(\vec{s}' \vec{e}') + (\vec{s} \vec{e})] \\
& - i\mu_n \left[ \frac{(\vec{p}' \vec{k})}{M\omega} (\vec{e}' \vec{s}) + \frac{(\vec{p} \vec{k}')}{M\omega'} (\vec{e} \vec{s}') \right] + \\
& \left. + \mu_n \left[ \left( \frac{(\vec{p}' \vec{k}')}{M\omega'} + \frac{\omega'}{M} \right) (\vec{\sigma} [\vec{s}' \vec{e}]) + \left( \frac{(\vec{p} \vec{k})}{M\omega} + \frac{\omega}{M} \right) (\vec{\sigma} [\vec{s} \vec{e}']) \right] \right\}, \quad (11)
\end{aligned}$$

$$\mu_p = \frac{1}{2M} + \Delta\mu_p, \quad \vec{s} = \frac{[\vec{k}, \vec{e}]}{\omega}, \quad \vec{s}' = \frac{[\vec{k}', \vec{e}]}{\omega'}.$$

Для квадрата матричного элемента (10) имеем

$$|M|^2 = |M_p|^2 + |M_{\pi 0}|^2 + |M|_{\text{инт.}}^2, \quad (12)$$

где третье слагаемое представляет интерференцию амплитуд (9) и (10).

При этом

$$\begin{aligned}
|M_p|^2 = & (\sqrt{2} f e^2)^2 \{ A^2 |\vec{p}'|^2 (1 + \cos^2 \theta) + \\
& + 2AB(\omega + \omega')(1 + \cos \theta)^2 + \frac{4AD}{M} \cos \theta \}.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& [(\omega + \omega')^2 \cos \theta + \omega \omega' (1 - \cos \theta)^2] + 2 C^2 (1 - \cos \theta)^2 + \\
& + 2 \left[ B^2 + BD \cos \theta \left( \frac{\omega + \omega'}{M} \right) \right] (3 + 2 \cos \theta - \cos^2 \theta) \\
& + O(m^2 / 2M^2) \}. \tag{13}
\end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
\theta = (\vec{k} \wedge \vec{k}') , \quad A = - \frac{2}{m^2 - \Delta^2 + |\vec{p}'|^2} - \frac{\mu_n}{M} + \frac{2M + m}{2M^2(2M - m)} \\
B = \mu_n + \mu_p + \frac{m}{2M} (\mu_p - \mu_n) \tag{13'}
\end{aligned}$$

$$C = \mu_p - \mu_n + \frac{m}{2M} (\mu_p + \mu_n); \quad D = -\mu_n.$$

Для других слагаемых в (12) имеем

$$|M_{\pi 0}^-|^2 = |M_0^-|^2 \frac{(e^2 F)^2 \frac{1}{2} q'^4}{(q'^2 - m^2)^2 + \gamma^2 m^2}, \tag{14}$$

где

$$q'^2 = (k + k')^2 = 2\omega\omega' (1 - \cos \theta)$$

$$|M_{\text{инт.}}|^2 = \frac{2e^2 F \operatorname{Im} M_0^- (q'^2 - m^2)}{(q'^2 - m^2)^2 + \gamma^2 m^2} \times$$

$$\times \frac{q^4}{2\omega\omega'} \left[ C - 2D \frac{m}{M} \left( 1 - \frac{q'^2}{2\omega\omega'} \right) \right]. \quad (15)$$

Для оценки относительной вероятности  $R$  представляем амплитуду процесса (2) из  $s$ -состояния в виде

$$M_\gamma = \sqrt{2} f e(\vec{\sigma} \vec{e}). \quad (16)$$

Тогда

$$|M_\gamma|^2 = 2(\sqrt{2} f e)^2. \quad (17)$$

Для выражения (12)-(15) на (17) и проводя обычные вычисления, получим выражение для спектра нейтронов в виде

$$\frac{dR}{dy} = \frac{dR_p}{dy} + \frac{dR_\pi}{dy} + \frac{dR_{\text{инт.}}}{dy}, \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{dR_p}{dy} = 0,28 \cdot 10^{-2} \{ \Phi_4 - 0,362 \Phi_5 - 0,021 \Phi_6 \\ + 0,033 \Phi_7 + 0,134 \Phi_8 + 0,075 \Phi_9 \} \end{aligned} \quad (19)$$

$$\frac{dR_{\text{инт.}}}{dy} = \pm (1,24 \Phi_2 + 0,044 \Phi_3) 10^{-5}; \quad (20)$$

а

$$\frac{dR_{\pi}}{dy} = 0,487 \Phi_1(y) 10^{-6} \quad (21)$$

Здесь введен  $y = |\vec{p}'| / |\vec{p}|$  макс., а функции  $\Phi_i = \Phi_i(y)$  выписаны в Приложении. Два знака в (20) соответствуют двум знакам амплитуды распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

Определим для дальнейшего три области спектра нейтронов по значению переменной  $y$

$$\begin{aligned} I & \quad 0 < y \leq 0,365 \quad (|\vec{p}'| \leq 47 \text{ МэВ/с}) \\ II & \quad 0,4 < y < 0,6 \quad (51,5 \leq |\vec{p}'| \leq 77 \text{ МэВ/с}) \\ III & \quad 0,6 \leq y \leq 1 \quad (77 \leq |\vec{p}'| \leq 129 \text{ МэВ/с}) \end{aligned} \quad (22)$$

Для этих трех областей относительные вероятности процесса (3) равны

$$R^I = (3,3 + 2,72 \pm 3,07) \cdot 10^{-6} = 0,6 \cdot 10^{-5} (1 \pm 0,5) \quad (23)$$

$$R^{II} = (65 + 3,98 \mp 4,3) \cdot 10^{-6} = 0,69 \cdot 10^{-4} (1 \mp 0,06) \quad (24)$$

$$R^{III} = (125 + 0,08 \mp 0,714) \cdot 10^{-6} = 1,25 \cdot 10^{-4} (1 \mp 0,006) \quad (24)$$

Как видно из (23), в области I результат весьма чувствителен к знаку амплитуды распада нейтрального пиона. В области II доминирует вклад амплитуды (11). В области III вкладом амплитуды (9) и интерференцией можно пренебречь, так как  $R_p$  содержит неопределенность порядка  $m^2/m_p^2$ , связанную со структурными эффектами.

Полная относительная вероятность, определяемая, в основном, вкладом  $R^{II}$  и  $R^{III}$ , составляет

$$R = (1,94 \mp 0,06) \cdot 10^{-4} \quad (26)$$

и близка к оценке, полученной Балдиным.

Авторы благодарны А.Л. Зубареву за помощь при численных расчётах и А.М. Балдину, И.М. Василевскому, С.Б. Герасимову, С.М. Коренченко, В.И. Петрухину за интересные обсуждения.

### Приложение

$$\begin{aligned}
 \Phi_1 &= \eta^2 y^2 (\eta - 0,83)^{-2} & ; & & \Phi_2 &= \eta^2 y^2 (\eta - 0,83)^{-1} \phi_1 \\
 \Phi_3 &= \eta^3 y^2 (\eta - 0,83)^{-1} \phi_2 & ; & & \Phi_4 &= \lambda^2 (1 - \eta \phi_1 + 0,5 \eta^2 \phi_2) y^4 \\
 \Phi_5 &= \lambda (1 - \eta \phi_1 + 0,25 \eta^2 \phi_2) y^2 \\
 \Phi_6 &= \lambda [2 - \eta(4 - \eta) \phi_1 + \eta^2 (2 - \eta) \phi_2] y^2 & & & & (П_1) \\
 \Phi_7 &= (1 - 0,25 \eta^2 \phi_2) y^2 & ; & & \Phi_8 &= \eta^2 y^2 \phi_2 \\
 \Phi_9 &= (1 - \eta \phi_1 - 0,25 \eta^2 \phi_2 + 0,4 \eta^3 \phi_3) y^2
 \end{aligned}$$

где

$$\eta = 1 - 1,147 y^2 + 0,005 y^4 \quad (П_2)$$

$$\lambda = (1,97 - 0,03 y^2)(1,02 + y^2)^{-1} \quad (П_3)$$

$$\chi = (1 - 0,074 y^2)^{-1}, \quad (П_4)$$

а

$$\begin{aligned}
 \phi_1 &= \frac{\chi}{y} \operatorname{arctg} \chi \cdot y \\
 \phi_2 &= \frac{\chi^3}{y} \operatorname{arctg} \chi \cdot y + \frac{2\chi^2}{\eta} \\
 \phi_3 &= \frac{\chi^5}{y} \operatorname{arctg} \chi \cdot y + \frac{2\chi^4}{\eta^2} + \frac{4\chi^2}{\eta^2}
 \end{aligned} \quad (П_5)$$

## Литература

1. И.М. Василевский, В.В. Вишняков, А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин, А.А. Тяпкин. Nucl. Phys., B139, 673, 1969.
2. M. Jacob, J. Mathews. Phys. Rev., 117, 854, 1960.
3. Л.И. Липидус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 41, 294 (1961).
4. S. Okubo. Phys. Rev., 179, 1629, 1969.
5. П.С. Баранов, В.А. Кузнецов, Л.И. Словахотов, Г.А. Сокол, Л.Б. Фильков, Л.Н. Штарков. ЯФ, 56, 1221 (1967).
6. F.E. Low, Phys. Rev., 96, 1428, 1954.  
M. Gell-Mann, M.L. Goldberger. Phys. Rev., 96, 1433, 1954.
7. S.L. Adler, Y. Dothan. Phys. Rev., 151, 1267, 1966.
  
8. Г. Бартон. Дисперсионные методы в теории поля. стр. 196, Атомиздат, 1968 г.
9. А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика. стр. 51, "Наука", 1969 г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 сентября 1971 года.



# Диаграммы

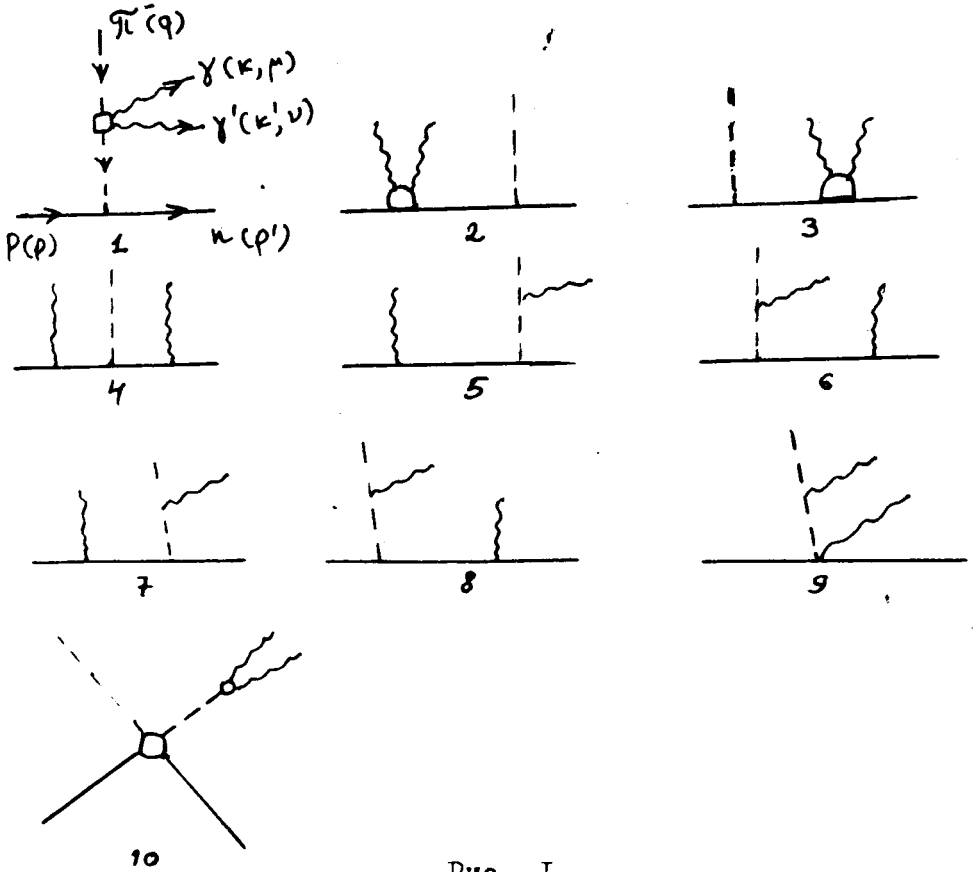


Рис. I.

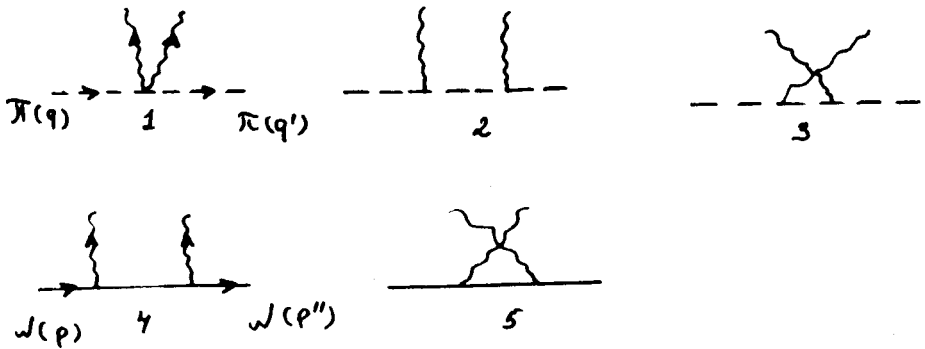


Рис. 2.