

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

**ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ**

M-916

2 - 6478

**М.М.Мусаханов**

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ И СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
АДРОНОВ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ**

**Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

**(Диссертация написана на русском языке)**

Дубна 1972

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем  
Объединенного института ядерных исследований.

М.М.Мусаханов

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
профессор

Л.И. Липидус

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук  
доктор физико-математических наук

С.Г. Матинян,

М.П. Рекало

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт  
физики высоких энергий ГКАЭ (г. Серпухов).

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ И СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
АДРОНОВ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат разослан " " 1972 г.

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

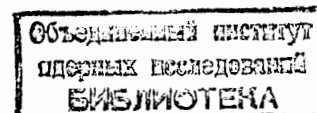
Защита диссертации состоится " " 1972 г.  
на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем  
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна,  
Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в центральной  
библиотеке ОИЯИ.

(Диссертация написана на русском языке)

Ученый секретарь Совета  
кандидат физико-математических наук

Ю.А. Батусов



Рост интенсивности пучков частиц, получаемых на современных ускорителях, позволяет проводить детальное изучение редких электромагнитных и слабоэлектромагнитных процессов. При анализе экспериментальных данных необходимы такие теоретические результаты и заключения, которые основываются на наиболее строгих подходах.

В теории электромагнитного и слабого взаимодействий адронов имеется ряд точных утверждений и гипотез. Эти утверждения и гипотезы формулируются в виде условий для токов адронов и не зависят от моделей. К точным утверждениям относятся условие сохранения электромагнитного тока

$$\partial_\mu J_\mu^{em} = 0$$

и аналитические свойства амплитуд нуклонного комптон-эффекта в низшем  $e^2$ -приближении<sup>(1)</sup>.

Исследование слабых лептонных распадов адронов (без изменения странности, т.е.  $\Delta S = 0$ ) привело к гипотезам сохранения векторного тока  $SVC^{(2,3)}$ , частичного сохранения аксиального тока (PCAC)<sup>(4,5)</sup> и алгебре токов<sup>(6)</sup>. Условия, следующие из перечисленных выше утверждений и гипотез, оказались особенно полезными для изучения процессов, в которых энергия фотона (реального или виртуального), либо энергия лептон-нейтринной пары могут считаться малыми. К примеру, применение условия сохранения электромагнитного тока позволило найти амплитуду нуклонного комптон-эффекта для энергий фотона, значительно меньших пороговой энергии фоторождения  $\Pi$ -мезона<sup>(7,8)</sup>.

В настоящей диссертации подобный подход использован при рассмотрении ряда процессов, главным образом с участием двух

токов. В амплитудах таких процессов встречается значительно большее число параметров, чем в амплитудах процессов с участием одного тока.

Диссертация состоит из предисловия, четырёх глав, краткого обзора результатов и трёх приложений.

Первая глава посвящена изучению возможностей определения знака и модуля амплитуды распада нейтрального  $\Pi^0$ - мезона.

Современное развитие таких фундаментальных направлений, как алгебра токов  $SU(2) \times SU(2)$  и PCAC, с одной стороны, и модели фундаментальных частиц (кварки и т.п.), с другой, привело к выводу<sup>(9)</sup>, что знак и модуль амплитуды представляет значительный интерес для проверки моделей взаимодействия адронов.

В § I главы I рассмотрен процесс  $\Pi^- p \rightarrow 2\gamma n$  (I<sup>7</sup>), когда  $\Pi^-$ - мезон находится в  $S$ - состоянии мезоатома. Условие сохранения электромагнитного тока позволило определить амплитуду процесса в виде

$$M = M_p + M_\pi + O\left(\frac{\omega\omega'}{m_\pi^2}\right) \quad (I),$$

$\omega$  - энергия  $\gamma$ - кванта,  $m_\pi \approx m_p = 760$  Мэв

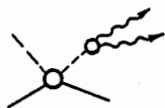
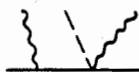
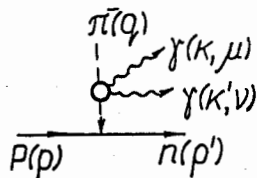


Рис. I

$M_p$  - вклад полюсных диаграмм, причём основной вклад вносят диаграммы 1,2,3, рис. I.

$M_\pi$  - вклад диаграммы 4 (рис. I), равный

$$M_\pi = M_0^- \frac{e^2 F}{q^2 - m_\pi^2 + i\gamma m_\pi} \epsilon_r^* \epsilon_r' \sqrt{\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_\mu k'_\nu} \epsilon_2(2),$$

где  $\gamma$  - ширина  $\Pi^0$ - мезона,

$$M_0^- = -i 2 m_\pi^-,$$

амплитуда перезарядки пиона в пороговой области, а  $F = -\frac{S}{4\pi^2} \frac{\sqrt{2}}{0,96 m_\pi}$  - константа распада нейтрального пиона. При ширине распада 10 эв

$|S| = 1$ . Таким образом, единственным параметром в (I) является знак амплитуды  $\Pi^0 \rightarrow 2\gamma$  относительно псевдовекторной константы связи пиона и нуклонов.

С помощью (I) вычислен энергетический спектр нейтронов и интегральная вероятность  $R$  по отношению к вероятности процесса  $\Pi^- p \rightarrow \gamma n$ . Выяснилось, что спектр нейтронов и интегральная вероятность весьма чувствительны к знаку амплитуды  $\Pi^0 \rightarrow 2\gamma$  в области I (кинетическая энергия нейтронов  $W \leq 340$  кэв) и в области II ( $525 \leq W \leq 1680$  кэв), где  $M_\pi$  сравнима по величине с  $M_p$ .

Интегрируя выражения для спектра в областях I и II и во всей области  $W \leq 8,9$  Мэв, получим, что

$$\begin{aligned} R^I &= (3,65 + i2,66) \cdot 10^{-6} \\ R^{II} &= (14,4 - i7,7) \cdot 10^{-6}, \\ R_{tot} &= 1,2 \cdot 10^{-4}. \end{aligned} \quad (3)$$

Полученные в § I выражения могут быть полезными также с точки зрения отделения "физического фона" при исследовании редких распадов  $\Pi^0$ - мезонов. Амплитуду распада  $\Pi^0 \rightarrow 2\gamma$  ( $\gamma \rightarrow 2\gamma$ ) можно также изучить в процессе когерентного фоторождения  $\Pi^0$  ( $\gamma$ )- мезонов в кулоновском поле ядра.

В § 2 главы I рассмотрена возможность отделения некогерентного фона, связанного с переходами ядра мишени в возбужденные состояния, при помощи экспериментов с поляризованными фотонами<sup>(I8)</sup>. С помощью результатов работы<sup>(I0)</sup> получим, что зависимость сечения от поляризации различна в когерентном и некогерентном процессе, если возбужденные состояния ядра мишени отличаются по спину - четности от основного состояния. К таким ядрам относится  $^{82}\text{Pb}^{204}$  (основное состояние  $J^P = 0^+$ ). Сечение фоторождения на таком ядре имеет вид

$$\sigma = \sigma_{\text{ког}} + \sigma_{\text{неког}},$$

где сечение когерентного процесса

$$\sigma_{\text{ког}} = \sigma_0 (1 + P_{\gamma} \cos 2\psi). \quad (4)$$

Здесь  $P_{\gamma}$  - степень линейной поляризации  $\gamma$ -кванта,  $\psi$  - угол между плоскостью реакции и плоскостью линейной поляризации.

Таким образом, использование поляризованных  $\gamma$ -квантов позволяет отделить сечение когерентного фоторождения по зависимости от угла  $\psi$ .

Ясно, что в амплитуду когерентного фоторождения входит, как часть, амплитуда фоторождения в кулоновском поле ядра, отделяемая по характерной угловой зависимости. Таким образом, результаты § 2 главы I позволяют надеяться на увеличение точности измерения амплитуд  $\Pi^0(\eta) \rightarrow 2\gamma$  при использовании поляризованных фотонов.

Нарушение CP-инвариантности, обнаруженное в распадах  $K^0$ -мезонов, означает, согласно CPT-теореме, также нарушение T-инвариантности. Это обстоятельство совместно с фактом нарушения P-инвариан-

ности в слабых взаимодействиях приводит к возможности существования электрического дипольного момента (э.д.м.) у элементарных частиц со спином.

В главе 2<sup>(I9)</sup> рассмотрены появляющиеся при нарушении P-и T-инвариантностей новые спиновые структуры в амплитуде нуклонного комптон-эффекта и установлены кинематические соотношения между ними при рассеянии вперед. Установлено свойство PT-инвариантности амплитуды комптон-эффекта при низких энергиях.

Предположение о том, что нарушение T-инвариантности существенно лишь в электромагнитном или лептонных взаимодействиях адронов, позволяет сохранить установленные ранее<sup>(I)</sup> аналитические свойства амплитуды комптон-эффекта.

В сочетании с низкоэнергетической теоремой, обобщенной на случай нарушения P-и T-инвариантностей, эти свойства приводят к правилу сумм для э.д.м. нуклона:

$$-4a\mu M = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \text{Im}(Y_1(\nu, 0) + Y_3(\nu, 0)) \frac{d\nu}{\nu}. \quad (5)$$

Здесь  $a$  - э.д.м. нуклона,  $\mu$  - магнитный момент,  $M$  - масса нуклона,  $Y_1, Y_3$  - амплитуды, нарушающие P-и T-инвариантности. В  $\epsilon^2$ -приближении, при указанных выше предположениях, мнимые части амплитуд комптон-эффекта определяются процессами фоторождения  $\Pi$ -мезонов.

В отсутствие требований P-инвариантности амплитуду процесса

$$\gamma(\nu) + N \rightarrow N + \pi(q) \quad (6)$$

можно представить в с.ц.м. в виде

$$T_{\gamma\pi} = i(\vec{\sigma}\vec{e})G_1 + \frac{\vec{\sigma}\vec{q}}{q}(\vec{\sigma}\vec{s})G_2 + i\frac{(\vec{\sigma}\vec{e})}{\omega}\frac{(\vec{q}\vec{e})}{q}G_3 + \\ + i\frac{(\vec{\sigma}\vec{q})}{q}\frac{(\vec{q}\vec{e})}{q}G_4 + i(\vec{\sigma}\vec{s})F_1 + \frac{(\vec{\sigma}\vec{q})}{q}(\vec{\sigma}\vec{e})F_2 + \\ + i\frac{(\vec{\sigma}\vec{e})}{\omega}\frac{(\vec{q}\vec{s})}{q}F_3 + \frac{(\vec{\sigma}\vec{q})}{q}\frac{(\vec{q}\vec{s})}{q}F_4, \quad (7)$$

где  $q = |\vec{q}|$ ,  $\vec{s} = \frac{[\vec{k}\vec{e}]}{\omega}$ , функции  $F_i$  исчезают при справедливости P-инвариантности.

Вычисления с помощью (6) приводят к

$$J_m Y_1(V,0) = J_m Y_3(V,0) = \frac{V}{\omega} (\epsilon + M) \text{Re} \left\{ G_1 + \frac{1}{3} G_4 \right\} F_1 + (8) \\ + \frac{1}{3} G_1^* F_4 + F_2^* \left( G_2 + \frac{1}{3} G_3 \right) - \frac{1}{3} F_3^* G_2 \}.$$

В (8)  $\epsilon$ ,  $\omega$  - энергии нуклона и фотона в с.ц.м. процесса (6). Результаты (5) и (8) позволяют связать эффекты нарушения P- и T-инвариантностей в процессе фоторождения  $\pi$ -мезонов с величиной э.д.м. нуклона.

В главе 3 рассмотрены слабоэлектромагнитные распады  $\alpha(p) \rightarrow \beta(p') e(q_1) \nu(q_2) \gamma(k)$  (20). Амплитуда такого процесса включает амплитуду тормозного излучения электроном  $M^T$  и амплитуду излучения адронами  $M^W$ . Амплитуду  $M^W$  можно представить в виде

$$M^W = \frac{G}{\sqrt{2}} e_\nu E_\mu M_{\mu\nu}(k, q), \quad (9)$$

где  $e_\nu = \bar{u}(q_1) \gamma_\nu (1 + \gamma_5) u(q_2)$ ,  $E_\mu$  - вектор поляризации фотона (реального либо виртуального),  $q = q_1 + q_2$ . Учёт сохранения электромагнитного тока и гипотезы CVC, PCAC и алгебра токов (6) приводят к условиям (II)

$$e_\mu e_\nu M_{\mu\nu}^W = - \langle \beta | J_\nu^W | \alpha \rangle e_\nu \quad (10)$$

$$E_\mu q_\nu M_{\mu\nu}^W = E_\mu \langle \beta | J_\mu^W | \alpha \rangle + \frac{m_\pi^2 f_\pi}{q^2 - m_\pi^2} E_\mu M_\mu, \quad (11)$$

где  $J^W$  - сумма векторного  $J^V$  и аксиального  $J^A$  слабых токов адронов.  $E_\mu M_\mu = i E_\mu \langle \beta | \pi(q) | \alpha \rangle$  - амплитуда процесса  $\alpha \rightarrow \beta \pi(q) \gamma$ .

Применение условий (10) и (11) позволяет определить амплитуду  $M^W$  с точностью до членов, пропорциональных  $(kq)$ .

Применение условий (10) и (11) в § I главы 3 позволило:

- а) вычислить с хорошей точностью ( $\sim 4\%$ ) вклад аксиального тока в амплитуду процесса  $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu \gamma$ , выразив его через амплитуду  $\gamma$ - $\pi$ -взаимодействия. Аналогично получена связь между вкладом аксиального тока ( $\Delta S = 1$ ) в амплитуду процесса  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu \gamma$  и амплитудой  $\gamma$ - $\pi$  взаимодействия. б) Уменьшено число параметров в амплитуде  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu e^+ e^-$ . При этом вклад аксиального тока выражается через параметр  $a$ , характеризующий процесс  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$  и электромагнитный радиус  $\pi$ -мезона и имеет вид

$$E_\mu e_\nu M_{\mu\nu}^W = - f_\pi \left\{ - \left( 1 + k^2 \frac{dF_\pi}{dk^2} \right) \frac{2(\epsilon q)(e q)}{q^2 - m_\pi^2} + \right. \\ \left. + a [(\epsilon e)(k q) - (\epsilon q)(e k)] + \right. \\ \left. + \left( 1 + k^2 \frac{dF_\pi}{dk^2} \right) (\epsilon e) \right\} \cdot \left[ 1 + O\left( \frac{k^2}{m_p^2}, \frac{q^2}{m_A^2} \right) \right] \quad (12)$$

и) Детальное рассмотрение процесса  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu e^+ e^-$  в работе (12) привело к формулам, содержащим 3 параметра. Там же были найдены кинематические условия, при которых возможно измерение того или иного параметра независимо от двух остальных.

Вклад векторного тока с помощью гипотезы CVC выражается через амплитуду распада  $\Pi^0$ - мезона.

Аналогично рассмотрен вклад аксиального тока ( $\Delta S = 1$ ) в амплитуду  $K \rightarrow e\nu e^+e^-$ .

В распадах с изменением странности гипотеза CVC не имеет места. Для вычисления вклада векторного тока ( $\Delta S = 1$ ) необходимы дополнительные предположения.

В § 2 главы 3 вычислен вклад векторного тока в амплитуду  $K \rightarrow e\nu\gamma$  ( $e\nu e^+e^-$ ) в рамках  $K^*$  - доминантности, причём требование конечности радиационной поправки в  $\beta$  - распаде  $\Sigma$  - мезона позволило при некоторых предположениях вычислить изоскалярную амплитуду  $K^* \rightarrow K\gamma$  - распада.

В результате получаем, что

$$M_{\mu\nu}^V(k, q) = \frac{f_K}{m_{K^*}^2 - q^2} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_\rho q_\sigma. \quad (13)$$

В приложении к главе 3 подробно обсуждается доказательство низкоэнергетической теоремы для несохраняющихся токов.

Условие сохранения электромагнитного тока позволяет выразить амплитуду радиационного процесса ( $\alpha \rightarrow \beta\gamma$ ) через амплитуду процесса ( $\alpha \rightarrow \beta$ ) и её производные с точностью до членов, линейных по импульсу фотона  $K = (\vec{k}, \omega)$ . Это утверждение известно как теорема Лоу (14).

В некоторых случаях линейный по  $K$  член становится сравнимым по величине с членом нулевой степени даже при сравнительно малых энергиях фотона.

В главе 4 рассмотрен один из таких примеров - радиационное  $\Pi$  - рассеяние<sup>(22)</sup> в области энергий вблизи изобары.

Для учёта линейных членов требуется модель процесса. В модели, предложенной в этой главе, изобара считается частицей спина 3/2.

Вначале рассмотрен лагранжиан свободных полей  $\mathcal{L}_{CB}$  и обсуждается вопрос о корректном введении взаимодействия частицы спина 3/2 с другими (15).

Электромагнитное взаимодействие учитывается заменой  $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + ieA_\mu$  в лагранжиане:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}_{CB} + \mathcal{L}_{\Delta N\pi}, \\ \mathcal{L}_{\Delta N\pi} &= \frac{\lambda}{im_\pi} \bar{\Psi}_N \Theta_{\mu\nu} \Psi_{\Delta\nu} \partial_\mu \Psi_\pi + \text{з.с.}, \\ \Theta_{\mu\nu} &= \delta_{\mu\nu} + \left[ z + \frac{1}{2} A(1+4z) \right] \gamma_\mu \gamma_\nu. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь  $A$  - произвольный параметр  $\neq 1/2$ . При условии, что изобара не даёт вклада в  $J$  - волну  $\Pi$  - рассеяния на пороге,

$z = 1/2$ . Кроме этого, учтём взаимодействие аномального магнитного момента  $M'_\Delta$  изобары с электромагнитным полем:

$$\mathcal{L}_{M'_\Delta} = \frac{2}{3} \frac{M'_\Delta}{2m_\rho} \bar{\Psi}_\rho i S_{\mu\nu, \rho\sigma} \Psi_\sigma F_{\mu\nu}, \quad (15)$$

где  $F_{\mu\nu} = 1/2 (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)$  - тензор электромагнитного поля,  $S_{\mu\nu, \rho\sigma} = -1/2 \sigma_{\mu\nu} \delta_{\rho\sigma} - (\delta_{\mu\rho} \delta_{\nu\sigma} - \delta_{\mu\sigma} \delta_{\nu\rho})$ .

Рассмотрим "мягкокионный" предел ( $q_2 \rightarrow 0$ ) амплитуды  $\pi^+(q_1) p(p_1) \rightarrow \pi^+(q_2) p(p_2) \delta(k)$ , применив РСАС<sup>(4,5)</sup> и алгебру токов<sup>(6)</sup>. При этом нам понадобится матричный элемент аксиального тока:

$$i \langle p(p_2) | \gamma_\mu^A | \Delta^{++}(p) \rangle = \bar{u}(p_2) (A_1 \delta_{\mu\nu} + A_2 p_{2\mu} p_{2\nu} + A_3 p_\mu p_{2\nu} + A_4 \delta_\mu p_{2\nu}) u_\nu(p). \quad (16)$$

Оказалось, что амплитуда процесса  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \gamma$ , вычисленная с помощью этой модели, имеет правильное поведение при  $q_2 \rightarrow 0$  только при

$$A_2 = A_3 = A_4 = 0, \quad A_1 = f_\pi \frac{\lambda}{m_\pi}. \quad (17)$$

При произвольных  $A_2, A_3, A_4$  необходимо видоизменить модель, добавив новые контактные взаимодействия изобары, нуклона,  $\pi$ -мезона и фотона.

В предположении (17) единственным параметром в процессе  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \gamma$  является магнитный момент изобары  $\Delta^{++}$ . Так же, как и в работе<sup>(16)</sup>, вычислим амплитуду и сечение этого процесса при кинематике, где подавлен вклад зарядового излучения.

Проведено уточнение результатов Кондратюка и Пономарёва<sup>(16)</sup>. Различие в этих результатах связано с различием в выборе амплитуды зарядового излучения изобары.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах<sup>/17-22/</sup>.

#### Литература:

1. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. ДАН СССР, 113, 529, 1957
2. С.С. Герштейн, Я.Б. Зельдович. ЖЭТФ 29, 698, 1955
3. Р.Р. Feynman, M. Gell-Mann Phys.Rev. 103, 193, 1958
4. Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ 39, 703, 1960
5. M.Gell-Mann, M. Levy Nuovo Cim. 16, 705, 1960
6. M.Gell-Mann Physics I, 63, 1964
7. M.Gell-Mann, M.L. Goldberger Phys.Rev. 96, 1433, 1954
8. Л.И.Липидус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ 41, 491, 1961
9. S. Okubo Phys.Rev. 179, 1629, 1969
10. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЯФ, 3, 332, 1966
11. S.L. Adler, Y. Dothan Phys.Rev. 151, 1267, 1966
12. Д.Ю. Бардин, С.М. Биленький, Г.В. Мицельмахер, Н.М. Шумейко, препринт ОИЯИ P2-5520, 1970
13. В.Г. Вакс, Б.Л. Иоффе. ЖЭТФ 35, 221, 1958
14. F.E. Low Phys.Rev. 96, 1428, 1954, 110, 979, 1958
15. L.M. Nath, B. Etemadi, J. Kimel Phys.Rev. D3, 2153, 1971
16. Л.А. Кондратюк, Л.А. Пономарев. ЯФ 7, III, 1968
17. Л.И.Липидус, М.М. Мусаханов. Препринт ОИЯИ P2-6041, 1971 ЯФ 15, 5, 1972
18. Л.И.Липидус, М.М. Мусаханов. ЯФ, 8, 793, 1968
19. Л.И. Липидус, М.М. Мусаханов. ЯФ 14, 774, 1971
20. М.М. Мусаханов. ЯФ, 12, 1243, 1970
21. М.М. Мусаханов. ЯФ, 9, 611, 1969
22. А.П. Ванга, М.М. Мусаханов. Сообщение ОИЯИ P2-6305, 1972

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 мая 1972 г.