

# II ЛЕТНЯЯ ШКОЛА ПО ПРОБЛЕМАМ ТЕОРИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ОТЕПЯ 1967

---

**1**

ПРОБЛЕМЫ СР-  
СИММЕТРИИ И  
СЛАБЫЕ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ



X

A-15407

Институт физики и астрономии АН Эстонской ССР

---

II ЛЕТНЯЯ ШКОЛА

по

ПРОБЛЕМАМ

ТЕОРИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

О т е п я

Август 1967

I часть

ПРОБЛЕМЫ CP -СИММЕТРИИ

И СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

---

Т а р т у 1 9 6 9

PROCEEDINGS OF THE 1967 SUMMER SCHOOL  
ON ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

held at Otepää, Estonian SSR  
August 1-13, 1967

Volume 1

PROBLEMS OF CP -SYMMETRY  
AND WEAK INTERACTIONS

Tartu Riikliku Ülikeoli  
Raamatukogu  
238658

ARHIIVKOGU

---

Редакционная коллегия: А. Айнсаар (ответственный редактор), П. Кард, М. Кыйв, Л. Палги, Х.Ыйглане

С 1 по 13-е августа 1967 г. в городе Отепя состоялась вторая летняя школа по теории элементарных частиц, организованная Институтом физики и астрономии АН Эстонской ССР. Эта школа значительно превышала первую школу, состоявшую в 1965 г. в Кяярику по числу лекторов и слушателей, а также по количеству обсужденных проблем.

Тематика школы была посвящена проблемам нарушения  $CP$ -инвариантности, аксиоматики квантовой теории полей, систематики и алгебры токов.

Организаторы школы глубоко благодарны всем лекторам школы.

В настоящем сборнике, который выходит в 5 выпусках, собраны все основные лекции школы.

Оргкомитет

## C o n t e n t s

- L.B. Okun, Violation of CP-Invariance ..... 7
- L.I. Lapidus, Phenomenology of  $K^0 \rightarrow 2\pi$  Decay and  $K^0$   
Regeneration ..... 69
- E.M. Lipmanov, On the Unified Electromagnetic-Weak  
Interaction of Elementary Particles ..... 107
- P.A. Krupchitsky, On Existence of the Weak Nucleon-  
Nucleon Interaction ..... 123
- P.A. Krupchitsky, Research in CP-Invariance of  
Nuclear and Electromagnetic Interactions ..... 149
-

## С о д е р ж а н и е

<u>Л.Б. Окунь</u> , Нарушение CP-инвариантности .....	7
<u>Л.И. Липидус</u> , Феноменология $K^0 \rightarrow 2\pi$ -распада и регенерация $K^0$ -мезонов .....	69
<u>Э.М. Липманов</u> , О едином электромагнитномслабом взаимодействии элементарных частиц .....	107
<u>П.А. Крупчицкий</u> , О существовании слабого нуклон- нуклонного взаимодействия .....	123
<u>П.А. Крупчицкий</u> , Исследование CP-инвариантности ядерных и электромагнитных взаимодействий ...	149

-----



Л.Б. О к у н ь

**НАРУШЕНИЕ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ**

§ 1. Введение ..... 46

§ 2. Основные понятия ..... 48

§ 3. Деление операторов на инвариантные и неинвариантные ..... 48

III. НАРУШЕНИЕ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ

§ 1. Модель Шредингера с нарушением СР-инвариантности ..... 51

§ 2. Неэрмитовы операторы ..... 52

§ 3. Модель Шредингера с нарушением СР-инвариантности ..... 52

IV. ТРАНСФОРМАЦИОННЫЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ..... 56

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ ..... 59

Л И Т Е Р А Т У Р А ..... 61

О Г Л А В Л Е Н И Е

I. СЛАБЫЕ ПРОЦЕССЫ.....	10
§ 1. Распады $K \rightarrow 2\pi$ .....	10
§ 2. Распады $K \rightarrow 2\pi\gamma$ .....	28
§ 3. Распады $K \rightarrow 3\pi$ .....	31
§ 4. Распады $Ke_3$ .....	36
§ 5. Другие слабые процессы.....	41
II. СИЛЬНЫЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ.....	44
§ 1. Дипольный момент нейтрона.....	44
§ 2. Распады $\eta^0$ -мезона.....	46
§ 3. Другие быстрые процессы.....	48
III. МОДЕЛЬ $\alpha$ -ЧАСТИЦ И ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ПРАВИЛА ОТБОРА.....	50
§ 1. Модель $\alpha$ -частиц и правила отбора по изоспину.....	51
§ 2. Не являются ли $\alpha$ -частицами $W$ -бозоны?.....	52
§ 3. Модель $\alpha$ -частиц и терминология.....	52
IV. ГРАВИТАЦИОННЫЙ ДИПОЛЬ.....	56
У. ЗЕРКАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ.....	59
ЛИТЕРАТУРА.....	61

За последние три года было опубликовано свыше 400 работ, посвященных нарушению  $CP$ -инвариантности. Большинство их - теоретические. В этих лекциях будут рассмотрены лишь некоторые из теоретических идей, обсуждавшихся в литературе.

Первая часть посвящена феноменологическому анализу  $CP$ -неинвариантных эффектов в слабых распадах, в основном в распадах  $K$ -мезонов.

Вторая часть посвящена обзору современного состояния гипотез о сильном нарушении  $CP$ -инвариантности.

В третьей части обсуждаются некоторые аспекты модели  $\alpha$ -частиц.

В четвертой части рассматривается возможность наблюдения  $CP$ -неинвариантных эффектов в гравитации.

Наконец в пятой части кратко обсуждаются свойства и возможные способы обнаружения т.н. зеркальных частиц, призванных сохранить зеркальную симметрию в природе, несмотря на нарушение  $CP$ -инвариантности.

Мы будем предполагать выполнение  $CPT$ -инвариантности.

## I - СЛАБЫЕ ПРОЦЕССЫ

Теоретический анализ нарушения CP-инвариантности в слабых распадах и особенно в распадах  $K^0$ -мезонов был предметом ряда подробных обзоров и отдельных работ. Ниже мы несколько уточним оценки различных эффектов, сделанные в этих работах, и сопоставим их с новыми экспериментальными данными.

Основным событием двух последних лет было измерение ширины распада  $K_L \rightarrow 2\pi^0$ , показавшее, что нарушение CP-инвариантности не сверхслабое. Этот результат чрезвычайно важен, т.к. означает, что CP-неинвариантное взаимодействие должно, подобно другим известным типам взаимодействий, определять широкий круг физических явлений. Используя шутливое выражение И.Я.Померанчука, можно сказать, что CP-неинвариантное взаимодействие рано или поздно найдет применение в сельском хозяйстве. Однако, для того чтобы окончательно уверовать в эту оптимистическую перспективу, необходимо, чтобы эксперименты по измерению распадов  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$  были повторены с лучшей точностью, различными методами и в различных лабораториях.

Если CP-неинвариантное взаимодействие не сверхслабое, то становится оправдан тщательный теоретический анализ CP-неинвариантных эффектов в слабых распадах. Мы начнем этот анализ с распадов  $K \rightarrow 2\pi$ .

### § I. Распады $K \rightarrow 2\pi$

Рассмотрим распады

$$\begin{array}{lll} K_S \rightarrow \pi^+\pi^-, & K_L \rightarrow \pi^+\pi^-, & K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \\ K_S \rightarrow 2\pi^0, & K_L \rightarrow 2\pi^0, & K^- \rightarrow \pi^-\pi^0. \end{array}$$

Само существование распадов  $K_L \rightarrow 2\pi$  означает нарушение CP-инвариантности. Задача заключается в выяснении изотопических свойств CP-неинвариантных амплитуд и в определении параметров, характеризующих разложение волновых функций  $K_L$  и  $K_S$ -мезонов по состояниям с определенными значениями гиперзаряда или CP-четности.

### I. I. Изотопические амплитуды

Изотопические свойства  $K \rightarrow 2\pi$  распадов удобно описывать, введя параметры<sup>ж</sup>:

<sup>ж</sup>В литературе по распадам  $K \rightarrow 2\pi$  существует редкое разнообразие обозначений. Разные авторы обозначают одну и ту же величину разными буквами и одной и той же буквой разные величины. Кроме того, существуют различия в нормировках. В таблице сопоставлены наши обозначения и обозначения ряда работ и обзоров:

Эта лекция	Ву-Янг 64	Бел-Стейн-бергер 65	Ли-Ву 66	Волфен-стайн 66	Окунь 66
$\epsilon$	$\sim \frac{\epsilon}{2}$	—	$\epsilon$	$\sim \frac{\epsilon}{2}$	$\epsilon$
$\epsilon_0$	—	$\epsilon$	—	—	—
$\epsilon_2$	—	$\epsilon'/\sqrt{2}$	$\sim \epsilon'$	$\frac{\epsilon'}{2}$	$\sim \theta$
$\omega$	—	$\omega$	—	—	—
$A_0$	$A_0$	$iA_0$	$A_0$	$A_0$	$A_0/\sqrt{2}$
$A_2$	$A_2$	$iA_2$	$A_2$	$A_2$	$A_2/\sqrt{2}$
$P$	$P$	$\sqrt{2}P$	—	$P$	$P$
$q$	$q$	$-\sqrt{2}q$	—	$q$	$q$

Знак  $\sim$  означает, что соотношение справедливо приближенно. Знак — означает, что специального обозначения для данной величины в работе введено не было.

$$\eta_{+-} = |\eta_{+-}| e^{i\varphi_{+-}} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | T | K_L \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | T | K_S \rangle},$$

$$\eta_{00} = |\eta_{00}| e^{i\varphi_{00}} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | T | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | T | K_S \rangle},$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\langle \psi_0 | T | K_L \rangle}{\langle \psi_0 | T | K_S \rangle}, \quad \varepsilon_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle \psi_2 | T | K_L \rangle}{\langle \psi_0 | T | K_S \rangle}, \quad \omega = \frac{\langle \psi_2 | T | K_S \rangle}{\langle \psi_0 | T | K_S \rangle},$$

где  $|\psi_{0,2}\rangle$  - состояния  $2\pi$  с  $T = 0, 2$ . Наша цель - определение  $\varepsilon_0, \varepsilon_2$  и  $\omega$ . Используя известные коэффициенты Клебша-Гордана

$$|\pi^+ \pi^-\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |\psi_0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |\psi_2\rangle; \quad |\pi^0 \pi^0\rangle = -\frac{1}{\sqrt{3}} |\psi_0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |\psi_2\rangle,$$

имеем:

$$\eta_{+-} \left(1 + \frac{\omega}{\sqrt{2}}\right) = \varepsilon_0 + \varepsilon_2, \quad \eta_{00} (1 - \sqrt{2} \omega) = \varepsilon_0 - 2\varepsilon_2,$$

откуда

$$2\eta_{+-} \left(1 + \frac{\omega}{\sqrt{2}}\right) + \eta_{00} (1 - \sqrt{2} \omega) = 3\varepsilon_0.$$

В настоящее время мы знаем, что

$$|\eta_{+-}| = (1,96 \pm 0,09) \cdot 10^{-3} \quad (\text{Кронин, 67})$$

$$\varphi_{+-} = 84^\circ \pm 19^\circ \quad (\text{Руббин, Стейнбергер, 67})$$

$$= 60^\circ \pm 17^\circ \quad (\text{Руббин, 67})$$

$$= 70^\circ \pm 20^\circ \quad (\text{Ботт-Боденкаузен, 67})$$

$$= 25^\circ \pm 25^\circ \quad (\text{Мишке, 67})$$

$$|\eta_{00}| = (4,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \quad (\text{Кронин I, 67a})$$

$$|\eta_{00}| = (4,07 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \quad (\text{Кронин I, 67в})$$

$$= (4,3 \begin{matrix} + 1,1 \\ - 0,8 \end{matrix}) \cdot 10^{-3} \quad (\text{Гайяр, 67}).$$

Фаза  $\varphi_{00}$  на опыте не измерялась.

## 1.2. Параметр $\omega$

Величина  $\text{Re } \omega$  может быть определена из распадов  $K_s \rightarrow 2\pi$ :

$$\frac{\Gamma_{00}^s}{\Gamma_s} = \frac{11 - \sqrt{2} |\omega|^2}{3 + 3/|\omega|^2} + (5 \pm 5) \cdot 10^{-3} \approx$$

$$\approx 0,333 - \frac{2\sqrt{2}}{3} \text{Re } \omega + (5 \pm 5) \cdot 10^{-3} + \frac{1}{3} |\omega|^2.$$

Если  $|\omega| \leq 5 \cdot 10^{-2}$ , то  $\frac{1}{3} |\omega|^2 \leq 10^{-3}$ . Слагаемое  $(5 \pm 5) \cdot 10^{-3}$  - это э.м. поправка (Аббуд, Ли и Янг, 67).  
На опыте  $\Gamma_{00}^s / \Gamma^s = 0,288 \pm 0,021$  (Кретъен, 63)

$$= 0,335 \pm 0,014 \quad (\text{Браун, 63}).$$

Остальные опыты имеют худшую точность.

На основе этих данных в разных обзорах приведены следующие средние:

$$\Gamma_{00}^s / \Gamma^s = 0,309 \pm 0,022 \quad (\text{Триллинг, 65})$$

$$= 0,307 \pm 0,007 \quad (\text{Ли и Ву, 66})$$

$$= 0,307 \pm 0,012 \quad (\text{Розенфельд, 67}).$$

Я не понимаю, каким образом в последних двух числах возникла такая точность. Мне кажется, что в лучшем случае  $\Gamma_{00}^s / \Gamma^s = 0,31 \pm 0,04^*$ .

---

\*Мне кажется, что т.н.  $S$ -множитель в таблицах Розенфельда недостаточно отражает то обстоятельство, что расхождение между разными опытами обусловлены, как правило, систематическими, а не статистическими ошибками. При-

Таким образом,  $\operatorname{Re} \omega = (2-3 \pm 4) \cdot 10^{-2}$ . Если  $\operatorname{Im} \omega \leq \operatorname{Re} \omega^*$ , то в соотношениях между  $\eta_{+-}$ ,  $\eta_{00}$  и  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_2$  можем пренебречь членом  $\sim \omega$  (учитывая, что точность в  $|\eta_{+-}| \sim 6\%$ , а в  $|\eta_{00}| \approx 10\%$ ). Тогда

$$\eta_{+-} = \varepsilon_0 + \varepsilon_2, \quad \eta_{00} = \varepsilon_0 - 2\varepsilon_2.$$

### 1.3. Волновые функции $K_L$ и $K_S$ и параметр $\varepsilon$ .

Для дальнейшего анализа нам понадобится явный вид волновых функций  $K_S$  и  $K_L$ . Запишем  $K_{S,L} = \frac{K_{1,2} + \varepsilon K_{2,1}}{\sqrt{1 + |\varepsilon|^2}}$ , где  $K_{1,2} = \frac{K \pm \bar{K}}{\sqrt{2}}$ ,  $\bar{K} = \operatorname{CP}K$ . Параметр  $\varepsilon$  можно выразить через

известные параметры  $p$  и  $q$ . Если  $K_{S,L} = \frac{p|K\rangle \pm q|\bar{K}\rangle}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}$ , то  $\frac{p}{q} = \frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon}$  или  $\varepsilon = \frac{p - q}{p + q}$ .

В ряде отношений параметр  $\varepsilon$  удобнее, чем параметры  $p$  и  $q$ : он мал ( $\varepsilon \sim 10^{-3}$ ), он имеет простую и наглядную интерпретацию в теории возмущений и, наконец, он просто

веденные в таблицах ошибки существенно занижены. Мне кажется также, что для средних значений надо было бы приводить такие ошибки, чтобы результаты наиболее точных опытов лежали в пределах этих ошибок. Тогда можно было бы надеяться, что при дальнейшем уточнении опытов средние значения будут выходить за пределы этих ошибок только в исключительных случаях, а не как правило.

\*Мы не можем восстановить  $\operatorname{Im} \omega$  по  $\operatorname{Re} \omega$ , пока нам неизвестна фаза  $\omega$ , равная, как известно,  $\delta_\omega = \delta_2 - \delta_0$ , где  $\delta_2$  и  $\delta_0$  - фазы  $\pi\pi$ -рассеяния с  $T = 2$  и  $T = 0$ , см. в связи с этим ниже.

связан с параметром  $\varepsilon_0$ , введенным выше.

Если обозначить

$$\langle \psi_{0,2} | T | \bar{K}^0 \rangle = A_{0,2}^* e^{i\delta_{0,2}},$$

то

$$\langle \psi_{0,2} | T | K_0 \rangle = A_{0,2} e^{i\delta_{0,2}}$$

и, следовательно,

$$\langle \psi_{0,2} | T | K_1^0 \rangle = \sqrt{2} \operatorname{Re} A_{0,2} e^{i\delta_{0,2}},$$

$$\langle \psi_{0,2} | T | K_2^0 \rangle = i\sqrt{2} \operatorname{Im} A_{0,2} e^{i\delta_{0,2}},$$

$$\varepsilon_0 = \frac{i \operatorname{Im} A_0 + \varepsilon \operatorname{Re} A_0}{\operatorname{Re} A_0 + i\varepsilon \operatorname{Im} A_0},$$

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{i \operatorname{Im} A_2 + \varepsilon \operatorname{Re} A_2}{\operatorname{Re} A_0 + i\varepsilon \operatorname{Im} A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$$

$$\omega = \frac{\operatorname{Re} A_2 + i\varepsilon \operatorname{Im} A_2}{\operatorname{Re} A_0 + i\varepsilon \operatorname{Im} A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$$

Если теперь выбрать произвольную фазу состояния  $K$  так, чтобы  $\operatorname{Im} A_0 = 0$ , то

$$\varepsilon_0 = \varepsilon,$$

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( i \frac{\operatorname{Im} A_2}{A_0} + \varepsilon \frac{\operatorname{Re} A_2}{A_0} \right) e^{i(\delta_2 - \delta_0)},$$

$$\omega = \left( \frac{\operatorname{Re} A_2}{A_0} + i\varepsilon \frac{\operatorname{Im} A_2}{A_0} \right) e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$$

Мы будем пользоваться этой калибровкой (Ву-Янг, 64г) и писать  $\varepsilon$  вместо  $\varepsilon_0$  в дальнейшем, за исключением некоторых специально оговоренных мест.

#### I.4. Параметры $\varepsilon_V$ и $\varepsilon_z$ .

Параметр  $\varepsilon$  характеризует примесь в  $K_2$  мезоне состояния с положительной CP-четностью  $K_1$ . Это состояние может интерпретироваться по теории возмущений как промежуточное состояние, в которое переходит  $K_2$  за счет CP-неинвариантного взаимодействия. Амплитуду этого перехода  $\varepsilon$  можно записать в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_z + \varepsilon_V,$$

где  $\varepsilon_z$  отвечает реальным переходам  $K_2 \leftrightarrow K_1$  (на массовой поверхности), а  $\varepsilon_V$  - виртуальным переходам  $K_2 \leftrightarrow K_1$  (вне массовой поверхности):

$$\varepsilon_z = \frac{\gamma_{12}}{m_- - m_+ + i\gamma_5 - i\gamma_L}, \quad \varepsilon_V = \frac{i m_{12}}{m_- - m_+ + i\gamma_5 - i\gamma_L}.$$

Здесь  $\gamma_5 = \Gamma_5/2$ ,  $\gamma_L = \Gamma_L/2$  (в дальнейшем мы пренебрегаем в знаменателе  $i\gamma_L$ ).  $\gamma_{12}$  и  $m_{12}$  - действительные числа. Величина и знак  $m_{12}$  не могут быть в настоящее время предсказаны теоретически, а могут быть только определены из опыта.

#### I.5. Параметр $\varepsilon_z$ и унитарность.

Величина и знак  $\gamma_{12}$  могут быть выражены через амплитуды распадов  $K_1$  и  $K_2$  по каналам  $2\pi$ ,  $3\pi$ ,  $\varepsilon_3$ ,

$\mu_3, 2\pi\gamma$  и т.д.

$$\gamma_{12}(2\pi, T=0) = 0$$

$\gamma_{12}(2\pi, T=2) = \text{Re} A_2 \text{Im} A_2$ , где  $\text{Re} A_2$  и  $\text{Im} A_2$  определены выше;

$\gamma_{12}(e_3) = -\sum |f|^2 \text{Im} \left(\frac{g}{f}\right) dp$ , где  $f(g)$  амплитуды  $K_{e_3}$ -распада с  $\Delta Q = \Delta S (-\Delta S)$ ;

$\gamma_{12}(3\pi) \approx -\int dp \text{Re} A_1 \text{Im} A_1$ , где  $\sqrt{2} \text{Re} A_1, (\sqrt{2} \text{Im} A_2)$  — амплитуда  $K, (K_1) \rightarrow 3\pi$  с  $T=1$ .

$\int dp$  означает интегрирование по фазовому объему, а  $\sum$  — суммирование по поляризационным состояниям. Эти соотношения могут быть легко получены методом Белла-Стейнбергера (65). Запишем соотношение унитарности в виде:

$$-\frac{d}{dt} |\psi|^2 = \sum |(F|T|\psi)|^2.$$

Пусть

$$\psi = x e^{(-im_L - \gamma_L)t} |K_L\rangle + y e^{(-im_S - \gamma_S)t} |K_S\rangle,$$

приравнивая члены с  $x^*y$  имеем:

$$\begin{aligned} -x^*y (im_L - \gamma_L - im_S - \gamma_S) \langle K_L | K_S \rangle = \\ = x^*y \sum (F|T|K_L)^* (F|T|K_S). \end{aligned}$$

Если положить приближенно:

$$\langle K_L | K_S \rangle = \frac{2 \operatorname{Re} \varepsilon}{1 + |\varepsilon|^2} \approx \operatorname{Re} \varepsilon,$$

$$|\langle \psi_0 | T | K_S \rangle|^2 \approx 2 \gamma_S = \Gamma_S,$$

$$\gamma_L \approx 0$$

и учесть, что  $\varepsilon = \frac{\langle \psi_0 | T | K_L \rangle}{\langle \psi_0 | T | K_S \rangle}$ , то получим

$$(m_L - m_S + i \gamma_S) \operatorname{Re} \varepsilon - i \gamma_S \varepsilon^* =$$

$$= (m_L - m_S) \operatorname{Re} \varepsilon - \gamma_S \operatorname{Im} \varepsilon = \operatorname{Re} (m_L - m_S + i \gamma_S) \varepsilon =$$

$$\approx \gamma_{12} = \frac{i}{2} \sum_{F'} \langle F' | T | K_L \rangle^* \langle F' | T | K_S \rangle.$$

Здесь  $F'$  — все распадные состояния  $K^0$ -мезонов, кроме  $2\pi$  с  $T = 0$ <sup>\*</sup>.

<sup>\*</sup> Легко проверить, что выражение для  $\gamma_{12}$ , полученное Ву-Янгом, отличается от нашего знаком. Ошибка в знаке в работе Ву и Янга связана с неясностью в определении матричных элементов  $\Gamma_{12}$  и  $\Gamma_{21}$  в работе Ли-Оме-Янга (57). Написав соотношение унитарности для  $\psi = a |K\rangle + b | \bar{K} \rangle$ , легко убедиться, что  $p$  и  $q$  в работе Ву-Янга следует поменять местами.

Заметим попутно, что верхняя граница для  $\operatorname{Re} \omega$  (для  $|p|^2 - |q|^2$ ), полученная Беллом и Стейнбергером на основе соотношения унитарности на самом деле очень слабо зависела от унитарного вклада на массовой поверхности, который являлся малой поправкой, и по существу определялась просто верхним пределом амплитуды  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$  которым они задавались. Действительно, они предполагали, что  $|q_+| \ll |q_{00}|$ ,

Если взять для  $m_2 - m_1 \approx (0,46 \pm 0,05) \Gamma_5^*$ , то  $\varphi_{E\nu} = 43^0 \pm 3^0$ ,  $\varphi_{Ez} = 133^0 \pm 3^0$ .

На основе экспериментальных данных, которые будут обсуждаться ниже, мы можем сказать, что

$$|\varepsilon_z(2\pi, T=2)| \leq 10^{-4} / \cos(\delta_2 - \delta_0),$$

$$|\varepsilon_z(\ell_3)| \leq 4,4 \cdot 10^{-4},$$

$$|\varepsilon_z(\mu_3)| \leq 3,3 \cdot 10^{-4},$$

$$|\varepsilon_z(3\pi)| \leq 4 \cdot 10^{-4}.$$

О возможном знаке  $\varepsilon_z$  ( $-47^0$  или  $+133^0$ ) мы пока ничего сказать не можем. Весьма возможно, что в действительности  $|\varepsilon_z(2\pi)|$  будет близко к своей границе, а  $|\varepsilon_z(3\pi)|$  и особенно  $|\varepsilon_z(\ell_3)|$  будут гораздо меньше своих верхних границ и, возможно, равны нулю. Аргументы в поддержку этого утверждения заключаются в следующем. Для распа-

---

но при  $|\eta_{+-}| = |\varepsilon_0 + \varepsilon_2/\sqrt{2}| \ll |\eta_{00}| = |\varepsilon_0 - \sqrt{2} \varepsilon_2|$  имеем :  
 $\varepsilon_0 = -\varepsilon_2/\sqrt{2} = -\frac{1}{3} \eta_{00}$ . Это по существу и есть результат Белла и Стейнбергера.

\*Сравним  $(m_2 - m_1) \Gamma_5^{-1} = 0,480 \pm 0,024$  (Ботт-Боден-хаузен 66г)  
 $= 0,445 \pm 0,034$  (Альф-Стейнбергер 66г)  
 $= 0,483 \pm 0,017$  (Розенфельд 67г),

где  $= 1,15 \pm 0,06 \cdot 10^{10} \text{сек}^{-1}$ . Ошибка  $\pm 0,06$  получена исходя из предположения, что расхождения между наиболее точными опытами - систематические. Согласно Розенфельду (67), ошибка равна  $\pm 0,009$ .

дов  $K_{e_3}$  и  $K_{\pi_3}$  вклад на массовой поверхности должен быть существенно меньше вклада вне массовой поверхности ( $\varepsilon_\nu \gg \varepsilon_z$ ). Дело в том, что малость  $\Gamma_{3\pi}$  и, следовательно,  $\varepsilon_z(3\pi)$  обусловлена малостью фазового объема для реальных  $\pi$ -мезонов в  $K_{\pi_3}$ -распаде\*. Так как импульсы виртуальных  $\pi$ -мезонов могут быть порядка  $m_\kappa$ , то можно думать, что  $\varepsilon_z(3\pi)$  будет на два-три порядка меньше, чем  $\varepsilon_\nu(3\pi)$ . Импульсы, доступные виртуальным лептонам, еще выше (возможно, порядка 300 GeV), поэтому можно ожидать, что  $\varepsilon_z(e_3) \sim 10^{-4} - 10^{-5} \varepsilon_\nu(e_3)$ . Эти соображения аналогичны возражению Иoffee (62) против возможности больших значений  $Re\ g/f$ . Таким образом, следует ожидать, что большие значения  $Im\ g/f$  запрещены.

В отличие от неравенств  $\varepsilon_z(3\pi) \ll \varepsilon_\nu(3\pi)$  и  $\varepsilon_z(e_3) \ll \varepsilon_\nu(e_3)$ , можно думать, что  $\varepsilon_z(2\pi, T=2) \sim \varepsilon_\nu(2\pi, T=2)$ , поскольку фазовый объем в распаде  $K \rightarrow 2\pi$  не мал. Какова бы ни была, однако, убедительность этих аргументов, экспериментальное определение величины  $\varepsilon_z$  или ее верхней границы представляет первостепенный интерес.

### 1.6. Построение треугольника Ву-Янга

Зная  $Re\ \varepsilon$ , сведения о нем могут быть получены по зарядовой асимметрии лептонного распада (см. ниже), а также  $|q_{+-}|, \psi_{+-}$  и  $|q_{00}|$  мы можем определить  $\varepsilon_z, \varepsilon_\nu, \varepsilon_2$  и  $\delta_2 - \delta_0$ . Соответствующее графическое построение было предложено Ву-Янгом (64) и обсуждалось в ряде работ.

---

\*Напомним, что амплитуда распада  $K_L \rightarrow 3\pi$  и амплитуда распада  $K_S \rightarrow 2\pi$  примерно одного порядка, если их обезразмерить массой порядка  $m_\kappa$ .

Небольшое отличие нашего построения заключается в том, что вектор  $\varepsilon_2$  мы будем учитывать не в виде численной поправки, а графически наряду с другими векторами ( $\varepsilon_v$ ,  $\eta_{+-}$ ,  $\eta_{00}$ ). На комплексной плоскости построим вектор  $2\eta_{+-}$  ( $OA$ ). Далее построим окружность радиуса  $|\eta_{00}|$  с центром в  $A$ . Определим точки  $B$  и  $B'$  пересечения этой окружности с прямой, параллельной мнимой оси и пересекающей действительную ось в точке  $3\operatorname{Re} \varepsilon$ . Тогда один из векторов  $OB$  или  $OB'$  равен  $3\varepsilon$ . При выборе между решениями  $OB$  и  $OB'$  может помочь определение вектора  $\varepsilon_2$ . Проведем через точки  $B$  и  $B'$  параллельные прямые под углом  $43^\circ$  к действительной оси и из точки  $O$  опустим на них перпендикуляры  $OC$  и  $OC'$ . Отрезки  $OC$  и  $OC'$  представляют два возможных решения для вектора  $3\varepsilon_2$ . Следует выбрать то из них, которое удовлетворяет условию  $|\varepsilon_2| < 1,3 \cdot 10^{-3}$ . Удастся ли при этом получить дополнительные ограничения на величину и знак  $\varepsilon_2$ , будет зависеть от величины  $\operatorname{Re} \varepsilon$  и точности, с которой будут известны различные исходные параметры. На прямой  $OB$  (или  $OB'$ ) отложим отрезок  $OD$ , такой, что  $OD = \frac{2}{3}OB$ . Отрезок  $DA$  дает величину и направление вектора  $2\varepsilon_2$ ; угол  $DA$  с мнимой осью равен углу  $\delta_2 - \delta_0$ .

Если с самого начала пренебречь вектором  $\varepsilon_2$ , то треугольник Ву-Янга можно построить не зная величины  $\operatorname{Re} \varepsilon$ . При этом получаются два возможных решения: первое с малым  $\varepsilon$  ( $\lesssim 0,5 \cdot 10^{-3}$ ),  $\varepsilon_2 \sim 3,2 \cdot 10^{-3}$  и  $\delta_2 - \delta_0 \leq 10^\circ$ ; и второе с большим  $\varepsilon$  ( $\approx 2,4 \cdot 10^{-3}$ ),  $\varepsilon_2 \sim 2,0 \cdot 10^{-3}$  и  $\delta_2 - \delta_0 \approx 80^\circ$ . (Мы полагали при этом  $|\eta_{00}| = 4,9 \cdot 10^{-3}$ ). Зная  $\delta_2 - \delta_0$ , мы можем найти  $\operatorname{Re} A_2$ , а зная  $\operatorname{Re} A_2$  и  $\operatorname{Im} A_2$ , вычислить  $\varepsilon_2(2\pi)$  и повторить построение уже с  $\varepsilon_2 = \varepsilon_2(2\pi)$ .

### 1.7. О соотношениях Глешоу.

Недавно Глешоу получил соотношение между величиной

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \quad \text{и фазами} \quad \alpha = \varphi_{\epsilon_2} - \varphi_+ - \quad \text{и}$$

$$\beta = \varphi_{\epsilon_2} + \delta_0 - \delta_2:$$

$$2R = 3 \sin^2 \alpha (3 \operatorname{tg}^2 \beta + 1) - 3 \operatorname{tg} \beta \sin^2 \alpha + 1.$$

Некоторые авторы и, по-видимому, сам Глешоу, считают это соотношение новым. Легко видеть, однако, что это соотношение, так же как и аналогичное соотношение для фазы  $\varphi_{\epsilon_0}$ , полученное Глешоу, является ни чем иным, как тригонометрической записью соотношений между сторонами и углами треугольника Ву-Янга для случая, когда  $\omega = 0$ ,  $\epsilon_2 = 0$ . Действительно, обозначив высоту треугольника перпендикулярную стороне  $3\epsilon$  через  $h$ , получим:

$$4|\eta_{+-}|^2 = h^2(1 + \operatorname{ctg}^2 \alpha),$$

$$|\eta_{00}|^2 = h^2 \left[ \left( \frac{\operatorname{ctg} \alpha + \operatorname{tg} \beta}{2} + \operatorname{tg} \beta \right)^2 + 1 \right],$$

откуда и следует формула Глешоу.

Мне кажется, что графически все гораздо проще, чем тригонометрически.

### 1.8. Правила отбора по изоспину.

Итак, пусть мы нашли параметры  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_2$ ,  $\omega$ , характеризующие распады  $K_L^0$  и  $K_S^0$  в состоянии двух  $\pi$ -мезонов с  $T = 0$  и  $T = 2$ . Возможно, что существенно большее понимание свойств CP-неинвариантного взаимодействия возникло бы, если бы нам удалось завершить изотопический анализ амплитуд и найти амплитуды с данным изменением

изоспина:  $T = 1/2, 3/2, 5/2$ . Если работать в калибровке Ву-Янга ( $\int_m A_0 = 0$ ), то вся амплитуда с  $T = 0$  обусловлена переходом  $K_2 \leftrightarrow K_1$ , описываемым параметром  $\xi$ . (Этот параметр возникает во втором порядке теории возмущений по обычному слабому и CP-неинвариантному взаимодействию и, если для слабого взаимодействия справедливо правило  $\Delta T = 1/2$ , то для CP-неинвариантного взаимодействия могут работать в этом случае переходы с  $\Delta T = 1/2$  и  $\Delta T = 3/2$ . При этом CP-неинвариантное взаимодействие с  $\Delta T = 3/2$  будет давать вклад в  $\xi$  за счет промежуточных состояний с  $Y=0$  и  $T = 1$ , например, пар нуклон + антинуклон, но не  $2\pi$ -состояний, т.к.  $2\pi$  с  $Y=0$  не могут иметь  $T = 1$ .

Что касается амплитуды с  $T = 2$ , то она является линейной суперпозицией амплитуд с  $\Delta T = 3/2$  и  $5/2$ , отвечающих первому порядку теории возмущений по эффективному лагранжиану CP-неинвариантного взаимодействия. Для нахождения этих амплитуд нужна информация о распадах не только  $K^0$ -мезонов, но и  $K^\pm$ -мезонов. Обычно связь между амплитудами записывается в виде<sup>\*</sup> (Аббуд, Ли, Янг, 67):

$$A_2^0 = \sqrt{\frac{1}{2}} A_{3/2} + \sqrt{\frac{1}{2}} A_{5/2},$$

$$A_2^+ = \sqrt{\frac{3}{4}} A_{3/2} - \sqrt{\frac{1}{3}} A_{5/2},$$

---

<sup>\*</sup> Коэффициенты Клебша-Гордана в этих отношениях получены путем сложения изоспинов  $K$ -мезона  $1/2$  и шпурионов с  $\Delta T = 3/2$  и  $5/2$ . Они не нормированы на единицу из-за того, что состояние с  $T = 1$  для двух  $\pi$ -мезонов запрещено. Другую более симметричную запись с нормированными коэффициентами можно получить, если рассмотреть переход шпурионов в систему  $2\pi + \bar{K}$ , сложив предварительно изоспин системы двух  $\pi$  ( $T=2$ ) с изоспином  $\bar{K}$  -

где  $|A_2^+|^2 = \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)$ . (Напомним, что  $\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\pi) \approx 2/A_0|^2$ ).

На опыте мы можем найти:

1)  $|\operatorname{Re} A_2/A_0|$ .

В настоящее время  $\frac{\operatorname{Re} A_2}{A_0} \cos(\delta_0 - \delta_2) =$   
 $= 5 \pm 2,1(\text{эксп.}) \pm 0,5(\text{теор.})$  (Кретсен 63)

$= 0,3 \pm 1,4(\text{эксп.}) \pm 0,5(\text{теор.})$  (Браун 63)

2)  $|\operatorname{Im} A_2/A_0|$ .

В настоящее время  $|\operatorname{Im} A_2/A_0| \approx 3 \cdot 10^{-3}$  или  $2 \cdot 10^{-3}$  для двух решений треугольника Ву-Янга.

3)  $|A_+/A_0| = 5,5 \cdot 10^{-2}$ .

4) Знак произведения  $\operatorname{Im} A_2 \cdot \operatorname{Re} A_2$ .

Мы не можем найти знаков  $\operatorname{Im} A_+$  и  $\operatorname{Re} A_+$  по отдельности, и мы не можем найти величину  $|\operatorname{Im} A_+/\operatorname{Re} A_+|$ . Таким образом, полный изотопический анализ распадов  $K \rightarrow 2\pi$  (нахождение  $\operatorname{Re} A_{3/2}$ ,  $\operatorname{Re} A_{5/2}$ ,  $\operatorname{Im} A_{3/2}$ ,  $\operatorname{Im} A_{5/2}$ ) невозможен. Косвенные данные об отношении  $\operatorname{Im} A_+/\operatorname{Re} A_+$ , может быть, можно будет получить, исследуя распады  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$  (см. ниже).

мезона ( $T = 1/2$ ). Тогда (см. коэффициенты напр. в таблицах Розенфельда):

$$A_+ = \sqrt{\frac{2}{5}} B_{5/2} + \sqrt{\frac{3}{5}} B_{3/2},$$

$$A_2 = \sqrt{\frac{3}{5}} B_{5/2} - \sqrt{\frac{2}{5}} B_{3/2},$$

так что

$$B_{5/2} = \sqrt{\frac{2}{5}} A_+ + \sqrt{\frac{3}{5}} A_2,$$

$$B_{3/2} = \sqrt{\frac{3}{5}} A_+ - \sqrt{\frac{2}{5}} A_2.$$

Если доминирующей является амплитуда  $\Delta T = 3/2$  (Труонг, 64г)<sup>\*</sup>, то нарушение CP-инвариантности мало:

$$|\operatorname{Im} A_+ / \operatorname{Re} A_+| \ll 1$$

и, кроме того,

$$\left| \frac{\operatorname{Re} A_2}{A_0} \right| = -\sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{\operatorname{Re} A_+}{A_0} \right| \approx 4,5 \cdot 10^{-2}$$

При этом следует ожидать, что  $\varepsilon_0$  не будет специально мало по сравнению с  $\varepsilon_2$ . Если доминирующей является амплитуда с  $\Delta T = 5/2$  (Терентьев, 65), то нарушение CP попрежнему мало, а  $|\operatorname{Re} A_2 / A_0| = \sqrt{\frac{3}{2}} |\operatorname{Re} A_+ / A_0| \approx 6,6 \cdot 10^{-2}$

При этом должно быть  $\varepsilon_0 \ll \varepsilon_2$  (см. следующий раздел). Большое нарушение CP могло бы иметь место, если малость  $\operatorname{Im} A_2$  обусловлена случайной компенсацией мнимых частей амплитуд с  $\Delta T = 3/2$  и  $\Delta T = 5/2$  (Клайн, 67). При этом  $\operatorname{Im} A_+ / \operatorname{Re} A_+ \sim 1$  и можно ожидать существенных CP-неинвариантных эффектов в распадах  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ . Однако, как заметили Зельдович и Кобзарев, в этом случае должно быть  $\varepsilon_0 \gg \varepsilon_2$ , что противоречит имеющимся опытам. Это замечание основано на том, что в этом случае можно ожидать  $|\varepsilon| \sim |\operatorname{Im} A_{3/2} / A_0|$ , в то время как  $|\varepsilon_2| = \frac{1}{\sqrt{2}} |\operatorname{Im} A_2 / A_0| \ll |\operatorname{Im} A_{3/2} / A_0|$ .

### 1.8. Обсуждение модели с $\varepsilon = 0$ <sup>\*\*\*</sup>

Итак, "полный опыт" в распадах  $2\pi$  не дает возмож-

<sup>\*</sup>Правило  $\Delta T \leq 3/2$  предсказывается схемой ток x ток.

<sup>\*\*\*</sup>Данные по асимметрии лептонных распадов  $K_L$ -мезонов, опубликованные осенью 67 г., дают  $\operatorname{Re} \varepsilon \neq 0$  и, следовательно, противоречат модели, рассмотренной в этом параграфе.

ности полностью восстановить изотопические амплитуды. Однако, он дает возможность проверить ряд теоретических моделей.

Рассмотрим более подробно модель, в которой  $CP$ -неинвариантное взаимодействие удовлетворяет правилу  $\Delta T = 5/2$  а обычное нелептонное слабое - правилу  $\Delta T = 1/2$ . Легко видеть, что в такой модели  $K_2$  и  $K_1$  не имеют общих изотопических распадных каналов. (Мы определили  $K_2$  и  $K_1$  в калибровке Ву-Янга, так что  $J_m A_0 = 0$ ). В частности,  $K_1$  переходит в  $2\pi$  с  $T = 0$ , а  $K_2$  в  $2\pi$  с  $T = 2$ . В результате переходы  $K_2 \leftrightarrow K_1$  были бы запрещены, как на массовой поверхности, так и вне ее ( $\varepsilon_2 = \varepsilon_1 = 0$ ). И тем не менее в распадах  $K_2 \rightarrow 2\pi$  нарушалась бы  $CP$ -четность!

Заметим, что равенство  $\varepsilon = 0$  можно получить с помощью правила отбора  $\Delta T = 5/2$  только с точностью до виртуальных электромагнитных взаимодействий. Для того, чтобы равенство  $\varepsilon = 0$  выполнялось строго, нужен специальный "тайный сговор" сильного, электромагнитного, слабого и  $CP$ -неинвариантного взаимодействий. Ничего подобного мы до сих пор не видели. Тем интереснее было бы обнаружить на опыте, что  $\varepsilon = 0$ .

Условие  $\varepsilon = 0$  представляется ряду авторов эстетически красивым, т.к. при этом  $K_1$  и  $K_2$  являются собственными состояниями полного лагранжиана и волновая функция нейтральных  $K$ -мезонов "не перекошена". Впервые это условие было предложено Терентьевым (65). Спустя примерно год оно было вновь предложено Боуеном (66), Яо, Патилом и Томазавой (66), а примерно еще через год Кабиром (67) и Матуром (67).

Некоторые авторы ошибочно считали, что выполнение условия  $\varepsilon = 0$  не дает возможности поставить опыт, способный отличить лабораторию от антилаборатории. Однако, как заметили Смородинский (66), Льюис (67), Сакураи и Ваттенберг (67), измерение знака интерференционного члена в распаде на  $\pi^+\pi^-$  позволяет отличить пучок  $K^0$  от

пучка  $\bar{K}_0$  и, следовательно, лабораторию от антилаборатории, вне зависимости от того, равно ли  $\varepsilon$  нулю. Условие  $\varepsilon = 0$  означает отсутствие переходов  $K_1 \leftrightarrow K_2$  при определенном выборе фазы состояний  $K$  и  $\bar{K}$  и, следовательно, при определенном выборе состояний  $K_1$  и  $K_2$ . Однако если  $\varepsilon = 0$  при некотором выборе фазы, то при любом выборе фазы будет выполняться равенство  $\text{Re } \varepsilon = 0$ , которому отвечает  $|p/q| = 1$ . Легко проверить, что равенство  $\text{Re } \varepsilon = 0$  является инвариантным относительно выбора фазы условием ортогональности состояний  $K_L$  и  $K_S$ :

$$\langle K_S | K_L \rangle = \frac{2 \text{Re } \varepsilon}{1 + |\varepsilon|^2}.$$

Пусть, например, в калибровке Ву-Янга, в которой  $\text{Im } A_0 = 0$ , мы имеем  $\text{Re } \varepsilon = 0$ ,  $\text{Im } \varepsilon \neq 0$ . Надлежащим выбором фазы состояния  $K$  можно обратить  $\text{Im } \varepsilon$  в ноль. При этом, разумеется, уже не будет выполняться равенство  $\text{Im } A_0 = 0$ . В результате и  $K_1$  и  $K_2$  будут иметь общие  $2\pi$ -каналы с  $T = 0$  и  $T = 2$ , однако вклады этих каналов как в  $\varepsilon_1$ , так и в  $\varepsilon_2$  взаимно уничтожатся. Матур (67) пришел к условию  $\text{Re } \varepsilon = 0$ , исходя из требования, согласно которому  $K_L$  и  $K_S$  обладают определенной СРТ-четностью. Однако, как заметил Кобзарев, определенной СРТ-четностью могут обладать лишь стабильные состояния. (Действительно,  $\psi$ -функции распадного состояния при комплексном сопряжении и замене  $t \rightarrow -t$  не переходит сама в себя:

$$e^{imt - \gamma t} \rightarrow e^{imt + \gamma t}$$

Поэтому требование Матура могло бы иметь смысл в мире, где  $K$ -мезоны стабильны. (При этом  $\text{Re } \varepsilon$  можно было бы измерять с помощью реакций сильного взаимодействия  $K_L^0$ -мезонов на протонной и антипротонной мишени). Однако,

если мезоны стабильны, то знаменатель в определении  $\epsilon$  становится чисто действительным, а числитель - чисто мнимым без всяких дополнительных требований и, следовательно, условие  $\text{Re } \epsilon = 0$  выполняется автоматически. Заметим, что из условия унитарности

$$|m_L - m_S + i\gamma_S + i\gamma_L| \langle K_L | K_S \rangle = \\ = \sum \langle F | T | K_L \rangle^* \langle F | T | K_S \rangle \leq (\Gamma_L \cdot \Gamma_S)$$

следует, что  $\text{Re } \epsilon$  обращается в ноль, если хотя бы один из мезонов  $K_L$  или  $K_S$  стабилен. Так что требование определенной СРТ-четности не дает ничего нового даже если его применить только к одному из мезонов ( $K_L$ ).

## § 2. Распады $K \rightarrow 2\pi\gamma$

Возможные СР-неинвариантные эффекты в распадах

$$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma, \quad K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma, \quad K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma, \\ K_S \rightarrow 2\pi^0\gamma, \quad K_L \rightarrow 2\pi^0\gamma, \quad K^- \rightarrow \pi^-\pi^0\gamma$$

обсуждались в целом ряде теоретических работ. При рассмотрении этих распадов обычно ограничиваются учетом тормозного излучения и прямого излучения в дипольном и квадрупольном приближении ( $p$  и  $d$  - волны в системе  $2\pi$  (В распадах  $K_{L,S} \rightarrow 2\pi^0\gamma$  тормозное и прямое дипольное излучение отсутствует, а в распаде  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  тормозное излучение мало, из-за малости распада  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ )) Что касается прямых контактных членов, то они могут быть

двух типов: электрические и магнитные, причем для наблюдения их интерференции необходимо фиксировать поляризацию фотонов.

Мы остановимся ниже на некоторых предлагаемых опытах.

1. Зарядовая асимметрия в распаде  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , которая возникает из-за интерференции  $\rho$  и  $d$ -волн.

Если даже нарушение CP- в матричном элементе порядка единицы, ожидаемый эффект должен быть мал ( $\sim 1\%$ ) из-за того, что фазы  $\pi\pi$ -рассеяния в  $\rho$  и  $d$ - волнах, по-видимому, порядка градусов, а возможно, гораздо меньше. Подробно эффект этот рассматривали Долгов и Пономарев (66).

2. Интерференция полных вероятностей и спектров в распадах  $K_L \rightarrow 2\pi \gamma$  и  $K_S \rightarrow 2\pi \gamma$ . После интегрирования по всем кинематическим переменным интерферировать могут только тождественные состояния. Поэтому наблюдение интерференции полных вероятностей означало бы, что у  $K_L$  и  $K_S$  тождественные каналы  $2\pi \gamma$  и, следовательно, в этих распадах нарушается CP (Шегал, Волфенштейн, 67).

3. Отличие вероятностей и спектров распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \gamma$  и  $K^- \rightarrow \pi^0 \pi^- \gamma$  обсуждалось в ряде работ (Соловьев и Терентьев, 65; Ли и Ву, 66; Коста и Кабир, 67; Баршай, 67). Это отличие может возникнуть за счет интерференции между тормозным и прямым электрическим дипольным излучением. Соответствующий матричный элемент может быть записан в виде:

$$\left[ \frac{e^{i\delta_2 + i\varphi_2}}{\rho_K \cdot q_K} + \frac{x_e e^{i\delta_1 - i\varphi_2}}{m_\pi^4} \right] \rho_e q_\beta F_{\alpha\beta} +$$

$$+ \frac{x_m e^{i\delta_1 - i\varphi_m}}{m_\pi^4} \rho_e q_\beta \tilde{F}_{\alpha\beta},$$

где  $p, q, k$  - импульсы  $K$ -мезона,  $\pi$ -мезона и фотона, соответственно.  $\delta_2$  и  $\delta_1$  - фазы рассеяния в состояниях с  $T = 2, T = 1$ .  $\varphi_e, \varphi_e, \varphi_m$  - фазы, описывающие нарушение СР. Наблюдаемый эффект

$$\frac{\Gamma^+ - \Gamma^-}{\Gamma^+ + \Gamma^-} \sim |x_e| \sin(\varphi_e - \varphi_e) \sin(\delta_2 - \delta_1)$$

и при  $\varphi_e - \varphi_e \sim 1$  и  $\delta_2 - \delta_1 \sim 15^\circ$  (Уокер, 67) может составить десятки процентов. Из-за того, что распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  подавлен в силу правила  $\Delta T = 1/2$ , можно ожидать, что  $|x_e| \sim 1$ .

Что касается соотношения  $\varphi_e - \varphi_e \sim 1$ , то оно предсказывается в ряде моделей. Так, в модели электромагнитного нарушения СР (Бернштейн, Файнберг, Ли, 65; Баршай, 65) или в модели электромагнитно-слабого нарушения СР (Зальцман, Зальцман, 65; Арбузов, Филиппов, 66; Окунь, 66) сильное нарушение СР должно быть в матричном элементе прямого испускания фотона:

В модели Клайна (67)  $\varphi_e \sim 0$ ,  $\varphi_e \sim 1$  последнее обусловлено предположением о том, что амплитуда распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  максимальным образом СР-неинвариантна (см. выше).

Важно подчеркнуть, что без всяких экзотических моделей естественно ожидать, что фаза  $\varphi_e$  будет порядка  $6 \cdot 10^{-2} \sim 3^\circ$ , и различие вероятностей  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  и  $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \gamma$  - порядка процента. Эта оценка основана на естественной гипотезе о том, что  $\text{Im } A_2^+ \sim \text{Im } A_2^-$ , а сравнительно высокая величина эффекта обусловлена тем, что амплитуда распада  $K^+ \rightarrow 2\pi$  мала:  $|A_2^+/A_2^0| = 5,5 \cdot 10^{-2}$

4. В связи с тем, что фаза  $\delta_2 - \delta_1$  может оказаться очень маленькой, а эксперименты с распадами  $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \gamma$  - трудны, Клайн (66) рассмотрел возможность определения фазы  $\varphi_e - \varphi_e$  путем количественного измерения спектра  $\pi^+$ -мезонов в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ . Речь идет об изме-

рении коэффициента при члене, обусловленном интерференцией тормозного и прямого излучения, который равен  $\cos(\delta_2 - \delta_1 + \varphi_e - \varphi_e)$

Из сказанного выше следует, что экспериментальное исследование распадов  $K \rightarrow 2\pi\gamma$  и особенно  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$  представляет первостепенный интерес. К сожалению, имеющиеся экспериментальные данные очень скудны:

В работе Клайна и Фрая (64) определена величина  $R = \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma) / \Gamma_{K^+}$  и на основе 18-ти случаев получено  $R = (2,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$ , что не противоречит чисто тормозному механизму испускания фотона.

Из работы Францини (65) можно понять, что данные этой работы, по-видимому, не противоречат теоретическому предсказанию  $\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = 1,6 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$ , полученному на основе чисто тормозного механизма. Однако экспериментальное значение  $\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)$  в этой работе не приведено.

Для ширины  $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)$  получен только верхний предел:

$$\begin{aligned} \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) &\leq 5 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1} && \text{(Нефкенс, 66)} \\ &\leq 1 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1} && \text{(Беллотти, 66)} \\ &\leq 2 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1} && \text{(Аникина, 66)}. \end{aligned}$$

Мне не удалось найти в литературе сведений о ширинах распадов  $K_{S,L} \rightarrow 2\pi^0 \gamma$  и  $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \gamma$ .

Что касается спектров, то первые измерения имеются только для  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  (63 случая), (Клайн, 66) и  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  (27 случаев), (Беллотти, 66). В обоих случаях имеется согласие с теоретическим спектром, рассчитанным для тормозного механизма.

### § 3. Распады $K \rightarrow 3\pi$

Рассмотрим распады

$$K^+ \rightarrow 2\pi^+\pi^-, \quad K^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+, \quad K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \quad K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0.$$

$$K^+ \rightarrow 2\pi^0\pi^+, \quad K^- \rightarrow 2\pi^0\pi^-, \quad K_1^0 \rightarrow 3\pi^0, \quad K_2^0 \rightarrow 3\pi^0.$$

Если нарушается CP-инвариантность, то возможны следующие эффекты:

I. Распад  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ . Этот распад должен обязательно происходить, если  $\varepsilon \neq 0$ , однако если его амплитуда порядка  $\varepsilon$  для его наблюдения понадобится примерно  $10^{10}$   $K_2^0$ -мезонов, что кажется сегодня совершенно нереальным. Этот распад мог бы идти также непосредственно в первом порядке, если существует CP-неинвариантное, но P-инвариантное взаимодействие с  $|\Delta Y| = 1$ . Естественно ожидать, что константа такого взаимодействия будет на два-три порядка меньше константы слабого взаимодействия, т.е. того же порядка, что и константа CP-неинвариантного взаимодействия, ответственного за распад  $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ . В пользу того, что ожидаемая амплитуда распада  $K_2^0 \rightarrow 2\pi^0$  должна быть мала, можно привести следующие соображения. Амплитуда распада  $K_1^0 \rightarrow 3\pi$ , обезразмеренная массой  $K$ -мезона, имеет тот же порядок величины, что и амплитуда распада  $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ . Так как фазовый объем, доступный виртуальным  $\pi$ -мезонам, не мал (в отличие от фазового объема в реальном распаде), то при сильном (порядка единицы) нарушении CP в распадах  $K \rightarrow 3\pi$  возник бы интенсивный переход  $K_1 \leftrightarrow K_2$  и параметр  $\varepsilon_V$  был бы близок к единице, а не к  $10^{-3}$ , как это имеет место на опыте. Этот аргумент относится к переходам в состояние  $3\pi$  с  $T = I$  как с  $\Delta T = 1/2$ , так и с  $\Delta T = 3/2$ . Он не относится, однако, к переходу в  $3\pi$  с  $T = 3$ , т.к. в распаде  $K_2 \rightarrow 3\pi$  эта амплитуда, по-видимому, подавлена и величина  $\varepsilon_V$  в этом случае была бы мала. Против очень большой амплитуды  $K_2 \rightarrow 3\pi$ , обусловленной пере-

ходом с  $\Delta T = 1/2$ , имеется еще одно возражение, принадлежащее Кабиббо (64) и Гайяр (65). Если бы амплитуда перехода с  $T = 1/2$  имела большую CP-неинвариантную составляющую, то должно было бы происходить сильное нарушение равенства  $\Gamma^4(\pi^+\pi^-\pi^0) = 2 \cdot 0,99 \Gamma^4(\pi^0\pi^+\pi^-)$ , следующего из правила  $\Delta T = 1/2$ , т.к. в этом случае должно было бы выполняться соотношение  $\Gamma^4(\pi^+\pi^-\pi^0) + \Gamma^5(\pi^+\pi^-\pi^0) = 2 \cdot 0,99 \Gamma^4(\pi^0\pi^+\pi^-)$ . На опыте  $\Gamma_{00r} = (1,35 \pm 0,05) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$  (Ли, Ву, 65)

$$\begin{aligned} \Gamma_{+-0} &= 2,22 \pm 0,10 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \quad (\text{Девлин, 67}) \\ &= 2,50 \pm 0,12 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \quad (\text{Гопкинс, 67}) \end{aligned}$$

Таким образом, во всяком случае  $\Gamma^5(\pi^+\pi^-\pi^0)/\Gamma^4(\pi^+\pi^-\pi^0) < 0,25$  а может быть и существенно меньше. То же относится и к отношению  $\Gamma^5(3\pi^0)/\Gamma^4(3\pi^0)$ . Для уточнения этой верхней границы нужно хорошо измерить  $\Gamma^4(\pi^+\pi^-\pi^0)$ .

К сожалению, последнее возражение относится только к переходам с  $\Delta T = 1/2$ , а первое основывается на качественной оценке диаграмм с виртуальными частицами и потому может оказаться неправильным. Что касается амплитуды распада в состояние с  $T = 3$ , то ее CP-инвариантная часть не может быть большой, иначе нарушилось бы соотношение  $\Gamma^4(3\pi^0)/\Gamma^4(\pi^+\pi^-\pi^0) = 1,83$ . На опыте  $\Gamma_{000}^4 = 4,52 \pm 0,45$  (Девлин, 67), откуда следует

$$\begin{aligned} \Gamma^4(3\pi^0)/\Gamma^4(\pi^+\pi^-\pi^0) &= 2,04 \pm 0,2 \quad (\text{Девлин, 67}) \\ &= 1,81 \pm 0,2 \quad (\text{Гопкинс, 67}). \end{aligned}$$

Никаких априорных ограничений на CP-нечетную амплитуду с  $T = 3$  мы пока не имеем. См., однако, ниже пункт 3. Что касается опыта, то я не знаю исключает ли он  $\Gamma^5(3\pi^0) \sim \sim 10 \Gamma^4(3\pi^0)$ .

2. Распад  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в состоянии  $3\pi$  с  $T = 1$  и 3. К этому распаду относится все сказанное выше

о распаде  $K_S^0 \rightarrow 3\pi^0$ . Если  $T = 3$ , то  $\Gamma^s(\pi^+\pi^-\pi^0) / \Gamma^s(3\pi^0) = 0,83$ . На опыте измерялось отношение:

$$\frac{A_3(\pi^+\pi^-\pi^0)}{A_1(\pi^+\pi^-\pi^0)} = X(+ - c) + i Y(+ - 0).$$

Оказалось, что  $X = 0,14 \pm 0,32$ ,  $Y = 0,33 \pm 0,55 / 0,67$  (Фитч, 66)

$$Y = 0,34 \pm 0,19 / 0,59 \text{ (Бер, 66)}$$

$$\sqrt{X^2 + Y^2} = 0,9 \pm 0,5.$$

При этом величина  $Y$  у Бера (66) получена в предположении, что выполняется правило  $\Delta T = 1/2$ , так что  $X = 0$ , и величина  $\Gamma^2$  удовлетворяет этому правилу.

3. Неравенство ширин распадов  $K^+ \rightarrow 2\pi^+\pi^-$  и  $K^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+$  (и, разумеется,  $K^+ \rightarrow 2\pi^0\pi^+$  и  $K^- \rightarrow 2\pi^0\pi^-$ , т.к.  $\Gamma_{\tau^+} + \Gamma_{\tau^+} = \Gamma_{\tau^-} + \Gamma_{\tau^-}$  с точностью  $10^4$  в силу CP-инвариантности). Равенство  $\Gamma(K^+ \rightarrow 2\pi^+\pi^-) = \Gamma(K^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+)$  могло бы нарушаться сильно, если бы существовала большая CP-неинвариантная амплитуда с  $T = 3$  и если бы имелась существенная разность фаз в  $3\pi$ -взаимодействии в состояниях с  $T = 1$  и  $T = 3$ . На опыте

$$\begin{aligned} \Gamma_{\tau^+}^- / \Gamma_{\tau^+}^+ &= 1,005 \pm 0,009 \text{ (Флетчер, 67)} \\ &= 1,0004 \pm 0,002 \text{ (Форд, 67)}. \end{aligned}$$

Если предположить, например, что разность фаз  $\delta_3 - \delta_1 \sim 10^\circ$ , то это дало бы ограничение  $|\text{Im } A_3 / A_1| < 6 \cdot 10^{-3}$ .

Если нет специальной компенсации между амплитудами с  $\Delta T = 5/2$  и  $7/2$ , то это означало бы, что примерно такого же порядка верхняя граница  $\text{Im } A_3$  в распадах  $K_S^0 \rightarrow 3\pi^0$  и  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  (см. выше пункт I). К сожалению, мы ничего определенного не можем сказать о  $\delta_3 - \delta_1$ .

Вопрос о нарушении равенства ширин  $\Gamma_+$  и  $\Gamma_-$  рассматривался недавно в работах Анисовича и Шехтера (67) и Барретт и Труонга (66).

До сих пор мы рассматривали возможные CP нечетные переходы и полностью симметричные состояния с  $T = 1, 3$ . Переходы в 5 других состояний системы  $3\pi$  мы не рассматривали, т.к. по кинематическим причинам их возможный вклад в полные вероятности мал. Однако в спектры  $\pi$ -мезонов вклад некоторых из этих состояний может оказаться не малым. Особенно это относится к состояниям смешанной симметрии с  $T = 1$  и  $T = 2$ .

4. Различие спектров непарных  $\pi$ -мезонов в распадах  $K^+ \rightarrow 2\pi^+\pi^-$  и  $K^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+$  (или  $K^+ \rightarrow 2\pi^0\pi^+$  и  $K^- \rightarrow 2\pi^0\pi^-$ ). В т.н. линейном приближении эти спектры можно записать в виде  $1 + Sy$ <sup>\*</sup>, где  $y = 2T_3/T_{max} - 1$ ,

$T_3$  - энергия непарного  $\pi$ -мезона. На опыте (см. обзор Белла и Штейнбергера (65))  $S_{+-}^- = 0,22 \pm 0,03$ ,

$S_{-+}^+ = 0,23 \pm 0,04$ . Здесь нижний индекс в  $S$  характеризует распад, а верхний заряд того  $\pi$ -мезона, спектр которого обсуждается. В линейном приближении

$S_{++}^+ = -\frac{1}{2} S_{+-}^-$ . Поэтому в линейном приближении измерение спектров парных  $\pi$ -мезонов новой информации не дает. Однако было бы интересно провести сравнение распадов  $K^+ \rightarrow 2\pi^+\pi^-$  и  $K^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+$  по всему графику Далица и исследовать эффекты, лежащие за пределами линейного приближения. Для этого потребуется, по-видимому,

<sup>\*</sup> Иногда вместо величины  $S$  используются другие обозначения:

$$\lambda = \sigma = \alpha = \frac{m_\pi^2}{2 m_K T_{max}} \cdot S$$

ИЛИ

$$\alpha = \frac{2 m_K}{T_{max}} \cdot \frac{S}{1 - S}$$

статистика порядка  $10^5$  распадов.

5. Зарядовая асимметрия в распаде  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  обсуждалась недавно в работах Трουνга (66) и Зельдовича (67). Обнаружение такой асимметрии означало бы прямое доказательство нарушения CP. В линейном приближении двойное энергетическое распределение  $\pi$ -мезонов можно записать в виде

$$1 + S_0 y_0 + \tilde{S} x,$$

где  $y_0 = 2T_0/T_{\max} - 1$ ,  $x = \frac{2(T^+ - T^-)}{\sqrt{3} T_{\max}}$ , откуда для спектра  $\pi^0$  получаем  $1 + S_0 y_0$ , а для спектра  $\pi^\pm$   $1 + S_\pm y_\pm$ , где

$$S_\pm = -\frac{1}{2} \pm \frac{\tilde{S} \cdot \sqrt{3}}{2}, \quad y_\pm = \frac{2T_\pm}{T_{\max}} - 1.$$

Поиски зарядовой асимметрии производились в двух опытах, результаты которых можно представить в виде

$$A = \frac{N(T_+ > T_-)}{N(T_+ < T_-)} = 0 \pm 5\% \text{ (Нефкенс, 67)}$$

$$= -4 \pm 1,5\% \text{ (Гопкинс, 67)}^*$$

Сами авторы последней работы, по-видимому, считают наблюдаемый ими эффект аппаратурным и не делают утверждения о том, что ими обнаружено нарушение CP-инвариантности.

#### § 4. Распады $K_{e3}$

В  $K_{e3}$ -распадах представляет интерес дальнейшее ис-

\*В работе Гопкинса (67) величина A не приведена, а даны значения  $a_+ = 0,13 \pm 0,02$  и  $a_- = 0,21 \pm 0,02$ .

следование следующих CP-н invariantных эффектов.

1. Зарядовая асимметрия лептонных распадов  $K_L^0$ -мезонов. Если обозначить  $K_L = K_2 + \varepsilon K_1$  и определить  $x = f/g$ , где  $f, g = A(K^0, \bar{K}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu)$ , то

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu})}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu)} = 1 - 4 \operatorname{Re} \varepsilon \frac{1 - |x|^2}{|1 - x|^2}.$$

На опыте:

$$R - 1 = (2 \pm 24) \cdot 10^{-3}, \quad \operatorname{Re} \varepsilon = (-0,5 \pm 6) \cdot 10^{-3} \text{ (Ботт-Боденхаузен, 64)}$$

$$R - 1 = (8,1 \pm 2,7) \cdot 10^{-3}, \quad \operatorname{Re} \varepsilon = (2 \pm 0,7) \cdot 10^{-3} \text{ (Шварц, 67)}$$

$$R - 1 = (4,48 \pm 0,72) \cdot 10^{-3}, \quad \operatorname{Re} \varepsilon = (1,12 \pm 0,10) \cdot 10^{-3} \text{ (Стейнбергер, 67)}$$

Здесь значения  $\operatorname{Re} \varepsilon$  получены в предположении, что  $\Delta Q = \Delta S$ , т.е. что  $X = 0$ . Как уже отмечалось выше, величина  $\operatorname{Re} \varepsilon$ , определяемая из этих опытов, чрезвычайно важна для анализа нарушения CP в распадах  $K^0$ -мезонов.

2. Временной ход  $e^+$  и  $e^-$ -распадов при малых  $\tau$  ( $\tau \sim \tau_1$ ). Если амплитуды  $e^\pm$ -распадов имеют вид (членами порядка  $\varepsilon$  пренебрегаем):

$$A^+ \sim (1+x) e^{-(im_s + \Gamma_s/2)t} + (1-x) e^{-(im_L + \Gamma_L/2)t},$$

$$A^- \sim (1+x^*) e^{-(im_s + \Gamma_s/2)t} + (1-x^*) e^{-(im_L + \Gamma_L/2)t},$$

то

$$N^\pm \sim |1+x|^2 e^{-\Gamma_s t} + |1-x|^2 e^{-\Gamma_L t} \pm 2(1-|x|^2) \cos \Delta m t e^{-\frac{\Gamma_s + \Gamma_L}{2} t} \mp 4 \operatorname{Im} x \sin \Delta m t e^{-\frac{\Gamma_s + \Gamma_L}{2} t}$$

где  $\Delta m = m_4 - m_5$ .

Параметр  $\chi$  определяет величину вклада  $K_{e_3}$ -распадов в переходы  $K_1 \leftrightarrow K_2$  на массовой поверхности

$$\begin{aligned} \epsilon_z(e_3) &= - \frac{\sum \int |f|^2 J_m \chi \, dp}{m_4 - m_5 + i \Gamma_3/2} = \\ &= \frac{2 J_m \chi}{|1 - \chi|^2} \cdot \frac{\Gamma_z(e_3)/2}{m_4 - m_5 + i \Gamma_3/2}. \end{aligned}$$

Последние экспериментальные данные для величин  $J_m \chi$  и  $\text{Re } \chi$  приведены в таблице.

Автор Величина	Обер (67)	Хилл (67)	Фельдман (67)	Францини (65)	Бу-Янг (64)	Ли-Бу (66)
$J_m \chi$	$0,22 \begin{smallmatrix} +0,15 \\ -0,41 \end{smallmatrix}$	$0,20 \pm 0,10$	$0,0 + 0,25$	$0,23 \begin{smallmatrix} -0,23 \\ +0,33 \end{smallmatrix}$	$\leq 0,5$	-
$\text{Re } \chi$	$0,04 \begin{smallmatrix} +0,11 \\ -0,30 \end{smallmatrix}$	$0,17 \pm 0,10$	$0,17 \begin{smallmatrix} +0,16 \\ -0,35 \end{smallmatrix}$	$-0,08 \begin{smallmatrix} +0,28 \\ -0,42 \end{smallmatrix}$	$\sim 0$	-
$\frac{2 J_m \chi}{ 1 - \chi ^2}$	$0,44 \begin{smallmatrix} +0,40 \\ -0,30 \end{smallmatrix}$	$0,55 \begin{smallmatrix} +0,62 \\ -0,12 \end{smallmatrix}$	$0 \pm 0,98$	$0,4 \begin{smallmatrix} +0,8 \\ -0,4 \end{smallmatrix}$	$\approx 0,8$	$0,2$
$ \frac{1 + \chi}{1 - \chi} ^2$	$1,14 \begin{smallmatrix} +0,65 \\ -0,76 \end{smallmatrix}$	$1,94 \begin{smallmatrix} +1,10 \\ -0,66 \end{smallmatrix}$	$1,97 \begin{smallmatrix} +2,03 \\ -1,48 \end{smallmatrix}$	$0,75 \begin{smallmatrix} +1,50 \\ -0,64 \end{smallmatrix}$	-	-
$\frac{1 -  \chi ^2}{ 1 - \chi ^2}$	$0,93 \begin{smallmatrix} +0,39 \\ -0,46 \end{smallmatrix}$	$1,28 \begin{smallmatrix} +0,47 \\ -0,44 \end{smallmatrix}$	$1,40 \begin{smallmatrix} +0,60 \\ -0,75 \end{smallmatrix}$	$0,77 \begin{smallmatrix} +0,73 \\ -0,60 \end{smallmatrix}$	-	-

Заметим, что в работе Фельдмана (67) содержится опечатка в определении величины  $\chi$ , которая, однако, не-существенная, поскольку  $J_m \chi = 0 \pm 0,25$ . В работе Хилла значение  $J_m \chi$ , полученное Францини, приводится с отрицательным знаком.

В обзоре Ли и Бу (66) значение  $J_m \chi$ , полученное Обером, приводится с отрицательным знаком. В двух последних колонках таблицы для сравнения приведены оценки, использованные в работе Бу и Янга (64) и обзоре Ли и

Ву (66).

Эта таблица очень неутешительна. За последние 5 лет статистика соответствующих работ выросла примерно на порядок (с десятков сотен событий). Чтобы получить в этом вопросе ясность необходимо увеличить статистику до десятков тысяч событий. Пять лет назад многие верили в нарушение правила  $\Delta Q = \Delta S$ , теперь многие не верят. Необходимо перевести этот вопрос из области веры в область знания.

Если принять  $\frac{|2 J_m \chi|}{|1 - \chi|^2} \leq 1$ , а

$$\Gamma_L(e_3) = (7,15 \pm 0,42) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1},$$

$$\Gamma_L(\mu_3) = (5,36 \pm 0,44) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}, \quad (\text{Девлин, 67})$$

то

$$|\varepsilon_2(e_3)| \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \frac{\Gamma_L(e_3)}{\Gamma_S} \right| = 7,7 \cdot 10^{-7}$$

Не исключено, что уточнение экспериментальной верхней границы для  $\varepsilon_2$  из треугольника Ву-Янга позволит в ближайшее время установить более низкую границу для  $J_m \chi$ , чем прямые опыты, обсуждавшиеся в этом разделе.

3. Поперечная поляризация мюона в распадах  $K_{\mu 3}$ . Если матричный элемент распада  $K^0 \rightarrow \mu^+ \nu \pi^-$  записать в виде

$$(p_K + \chi p_\mu)_\alpha \bar{u}_\mu \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u_\nu,$$

где  $\xi = 2\chi + 1$  <sup>\*</sup>, то поперечная поляризация мюона в

<sup>\*</sup>Теоретически удобнее параметр  $\xi$  (в пределе  $SU_3$ -симметрии  $\xi = 0$ ), но формулы записываются компактней через параметр  $\chi$ .

направлении  $\vec{p}_\mu \times \vec{p}_\nu$  равна (Хриплович, 67; Байерс, 65):

$$p_\perp = v_\mu \cdot \frac{m_\mu}{m_K} \cdot \frac{2 \operatorname{Im} X + \alpha \left(1 - \frac{m_\pi^2}{q^2}\right)^{1/2} (1 - |X|^2 \frac{m_\mu^2}{\rho^2}) \left(1 + \frac{2^2 q^2}{3}\right)}{1 + v_\mu \cos \theta + 2 \operatorname{Re} X \cdot m_\mu^2 / m_K E_\mu + |X|^2 (1 - v_\mu \cos \theta)}$$

Здесь  $\alpha = 1/137$ ,  $\cos \theta = (\vec{p}_\mu / p_\mu) / |\vec{p}_\mu| |\vec{p}_\nu|$ ,  $v_\mu = |\vec{p}_\mu| / E_\mu$ ,

$$\rho^2 = (p_\pi - p_\mu)^2, \quad q^2 = p_\mu(p_\pi p) - p_\pi(p_\mu p),$$

$r$  - электрический радиус  $\pi$ -мезона. Первое слагаемое в числителе ( $2 \operatorname{Im} X$ ), обусловленное нарушением CP, меняет знак при переходе от  $K^0 \rightarrow \mu^+ \nu \pi^-$  к  $\bar{K}^0 \rightarrow \mu^- \bar{\nu} \pi^+$ , второе слагаемое, пропорциональное  $\alpha$  и обусловленное электромагнитным взаимодействием между  $\pi$  и  $\mu$ , знака не меняет. Это второе слагаемое справедливо с точностью до членов порядка  $\alpha^2$  и  $\alpha (\operatorname{Im} X)^2$ . Что касается первого слагаемого и знаменателя, то они справедливы с точностью до членов порядка  $\alpha$ .

В распадах  $K_{\mu 3}^\pm$  слагаемое, пропорциональное  $\alpha$ , отсутствует.

На опыте:

$$p_\perp = 0,25 \pm 1,2 \%, \text{ откуда } \operatorname{Im} \xi = (-1,4 \pm 6,6) \cdot 10^{-2} \text{ (Юнг, 67),}$$

$$p_\perp = 2 \pm 7 \%, \text{ откуда } \operatorname{Im} \xi = (11 \pm 35) \cdot 10^{-2} \text{ (Бартлет, 66).}$$

Заметим, что если  $\operatorname{Im} \xi \neq 0$ , то спектры  $\mu^+$  и  $\mu^-$  будут различны в распадах  $K_L^0 \rightarrow \mu^\pm \nu \pi^\mp$ , то же относится к спектрам  $\pi^+$  и  $\pi^-$ . Величина этого различия  $\leq \frac{m_\mu^2}{\rho^2} \alpha \operatorname{Im} \xi$ . Если  $\operatorname{Im} \xi \sim 0,1$ , то этот эффект мог бы быть обнаружен в опытах по измерению зарядовой

асимметрии мюонов, если их точность будет порядка  $10^{-4}$ .

### § 5. Другие слабые процессы\*

Рассмотрим вначале нелептонные процессы.

Согласно Оверсету и Робу (67), сдвиг фаз  $s$  и  $p$ -волн в распаде  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  равен  $9^{\circ} \pm 5,5^{\circ}$ , что хорошо согласуется с данными  $\pi N$ -рассеяния, согласно которым  $\delta_s - \delta_p = 6,5^{\circ} \pm 1,5^{\circ}$ . Для остальных распадов гиперонов аналогичные экспериментальные данные отсутствуют.

Разумеется, было бы очень интересно с высокой точностью сравнивать парциальные ширины распадов гиперонов и антигиперонов, но, по-видимому, соответствующие опыты будут сделаны не очень скоро. Более простыми могут оказаться эксперименты по выяснению того, не нарушает ли новое взаимодействие, которое мы ищем, правило отбора  $|\Delta Y| = 1$ , которому подчиняется обычное слабое взаимодействие<sup>жж</sup>. В этом случае могли бы идти распады  $\Xi \rightarrow N\pi$  или  $\Omega^- \rightarrow N\pi$ .

Естественно ожидать, что в CP-неинвариантном взаимодействии, если оно на два-три порядка слабее слабого взаимодействия, участвуют не только адроны, но и лептоны. В этом случае нарушение CP-инвариантности могло бы проявиться в обычном  $\beta$ -распаде. Наилучшая точность получена в настоящее время в  $\beta$ -распаде  $Ne^{19}$ , для которо-

\*В этом разделе мы коснемся только последних работ, относящихся к этой теме.

<sup>жж</sup>Заметим, что в шизонной модели (Ли, Янг, 60) CP-неинвариантное взаимодействие удовлетворяет правилам  $\Delta Y = 1$  и  $\Delta T = 1/2$  и не распространяется на лептоны.

го CP-неинвариантная равна  $0,2 \pm 1,6^0$  (Калпрайс, 67). Другие опыты ( $\beta$ -распад нейтрона, распад  $Ra E$ ) имеют худшую точность.

Возможно, что при больших энергиях CP-нечетные эффекты могли бы проявиться сильнее (это, в частности, должно иметь место, если соответствующие матричные элементы содержат импульсы лептонов). С этой точки зрения, а также с точки зрения выяснения свойств токов с изменением странности представляют интерес предложения по измерению T-нечетных корреляций в нейтринных реакциях (Пикетт, 66; Фуджин, Ямагучи, 66) и в лептонных распадах гиперонов. Исследование T-нечетных корреляций в лептонных процессах особенно привлекательно из-за того, что фон, связанный с взаимодействием (электромагнитным) в конечном состоянии, мал и может быть довольно надежно оценен.

Интересны также процессы типа  $\pi \rightarrow e \nu \gamma$  или  $K \rightarrow \mu \nu \gamma$  (Вайнштейн, Иоффе, 66; Мак Дауэлл, 67; Жарве, 66).

В ряде моделей предсказываются CP-неинвариантные распады  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  и  $K_1 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  как за счет виртуальных фотонов, так и за счет нейтральных токов (Липманов, 66).

Не исключено, что CP-неинвариантное взаимодействие нарушает закон сохранения мюонного заряда. Грубые и наивные оценки дают ожидаемую относительную парциальную ширину для распада  $\mu \rightarrow e \gamma$  порядка  $10^{-9}$ . В связи с этим было бы интересно поднять точность опытов по поискам распада  $\mu \rightarrow e \gamma$  с  $10^{-8}$  до  $10^{-9}$ . Сказанное выше, разумеется, относится и к таким процессам, как  $\mu \rightarrow 3e$ ,

$$\mu^- + Z \rightarrow e^- + Z, \quad \mu^- + Z \rightarrow e^+ + (Z - 2).$$

Заметим, наконец, что новое взаимодействие, возможные свойства которого мы обсуждаем, могло бы нарушать свойство продольности нейтрино, давая отличную от нуля массу и дипольный момент нейтрино. Как подчеркнул Понте-

корво, в случае нейтрино, в отличие от всех остальных частиц, может оказаться, что электрический и магнитный моменты будут одного порядка. Наличие у нейтрино массы и возможное несохранение мюонного заряда могли бы привести к своеобразным осцилляциям при движении нейтрино в вакууме, подобных осцилляциям в пучке  $K^0$ -мезонов, в результате этих осцилляций имели бы место переходы  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ ,  $\nu_e \leftrightarrow \tilde{\nu}_\mu$  или  $\nu_e \leftrightarrow \tilde{\nu}_e$  (Понтекорво, 67). Как заметил Померанчук, осцилляции последнего типа можно было бы в принципе наблюдать измеряя интенсивность солнечных нейтрино как функцию расстояния между Землей и Солнцем.

## II - СИЛЬНЫЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Как известно, в последнее время была поставлена под сомнение CP-инвариантность сильного и электромагнитного взаимодействий. Что касается сильного взаимодействия, то речь шла о возможном малом нарушении ( $\sim 10^{-3}$ ), обусловленном, так сказать, миллисильным CP-неинвариантным взаимодействием; в электромагнитном же взаимодействии ожидалось большое нарушение CP (порядка единицы).

Гипотезы электромагнитного и миллисильного нарушения CP были подвергнуты проверке в целом ряде опытов, из которых мы выделим поиски дипольного момента нейтрона и поиски CP-неинвариантных эффектов в распадах  $\eta^0$ -мезонов.

### § I. Дипольный момент нейтрона

Два независимых опыта не обнаружили у нейтрона электрического дипольного момента:

$$\begin{aligned}d_n &= e(-2 \pm 3) \cdot 10^{-22} \text{ см} \quad (\text{Миллер, 67}), \\ &= e(2,4 \pm 3,9) \cdot 10^{-22} \text{ см} \quad (\text{Шулл, 67}).\end{aligned}$$

Этот результат наносит серьезный удар по гипотезе электромагнитного нарушения CP. Если бы эта гипотеза была правильна, то дипольный момент нейтрона должен был бы возникнуть за счет нарушения CP в электромагнитном взаимодействии и нарушения C - в слабом взаимодействии, сохраняющем странность, и должен был бы иметь величину порядка  $e \cdot 10^{-21}$  см. Слабые P-нечетные ядерные силы, существование которых было предсказано теорией универ-

сального  $V-A$  взаимодействия, были недавно обнаружены в экспериментах по измерению асимметрии  $\gamma$ -квантов при распаде поляризованных ядер кадмия (Абов, 64) и по измерению циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов в распадах тантала и лютеция (Лобашов, 66, 67). В случае тантала поляризация оказалась равной  $(-6 \pm 1) \cdot 10^{-6}$ , в случае лютеция  $(4 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ , что согласуется с теоретическими оценками на основе  $V-A$ -теории. Таким образом, один из компонентов, необходимых для возникновения дипольного момента нейтрона, по-видимому, есть; тогда естественно заключить, что нет второго компонента -  $CP$ -неинвариантного электромагнитного взаимодействия. Мне кажется, однако, что не следует чересчур поспешно выносить окончательный приговор этому взаимодействию. Дело в том, что надежных вычислений ожидаемой величины  $d_n$  нет. Имеющиеся расчеты (Файнберг, Мани, 65; Бабу, Суздуки, 67), строго говоря, не имеют права претендовать даже на предсказания с точностью до порядка величины. Другим источником неопределенности является то, что для объяснения распада  $K_L \rightarrow 2\pi$  может быть вполне хватило бы, так сказать, дециэлектромагнитного нарушения  $CP$  (т.е. нарушения порядка одной десятой, а не единицы). Равенство  $\eta_{+-} \simeq \alpha/\pi$  (Ли, 65) не следует воспринимать слишком буквально. Если учесть, как мало мы знаем о виртуальных сильных взаимодействиях, то надо заключить, что оно имеет скорее символический характер.

Что касается миллисильного взаимодействия, то оно предсказывает  $d_n \sim e \cdot 10^{-24}$ . Если бы на опыте удалось дойти до этой величины, то это позволило бы проверить не только гипотезы электромагнитного и сильного нарушения  $CP$ , но и ряд других гипотез.

Пусть, например, нарушение  $CP$  в распадах  $K_L \rightarrow 2\pi$  обусловлено нелептонным,  $P$ -нечетным взаимодействием с  $|\Delta Y| = 1$ , примерно на три порядка более слабым, чем обычное слабое взаимодействие. Естественно ожидать, что у этого, так сказать, миллислабого взаимодействия будет

также компонента с  $\Delta Y = 0$ , подобно тому, как у слабого взаимодействия есть компоненты  $|\Delta Y| = 1$  и  $\Delta Y = 0$ . Тогда такое миллислабое взаимодействие даст  $d_n \sim e \cdot 10^{-27}$  см.

Дипольный момент нейтрона предсказывается гипотезой электромагнитно-слабого нарушения CP и, в частности, моделью, где нарушение CP обусловлено дипольным моментом  $W$ -бозона (см. выше раздел  $K \rightarrow 2\pi \gamma$ ).

## § 2. Распады $\eta^0$ -мезона

Ни одного CP-неинвариантного эффекта в распадах  $\eta^0$ -мезона не обнаружено.

Для распада  $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  относительная ширина

$$R = \Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) / \Gamma_0 < 2 \cdot 10^{-3} \quad (\text{Розенфельд, 67}),$$

$$< 0,9 \cdot 10^{-3} \quad (\text{Баглин, 67}).$$

Для распада  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  зарядовая асимметрия

$$A = \frac{N(E_+ > E_-) - N(E_+ < E_-)}{N(E_+ > E_-) + N(E_+ < E_-)} = 0,3 \pm 1,0\% \quad (\text{Кнопс, 66}),$$

$$= 7,2 \pm 2,8\% \quad (\text{Балтай, 66}),$$

$$= 4,1 \pm 4,1\% \quad (\text{Фаулер, 66}),$$

$$= -6,1 \pm 4,0 \quad (\text{Ларрид, 66}),$$

$$= 5,8 \pm 3,4 \quad (\text{Колумбия и др., 66}).$$

Для распада  $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  зарядовая асимметрия

$$A = 1,5 \pm 2,5\% \quad (\text{Бауен, 67}),$$

$$= 2 \pm 17\% \quad (\text{Кроуфорд, 66}).$$

Отсутствие двух первых эффектов можно согласовать с гипотезой электромагнитного нарушения CP, если предположить, что фотонные вершины, обусловленные этим взаимодействием,

удовлетворяют правилу  $\Delta T = 0$ . Такое правило отбора можно получить, например, в модели  $a$ -частиц, которая будет обсуждаться нами ниже.

Что касается третьего эффекта, то правило  $\Delta T = 0$  не мешает его проявлению. Однако его величина должна быть пропорциональна  $\sin(\varphi_p - \varphi_d)$ , где  $\varphi_p$  и  $\varphi_d$  - фазы  $\pi\pi$ -рассеяния в  $p$ -волне и  $d$ -волне, соответственно. Если пренебречь  $\varphi_d$ , а для  $\varphi_p$  написать  $\varphi_p \sim k^3/m^3$  (Баррет, Труонг, 66), где  $k$  - импульс  $\pi$ -мезона в системе дипиона, а  $m$  - масса порядка нескольких сот Мэв, то при  $k \sim 100$  Мэв/с получим  $\varphi_p$  порядка градуса. Заметим, что эта величина может оказаться даже меньше, чем разность кулоновских фаз  $\varphi_p^c - \varphi_d^c = \frac{\alpha}{4v} (1 + v^2)$ , где  $v$  - скорость  $\pi$  в системе дипиона. Если учесть, кроме того, что нарушающая CP-четность  $d$ -волна кинематически подавлена по сравнению с  $p$ -волной, то в распаде  $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  вряд ли можно рассчитывать на зарядовую асимметрию, большую, чем 0,1%, даже при очень сильном нарушении CP в электромагнитном взаимодействии. В этих условиях более выгодными могут оказаться поиски CP-запрещенного распада  $\eta^0 \rightarrow 2\pi^0 \gamma$ .

Другой возможный способ согласования отсутствия CP-неинвариантных эффектов в распадах  $\eta^0$ -мезонов с гипотезой электромагнитного нарушения CP - привлечение правил отбора типа  $\Delta T > 3$ . (В распадах  $K_L \rightarrow 2\pi$  при этом имеем  $\Delta T = 5/2$ ). Такие правила отбора кажутся довольно искусственными, однако, на их рассмотрение наталкивают

утверждения о том, что в СР-инвариантных каналах распада  $\eta \rightarrow 3\pi$ , по-видимому, наблюдаются отклонения от общепринятых изотопических правил отбора: экспериментальное отношение  $\eta \rightarrow 3\pi^0/n \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , может быть, указывает на присутствие значительной амплитуды с  $T = 3$ . Если распад  $\eta \rightarrow 3\pi$  идет в низшем порядке по электромагнитному взаимодействию, то наличие амплитуды с  $T = 3$  означает нарушение известного правила  $\Delta T = 0, 1$  для обычного электромагнитного взаимодействия (Долгов, 66; Адлер, 67, Вельтман, 67). Однако экспериментальная ситуация здесь все еще очень неопределенна. Что касается правил отбора по изоспину для миллисильного взаимодействия, то переходы только с  $\Delta T = 0$ , по-видимому, исключаются наличием большой величины  $\epsilon_2$  в распадах  $K_L \rightarrow 2\pi$ . Этот аргумент, возможно, несколько ослабляется наличием механизма Вайнберга (58), однако, кажется невероятным, чтобы при  $\Delta T = 0$  могло получиться  $\epsilon_2 \sim \epsilon_0$ .

Возможная величина компонент миллисильного взаимодействия с  $\Delta T = 1$  и  $\Delta T \geq 3$  не ограничена имеющимися экспериментальными данными.

Сантисильные переходы с  $\Delta T = 2$ , по-видимому, несовместимы с отсутствием зарядовой асимметрии в распаде  $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , что касается миллисильных, - то это неясно.

### § 3. Другие быстрые процессы

Мы не будем обсуждать здесь результаты других экспериментов, таких как сравнение поляризации и асимметрии в упругом  $pp$ -рассеянии (Торндайк, 65), сравнение сечений прямых и обратных реакций при низких энергиях (Фон Витч, 66; Боданский, 66), изучение  $\beta\gamma\gamma$ -корреляций (Фускини, 64) и  $\gamma\gamma$ -корреляций при распаде поляризованного ядра (Кайфос, 66), поиски распада  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$  (Кутьин, 66; Дюкло, 65), поиски трехфотонной аннигиляции пара-

позитрония (Миллс, 67), поиски поперечной поляризации  $\Lambda$ -гиперона в распаде  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$  (Глассер, 66), поиски зарядовой асимметрии для  $K$  и  $\pi$ -мезонов в реакциях аннигиляции антипротонов (Добжинский, 66), поиски зарядовой асимметрии в распаде  $\chi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  (Риттенберг, Кальбфляйш, 65). При достигнутых в этих опытах точностях они, по-видимому, недостаточно чувствительны, чтобы на их основе можно было бы судить о справедливости гипотез электромагнитного и миллисильного нарушения CP-инвариантности. Для поисков миллисильного взаимодействия наиболее чувствительны, по-видимому, сравнения сечений прямых и обратных реакций.

Мы не будем также обсуждать эксперименты по поискам CP-неинвариантных эффектов, предлагавшиеся в различных теоретических работах: T - нечетные корреляции в электро рождении мезонов (Пикетти, 66, Крист и Ли, 66, Кондратюк, 66), в фоторождении мезонов (Ли и Крист, 66, Картман, 66, Баршай, 67), (Леонарди, Строкии, 66), в конверсионных распадах и реакциях типа  $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-$  (Крист и Ли, 66, Цолич Цукерман, 67), в комптоновском рассеянии  $\gamma$ -квантов протонами (Долгов, Маршов, Пономарев, 67), в упругом рассеянии электронов дейтронами и ядрами (Кобзарев, Окунь, Терентьев, 65; Долгов, 65; Маринов, 66, Дубовиков и Чешков, 65, 66). Сравнение сечений прямой и обратной реакций  $\gamma d \rightleftharpoons n p$  (Баршай, 66), рождение пар  $\omega^0$ -мезонов во встречных электрон-позитронных пучках (Берестецкий, 66).

Для того чтобы иметь основания рассчитывать, что какой-то из этих процессов обнаружит в конце-концов CP-неинвариантный эффект, надо знать, чем они лучше дипольного момента нейтрона или распад  $\eta^0$ -мезона. Для большинства из этих процессов я этого не знаю. В некоторых из них, таких, как  $ed$ -рассеяние и распад  $\chi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , в отличие от дипольного момента нейтрона, передаются большие импульсы и, в отличие от распада  $\eta^0$ -мезона, не подавляются переходы с  $\Delta T = 0$ .

III - МОДЕЛЬ  $\alpha$ -ЧАСТИЦ И ИЗОТОПИЧЕСКИЕ

ПРАВИЛА ОТБОРА

В связи с анализом вопроса о возможном нарушении CP в сильном и электромагнитном взаимодействиях в последнее время широко обсуждается очень интересная модель  $\alpha$ -частиц, предложенная Ли (65).

Согласно этой модели, которая описана ниже на языке, отличном от языка Ли, сильное взаимодействие гипотетических  $\alpha$ -частиц с обычными адронами представляет собой взаимодействие двух нейтральных токов  $J_{n\alpha} = f j_\alpha \times j_n$ , где  $j_\alpha$  - ток  $\alpha$ -частиц, а  $j_n$  - ток обычных адронов, а  $f$  - константа порядка единицы. Предполагается, что ток  $j_\alpha$  - зарядово-нечетный, а  $j_n$  - зарядово-четный (например,  $j_\alpha = \bar{a} \gamma_5 q \beta a$ ,  $j_n = \bar{N} \gamma_5 N$ ). Тогда взаимодействие  $J_{n\alpha}$  C-неинвариантно,  $C_\alpha$  - неинвариантно, но  $C_n$  - инвариантно, где  $C_n$  - зарядовое сопряжение нормальных адронов,  $C_\alpha$  - зарядовое сопряжение  $\alpha$ -частиц,  $C = C_n \cdot C_\alpha$  - зарядовое сопряжение всех частиц. В силу  $C_n$  - инвариантности, реакции с участием только обычных адронов не должны проявлять никаких признаков нарушения C-инвариантности (это связано с тем, что петли виртуальных  $\alpha$ -частиц с четным числом  $f$ -вершин C - четны, а с нечетным числом  $f$ -вершин - равны нулю в силу теоремы Фарри). В реакциях же с участием как обычных адронов, так и  $\alpha$ -частиц, C-неинвариантные эффекты должны быть порядка единицы. Если предположить теперь, что, по крайней мере, некоторые  $\alpha$ -частицы заряжены и электромагнитное взаимодействие имеет обычный вид:  $J_e = e j_e A$ , где  $j_e = j_e^a + j_e^n$  (например,  $j_e^a = \bar{a} \gamma_\mu a$ ,  $j_e^n = \bar{p} \gamma_\mu p + \dots$ ), то легко видеть, что член  $J_e$  нарушает  $C_n$ -инвариантность. В результате в реакциях с участием только обычных адронов и

фотонов (реальных и виртуальных) должны возникнуть большие  $C$ -неинвариантные эффекты (такие, например, как распад  $K_i \rightarrow 2\pi$ , зарядовая асимметрия в распадах  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ , дипольный момент нейтронов и т.д.).

§ I. Модель  $\alpha$ -частиц и правила отбора  
по изоспину

Легко видеть, что в модели  $\alpha$ -частиц  $C$ -неинвариантные вершины испускания фотонов обычными адронами должны быть изоскалярны. Это утверждение справедливо вне зависимости от того, какова изотопическая структура электромагнитного тока  $j_e^a$ , и обусловлено только тем, что в силу изотопической инвариантности члена  $J_{na}$ , и нейтральности токов  $j_n$  и  $j_a$ , ток  $j_n$  должен быть изоскалярен. (Благодаря этому виртуальная  $\alpha$ -частичная петля, в одной из точек которой испускается фотон, "прикрепляется" к любой адронной диаграмме как изоскаляр).

В результате, в низшем порядке по электромагнитному взаимодействию должны быть запрещены такие  $C$ -неинвариантные распады, в которых  $\Delta T = 1$ . В частности, должен быть запрещен распад  $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ , не должно быть  $T$ -нечетной корреляции в распаде  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 e^+ e^-$ , должен быть запрещен переход  $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  с  $\Delta T = 2$  и, следовательно, ожидаемая асимметрия в распаде  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  должна быть очень мала.

Если  $J_{na}$  - инвариантна относительно  $SU_3$ , то  $C$ -неинвариантные фотонные вершины должны быть не только изотопическими, но и унитарными скалярами, так что, например, должен быть запрещен распад  $\varphi^0 \rightarrow \omega^0 \gamma$ .

§ 2. Не являются ли  $\alpha$ -частицами

$W$ -бозоны?

Впервые этот вопрос в шуточной форме поставил Гелл-Манн (66) на конференции в Беркли, когда он говорил о свойствах "химерона". Всерьез эта гипотеза обсуждалась в докладе Ли (66) и последующей дискуссии. Мы хотели бы заметить, что в модели, в которой  $\alpha$  тождественно  $W$ , степень нарушения CP-инвариантности в электромагнитном и слабом взаимодействиях должна быть одинаковая. Это утверждение легко понять, если учесть, что член  $J_w = (j_w W^+ + j_w^+ W)$ , где  $j_w$  - обычный слабый ток, не инвариантен относительно  $C_n$ -зарядового сопряжения обычных адронов. (Под действием операции  $C_n$  член  $J_n$  переходит в выражение, меняющее электрический заряд на две единицы). В результате, в слабом взаимодействии нарушение CP-инвариантности должно иметь место, вообще говоря, в первом порядке по  $f$  и в нулевом порядке по электрическому заряду  $e$ . Это резко отличается от обычной модели, в которой  $\alpha \neq W$ , и в которой нарушение CP-инвариантности в слабом взаимодействии порядка  $\alpha f$ .

Если принимать модель  $\alpha \equiv W$  всерьез, то на основе известной вероятности распада  $K_L \rightarrow 2\pi$  следует заключить, что  $f \sim 10^{-2} - 10^{-3}$  и, следовательно, нарушение CP в электромагнитном взаимодействии должно быть также порядка  $10^{-2} - 10^{-3}$ . В частности, для дипольного момента нейтрона ожидаемая величина была бы  $e \cdot (10^{-23} - 10^{-27} \text{cm})$ .

§ 3. Модель  $\alpha$ -частиц и терминология

Как видно из предыдущего, модель  $\alpha$ -частиц может быть полностью проанализирована в рамках обычной терминологии. Ее особенности связаны с существованием некото-

рой дополнительной симметрии ( $C_n$ ), которая в ряде случаев не дает проявиться  $C$ -неинвариантному сильному взаимодействию.

В связи с моделью  $\alpha$ -частиц Ли (65) ввел новую терминологию. Согласно этой терминологии, каждому члену лагранжиана взаимодействия  $J_i$  (где  $i = st, e, w$ ) отвечают свои преобразования  $C_i, P_i, T_i$ , так что каждое из взаимодействий инвариантно относительно своих преобразований и неинвариантно относительно чужих. Именно эта несогласованность и приводит на языке Ли к наблюдаемым (и ожидаемым) эффектам нарушения  $CP$ -инвариантности. Так, например, введенное выше частичное зарядовое сопряжение  $C_n$  он определяет как  $C_{st}$ , а полное зарядовое сопряжение всех частиц  $C$  — как  $C_F$ . Обращение времени определено следующим образом  $T_r = T$ ,  $T_{st} = C_{st}^{-1} G T$ , при этом инверсия координат определена обычным образом  $P_{st} = P_F = P$ , зато для слабого взаимодействия, согласно Ли, операция  $P_{wk}$  (если перевести ее на обычный язык) содержит не только отражение координат, но и зарядовое сопряжение лептонов и переход от электрона к мюонному нейтрину.

Согласно Ли, античастицей  $\alpha^+$ -частицы является она сама, а не  $\alpha^-$ -частица, существование которой тем не менее предполагается отдельно. На обычном же языке античастицей для  $\alpha^+$  является  $\alpha^-$ \*. Возражая против введе-

---

\*Заметим, что даже сохраняя всю остальную терминологию Ли, можно было бы называть  $\alpha^-$ -античастицей  $\alpha^+$ , если определить античастицу как состояние не  $CP$  или  $C$ -, а  $CPT$ -сопряженной частице. Именно это определение было бы разумным для стабильных частиц (протона, электрона, нейтринно, фотона и  $\alpha$ -частиц, если последние стабильны), если полный лагранжиан  $CPT$ -инвариантен, но  $C$  и  $CP$  — неинвариантен. Что касается нестабильных частиц, то для них, по-видимому, все определения достаточно плохи, и можно пользоваться любым сопряжением ( $C, CP$  и  $CPT$ ), определяя анти-

ния универсальных, единых для всех членов лагранжиана операторов  $C, P$  и  $T$ , Ли ссылается на три обстоятельства:

1. Полный лагранжиан не инвариантен относительно преобразований, отвечающих этим операторам.

2. Отдельные слагаемые лагранжиана могут быть инвариантны относительно дискретных преобразований типа  $C, P$  и  $CP$  над некоторыми группами частиц.

3. Отдельные слагаемые лагранжиана инвариантны относительно унитарных преобразований типа  $SU_2$  или  $SU_3$  над некоторыми группами частиц.

В связи с последним пунктом Ли пишет:

"Если бы идентичность частицы могла быть гарантирована, то можно было бы определять  $T$ , чистое преобразование времени и  $P$ , чистую пространственную инверсию, однозначно. Однако, различимость различных частиц зависит от их взаимодействий, и, если некоторые взаимодействия отсутствуют, то возникают вырождения. Поэтому нельзя дать однозначное определение  $P$  и  $T$  без ссылки на некоторое определенное взаимодействие".

Мне кажется, что три указанных выше обстоятельства не мешают определить операции  $C, P$  и  $T$  универсальным образом. При этом в качестве исходного критерия разумно принять требование, чтобы пространственные операции  $P$  и  $T$  не затрагивали внутренних переменных частиц ни в смысле дискретных преобразований типа  $C_n$ , ни в смысле унитарных преобразований типа изогруппы. В результате, все дискретные преобразования между частицами, отличающимися друг от друга только знаками зарядов (электрического, барионного, лептонного, гиперзаряда) должен будет осуществлять универсальный оператор  $C$ . Что же касается степени

---

частицу при выключенных распадных и  $CP$ -неинвариантных взаимодействиях.

свободы, связанной с унитарными преобразованиями, то эта степень свободы при наличии вырождения все равно должна как-то произвольно фиксироваться. Так, например, Ли включает изотопические повороты в  $S$ -преобразование для лептонов и не включает их в  $S$ -преобразование для адронов. Поэтому наличие унитарных степеней свободы мешает универсальному определению операций  $S, P$  и  $T$ , по меньшей мере, не больше, чем определению не универсальному, а по типам взаимодействий.

#### IV - ГРАВИТАЦИОННЫЙ ДИПОЛЬ

Существование СР-неинвариантного и Р-неинвариантного взаимодействия должно привести к отличному от нуля дипольному моменту у элементарных частиц. Ожидаемая величина этого дипольного момента различна для различных моделей и различных частиц, но, вообще говоря, отлична от нуля.

По аналогии с электродинамикой можно было бы ожидать, что у частиц возникнут и СР-неинвариантные гравитационные моменты. В статическом приближении это означало бы, что взаимодействие, например, протона с гравитационным полем земли имеет вид:

$$\kappa(m\varphi + m\ell^2 \vec{\nabla}\varphi),$$

где  $m$  - масса протона,  $\varphi$  - гравитационный потенциал,  $\ell$  - некоторая длина, характеризующая величину гравитационного диполя,  $\kappa$  - гравитационная постоянная:  $\kappa \nabla\varphi = = g = 980 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$ . Если  $\ell \neq 0$ , то спин протона должен был бы прецессировать в гравитационном поле земли. Частота такой прецессии

$$\omega = \frac{2g}{c} \left( \frac{\ell m c}{\hbar} \right) \approx \frac{2}{3} \cdot 10^{-7} \left( \ell m \frac{c}{\hbar} \right) \frac{\text{рад}}{\text{сек}},$$

что при  $\ell m \approx 1$  отвечает одному обороту примерно за три года. Какую верхнюю границу для величины  $\ell m$  можно получить при современной технике эксперимента? Чтобы ответить на этот вопрос сравним прецессию в гравитационном поле с прецессией в магнитном поле. Энергия взаимодействия равна:

$$\vec{\sigma} \{ (m\ell)\vec{g} + \mu_p \vec{H} \}.$$

С помощью магнитометров можно измерять напряженности магнитного поля порядка  $H_0 \approx 10^{-6}$  эрстеда (O, Iγ). Этому отвечают

$$\left( \frac{cm\ell}{\hbar} \right) \sim \frac{\mu_p H_0 c}{g \hbar} \sim 10^6,$$

т.е. может быть установлена верхняя граница для  $\ell$  порядка  $10^{-8}$  см. Для того, чтобы ее установить, надо убедиться, что величина магнитного поля, измеренная с точностью до  $10^{-6}$  гаусс ядерным прецессионным магнитометром (по прецессии спина протона) и электромагнитным магнитометром, одна и та же.

Теперь, когда мы обсудили величину возможного эффекта, следует сказать, что в рамках общей теории относительности гравитационный диполь запрещен. Чтобы пояснить причины этого запрета, напомним, что электрический диполь возникает из-за того, что центр распределения электрического заряда внутри неточечной частицы и центр распределения ее массы не совпадает. В случае же гравитационного взаимодействия центр распределения "гравитационного заряда" и центр распределения массы совпадают по определению. Таким образом, обнаружение на опыте гравитационного диполя означало бы необходимость выйти за рамки общей теории относительности. К этому же результату можно прийти и по-иному: прецессия, обусловленная гравитационным диполем, не может быть "оттрансформирована" в падающем лифте и позволила бы отличать локальным образом находится ли наблюдатель в гравитационном поле или в ускоренной системе координат.

Все изложенное в этом разделе основано на результа-

тах работ Кобзарева и автора (62). Вопросу о гравитационном дипольном взаимодействии была посвящена также работа Окубо и Лейтнера (65); в этой работе запрет дипольного момента в общей теории относительности не обсуждается, а утверждение о том, что опыт даст очень низкую границу для величины этого взаимодействия, связано с тем, что в качестве характерной длины  $\ell$  авторы по существу выбирают радиус Земли. На самом деле, граница для  $\ell$ , полученная ими из данных по сверхтонкому расщеплению водорода, составляет порядка  $10^{-2}$  с.

У - ЗЕРКАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Нарушение СР-инвариантности приводит к тому, что возникает абсолютное различие между частицами и античастицами, между правым и левым.

Если попытаться сохранить за понятием правого и левого относительный смысл, то необходимо выдвинуть гипотезу о существовании наряду с обычными частицами так называемых "зеркальных" частиц. При этом каждой обычной частице должна отвечать "зеркальная" частица с той же массой, спином, зарядом и т.д., но противоположной спиральностью. Если обозначить переход от обычных частиц к "зеркальным" операцией А, то можно потребовать, чтобы полный лагранжиан был СРА-инвариантен и ТА-инвариантен (и, следовательно, СРТ-инвариантен). Гипотеза о существовании зеркальных частиц была выдвинута в работе Ли и Янга (56) и подробно обсуждалась в работе Кобзарева, Окуня, Померанчука (66).

Как показано в этой последней работе, из уже сделанных опытов следует, что взаимодействие "зеркальных" частиц с обычными не может быть ни сильным, ни электромагнитным. Гравитационное взаимодействие между "зеркальными" частицами и обычными частицами обязательно должно быть таким же, как между обычными частицами. (Отсюда следует, что в пределах солнечной системы больших количеств "зеркальных" частиц нет.) Интересна возможность, согласно которой одни и те же нейтрино взаимодействуют как с "нашими", так и с "зеркальными" частицами.

Если "зеркальные" частицы существуют, то преобладание в нашей части мира частиц определенной спиральности должно иметь какую-то космологическую причину (так же, как и преобладание в ней барионов по сравнению с антибарионами).

Как отмечено выше, взаимодействие левых и правых частиц в исследованных на опыте условиях, по-видимому, весьма слабо. Однако не исключено, что оно растет с ростом энергии взаимодействующих частиц и при высоких энергиях поиски "зеркальных" частиц могли бы оказаться более обещающими.

ЛИТЕРАТУРА

Распады  $K \rightarrow 2\pi$

- F. Abbud, B.W. Lee, C.N. Yang, Phys. Rev. Lett. 18, 980 (1967).  
C. Alff-Steiberger, Phys. Lett. 20, 207 (1966).  
J. Bell, J. Steinberger, Proc. Oxford Conf. 1965, p. 195.  
M. Bott-Bodenhausen et al., Phys. Lett. 24B, 438 (1967).  
M. Bott-Bodenhausen et al., Physica 20, 212 (1966).  
M. Bott-Bodenhausen, Phys. Lett. 23, 277 (1966).  
T. Bowen, Phys. Rev. Lett. 16, 112 (1966).  
J. Brown et al, Phys. Rev. 130, 769 (1963).  
G. Chew, Phys. Rev. Lett. 16, 60 (1966).  
M. Chretien et al., Phys. Rev. 131, 2208 (1963).  
D. Cline, Nuovo Cim. 48, 566 (1967).  
J.W. Cronin et al., Phys. Rev. Lett. 18, 25; 152 (1967).  
V. Fitch, Proc. Berkeley Conf. 1966, p. 63.  
J.M. Gaillard et al., Phys. Rev. Lett. 18, 20 (1967).  
Б.Л. Иоффе, ЖЭТФ 42, 1411 (1962).  
P. Kabir, Preprint, 1967.  
T.D. Lee, C.N. Wu, Annual Rev. Nucl. Sci. 1966, p. 471.  
R. Lewis (Ссылка в поправке к препринту Кабира, 1967).  
B.R. Martin, E. Rafael, Brookhaven preprint, 11307(1967).  
V.S. Mathur, Nuovo Cim. 44A, 1268 (1966).  
R.E. Minske et al., Phys. Rev. Lett. 18, 138 (1967); Err.  
18, 383 (1967).  
Л.Б. Окунь, УФН 89, 603 (1966).  
H. Patil, Y. Tomazawa, P. Yao, Phys. Rev. 142, 1041 (1966).  
A. Rosenfeld et al., Rev. Mod. Phys. 39, 1 (1967).  
C. Rubbia, J. Steinberger, Phys. Lett. 24B, 531 (1967).  
J. Sakurai, Wattenberg, Preprint, 1967.  
Я. Смородинский, Послесловие к книге М. Гарднера "Этот  
правый-левый мир", изд. "МИР", М., 1967.

- М.В.Терентьев, Письма ЖЭТФ I, (5), 26 (1965).  
G.H.Trilling, Proc.Argonne Conf. 1965; ANL 7130, p.115.  
T.Truong, Phys. Rev. Lett. 17, 153 (1966).  
T.Truong, Phys. Rev. Lett. 13, 358a (1964).  
L.Walker et al., Phys. Rev. Lett. 18, 630 (1967).  
L.Wolfenstein, Nuovo Cim. 42, 77 (1966).  
T.T.Wu, C.N.Yang, Phys. Rev. Lett. 13, 380 (1964).  
E.Yen, Phys. Rev. Lett. 18, 513 (1967).

Распады  $K \rightarrow 2\pi\gamma$

- B.Arbuzov, A.Filipov, Phys. Lett. 20, 537 (1966).  
М.АНИКИНА и др., ЯФ 4, 360 (1966).  
S.Barshay, Phys. Lett. 17, 78 (1965).  
S.Barshay, Phys. Rev. Lett. 18, 515 (1967).  
J.Bernstein, G.Feinberg, T.Lee, Phys. Rev. 139, B1650, (1965).  
E.Belloti et al., Nuovo Cim. 45, 737 (1966).  
G.Costa, P.K.Kabir, Phys. Rev. Lett. 18, 429; Err. 18, 526 (1967).  
D.Cline, Phys. Rev. Lett. 16, 367 (1966).  
D.Cline, Nuovo Cim. 48A, 566 (1967).  
D.Cline, W.Fry, Phys. Rev. Lett. 13, 101 (1964).  
А.Долгов, Л.Пономарев, ЯФ 4, 367 (1966).  
P.Franzini, Phys. Rev. 140, B127 (1965).  
T.D.Lee, C.S.Wu, Annual Rev.Nucl.Sci. 16, (1966).  
B.Nefkens et al., Phys. Lett. 19, 706 (1966).  
Л.ОКУНЬ, УФН 89, 603 (1966).  
F.Salzman, G.Salzman, Phys. Lett. 15, 91 (1965).  
В.Соловьев, М.Терентьев, Письма ЖЭТФ 2, 336 (1965).  
Shegal, L.Wolfenstein, Preprint, 1967.  
Walker et al., Phys. Rev. Lett. 18, 630 (1967).

Распады  $K \rightarrow 3\pi$

- В. Анисович, В. Мухтер, ЯФ 5, 855 (1967).  
J. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 14, 475; 15, 645;  
16, 988 (1965).  
B. Barrett, T. Truong, Phys. Rev. Lett. 17, 880 (1966).  
J. Bell, J. Steinberger, Proc. Oxford Conf. 1965, p. 195.  
L. Behr et al., Phys. Lett. 22, 540 (1966).  
N. Cabibbo, Proceed. Erice School (1964), p. 284.  
T. J. Delvin, Phys. Rev. Lett. 18, 54 (1967).  
V. Fitch, Proceed. of the XIII<sup>th</sup> Intern. Conf. on high  
energy Physics. Berkeley (1966), p. 63.  
C. R. Fletcher, Phys. Rev. Lett. 19, 98 (1967).  
M. Gaillard, Nuovo Cim. 35, 1225 (1965).  
H. W. Hopkins et al., Phys. Rev. Lett. 19, 185 (1967).  
T. D. Lee, C. S. Wu, Annual Rev. Nucl. Sci. 16, (1966).  
B. M. K. Nefkens et al., Phys. Rev. 157, 1233 (1967).  
A. Rosenfeld, Rev. Mod. Phys. 39, 1 (1967).  
T. Truong, Phys. Rev. Lett. 17, 153 (1966).  
Б. Зельдович, ЯФ 6, 840, (1967).

Распады  $K_{e3}$

- B. Aubert et al., Phys. Lett. 17, 59 (1965).  
D. Bartlett et al., Phys. Rev. Lett. 16, 102; 16,  
101 (1966).  
N. Byers, S. MacDowell, C. N. Yang, High Energy Physics and  
Elementary Particles. IAEA, Vienna, 1965, p. 953.  
M. Bott-Bodenhausen, Phys. Lett. 24B, 438 (1967).  
P. Franzini et al., Phys. Rev. 140, B127 (1965).  
L. Feldman, Phys. Rev. 155, 1611 (1967).  
D. Hill et al., BNL Preprint, 1967.  
J. Khriplovich, L. Okun, Phys. Lett. 24B, 672 (1967).  
T. Lee, T. Wu, Annual Rev. Nucl. Sci. 16, (1966).

- K.K.Young et al., Phys. Rev. Lett. 18, 806 (1966).  
T.Wu, C.Yang, Phys. Rev. Lett. 13, 380 (1964).

Другие слабые процессы

- F.P.Calaprice et al., Phys. Rev. Lett. 18, 918 (1967).  
J.L.Gervais, J.Iliopoulos, J.M.Kaplan, Phys. Lett. 20,  
432 (1966).  
A.Fujii, Y.Yamaguchi, Nuovo Cim. 43A, 325 (1966).  
T.D.Lee, C.N.Yang, Phys. Rev. 119, 1410 (1960).  
S.W.MacDowell, Phys. Rev. Lett. 17, 1116 (1966); Err.18,  
227 (1967).  
O.E.Overseth, R.F.Roth, Phys. Rev. Lett. 19, 391 (1967).  
C.A.Piketty, Nuovo Cim. 44A, 57 (1966).

Дипольный момент нейтрона

- Yu. Abov et al., Phys. Lett. 12, 25 (1964).  
J.Bernstein, G.Feinberg, T.Lee, Phys. Rev. 139, B1650  
(1965).  
В.Лобашов и др., Письма ЖЭТФ 5, 73 (1967).  
В.Лобашов и др., Письма ЖЭТФ 3, 274 (1966).  
P.D.Miller, W.B.Dress, J.K.Baird, N.F.Ramsay, Phys. Rev.  
Lett. 19, 381 (1967).  
C.G.Shull, R.Nathans, Phys. Rev. Lett. 19, 384 (1967).

Распады  $\eta^0$ -мезона и другие

быстрые процессы

- S.Adler, Phys. Rev. Lett. 18, 519 (1967).  
C.Baglin et al., Phys. Rev. Lett. 19, (1967).

- C.Baltay, Phys. Rev. Lett. 16, 1224 (1966).
- T.A.Bowen et al., Phys. Lett. 24B, 206 (1967).
- B.Barrett, T.N.Truong, Phys. Rev. 147, 1161 (1966).
- D.Bodansky et al., Phys. Rev. Lett. 17, 589 (1966).
- S.Barshay, Phys. Rev. Lett. 18, 970 (1967).
- S.Barshay, Phys. Rev. Lett. 17, 49 (1966).
- В.Берестецкий, ЯФ II69(1966); Phys. Lett. 21, 554 (1966).
- A.M.Cnops, G.Finochiaro et al., Phys. Lett. 22, 546 (1966).
- Columbia-Berkeley-Purdue-Wisconsin-Yale Collaboration.  
Phys. Rev. 149, L44 (1966).
- F.S.Crawford, L.R.Price, Phys. Rev. Lett. 16, 333 (1966);  
Err. 16, 562 (1966).
- N.Christ, T.D.Lee, Phys. Rev. 143, 1310 (1966).
- A.Dolgov, A.Kaidalov et al., цит. по Т.Д.Лее, Proc.  
of the XIII<sup>th</sup> Intern. Conf. on High Energy Physics,  
Berkeley (1966). (Berkeley University Press, 1967),  
p. 75.
- Л.Кондратюк, ЯФ 4, 825 (1966).
- J.Duclos et al., Phys. Lett. 19, 253 (1965).
- А.Долгов, М.Маринов, Л.Пономарев, ЯФ 5, 870 (1967).
- А.Долгов, Письма ЖЭТФ 2, 491 (1965).
- В.М.Дубовик, А.А.Чешков, ЖЭТФ 5I, 1369, 1699 (1966).
- L.Dobrzynski et al., Phys. Lett. 22, 105 (1966).
- E.Fowler (1966). Цит. по докладу V.Fitch, Proc. of the  
XIII<sup>th</sup> Intern. Conf. Berkeley, 1966, p.63.
- E.Fuschini et al., Nuovo Cim. 33, 709; 1309 (1964).
- G.R.Glasser et al., Phys. Rev. Lett. 17, 603 (1966).
- J.Kaifosz et al., Phys. Lett. 20, 284 (1966).
- В.Г.Гришин, В.Л.Любошиц, В.И.Огиевецкий, М.И.Подгорецкий,  
ЯФ 4, 126 (1960).
- В.Кутын и др. Письма ЖЭТФ 2, 387 (1966).
- И.Кобзарев, Л.Окунь, М.Терентьев, ЖЭТФ 2, 466 (1965).
- G.Karpman, R.Leonardi, F.Strocchi, Phys. Rev. Lett, 16,  
633 (1966).

- A.Larribe et al., Phys. Lett. 23, 600 (1966).  
T.D.Lee, N.Christ, Phys. Rev. 148, 1467 (1966).  
R.Leonardi, F.Strocchi, Nuovo Cim 43A, 757 (1966).  
A.F.Mills, S.Berko, Phys. Rev. Lett. 18, 420 (1967).  
М.Маринов, ЯФ 4, 379 (1966).  
C.A.Piketty, Nuovo Cim. 44A, 39 (1966).  
A.Rittenberg, G.Kalbfleisch, Phys. Rev. Lett. 15, 556 (1965).  
A.Rosenfeld, Rev. Mod. Phys. 39, 1 (1967).  
E.H.Thorndike, Phys. Rev. B138, 586 (1965).  
M.Veltman, Phys. Lett. 24B, 587 (1967).  
M.Veltman, J.Yellin, Phys. Rev. 154, 1469 (1967).  
S.Weinberg, Phys. Rev. 110, 782 (1958).  
S.Weinberg, Phys. Rev. 112, 1375 (1958).  
Von Witsch, A.Richter, P.von Brentano, Phys. Lett. 22, 631 (1966).  
П.Цолич, И.Цукерман, ЯФ 5, 453 (1967).

#### Модель $\alpha$ -частиц

- M.Gell-Mann, Proc. Berkeley Conf., 1966, p.9.  
T.D.Lee, Phys. Rev. 140, B959 (1965),  
T.D.Lee, Proc. Berkeley Conf., 1966, p.75.  
Л.Б.Окунь, ЯФ 3, 189 (1966).  
Л.В.Окунь, Phys. Lett. 23, 595 (1966).  
Т.Н.Труонг, Т.Т.Ву, Preprint, 1967.

#### Гравитационный диполь

- И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь, ЖЭТФ 43, 1904 (1962).  
S.Okubo, J.Leitner, Phys. Rev. 136, B1542 (1965).

Зеркальные частицы

И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук, ЯФ 3, 1154  
(1966).

T.D.Lee, C.N.Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956).

И.Ю. Кобзарев

УЧЕНОМОНАСТИР К<sup>+</sup>-201-РАСНАЛА

И РЕГИСТРАЦИЯ К<sup>+</sup>-МОНАСТ



ОТДЕЛЕНИЕ

Л.И. Л а п и д у с

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ  $K^0 \rightarrow 2\pi$ -РАСПАДА  
И РЕГЕНЕРАЦИЯ  $K^0$ -МЕЗОНОВ

$K^0 \rightarrow 2\pi$  РАСПАД

III. ИТТЕРЕНЦИЈА  
НА ДИМ ИОНА

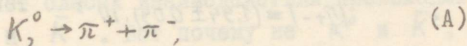
$$f_+ = \frac{1}{2} \left( \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right)$$

О Г Л А В Л Е Н И Е

В в е д е н и е.....	71
I. СУПЕРПОЗИЦИИ	
I.1. Введение.....	73
I.2. Унитарность.....	78
I.3. СРТ-инвариантность.....	83
II. АМПЛИТУДЫ РАСПАДОВ	
2.1. СРТ и амплитуды.....	85
2.2. Изоспиновый анализ.....	86
2.3. Еще об унитарности.....	89
2.4. Соотношение Глешоу.....	92
III. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ $K_S^0$ и $K_L^0$ В РАСПАДЕ НА ДВА ПИОНА	
3.1. Введение.....	94
3.2. Эффект вещества и явление регенерации.....	97
З а к л ю ч е н и е.....	101
Л и т е р а т у р а.....	105

## ВВЕДЕНИЕ

Репортерский доклад Фитча на XIII международной конференции по физике высоких энергий заканчивался словами о том, что к сентябрю 1966 года наши количественные знания о нарушении CP-инвариантности сводились к обнаружению редкого распада



причем отношение амплитуд

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &= |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} = \frac{\alpha(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\alpha(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \\ &= [(1.83 \pm 0.12) 10^{-3}] e^{i(33 \pm 13)^\circ} \end{aligned}$$

где  $\alpha(K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-)$  - амплитуда распада  $K_{L,S}^0$ -мезона на  $\pi^+ \pi^-$ .

За прошедший год, если оставить в стороне эпистолярную литературу, изменения свелись к следующему. Появились две публикации [1,2] с сообщением об обнаружении распада  $K_2^0$  на два нейтральных пиона



и измерении модуля отношения амплитуд

$$\eta_{00} = |\eta_{00}| e^{i\phi_0} = \frac{\alpha(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\alpha(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)}$$

Несколько неожиданным оказалось изменение заключений о фазе  $\Phi_{+-}$ . В новой публикации Руббиа и Штейнбергера [3] на основе их прежних данных о регенерации  $K^0$ -мезонов на ядрах  $Cu$  при импульсе  $p_K = 2,7$  Гэв/с и новых данных (Куул. и др.) о полных сечениях взаимодействия с теми же ядрами при тех же энергиях  $K^\pm$ -мезонов получены новые значения  $\Phi_{+-}$ . Еще одно измерение проведено группой Ботт и др. [4].

Мы знаем теперь, что масса  $K_L^0$  больше массы  $K_S^0$ ,  $m_L - m_S = (0,541 \pm 0,025) 10^{10} \text{ сек}^{-1} \approx \Gamma_S/2$ . Все это вместе позволяет представить данные о параметре  $\eta_{+-}$  в виде

$$|\eta_{+-}| = (1,94 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$$

$$\Phi_{+-} = 1,47 \pm 0,30 = \pi/2 (0,94 \pm 0,19) \quad [3]$$

$$\Phi_{+-} = 1,22 \pm 0,36 = \pi/2 (0,77 \pm 0,13) \quad [4]$$

Для процесса (B) пока известно лишь значение модуля  $|\eta_{00}|$ , причем  $|\eta_{00}| \neq |\eta_{+-}|$  и согласно [2]

$$|\eta_{00}| = (4,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$$

Никакой список литературы не может быть полным во времена интенсивного обмена препринтами. Поэтому, заранее извиняясь за возможные пропуски, из многочисленной литературы, относящейся к феноменологии  $K \rightarrow 2\pi$  распада, укажу только на работу Ву и Янга [5], обзор Терентьева [6], оксфордскую лекцию Белла и Штейнбергера [7] и на обзор Ли и Ву [8]. Я затрону также содержание новых работ [9-II].

Основные вопросы физических следствий и анализ возможных свойств CP-нарушающих взаимодействий рассматриваются в лекции Л.Б.Окуня.

## I. СУПЕРПОЗИЦИИ

I.I. Частицы  $K$  и  $\bar{K}$ , образующиеся в сильных и электромагнитных взаимодействиях, обладают определенными значениями странности  $S=1$  для  $K$ ,  $S=-1$  для  $\bar{K}$ . (Иногда вводят гиперзаряд  $Y=S+B$ , где  $B$  - барионное число). Обладая определенными значениями странности,  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  не обладают и в CP-симметричном мире определенными значениями CP-четности. Слабые взаимодействия не сохраняют странность.

В вакууме за счет слабых взаимодействий происходят переходы между  $K$  и  $\bar{K}$ . Вот почему не  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ , а некоторые их комбинации распадаются в соответствии с простыми экспонентами (т.е. имеют определенные значения масс и времен распада). Эти комбинации оказывались в CP-симметричном мире собственными функциями CP-четности:

$$CP|K_1^0\rangle = +|K_1^0\rangle, \quad CP|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle.$$

В отсутствие CP-симметрии удобно ввести представление о долгоживущем ( $K_2^0$ ) и короткоживущем ( $K_1^0$ ) мезонах. Их волновые функции иногда обозначаются как  $|L\rangle$  и  $|S\rangle$  соответственно.

В литературе встречаются различные обозначения коэффициентов связи в комбинациях  $|K\rangle$  и  $|\bar{K}\rangle$ , которые образуют  $|L\rangle$  и  $|S\rangle$ . Мы используем, в основном,

$$|L\rangle = p|K\rangle + q|\bar{K}\rangle; \quad |S\rangle = r|K\rangle + s|\bar{K}\rangle. \quad (I)$$

Поскольку в сильных и электромагнитных взаимодействиях странность сохраняется, состояния  $K$  и  $\bar{K}$  орто-

гональны друг к другу. Будем считать их ортонормированными

$$\langle K|K\rangle = \langle K|\bar{K}\rangle = 1; \quad \langle \bar{K}|K\rangle = 0.$$

Состояния  $|L\rangle$  и  $|S\rangle$  в (I), вообще говоря, не ортогональны

$$\langle S|L\rangle = r^*p + s^*q,$$

но нормированы

$$|p|^2 + |q|^2 = |r|^2 + |s|^2 = 1. \quad (2)$$

Произвол в выборе относительной фазы между  $|K\rangle$  и  $|\bar{K}\rangle$  и общей фазы  $|S\rangle$  и  $|L\rangle$  в (I) позволяет выбрать  $p$ ,  $q$ ,  $r$  действительными и положительными, а  $s$  - комплексным числом.

Тот факт, что  $|S\rangle$  и  $|L\rangle$  распадаются в соответствии с экспоненциальными законами, означает, что за период собственного времени  $r$  функции переходят в

$$|L\rangle \rightarrow e^{-iM_L r} |L\rangle, \quad |S\rangle \rightarrow e^{-iM_S r} |S\rangle,$$

где

$$M_L = \text{Re } M_L - \frac{i}{2} \Gamma_L = m_L - \frac{i}{2} \Gamma_L,$$

$$M_S = \text{Re } M_S - \frac{i}{2} \Gamma_S = m_S - \frac{i}{2} \Gamma_S.$$

Опыты с  $K^0$ -мезонами проводятся на расстояниях от места их рождения, соответствующих многим временам жизни  $K_S^0$ . Помимо самих опытов с  $K^0$ -мезонами никто не проверял факт экспоненциальности распада до таких

больших времен. Экспериментальное исследование этого вопроса и теоретический анализ весьма актуальны. В дальнейшем обсуждении мы не будем сомневаться в справедливости простых законов распада.

Обращая (I), имеем

$$|K\rangle = (sp - qr)^{-1} \{s|L\rangle - q|S\rangle\}, \quad (3)$$

$$|\bar{K}\rangle = (sp - qr)^{-1} \{-r|L\rangle + p|S\rangle\}.$$

Следовательно, через время  $t$  после рождения состояние, которое было вначале  $|K\rangle$ , превращается в

$$|K\rangle \rightarrow (sp - qr)^{-1} \{e^{-iM_L t} s|L\rangle - e^{-iM_S t} q|S\rangle\}. \quad (4)$$

Вспоминая (I),

$$\begin{aligned} |K\rangle \rightarrow & (sp - qr)^{-1} \{e^{-iM_L t} sp - e^{-iM_S t} qr\} |K\rangle + \\ & + (e^{-iM_L t} sq - e^{-iM_S t} qs) |\bar{K}\rangle\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Аналогично

$$|\bar{K}\rangle \rightarrow (sp - qr)^{-1} \{e^{-iM_S t} p|S\rangle - e^{-iM_L t} r|L\rangle\} = \quad (6)$$

$$= (sp - qr)^{-1} \{e^{-iM_S t} pr - e^{-iM_L t} rp\} |K\rangle + (e^{-iM_S t} ps - e^{-iM_L t} rq) |\bar{K}\rangle\}. \quad (7)$$

При малых временах  $\delta r$

$$|K\rangle \rightarrow |K\rangle - i\delta r \{M|K\rangle + B|\bar{K}\rangle\}, \quad (8)$$

$$|\bar{K}\rangle \rightarrow |\bar{K}\rangle - i\delta r \{A|K\rangle + \bar{M}|\bar{K}\rangle\},$$

где

$$M = (sp - qr)^{-1} (M_1 sp - M_3 qr),$$

$$\bar{M} = (sp - qr)^{-1} (M_3 sp - M_1 qr), \quad (9)$$

$$A = (M_3 - M_1) r p (sp - qr)^{-1},$$

$$B = (M_1 - M_3) s q (sp - qr)^{-1}.$$

Для общего состояния  $\Psi = \psi|K\rangle + \bar{\psi}|\bar{K}\rangle$  из (8) следует, что

$$\frac{d}{dr} \begin{pmatrix} \psi \\ \bar{\psi} \end{pmatrix} = -i \begin{pmatrix} M & A \\ B & \bar{M} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi \\ \bar{\psi} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Матрица в правой части (10) часто называется массовой матрицей. Иногда вместо (10) записывают

$$- \frac{d\psi}{dr} = (\hat{\Gamma} + i\hat{M})\psi, \quad (10')$$

где  $\hat{M}$  и  $\hat{\Gamma}$  -  $2 \times 2$  эрмитовы матрицы. Матрицу  $\hat{\Gamma}$  тогда называют матрицей распада, а массовой матрицей  $-\hat{M}$

Можно разложить  $(\hat{\Gamma} + i\hat{M})$  с помощью обычных матриц Паули

$$(\hat{\Gamma} + i\hat{M}) = D + i(E_1\sigma_1 + E_2\sigma_2 + E_3\sigma_3),$$

где

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

и  $D$ ,  $E_1$ ,  $E_{2,3}$  - четыре комплексных числа. Иногда вводят комплексные переменные  $E$ ,  $\theta$  и  $\phi$ :

$$E = (E_1^2 + E_2^2 + E_3^2)^{1/2}; \quad E_3 = E \cos \theta;$$

$$E_2 = E \sin \theta \sin \phi; \quad E_1 = E \sin \theta \cos \phi.$$

Собственные состояния  $|K_s^0\rangle$  и  $|K_L^0\rangle$  определяются уравнениями

$$(\hat{\Gamma} + i\hat{M})|K_j^0\rangle = \left(\frac{1}{2}\Gamma_j + im_j\right)|K_j^0\rangle \quad (\text{II})$$

( $j = S$  и  $L$ ).

Решения этих уравнений по форме идентичны с волновыми функциями нейтральной частицы спина  $1/2$  в магнитном поле

$$|K_s^0\rangle = [2(1 + |\varepsilon_1|^2)]^{-1/2} \begin{pmatrix} 1 + \varepsilon_1 \\ 1 - \varepsilon_1 \end{pmatrix}, \quad (\text{I2a})$$

$$|K_L^0\rangle = [2(1 + |\varepsilon_2|^2)]^{-1/2} \begin{pmatrix} 1 + \varepsilon_2 \\ -(1 - \varepsilon_2) \end{pmatrix}. \quad (\text{I2б})$$

Они характеризуются, помимо масс и ширин, двумя комплексными числами  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ .

Иногда вводят

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2), \quad \delta = \frac{1}{2}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2),$$

причем  $\delta \neq 0$  соответствует СРТ-инвариантности. Наблюдаемые массы  $m_j$  и полные ширины распадов  $\Gamma_j$  связаны с  $D$  и  $E$

$$D = \frac{1}{4}(\Gamma_s + \Gamma_L) + \frac{i}{2}(m_s + m_L),$$

$$iE = \frac{1}{4}(\Gamma_s - \Gamma_L) + \frac{i}{2}(m_s - m_L).$$

## 1.2. Унитарность

В задачах рассеяния мощным методом уменьшения числа параметров при феноменологическом анализе является, как известно, учет требований унитарности матрицы рассеяния.

В физике слабых взаимодействий аналогичные соображения возникли именно в связи с вопросами распада  $K$ -мезонов на пионы. Сам подход наиболее подробно изложен в оксфордской лекции Белла и Штейнбергера.

Для общего состояния

$$\Psi = \psi |K\rangle + \bar{\psi} |\bar{K}\rangle$$

можно написать, что вероятность перехода в определенное конечное состояние  $F$ , пропорциональна

$$|(F|T|\Psi)|^2 = |(F|T|K)\psi + (F|T|\bar{K})\bar{\psi}|^2. \quad (13)$$

Полная вероятность получается суммированием (13) по всем  $F$  в соответствии с законами сохранения:

$$\begin{aligned} & |\psi|^2 \sum_F |(F|T|K)|^2 + |\bar{\psi}|^2 \sum_F |(F|T|\bar{K})|^2 + \\ & + \psi^* \bar{\psi} \sum_F (F|T|K)^*(F|T|\bar{K}) + \bar{\psi}^* \psi \sum_F (F|T|\bar{K})^*(F|T|K). \end{aligned}$$

Это выражение должно быть скомпенсировано уменьшением нормы  $N$ -мезонного состояния  $N = |\psi|^2 + |\bar{\psi}|^2$

$$-\frac{dN}{dr} = -\frac{d}{dr} \operatorname{Re}(\psi^* \psi + \bar{\psi}^* \bar{\psi}) = -2 \operatorname{Re}(\psi^* \frac{d\psi}{dr} + \bar{\psi}^* \frac{d\bar{\psi}}{dr}).$$

Из (10)

$$\frac{d\psi}{dr} = -i(M\psi + A\bar{\psi}); \quad \frac{d\bar{\psi}}{dr} = -i(B\psi + \bar{M}\bar{\psi}).$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} -2 \operatorname{Re}(\psi^* \frac{d\psi}{dr} + \bar{\psi}^* \frac{d\bar{\psi}}{dr}) &= -2 \operatorname{Im}(\psi^* M \psi + \psi^* A \bar{\psi} + \\ &+ \bar{\psi}^* B \psi + \bar{\psi}^* \bar{M} \bar{\psi}) = -2 \operatorname{Im} M |\psi|^2 - 2 \operatorname{Im} \bar{M} |\bar{\psi}|^2 + \\ &+ i(A - B^*) \psi^* \bar{\psi} + i(B - A^*) \bar{\psi}^* \psi. \end{aligned} \quad (14)$$

Так как  $\psi$  и  $\bar{\psi}$  произвольны, из (13) и (14) следует, что

$$\begin{aligned} -2 \operatorname{Im} M &= \sum_F |(F|T|K)|^2 \geq 0, \\ -2 \operatorname{Im} \bar{M} &= \sum_F |(F|T|\bar{K})|^2 \geq 0, \\ i(B - A^*) &= \sum_F (F|T|\bar{K})^* (F|T|K). \end{aligned} \quad (15)$$

Первые два соотношения широко известны. По своему свойству предопределять знак мнимых частей  $M$  и  $\bar{M}$

эти соотношения напоминают оптическую теорему.

Для эрмитовой массовой матрицы  $A^* = B$ . Таким образом, (15) говорит о том, что антиэрмитовая часть массовой матрицы дается амплитудами распада.

Получим еще один вид соотношений унитарности. Пусть

$$\psi = X e^{-i M_L r} |L\rangle + Y e^{-i M_S r} |S\rangle, \quad (15)$$

$$N = |X|^2 e^{-i \Gamma_L r} + |Y|^2 e^{-i \Gamma_S r} + \quad (16)$$

$$+ X^* Y e^{i(M_L^* - M_S)r} \langle L|S\rangle + Y^* X e^{i(M_S^* - M_L)r} \langle S|L\rangle.$$

При  $r = 0$

$$-\frac{dN}{dr} = |X|^2 \Gamma_L + |Y|^2 \Gamma_S -$$

$$-i(M_L^* - M_S) X^* Y \langle L|S\rangle - i(M_S^* - M_L) Y^* X \langle S|L\rangle.$$

Это должно быть равно полной вероятности распада

$$\sum_F |(F|T|L)X + (F|T|S)Y|^2$$

для произвольных величин  $X$  и  $Y$ .

Таким образом,

$$\Gamma_L = \sum_F |(F|T|L)|^2; \quad \Gamma_S = \sum_F |(F|T|S)|^2, \quad (17)$$

$$-i(M_L^* - M_S) \langle L|S\rangle = \sum_F (F|T|L)^* (F|T|S).$$

Следствия. 1.0 границе для  $|\langle L|S \rangle|$ .

При сохранении CP

$$\langle L|S \rangle = 0.$$

Следовательно, отклонение от нуля для  $\langle L|S \rangle$  измеряет нарушение CP. Покажем, что из весьма общих соображений и экспериментальных данных модуль  $\langle L|S \rangle$  близок к нулю.

Экспериментально

$$\Gamma_L \cong 1,6 \cdot 10^{-3} \Gamma_S; \quad m_L - m_S \cong \frac{1}{2} \Gamma_S.$$

С помощью неравенства Шварца (или просто из того условия, что  $-dN/dr \geq 0$  для произвольных X и Y) из последнего соотношения в (17)

$$|M_L^* - M_S| |\langle L|S \rangle| \leq (\Gamma_L \Gamma_S)^{1/2} \quad (18)$$

и

$$|\langle L|S \rangle| \leq 0,04.$$

## 2. Выражение

$$\sum_F (F|T|L)^* (F|T|S)$$

для любой группы распадов  $G$  ( $2\pi$ ,  $3\pi$ , лептонные) имеет границу

$$\begin{aligned} |\sum_G (F|T|L)^* (F|T|S)| &\leq (\sum_G |(F|T|L)|^2)^{1/2} (\sum_G |(F|T|S)|^2)^{1/2} \\ &\leq (\Gamma_L(G) \Gamma_S(G))^{1/2}, \end{aligned}$$

где  $\Gamma_{L,S}(G)$  - парциальные скорости распадов.

А. Экспериментально

$\Gamma_L$  (лептонные)  $\approx \Gamma_S$  (лептонные)  $\approx 12 \cdot 10^{-6} \text{сек}^{-1} = 10^{-3} \Gamma_S$ .  
Следовательно,

$$\Gamma_S^{-1} \left| \sum_{\text{ЛЕПТОНЫ}} \right| \leq 10^{-3}$$

Эта сумма равна нулю при сохранении CP, так как общие состояния  $|F\rangle$  запрещены либо для  $|S\rangle$ , либо для  $|L\rangle$ . Опыты показывают, что большого нарушения CP нет. Поэтому можно допустить, что

$$\Gamma_S^{-1} \left| \sum_{\text{ЛЕПТОНЫ}} \right| \ll 10^{-3}$$

В. Экспериментально

$$\Gamma_L(3\pi) \approx 7 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1} \approx 7 \cdot 10^{-4} \Gamma_S$$

Мало известно о  $\Gamma_S(3\pi)$ . Считая  $\Gamma_S(3\pi) \approx \Gamma_L(3\pi)$ , получаем

$$\Gamma_S^{-1} \left| \sum_{3\pi} \right| \leq 7 \cdot 10^{-4}$$

При этом должно быть большое нарушение CP в  $3\pi$  - распадах. Считая, что этого нет, приходим к тому, что

$$\Gamma_S^{-1} \left| \sum_{3\pi} \right| \ll 10^{-3}$$

С. После этого анализа можно переписать последнее соотношение из (15) в виде

$$-i(M_L^* - M_S)\langle L|S\rangle = \sum_{2\pi} (F|T|L)^*(F|T|S) + \gamma\Gamma_S, \quad (19)$$

где  $\gamma \ll 10^{-3}$  - представляет вклады распадов, отличных от распадов на два пиона.

Воспользовавшись свойством инвариантности скалярного произведения, можно переписать (19) еще в таком виде

$$\begin{aligned} (M_L^* - M_S)\langle L|S\rangle = \\ = i\{ (0|T|L)^*(0|T|S) + (2|T|L)^*(2|T|S) + \gamma\Gamma_S \}, \end{aligned} \quad (20)$$

где  $|0\rangle$  и  $|2\rangle$  означают  $2\pi$  состояния с изоспинами  $I=0$  и  $I=2$ , соответственно.

Д. Экспериментально

$$\Gamma_L(\pi^+\pi^-) \simeq (2 \cdot 10^{-3})^2 \Gamma_S(\pi^+\pi^-)$$

и

$$\Gamma_L(\pi^0\pi^0) \simeq 3 \Gamma_L(\pi^+\pi^-).$$

Собирая оценки для всех распадов  $K^0$ -мезонов (кроме радиационных)

$$|M_L^* - M_S| |\langle L|S\rangle| \leq 3,9 \cdot 10^{-3}$$

и

$$|\langle L|S\rangle| \leq 3 \cdot 10^{-3}.$$

Эта оценка заметно ниже приведенной ранее, но она содержит некоторые предположения о вероятностях ненаблюдавшихся еще распадов.

### I.3. СРТ-инвариантность

Введем следующие обозначения: знак  $\bar{\phantom{x}}$  означает замену частиц на античастицы, а  $\prime$  - изменение направлений спинов.

При СРТ-инвариантности переходы  $I \rightarrow F$  и  $\bar{I}' \rightarrow \bar{F}'$  должны быть одинаковы. Для данного интервала  $r$  должны быть равны амплитуды вероятностей переходов  $K \rightarrow K$  и  $\bar{K} \rightarrow \bar{K}$ . Следовательно, из сравнения (5) и (7), имеем

$$e^{-iM_L r} sp - e^{-iM_S r} qr = e^{-iM_S r} ps - rq e^{-iM_L r},$$

откуда

$$sp + qr = 0. \quad (21)$$

Следовательно,  $s/r = -q/p$ ;  $r = (1 - |s|^2)^{1/2}$ ;  $p = (1 - |q|^2)^{1/2}$ ;

$$s/(1 - |s|^2)^{1/2} = -q/(1 - |q|^2)^{1/2}, \quad (22)$$

$$s = -q; \quad r = p$$

и

$$|L\rangle = p|K\rangle + q|\bar{K}\rangle; \quad |S\rangle = p|K\rangle - q|\bar{K}\rangle, \quad (23)$$

а

$$\langle S|L\rangle = \langle L|S\rangle = p^2 - q^2 \quad - \text{действительное число.}$$

В силу (21)

$$M = \bar{M} = \frac{1}{2}(M_L + M_S);$$

$$A = \frac{1}{2} p/q (M_L - M_S), \quad B = \frac{1}{2} q/p (M_L - M_S).$$

Возможный эффект нарушения СРТ связан с различием между  $M$  и  $\bar{M}$ . Из (9)

$$M - \bar{M} = (M_L - M_S)(sp + qr)(sp - qr)^{-1} \quad (24)$$

Так как

$$| \langle L | S \rangle | \leq 0,01; \quad sp - qr \approx 1,$$

то

$$\frac{|M - \bar{M}|}{|M + \bar{M}|} \leq \frac{|M_L - M_S|}{|M_L + M_S|}.$$

Можно считать это лучшим указанием на справедливость СРТ-инвариантности сильных и электромагнитных взаимодействий, по крайней мере, для взаимодействий, которые сказываются на массах частиц.

## II. АМПЛИТУДЫ РАСПАДОВ

### 2.1. СРТ и амплитуды

Так как  $|L\rangle$  и  $|S\rangle$  представляют собой линейные комбинации  $|K\rangle$  и  $|\bar{K}\rangle$ , отметим прежде всего, что при СРТ-инвариантности

$$(F|T|\bar{K}) = (K|T|\bar{F}'),$$

где состояния  $|F\rangle$  и  $|\bar{F}'\rangle$  отличаются, как отмечено выше. В отсутствии взаимодействия в конечном состоянии T-матрица эрмитова.

Следовательно,

$$(K|T|\bar{F}') = (\bar{F}'|T|K)^*$$

и тогда

$$(F|T|\bar{K}) = (\bar{F}'|T|K)^*$$

имеется соотношение между амплитудами распада  $|K\rangle$  и  $|\bar{K}\rangle$ . Учет эффектов взаимодействия в конечном состоянии приводит к тому, что

$$(F|T|\bar{K}) = (\bar{F}'|T|K)^* e^{i2\delta} \quad (26)$$

Обозначим амплитуду распада  $K$  в  $2\pi$  с изоспином  $I=1$  через  $(0|T|K)$ . Тогда пусть

$$(0|T|K) = iA_0 e^{i\delta_0}, \quad \text{а} \quad (0|T|\bar{K}) = -iA_0^* e^{i\delta_0} \quad (27)$$

Аналогично для распада в состоянии  $2\pi$  системы с  $I=2$

$$(2|T|K) = iA_2 e^{i\delta_2}, \quad (2|T|\bar{K}) = -iA_2^* e^{i\delta_2} \quad (28)$$

## 2.2. Изоспиновый анализ

Для описания распадов  $|L\rangle$  и  $|S\rangle$  на два пиона необходимо ввести четыре комплексные величины  $(0|T|L)$ ,

$(0|T|L)$ ,  $(2|T|L)$  и  $(2|T|S)$ , из которых можно построить непосредственно наблюдаемые величины

$$\xi = \frac{(0|T|L)}{(0|T|S)}, \quad \xi' = \frac{(2|T|L)}{(0|T|S)}, \quad \omega = \frac{(2|T|S)}{(0|T|S)}.$$

В силу (23), (27) и (28)

$$(0|T|L) = i e^{i\delta_0} (\rho A_0 - q A_0^*) = i A_0 e^{i\delta_0} \rho (1 - q/\rho A_0^*/A_0),$$

$$(2|T|L) = i e^{i\delta_2} (\rho A_2 - q A_2^*) = i A_2 e^{i\delta_2} \rho (1 - q/\rho A_2^*/A_2),$$

$$(0|T|S) = i A_0 e^{i\delta_0} \rho (1 + q/\rho A_0^*/A_0),$$

$$(2|T|S) = i A_2 e^{i\delta_2} \rho (1 + q/\rho A_2^*/A_2)$$

и

$$\xi = \frac{1 - q/\rho A_0^*/A_0}{1 + q/\rho A_0^*/A_0}; \quad \xi' = \frac{A_2}{A_0} \frac{1 - q/\rho A_2^*/A_2}{1 + q/\rho A_0^*/A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)};$$

$$\omega = \frac{A_2}{A_0} \frac{1 + q/\rho A_2^*/A_2}{1 + q/\rho A_0^*/A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}.$$

При малом

$$q A_0^* \approx \rho A_0 \tag{31}$$

и

$$\xi \approx \frac{1}{2} (1 - q/\rho A_0^*/A_0); \quad \xi' \approx \frac{1}{2} \left( \frac{A_2}{A_0} - \frac{A_2^*}{A_0^*} \right) e^{i(\delta_2 - \delta_0)};$$

$$\omega \approx \frac{1}{2} \left( \frac{A_2}{A_0} + \frac{A_2^*}{A_0^*} \right) e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \quad (32)$$

При учете изотопической инвариантности

$$\sqrt{3}(+-|T|S) = \sqrt{2}(0|T|S) + (2|T|S), \quad (33)$$

$$\sqrt{3}(00|T|S) = (0|T|S) - \sqrt{2}(2|T|S), \quad (34)$$

$$\sqrt{3}(+-|T|L) = \sqrt{2}(0|T|L) + (2|T|L), \quad (35)$$

$$\sqrt{3}(00|T|L) = (0|T|L) - \sqrt{2}(2|T|L). \quad (36)$$

Экспериментально можно определить 5 величин

$$R_s = \frac{\Gamma_s(00)}{\Gamma_s(+-)} = \frac{1}{2} \left| \frac{1 - \sqrt{2} \omega}{1 + \omega/\sqrt{2}} \right|^2, \quad (37)$$

$$\eta_{+-} = \frac{(+ - |T|L)}{(+ - |T|S)} = \frac{\varepsilon + \varepsilon'/\sqrt{2}}{1 + \omega/\sqrt{2}},$$

$$\eta_{00} = \frac{(00|T|L)}{(00|T|S)} = \frac{\varepsilon - \sqrt{2} \varepsilon'}{1 - \sqrt{2} \omega}.$$

При справедливости правила  $\Delta I = 1/2$  в распаде  $K_s^0$   $|\omega| \ll 1$  и величина  $R_s$  зависят только от  $\text{Re} \omega$ .  
При малых  $\omega$

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon' / \sqrt{2}, \quad (38)$$

$$\eta_{00} = \varepsilon - \sqrt{2} \varepsilon'.$$

### 2.3. Еще об унитарности

Последнее из равенств (15)

$$-i(M_L^* - M_S) \langle L | S \rangle = Z = \sum_F (F | T | L)^* (F | T | S) \quad (39)$$

позволяет в силу СРТ-инвариантности ( $J_m \langle L | S \rangle = 0$ ) записать, что

$$\frac{2(m_L - m_S)}{(\Gamma_S + \Gamma_L)} = \operatorname{tg} \phi_w = -\frac{J_m Z}{\operatorname{Re} Z} \quad (40)$$

В пренебрежении влиянием CP-нарушения в процессах распада  $K$ , отличных от  $K \rightarrow 2\pi$  распада

$$Z = |(0 | T | S)|^2 (\varepsilon^* + \varepsilon' \omega). \quad (41)$$

Если пренебречь  $\varepsilon'$  по сравнению с  $\varepsilon$ , то

$$(\eta_{+-} = \eta_{00} = \varepsilon) \operatorname{Arg} \varepsilon = \phi_w = \operatorname{Arg} \eta_{+-}.$$

Последние соотношения представляют собой наиболее известные результаты т.н. теории сверхслабого взаимодействия. Экспериментальные данные, которые вначале, казалось, находились в соответствии с этим предсказанием, в настоящее время противоречат этим выводам. В настоящее время нельзя исключить, что  $\varepsilon = 0$  <sup>\*</sup>). Соотношение (40)

<sup>\*</sup> См. заключение.

позволяет и в этом предельном случае прийти к интересному заключению. Из (40) и (41) видно, что тогда

$$\text{Arg} \left( \frac{(2|T|L)}{(2|T|S)} \right) = \text{Arg} (\varepsilon' \omega^*) = \phi_w. \quad (42)$$

Рассмотрим более подробно вклад в  $Z$

$$Z = \sum_F (F|T|L)^* (F|T|S),$$

обязанный распадам на  $2\pi$

$$\begin{aligned} Z_{2\pi} &= (+-|T|L)^* (+-|T|S) + (00|T|L)^* (00|T|S) = (43) \\ &= (01|T|L)^* (01|T|S) + (21|T|L)^* (21|T|S). \end{aligned}$$

С помощью (29)  $Z_{2\pi}$  приводится к виду

$$\begin{aligned} Z_{2\pi} &= (\rho^2 - q^2)(|A_0|^2 + |A_2|^2) + pq[(A_0^*)^2 - A_0^2 + \\ &+ (A_0^*)^2 - A_2^2] = (\rho^2 - q^2)(|A_0|^2 + |A_2|^2) - \\ &- 4ipq[(\text{Re } A_0)(\text{Im } A_0) + (\text{Re } A_2)(\text{Im } A_2)]. \end{aligned} \quad (44)$$

При сохранении CP-четности

$$\rho = q, \quad \text{Im } A_0 = \text{Im } A_2 = 0.$$

и  $Z_{2\pi}$  обращается в нуль.

В общем случае, при учете нарушений CP-инвариантности лишь в  $2\pi$  распадах их (39) и (44)

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \phi_w &= \frac{2(m_L - m_S)}{\Gamma_S + \Gamma_L} = \\ &= \frac{4pq}{(p^2 - q^2)} \frac{(\operatorname{Re} A_0)(\operatorname{Im} A_0) + (\operatorname{Re} A_2)(\operatorname{Im} A_2)}{|A_0|^2 + |A_2|^2} \end{aligned} \quad (45)$$

Если теперь явно выделить несохраняющие CP фазы, то

$$A_0 = A e^{i\alpha}, \quad A_2 = B e^{i\beta}, \quad (45')$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  - несохраняющие CP фазы

$$-\frac{1}{2}\pi \leq \alpha, \beta \leq \frac{1}{2}\pi$$

и

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \phi_w &= \frac{2pq}{(p^2 - q^2)} \frac{A^2 \sin 2\alpha + B^2 \sin 2\beta}{A^2 + B^2} = \\ &= \frac{1}{2\varepsilon''} \frac{A^2 \sin 2\alpha + B^2 \sin 2\beta}{A^2 + B^2}, \end{aligned}$$

где

$$\varepsilon'' = \frac{p^2 - q^2}{4pq}.$$

При справедливости правила  $\Delta I = 1/2$  в распаде  $K_S^0$   
 $B \ll A$ . Из факта  $\Gamma_L(2\pi) \ll \Gamma_S(2\pi)$  следуют известные  
 выводы  $\alpha \ll 1$  и  $\varepsilon'' \approx \varepsilon$ .

#### 2.4. Соотношение Глешоу

С помощью (46) можно получить полезные соотношения,  
 недавно указанные Глешоу [II]. Ограничимся только  $K \rightarrow 2\pi$   
 распадами. Из правила  $\Delta I = 1/2$  для распада  $K_S^0$  сле-  
 дует, что

$$|B \cos \beta| \ll |A \cos \alpha| \approx |A|.$$

Тогда с учетом того, что  $|\varepsilon| \ll 1$  и  $|\alpha| \ll 1$  в  
 обозначениях (45')

$$\sqrt{3} (+-|T|S) = i\sqrt{2} A e^{i\delta_0},$$

$$\sqrt{3} (00|T|S) = i A e^{i\delta_0},$$

$$\sqrt{3} (+-|T|L) = i\sqrt{2} A (\varepsilon'' + i\alpha) e^{i\delta_0} + (i)^2 B e^{i\delta_2} \sin \beta,$$

$$\sqrt{3} (00|T|L) = i A (\varepsilon'' + i\alpha) e^{i\delta_0} - (i)^2 \sqrt{2} B e^{i\delta_2} \sin \beta$$

и

$$\eta_{+-} = \varepsilon'' + i\alpha + \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{B}{A} e^{i\delta_2 - \delta_0} \sin \beta =$$

$$= \varepsilon'' [(1 + i\alpha) + i\beta e^{-i\delta}],$$

$$\eta_{00} = \varepsilon'' + i\alpha \cdot i\sqrt{2} \frac{B}{A} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \sin\beta =$$

$$= \varepsilon'' [(1 + i\alpha) - 2i\beta e^{-i\delta}]$$

где  $\delta = \delta_0 - \delta_2$ .

Так как

$$\lambda = B \cos\beta / A \ll 1,$$

то из (46)

$$\operatorname{tg} \varphi_w = \frac{\alpha}{\varepsilon''} + \lambda \frac{B \sin\beta}{A \varepsilon''} = a + \sqrt{2} \lambda \beta, \quad (46^*)$$

где

$$a = \frac{\alpha}{\varepsilon''}, \quad \beta = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{B \sin\beta}{A \varepsilon''}.$$

Введем

$$2R_L = 2 \frac{\Gamma(K_L \rightarrow 2\pi^0)'}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)} = \left| \frac{(1+i\alpha)e^{i\delta} - 2i\beta}{(1+i\alpha)e^{i\delta} + i\beta} \right|^2, \quad (47)$$

$$\varphi_{+-} = \operatorname{Arg} [(1+i\alpha) + i\beta e^{-i\delta}], \quad (48)$$

$$\varphi_0 = \operatorname{Arg} [(1+i\alpha) - 2i\beta e^{-i\delta}]. \quad (49)$$

Из (48) получаем

$$\operatorname{tg} \varphi_{+-} = \frac{a + \beta \cos \delta}{1 + \beta \sin \delta}, \quad (50)$$

что вместе с (46\*) дает возможности выразить  $a$  и  $\beta$  через  $\varphi_{+-}$ ,  $\varphi_w$  и  $\lambda$ . Использование (47) дает (в пре-

небрежении  $\lambda$  )

$$2R_L - 1 = 3 \sin^2(\phi_{+-} - \phi_w) [1 + 3 \operatorname{tg}^2(\phi_w + \delta)] - 3 \sin 2(\phi - \phi_w) \operatorname{tg}(\phi_w + \delta). \quad (51)$$

Если вместо (48) воспользоваться (49), то можно получить

$$\frac{1}{2R_L} - 1 = 3 \sin^2(\phi_0 - \phi_w) \left[ \frac{3}{4} \operatorname{tg}^2(\phi_w + \delta) - \frac{1}{4} \right] - \frac{3}{2} \sin 2(\phi_0 - \phi_w) \operatorname{tg}(\phi_w + \delta). \quad (52)$$

Из (51) и (52) еще раз можно видеть, что при

$$\phi_{+-} = \phi_0 = \phi_w, \quad R_L = 1/2.$$

Подставляя  $R_L = 2,9 \pm 0,6$ ,  $\phi_w = \pi/4$  и  $\phi_{+-} = \pi/2$  в (51) получаем в качестве одного из корней  $\delta = (11 \pm 6)^\circ$ .

### III. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ $K_s^0$ И $K_L^0$ В РАСПАДЕ НА ДВА ПИОНА

#### 3.1. Введение

Из многочисленных экспериментов, с помощью которых получают в настоящее время или могут быть получены данные о нарушении СР-инвариантности, остановлюсь лишь на интерференционных опытах.

В когерентном пучке  $K_S^0$  и  $K_L^0$  можно наблюдать своеобразные интерференционные явления при изучении таких общих распадов, как распад на два пиона. Само обнаружение такой интерференции в распаде на два пиона имело большое значение, так как показало, что именно  $K_L^0$ , а не другая частица распадается на два пиона, а не на другие две частицы. Проведение этих опытов с данной целью было подсказано Подгорецким с соавторами в Дубне и независимо другими авторами.

Интерференция оказывается наиболее ясно выраженной во временной зависимости  $K^0 \rightarrow 2\pi$  распадов, в которой наблюдается характерное осцилляторное поведение.

Рассмотрим пучок, для которого амплитуда  $K_S^0$  равна  $\rho$ , а амплитуда  $K_L^0$  равна  $1$  при  $t=0$ . Вероятность  $\pi^+\pi^-$  распадов в единицу времени равна

$$\begin{aligned} \frac{dN_{+-}}{dr} &= \Gamma_S(+ -) |\rho e^{-iM_S r} + \eta_+ e^{-iM_L r}|^2 = \\ &= \Gamma_S(+ -) \{ |\rho|^2 e^{-\Gamma_S r} + |\eta_+|^2 e^{-\Gamma_L r} + \\ &+ 2|\rho||\eta_+| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S + \Gamma_L)r} \cos \chi \}, \end{aligned} \quad (53)$$

где  $\chi = \phi_\rho - \phi_\eta - \Delta m r$ ,  $\Delta m = m_S - m_L$ ,

а  $r$  — собственное время распада. Оно связано с длиной  $X$  до распада

$$r = X m_K / \rho_K.$$

Интерференция наиболее заметно проявляется во время

$$r_R = \Gamma_S^{-1} 2 \ln |\varrho/\eta_{+-}|.$$

Имеются две слегка различные экспериментальные постановки. При одной из них  $K_S^0$  регенерируется из чистого пучка  $K_L^0$  помещением в пучок поглотителя. Этот метод сравнительно прост с экспериментальной стороны, но фаза регенерации  $\Phi_{\varrho}$  должна быть измерена независимо, чтобы можно было извлечь из эксперимента данные о фазе  $\Phi_{\eta}$ .

Во втором методе детектор видит область распада, близкую к области образования  $K^0$ -мезонов. В этом случае известно, что  $\varrho = +1$ . Этот тип опыта технически более труден, но при известном  $\Delta t$  фаза  $\Phi_{\eta}$  может быть получена прямо.

Имеется третья возможность. В этом случае  $K_S^0$ -мезоны образуются пучком  $K_L^0$ -мезонов в веществе малой плотности. Распады наблюдаются внутри генератора и скорость распада изучается в функции плотности вещества (меняется только средняя плотность). Если смотреть распады в области, которая далека от переднего края регенератора, тогда переходными эффектами можно пренебречь, и отношение амплитуд  $K_S^0$  и  $K_L^0$  не зависит от положения

$$A_S/A_L = \varrho_0 N_1 = R,$$

где  $N_1$  - число ядер в единице объема регенератора. Скорость распадов на два пиона будет тогда параболической функцией плотности

$$\begin{aligned} \Gamma_{+-}(N_1) = & |\eta_{+-}|^2 + N_1^2 |\varrho_0|^2 + \\ & + 2 N_1 |\varrho_0| |\eta_{+-}| \cos(\Phi_{\varrho_0} - \Phi_{\eta}). \end{aligned} \quad (54)$$

Обнаружение ненулевого наклона при  $N_1 = 0$  доказывает наличие интерференции. Сам наклон дает относительную фазу  $\varphi_0$  и  $\eta$ . Конечно, необходимо заранее определить  $\varphi_0$ .

### 3.2. Эффект вещества и явление регенерации

Рассмотрим пучок нейтральных  $K$ -мезонов с импульсом  $k$  в произвольном веществе. Пусть  $n$  и  $\bar{n}$  соответственно, комплексные показатели преломления в веществе. Они связаны с амплитудами рассеяния вперед  $f(0)$  и  $\bar{f}(0)$   $K^0$  и  $\bar{K}^0$ -мезонов веществом соотношениями

$$n = 1 + \frac{2\pi N_1}{k^2} f(0)$$

и

$$\bar{n} = 1 + \frac{2\pi N_1}{k^2} \bar{f}(0).$$

Производная по времени  $r$  от  $\psi(r)$  дается суммой

$$\left(\frac{d\psi}{dr}\right)_{med} = \left(\frac{d\psi}{dr}\right)_{vac} + \left(\frac{d\psi}{dr}\right)_{nucl},$$

где

$$-\left(\frac{d\psi}{dr}\right)_{vac} = (\hat{\Gamma} + i\hat{M})\psi. \quad (55)$$

За время  $dr$   $K$ -мезоны проходят расстояние

$$dz = (1 - v^2)^{-1/2} v dr.$$

По определению коэффициента преломления

$$\left(\frac{d\psi}{dz}\right)_{nucf} = ik \begin{pmatrix} n-1 & 0 \\ 0 & \bar{n}-1 \end{pmatrix} \psi.$$

Окончательно

$$-\left(\frac{d\psi}{dr}\right)_{med} = (\Gamma' + iM') \psi, \quad (56)$$

где

$$\Gamma' + iM' = \hat{\Gamma} + i\hat{M} - \frac{2\pi N_1 v}{(1-v^2)^{1/2} K} \begin{pmatrix} f(0) & 0 \\ 0 & \bar{f}(0) \end{pmatrix}, \quad (57)$$

а  $v$  - скорость  $K$ -мезонов относительно вещества.

В полной аналогии с (10) и (12) мы имеем в веществе

$$(\Gamma' + iM') |K'_j\rangle = \left(\frac{1}{2} \Gamma'_j + i m'_j\right) |K'_j\rangle; \quad (j = S, L)$$

и

$$|K'_S\rangle = [2(1 + |\varepsilon'_1|^2)]^{-1/2} \begin{pmatrix} 1 + \varepsilon'_1 \\ 1 - \varepsilon'_1 \end{pmatrix} \quad (58a)$$

и

$$|K'_L\rangle = [2(1 + |\varepsilon'_2|^2)]^{-1/2} \begin{pmatrix} 1 + \varepsilon'_2 \\ -(1 - \varepsilon'_2) \end{pmatrix}. \quad (58b)$$

Если пренебречь квадратичными по  $\varepsilon'_1$  и  $\varepsilon'_2$  членами, то связи между  $\varepsilon'_j$  и  $\varepsilon_j$  оказываются весьма простыми

$$\varepsilon_1' = \varepsilon_1 - R; \quad \varepsilon_2' = \varepsilon_2 + R, \quad (59)$$

где

$$R = \frac{i\pi N_1 \Lambda [f(0) - \bar{f}(0)]}{\kappa(\frac{1}{2} + i\mu)}, \quad (60)$$

а

$$\mu = \frac{m_S' - m_L'}{\Gamma_S' - \Gamma_L'}; \quad \Lambda = (1 - v^2)^{-1/2} (\Gamma_S' - \Gamma_L')^{-1} v.$$

Так как  $\Gamma_S' \gg \Gamma_L'$ , то  $\Lambda \approx$  средней длине распада короткоживущих  $K^0$ -мезонов в веществе.

Комбинируя (58) и (59), мы получаем, пренебрегая квадратичными членами

$$|K_S'\rangle = |K_S^0\rangle - R |K_L^0\rangle \quad (61a)$$

и

$$|K_L'\rangle = |K_L^0\rangle + R |K_S^0\rangle. \quad (61b)$$

Различие между  $|K_S'\rangle$  и  $|K_S^0\rangle$ ,  $|K_L'\rangle$  и  $|K_L^0\rangle$  позволяет использовать вещество для эффективного превращения  $K_S^0$  и  $K_L^0$ .

Рассмотрим пучок  $K^0$ , который уже прошел в вакууме значительное время  $\gg \Gamma_S^{-1}$ . Компонента  $|S\rangle$  уже распалась и мы имеем пучок, состоящий из чистых  $K_L^0$ -мезонов.

Пусть такой пучок проходит через пластину вещества. Волновая функция  $K$ -мезонов после прохождения расстояния  $L = (1 - v^2)^{-1/2} v l$  в веществе дается

$$\Psi = e^{-\lambda_2 t} \{ |K_L^0\rangle + R [1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t}] |K_S^0\rangle \} \quad (62)$$

где

$$\lambda_1 = \frac{1}{2} \Gamma_S' + i m_S', \quad \lambda_2 = \frac{1}{2} \Gamma_L' + i m_L'.$$

Даже в отсутствии СРТ-инвариантности

$$\begin{aligned} \lambda_1 + \lambda_2 &= \frac{1}{2} (\Gamma_S' + \Gamma_L') + i (m_S' + m_L') - \\ &- i \frac{2\pi N_1 v}{(1-v^2)^{1/2} k} [f(0) + \bar{f}(0)]. \end{aligned} \quad (63)$$

При ее справедливости

$$\begin{aligned} \lambda_1 - \lambda_2 &= \left\{ \left[ \frac{1}{2} (\Gamma_S' - \Gamma_L') + i (m_S' + m_L') \right]^2 - \right. \\ &\left. - \frac{(2\pi N_1 v)^2}{(1-v^2) k^2} [f(0) - \bar{f}(0)]^2 \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (64)$$

Формула (62) приводит к (53), причем

$$\rho = R [1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t}].$$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предыдущих разделах мы рассмотрели основные представления феноменологического анализа  $K \rightarrow 2\pi$ -распада. Мы рассмотрели кратко также те регенерационные и интерференционные опыты, в которых добываются экспериментальные данные о параметрах, характеризующих CP нарушение в  $K \rightarrow 2\pi$  распаде.

Резкое изменение заключений о величине фазы  $\phi_{+-}$  показывает, что не все выводы можно считать устоявшимися. По-видимому, скоро появятся новые измерения величины  $|\eta_{00}|$ , а, может быть, и ее фазы. Большое значение приобретают эксперименты по поискам зарядовой асимметрии в  $K_{e3}^0$ -распадах [12]. Эксперименты по поиску дипольного момента нейтрона (данные на июль 1967 г:  $(-2 \pm 3) \cdot 10^{-22} \text{ e cm}$ ) - самый разительный пример опыта без странных частиц, окончательные результаты которого могут иметь самое резонирующее влияние на заключения о механизме нарушения CP-инвариантности.

Большая часть публикуемых в последнее время в "Письмах" анализов не учитывает еще изменения  $\phi_{+-}$ . Однако, различие  $|\eta_{+-}|$  и  $|\eta_{00}|$  свидетельствует об отличии от нуля  $\epsilon'$ . Более того, и это ясно видно из графических построений, на которых комплексным числам  $\eta_{+-}$ ,  $\eta_{00}$ ,  $\epsilon$  и  $\epsilon'$  сопоставляются двумерные вектора, при данном векторе  $\eta_{+-}$  и модуле  $|\eta_{00}|$  при известной фазе ( $45^\circ$  и  $225^\circ$ ) имеются два решения, два набора значений векторов  $\epsilon$  и  $\epsilon'$ . Одно из них характеризуется сопоставимыми значениями  $\epsilon$  и  $\epsilon'$ . При справедливости другого  $|\epsilon| \ll |\epsilon'|$ . Случай, которого сегодня нельзя исключить,  $\epsilon = 0$ , оставляет неизменной суперпозицию  $|K_L^0\rangle = |K_2^0\rangle$ ,  $|K_S^0\rangle = |K_1^0\rangle$  и приписывает правило  $\Delta I \geq 3/2$  CP-нарушающим процессам.

По данным анализа, проведенного Труонгом, при  $|\eta_{00}| = 2,4/|\eta_{+-}|$  и  $\phi_{+-} = \pi/2$ ,  $\phi_0 = 10^\circ$ ,  $\phi_{\xi} = 166^\circ$ ,  $|\epsilon/2| = 1,33/|\eta_{+-}|$ ,  $|\epsilon'/2| = 0,82/|\eta_{+-}|$  для "большого решения", и  $\phi_0 = 262^\circ$ ,  $\phi_{\xi} = 84^\circ$ ,  $|\epsilon/2| = 0,2/|\eta_{+-}|$ ,  $|\epsilon'/2| = 1,13/|\eta_{+-}|$  для "малого решения".

Зарядовая асимметрия  $a$  в  $K_{e3}^0$  распадах дается прямо  $\text{Re } \epsilon$

$$a \equiv \frac{\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) - \Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \ell^- \bar{\nu})}{\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) + \Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \ell^- \bar{\nu})} = 2 \text{Re } \epsilon$$

(если исключить наличие переходов с  $\Delta Q = -\Delta S$ ).

Первые измерения  $a$  для  $K_{\mu 3}^0$  распада уже проведены (ЦЕРН). Измерение  $a$  с достаточной точностью может позволить различить "большое решение" от "малого". Для "большого решения"  $a = 0,62\%$ , а для малого  $a = -0,11\%$ .

Отсутствие зависимости от энергии вероятности  $K \rightarrow 2\pi$  распада ( $\Gamma = \Gamma_0 (\frac{E_K}{m_K})^{n'} = \Gamma_0 \gamma^{n'}$ ,  $n' = 0,06 \pm 0,18$ ) исключило рассмотренные до сих пор попытки приписать влиянию некоего внешнего поля само существование  $K \rightarrow 2\pi$  распада. Измерение  $\phi_{+-}$ , как отмечено в обзоре Ли и Ву, позволяет исключить нелокальное изоскалярное поле, которое не приводит к зависимости скорости распада от энергии, но предсказывает, что

$$\phi_{+-} = \pi/2 + \phi_w.$$

Экспериментальные данные предпочитают колебаться вдали от этого значения.

Конечно, феноменология это необходимый, но не основной этап. Однако развитие при анализе нарушения CP-инвариантности в  $K \rightarrow 2\pi$  распаде формальные методы могут

оказаться полезными для других задач, с которыми еще встретятся участники этой школы физиков.

2. Ко времени сдачи в печать текста этих лекций (середина сентября 1967 г.) стали известными новые результаты исследования  $K^0 \rightarrow 2\pi$  распадов и вообще нарушения CP-инвариантности. Эти данные содержатся в обзорном докладе Дж.Кронина на недавно проходившей конференции в Рочестере.

а) Продолжение эксперимента группы Кронина привело к уточнению значения модуля  $\eta_{00}$

$$|\eta_{00}| = (4,17 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$$

б) Произведены два измерения асимметрии  $a$  для  $K_{\mu 3}^0$  и  $K_{e 3}^0$  распадов. По данным группы из Станфорда для  $K_{\mu 3}^0$  распада

$$\frac{N_{\mu}^{+}}{N_{\mu}^{-}} = 1,0080 \pm 0,0026$$

По данным группы Колумбийского университета для  $K_{e 3}^0$  распада

$$\frac{N_{e}^{+} - N_{e}^{-}}{N_{e}^{+} + N_{e}^{-}} = (2,16 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$$

Считая переходы с  $\Delta Q = -\Delta S$  отсутствующими, из этих данных авторы получили, что

$$\text{Re } \epsilon = (2,0 \pm 0,65) \cdot 10^{-3}$$

и

$$\text{Re } \epsilon = (1,08 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$$

Эти результаты отбирают "большое" решение для величин  $\varepsilon$  и  $\varepsilon'$ .

В обозначениях, принятых в лекции Белла и Штейнбергера и здесь, "решение I", приведенное в докладе Кронина, может быть представлено в виде

$$|\varepsilon| = (2,35 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$$

$$|\varepsilon'| = (1,70 \pm 0,43) \cdot 10^{-3}$$

$$\delta_2 - \delta_0 = (-105 \pm 16)^\circ$$

$$\text{Arg } \eta_{00} = (14 \pm 20)^\circ$$

$$\text{Re } \varepsilon = (1,60 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$$

(Здесь  $\varepsilon'$  отличается на  $\sqrt{2}$  от принятого у Кронина). Этому решению соответствует нарушение CP-инвариантности, интенсивность которого слабо зависит от величины  $\Delta I$ .

Прямое измерение  $\text{Arg } \eta_{00}$  вместе с более точной проверкой правил  $\Delta Q = \Delta S$  и  $\Delta I = 1/2$  при распадах  $K^0$ -мезонов позволит проверить непротиворечивость самого феноменологического анализа, включая CPT-инвариантность слабых взаимодействий.

3. Из новой литературы, ставшей доступной автору, хотелось бы обратить внимание на только что появившиеся лекции Шарпака и Гурдена (ЦЕРН-Орсе) " $K^0$ - $\bar{K}^0$  система".

Автор весьма благодарен И.Ю.Кобзареву, Л.Б.Окуню и В.М.Шехтеру за полезные обсуждения рассмотренных выше вопросов в Отепя, а также организаторам школы физиков в Эстонии за дружеское гостеприимство.

Л и т е р а т у р а

1. J.M.Gaillard et al., Phys. Rev. Lett., 18, 20, 1967.
2. J.W.Crenin et al., Phys.Rev.Lett., 18, 25, 1967.
3. C.Rubbia, J.Steinberger, Phys.Rev.Lett., 24B, 531, 1967.
4. M.Bott et al., Phys. Lett., 24B, 438, 1967.
5. T.T.Wu, C.N.Yang, Phys.Rev.Lett., 13, 380, 1964.
6. М.В.Герентьев,  $K_2^0$ -распад и возможное несохранение CP-четности. УФН, 86, 231, 1965.
7. S.Bell, J.Steinberger, Oxford Int. Conf., 1965.
8. T.D.Lee, C.S.Wu, Ann. Rev. Nucl. Sci., 16, 511, 1966.
9. F.A.Abbud, B.W.Lee, C.N.Yang., Phys. Rev, Lett, 18, 980, 1967.
10. S.Barshay, Phys. Rev. Lett., 18, 515, 1967.
11. S.L.Glashow, Phys. Rev. Lett., 18, 524, 1967.
12. P.D.Miller, W.B.Dress, J.K.Baird, N.F.Ramsey., Phys. Rev. Lett., 19, 381, 1967.  
C.G.Shull, R.Nathans, Phys. Rev. Lett., 19, 384, 1967.



ОТДЕЛЕНИЕ  
Л. В. В. В.

Э.М. Липманов

О ЕДИНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-СЛАБОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ  
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

О Г Л А В Л Е Н И Е

I. В в е д е н и е.....	I09
II. Общая характеристика модели.....	III
III. Минимальные электромагнитное взаимодействие и новое В-взаимодействие.....	II5
IV. Слабые взаимодействия.....	II6
1. Масса промежуточных векторных бозонов в слабых взаимодействиях.....	II6
2. Подавленность процессов с изменением странности.....	II7
3. Унитарная структура нелептонного слабого взаимодействия с изменением странности (правило $ \Delta T  = 1/2$ и его нарушение).....	II7
V. З а к л ю ч е н и е.....	I20
Л и т е р а т у р а.....	I2I

## I. Введение

Стремление к объединению на какой-то основе различных взаимодействий элементарных частиц является просто следствием представления о единстве Природы и, конечно, не является новым. Однако актуальность его в последнее время возрастает ввиду намечающейся тенденции к увеличению числа фундаментальных взаимодействий, хотя, конечно, пока оно не столь ощутимо, как увеличение числа фундаментальных частиц.

Размышляя о возможной основе для объединения различных фундаментальных взаимодействий частиц следует изучить и такую привлекательную возможность. Поскольку все внутренние симметрии частиц (изотопическая симметрия, унитарная и др.) являются при известных физических условиях нарушенными и не исключена возможность, что они восстанавливаются в некотором пределе (вероятно в пределе больших переданных 4-импульсов  $[I]$ ), то имеет ли место такое восстановление для каждого взаимодействия в отдельности? Не может ли восстанавливающаяся предельная симметрия служить той основой, которая объединяет различные взаимодействия элементарных частиц, обладающие нарушенной симметрией? Предпринятое нами исследование возможности объединения электромагнитного и слабого взаимодействий адронов, по-видимому, показывает, что такое представление может служить полезной эвристической основой для объединения нескольких видов взаимодействий - электромагнитного взаимодействия, слабого взаимодействия,  $R$ -взаимодействия и  $CP$ -нечетного сверхслабого взаимодействия  $[2]$  - даже несмотря на то, что представление о восстанавливающейся симметрии не нашло еще строгой математической формулировки. Исследование, выполненное в рамках простой моде-

ли [2], по крайней мере не разочаровывает, если, конечно, не придавать значения потере исключительности электромагнетизма.

Модель, о которой пойдет речь, формулируется в терминах лагранжевого формализма. Основной модели является предположение о том, что изотопическая симметрия является нарушенной при обычных условиях (малых энергиях) единой, объединяющей предельной симметрией слабых и электромагнитных взаимодействий адронов. Эту идею можно рассматривать как далеко идущее обобщение гипотезы о сохраняющемся векторном токе в слабых взаимодействиях [3,4] и гипотезы о токовой форме слабого взаимодействия [4] с учетом эмпирического правила  $|\Delta T| = 1/2$  и других регулярностей в слабых и электромагнитных взаимодействиях, которые формулируются в терминах изотопического спина.

Предполагается, что лагранжиан единого электромагнитно-слабого взаимодействия можно разбить на две части - изотопически инвариантную часть, которая является еще и симметричной относительно зеркального отражения пространства, и часть, нарушающую симметрию. Если изотопическая симметрия единого электромагнитно-слабого взаимодействия действительно восстанавливается в некотором пределе, то в этом пределе вторая часть лагранжиана становится пренебрежимой, а первая часть описывает предельный вид единого взаимодействия. Однако эвристическое значение такой модельной формулировки, как нам представляется, выходит за рамки указанного предположения, так как она открывает широкие конструктивные возможности для объединенного описания различных взаимодействий. А после того, как модель построена, "леса" можно убрать, если это действительно только "леса".

## II. Общая характеристика модели

Известное свойство минимального электромагнитного взаимодействия подсказывает, что лагранжиан единого электромагнитно-слабого взаимодействия должен иметь вид суммы произведений адронных токов с промежуточными векторными бозонами. Для воспроизведения ситуации, при которой пространственная четность сохраняется в электромагнитных, но нарушается в слабых взаимодействиях (известная  $(V-A)$ -структура слабых токов без изменения странности), необходимо ввести в рассмотрение как  $(V-A)$ -так и  $(V+A)$ -токи. С учетом этих замечаний, изотопически-инвариантную и зеркально-симметричную часть лагранжиана единого взаимодействия можно записать в виде:

$$L_x = L_x^{(V-A)} + L_x^{(V+A)} \quad (I)$$

Здесь

$$L_x^{(V-A)} = 3^{1/2} e [j^\nu \chi^\nu + a j^s \chi^s + b j^{Y(0)} \chi^{Y(0)} + f j^{u(0)} \chi^{u(0)}], \quad (2)$$

где  $j^\nu$ ,  $j^s$ ,  $j^{Y(0)}$ ,  $j^{u(0)}$  суть изовекторный, изоспиновый и изоскалярные адронные токи, обладающие лоренцевой  $(V-A)$ -структурой.  $a$ ,  $b$ ,  $f$  - подлежащие уточнению константы,  $e$  - электрический заряд электрона. Векторные индексы токов и бозонов для простоты опущены.

Будем считать, что лагранжиан (I) обладает нарушенной  $(V \pm A)$ -симметрией, или, что то же самое, сохраняет пространственную четность, так что  $L_x^{(V+A)}$  также

имеет вид (2) с соответственно  $(V+A)$ -токами  $\tilde{j}$  и бозонами  $\tilde{X}$ <sup>1)</sup>. Для формулировки минимального варианта модели достаточно положить массы всех  $X$ - и всех  $\tilde{X}$ -бозонов равными между собой, т.е. ввести всего один параметр массы  $M_X \equiv M$ .

Введем теперь важное предположение о том, что входящие в слабые и электромагнитные взаимодействия, т.е. в лагранжиан (1), (2),  $V$ - и  $A$ -токи преобразуются как компоненты векторного и аксиального унитарных октетов [5,6] и являются нормированными в модели "восьмиричного пути" [5]. Это предположение в настоящей модели позволяет получить все практические результаты теории Кабиббо [6] без предположения о подавленности меняющегося странность адронного тока [2].

Отметим, что симметрия лагранжиана (1) относительно изотопической группы  $SU(2)$  подсказывается указанным во Введении представлением о возможном восстановлении в пределе изотопической симметрии всей совокупности адронных взаимодействий. Однако, та же "идеология" подсказывает также, что лагранжиан (1) не обязан обладать строгой унитарной симметрией  $SU(3)$ , так как последняя является нарушенной симметрией еще и для сильных (точнее — умеренно-сильных) адронных взаимодействий.

Перейдем теперь к описанию нарушения симметрии. Простейшая возможность такова: если игнорировать участие лептонов даже в виртуальных состояниях, то единственной причиной нарушения изотопической симметрии лаг-

---

1) Возможно, что использованные выше обозначения  $L_X^{(V-A)}$  и  $L_X^{(V+A)}$  не совсем точны, так как, как будет показано дальше, токи с изменением странности из  $L_X^{(V-A)}$  могут обладать структурой  $(V+A)$  и наоборот. Поэтому указанные обозначения соответствуют только лоренцевской структуре токов без изменения странности  $\Delta S = 0$ .

ранжиана (I) является смешивание  $\chi$ - и  $\tilde{\chi}$ -бозонов из различных изотопических мультиплетов, т.е. наличие в лагранжиане свободных "промежуточных" векторных полей явно выписанных ниже членов двухчастичных взаимодействий типа "недиагональной массы", обуславливающих смешивания частиц и смещения их масс.

Из требования получения правильной изотопической и унитарной структуры электрического тока находим условие

$$g = \frac{1}{\sqrt{3}}. \quad (3)$$

Константа  $f$  оценивается из сравнения с экспериментальными данными по подавлению CP-нечетных нелептонных  $K$ -распадов [7],  $f \approx 10^{-3}$ .

Константу  $a$  невозможно определить на основе соображений, связанных только с изотопической симметрией взаимодействия. Интересно, однако, что ее оказывается возможным однозначно определить на основе указанных выше общих эвристических соображений о возможном восстановлении нарушенной симметрии всей совокупности адронных взаимодействий. В данном случае имеется в виду унитарная симметрия  $SU(3)$ . Легко убедиться, что при условии (3) лагранжиан (I) не может обладать точной симметрией  $SU(3)$ . Однако, как отмечено выше, в этом и нет необходимости, так как умеренно-сильные взаимодействия адронов также  $SU(3)$ -неинвариантны. Если предположить, как это чаще всего делается, что умеренно-сильные взаимодействия преобразуются как восьмая компонента октета, то имеет смысл потребовать только, чтобы адрон-адронное электромагнитно-слабое взаимодействие в пределе больших переданных 4-импульсов преобразовывалось тоже как восьмая компонента октета, т.е. как умеренно-сильное взаимодействие. Фактически в настоящей модели, без учета виртуальных лептонов, мы можем рассчитать адрон-адронное взаимодействие толь-

ко в  $e^2$ -приближении теории возмущений. Требование, чтобы оно в пределе преобразовывалось как восьмая компонента октета приводит к условию

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (4)$$

Итак, в дальнейшем мы будем пользоваться следующим однозначным выражением для изотопически симметричной части электромагнитно-полуслабого взаимодействия адронов:

$$L_x^{(V-A)} = 3^{1/2} e \left[ j^\nu \chi^\nu + \frac{1}{\sqrt{2}} j^s \chi^s + \frac{1}{\sqrt{3}} j^{Y(0)} \chi^{Y(0)} + f j^{U(0)} \chi^{U(0)} \right] \quad (5)$$

$$L_x^{(V+A)} = 3^{1/2} e \left[ \tilde{j}^\nu \tilde{\chi}^\nu + \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{j}^s \tilde{\chi}^s + \frac{1}{\sqrt{3}} \tilde{j}^{Y(0)} \tilde{\chi}^{Y(0)} + f \tilde{j}^{U(0)} \tilde{\chi}^{U(0)} \right] \quad (6)$$

Важно отметить, что формулировка настоящей модели оказывается настолько простой, что несмотря на весьма большое число полученных физических результатов, касающихся слабых, электромагнитных и других взаимодействий элементарных частиц, минимальный вариант модели с  $\tilde{M}_x \cong M_x$  включает только пять параметров, которые выражаются через известные пять фундаментальных экспериментальных констант: электрический заряд  $e$ , константу Ферми  $C$ , массу фотона  $m_\gamma = 0$ , "угол Кабиббо"  $\text{tg } \theta = \kappa^2 / \sqrt{2} M^2$  и безразмерную константу нового CP-нечетного сверхслабого взаимодействия  $f$ .

III. Минимальное электромагнитное взаимодействие и новое В-взаимодействие

Смешивая  $\chi^{v(0)}$  и  $\tilde{\chi}^{v(0)}$  и  $\chi^{r(0)}$  и  $\tilde{\chi}^{r(0)}$ -бозоны в лагранжиане (5) и аналогично  $\tilde{\chi}^{v(0)}$  и  $\tilde{\chi}^{r(0)}$ -бозоны в (6), а затем полученные смеси между собой (подробности см. в статье [2]), можно отщепить от единого лагранжиана (I), (5), (6) следующие два взаимодействия нейтральных адронных токов с нейтральными векторными бозонами:

$$L_A = e \frac{\sqrt{3}}{2} (j^{v(0)} + \frac{1}{\sqrt{3}} j^{r(0)} + \tilde{j}^{v(0)} + \frac{1}{\sqrt{3}} \tilde{j}^{r(0)}) A \equiv e j^d A, \quad (7)$$

$$L_B = e \frac{\sqrt{3}}{2} (j^{v(0)} + \frac{1}{\sqrt{3}} j^{r(0)} - \tilde{j}^{v(0)} - \frac{1}{\sqrt{3}} \tilde{j}^{r(0)}) B \equiv e j^c B. \quad (8)$$

Здесь  $j^d$  тождественно совпадает с электрическим током, а А-бозон имеет массу нуль и отождествляется с фотоном. Взаимодействие (7) мы отождествляем с обычным минимальным электромагнитным взаимодействием адронов. В-бозон является очень тяжелым аксиальным псевдофотоном с массой

$$M_B = \sqrt{2} M, \quad (9)$$

а взаимодействие (8) является слабым, сохраняющим четность аксиальным псевдоэлектрическим взаимодействием. В настоящей модели новое "В-взаимодействие" элементарных частиц является неизменным спутником обычного электромагнитного взаимодействия (7). Отметим, что масса фотона  $m_\gamma = 0$  в настоящей модели устанавливается исклю-

чительно из сравнения с опытом и в этом отношении электромагнитное взаимодействие описывается здесь на равной основе с другими (слабыми) взаимодействиями.

### IV. Слабые взаимодействия

Оставшаяся после выделения А- и В-взаимодействий 7 и 8 часть исходного лагранжиана I относится к области "слабых" и "сверхслабых" (пропорциональных  $f$ ) взаимодействий. Нарушающий изотопическую симметрию член лагранжиана свободных векторных "промежуточных" полей с  $|\Delta S| = 1$  выбираем в простейшем виде так, чтобы он преобразовывался как изоспинор:

$$\Delta L = -K^2 \left[ \chi^{v(-)} \chi^{s(+)} - \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi^{v(0)} - \chi^{\gamma(0)} + i \chi^{u(0)}) \chi^{s(0)} + h.c. \right] \quad (10)$$

Что касается  $\tilde{\chi}$ -бозонов, то, простоты ради, поскольку в этом пока, по-видимому, нет убедительной необходимости, мы их смешивать здесь не будем.

Выражение (10) позволяет написать явное выражение для  $e^2$ -лагранжиана адронных слабых взаимодействий (см. формулу (23) из статьи [2]). Мы обсудим здесь не все, а только некоторые из важных следствий этого взаимодействия, которые дополняют обсуждение из [2].

#### I. Масса промежуточных векторных бозонов в слабых взаимодействиях.

При  $q^2 \ll M^2$  динамические свойства промежуточных бозонов в слабых взаимодействиях не проявляются и для

константы четырехфермионного взаимодействия - константы Ферми - как известно [8], получаем следующее выражение

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{4\pi e^2}{M^2} \quad (II)$$

откуда следует оценка  $M \approx 100 \text{ BeV}$ .

## 2. Подавленность процессов с изменением странности.

В отличие от модели Кабиббо [6], в настоящей модели подавленность слабых процессов с изменением странности  $|\Delta S| = 1$  имеет динамический характер и не предполагает подавленности меняющего странность адронного тока, см. [2]. Поэтому в настоящей модели не появляются величины типа „ $\cos \theta$ ” и „ $\sin \theta$ ”, а только „ $\text{tg } \theta$ ”.

$$\text{tg } \theta \equiv \frac{K^2}{\sqrt{2} M^2}. \quad (I2)$$

Поскольку масса  $M$  в настоящей модели определена однозначно, то параметр смешивания  $K$  зависит только от экспериментальной "константы Кабиббо"  $\text{tg } \theta$ .

## 3. Унитарная структура нелептонного слабого взаимодействия с изменением странности (правило $|\Delta T| = 1/2$ и его нарушение)

Важным выводом из настоящей модели является предсказание определенной унитарной структуры нелептонного слабого взаимодействия с изменением странности, из которой следует приближенное правило  $|\Delta T| = 1/2$  и его нарушение в виде определенной примеси  $|\Delta T| = 3/2$  взаимодейст-

вия. Эта унитарная структура существенно зависит от того, какой мы сделаем выбор для лоренцовской структуры меняющих странность адронных токов, входящих в  $L_X^{(V-A)}$ , лагранжиан (5)  $-(V-A)$  или  $(V+A)$ .

В первом случае, когда все токи, входящие в лагранжиан (5) являются  $(V-A)$ -токами, указанное взаимодействие имеет следующую унитарную структуру:

$$\Delta L^{(e^2)}(|\Delta S|=1, CP=+1, P=\pm 1) \approx$$

$$\approx a_3 \begin{pmatrix} 27 \\ 1 \\ 3/2 \\ -1/2 \end{pmatrix} + a_2 \begin{pmatrix} 27 \\ 1 \\ 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix} + a_1 \begin{pmatrix} 8 \\ 1 \\ 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix} + h.c., \quad (13)$$

где

$$a_3 = 1, \quad a_2 = -\frac{3-8 \operatorname{tg}^2 \theta}{2\sqrt{5} \operatorname{tg}^2 \theta}, \quad a_1 = -\frac{2-7 \operatorname{tg}^2 \theta}{\sqrt{5} \operatorname{tg}^2 \theta}. \quad (14)$$

Например, при  $\operatorname{tg} \theta = 0,22$ ,  $a_3 : a_2 : a_1 = 1 : -12 : -15$ ,  
а при  $\operatorname{tg} \theta = 0,18$ ,  $a_3 : a_2 : a_1 = 1 : -19 : -25$ .

К сожалению, в наиболее интересном случае  $K \rightarrow 2\pi$  экспериментальная проверка следствий унитарной структуры (13)–(14), по-видимому, не имеет смысла, так как в приближении точной унитарной симметрии сильных взаимодействий  $CP$ -четные  $K \rightarrow 2\pi$  запрещены [9, 10] и эти распады реализуются только при существенном участии умеренно-сильных взаимодействий, которые меняют затравочную унитарную структуру слабого взаимодействия.

Во втором случае, когда в лагранжиане (5) меняющие странность токи имеют  $(V+A)$ -структуру, а неменяющие странность токи имеют  $(V-A)$ -структуру, получаем следующую унитарную структуру взаимодействия

$$\Delta L^{(e^2)} (|\Delta S|=1, (P=+1, P=-1)) \approx$$

$$\approx b_3 \begin{pmatrix} 10 \\ 1 \\ 3/2 \\ -1/2 \end{pmatrix} + b_2 \begin{pmatrix} i\bar{0} \\ 1 \\ 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix} + b_1 \begin{pmatrix} 8^a \\ 1 \\ 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix} + h.c., \quad (15)$$

где

$$b_3 = 1, \quad b_2 = -\frac{1-4\text{tg}^2\theta}{2\text{tg}^2\theta}, \quad b_1 = \frac{1-3\text{tg}^2\theta}{\text{tg}^2\theta}. \quad (16)$$

Например, при  $\text{tg} \theta = 0,22$ ,  $b_3 : b_2 : b_1 = 1 : -8 : 17$ ,

а при  $\text{tg} \theta = 0,18$ ,  $b_3 : b_2 : b_1 = 1 : -13,4 : 30$ .

Отметим, что структура (15), (16) относится к меняющему четность  $P=-1$  взаимодействию, в то время как сохраняющее четность  $P=+1$  взаимодействие имеет по-прежнему структуру (13), (14).

Можно показать, что в этом случае, в отличие от предыдущего,  $CP$ -четные  $K \rightarrow 2\pi$  распады унитарно разрешены [II], так что для этих распадов можно выполнить непосредственное сравнение с опытом унитарной структуры (15), (16), которая определена с точностью до нарушения унитарной симметрии сильных взаимодействий. С помощью (15), (16) можно получить оценки

$$\frac{w(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)}{w(K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \approx \frac{1}{45} \quad \text{и} \quad \frac{1}{180}, \quad (17)$$

$$\frac{w(K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{w(K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \approx 2,9 \quad \text{и} \quad 2,4.$$

соответственно при  $t_{\rho} \theta = 0,22$  и  $t_{\rho} \theta = 0,18$ . В последнем случае эти оценки хорошо соответствуют экспериментальным данным, если учесть, что "угол Кабиббо" для меняющих странность и четность процессов может перенормироваться и что унитарная симметрия сильных взаимодействий нарушается.

### У. Заключение

В настоящей лекции основное внимание мы хотели обратить на минимальный вариант модели электромагнитно-слабого взаимодействия адронов с упором на общие вопросы однозначности формулировки и принципиальные следствия - новое В-взаимодействие элементарных частиц, правило  $|\Delta T| = I/2$  и его нарушение, проблема относительного подавления меняющих странность слабых процессов (проблема "угла Кабиббо"), новый подход к пониманию единства различных взаимодействий элементарных частиц и др. Поэтому не рассматривались поддающиеся экспериментальной проверке следствия модели, которые появляются при введении лептонных токов [2].

Эффект восстановления нарушенной изотопической симметрии явно установлен в настоящей модели [2] только в  $e^2$ -приближении теории возмущений в области применимости последней  $M^2 \ll q^2 \ll 1000^2 \text{ BeV}^2$  для диаграмм без виртуальных адронов. Привлекательной экстраполяцией является предположение, что восстановление симметрии в области больших переданных 4-импульсов  $q^2$  является точным. Выше мы пытались продемонстрировать также эвристическую пользу такого предположения.

Основными нерешенными трудностями модели являются: 1) учет виртуальных сильных взаимодействий, нарушающих ток-токовую структуру лагранжиана взаимодействия уже в  $e^2$ -приближении; 2) проблема высших  $e^2$ -приближений

и, в частности, необходимость учета виртуальных лептонов; 3) формулировка нарушенных изотопических свойств лептонов и их естественное включение в модель; 4) проблема нарушения правила  $|\Delta T| = I/2$  в сверхслабом CP-нечетном взаимодействии, см. [12] .

Представляется, что уже полученные, изложенные выше результаты формулировки модели единого электромагнитно-слабого взаимодействия адронов повышают интерес к указанным нерешенным проблемам.

### Л и т е р а т у р а

1. M.Gell-Mann, F.Zachariasen. Phys.Rev., 123, 1065, 1961.
2. Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 50, 1309, 1966.
3. С.С.Герштейн, Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 29, 698, 1955.
4. R.Feiman, M.Gell-Mann. Phys.Rev., 109, 193, 1958.
5. M.Gell-Mann. Phys.Rev., 125, 1067, 1962.
6. N.Cabibbo. Phys.Rev.Lett., 10, 531, 1963.
7. J.H.Christenson, J.W.Cronin et al., Phys. Rev.Lett., 13, 138, 1964.
8. Л.Б.Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц. ФМ, 1963.
9. N.Cabibbo. Phys. Rev. Lett., 12, 62, 1964.
10. M.Gell-Mann. Phys. Rev. Lett., 12, 155, 1964.
11. K.Matsumoto, M.Nakagawa, Y.Ohnuki. Progr. Theor.Phys., 32, 668, 1964; S.Coleman, S.Glashow. Phys. Rev., 134, B671, 1964.
12. J.W.Cronin et al.. Phys. Rev. Lett., 18, 25, 1967.



П.А. К р у п ч и ц к и й

О СУЩЕСТВОВАНИИ СЛАБОГО БУКЛОН-НУКЛОННОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

О Г Л А В Л Е Н И Е

1. Предсказание существования токов, не сохраняющих пространственную четность в ядерных силах.....	126
2. Оценка величины $F$ .....	127
3. Классификация экспериментов.....	128
4. Результаты отрицательных экспериментов.....	130
5. Эксперименты по измерению асимметрии $\gamma$ -излучения после захвата поляризованных нейтронов.....	131
а) Описание эксперимента.....	131
б) История эксперимента.....	132
в) Эксперимент ИТЭФ.....	134
6. Эксперименты по измерению циркулярной поляризации $\gamma$ -излучения из неполяризованных ядер.....	136
а) Описание эксперимента.....	136
б) История эксперимента.....	138
в) Эксперимент ФТИ.....	138
7. Изучение изотопической структуры слабого межнуклонного потенциала.....	142
Л и т е р а т у р а.....	144
Р и с у н к и.....	146

В обзоре приводятся теоретические основы существования межнуклонного потенциала, не сохраняющего пространственную четность, возникающие из универсальной теории слабых взаимодействий. Дается ориентировочная теоретическая оценка величины  $F$  -отношения потенциала, не сохраняющего четность, возникающего из-за слабых взаимодействий. Приводится классификация экспериментов по обнаружению  $F$ .

Дается краткое описание экспериментов, не приведших к обнаружению  $F$ . Подробно описывается эксперимент ИТЭФ по измерению асимметрии гамма-излучения при захвате поляризованных нейтронов ядрами  $Cd^{113}$ . Также подробно описывается эксперимент ФТИ по измерению циркулярной поляризации гамма-излучения, возникающего в распаде неполяризованных ядер  $Ta^{181}$  и  $Lu^{175}$ . Оба эти эксперимента дали указание на существование предсказанного эффекта. Приводится сравнение обоих экспериментов. В заключение дается анализ возможных экспериментов по изучению изотопической структуры не сохраняющего четность потенциала.

I. Предсказание существования токов, не сохраняющих пространственную четность в ядерных силах

Вскоре после обнаружения несохранения четности в слабых взаимодействиях [1, 2] была высказана гипотеза об универсальной природе слабых взаимодействий и создана теория универсального слабого взаимодействия [3,4]. Эта универсальность проявляется в том, что всем известным частицам - адронам и лептонам, присуще в одинаковой мере слабое взаимодействие и что имеется сохраняющийся векторный ток слабого взаимодействия, не зависящий от типа частиц, которые его создают.

Согласно гипотезе универсального слабого взаимодействия лагранжиан слабого взаимодействия записывается следующим образом:

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} I_{\mu} I_{\mu}^{+},$$

где  $G = 10^{-5}/M^2$  - константа слабого взаимодействия, а

$$I_{\mu} = \bar{e} \gamma_{\mu} (1 + i\gamma_5) \nu_1 + \bar{\mu} \gamma_{\mu} (1 + i\gamma_5) \nu_2 + \bar{n} \gamma_{\mu} (1 + i\gamma_5) p + \bar{\Lambda} \gamma_{\mu} (1 + i\gamma_5) p^-$$

- условный вид тока слабого взаимодействия.

Как видно, вследствие перемножения тока самого на себя в лагранжиане слабого взаимодействия возникают само-взаимодействующие токи: электронный -  $(\bar{e} \nu_1)(\bar{\nu}_1 e)$ , мюнный -  $(\bar{\mu} \nu_2)(\bar{\nu}_2 \mu)$ , нуклонный -  $(\bar{n} p)(\bar{p} n)$  и странный ток -  $(\bar{\Lambda} p)(\bar{p} \Lambda)$ .

Каждый из этих самовзаимодействующих токов обязан своим происхождением универсальности слабого взаимодействия и потому проверка существования самовзаимодействующих токов одновременно проверяет саму гипотезу об универсальности слабого взаимодействия.

Ни один из самовзаимодействующих токов, кроме тока  $(\bar{n}p)(\bar{p}n)$ , о котором будет идти речь в данном обзоре, до сих пор не наблюдался.

Ток  $(\bar{n}p)(\bar{p}n)$  есть ток между двумя нуклонами, обязанный своим происхождением слабому взаимодействию и поэтому не сохраняющий пространственную четность. Этот ток довольно трудно обнаружить, так как его проявления маскируются большими эффектами сильных взаимодействий.

## 2. Оценка величины F.

В случае сохранения векторного тока  $I_{\mu}^V$  в лагранжиане слабого взаимодействия возникает член, включающий нуклонную скобку в одном токе и пионную в другом:

$$L = G \{ [\bar{n} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) p] [\pi^{-} \partial_{\mu} \pi^{0} - \pi^{0} \partial_{\mu} \pi^{-}] \}$$

В этом взаимодействии возникает межнуклонный потенциал, не сохраняющий четность, если принять во внимание сильное взаимодействие между пионами и нуклонами. Соответствующие диаграммы в низшем порядке имеют форму, показанную на рис. 1, где  $f$  - перенормированная псевдоскалярная константа сильного взаимодействия ( $f^2 = 0,08 \hbar c$ ) Как показал Блин-Стойл [5], потенциал, получающийся из такой модели, имеет вид:

$$V = \frac{G f^2}{2\sqrt{2} \pi \hbar c} \left( \frac{1}{r^4} + \frac{2}{m r^5} + \frac{1}{m^2 r^6} \right) e^{-2mr} r (\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) (\vec{t}_1 \vec{t}_2 - \vec{t}_{12} \vec{t}_{21}),$$

где  $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$  - разность координат двух нуклонов,  $m$  - масса пиона,  $\vec{\sigma}_1$  и  $\vec{\sigma}_2$  - спиновые операторы нуклонов,  $\vec{t}_1$  и  $\vec{t}_2$  - оператор изотопического спина.

Величину потенциала  $\mathcal{V}$  можно сравнить с величиной потенциала сильных взаимодействий  $V$  (типа Юкавы):

$$\langle \mathcal{V} \rangle = \frac{Gf^2}{\hbar cr^3}, \quad \langle V \rangle = \frac{f^2}{r}.$$

Их отношение оказывается равным:

$$F = \frac{\langle \mathcal{V} \rangle}{\langle V \rangle} = \frac{G}{\hbar cr^2} \approx 10^{-7}$$

при среднем расстоянии между нуклонами в ядре  $r = 1/m$ . Хотя эта оценка не учитывает спиновой зависимости и других факторов, но она дает некоторое указание на относительную силу потенциала, не сохраняющего пространственную четность. Неточность этой оценки - порядка 10.

### 3. Классификация экспериментов

В прямых экспериментах с элементарными частицами трудно получить для  $F$  оценку более определенную, чем  $F < 10^{-2}$ . Чтобы получить более точный ответ, следует обратиться к сложным ядрам.

Будем рассматривать гамильтониан нуклонной системы в форме

$$H = H_0 + \mathcal{V},$$

где  $H_0$  - скалярный гамильтониан сильного взаимодействия,  $\mathcal{V}$  - потенциал, не сохраняющий четность. Рассматривая  $\mathcal{V}$  как возмущение, можно показать, что собственные волновые функции определенного состояния системы нуклонов имеют вид

$$\Psi_i = \psi_i + \sum \frac{\langle j | \mathcal{V} | i \rangle}{\Delta_{ij}} \psi_j, \quad (I)$$

где  $\Delta_{ij}$  - знаменатель, зависящий от энергии, функции  $\psi_i$  и  $\psi_j$  имеют противоположные четности, однако, соответствуют одному и тому же значению спина системы нуклонов.

Символически уравнение (I) можно записать

$$\Psi_i = \psi_i + \alpha \psi_i, \quad (2)$$

где  $\alpha$  - мера амплитуды, не сохраняющей четность.

$\psi_i$  обычно называют регулярной частью, а  $\psi_i$  - "нерегулярной" частью волновой функции. Вилкинсон [6] произвел классификацию экспериментов в ядерной физике, которые могут привести к наблюдению эффектов несохранения четности и к оценке величины  $F$ . Эти эксперименты распадаются на 2 больших класса:

- 1) поиски нарушений абсолютных правил отбора;
- 2) поиски наблюдаемых псевдоскалярных величин.

Примером экспериментов первого класса могут быть поиски  $\alpha$ -распадов, абсолютно-запрещенных правилами отбора при сохранении пространственной четности. Эффект при этом пропорционален  $F^2$  и потому трудно обнаружим. Эксперименты II класса имеют дело с эффектами, пропорциональными  $F$  в силу того, что в них проявляется интерференция переходов из состояний с "нормальной" и "аномальной" четностями, и поэтому эти эксперименты более чувствительны к величине  $F$ . Этот класс экспериментов разбивается на 2 подкласса:

Па) изучение циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения, возникающего при распаде неполяризованных ядер.

В этом случае псевдоскалярной величиной является произведение  $\vec{\sigma}_\gamma \vec{p}_\gamma$ , где  $\vec{\sigma}_\gamma$  - направление поляризации  $\gamma$ -кванта, а  $\vec{p}_\gamma$  - импульс  $\gamma$ -кванта.

Пв) изучение асимметрии излучения поляризованных ядер вперед-назад. Псевдоскалярной величиной является произведение  $\vec{\sigma}_n \vec{p}_\gamma$ , где  $\vec{\sigma}_n$  - направление поляризации ядра. При этом поляризация ядер может быть достиг-

нута как за счет предшествующего  $\beta$ -распада, так и за счет захвата ядрами поляризованных тепловых нейтронов. Кроме того, могут быть исследованы  $\gamma$ -переходы, возникающие в эффекте Мёссбауэра, которым соответствуют поляризованные состояния ядер.

#### 4. Результаты отрицательных экспериментов

Рассмотрим сейчас коротко ряд экспериментов по нахождению межнуклонного потенциала, не сохраняющего пространственную четность, не приведших к положительным результатам. Будет видно, что этим опытам не хватает точности, чтобы иметь положительный результат. Имея в виду развивающуюся технику эксперимента можно надеяться, что в недалеком будущем можно будет получить положительные эффекты во всех обсуждаемых экспериментах.

Начнем с эксперимента I класса. Наиболее точным экспериментом этого класса является эксперимент по обнаружению альфа-излучения из состояния  $2^-$ -ядра  $O^{16}$  с энергией 8.87 Мэв. Схема обсуждаемых переходов дана на рис.2. Так как момент, уносимый  $\alpha$ -частицей, равен 2, а четность положительна, то, следовательно,  $\alpha$ -распад не может происходить. Только в том случае, если к состоянию  $2^-$  примешивается состояние  $2^+$  с амплитудой  $F$ , то  $\alpha$ -распад может происходить с интенсивностью  $\sim F^2$ . Поиски  $\alpha$ -частиц производились несколькими группами. Наиболее точный результат - менее 1  $\alpha$ -частицы на  $5 \cdot 10^5$   $\gamma$ -квантов [7] приводит к оценке  $F < 10^{-6}$ . Перейдем теперь к рассмотрению некоторых экспериментов класса IIв, а именно, к экспериментам по  $\beta$ - $\gamma$ -угловой корреляции вперед-назад [8]. Из-за несохранения четности в  $\beta$ -распаде испускаемые  $\beta$ -частицы продольно поляризованы, остаточные ядра также продольно поляризованы в направлении импульса  $\beta$ -излучения и, следовательно, если четность не сохраняется в последующем  $\gamma$ -переходе, то можно

ожидать асимметрию вперед-назад в  $\beta$ - $\gamma$  -угловой корреляции. Изучались  $\beta$ - $\gamma$  -корреляции в ядрах  $Al^{27} \rightarrow K^{41}$ ,  $Xe^{133} \rightarrow Cs^{133}$ ,  $Lu^{177} \rightarrow Hf^{177}$ . Получено, что  $F < 8 \cdot 10^{-6}$ .

В другом эксперименте этого же класса исследовались резонансно-рассеянные  $\gamma$ -лучи  $Fe^{57}$  с энергией 14,4 кэв, возникающие в эффекте Мёссбауэра [9]. Искалась анизотропия излучения с  $\Delta m = \pm 1$  по и против поляризации ядер. Принимая во внимание медленность основного  $M1$ -перехода по сравнению с примешиваемым  $E1$ -переходом (фактор 100 в амплитуде) получено, что  $F < 10^{-5}$ .

### 5. Эксперименты по измерению асимметрии $\gamma$ -излучения после захвата поляризованных нейтронов

#### а) Описание эксперимента.

При захвате нейтрона ядром образуется сильно возбужденное составное ядро. При больших возбуждениях в особенности в тяжелых ядрах плотность уровней довольно велика и уровни с одинаковым полным моментом оказываются близко-расположенными.

Основной вклад в сумму выражения (I) дает уровень, ближайший к тому, излучение с которого рассматривается

$$\Psi_i = \psi_i + \frac{\langle j | \hat{V} | i \rangle}{E_i - E_j} \psi_j = \psi_i + \alpha \psi_j.$$

Вследствие близости  $E_i$  и  $E_j$  -уровней с противоположной четностью, но с одинаковым полным моментом, излучение которых интерферирует, параметр  $\alpha$  может быть много больше  $F$ , т.е. происходит усиление эффекта.

Согласно оценкам Блин-Стойла [10] и Шапиро [11] для ядра  $Co^{60}$  имеет место 50-кратное усиление эффекта.

Кроме того, у ядра  $Cd^{114}$  имеется и дополнительный механизм усиления, так как основным переходом является  $M1$ -переход, а примесным  $E1$ . Схема изучаемого перехода показана на рис. 3.

Измеряется угловое распределение  $\gamma$ -квантов с энергией 9,05 Мэв, испускаемых ядрами  $Cd$  при захвате поляризованных нейтронов, которое в случае существования межнуклонного потенциала, не сохраняющего пространственную четность, имеет вид:

$$W(\theta) = 1 + P_n a \cos \theta, \quad (3)$$

где  $P_n$  - степень поляризации нейтронов,  $\theta$  - угол между направлением спина нейтрона и направлением импульса гамма-кванта,  $a$  - коэффициент асимметрии, зависящий от характера гамма-перехода. По оценкам для  $Cd/a \approx 10^3 F$  и асимметрия может иметь величину  $\approx 10^{-4}$ .

Для протяженных мишени и детектора гамма-квантов скорость счета и гамма-квантов по направлению и против направления спина нейтронов равна:

$$I_{\theta, \pi} = \text{const} (1 \pm P_n a \Omega),$$

где  $\Omega$  - функция геометрии установки.

Главная трудность подобного эксперимента заключается в исключении нестабильности работы аппаратуры, а также в исключении малых приборных коэффициентов асимметрии.

#### б) История эксперимента.

Эксперимент подобного типа впервые был поставлен Хаасом и сотр. [12], однако их результат  $F < 10^{-6}$  (см. критику Блин-Стойла [10]) не показал наличия эффекта

вследствие недостаточно интенсивного пучка поляризованных нейтронов. В 1964 году в Институте теоретической и экспериментальной физики (СССР) был закончен эксперимент, давший впервые положительный эффект [13]. Подробное описание этого эксперимента можно найти в работе [14]. Позднее стало известно о постановке аналогичного эксперимента в Дании и Италии. Эксперимент итальянской группы не дал положительного эффекта [15]. Однако в правильности результатов этой группы можем сомневаться вследствие того, что в семи сериях из восьми в этом эксперименте результат равен нулю в пределах половины статистической ошибки. Это статистически маловероятно и свидетельствует о возможном насыщении электроники вследствие перегрузки импульсами [16]. Результаты датской группы претерпели сильное изменение. Если вначале наблюдался довольно значительный эффект [17], то в последнее время эффект сильно уменьшился и в пределах большой статистической ошибки мало отличается от нуля [18]. Такое несогласие результатов различных экспериментов побудило группу ИТЭФ произвести повторный эксперимент, усовершенствовав насколько возможно установку [19]. Результаты всех экспериментов сведены в таблицу I.

Т а б л и ц а I

Институт	Год	Интервал энергий $\gamma$ -квантов, MeV	Коэффициент асимметрии $a \cdot 10^4$	Литература
Брукхейвенская лаборатория (США)	1959	8,3-9,3	$1,2 \pm 7,8$	[12]
И Т Э Ф (СССР)	1964	8,1-9,4	$-3,7 \pm 0,9$	[13]
Испра (Италия)	1965	8,0-9,4	$0,22 \pm 1,13$	[15]
Рисё (Дания)	1965	8,2-9,9	$-8,4 \pm 2,8$	[17]
Рисё (Дания)	1967	8,3-8,8	$-1,0 \pm 1,4$	[18]
		8,8-9,5	$-2,5 \pm 2,2$	
И Т Э Ф (СССР)	1967	8,5-9,7	$-5,1 \pm 1,4$	[19]

в) Эксперимент ИТЭФ.

Большое значение в подобном эксперименте должно быть уделено устранению нестабильности аппаратуры. Если в первом эксперименте ИТЭФ это достигалось путем быстрого сравнения эффектов на поляризованных и деполаризованных нейтронах с помощью вращающегося шима-деполяризатора, то в повторном эксперименте это делается путем быстрого сравнения эффектов для противоположных направлений спинов падающих на мишень нейтронов. Для этого 10 раз в секунду изменяется направление магнитного поля в поворотном магните и синхронно с ним включается и выключается ток в устройстве неадиабатического переворота спина нейтронов относительно ведущего магнитного поля. Последнее устрой-

ство необходимо для того, чтобы не изменить направления магнитного поля в районе мишени и тем самым исключить влияние переключения поля на фотоумножители. Детекторами  $\gamma$ -квантов, как и прежде, являются кристаллы  $NaJ$  (Т1)  $\varnothing 70 \times 100$  мм с теми же фотоумножителями ФЭУ-43. На аноде ФЭУ импульсы формируются с помощью индуктивности, так что их длительность составляет 0,6 мксек. Далее импульсы попадают на пороговые дискриминаторы на туннельных диодах, управляющие схемами линейных ворот. Линейные ворота пропускают импульсы  $\gamma$ -квантов с энергией больше 6 Мэв. Этот узел введен для разгрузки одноканальных дифференциальных анализаторов, регистрирующих энергию  $\gamma$ -квантов.

Калибровка анализаторов производится ежедневно по  $\gamma$ -линии  $Mi$  с энергией 9 Мэв, так чтобы регистрировались  $\gamma$ -кванты  $Cd$  в интервале энергий  $8,5 \div 9,7$  Мэв. Набор статистики производится в 2 группы пересчетных схем для каждого спектрометра. Одна группа регистрирует  $\gamma$ -кванты, вылетающие по спине нейтрона, а другая - против спина. Синхронизация моментов переключения пересчетных схем и поворота спина нейтрона осуществляется блоком поворота спина нейтронов и коммутатором. Общая схема установки и блок-схема электроники приведена на рис. 4. Одновременно с основным экспериментом проводится контрольный эксперимент на деполаризованном нейтронном пучке. Для этого в пучок через каждые 20 минут измерения на поляризованных нейтронах вводится шим-деполяризатор и вся процедура измерений повторяется. Проверка отсутствия приборной асимметрии, вызываемой электроникой, проводится путем подачи импульсов с одного из спектрометров на оба входа коммутатора при повышенной скорости счета.

Величина  $\alpha$  рассчитывается по формуле:

$$\alpha = \frac{1}{\rho_n \Omega} \cdot \frac{\sqrt{R} - 1}{\sqrt{R} + 1}, \quad (4)$$

где  $R = R_I/R_{II}$ ,  $R_I = N_1/N_2$  - отношение чисел отсчетов, зарегистрированных спектрометрами, когда спины нейтронов направлены от правого спектрометра к левому,  $R_{II}$  - то же отношение при противоположном направлении спинов.

За 22 недели измерений были получены следующие результаты: коэффициент асимметрии на поляризованном пучке

$$a = - (3,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}, \text{ на деполяризованном пучке}$$

$$a_g = + (1,7 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}.$$

Таким образом, с учетом контрольного эксперимента

$a = - (5,1 \pm 1,4) \cdot 10^{-4}$  и  $F \approx 5 \cdot 10^{-7}$ . Этот результат находится в хорошем согласии с теоретической оценкой Блин-Стойла и с результатом первого эксперимента ИТЭФ.

## 6. Эксперименты по измерению циркулярной поляризации $\gamma$ -излучения из неполяризованных ядер

### а) Описание эксперимента.

Одновременно с экспериментом ИТЭФ, но на противоположной стороне земного шара, был выполнен эксперимент в Калифорнийском технологическом институте (США), в котором изучалось то же самое явление, но другим методом [20]. В этом эксперименте изучалась циркулярная поляризация  $\gamma$ -излучения из неполяризованных ядер, т.е. это эксперимент класса IIa.

Механизм усиления эффектов используется также несколько иной. Авторы использовали предложение Майкла [21], показавшего, что в некоторых сильно-деформированных ядрах возникает усиление за счет сильной подавленности разрешенного перехода. При этом, в случае малых возбуждений ядер для оценки эффекта можно воспользоваться одночастичной моделью ядра. Как показал Майкл в этом случае амплитуда примеси для ядер с атомным весом  $A = 160$  имеет вели-

чину  $F \approx (5 \div 8) \cdot 10^{-7}$ .

В случае интерференции состояний с противоположной четностью (МІ и ЕІ-интерференция) возникает циркулярная поляризация, степень которой равна

$$P = RF,$$

где  $R$  - множитель, зависящий от структуры ядра и характеризующий усиление эффекта. В случае деформированных ядер регулярный переход может быть сильно подавлен правилами отбора по асимптотическим числам:  $N$  - числу узлов одночастичной волновой функции,  $n_z$  - числу узлов одночастичной волновой функции на оси симметрии  $z$  деформированной сердцевины и  $\Lambda$  - проекции орбитального углового момента на ось  $z$ , а нерегулярный переход не подавлен.

В эксперименте КТИ исследовался переход с энергией 482 кэВ в  $Ta^{181}$ . Схема уровней этого ядра приведена на рис. 5, где указаны асимптотические числа схемы Нильсона. Основной МІ-переход подавлен правилами отбора в  $10^5$ - $10^6$  раз.

Вычисления Вальборна [22] показывают, что величина находится в пределах  $15 < R < 150$  и степень циркулярной поляризации может в этом случае достигать величины  $P \approx -1 \cdot 10^{-4}$ . Поэтому основной переход осуществляется главным образом (на 97%), за счет Е2-перехода, причем и этот переход подавлен в 35 раз. Источник гамма-лучей  $Ta^{181}$  получался после  $\beta$ -распада  $Hf^{181}$ , который получался облучением нейтронами изотопа  $Hf^{180}$ . Циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов измерялась методом пропускания через намагниченный железный сердечник. Детектором  $\gamma$ -квантов служил пластмассовый сцинтиллятор с введенным в него свинцом.

### б) История эксперимента.

Эксперимент КТИ, как оказалось впоследствии, дал завышенное значение эффекта  $P = -(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ , приводившее к большой величине  $F \approx 10^{-6} + 10^{-5}$ .

В дальнейшем этот эксперимент повторялся несколькими группами экспериментаторов. Бок и Шоппер [23] получили отсутствие эффекта, правда, с большой неточностью:  $P = + (0,3 \pm 2,1) \cdot 10^{-4}$ . Аналогичный результат у Депомье и стор. [24]  $P = + (1,5 \pm 2,7) \cdot 10^{-4}$ . Единственная группа, которой удалось, применив новую методику, снизить ошибки на 2 порядка величины и наблюдать эффект, является группа Лобашова в ФТИ им. Иоффе [25].

### в) Эксперимент ФТИ.

Так как измеряемые эффекты очень малы, для надежного исследования требуются огромные интенсивности и поэтому возникают сложности, связанные с перегрузкой счетной аппаратуры. Недавно В.М.Лобашов [26] предложил отказаться от регистрации импульсов в подобного рода исследованиях и вместо счета отдельных импульсов регистрировать ток, возникающий в сцинтилляционном детекторе. Дело в том, что активность источников  $\gamma$ -квантов может достигать в настоящее время до  $10^{15}$  распадов/сек. При этом можно получить на детекторе циркулярной поляризации потоки до  $10^{11}$  квант/сек. Современная импульсная техника не позволяет регистрировать такую большую скорость счета в виде дискретных импульсов. Вместе с тем, такие большие потоки приводят к появлению в выходной цепи детектора постоянного тока, колебания которого вызываются изменением числа  $\gamma$ -квантов, попадающих в детектор. Если  $\gamma$ -кванты циркулярно поляризованы, то при перемагничивании поляриметра с определенной частотой, ток детектора будет изменяться с той же частотой. При помощи узкополосного резонансного усилителя, настроенного на частоту перемагничивания, мож-

но выделить эти колебания на фоне случайных флуктуаций тока, усилить и зарегистрировать в накопительном устройстве. Таким методом за сравнительно короткое время можно измерить поляризацию  $\gamma$ -квантов порядка  $10^{-7}$ - $10^{-6}$ .

Схема установки ФТИ приведена на рис. 6 [27]. Применялся поляриметр с рассеянием  $\gamma$ -квантов вперед на намагниченном железе. Гамма-кванты регистрировались кристаллом  $CsJ(Tl)$ , соединенным светопроводом с полупроводниковым поверхностно-барьерным счетчиком (фотодиодом), нечувствительным к рассеянному магнитному полю поляриметра. Перемагничивание поляриметра производилось с частотой 0,5 гц, задаваемой таймером с кварцевой стабилизацией. Напряжение на нагрузке фотодиода, пропорциональное интенсивности гамма-квантов, усиливалось резонансным усилителем, настроенным на частоту 0,5 гц, и поступало на маятниковый фильтр, представлявший собой маятник с постоянством периода  $10^{-7}$ , настроенный на частоту перемагничивания поляриметра с точностью  $10^{-6}$ . Электромагнитные катушки преобразовывали напряжение с выхода резонансного усилителя в механические усилия, воздействующие на маятник. Накопление производилось циклами по 3 часа. В начале цикла при помощи фотоэлектрической системы измерялись амплитуда и фаза колебаний маятника относительно моментов переключения поляриметра. Показания в конце каждого цикла векторно суммировались, определялось среднее за цикл значение, а также дисперсия результатов.

Дискриминация гамма-квантов по энергии производилась при помощи свинцовых фильтров толщиной 1 и 2 мм, окружающих детектор. Эффект определялся как изменение интенсивности гамма-квантов при перемагничивании поляриметра:

$$\delta = \frac{2(I_1 - I_2)}{I_1 + I_2},$$

где  $I_{1,2}$  - интенсивности гамма-квантов при разных направлениях намагничивания.

Для контрольных опытов с неполяризованными гамма-квантами использовались источники  $Sc^{46}$  и  $Br^{82}$ , имеющие незаторможенные E2 и E1-переходы.

В случае  $Ta^{181}$  наблюдался эффект  $\delta = -(2,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-7}$ , соответствующий циркулярной поляризации  $P = -(6 \pm 1) \cdot 10^{-6}$ , а в случае источников  $Sc^{46}$  и  $Br^{82}$   $\delta = +(0,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-7}$ , т.е. эффекта не наблюдалось. В пределах статистических ошибок результат не зависит ни от толщины фильтра, ни от времени. Первое позволяет исключить возможность того, что обнаруженный эффект обусловлен тормозным излучением, так как при уменьшении толщины фильтра эффект от тормозных квантов должен был бы увеличиться в 2 - 2,5 раза.

Второе позволяет исключить возможность примеси какого-либо бета-источника, поскольку невозможно найти бета-источник со временем жизни  $\approx 30-60$  дней, имеющий бета-спектр с граничной энергией  $\approx 1$  Мэв.

Полученный результат согласуется предыдущей работой тех же авторов [28] и совершенно исключает результат, полученный Бозмом и Канкелейтом [20].

Во втором эксперименте ФТИ [29] сообщается об обнаружении циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов перехода с энергией 396 кэв ( $9/2^- \rightarrow 7/2^+$ ) в  $Lu^{175}$ , равной  $+(4 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ . Интересно сопоставить эффект на  $Ta^{181}$  с эффектом на  $Lu^{175}$ , соответствующие факторы усиления и оценить значения  $F$  из обоих экспериментов. Это сделано в таблице II.

Т а б л и ц а II

Изотоп и энергия $\gamma$ -квантов	$P=RF$	$R$	$F$
$Ta^{181}$ 482 кэВ	$-(6 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	$+(15 \div 150)$	$-(0,4 \div 4) \cdot 10^{-7}$
$Lu^{175}$ 396 кэВ	$+(4 \pm 1) \cdot 10^{-5}$	$50 \div 200$	$(2 \div 8) \cdot 10^{-7}$

Если принять предложение Майкла [21] о том, что фактор смешивания состояний с разной четностью  $F$ , характеризующий амплитуду слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, не меняется сильно от ядра к ядру и мало зависит от структуры уровней, то из таблицы II следует, что  $F$  заключено в пределах  $(2 \div 4) \cdot 10^{-7}$ . Знак  $F$ , приведенный в таблице, следует из расчетов Вальборна, определившего знак  $R$  для  $Ta^{181}$ . Величина  $F$ , полученная в экспериментах ФТИ, хорошо согласуется с величиной  $F$ , полученной в экспериментах ИТЭФ [13, 19], а также теоретическими оценками Блин-Стойла [5] и Майкла [21], особенно, если учесть большую неопределенность в факторах усиления. Таким образом, опыты по измерению асимметрии  $\gamma$ -излучения из поляризованных ядер, также как и опыты по измерению циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения из неполяризованных ядер, определенно указывают на существование слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, приводящего к едва заметному несохранению пространственной четности в ядерных взаимодействиях.

7. Изучение изотопической структуры слабого  
межнуклонного потенциала

Экспериментальное подтверждение существования межнуклонного потенциала, обязанного своим происхождением слабым взаимодействиям, позволило поставить вопрос об изотопической структуре этого потенциала. Анализ этой проблемы был дан Гелл-Манном и стор. [30].

С точки зрения унитарной симметрии представляет интерес отдельно рассмотреть слабый ток сильно-взаимодействующих частиц (адронов):

$$J^h = \bar{n} \gamma_\mu (1 + i\gamma_5) p + \bar{\Lambda} \gamma_\mu (1 + i\gamma_5) p.$$

Произведение  $\mathcal{V} = J^h J^h$  состоит из трех частей:

$$\mathcal{V} = \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 V_0 + (\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2) V_1 + (\tau_{1z} \tau_{2z} - \frac{1}{3} \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) V_2.$$

Первый член преобразуется как изоскаляр, т.е. ему соответствует правило отбора по изотопическому спину  $\Delta T=0$ , второй - как изовектор ( $\Delta T=0, \pm 1$ ) и третий как изоспинор ( $\Delta T=0, \pm 1, \pm 2$ ).

Гипотеза Гелл-Манна и сотр. [30] состоит в том, что слабые взаимодействия между адронами сохраняют изотопический спин, т.е. что в потенциале  $\mathcal{V}$  исчезают члены с  $\Delta T = 1$  и  $\Delta T = 2$ .

Эта гипотеза, по-видимому, не противоречит экспериментальным данным о том, что в нелептонных распадах странных частиц при  $\Delta Y = 1$  имеют место переходы с  $\Delta T = 1/2$ , но нет переходов с  $\Delta T = 3/2$ .

Для того, чтобы измерить относительные вклады  $V_0$ ,  $V_1$  и  $V_2$ , надо измерять величины потенциалов, не сохраняющих пространственную четность, соответствующие оп-

ределенным значениям  $\Delta T$ . Такие эксперименты естественно следует производить на легких ядрах.

Первый из предложенных экспериментов уже рассматривался в §3. Это изучение  $\alpha$ -распада ядра  $O^{16}$  в  $C^{12}$ . Оба уровня имеют  $T=0$  и, таким образом, исследуется сила перехода с  $\Delta T=0$ . Этот эксперимент является несомненно трудно выполнимым из-за малости ожидаемого эффекта, пропорционального  $F^2$ .

Второе предложение касается проверки силы переходов с  $\Delta T=1$  в эксперименте, подобном эксперименту ФТИ, но на легком ядре  $B^{10}$ . Схема исследуемых уровней представлена на рис. 7. Ожидается, что усиление будет большим вследствие того, что матричный элемент E1-перехода сильно подавлен правилами отбора по изотопическому спину ( $T=0 \rightarrow T=0$ ). Кроме того, ожидается усиление эффекта при смешивания уровня  $2^+$  из-за его близости к уровню  $2^-$ . Если таким образом, переходы с  $\Delta T=1$  усилены по сравнению с переходами с  $\Delta T=0$ , то должно иметь место большое усиление эффектов смешивания четностей и, следовательно, должна наблюдаться циркулярная поляризация  $\gamma$ -излучения. Этот эксперимент также трудно выполним в силу сложности измерения циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения большой энергии.

Особый интерес представляет изучение слабого нуклон-нуклонного взаимодействия в реакции  $n+p \rightarrow D+\gamma$  [26]. Примесь слабого взаимодействия в этой реакции можно обнаружить путем измерения как циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов, так и углового распределения  $\gamma$ -квантов при захвате поляризованных нейтронов. При этом циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов обусловлена изоскалярной частью слабого нуклон-нуклонного потенциала, а асимметрия  $\gamma$ -квантов - его изовекторной частью [31]. Однако ожидаемые эффекты в обоих случаях порядка  $10^{-6} - 10^{-7}$ , так как никакого усиления эффектов не возникает.

Этот недостаток является в то же время и преимущест-

вом с точки зрения теоретической интерпретации вследствие того, что исследуется взаимодействие двух нуклонов в чистом виде.

### Л и т е р а т у р а

1. T.D.Lee, C.N.Yang. Phys. Rev., 104, 254 (1956).
2. C.S.Wu, E.Ambler, R.Hayward, D.Hoppes, R.Hudson. Phys. Rev., 105, 1413 (1957).
3. M.Gell-Mann, R.P.Feynman. Phys. Rev., 109, 193(1958)
4. R.E.Marshak, E.C.G.Sudarshan, Phys. Rev., 109, 1860 (1953).
5. R.I.Blin-Stoyle. Phys. Rev., 118, 1605 (1960).
6. D.H.Wilkinson. Phys. Rev., 109, 1603 (1958).
7. P.F.Donovan, D.E.Alburger, D.H.Wilkinson. Proc. Rutherford Jubilee Intern. Conf., London, 1961, p. 827.
8. F.Boehm, U.Hauser. Nucl. Phys., 14, 615 (1959).
9. L.Groodzins, F.Genovese. Phys. Rev., 121, 228 (1961).
10. R.I. Blin-Stoyle. Phys. Rev., 120, 181 (1960).
11. И.С.Шапиро. Частное сообщение.
12. R.Naas, L.B.Leipuner, R.K.Adair. Phys. Rev., 116, 1221 (1959).
13. Ю.Г.Абов, П.А.Крупчицкий, Ю.А.Оратовский. Phys. Lett., 12, 25 (1964).
14. Ю.Г.Абов, П.А.Крупчицкий, Ю.А.Оратовский. Ядерная физика, I, 479 (1965).
15. M.Forte, O.Saavedra. Intern. Conf. Nucl. Struct. Study with Neutr., Antwerpen, 1965.
16. K.Abrahams. Частное сообщение.
17. K.Abrahams, W.Ratynski, F.Stecher-Rasmussen, e.Warming. Intern. Conf. Nucl. Struct. Study with Neutr., Antwerpen, 1965.

18. E.Warming, F.Stecher-Rasmussen, W.Katynski, I.Korecky, Preprint Risö, 1967.
19. Ю.Г.Абов, П.А.Крупчицкий, М.И.Булгаков, О.Н.Ермаков, И.Л.Карпихин. Доклад на Симпозиуме по физике ядра, Тбилиси, 1967.
20. F.Boehm, E.Kankeleit. Phys. Rev. Lett., 14, 312 (1965).
21. F.C.Mehel. Phys. Rev., 133, B329 (1964).
22. S.Wahlborn. Phys. Rev., 138, B530 (1965).
23. P.Bock, H.Schopper, Phys. Lett., 16, 284 (1965).
24. P.Derommier. Частное сообщение
25. В.М.Лобашов, В.А.Назаренко, Л.Ф.Саенко, Л.М.Смотричный, Г.И.Харкевич. Письма ЖЭТФ, 5, 73 (1967).
26. В.М.Лобашов. Ядерная физика, 2, 957 (1965).
27. В.М.Лобашов, В.А.Назаренко, Л.Ф.Саенко, Л.М.Смотричный, Г.И.Харкевич. Препринт ФТИ № 2 (1967).
28. В.М.Лобашов, В.А.Назаренко, Л.Ф.Саенко, Л.М.Смотричный. Письма ЖЭТФ, 3, 76 (1966).
29. В.М.Лобашов, В.А.Назаренко, Л.Ф.Саенко, Л.М.Смотричный, Г.И.Харкевич. Письма ЖЭТФ, 3, 268 (1966).
30. R.F.Dashen, S.C.Frautschi, M.Gell-Mann, Y.Nara. Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
31. Г.С.Данилов. Phys. Lett., 18, 40 (1965).

Р и с у н к и

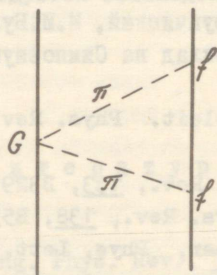


Рис. 1. Диаграмма, вносящая вклад в межнуклонный потенциал, не сохраняющий пространственную четность

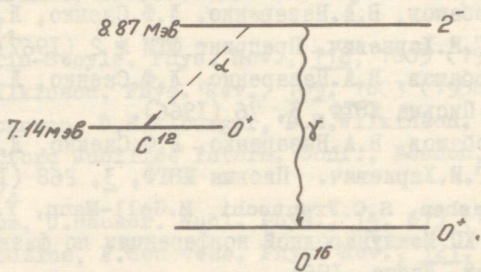


Рис. 2. Схема уровней в ядре  $O^{16}$

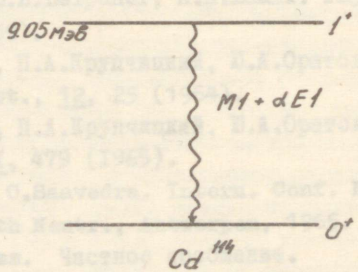


Рис. 3. Схема уровней в ядре  $Cd^{114}$

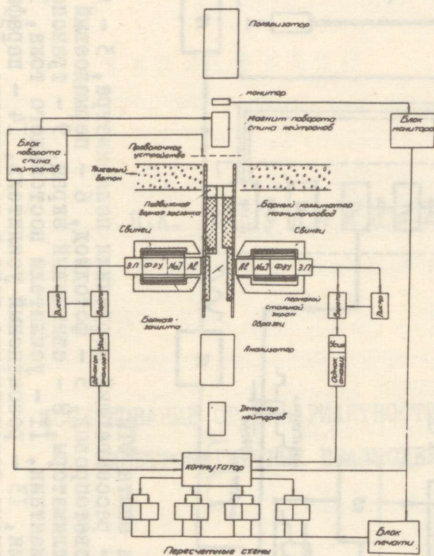


Рис. 4. Схема опыта ИТЭФ

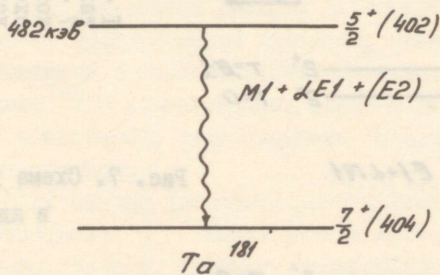


Рис. 5. Схема уровней в ядре  $Ta^{181}$

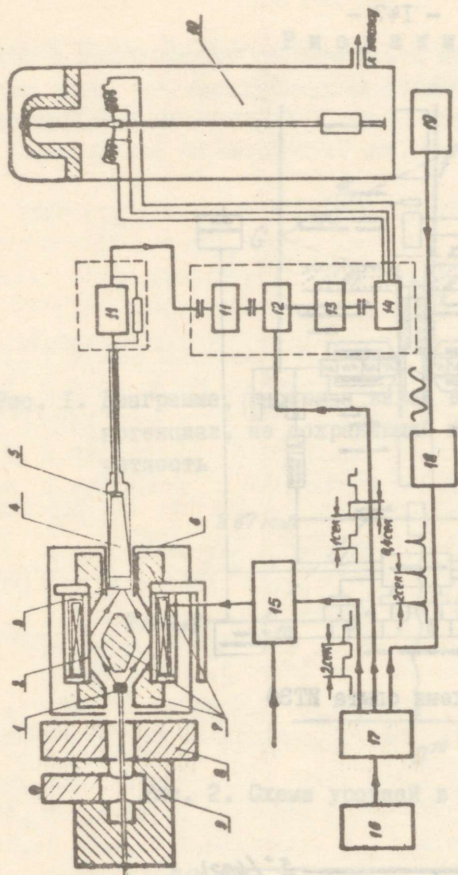


Рис. 6. Схема опыта ФТИ.  
 1 - источник, 2 - рассеивающий сердечник полимера, 3 - кристалл  $C_5J(TC)_4$ , 4 - светопровод, 5 - фотодиод, 6 - пермаллоевый экран, 7 - свинцовые коллиматоры, 8 - свинцовый экран, 9 - транспортный контейнер, 10 - маятник, 11 - усилители постоянного тока, 12 - схема вычеркивания, 13 - резонансный усилитель, 14 - парафазный усилитель, 15 - схема переключения тока в поляриметре, 16 - кварцевый генератор, 17 - таймер, 18 - фазометр, 19 - фотоэлектрическая система измерения амплитуды и фазы.

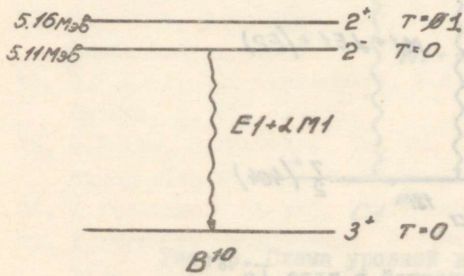


Рис. 7. Схема уровней в ядре  $B^{10}$ .

ОТ АВТОРА

П.А. Крупчицкий

ИССЛЕДОВАНИЕ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ ЯДЕРНЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

В работе рассмотрены вопросы инвариантности ядерных и электромагнитных взаимодействий относительно операции обращения времени (СР). Впервые в литературе показано, что в ядерных взаимодействиях инвариантность относительно СР сохраняется, тогда как в электромагнитных взаимодействиях она нарушается. Это объясняется тем, что в ядерных взаимодействиях участвуют фермионы, а в электромагнитных — бозоны. Выводы подтверждаются расчетами для конкретных процессов.

Воронежский государственный университет. Воронеж. 1968 г.

Воронежский государственный университет. Воронеж. 1968 г.

Воронежский государственный университет. Воронеж. 1968 г.

О Г Л А В Л Е Н И Е

I Введение.....	151
II Электромагнитные переходы в ядрах.....	152
III Угловые корреляции, чувствительные к $\cos \Delta\eta$ ..	153
IV Угловые корреляции, чувствительные к $\sin \Delta\eta$ ..	153
а) Тройная $\beta\gamma\gamma$ -угловая корреляция .....	154
б) $\gamma\gamma$ -корреляция после захвата поляризованных нейтронов .....	155
У Поиски электрического дипольного момента нейтрона .....	158
VI Исследование прямых и обратных ядерных реакций .....	160
Л и т е р а т у р а .....	162
Р и с у н к и .....	164

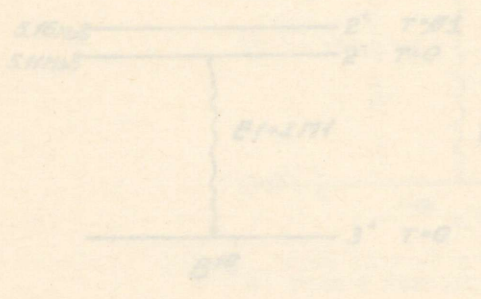


Рис. 7. Схема установки в ядре  $^{235}\text{U}$ .

## 1. Введение

Наблюдение Крониним и сотр. [1] распада  $K_2^0$ -мезона на  $2\pi$ -мезона и возможная интерпретация его, как несохранение  $CP$ -инвариантности, а, следовательно, в силу  $CPT$ -теоремы, и  $T$ -инвариантности в этом распаде заставляет пересмотреть существующие взгляды на  $T$ -инвариантность в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях. Одно из возможных объяснений наблюдавшегося явления дает гипотеза Окуня [2], согласно которой ответственным за несохранение  $CP$  является промежуточное сильное взаимодействие, через которое происходит распад  $K_2^0$ -мезона. Аналогичное объяснение дает гипотеза Прентки и Вельтмана [3] и Ли и Вольфенштейна [4], также вводящая новое взаимодействие. Другой гипотезой является гипотеза Бернштейна и сотр. [5], переносящая несохранение  $CP$ -четности в электромагнитные взаимодействия. Все эти гипотезы предсказывают несохранение  $CP$ , а следовательно, и временной четности в ядерных и электромагнитных силах. Несохраниение  $CP$  в электромагнитных взаимодействиях допускает возможность существования эффектов, сравнимых по величине с эффектами в обычных электромагнитных распадах. Несохраниение  $CP$  в промежуточном сильном взаимодействии допускает возможность существования эффектов, сравнимых по величине с эффектами в обычных электромагнитных распадах. Несохраниение  $CP$  в промежуточном сильном взаимодействии допускает возможность существования эффектов на уровне  $0,1 - 1\%$  от обычных.

Верхний предел для временно-нечетной части межнуклонного потенциала  $F$  составляет в настоящее время  $0,4\%$  [6]. Таким образом, точности эксперимента не хватает на порядок величины, чтобы исключить или подтвердить предложенные гипотезы.

Обзор теоретического состояния этого вопроса сделан Хенли и Якобсоном [7] и Окунем [8].

## II. Электромагнитные переходы в ядрах

В случае полной инвариантности адрон-адронного и фотон-адронного взаимодействий по отношению к обращению времени, матричные элементы, описывающие угловые корреляции каскадных гамма-квантов, являются действительными [9]. В случае же нарушения временной инвариантности разность фаз матричных элементов  $\Delta\eta$ , вообще говоря, отлична от 0 или  $\pi$ , что можно обнаружить, измеряя интерференционные члены в угловой корреляции смешанных переходов.

В этом случае параметр смешивания

$$\delta = \frac{\langle J_2 / L + 1 / J_1 \rangle}{\langle J_2 / L / J_2 \rangle} = |\delta| e^{i\Delta\eta}$$

является комплексным.

Наличие смешанного перехода в каскаде необходимо, так как только в этом случае имеется интерференционный член, содержащий разность фаз  $\Delta\eta$ . В случае каскада чистых переходов интерференционный член исчезает, так как корреляция описывается квадратами матричных элементов. Величина  $F$  пропорциональна  $\sin \Delta\eta$ .

Эксперименты наиболее чувствительны к интерференции излучений разной мультипольности, если оба излучения имеют примерно одинаковые амплитуды, т.е. когда  $|\delta| \approx 1$ .

Эксперименты по измерению угловых корреляций с целью определения  $\Delta\eta$  разбиваются на 2 класса:

- 1) Корреляции, чувствительные к  $\cos \Delta\eta$ ,
- 2) Корреляции, чувствительные к  $\sin \Delta\eta$ .

### III. Угловые корреляции, чувствительные к $\cos \Delta\eta$

Этот случай возникает, когда начальное состояние ядра не поляризовано. В этом в угловую корреляцию входит член, пропорциональный  $\cos \Delta\eta$ . Смешанные переходы с  $|\delta| \approx 1$  происходят, как правило, между состояниями со спинами, равными 2, и в ядрах с оболочками, близкими к заполнению.

Эксперименты, измеряющие  $\cos \Delta\eta$ , мало чувствительны к  $\Delta\eta$ , так как они измеряют члены второго порядка по  $\Delta\eta$ :

$$\cos \Delta\eta \approx 1 - \frac{\Delta\eta^2}{2}.$$

Наилучшие измерения угловых корреляций подобного типа сделаны для ядра  $Hg^{198}$  [10, 11, 12], в котором осуществляются переходы  $2(E2 + M1)2 (E2)0$ . Для этих переходов функция корреляции имеет вид:

$$W = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta),$$

где  $\theta$  - угол между импульсами двух гамма-квантов,  $\delta$  и  $\cos \Delta\eta$  определяются через коэффициенты  $A_2$  и  $A_4$ .

Для  $Hg^{198}$  имеем  $\delta = -0,700 \pm 0,064$  [12], откуда  $\cos \Delta\eta = -1,037 \pm 0,079$ , что приводит к  $F < 30\%$  [7].

### IV. Угловые корреляции, чувствительные к $\sin \Delta\eta$

Хенли и Якобсон [7] показали, что наиболее сильно зависящими от  $\Delta\eta$  являются члены, содержащие  $\sin \Delta\eta$ . При этом исходное состояние ядра должно быть поляризованным

или выстроенным. Практический интерес представляют случаи, когда поляризация исходного состояния ядра образуется либо за счет предшествующего  $\beta$ -распада, либо за счет захвата поляризованного нейтрона.

а) Тройная  $\beta\gamma\gamma$ -угловая корреляция

Эта корреляция была рассчитана Саббата [13] в частном случае, когда первый  $\gamma$ -переход — смешанный, а второй — чистый.

В работе Лобова [14] эта корреляция рассчитана в общем случае, когда оба  $\gamma$ -перехода являются смешанными, а  $\beta$ -переход — разрешенным. В этой же работе показано, что учет конечных размеров ядра и взаимодействия электрона с кулоновским полем ядра в конечном состоянии не приводит к появлению тройных корреляций, если СР-четность сохраняется.

Схема переходов приведена на рисунке I, где даны применяемые обозначения.

Корреляционная формула содержит  $\sin \Delta\eta_1$  в качестве множителя перед СР-нечетным смешанным произведением  $\vec{V}_\beta [\vec{\kappa}_1, \vec{\kappa}_2]$ , где  $\vec{V}_\beta$  — вектор скорости электрона,  $\vec{\kappa}_1$  и  $\vec{\kappa}_2$  — единичные векторы в направлении импульсов первого и второго  $\gamma$ -квантов. Удобнее всего изучать  $\beta\gamma\gamma$ -корреляции на таких ядрах, у которых первый переход является смешанным, а второй — чистым. При этом не возникает дополнительной неопределенности при интерпретации данных опыта из-за наличия разности фаз  $\Delta\eta_2$ . Корреляция  $\beta\gamma\gamma$  не зависит от отношения матричных элементов и констант  $C_A$  и  $C_V$   $\beta$ -распада, если  $\beta$ -распад ядра Гамов-Теллеровского типа. Предпочтительнее являются  $\beta$ -переходы с  $\Delta j = j_0 - j_1 = +1$ , чем  $\beta$ -переходы с  $\Delta j = -1$ , поскольку в первом случае коэффициент при смешанном произведении  $\vec{V}_\beta [\vec{\kappa}_1, \vec{\kappa}_2]$  имеет наибольшее значение.

Из экспериментальных соображений удобно работать с

радиоактивными ядрами, обладающими большим временем жизни и большой удельной активностью.

Первые опыты подобного типа были поставлены Фускини и сотр. 15 в Болонском университете (Италия). Изучалась корреляция в распаде  $\text{Ca}^{47}$  (переход  $\frac{7}{2}^-(\beta) \frac{5}{2}^-(M1 + E2) \frac{3}{2}^-(E2) \frac{7}{2}^-$  с  $|\delta| = 0,2$ ). Эффект максимален, когда импульс  $\beta$ -частицы перпендикулярен плоскости, в которой лежат импульсы двух  $\gamma$ -квантов, а угол между этими импульсами  $\theta$  составляет  $45^\circ$  или  $135^\circ$  (рис. 2). Обращение времени достигается изменением угла  $\theta$  на  $-\theta$ . Коэффициент асимметрии  $\varepsilon = (N_\theta - N_{-\theta}) / (N_\theta + N_{-\theta})$ , где  $N_\theta$  - счет тройных  $\beta\gamma\gamma$ -совпадений, соответствующих углу  $\theta$ , выражается через  $\sin \Delta\eta$  следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{v}{c} \frac{1}{A} \sin \Delta\eta,$$

где  $A \approx 205$  для ядра  $\text{Ca}^{47}$ , откуда  $\sin \Delta\eta \approx 502 \varepsilon$ .

Асимметрия оказалась равной  $\varepsilon = -(0,44 \pm 5,7) \cdot 10^{-4}$  и  $\sin \Delta\eta = -(2 \pm 29) \cdot 10^{-2}$ , откуда  $F < 29\%$  (время измерений около 90 дней).

Во втором опыте тех же авторов использовался изотоп  $\text{Rh}^{106}$  (переход  $1^+(\beta) 2^+(M1 + E2) 2^+(E2) 0^+$  с  $\delta = -0,206$ ). Этот переход приводит к лучшему соотношению между  $\sin \Delta\eta$  и  $\varepsilon$ :  $\sin \Delta\eta \approx 57 \varepsilon$ .

Асимметрия оказалась равной  $\varepsilon = (5 \pm 7) \cdot 10^{-4}$  и  $\sin \Delta\eta = (3 \pm 4) \cdot 10^{-2}$ , откуда  $F < 4\%$ .

Другим подходящим ядром с переходом  $2^+ - 2^+ - 0^+$  является  $\text{Mn}^{56}$ . Однако ввиду его малого времени жизни работать с ним затруднительно.

б)  $\gamma\gamma$ -корреляция после захвата поляризованных нейтронов

В работе [16] предложено исходное поляризованное состояние ядра получать путем облучения ядер поляризо -

ванными нейтронами.

Наиболее полный расчет возникающих при этом угловых корреляций типа  $\bar{S}[\vec{k}_1, \vec{k}_2]$ , где  $\bar{S}$  - спин ядра, произведен в работе Лобова [17]. Здесь, однако, встречается та трудность, что число изученных ядер со смешанным излучением после захвата нейтрона очень невелико.

Подходящим ядром, для которого эффект может быть рассчитан, является изотоп  $Ti^{48}$ . Схема уровней ядра  $Ti^{49}$  приведена на рис. 3. Исходным уровнем исследуемого каскада является уровень с энергией 1,719 Мэв. Так как переход на этот уровень происходит только из верхнего возбужденного состояния, то степень поляризации ядра в исходном состоянии легко рассчитывается и равна  $P_N = -0,33 P_n$ , где  $P_n$  - степень поляризации нейтронов. Переход 1,719 Мэв - 1,378 Мэв (0,341 Мэв) является смешанным  $M1+E2$  - переходом с параметром смешивания  $\delta = -0,1$ .

Выяснению вопроса о том, каков параметр смешивания этого перехода посвящено несколько работ. Опыты по измерению угловых корреляций гамма-квантов на неполяризованных нейтронах [18,19,20,21] дают два значения  $\delta$ :  $\delta_1 = -0,1$  и  $\delta_2 = +2,2$ . Чтобы сделать выбор из этих двух значений в Институте ядерных исследований (Чехословакия) измеряли линейную поляризацию  $\gamma$ -квантов с энергией 0,341 Мэв [22], а в ИТЭФ (СССР) - коэффициент внутренней конверсии этого перехода [23]. Оба измерения показали, что интенсивность  $M1$ -перехода преобладает над интенсивностью  $E2$ -перехода, т.е. что  $\delta = -0,1$ .

Второй переход с уровня 1,378 Мэв на основное состояние ядра является чистым  $E2$ -переходом. Оба исследуемые гамма-кванты являются интенсивными и могут быть идентифицированы однокристалльными сцинтилляционными спектрометрами гамма-лучей.

Экстремальные значения корреляционной функции  $W(\theta)$  находятся при углах  $\theta_1 = 45^\circ$  и  $\theta_2 = -45^\circ$  или  $\theta_1 = -135^\circ$  и  $\theta_2 = 135^\circ$ .

Предложенный эксперимент был выполнен Кайфшом и сотр. [24] в Институте ядерных исследований (Чехословакия). Схема эксперимента представлена на рис. 4. Поляризованный пучок нейтронов падает на мишень из титана. В плоскости, перпендикулярной направлению спинов, расположены два однокристалльных сцинтилляционных спектрометра с кристаллами  $NaJ(Tl)$  диаметром 45 мм и толщиной 50 мм. Угол между осями кристаллов составляет  $135^\circ$ . Оба кристалла включены в схему совпадений сразрешающим временем 25 нсек, открывающую входы двух 100-канальных амплитудных анализаторов, регистрирующих спектры совпадений в области энергий 0,1-1,0 Мэв. Таким образом, оба исследуемые перехода регистрируются одновременно обоими спектрометрами и переход от угла  $\theta_1$  к углу  $\theta_2$  заключается в изменении функции обоих детекторов. Скорость счета совпадений в области пика 0,341 Мэв на каждом детекторе составляла  $\approx 650$  имп./мин.

В результате 180 часов измерений была получена следующая оценка величины разности фаз  $\Delta\eta = -(1,6 \pm 7,5)\%$ , откуда можно заключить, что  $F < 7,5\%$ . Недавно стало известно [25] о повторном эксперименте этой же группы с улучшенной электроникой. Было найдено, что  $F < 2\%$ .

В работе Кайфша [25] дается перечень оптимальных комбинаций спинов для этого опыта. Максимальный эффект (коэффициент при  $\sin \Delta\eta$ ) может превышать эффект в  $Ti^{49}$  в 60 раз.

Другим подходящим для эксперимента ядром является  $ce^{36}$ , для которого путем измерения угловых корреляций [26] и циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов [27] показано, что переход с верхнего возбужденного состояния на уровень  $3^+$  (энергия перехода 7,78 Мэв) является смешанным с  $\delta_1 = 0,21$ . Последующий переход с энергией 0,79 Мэв также смешанный с  $\delta_2 = -2,1$ . Расчет показывает, что эффект на этом ядре больше эффекта на  $Ti^{49}$  приблизительно на порядок. В результате этого появляется надежда

уменьшить верхний предел для  $F$  до 0,1 %.

У. Поиски электрического дипольного  
момента нейтрона

В случае несохранения как  $CP$ -четности, так и  $P$ -четности, у элементарных частиц может существовать электрический дипольный момент [28]. Наиболее обещающим является эксперимент по поиску электрического дипольного момента нейтрона, так как известно, что он может дать в ближайшее время наилучшую точность. Верхний предел дипольного момента нейтрона, оцениваемый как заряд электрона  $e$ , умноженный на расстояние  $l < 5 \cdot 10^{-20}$  см, был найден с помощью поляризованного пучка нейтронов Рамзеем и сотр. [29].

Для этого использовалась установка, показанная на рис. 5. Пучок нейтронов поляризуется путем отражения от намагниченного зеркала из железа. Затем пучок попадает в область однородного магнитного поля, напряженностью 250 э. Анализ поляризации пучка производится путем пропускания его через намагниченное железо с помощью борного нейтронного счетчика. Между полюсами магнита расположены 2 радиочастотные катушки на расстоянии 159 см друг от друга, создающие осциллирующее магнитное поле в направлении, перпендикулярном направлению однородного магнитного поля. В однородном магнитном поле магнитные моменты нейтронов прецессируют вокруг направления магнитного поля с ларморовой частотой  $\omega_L$ . Когда частота осциллирующего магнитного поля приближается к  $\omega_L$ , то увеличивается вероятность перехода в противоположное спиновое состояние. В результате степень поляризации пучка уменьшается и, соответственно, уменьшается интенсивность пучка, прошедшего через анализатор.

Этого оборудования достаточно, чтобы измерять магнит-

ный дипольный момент нейтрона и он, действительно, был измерен на аналогичной установке.

Для того, чтобы сделать установку чувствительной к электрическому дипольному моменту нейтрона, внутрь постоянного магнита между радиочастотными катушками помещался электрический конденсатор, создавший электрическое поле напряжением 25 кв в зазоре 0,349 см, длиной 135 см. Направление поля было параллельно направлению постоянного магнитного поля и могло меняться на противоположное.

Если нейтрон обладает электрическим дипольным моментом, ориентированным вдоль направления спина, то приложение электрического поля должно вызвать изменение частоты ларморовой прецессии в постоянном магнитном поле и, следовательно, должно привести к сдвигу резонансной кривой при неизменной частоте осциллирующего магнитного поля.

Измерялось изменение скорости счета нейтронного счетчика при изменении полярности электрического поля. Частота осциллирующего магнитного поля выбиралась такой, чтобы точки ложились на круто-спадающую часть резонансной кривой. Эффекта обнаружено не было.

Недавно стало известно, что Рамзей и сотр. ставят повторно этот же эксперимент с целью повысить точность на 3 порядка [30]. Увеличение точности должно быть достигнуто следующими средствами. Будут использоваться холодные нейтроны, выходящие из изогнутой трубы с отражающей нейтроны поверхностью. Нейтроны будут поляризоваться и анализироваться зеркалами из сплава кобальт-железо. Напряженность электрического поля увеличивается до 150 кв/см, т.е. вдвое. Расстояние между катушками увеличивается до 2 м. Как утверждают авторы, установка чувствительна к величине дипольного момента нейтрона  $5 \cdot 10^{-23}$  см·е.

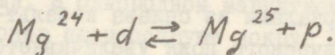
VI. Исследование прямых и обратных  
ядерных реакций

Отсутствие  $T$ -инвариантности ядерных сил должно проявить себя в комплексности определенных матричных элементов и в отсутствии симметрии  $S$ -матрицы [31]. Это приводит к неравенству сечений прямых и обратных ядерных реакций:

$$\frac{p_i^2 g_i \sigma_{if}}{p_f^2 g_f \sigma_{fi}} = 1 + \Delta,$$

где  $g_i, g_f$  - статистические весовые множители,  $p_i, p_f$  - относительные импульсы частиц в начальном и конечном состояниях. Тогда  $\Delta$  пропорционально  $F = N_{\text{неуг.}}/N$ . Если  $T$ -инвариантность не нарушается, то  $\Delta = 0$ . Угловые распределения прямой и обратной реакций в этом случае также должны совпадать. При этом обе реакции должны идти через несколько возможных каналов, с тем чтобы равенство  $\Delta = 0$  не было простым следствием унитарности  $S$ -матрицы.

Наиболее точными в настоящее время являются последние эксперименты Боданского и сотр. [6], которые исследовали угловое распределение в реакциях



В прямой реакции использовались дейтоны с энергией 10 Мэв, в обратной - протоны с энергией 15 Мэв, получавшиеся на тандемном ускорителе Вашингтонского университета (США). Регистрация дейтонов и протонов производилась полупроводниковыми детекторами. Измерялось отношение  $R$  дифференциальных сечений при двух углах  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , со-

ответствующих максимумам на кривой углового распределения. Зависимость этого отношения от энергии возбуждения  $E$  составного ядра  $Ac^{26}$  приведена на рис. 6. Были сделаны поправки на эффективность детекторов, мертвое время и наложения в детекторах, фоны посторонних реакций и примеси других изотопов в мишенях. Неопределенность в энергии составляла всего 5 кэв. Отношения  $R(E)$  в области максимума совпадают для обеих реакций в пределах экспериментальной ошибки 0,4 %.

Авторы приходят к заключению, что  $F < 0,4$  %.

В заключение отметим, что проблема CP-инвариантности ядерных и электромагнитных взаимодействий усиленно исследуется сейчас экспериментаторами. Описанные выше интересные эксперименты в области ядерной физики помогут понять явление распада  $K_2^0$ -мезона на  $2\pi$ -мезона.

## Л и т е р а т у р а

1. I.H.Christenson, I.W.Cronin, V.L.Fitch, R.Turlay. Phys.Rev.Lett. 13, 138 (1964).
2. Л.Б.Окунь. ЯФ, I, 938 (1965).
3. I.Prentki, M.Veltman, Phys. Lett. 15, 88 (1965).
4. T.D.Lee, L.Wolfenstein. Phys. Rev. 138, B1490 (1965).
5. I.Bernstein, G.Feinberg, T.D.Lee, Phys. Rev. 139, B1650 (1965).
6. D.Bodansky, W.I.Braithwaite, D.C.Shreve, D.W.Storm, W.G.Weitkamp. Phys. Rev. Lett. 17, 589 (1966).
7. E.M.Henley, B.A.Jacobsohn, Phys. Rev. 113, 225, 234 (1959).
8. Л.Б.Окунь, УФН, 89, 603 (1966).
9. S.P.Lloyd. Phys. Rev. 81, 161 (1951).
10. C.D.Schrader, Phys. Rev. 92, 928 (1953).
11. D.Schiff, F.R.Metzger. Phys. Rev. 90, 849 (1953).
12. M.Sakai, M.Nozawa, H.Ikegami, T.Yamazaki, Nucl.Phys. 53, 529 (1964),
13. V.de Sabbata, Nuovo Cimento, 21, 659, 1058 (1961).
14. Г.А.Лобов, ЯФ, 5, 445 (1967).
15. E.Fuschini, V.Gadjokov, C.Maroni, P.Veronesi. Nuovo Cimento, 33, 709, 1309 (1964).
16. П.А.Крупчицкий. Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов. ОИЯИ, Дубна, 1962, стр. 88; ЯФ, 3, 974 (1966).
17. Г.А.Лобов. Письма ЖЭТФ, I, вып. 6,7 (1965).
18. I.W.Knowles, G.Manning, G.A.Bartholomew, P.I.Campion, Phys. Rev. 114, 1065 (1961).
19. А.П.Богданов, В.Н.Тадеуш, Е.И.Фирсов. Письма ЖЭТФ, 2, 522 (1965).

20. I.Honzatko, I.Kajfosz, Czech.Journ. Phys. 1317, 259 (1967).
21. P.Carlos, I.Matuszek, A.Audias, B.P.Maier, H.Nife-  
necker, G.Perrin, R.Samaha. Preprint CEN Saclay, 1967.
22. I.Kajfosz, I.Корецкы, I.Honzatko. Nucl. Phys.  
(в печати)
23. Е.Ф.Третьяков, Г.В.Данилян, В.С.Павлов, Г.И.Гришук,  
В.Ф.Коняев. Препринт ИТЭФ, № 52, 1967.
24. I.Kajfosz, I.Корецкы, I.Honzatko. Phys. Lett. 20,  
284 (1966).
25. I.Kajfosz. Phys. Lett. 24B, 443 (1967).
26. G.Middelkoop, P.Spilling. Nucl. Phys. 77, 267(1966).
27. I.Корецкы, W.Ratynski, E.Warming. Preprint Risö, 1967.
28. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ, 32, 405 (1957).
29. I.H.Smith, E.M.Purcell, N.F.Ramsey. Phys. Rev. 108,  
120 (1957).
30. W.Dress, P.D.Miller, N.E.Ramsey, I.K.Baird. Bull.Am.  
Phys. Soc. 11, N<sup>o</sup>5, 740 (1966).
31. F.Coester. Phys. Rev. 89, 619 (1953).

Р и с у н к и

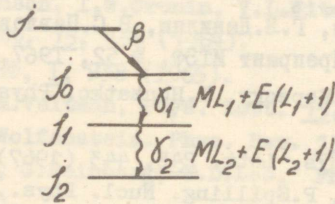


Рис. 1. Схема переходов в случае  $\beta\gamma\gamma$ -угловой корреляции

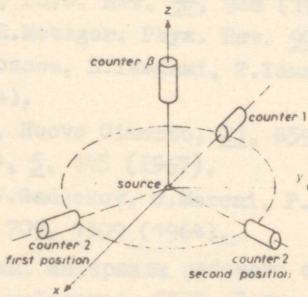


Рис. 2. Схема эксперимента по измерению  $\beta\gamma\gamma$ -угловой корреляции

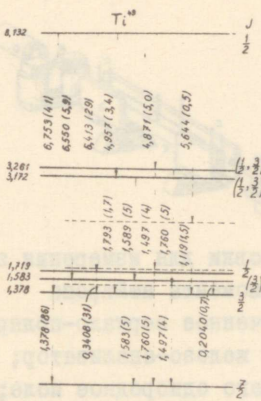


Рис. 3. Схема уровней ядра  $Ti^{49}$

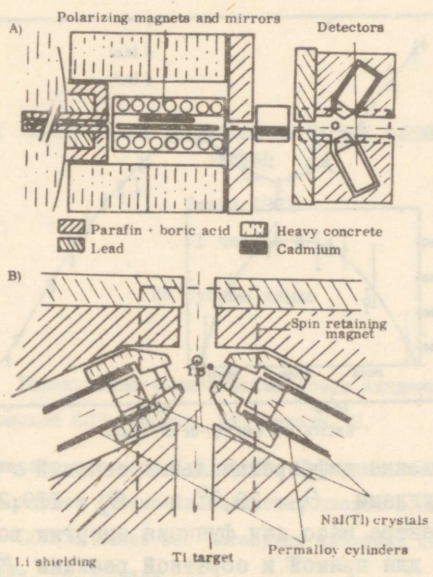


Рис. 4. Схема установки для измерения  $\gamma\gamma$ -угловой корреляции после захвата поляризованных нейтронов

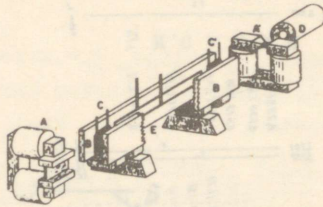


Рис. 5. Схема установки для измерения электрического дипольного момента нейтрона

A - намагниченное зеркало-поляризатор; A' - намагниченное железо-анализатор; B - полюса магнита, создающего однородное поле; C и C' - радиочастотные катушки; D -  $BF_3$  - счетчик

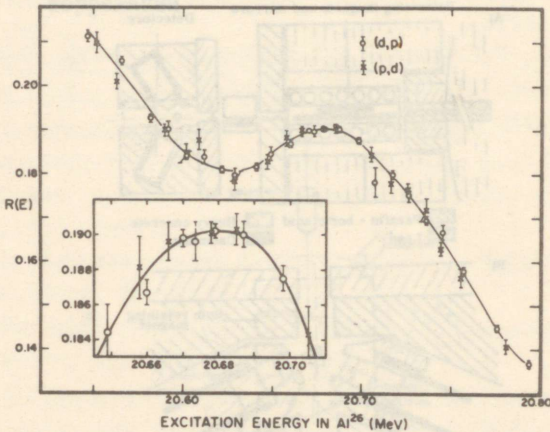


Рис. 6. Отношение дифференциальных сечений  $\sigma(E, \theta_1) / \sigma(E, \theta_2)$  под углами  $\theta_1 = 29,7^\circ$  и  $\theta_2 = 119,2^\circ$  в системе центра масс как функция энергии возбуждения  $E$  для прямой и обратной реакции  $Mg^{24} + d \rightleftharpoons Mg^{25} + p$ . Данные вблизи максимума представлены отдельно на вставке. Ошибки включают статистические и систематические.

II ЛЕТНЯЯ ШКОЛА ПО ПРОБЛЕМАМ ТЕОРИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ  
ЧАСТИЦ

Отепя 1967

I часть

На русском языке

Редакционно-издательский совет Академии наук  
Эстонской ССР. Таллин, ул. Сакала, 3.

Подписано к печати 6.VI.1969. Печатных листов 10,5 +  
приложение. Учетно-издательских листов 6,34. Тираж 500.  
МВ - 01787. Заказ 56. Ротапринт Академии наук ЭССР.  
Таллин, ул. Сакала, 3.

Цена 65 коп.





Цена 65 коп.

А-15

2386

TÜ RAAMATUKOGU



1 0300 00505443 4