

539.12.01

ТРЕХЧАСТИЧНЫЕ РАСПАДЫ К-МЕЗОНОВ *)***Б. Обэр***

Трехчастичные распады K -мезонов позволяют проверять важные гипотезы теории слабого взаимодействия: о правилах отбора, форме гамильтониана и т. д., но их изучение является более трудным, чем изучение распадов $K \rightarrow 2\pi$ **).

*) Перевод с рукописи выполнен А. Д. Долговым.

***) Подробные экспериментальные данные по распадам $K \rightarrow 3\pi$ приведены в таблицах, составленных В. В. Анисовичем (стр. 508).

В последние годы было получено значительное количество экспериментальных результатов, отраженных в прекрасных обзорах Чувило (1964) ¹, Триллинга (1965) ², Кабиббо (1966) ³ и Виллиса (1967) ⁴. В настоящем докладе я буду ссылаться на данные, приведенные этими авторами, если они не устарели, и на сентябрьское издание таблиц Розенфельда и др. ⁵.

К сожалению, по многим фундаментальным проблемам, таким, как лептонное правило $\Delta I = 1/2$ или величина формфакторов K_{l3} -распада, преждевременно делать определенные высказывания.

Я рассмотрю сначала распады $K \rightarrow 3\pi$, затем лептонные распады и не буду касаться редких распадов, таких, как $\pi\mu\nu$ или $\mu\nu\nu$.

1. РАСПАДЫ $K \rightarrow 3\pi$

1. Я коротко остановлюсь на проблеме нарушения CP в распаде $K^0 \rightarrow 3\pi$, поскольку практически не имеется опубликованных данных по этому вопросу. Наиболее низкое опубликованное значение отношения ширин составляет ⁶

$$R = \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} \leq 0,45$$

на 90%-ном уровне достоверности. Однако авторы работы ⁶ предполагали справедливость правила $\Delta I = 1/2$. Если это правило нарушается в распадах $K \rightarrow 2\pi$, то его не следует применять, и в результате верхний предел для R окажется порядка единицы.

Поиски зарядовой асимметрии в двух наиболее значительных экспериментах ^{10, 17} со статистикой около 2000 распадов $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ имеют точность в несколько процентов, в то время как теоретически ожидаемое значение асимметрии составляет порядка одной тысячной.

Таблица I

Распады $K \rightarrow 3\pi$

	Время жизни, 10^{-8} сек	Ширина	
		абсолютное значение, 10^6 сек ⁻¹	в % к полной
K^+	$1,236 \pm 0,003$	$80,9 \pm 0,2$	100
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$		$4,50 \pm 0,02$	$5,57 \pm 0,03$
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$		$1,38 \pm 0,05$	$1,71 \pm 0,07$
K^0	$5,37 \pm 0,12$	$18,6 \pm 0,4$	100
$K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$		$4,09 \pm 0,19$	$22,0 \pm 1,0$
$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$		$2,34 \pm 0,07$	$12,6 \pm 0,3$

2. *Парциальные ширины.* Новые данные по измерению ширин распадов K^+ , представленные в 1966 г. в Беркли Ауербах и др. ⁷, а также определение времени жизни K_2^0 ⁸

$$\tau_{K_2^0} = (5,15 \pm 0,14) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$$

и отношения ⁹

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} = 1,69 \pm 0,12$$

позволяют улучшить точность значений парциальных ширин (табл. I). С этими новыми значениями мы можем заново проверить изотопические правила отбора. При этом мы будем использовать стандартные поправки

к фазовому объему:

$$\Phi_{++-} = 1,000,$$

$$\Phi_{+00} = 1,248,$$

$$\Phi_{+-0} = 1,225,$$

$$\Phi_{000} = 1,495.$$

Для иллюстрации изменения результатов со временем в таблицах приведены также значения, принятые в 1965 г.

Таблица II
Проверка отсутствия переходов с $\Delta T = 5/2$

	Триллинг ²	Виллис ⁴
$\frac{\gamma(+ + -)}{4\gamma(+ + 00)}$	$1,03 \pm 0,04$	$1,01 \pm 0,05$
$\frac{\gamma(000)}{\frac{3}{2}\gamma(+ - 0)}$	$1,07 \pm 0,13$	$0,96 \pm 0,06$

Сравнение ширин распадов K^+ (а также K^0) между собой позволяет проверить отсутствие переходов с $\Delta I = 5/2$ (табл. II). Если симметричное конечное состояние с $I = 3$ присутствует, то *)

$$\frac{\gamma(\pi^+\pi^+\pi^-)}{4\gamma(\pi^+\pi^0\pi^0)} \neq 1 \quad \text{и} \quad \frac{\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)}{3/2\gamma(\pi^+\pi^-\pi^0)} \neq 1.$$

Так как отсутствие переходов с $\Delta I = 5/2$ удовлетворительно подтверждается экспериментом, мы можем проверять правило $\Delta I = 1/2$, сравнивая распады K^0 и K^+ :

$$\frac{\gamma(\pi^+\pi^-\pi^0)}{2\gamma(\pi^+\pi^0\pi^0)} = 1, \quad \frac{\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)}{\gamma(\pi^+\pi^+\pi^-) - \gamma(\pi^+\pi^0\pi^0)} = 1.$$

Эти два соотношения не являются совершенно независимыми. Данные (табл. III) указывают на возможное нарушение правила $\Delta I = 1/2$.

Таблица III
Проверка отсутствия переходов с $\Delta T = 3/2$

	Триллинг ²	Виллис ⁴
$\frac{\gamma(+ - 0)}{2\gamma(+ 00)}$	$0,89 \pm 0,07$	$0,86 \pm 0,05$
$\frac{\gamma(000)}{\gamma(+ + -) - \gamma(+ 00)}$	$0,91 \pm 0,13$	$0,81 \pm 0,04$

3. Мы можем проверить изотопические правила отбора, сравнивая энергетические спектры. Как известно, в линейном приближении

*) γ представляет собой приведенную ширину распада, равную частному от деления ширины на соответствующую поправку к фазовому объему. (Прим. перев.)

матричный элемент распада может быть записан в виде

$$|M| = 1 - \frac{a}{m_\pi^2} (S_3 - S_0) = 1 - aY,$$

где $S_i = (p_K - p_{\pi_i})^2$, $S_0 = 1/2 (S_1 + S_2 + S_3)$, $a = \text{const}$; при этом спектр представляет собой произведение фазового объема на квадрат этого матричного элемента. В линейном приближении

$$|M|^2 = 1 - \frac{2a}{m_\pi^2} (S_3 - S_0).$$

Аналогично сравнению ширин для проверки отсутствия переходов с $\Delta I = 5/2$ имеется следующее правило:

$$a(+00) = -2a(++-),$$

и для проверки отсутствия переходов с $\Delta I = 3/2$

$$a(+ - 0) = a(+00).$$

Таблица IV демонстрирует современное положение дел; в ней приведены новые данные для распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ и $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$; к сожалению, нет ничего нового для $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$. Неопределенность в отношениях умышленно увеличена, чтобы учесть возможную систематическую ошибку. Некоторые из приведенных результатов пока не опубликованы. В спектрах не обнаружено нарушения правил отбора.

Т а б л и ц а I V

Данные по спектрам π -мезонов в распадах $K \rightarrow 3\pi$

	$a(++-)$	$a(+00)$	$a(+ - 0)$
Триллинг (1965 г.)	$0,093 \pm 0,011$	$-0,25 \pm 0,02$	$-0,24 \pm 0,02$
Новые данные	$0,095 \pm 0,015$ ¹⁷ $0,102 \pm 0,015$ (Рутгерс) (в печати)		$-0,21 \pm 0,02$ ¹⁰ $-0,20 \pm 0,04$ ⁹ $-0,18 \pm 0,02$ ¹¹
Среднее значение (1968 г.)	$0,096 \pm 0,007$	$-0,25 \pm 0,02$	$-0,21 \pm 0,015$
	Предсказание правила $\Delta T = 1/2$	1965 г.	1968 г.
$\frac{a(+ - 0)}{2a(++-)}$	1	$1,29 \pm 0,25$	$1,09 \pm 0,13$
$\frac{a(+00)}{2a(++-)}$	-1	$-1,34 \pm 0,24$	$-1,30 \pm 0,19$
$\frac{a(+ - 0)}{a(+00)}$	1	$0,96 \pm 0,15$	$0,84 \pm 0,12$

Выше предполагали линейную зависимость матричного элемента от $S_3 - S_0$. Наличие квадратичных членов не учитывалось. Экспериментальные данные по квадратичным членам имеются только для распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ и дают для b , определяемого согласно формуле

$$|M|^2 = 1 - 2aY + bY^2, \text{ значения }^{11}$$

$$b = -0,068 \pm 0,058,$$

$$b = +0,05 \pm 0,07.$$

Единственное указание на нарушение правила $\Delta I = 1/2$ имеется в отношении ширины распадов $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$, но, на мой взгляд, в этой области необходимо дальнейшее экспериментальное исследование.

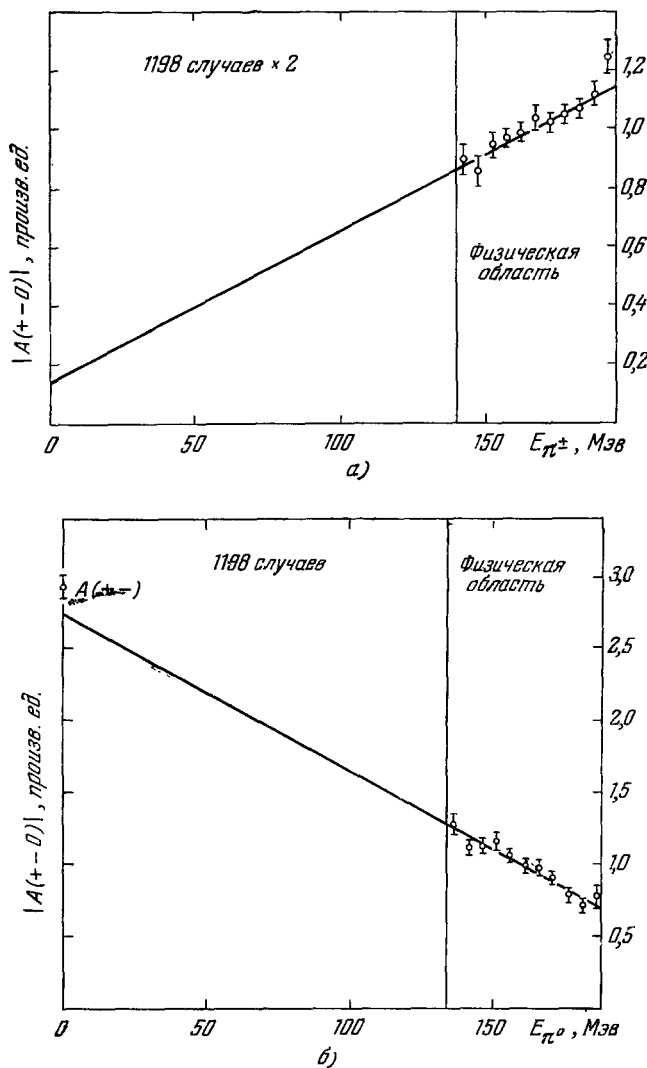


Рис. 1. Экстраполяция спектра π -мезонов в точку $E_{\pi} = 0$ для проверки предсказаний алгебры токов.

Приведены результаты Иллинойской группы (Phys. Rev. 157, 1233 (1967)) по распаду $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

4. Алгебра токов. Я собираюсь обсудить предсказания Кэллана и Треймана¹², касающиеся экстраполяции в точку $E_{\pi} = 0$ спектра $K \rightarrow 3\pi$ -распадов. Эти предсказания следуют из гипотезы частичного сохранения аксиального тока (PCAC) и алгебры токов. Хара и Намбу получили

соотношение между амплитудами распадов $K \rightarrow 3\pi$ и $K \rightarrow 2\pi$:

$$\lim_{q_{\pi^-} \rightarrow 0} A(+ + -) = 0, \quad \lim_{q_{\pi^+} \rightarrow 0} A(+ + -) = \frac{1}{2f_{\pi}} A(+ -),$$

$$\lim_{q_{\pi^0} \rightarrow 0} A(+ 0 0) = 0, \quad \lim_{q_{\pi^+} \rightarrow 0} A(+ 0 0) = \frac{1}{2f_{\pi}} A(0 0),$$

$$\lim_{q_{\pi^0} \rightarrow 0} A(0 0 0) = \frac{1}{2f_{\pi}} A(0 0),$$

$$\lim_{q_{\pi^{\pm}} \rightarrow 0} A(+ - 0) = 0, \quad \lim_{q_{\pi^0} \rightarrow 0} A(+ - 0) = \frac{1}{2f_{\pi}} A(+ -).$$

На рис. 1 и 2 представлены спектры π -мезонов в распадах K^0 , измеренные в университете штата Иллинойс и Саклэ; на рис. 3 и 4 — экстраполяция для K^{\pm} , данная Нефкенсом¹³. Линейная экстраполяция, хотя и недостаточно обоснованная, по-видимому, согласуется с предсказаниями теории.

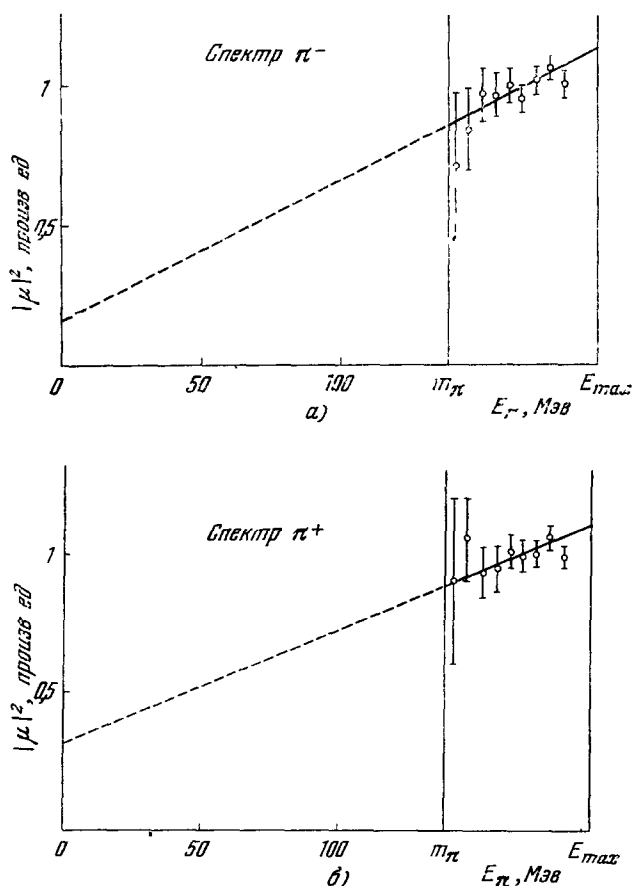


Рис. 2. То же, как и на рис. 1, для группы Саклэ.

Для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ (см. рис. 4) спектр π^0 был получен в предположении, что $a_0 = -\frac{1}{2} a_+$. В настоящее время не имеется экспериментальных данных по спектру π -мезонов в распаде $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$. Предполагая матричный элемент постоянным, Кэллан и Трейман получили также хорошее согласие и для амплитуды распада $K^0 \rightarrow 3\pi^0$.

Бушиа и Мейер ¹⁴, используя алгебру токов, которая оказалась столь эффективной для наклонов спектров, получили предсказания для связи ширин $K \rightarrow 3\pi$ и $K \rightarrow 2\pi$:

$$\frac{\gamma_2(+ - 0)}{2\gamma(+ 00)} - 1 = \frac{\gamma_2(000)}{\gamma(+ + -) - \gamma(+ 00)} - 1 = \frac{2\gamma(00)}{\gamma(+ -)} - 1.$$

Экспериментальная ситуация по распадам $K \rightarrow 2\pi$ в настоящее время не

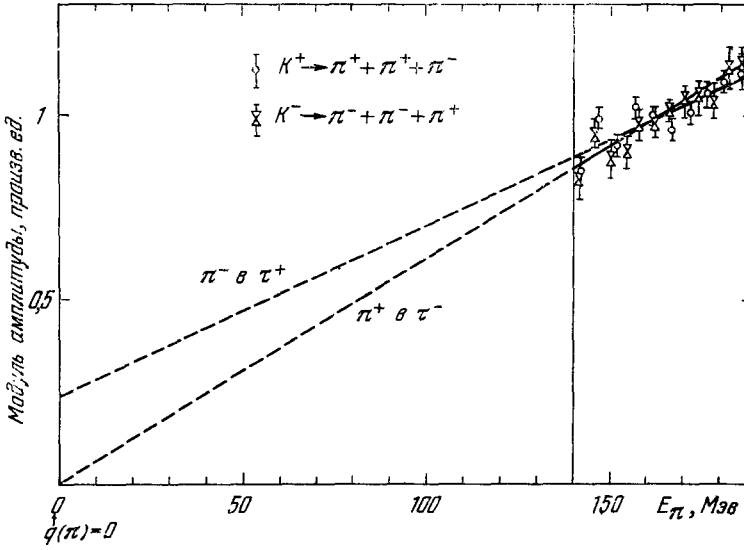


Рис. 3. То же, как и на рис. 1, для $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ (по ¹³).

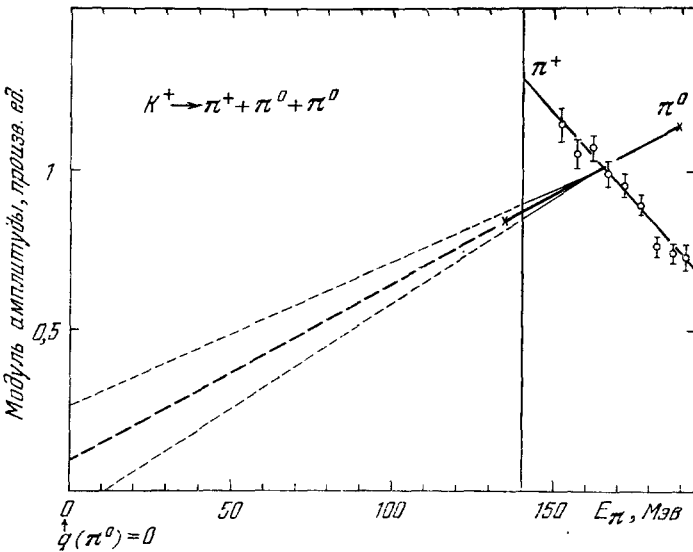


Рис. 4. То же, как и на рис. 1, для $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ (по ¹³).

вполне ясна *), чтобы сделать заключение о справедливости этих соотношений, связывающих отклонение от правила $\Delta I = 1/2$ в распадах $K \rightarrow 3\pi$ и $K \rightarrow 2\pi$.

*) Два точных эксперимента дают $\frac{\Gamma(00)}{\Gamma_{tot}} = \begin{cases} 0,335 \pm 0,014^{15}, \\ 0,288 \pm 0,021^{16}. \end{cases}$

II. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ

Я не буду говорить о зарядовой асимметрии в распадах $K^0 \rightarrow \pi l \nu$, которая наблюдалась в экспериментах, проведенных в Колумбийском университете и Беркли, так как она обсуждалась в другом докладе. Мы рассмотрим, во-первых, правила отбора и затем вопрос об определении формфакторов.

1. Первым вопросом по лептонным распадам, разумеется, является вопрос о наличии амплитуды с $\Delta Q = -\Delta S$. Здесь не имеется ничего нового. Обозначим через x отношение двух амплитуд:

$$x = \frac{g}{f} = \frac{A(\Delta S' = -\Delta Q)}{A(\Delta S' = +\Delta Q)} = |x| e^{i\varphi}.$$

Классическое определение g и f следующее:

$$\begin{aligned} A(K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu) &= f, \\ A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu) &= g. \end{aligned}$$

В предположении CPT -инвариантности зависимость от времени лептонных распадов может быть записана в виде

$$N^\pm(t) = (1+x)^2 e^{-\gamma_1 t} + (1-x)^2 e^{-\gamma_2 t} \pm 2(1-x^2) \cos \Delta m t e^{-\frac{\gamma_1 + \gamma_2 t}{2}} + 4x \sin \varphi \sin \Delta m t e^{-\frac{\gamma_1 + \gamma_2 t}{2}};$$

$x \sin \varphi$ или $\text{Im } x$ — CP -нарушающая часть.

Экспериментальная ситуация приведена на рис. 5. Знак $\text{Im } x$ определяется по знаку Δm . Все авторы согласуются между собой, выбирая неправильный знак $\Delta m = m(K_S) - m(K_L) > 0$. Однако из всех измерений знака разности масс следует $\Delta m < 0$. Мы должны поэтому изменить знак $\text{Im } x$, сделав отражение относительно действительной оси всех экспериментальных точек. Поскольку большинство экспериментов относится только к K_{e3} -распаду, а остальные — главным образом к $K_{\mu 3}$ -распаду, низкая величина измеренной амплитуды с $\Delta Q = -\Delta S$ не доказывает малости этой амплитуды в $K_{\mu 3}$ -распаде, как было отмечено Саксом¹⁸.

Я напомню, что верхний предел отношения амплитуды с $\Delta Q = -\Delta S$ к амплитуде с $\Delta Q = \Delta S$ на 90%-ном уровне достоверности *) составляет 0,5 в распаде K^0 -мезона, в то время как он равен 0,13 в распаде Σ и 0,16 для K_{e4} -распада. В настоящее время проводится ряд экспериментов, кото-

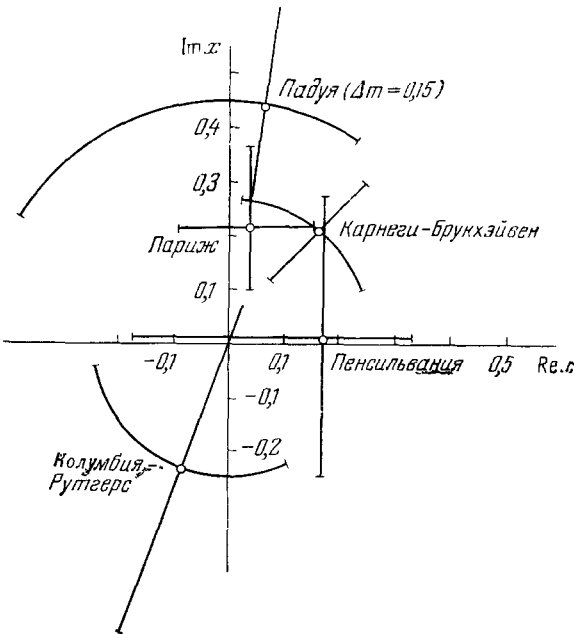


Рис. 5. Экспериментальные данные по $x = \frac{\Delta S = -\Delta Q}{\Delta S = \Delta Q}$.

*) По докладу У. Виллиса на конференции в Гейдельберге.

рые должны дать статистику в несколько тысяч случаев K_{e3}^0 -распада на расстояниях от мишени в одно время жизни K_S^0 -мезона.

2. *Лептонное правило* $\Delta I = 1/2$. Как и для распадов $K \rightarrow 3\pi$, мы можем проверять правило $\Delta I = 1/2$, сравнивая ширины лептонных распадов K^0 -и K^+ -мезонов.

Наибольшие трудности возникают из-за разброса экспериментальных результатов. В таблицах⁵ можно найти всевозможные значения измеренных абсолютных и относительных ширин. Так, например, для отношения ширин $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu) / \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ значения меняются от $0,50 \pm 0,03$ до $0,90 \pm 0,16$. Таким образом, проверка правила $\Delta I = 1/2$ сильно зависит от того, какие результаты вы используете. В табл. V собраны данные, приведенные в Гейдельберге. Видно, что согласие с правилом $\Delta I = 1/2$ не является слишком плохим.

Таблица V
Лептонное правило $\Delta T = 1/2$

	Триллинг ²	Виллис ⁴
$\Gamma(K^0 \rightarrow \pi \nu) / \Gamma(K^+ \rightarrow \pi \nu)$	$1,06 \pm 0,06$	$0,91 \pm 0,04$
$\frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi \mu \nu)}{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi l \nu)} / \frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi \mu \nu)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi l \nu)}$	$1,07 \pm 0,14$	$1,14 \pm 0,09$

Отметим тривиальный факт, что если существуют переходы с $\Delta S = -\Delta Q$, то правило $\Delta I = 1/2$ не может быть справедливо.

3. *Структура амплитуды распада*. В предположении чисто векторного взаимодействия наиболее общая форма амплитуды $K \rightarrow \pi l \nu$ -распада следующая:

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} [f_+(p_K + p_\pi) + f_-(p_K - p_\pi)] J^l,$$

где p_K и p_π — 4-импульсы K - и π -мезонов, G — универсальная константа слабого взаимодействия, f_+ и f_- — формфакторы, являющиеся функциями переданного импульса, и J^l — лептонный ток.

Член, содержащий f_- , пропорционален массе лептона, так что можно определить f_+ , исследуя K_{e3} -распад. Используя найденное значение f_+ , из данных по $K_{\mu 3}$ -распаду можно найти отношение $\epsilon = f_-/f_+$.

4. K_{e3} -распад. В табл. VI приведены данные по измерению f_+ . Для f_+ предполагалась линейная зависимость от q^2 с параметром λ_+ :

$$f_+(q^2) = f_+(0) (1 + \lambda_+ q^2 / m_\pi^2).$$

Наиболее точный эксперимент по распаду K_{e3}^0 был выполнен Базилем и др.¹⁷ Этот эксперимент со статистикой 7000 электронных распадов дает

$$\lambda_+ = 0,022 \pm 0,012.$$

Авторы при оценке ошибки учли все возможные систематические эффекты.

Значения λ_+ для распадов K^0 и K^+ хорошо согласуются друг с другом, что подтверждает правило $\Delta I = 1/2$, рассмотренное выше. Среднее значение λ_+ для K^0 и K^+ составляет

$$\lambda_+ = 0,02 \pm 0,006.$$

5. $K_{\mu 3}$ -распад. Этот распад интенсивно изучался в связи с проверкой T -инвариантности, так как T -инвариантность запрещает нормальную

Т а б л и ц а VI

Формфактор K_{e3} -распада (по таблицам 5 и 17)

	Литература	Техника	Число случаев	λ_+
K^0	Люэрс	ВПК	153	$0,07 \pm 0,06$
	Фишер	ИК		$0,15 \pm 0,08$
	Файрстоун	ВПК	762	$-0,01 \pm 0,02$
	Лоуис	ФПК	240	$+0,08 \pm 0,10$
	Кадык	ВПК	531	$+0,01 \pm 0,15$
	Базиль 17	ИК	7000	$0,022 \pm 0,012$
K^+	Браун	КПК	217	$0,038 \pm 0,045$
	Борреани	ВПК	230	$-0,04 \pm 0,05$
	Йенсен	КПК	407	$-0,01 \pm 0,029$
	Беллотти	ФПК	953	$0,045 \pm 0,018$
	Имлэй	ИК	1393	$+0,016 \pm 0,016$
	Калмус	ФПК	515	$+0,028 \pm 0,013$
Средние значения:				$\left\{ \begin{array}{l} (\lambda_+)_{K^0} = 0,013 \pm 0,009 \\ (\lambda_+)_{K^+} = 0,023 \pm 0,008 \end{array} \right\} \lambda_+ = 0,02 \pm 0,005$
Обозначение техники: ВПК — водородная пузырьковая камера, ИК — искровая камера, ФПК — фреоновая пузырьковая камера, КПК — ксеноновая пузырьковая камера.				

к плоскости распада компоненту поляризации мюона (рис. 6). Некоторые модели нарушения CP^{11} предсказывают для нормальной компоненты поляризации величину порядка 20%; электромагнитное взаимодействие в конечном состоянии может привести к эффекту порядка 1%. Имеющиеся экспериментальные данные приведены в табл. VII.

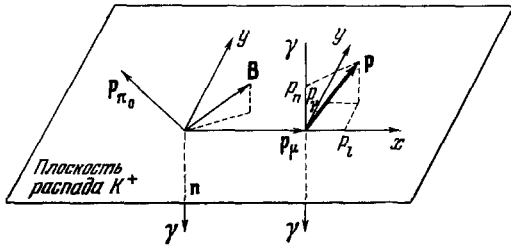


Рис. 6. Поляризация в распаде $K_{\mu 3}^0$ (γ — ось z).

$$\mu = \frac{P_{\mu}}{|P_{\mu}|}, \quad n = \frac{[P_{\pi}P_{\mu}]}{|[P_{\pi}P_{\mu}]|}, \quad t = [\mu n]$$

Наиболее точный эксперимент имеется по распадам K^0 -мезона 19. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 7. Авторы отбирали случаи, когда плоскость распада горизонтальна и измеряли компоненту поляризации, параллельную магнитному полю. Их результат

$$P_n = 0,02 \pm 0,012.$$

Отсюда следует $\text{Im } \xi = 0,014 \pm 0,066$. Таким образом, мы можем считать ξ действительным. Для определения ξ существует несколько возможностей:

а) Изучение отношения ширин. Как известно из K_{e3}^0 -распада, λ_+ мало и можно учитывать только первые члены разложения, приведенного в докладе Кабиббо 3:

$$K_{\mu 3} / K_{e 3} = 0,648 + 0,126 \text{Re } \xi + 0,019 \xi^2 + 1,41 \lambda_+ + 0,47 \lambda_- \text{Re } \xi.$$

Таблица VII

Поляризация μ^+ (компонента, нормальная к плоскости $[P_{\pi}P_{\mu}]$)

	Литература	Техника *)	P_N	$\text{Im}\xi$
K^+	Кэлахан и др. (цитируется по докладу ³⁾)	ФПК		$0,8^{+0,6}_{-0,9}$
	Группа X ₂ (цитируется по докладу ³⁾)	ФПК	$-0,08 \pm 0,10$	$0,1^{+0,1}_{-0,3}$
K^0	19б	Счетчики	$0,02 \pm 0,07$	$0,11 \pm 0,35$
	19в	ИК	$-0,05 \pm 0,18$	$0,1 \pm 0,5$
	19а	Счетчики	$0,002 \pm 0,012$	$0,014 \pm 0,066$

*) Обозначения техники см. в табл. VI.

На рис. 8 изображено отношение $K_{\mu^3}^+ / K_{e^3}^+$ как функция $\text{Re } \xi$. Видно, что заданному отношению ширины отвечают два значения ξ . Обычно используют данные по спектрам или графику Далица, чтобы сделать выбор между двумя решениями.

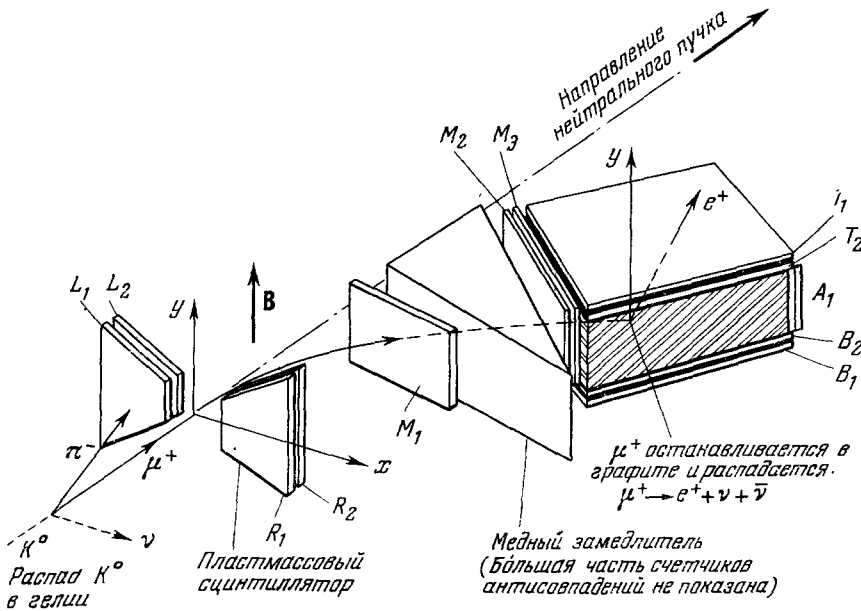


Рис. 7. Экспериментальная установка для K^0 -эксперимента, выполненного в Беркли Мичиганской группой.

б) Изучение графика Далица K_{μ^3} -распада. Плотность точек на графике Далица записывается в виде

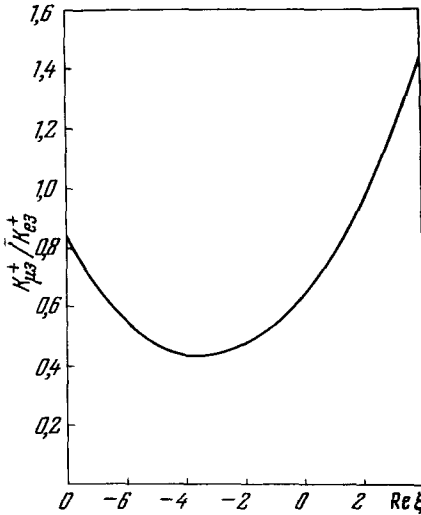
$$\rho(\xi, E_{\mu}, E_{\pi}) = \frac{f_+^2}{2\pi^3 M_K^2} [A(E_{\pi}, E_{\mu}) + B(E_{\pi}, E_{\mu}) \text{Re } \xi + C(E_{\pi}) |\xi|^2].$$

Т а б л и ц а VIII

Данные по отношению $\xi = f_-(0)/f_+(0)$ (по таблицам 5)

	Определение по спектру и угловым корреляциям		Определение по отношению ширин	
K^+	Браун	$1,8 \pm 1,6$	Шэкли	$-0,17 \pm 0,75$
	Джакомелли	$0,7 \pm 0,5$	Биси	$+0,6 \pm 0,5$
	Йенсен	$-0,1 \pm 0,7$	Кэлахан	$+0,4 \pm 0,4$
	Кэлахан	$0,72 \pm 0,37$	Авербах	$+0,75 \pm 0,5$
		$0,0 \pm 1,0$	Гарланд	$+1,3 \pm 0,5$
Среднее значение $\xi^+ = +0,6 \pm 0,16$				
K^0	Карпентер	$1,2 \pm 0,8$	Адэр	$1,1 \pm 0,9$
	Кулюкина	$-0,2 \pm 1,0$	Люэрс	$0,66 \pm 0,9$
			Де Буар	$0,9 \pm 0,9$
Среднее значение $\xi^0 = +0,86 \pm 0,46$				

На рис. 9 изображен график Далица, на котором приведены линии равных плотностей для различных значений ξ . Если наложить на эту диаграмму функцию эффективности детектора $f(E_\pi, E_\mu)$, то трудности такого способа становятся очевидными.

Рис. 8. Зависимость $K_{\mu 3}^+ / K_{e 3}^+$ от $\text{Re } \xi$.

В двух наиболее значительных экспериментах, выполненных в университете штата Иллинойс и Саклэ²⁰, изучался график Далица, и их результаты приведены в виде χ^2 -кривых на рис. 10 и 11. Первый из этих рисунков дает два возможных решения $\xi = -4$ и $\xi = +1,2$ с несколько большей вероятностью для 1,2, а второй — примерно те же значения, но с обратными вероятностями.

Вместо изучения графика Далица некоторые группы измеряли энергетический спектр мюонов или угловые корреляции. Их результаты, как и результаты групп, измерявших отношение ширин, собраны в табл. VIII.

Данные, приведенные в табл. VIII, взяты из таблиц⁵, изданных до Гейдельбергской конференции. Средние значения составляют:

$$K^+ : \quad \xi = 0,60 \pm 0,16,$$

$$K^0 : \quad \xi = 0,86 \pm 0,46.$$

Не следует забывать о проблемах, существующих в измерении отношения ширин, как было отмечено выше. На Гейдельбергской конференции были доложены результаты двух новых измерений:

$$K^+ : \quad K_{\mu 3} / K_{e 3} = 0,65 \pm 0,05^{21},$$

$$K^0 : \quad K_{\mu 3} / K_{e 3} = 0,71 \pm 0,07.$$

Эксперимент по K^+ -распаду, выполненный группой X_2 , позволяет существенно улучшить положение дел в определении $K_{\mu 3}/K_{e 3}$ и выбрать определенное значение ξ .

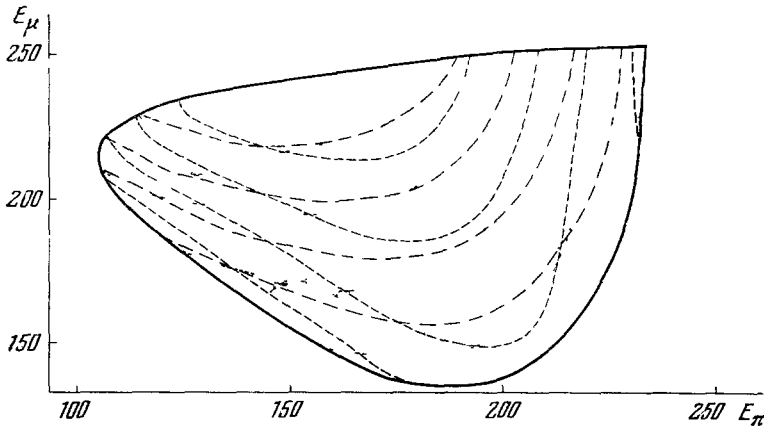


Рис. 9. График Далица для $K_{\mu 3}^0$ -распада. Пунктирные линии представляют линии равной плотности для $\xi = 0, -2,$ и -4 $\lambda = 0,02$ — $\xi = -4,0$, - - $\xi = -2, 0, \dots \xi = 0, 0$

Среднее значение ξ с учетом новых результатов по спектрам и отношению ширин составляет

$$\xi = 0,6 \pm 0,3. \tag{1}$$

6. *Полная поляризация.* Поляризация мюона была вычислена Кабиббо и Максимовичем²²:

$$P = \frac{A}{|A|}, \quad A = A(\xi, E_{\pi}, E_{\mu}) p_{\pi} + B(\xi, E_{\pi}, E_{\mu}) p_{\mu} + m_K \text{Im } \xi [p_{\pi} p_{\mu}].$$

Последний член описывает поляризацию, перпендикулярную к плоскости распада, которую мы уже обсуждали. На рис. 12 изображена зависимость ξ от компонент поляризации в плоскости распада. Измерение

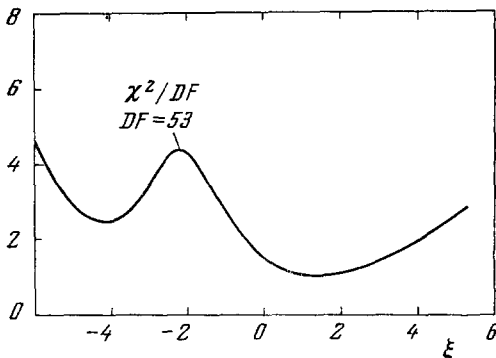


Рис 10 Результаты Иллинойской группы по анализу графика Далица. Подгонка с постоянными формофакторами по анализу графика Далица

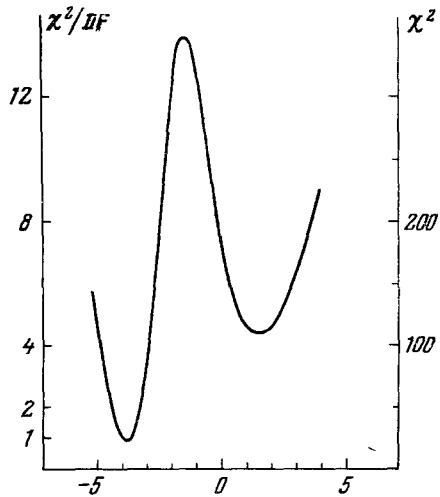


Рис 11 Результат группы (Сакла $\chi = \delta(\xi)$ для постоянного и действительного ξ

поперечной компонентой более чувствительно к величине ξ , чем измерение продольной, и имеет то преимущество, что результаты слабо зависят от q^2 .

В табл. IX приведены имеющиеся экспериментальные данные. Наилучший эксперимент ²³ по измерению поляризации μ в распаде K^+ выполнен европейской группой X_2 . Было изучено $5 \cdot 10^6$ остановившихся K^+ -мезонов и обнаружено 10 000 случаев $K_{\mu 3}$ -распада. Результаты этой группы приведены на рис. 13. Среднее для K^0 и K^+ значение ξ составляет

$$\xi = -1,0 \pm 0,2. \quad (II)$$

Чтобы объяснить разницу между (I) и (II), можно предположить, что f_- изменяется как функция q^2 . На рис. 14 показана для различных значений ξ величина отношения ширин как функция λ_- . Видно, что требуется $\lambda_- \sim 0,4$, чтобы добиться совместности

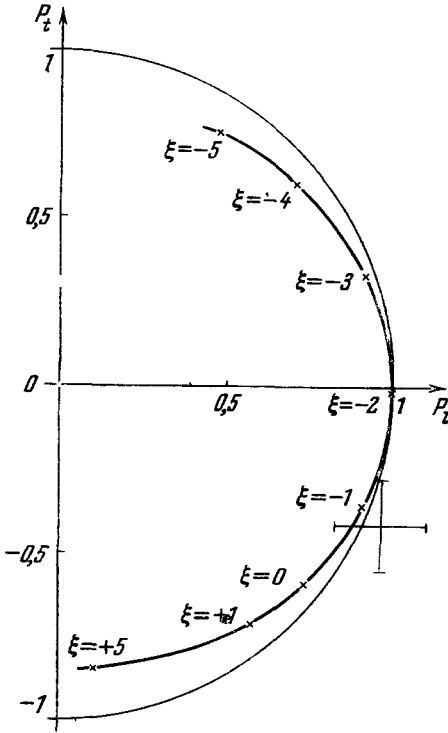


Рис. 12. Зависимость поляризации от ξ . Ожидаемая средняя поляризация как функция ξ .

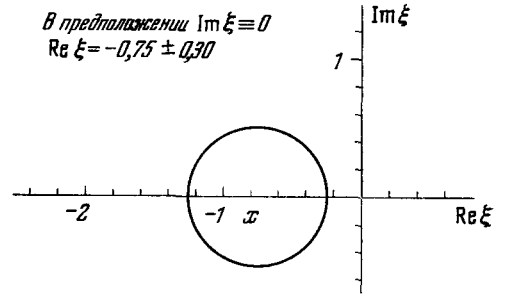


Рис. 13. Результаты группы X_2 по измерению поляризации.

между отношением ширин, равным $0,74^*$, и значением (II). Это значение отношения ширин, по-видимому, исключается результатами группы X_2 . Если мы улучшим точность определения ширин, мы можем существенно улучшить наше знание величины ξ . И если различие в двух результатах будет подтверждено,

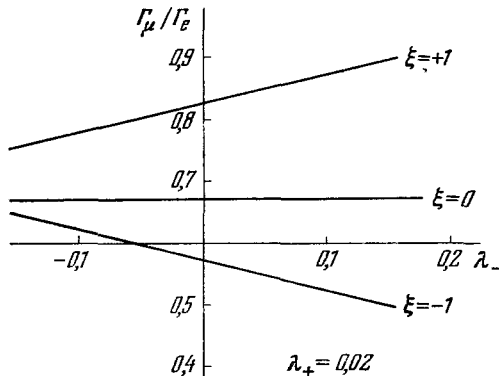


Рис. 14. Зависимость $K_{\mu 3}^0 / K_{e 3}^0$ от λ_- , определяемого согласно $f_-(q^2) = f_-(0) \left(1 + \lambda_- \frac{q^2}{m_\pi^2}\right)$, для различных значений ξ .

Таблица IX
Данные по отношению $\xi = f_-(0) / f_+(0)$ (определение по поляризации мюона)

	Литература	P_T	$Re \xi$
K^0	24	$-0,29 \pm 0,29$	$-1,1 \pm 0,5$
	25	$-0,28 \pm 0,12$	$-1,2 \pm 0,5$
K^+	23	$-0,40 \pm 0,12$	$-0,75 \pm 0,3$

пусть теоретики попытаются объяснить его.

Лаборатория линейных ускорителей, Орсе, Франция

* Среднее значение $\Gamma(K_{\mu 3}) / \Gamma(K_{e 3})^{+,0}$, данное Виллисом ⁴.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

Я приношу извинения за то, что не привел ссылки на экспериментальные работы, данные которых были использованы в докладах Триллинга² и Кабиббо³.

1. И. В. Чувило, Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964, стр. 151.
2. G. H. Trilling, Proc. of the Intern. Conference on Weak Interactions, Argonne, 1965, стр. 115.
3. N. Cabibbo, Proc. of XIIth Intern. Conference on High-energy Physics, Berkeley, 1966, стр. 29.
4. W. J. Willis, Report on Heidelberg Conference on High-energy Physics, Geneva, 1967.
5. A. H. Rosenfeld, N. Barash-Schmidt, A. Barbaro-Galteri et al., UCRL-8030, September 1967.
6. L. Behr, V. Brisson, P. Petiau et al., Phys. Lett. **22**, 540 (1966).
7. L. B. Auerbach, J. G. MacDobbs, A. K. Mann, Phys. Rev. **155**, 1505 (1967).
8. T. J. Devlin, J. Solomon, P. Shepard et al., Phys. Rev. Lett. **18**, 54 (1967).
9. CERN-Orsay-Paris Collaboration, Heidelberg Conference, 1967.
10. B. M. Nefkens, A. Abashian, R. J. Abrams, Phys. Rev. **157**, 1233 (1967).
11. N. Cabibbo³ привел результат Rutgers'a и L. Moscoso (частное сообщение) — результат, полученный в Сакло.
12. C. G. Callan, S. B. Treiman, Phys. Rev. Lett. **16**, 153 (1966); Y. Nara, Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **16**, 875 (1966).
13. B. M. Nefkens, Phys. Lett. **22**, 94 (1966).
14. S. Vouchiat, P. Meyer, Phys. Lett. **B25**, 282 (1967). Профессор Л. Б. Окунь указал на аналогичную работу А. Д. Долгова и В. И. Захарова (Ядерная физика **7** (2), 352 (1968)).
15. J. L. Brown, J. A. Kaduk, G. H. Trilling et al., Phys. Rev. **130**, 769 (1963).
16. M. Chretien, V. K. Fischer, H. G. Crouch et al., Phys. Rev. **131**, 2208 (1963).
17. P. Basile et al. (в печати). Я благодарен R. Turlay и В. Thevennet за сообщение результатов до опубликования.
18. R. Sachs, Phys. Rev. **B138**, 943 (1965).
19. а) К. К. Young, M. J. Longo, J. A. Helland, Phys. Rev. Lett. **18**, 806 (1967). б) D. Bartlett, C. E. Friedberg, K. Koulianos, D. Hitchinson, Phys. Rev. Lett. **16**, 282 (1966). в) R. J. Abrams, A. Abashian, R. E. Mischke, Phys. Rev. Lett. **17**, 606 (1966).
20. D. W. Carpenter, A. Abashian, R. J. Abrams et al., Phys. Rev. **142**, 871 (1966), см. также ¹⁰.
21. X₂ Collaboration *, CERN-Orsay-Paris Collaboration, Heidelberg Conference, 1967.
22. N. Cabibbo, A. Maksymovicz, Phys. Lett. **9**, 352; **11**, 360 (1964).
23. X₂ Collaboration *) (в печати).
24. R. J. Abrams, A. Abashian, D. W. Carpenter et al., XIIIth Intern. Conference on High-energy Physics, Berkeley, 1966.
25. L. B. Auerbach, A. K. Mann, W. K. McFarlane, Phys. Rev. Lett. **17**, 980 (1966).

ДИСКУССИЯ

К. Руббин:

Замечание по поводу проверки $\Delta Q = \Delta S$: улучшение точности проверки справедливости правила $\Delta Q = \Delta S$ необходимо по двум «практическим» причинам.

1) Для интерпретации экспериментов по асимметрии лептонов в распадах K^0 -мезонов. В этом эксперименте требуется знание величины $\frac{|1-x|^2}{1-|x|^2}$. Для малых x эта величина определяется $\text{Re } x$:

$$\frac{|1-x|^2}{1-|x|^2} \approx 1 - 2 \text{Re } x + (\text{члены } \sim x^2).$$

*) X₂ Collaboration: Aachen-Bari-Bergen-CERN-École Polytechnique-Nymgue-Padoue-Orsay-Turin.

2) Для связи в условии унитарности возможных CP -неинвариантных амплитуд. Наибольший член представляет собой CP -нечетный лептонный распад с $\Delta Q = -\Delta S$. Для малых x его вклад определяется $\text{Im } x$.

В настоящее время относительно величины x известно следующее:

$$|\text{Im } x| \leq 0,4 \quad |\text{Re } x| \leq 0,2,$$

например из доклада Виллиса на Гейдельбергской конференции.

Можно предложить регенерационный опыт по измерению $\text{Im } x$ с помощью техники «нулевых измерений». Можно ожидать 10- или, возможно, даже 100-кратного увеличения чувствительности по сравнению с мировыми данными по этому вопросу.

Определим амплитуды:

$$\begin{aligned} \Delta Q = \Delta S & \quad \text{для} \quad K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu: -1, \\ & \quad \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}: -1, \\ \Delta Q = -\Delta S & \quad \text{для} \quad K^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}: -x^*, \\ & \quad \bar{K}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu: -x. \end{aligned}$$

Состояние $|t\rangle$ может быть разложено по собственным состояниям оператора CP $|K_1\rangle$ и $|K_2\rangle$ следующим образом:

$$|t\rangle = |K_2\rangle + \rho |K_1\rangle = \frac{1+\rho}{\sqrt{2}} |K^0\rangle - \frac{1-\rho}{\sqrt{2}} |\bar{K}^0\rangle,$$

где ρ — мера ($CP = +1$)-примеси в долгоживущем состоянии; тогда (знаки $+$, $-$ относятся к заряду лептона)

$$\begin{aligned} A^+ & \sim (1+x)\rho + (1-x), \\ A^- & \sim (1+x^*)\rho + (1-x^*), \end{aligned}$$

и следовательно, для вероятностей распада получим

$$\begin{aligned} N^+ & = |1-x|^2 + |1+x|^2 |\rho|^2 + 2 \text{Re} [\rho (1+x)(1-x^*)], \\ N^- & = |1-x|^2 + |1+x|^2 |\rho|^2 - 2 \text{Re} [\rho (1-x)(1+x^*)]. \end{aligned}$$

После толстого регенератора $\varepsilon \ll \rho$ и, следовательно,

$$\rho = \rho_0 \exp \left\{ i \left(\Delta m + \frac{i\Gamma_S}{2} \right) t + i\varphi_\rho \right\}.$$

В результате получим

$$\begin{aligned} N^\pm & = |1-x|^2 + |1+x|^2 e^{-\Gamma_S t} |\rho_0|^2 \pm \{ 2(1-|x|^2) \cos(\Delta m t + \varphi_\rho) \} |\rho_0| e^{-\Gamma_S t/2} - \\ & \quad - 4 \text{Im } x \cdot \sin(\Delta m t + \varphi_\rho) |\rho_0| e^{-\Gamma_S t/2}. \end{aligned}$$

Числа распадов $N_+ + N^-$ и $N^+ - N^-$ выражаются следующим образом ($\rho \ll 1$):

$$\begin{aligned} N^+ + N^- & \sim 2 |1-x|^2 + 8 \text{Im } x \cdot \sin(\Delta m t + \varphi_\rho) |\rho_0| e^{-\Gamma_S t/2}, \\ N^+ - N^- & \sim 4(1-|x|^2) \cos(\Delta m t + \varphi_\rho) |\rho_0| e^{-\Gamma_S t/2}. \end{aligned}$$

Предлагается сравнивать эти распады с распадами в отсутствие регенератора нормированными так, чтобы дать то же число распадов при $t \gg 1/\Gamma_S$. Число распадов в отсутствие регенератора равно

$$\begin{aligned} N_0^+ + N_0^- & \sim 2 |1-x|^2, \\ N_0^+ - N_0^- & \sim 4 \text{Re } \varepsilon (1-|x|^2). \end{aligned}$$

Интересующая нас величина в случае вклада амплитуды с $\Delta Q = -\Delta S$, очевидно, равна

$$\chi = \frac{N^+ + N^-}{N_0^+ + N_0^-} = 1 + 4 \text{Im } x \cdot \sin(\Delta m t + \varphi_\rho) e^{-\Gamma_S t/2} |\rho_0|.$$

Практически $\rho_0 \approx 0,07$ и $\sin(\Delta m t + \varphi_\rho) \approx 0,71$ при $t = 0$. Мы ожидаем при $t \approx 0$ ($\chi - 1$) $\approx 0,2 \text{Im } x$.

Учитывая, что $\text{Im } x \leq 0,4$, $(\chi - 1) \leq 0,08$, что является большим числом.

Если мы сможем добиться в измерении χ точности $\sim 10^{-2}$, то на величину $\text{Im } x$ можно наложить ограничение примерно в 10 раз более точное, чем известно в настоящее время ($\text{Im } x < 0,05!$).

Необходимо лишь приближенное знание амплитуды регенерации, если $\text{Im } x \approx 0$. Не возникает никаких трудностей от поглощения за исключением того, что эффект несколько уменьшается.

Величина ожидаемого эффекта может быть непосредственно отнесена к разности $N^+ - N^-$, которая ведет себя как

$$\cos(\Delta mt + \varphi_\rho) |\rho| e^{-\Gamma_S t/2},$$

поскольку $|1 - |x|^2| \approx 1$, если $|x|$ мал.