

539 12.01

НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ

Л. Б. Окунь

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	605
§ 1. Распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Основные экспериментальные результаты (605). § 2. Попытки объяснить распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ без нарушения CP -инвариантности (606). § 3. Цель этой статьи (607). § 4. Гипотеза CP -инвариантности (608). § 5. Новое взаимодействие (608). § 6. a -частицы (611). § 7. Сводка процессов (611).	
II. Нейтральные K -мезоны	613
§ 8. Описание K^0 -мезонов (613). § 9. Распады $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ (616). § 10. Интерференционные эксперименты с 2π -распадами (618). § 11. Лептонные распады K^0 -мезонов и правило $\Delta Q = \Delta S$ (619). § 12. Лептонные распады K_L^0 -мезона (620). § 13. Распады K^0 -мезонов на 3π -мезона (620). § 14. Вклад реальных состояний в переход $K_1^0 \leftrightarrow K_2^0$ (621). § 15. Радиационные распады K^0 -мезонов (622).	
III. Быстрые процессы	623
§ 16. О свойствах X^0+ и Z^0+ -взаимодействий (623). § 17. Распад $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ (624). § 18. Распады $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ (624). § 19. Распад $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (624). § 20. Распады $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и $\eta^0 \rightarrow 2\pi^0\gamma$ (626). § 21. Распады X^0 -мезона (626). § 22. Распады мезонов с $J \geq 1$ (627). § 23. Распад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 e^+ e^-$ и реакции $\pi^- p \rightarrow ne^+ e^-$, $K^- p \rightarrow \Lambda^0 e^+ e^-$ (627). § 24. Реакции в пучке антипротонов (628). § 25. Поляризация и асимметрия в упругом рассеянии протонов (629). § 26. Сравнение сечений прямых и обратных реакций (629). § 27. Рассеяние электронов на протонах и ядрах (630). § 28. Другие электромагнитные реакции (631). § 29. Электромагнитные переходы в ядрах (631). § 30. Дипольные моменты частиц (633).	
IV. Медленные процессы	634
§ 31. Общие замечания о слабых токах (634). § 32. Распады K^\pm -мезонов (634). § 33. Лептонные распады барионов и нейтринные реакции (635). § 34. Слабые распады ядер (635). § 35. Нелептонные распады Λ^0 - и Σ^\pm -гиперонов (636). § 36. Нелептонные и радиационные распады Ξ - и Ω -гиперонов (638). § 37. Нелептонные распады гиперонов и антигиперонов (639). § 38. Радиационные распады гиперонов и антигиперонов (640).	
V. Заключительные замечания	641
§ 39. Абсолютное различие частиц и античастиц (641). § 40. Абсолютная спиральность (641). § 41. «Зеркальные» частицы (642).	
Цитированная литература	643

Летом 1964 г. Кристенсон, Кронин, Фитч и Тёрли сообщили о том, что долгоживущий нейтральный K -мезон, так называемый K_2^0 -мезон, с малой вероятностью (порядка 0,2%) распадается на два заряженных π -мезона. Существование распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ противоречит сохранению CP -четности и, следовательно, означает, что в природе имеет место нарушение CP -инвариантности.

Напомним, что операции C и P означают соответственно зарядовое сопряжение и инверсию пространственных координат.

Как известно, K_1^0 - и K_2^0 -мезоны являются линейными суперпозициями K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов:

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}},$$

где волновая функция \bar{K}^0 -мезона определена следующим образом: $\bar{K}^0 = CP(K^0)$, поэтому $CP(K_1^0) = +K_1^0$, а $CP(K_2^0) = -K_2^0$, т. е. CP -четность K_1^0 -мезона положительна, а K_2^0 -мезона — отрицательна.

Так как спин K -мезона равен нулю, то CP -четность системы $\pi^+\pi^-$, возникающей при распаде K -мезона, положительна ($CP = +1$, $C = +1$, $P = +1$), и, следовательно, распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ запрещен, если CP -четность сохраняется.

Существование распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ было подтверждено в ряде экспериментов, выполненных за последние полтора года. Особенно важными явились опыты, в которых наблюдалась интерференция распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ с хорошо известным распадом $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Наличие интерференции убедительно доказало, что наблюдается действительно распад нейтрального K -мезона, а не какой-либо неизвестной до сих пор частицы и что при распаде возникают именно π -мезоны. Это позволило отвергнуть целый ряд предложений, выдвинутых с целью «спасти» CP -инвариантность.

Интерференционные опыты позволили также приступить к выяснению вопроса о том, какое взаимодействие ответственно за нарушение CP -инвариантности. В настоящее время мы не знаем ничего об этом взаимодействии. Теоретический анализ показал, что оно может быть как сверхслабым (примерно на 10 порядков слабее обычного электромагнитного взаимодействия), так и весьма сильным (порядка обычного электромагнитного взаимодействия). Не исключены, разумеется, и варианты, когда константа CP -нечетного взаимодействия лежит где-то внутри интервала $10^{-16} - 10^{-2}$.

Если CP -инвариантное взаимодействие сверхслабое (константа порядка 10^{-16}), то его единственным проявлением будут CP -нечетные распады K_2^0 -мезона. При этом сверхслабое взаимодействие переводит K_2^0 -мезон в виртуальный K_1^0 , который распадается уже с сохранением CP -четности. Такой механизм нарушения CP -инвариантности оказывается очень эффективным из-за исключительной малой разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов (порядка 10^{-6} эв). Во всех остальных случаях энергетические знаменатели в матричных элементах будут на 10—14 порядков больше, и эффекты, обусловленные сверхслабым взаимодействием, должны быть практически ненаблюдаемы. Отсюда следует, что детальное исследование свойств такого сверхслабого CP -неинвариантного взаимодействия может оказаться делом чрезвычайно далекого будущего.

Наоборот, если бы CP -неинвариантное взаимодействие имело константу порядка константы обычного электромагнитного взаимодействия, его проявления должны были бы быть многочисленны и многообразны, и можно думать, что его свойства были бы изучены в самое ближайшее время. К сожалению, первые опыты, поставленные с целью обнаружения CP -нечетных эффектов в сильных и электромагнитных процессах, дали отрицательный результат. В частности, не был обнаружен распад $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, который, по теоретическим оценкам, в случае нарушения CP -инвариантности может иметь значительную вероятность. Не было обнаружено никакого различия в спектрах π^+ - и π^- -мезонов при аннигиляции антипротонов (такое различие должно возникнуть, если CP -инвариантность нарушается). Однако отрицательные результаты этих и ряда других экспериментов нельзя рассматривать как окончательный

приговор гипотезе о существовании сравнительно сильного CP -неинвариантного взаимодействия, так как точность этих экспериментов все еще невелика (в лучшем случае порядка процентов).

В этом обзоре обсуждается большое число различных опытов, постановка которых позволила бы выяснить природу CP -неинвариантного взаимодействия. Некоторые из этих опытов находятся сейчас в процессе выполнения. В частности, большой интерес будут представлять результаты эксперимента по поискам электрического дипольного момента нейтрона. Ожидаемая точность этого опыта порядка $e \cdot 10^{-24}$ см, что примерно на 10 порядков меньше магнитного момента нейтрона и на 4 порядка меньше, чем верхняя граница для дипольного момента нейтрона, известная сейчас.

Читатели, которых не интересуют подробности возможных конкретных проявлений CP -неинвариантного взаимодействия, могут опустить первые четыре главы обзора и обратиться сразу к последней главе, в которой обсуждаются принципиальные вопросы, возникающие в связи с нарушением зеркальной симметрии в природе.

1. ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Основные экспериментальные результаты

Обнаружение в 1964 г. распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ^{1а} поставило под сомнение справедливость гипотезы о CP -инвариантности уравнений физики, так как этот распад запрещен, если сохраняется CP -четность.

Действительно, CP -четность K_2^0 -мезона отрицательна, а CP -четность системы $\pi^+\pi^-$, находящихся в s -состоянии (так как спин K_2^0 -мезона равен нулю), положительна.

Таблица 1*)

Данные по распадам $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Опыт	Литература	Среда	Импульс, Бэе/с	γ^2 **)	L ***)	Вещество (Pb) на пути пучка, г/см ²	$R \cdot 10^3$
Принстон I	1а	Не	1,1	5,5	0,52	45	$2,0 \pm 0,4$
ЦЕРН	1б	Вакуум	10,7	460	0,14	55	$2,24 \pm 0,23$
Резерфордская лаборатория	1в	Вакуум	3,15	39	0,37	55	$2,08 \pm 0,35$
Принстон II	1г	Вакуум	1,5	10	0,53	45	$1,97 \pm 0,18$

*) Таблица взята из обзорного доклада ^{1е}.

**) $\gamma = E/m$.

***) L — расстояние от мишени, измеренное в единицах времени жизни K_2^0 -мезона.

За полтора года *), прошедших со времени опубликования работы ^{1а}, пять опытов ^{1б, 1в, 1г, 1д} подтвердили, что распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в вакууме действительно имеет место. Эти опыты, кроме того, показали, что вероятность этого распада не зависит от энергии K_2^0 -мезонов ^{1б} и что имеет место интерференция между распадами $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, если K_1^0 -мезоны получают за счет когерентной регенерации K_2^0 -мезонов в веществе ^{1г, 1д}. Ширина распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ характеризуется отношением ^{1е} (см. табл. I):

$$R = \frac{\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_2^0 \rightarrow \text{все заряженные продукты})} = (2,04 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}.$$

Если воспользоваться данными о ширинах K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, то отсюда легко получить

$$|\eta_{+-}| = \left| \frac{A(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \right| = (2,02 \pm 0,10) \cdot 10^{-3},$$

где A — амплитуды соответствующих распадов.

§ 2. Попытки объяснить распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ без нарушения CP -инвариантности

Среди многочисленных попыток объяснить распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в рамках CP -инвариантной теории нет ни одной, которую можно было бы назвать успешной.

Гипотеза ^{2а, 2в} о том, что переход $K_2^0 \rightarrow K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ происходит под действием внешнего (галактического) поля, требует, чтобы вероятность распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ росла, как E^2 , где E — энергия K_2^0 -мезона в лабораторной системе координат. Такая зависимость исключается экспериментальными данными, согласно которым вероятность распада не зависит от энергии K_2^0 -мезона (см. § 1). Кроме того, эта гипотеза содержит серьезные внутренние противоречия: силы дальнего действия (отвечающие обмену частицами с нулевой массой) не удается непротиворечиво ввести в теорию, если заряд (в данном случае гиперзаряд), являющийся источником этих сил, не сохраняется ^{2г}. Кроме того, в этом случае, как показано в ^{2д}, вероятность испускания гиперфотонов γ' (квантов гипотетического дальнего действующего поля) в распаде $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma'$ была бы чрезвычайно велика, что также противоречит опыту.

Гипотезы, согласно которым в опыте ^{1а} либо K_2^0 распадался не на $\pi^+\pi^-$ ^{2е}, либо на $\pi^+\pi^-$ распадался не K_2^0 ^{2ж, 2з}, не могут, естественно, объяснить когерентность распадов $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, наблюдаемую на опыте (см. § 1) **). Этой трудности избежала гипотеза ^{2л} о существовании «теневых» долгоживущих K_1^0 -мезонов. Однако, как показано в ^{2м}, существование «теневых» K_1^0 -мезонов, которые должны обладать высокой проникающей способностью, исключается данными, полученными в известном нейтринном опыте в ЦЕРНе, где за защитой (25 м железа) не было обнаружено никаких аномальных частиц, которые по своим свойствам были бы похожи на «теневые» K_1^0 -мезоны. (В связи с ^{2л} см. также ^{2н, 2о}.)

Мы не будем обсуждать гипотезы, согласно которым наблюдение распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ обусловлено 1) неэкспоненциальной компонентой ^{2п} распада $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ***) , 2) нарушением принципа суперпозиции ^{2у},

*) Эта статья закончена в январе 1966 г. Ссылка на некоторые работы, опубликованные позднее, сделаны при корректуре.

**) Кроме того, против гипотезы ^{2е} говорит тот факт ^{2и, 2к}, что π -мезоны в распадах K -мезонов не обладают спином, как это предполагалось в ^{2е}.

***) Заметим, что экспериментальная проверка экспоненциального закона в различных распадах представляет самостоятельный интерес (см. экспериментальные работы ^{2р}, см. также теоретические работы ^{2с, 2г}).

3) отсутствием бозе-статистики для π -мезонов $^{2\phi}$. Мы не будем также рассматривать различные гипотетические механизмы $^{2x, 2п, 2ч}$ спонтанного нарушения CP -инвариантности в CP -инвариантной теории.

Разумеется, пока нельзя считать доказанным, что объяснение результатов экспериментов $^{1a-1d}$ не может быть найдено в рамках CP -инвариантной теории.

Тем не менее из сказанного выше следует, что детальный анализ того, каким образом в природе может происходить нарушение CP -инвариантности, является более чем своевременным.

§ 3. Цель этой статьи

В настоящее время существует ряд теоретических схем, в которых существование распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ влечет за собой CP -неинвариантные эффекты в электромагнитных явлениях (радиационные распады, дипольные моменты и т. д.), в ядерных реакциях при высоких и низких энергиях, в медленных процессах (β -распад, распады странных частиц и т. д.).

Анализ имеющихся экспериментальных данных показывает, что точность, с которой CP -инвариантность проверена в большинстве указанных процессов, невелика и может быть существенно улучшена при современном уровне методики эксперимента.

В этом обзоре сделана попытка собрать в одном месте и обсудить различные экспериментальные данные и предложения экспериментов, относящиеся к физике высоких энергий, ядерной физике низких энергий и атомной физике, которые могли бы пролить свет на вопрос о нарушении CP -инвариантности.

Одновременно с этим в обзоре сделана попытка собрать в одном месте, проклассифицировать и сопоставить с экспериментальными данными различные теоретические схемы нарушения CP -инвариантности.

Работы, посвященные теоретическому и экспериментальному анализу вопроса о возможной CP -неинвариантности уравнений физики, весьма многочисленны. Часть этих работ написана за последние полтора года, часть в период с 1956 до 1964 г., некоторые еще раньше. (Список литературы, помещенный в конце обзора, насчитывает свыше 200 работ и весьма далек от того, чтобы его можно было назвать полным.)

Анализируя проблему CP , естественно поставить следующие вопросы:

1. В каких взаимодействиях может происходить нарушение CP -инвариантности?

2. В каких наблюдаемых явлениях может проявляться нарушение CP -инвариантности?

3. Каковы возможные причины нарушения CP -инвариантности (в силу каких принципов она нарушается)?

4. Как совместить нарушение CP -инвариантности с отсутствием в пустом пространстве выделенных систем координат?

5. Означает ли нарушение CP -инвариантности существование выделенного направления течения времени?

6. Каковы следствия отсутствия обратимости во времени микропроцессов для макропроцессов?

Не все эти вопросы мы будем рассматривать одинаково подробно, поскольку некоторые из них уже обсуждались в опубликованных ранее обзорах $^{3a-3e}$, а другие вообще не обсуждались в литературе. Основное внимание мы уделим вопросам 1 и 2.

§ 4. Гипотеза CPT -инвариантности

В основу последующего изложения мы положим гипотезу о том, что уравнения физики CPT -инвариантны. Такое построение статьи обусловлено в значительной степени тем, что среди большого числа моделей нарушения CP -инвариантности, предложенных до настоящего времени, в литературе нет ни одной, в которой бы непротиворечивым образом было введено нарушение CPT -инвариантности. (Это обстоятельство является, по-видимому, практически следствием теоремы Людерса — Паули, согласно которой CPT -инвариантность обязательна для очень широкого класса теорий^{1а, 1б, 1в.})

Возможные феноменологические проявления CPT -неинвариантности обсуждались в ряде работ. В частности, в работах^{4г, 4д, 4е} рассматривались с этой точки зрения нейтральные K -мезоны, а в работе^{4ж} — распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Как утверждается в^{4ж}, обнаружение циркулярной поляризации фотонов в распаде $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ означало бы нарушение CPT -инвариантности. Действительно, C -четность в этом распаде сохраняется: $C(\pi^0) = C(2\gamma)$, а корреляция типа $\sigma\sigma$ является на первый взгляд T -четной и P -нечетной и, следовательно, CPT -нечетной. Легко убедиться, однако, что существование такой корреляции означало бы нарушение эрмитовости гамильтониана взаимодействия (см. в связи с этим^{4з}). А для антиэрмитового гамильтониана корреляция типа $\sigma\sigma$ является T -нечетной. Таким образом, обнаружение циркулярной поляризации фотонов в распаде $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ означало бы нарушение эрмитовости, но не CPT .

В силу CPT -инвариантности должны быть равны массы и времена жизни частиц и античастиц^{4и, 8а}. Экспериментальная проверка следствий CPT -инвариантности представляет очень большой интерес именно в силу фундаментального характера этой симметрии. Из выполняющегося с высокой точностью равенства масс K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов следует, что взаимодействие, нарушающее CPT , если оно при этом сохраняет P (пространственную четность) и Y (гиперзаряд), должно быть по крайней мере на 3 порядка слабее квадрата слабого взаимодействия и, следовательно, на 17 порядков слабее сильного взаимодействия. Для возможных CPT -неинвариантных взаимодействий с изменением P и Y или с участием лептонов ограничения, даваемые опытом, существенно слабее. Точность, с которой установлено равенство времен жизни частиц и античастиц для μ -, π - и K -мезонов, равна^{4к}

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} < \begin{cases} 10^{-3} & \text{для } \mu^\pm, \\ 7 \cdot 10^{-3} & \text{для } \pi^\pm \text{ } ^{4л}, \\ 15 \cdot 10^{-2} & \text{для } K^\pm. \end{cases}$$

Исходя из CPT -инвариантности, мы в дальнейшем будем считать, что нарушение CP -инвариантности приводит к нарушению инвариантности относительно обращения времени. Для краткости мы в дальнейшем не будем это оговаривать.

§ 5. Новое взаимодействие

Открытие распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, если он действительно происходит в вакууме без участия внешних полей, означает, что не сохраняется CP -четность. Это означает в свою очередь, что в природе, наряду с сильным взаимодействием (S), электромагнитным (E), слабым (W) и гравитационным (G), существует по крайней мере еще одно взаимодействие, которое, в отличие от S -, E -, W -, G -взаимодействий, CP -неинвариантно.

Разумеется, утверждение о существовании еще одного взаимодействия является в известном смысле терминологическим. Как будет видно ниже, в некоторых случаях CP -неинвариантное взаимодействие можно рассматривать как «добавку», «примесь» к одному из известных типов CP -инвариантных взаимодействий. Однако будет удобнее и потребует меньше оговорок, если мы будем с самого начала говорить о новом взаимодействии, нарушающем CP -инвариантность.

Первостепенный интерес представляет установление следующих основных свойств этого нового взаимодействия:

1. Между какими частицами оно действует.
2. Какова его интенсивность (константа).
3. Каким правилам отбора оно подчиняется по гиперзаряду (Y), четности (P), изотопическому спину (I), унитарному спину (U) и т. д.
4. Какова его форма.

Ответы на вопросы 1—4 нам пока неизвестны. Детальные ответы на некоторые из них могут остаться неизвестными в течение длительного времени, если учесть, что CP -неинвариантное взаимодействие выступает не изолированно, а в сочетании с S -, E -, W -взаимодействиями. Тем не менее можно надеяться, что качественные ответы на первые три вопроса мы получим уже в течение ближайших нескольких лет.

Что касается четвертого вопроса, то для получения ответа на него необходимо найти другие экспериментальные проявления CP -неинвариантного взаимодействия. (Имея единственным проявлением слабого P -неинвариантного взаимодействия распада θ и τ , вряд ли можно было найти $V - A$ -форму этого взаимодействия.) Установление формы CP -неинвариантного взаимодействия, возможно, позволило бы сформулировать принцип симметрии, которому это взаимодействие подчиняется. (Напомним, что в случае слабого взаимодействия этим принципом является γ_5 -инвариантность. Если строить лагранжианы сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий в рамках составной модели и потребовать, чтобы они были γ_5 -инвариантны, то сильный и электромагнитный токи могут сохранять P -четность, так как они билинейны по операторам одной и той же частицы, а слабый ток должен быть $V - A$.)

Разумеется, нельзя исключить, что принцип, лежащий в основе нарушения CP -инвариантности, будет сформулирован на основе чисто теоретических соображений до того, как на опыте будут установлены свойства CP -неинвариантного взаимодействия. Однако история исследования элементарных частиц не дает оснований для того, чтобы считать эту возможность особенно вероятной.

Перебирая возможные ответы на первый вопрос, построим табл. II. В табл. II h, l, γ означают соответственно адроны, лептоны и фотоны. В клетках таблицы мы разместили возможные типы CP -неинвариантных взаимодействий:

- | | |
|--------------------------------|------------------------------------|
| 1) адронов с адронами — X , | 4) лептонов с лептонами — L , |
| 2) адронов с лептонами — Y , | 5) лептонов с фотонами — M , |
| 3) адронов с фотонами — Z , | 6) фотонов с фотонами — Γ . |

Таблица II

Возможные типы CP -неинвариантных взаимодействий

	h	l	γ
h	X	Y	Z
l		L	M
γ			Γ

Эти шесть типов взаимодействий с различной степенью подробности мы обсудим ниже. Правила отбора по гиперзаряду Y и пространственной четности P , которым удовлетворяет взаимодействие, мы будем записывать следующим образом. Например,

$X0^+$ означает адрон-адронное взаимодействие (X) с $\Delta Y = 0$, сохраняющее четность ($P = +1$); $X1^-$ означает X -взаимодействие с $\Delta Y = 1$, $P = -1$; $Z0^+$ означает адрон-фотонное взаимодействие с $\Delta Y = 0$, $P = +1$.

Сравнивая начальное и конечное состояния в распаде $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, можно прийти к выводу, что взаимодействие, ответственное за этот распад, является взаимодействием типа $X1^-$, а остальные типы X -взаимодействий, а тем более Y -, Z -, L -, M -, Γ -взаимодействия не могут привести к этому распаду. Легко убедиться, однако, что такой вывод неправилен, так как не учитывает вклада виртуальных сильных (S), электромагнитных (E) и особенно слабых (W) взаимодействий (последние могут изменять Y и P). Как будет видно ниже, $X0^-$, $X1^-$, $X2^-$, $X3^-$ -взаимодействия могли бы привести к распаду $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. То же относится и к $Z0^-$, $Z1^-$, $Z2^-$, $Z3^-$ -взаимодействиям. Например, взаимодействие $X1^-$ может возникнуть как результирующее следующих цепочек виртуальных взаимодействий:

$$X1^- = W1^- \times X0^+ \times S,$$

$$X1^- = W1^- \times X2^+ \times S,$$

$$X1^- = W1^- \times Z0^+ \times E \times S \text{ и т. д.}$$

Что касается CP -неинвариантных взаимодействий с участием лептонов (Y , L , M), то и они в сочетании с виртуальными слабыми взаимодействиями лептонов могут эффективно привести к взаимодействию типа $X1^-$.

Верхний предел для константы того или иного взаимодействия определяется тем, насколько чувствительны к нему выполненные до сих пор эксперименты.

Так, взаимодействие $Z0^+$ может иметь константу порядка константы обычного электромагнитного взаимодействия E . Взаимодействие $X0^+$ должно быть на пару порядков слабее обычного сильного взаимодействия S . В отличие от $X0^+$, взаимодействие $X0^-$ должно быть не сильнее слабого взаимодействия, так как в противном случае оно дало бы, например, значительный дипольный момент нейтрона.

Взаимодействия $X1$, $Z1$ не могут быть сильнее слабого взаимодействия, так как иначе именно они, а не слабое взаимодействие вызывали бы распады странных частиц.

Как максимум, на два порядка должно быть слабее слабого взаимодействия взаимодействие $X2^-$, так как оно может приводить к не наблюдавшимся до сих пор распадам с $|\Delta Y| = 2$.

Что касается $X2^+$, то это взаимодействие, предложенное в работе ^{5a}, может переводить K_2^0 -мезон в K_1^0 -мезон и из-за очень малой разности масс этих частиц приводить к наблюдаемой на опыте вероятности распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, обладая константой, которая на три порядка меньше, чем квадрат константы слабого взаимодействия и, следовательно, имеет величину порядка $10^{-15} - 10^{-17}$.

Выше мы рассматривали вопрос о том, могут ли те или иные взаимодействия дать распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Следует учесть, однако, что различные классы CP -нечетных взаимодействий могут существовать, так сказать, «параллельно», подобно тому как существуют параллельно адрон-адронное, лептон-адронное и лептон-лептонное слабые взаимодействия, имеющие сравнимые константы и одинаковую форму $V - A$ (по крайней мере в теоретических работах).

Следует отметить также, что кроме шести типов взаимодействий, перечисленных выше, возможны и другие, более сложные, либо с участием нескольких типов частиц (например, $hl\gamma$), либо с участием новых, пока неизвестных частиц (например, a -частиц).

§ 6. a -частицы

Рассмотрение моделей нарушения CP -инвариантности показало, что в ряде случаев, в силу дополнительных свойств симметрии, нарушение CP -инвариантности не всегда проявляется в максимально возможной степени. «Принудительное» сохранение CP -четности в π -мезон-нуклонной вершине $\bar{p}pn$, обусловленное изотопической инвариантностью, было отмечено в ряде работ (см., например, ^{6а,6б}). Аналогичные выводы относятся к K -мезонным вершинам в рамках SU_3 - и SU_6 -симметрий ^{6в}.

Интересная модель, содержащая гипотетические a -частицы, была предложена в работе ^{6г}. В этой модели сильное взаимодействие a -частиц с обычными адронами нарушает C (и CP), однако таким образом, что полный лагранжиан инвариантен относительно операции C_n -зарядового сопряжения только обычных частиц. Примером C -нечетного взаимодействия, обладающего таким свойством, является взаимодействие типа

$$(\bar{a}\sigma_{\alpha\beta}\gamma_5 q\beta a)(\bar{p}\gamma_{\alpha}\gamma_5 p + \bar{n}\gamma_{\alpha}\gamma_5 n).$$

Если оно является единственным взаимодействием a -частиц с обычными частицами, то, в силу C_n -инвариантности, во всех процессах, в которых не участвуют реальные a -частицы, никаких проявлений нарушения C (и CP)-четности не возникнет.

Если, однако, предположить, что a -частицы заряжены и, следовательно, существует взаимодействие $e(a\gamma_{\mu}a)A_{\mu}$, то такое взаимодействие нарушит C_n -инвариантность, так как фотон является обычной C -нечетной частицей. В результате во всех адронных процессах возникнут электромагнитно-малые эффекты нарушения CP .

Сверхслабые эффекты нарушения CP типа $X2^+$ можно получить ^{6д}, если предположить, что a -частицы нейтральны, но обладают взаимодействием, которое меняет странность обычных частиц на две единицы.

§ 7. Сводка процессов, в которых могло бы проявляться нарушение CP -инвариантности

До сих пор нарушение CP -инвариантности наблюдалось только в одном распаде: $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Но пока не выяснен тип взаимодействия, ответственного за нарушение CP , мы можем ожидать проявлений этого взаимодействия в очень широком круге процессов.

В таблицах III, IV, V перечислены некоторые из них.

Таблица III содержит быстрые (электромагнитные) распады, идущие с сохранением странности. В качестве распадающихся частиц в таблице указаны нейтральные мезоны (η^0 , π^0 , и т. д.), Σ^0 -гиперон, возбужденные уровни ядер, обозначенные символом A^* . В распадах этих частиц CP -нечетные эффекты могли бы быть весьма существенны, если существует $Z0^+$ взаимодействие; почти во всех из них (кроме распадов $\eta \rightarrow 3\pi$) они были бы на 4—6 порядков слабее, если существует $X0^+$ -взаимодействие, а $Z0^+$ не существует.

Таблица III

Быстрые распады

Частицы Тип распада	Частицы								
	π^0	η^0	ω^0	X^0	φ^0	f^0	Λ_2^0	Σ^0	A^*
Числа указывают номера параграфов обзора, в которых обсуждаются соответствующие распады									
Мезонный		19	22	21					
Радиационный	17	18, 20	22	21	22	22	22	23	29

Таблица IV

Медленные распады

Частицы (и их античастицы)	μ^+	π^+	K^+	K^0	n	Λ^0	Σ^\pm	Ξ^0	Ω	Λ
	Тип распада									
Числа указывают номера параграфов обзора, в которых обсуждаются соответствующие распады										
Лептонный . . .	31	31	32	11, 12	33	33	33			34
Нелептонный			32	9, 10, 13		35, 37	35, 37	36	36	
Радиационный			32	15			38	36	36	

Таблица V

Реакции

Пучок	Мишень	e^-	p	Λ	Z	E	H
	Числа указывают номера параграфов обзора, в которых обсуждаются соответствующие реакции						
Лептоны	γ		28				
	ν		31				
	$\bar{\nu}$		31				
	e^+	28	27	27		30	
	e^-		27	27		30	
	μ^+		27	27		30	
μ^-		27	27		30		
Мезоны	π^+		23				
	π^-		23				
	K^+						
	K^-						
	K^0 \bar{K}^0						
Бароны	p		25	25, 26		30	
	\bar{p}		24			30	
	n						
	\bar{n}						
	Гипероны Антигипероны						
Ядра	A (ядра)			26			
	\bar{A} (антиядра)						

Таблица IV содержит медленные распады (лептонные, нелептонные и радиационные) мезонов, барионов и ядер. CP -нечетные эффекты по крайней мере в некоторых из этих распадов должны быть для широкого класса взаимодействий (X, Y, Z), за исключением сверхслабого взаимодействия $X2^+$, которое проявляется только в распадах K^0 -мезонов.

Таблица V содержит реакции сильные, электромагнитные и слабые, идущие при столкновении пучков различных частиц с различными мишенями: e — электронами, p — протонами, A — ядрами и электромагнитными полями, создаваемыми кулоновскими зарядами ядер (Z), конденсаторами (E) и магнитами (H). В частности, 5-ый столбец табл. V содержит дипольные моменты частиц.

Табл. III, IV, V будут служить нам указателем возможных проявлений нарушения CP -инвариантности. Некоторые из этих проявлений будут обсуждены ниже (в таблицах указаны номера соответствующих параграфов этого обзора). Некоторые из возможных эффектов нарушения CP -инвариантности, которые внимательный читатель сможет предложить, глядя на табл. III, IV, V, в литературе до сих пор не обсуждались.

Мы начнем рассмотрение с возможных экспериментов по распадам нейтральных K -мезонов.

II. НЕЙТРАЛЬНЫЕ K -МЕЗОНЫ

§ 8. Описание K^0 -мезонов *)

Вопрос об описании K^0 -мезонов при нарушении CP -инвариантности был рассмотрен в ряде работ ^{8а-8д}. Ниже мы изложим основные результаты этих работ применительно к случаю, когда масштаб нарушения CP мал.

Мы будем рассматривать три типа состояний:

1. K^0 - и \bar{K}^0 -состояния с определенной странностью (гиперзарядом): $Y(K^0) = 1$, $Y(\bar{K}^0) = -1$, $\bar{K}^0 = CP(K^0)$. Так как гиперзаряд не сохраняется, то под действием W -взаимодействия (во втором порядке по W) состояния K^0 и \bar{K}^0 переходят друг в друга.

2. K_1^0 - и K_2^0 -состояния с определенной CP -четностью:

$$CP(K_1^0) = +1, \quad CP(K_2^0) = -1.$$

Эти состояния переходят друг в друга под действием нового CP -неинвариантного взаимодействия.

3. K_S и K_L -состояния с определенными массами (m_S и m_L) и временами жизни (τ_S и τ_L). Эти состояния в вакууме не переходят друг в друга. Состояния K_S и K_L не имеют ни определенного значения странности, ни определенного значения CP -четности.

Распады, нарушающие CP , могут протекать благодаря двум различным механизмам:

1. Прямые переходы K_2^0 -мезона (K_1^0 -мезона) в CP -четные (CP -нечетные) состояния.

2. Переходы $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$ с последующим слабым распадом, сохраняющим CP . Второй механизм, который мы будем называть полюсным, дает амплитуды, содержащие малый знаменатель $\Delta = m_1 - m_2 + i\gamma_1 - i\gamma_2$, где m_1 (m_2) — масса, а γ_1 (γ_2) — полуширина K_1 (K_2)-мезона Γ_1 (Γ_2) ($\gamma_{1,2} = \Gamma_{1,2}/2$).

*) В тех случаях, когда это не приводит к недоразумениям, мы будем пользоваться термином K^0 -мезоны для обозначения нейтральных K -мезонов: как K^0 , так и \bar{K}^0 .

В этой главе мы обсудим эксперименты, которые дают возможность определить параметры, характеризующие указанные выше механизмы нарушения CP -инвариантности.

Нам понадобится описание поведения K^0 -мезонов в вакууме. Мы рассмотрим его в двух представлениях: 1) K^0 и \tilde{K}^0 , 2) K_1^0 и K_2^0 .

Уравнение, описывающее переходы $K \rightarrow K$, $\tilde{K} \rightarrow \tilde{K}$ и $K \leftrightarrow \tilde{K}$, имеет вид ^{8a}

$$-\frac{d\psi}{dt} = (\gamma + im)\psi = -\Lambda\psi,$$

где γ и m — эрмитовы двухрядные матрицы, матрица γ отвечает переходам на массовой поверхности, матрица m — вне массовой поверхности, ψ — двухкомпонентный спинор, верхняя компонента которого — амплитуда состояния $|K\rangle$, а нижняя $|\tilde{K}\rangle$. Если записать матрицу Λ в виде

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \lambda_+ & \lambda_{\pm} \\ \lambda_{\mp} & \lambda_- \end{pmatrix},$$

где

$$\begin{aligned} \lambda_+ &= -(im_+ + \gamma_+), \\ \lambda_- &= -(im_- + \gamma_-), \\ \lambda_{\pm} &= -(im_{\pm} + \gamma_{\pm}), \\ \lambda_{\mp} &= -(im_{\mp} + \gamma_{\mp}), \end{aligned}$$

то CPT -инвариантность требует $\lambda_+ = \lambda_-$, а CP -инвариантность требует $\lambda_{\pm} = \lambda_{\mp}$. (В обозначениях работы ^{8a} $\lambda_{\pm} = p^2$, $\lambda_{\mp} = q^2$.)

Если искать решение этого уравнения в виде

$$\psi = \begin{pmatrix} C \\ \tilde{C} \end{pmatrix} e^{\lambda t},$$

то для собственных комплексных частот $\lambda_{S,L}$ легко получить

$$\lambda_S = \lambda_+ + \lambda_{\pm} r/q, \quad \lambda_L = \lambda_+ - \lambda_{\pm} \frac{r}{q},$$

где

$$r^2 = \frac{\lambda_{\mp}}{\lambda_{\pm}}, \quad q = \eta + \sqrt{1 + \eta^2}, \quad \eta = \frac{\lambda_- - \lambda_+}{2\sqrt{\lambda_{\pm}\lambda_{\mp}}}.$$

Собственные решения равны

$$\psi_S = \begin{pmatrix} 1 \\ r/q \end{pmatrix} O_S, \quad \psi_L = \begin{pmatrix} 1 \\ -r/q \end{pmatrix} O_L,$$

где

$$O_{S,L} = e^{\lambda_{S,L} t}, \quad \lambda_{S,L} = -(im_{S,L} + \gamma_{S,L}).$$

С их помощью легко построить амплитуды перехода из состояний $|K\rangle$ и $|\tilde{K}\rangle$ в момент $t=0$ в состоянии $\langle K|$ и $\langle \tilde{K}|$ в момент t :

$$\begin{aligned} \langle K|K(t)\rangle &= (1 + q^2)^{-1} (O_S + q^2 O_L), \\ \langle \tilde{K}|K(t)\rangle &= (1 + q^2)^{-1} q r (O_S - O_L), \\ \langle K|\tilde{K}(t)\rangle &= (1 + q^2)^{-1} q r^{-1} (O_S - O_L), \\ \langle \tilde{K}|\tilde{K}(t)\rangle &= (1 + q^2)^{-1} (q^2 O_S + O_L). \end{aligned}$$

Мы воспользуемся этими амплитудами при рассмотрении лептонных распадов K^0 -мезонов.

При рассмотрении π -мезонных распадов K^0 -мезонов удобнее исходить из описания нейтральных K -мезонов в представлении K_1^0, K_2^0 . Уравнение, описывающее переходы $K_1^0 \rightarrow K_1^0, K_2^0 \rightarrow K_2^0, K_1^0 \leftrightarrow K_2^0$, имеет вид

$$\frac{d\varphi}{dt} = \hat{\Lambda}\varphi,$$

где φ — двухкомпонентный спинор, верхняя компонента которого — амплитуда состояния $|K_1^0\rangle$, а нижняя — $|K_2^0\rangle$. Если записать

$$\hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_{12} \\ \lambda_{21} & \lambda_2 \end{pmatrix},$$

то, используя определения

$$K_1 = \frac{K + \bar{K}}{\sqrt{2}}, \quad K_2 = \frac{K - \bar{K}}{\sqrt{2}},$$

легко получить

$$\begin{aligned} 2\lambda_1 &= (\lambda_+ + \lambda_-) + (\lambda_{\pm} + \lambda_{\mp}), \\ 2\lambda_2 &= (\lambda_+ + \lambda_-) - (\lambda_{\pm} + \lambda_{\mp}), \\ 2\lambda_{12} &= (\lambda_+ - \lambda_-) - (\lambda_{\pm} - \lambda_{\mp}), \\ 2\lambda_{21} &= (\lambda_+ - \lambda_-) + (\lambda_{\pm} - \lambda_{\mp}). \end{aligned}$$

Если имеет место CPT -инвариантность, а ниже мы рассматриваем именно этот случай, то $\lambda_+ = \lambda_-$ и, следовательно,

$$\lambda_{12} = -\lambda_{21}.$$

Удобно записать

$$\lambda_1 = -(im_1 + \gamma_1), \quad \lambda_2 = -(im_2 + \gamma_2), \quad \lambda_{12} = -i(im_{12} + \gamma_{12}),$$

или в матричной форме:

$$\hat{\Lambda} = -(i\hat{m} + \hat{\gamma}) = -\left[i \begin{pmatrix} m_1 & im_{12} \\ im_{21} & m_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \gamma_1 & i\gamma_{12} \\ i\gamma_{21} & \gamma_2 \end{pmatrix} \right].$$

При такой записи $m_1, m_2, m_{12}, \gamma_1, \gamma_2$ и γ_{12} — действительные числа. Причина, по которой в λ_{12} возникает дополнительный множитель i , заключается в том, что выражение $K_2 = (K - \bar{K})/\sqrt{2}$ антиэрмитово, а $K_1 = (K + \bar{K})/\sqrt{2}$ эрмитово.

Легко получить выражения для собственных комплексных частот:

$$\lambda_{S,L} = -(im_{S,L} + \gamma_{S,L}) = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \pm \sqrt{\frac{(\lambda_1 - \lambda_2)^2}{4} - \lambda_{12}\lambda_{21}}.$$

Если $|\lambda_{12}| \ll |\lambda_1 - \lambda_2|$, то

$$m_S \approx m_1, \quad \gamma_S \approx \gamma_1, \quad m_L \approx m_2, \quad \gamma_L \approx \gamma_2.$$

Собственные состояния равны

$$\begin{aligned} K_S &= K_1 + \varepsilon K_2, \\ K_L &= K_2 + \varepsilon K_1, \end{aligned}$$

где

$$\varepsilon = -\frac{\lambda_{21}}{\lambda_2 - \lambda_S} = -\frac{\lambda_{12}}{\lambda_1 - \lambda_L} \approx -i \frac{m_{12} - i\gamma_{12}}{m_1 - m_2 + i\gamma_1 - i\gamma_2}.$$

Из равенства $\lambda_{12} = \lambda_{\pm} - \lambda_{\mp}$ следует, что в λ_{12} дают вклад переходы с изменением гиперзаряда на две единицы. Такие переходы могут возникнуть либо во втором порядке теории возмущений — за счет слабого (W) и CP -нечетного ($X1, X2^-$)-взаимодействий, — либо в первом порядке по CP -нечетному взаимодействию ($X2^+$). Величина ε характеризует полюсной механизм, упомянутый выше. Легко проверить, что при сохранении CP -инвариантности параметр r , описывающий переходы $K^0 \leftrightarrow \tilde{K}^0$, просто выражается через параметр ε , описывающий переходы $K_1^0 \leftrightarrow K_2^0$:

$$r \approx 1 - 2\varepsilon \quad \text{при } \varepsilon \ll 1.$$

§ 9. Распады $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$

Система двух π -мезонов, находящихся в s -состоянии и имеющих полный заряд, равный нулю, имеет два изотопических состояния ($I = 0; 2$):

$$\psi_{\pi^+\pi^-} = \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_2 + \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_0,$$

$$\psi_{\pi^0\pi^0} = \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_2 - \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_0.$$

Здесь ψ — волновые функции, описывающие так называемые стоячие волны. Для K_S -мезона, как следует из опыта, доминирующим является состояние ψ_0 , т. е. $\langle \psi_0 | K_1^0 \rangle \gg \langle \psi_2 | K_1^0 \rangle$.

Так как в сильных взаимодействиях странность сохраняется, то вектор состояния $|K\rangle$ можно умножать на произвольную фазу: $|K\rangle \rightarrow |K'\rangle = e^{i\chi} |K\rangle$, при этом $|\tilde{K}'\rangle = e^{-i\chi} |\tilde{K}\rangle$, так что

$$CP |K'\rangle = e^{2i\chi} |\tilde{K}'\rangle.$$

Задавая различные значения фазы χ , мы будем при этом задавать фазы матричных элементов переходов K и \tilde{K} в другие частицы (π -мезоны, лептоны и т. д.). Удобно выбрать χ таким образом^{86-8д}, чтобы

$$\langle \psi_0 | K'\rangle = \langle \psi_0 | \tilde{K}'\rangle.$$

Тогда состояние $K'_2 = (K' - \tilde{K}')/\sqrt{2}$ не будет переходить в ψ_0 :

$$\langle \psi | K'_2 \rangle = 0.$$

Таким образом, прямой CP -нечетный переход $K'_2 \rightarrow (2\pi)_{I=0}$ можно оттрансформировать.

В дальнейшем мы будем опускать индекс $'$, считая, что условие $\langle \psi_0 | K'_2 \rangle = 0$ выполняется. В результате K_L может переходить в ψ_0 только за счет переходов $K_2 \leftrightarrow K_1$. Если обозначить

$$A_0 = \langle \psi_0 | K_1^0 \rangle,$$

то, в силу $K_L = K_2 + \varepsilon K_1$, получаем

$$\langle \psi_0 | K_L \rangle = \varepsilon A_0.$$

Рассмотрим теперь переходы в состояние с $I = 2$. Пусть при условии, что $\langle \psi_0 | K_2 \rangle = 0$, от нуля отличны обе амплитуды

$$\langle \psi_2 | K_1 \rangle \neq 0, \quad \langle \psi_2 | K_2 \rangle \neq 0.$$

Если определить

$$\langle \psi_2 | K \rangle = \frac{A_2}{\sqrt{2}}, \quad \langle \psi_2 | \tilde{K} \rangle = \frac{A_2^*}{\sqrt{2}},$$

то

$$\begin{aligned}\langle \psi_2 | K_1 \rangle &= \frac{A_2 + A_2^*}{2} = \text{Re } A_2, \\ \langle \psi_2 | K_2 \rangle &= \frac{A_2 - A_2^*}{2} = i \text{Im } A_2.\end{aligned}$$

Если рассмотреть переход не в стоячие волны, а в расходящиеся, то амплитуды нужно умножить на соответствующие фазовые множители:

$$\begin{aligned}\langle \psi_0^{in} | K_1^0 \rangle &= A_0 e^{i\varphi_0}, \\ \langle \psi_0^{in} | K_2^0 \rangle &= 0, \\ \langle \psi_2^{in} | K_1^0 \rangle &= \text{Re } A_2 e^{i\varphi_2}, \\ \langle \psi_2^{in} | K_2^0 \rangle &= i \text{Im } A_2 e^{i\varphi_2}.\end{aligned}$$

Здесь φ_0 (φ_2) — фаза пл-рассеяния в состоянии $I=0$ (2) при энергии в системе ц. и., равной массе K^0 -мезонов. Мы можем теперь в явном виде написать амплитуды распадов $K_{L,S} \rightarrow 2\pi$, пренебрегая членами высших порядков:

$$\begin{aligned}\langle \pi^+\pi^- | K_S \rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} A_0 e^{i\varphi_0} + \sqrt{\frac{1}{3}} \text{Re } A_2 e^{i\varphi_2}, \\ \langle \pi^0\pi^0 | K_S \rangle &= -\sqrt{\frac{1}{3}} A_0 e^{i\varphi_0} + \sqrt{\frac{2}{3}} \text{Re } A_2 e^{i\varphi_2}, \\ \langle \pi^+\pi^- | K_L \rangle &= \varepsilon \left(\sqrt{\frac{2}{3}} A_0 e^{i\varphi_0} + \sqrt{\frac{1}{3}} \text{Re } A_2 e^{i\varphi_2} \right) + \sqrt{\frac{1}{3}} \text{Im } A_2 e^{i\varphi_2}, \\ \langle \pi^0\pi^0 | K_L \rangle &= \varepsilon \left(-\sqrt{\frac{1}{3}} A_0 e^{i\varphi_0} + \sqrt{\frac{2}{3}} \text{Re } A_2 e^{i\varphi_2} \right) + \sqrt{\frac{2}{3}} i \text{Im } A_2 e^{i\varphi_2}.\end{aligned}$$

С помощью этих амплитуд мы можем следующим образом определить отношения амплитуд распадов K_S и K_L -мезонов:

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+\pi^- | K_L \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | K_S \rangle} = \varepsilon + \theta, \quad \eta_{00} = \frac{\langle \pi^0\pi^0 | K_L \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | K_S \rangle} = \varepsilon - 2\theta.$$

Здесь величина $\varepsilon = -\Lambda_{12}/\Delta$ была определена раньше. Величина

$$\theta = i (\text{Im } A_2 / \sqrt{2} A_0) e^{i(\varphi_2 - \varphi_0)}$$

характеризует нарушение CP -инвариантности при переходе в состояние $I=2$. При выводе этих соотношений мы воспользовались тем, что $\text{Re } A_2 \ll A_0$.

На опыте (см. § 1)

$$R_{+-} = |\eta_{+-}|^2 = |\varepsilon + \theta|^2 = |2,02 \pm 0,10|^2 \cdot 10^{-6}.$$

Если измерить ширину распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$, то можно определить другую комбинацию констант ε и θ :

$$R_{00} = |\eta_{00}|^2 = |\varepsilon - 2\theta|^2.$$

Различные модели нарушения CP -инвариантности дают различные предсказания для величин ε и θ . Так, модель $X2^+$ дает $\theta = 0$, $\gamma_{12} = 0$ (напомним, что $\varepsilon = -i\lambda_{12}/\Delta$, где $\lambda_{12} = -i(im_{12} + \gamma_{12})$, $\Delta = (m_1 - m_2) + i(\gamma_1 - \gamma_2)$). Величина θ не мала в модели ^{9a}, в которой за нарушение CP ответственно взаимодействие с $\Delta T = 3/2$.

Если за нарушение CP ответственно $X1$ -взаимодействие с $\Delta T = 5/2$, предложенное в ^{9b}, то $\varepsilon \ll \theta$; при этом $K^0 \rightarrow (2\pi)_{I=0}$, $K_2^0 \rightarrow (2\pi)_{I=2}$ и переходы $K_1^0 \leftrightarrow K_2^0$ в массовой матрице очень малы (если бы не было виртуальных фотонов, они отсутствовали бы, так как состояния с $T=0$ и $T=2$ ортогональны, и мы имели бы $\varepsilon = 0$; см. также ^{9в, 9г}).

§ 10. Интерференционные эксперименты с 2π -распадами

Важную информацию о феноменологических параметрах, описывающих нарушение CP в распадах $K_2^0 \rightarrow 2\pi$, уже дали ^{1г}, ^{1д} и, несомненно, дадут в будущем опыты, в которых наблюдается интерференция распадов $K_S \rightarrow 2\pi$ и $K_L \rightarrow 2\pi$. Такие опыты были предложены в ряде теоретических работ ^{10а-10г}. Мы рассмотрим три типа таких опытов:

1. Наблюдение 2π -распадов в вакууме в пучке, который при $t = 0$ имеет определенную странность (например, содержит только K^0). В этом случае вероятность 2π -распадов как функция времени пропорциональна

$$|O_S + \eta O_L|^2 \sim e^{-\Gamma_S t} + |\eta|^2 e^{-\Gamma_L t} + \\ + 2\operatorname{Re} \eta e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} t} \cos \Delta m t - 2\operatorname{Im} \eta e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} t} \sin \Delta m t,$$

где $\eta = \eta_{\pm}$ или η_{00} ; $\Delta m = m_S - m_L \approx m_1 - m_2$. Легко видеть, что этот опыт позволяет определить $\operatorname{Re} \eta$, $\operatorname{Im} \eta$, Δm (последние с точностью до одновременного обращения знака).

2. Наблюдение 2π -распадов при прохождении K_L -пучка через протяженную однородную среду, амплитуда регенерации K_S из K_L в которой сравнима с величиной ε . В этом случае отношение вероятности 2π -распадов в среде и в вакууме дается выражением

$$\left| \eta + \frac{2\pi f_{21} N}{m_K \Delta} \right|^2,$$

где $\Delta = m_1 - m_2 + i(\gamma_1 - \gamma_2)$. Это выражение легко понять, если учесть, что в однородной среде переходы $K_2 \rightarrow K_1$ на ядрах среды когерентно складываются с вакуумными переходами $K_2 \rightarrow K_1$, обусловленными несохранением CP .

Как известно (см., например, ^{10п}), регенерация на пластинке толщиной dx описывается уравнением

$$\frac{d\psi_1}{dx} = i\lambda f_{12} N \psi_2,$$

где $\lambda = 2\pi/k_1$, а k_1 — импульс K_1 -мезона в лабораторной системе, N — число ядер в 1 см^3 . Перейдя к собственному времени K -мезона τ , это можно переписать в виде

$$\frac{d\psi_1}{d\tau} = i \frac{2\pi}{m} f_{12} N \psi_2.$$

При нарушении CP к правой части этого уравнения следует добавить величину $\lambda_{12}\psi_2$. Таким образом, в среде $\varepsilon = -i\lambda_{12}/\Delta$ заменяется на

$$\varepsilon' = -i \left[\lambda_{12} + i \frac{\pi}{m} (f_K^{\text{лаб}} - f_{\bar{K}}^{\text{лаб}}) N \right] / \Delta.$$

Амплитуды f определены так, что

$$f^{\text{лаб}}/k^{\text{лаб}} = f^{\text{ц.п.}}/k^{\text{ц.п.}},$$

$$f^{\text{ц.п.}} = i \operatorname{Im} f^{\text{ц.п.}} + \operatorname{Re} f^{\text{ц.п.}}$$

$$\operatorname{Im} f^{\text{ц.п.}} = k^{\text{ц.п.}} \sigma / 4\pi.$$

Опыт ^{1г} показал, что фазы f_{12} и $\eta_{\pm}\Delta$ близки. Так как, по-видимому, $\operatorname{Im} f \gg \operatorname{Re} f$, то отсюда можно заключить, что модели, в которых $\theta = 0$, $\gamma_{12} = 0$, не противоречат опыту. Такой моделью, в частности является $X2^+$.

3. Наблюдение 2π -распадов в вакууме за пластинкой, через которую проходит пучок K_L -мезонов. Пространственное распределение этих распадов легко рассчитать, если учесть, что сразу за пластинкой амплитуда

пучка имеет вид

$$|K_L\rangle + A |K_S\rangle,$$

где

$$A = \frac{if_{12}\lambda N\Lambda_S}{i\delta + 1/2} \left[1 - \exp\left(-i\delta l - \frac{l}{2}\right) \right],$$

$$l = \frac{L}{\Lambda_S}, \quad \Lambda_S = v\gamma\tau_S, \quad \delta = (m_1 - m_2)\tau_S.$$

Этот опыт^{1д}, так же как предыдущий^{1г}, показал, что фазы f_{12} и $\eta_{\pm\Delta}$ близки. Интерпретация обоих этих опытов затруднена тем, что в настоящее время нет надежных данных о величинах f_K и $f_{\bar{K}}$.

§ 11. Лептонные распады K^0 -мезонов и правило $\Delta Q = \Delta S$

Рассмотрим K_{e3} -распады, которые проще, чем $K_{\mu 3}$: их амплитуда содержит только один формфактор. Обозначим амплитуды распадов:

$$K^0 \rightarrow e^+ \nu \pi^- \quad f, \quad \bar{K}^0 \rightarrow e^- \bar{\nu} \pi^+ \quad f^*,$$

$$\tilde{K}^0 \rightarrow e^+ \nu \pi^- \quad g, \quad K^0 \rightarrow e^- \bar{\nu} \pi^+ \quad g^*.$$

Если сохраняется CP , то $f = f^*$, $g = g^*$. Если выполняется правило $\Delta Q = \Delta S$, то $g = g^* = 0$. Вопрос о том, выполняется ли это правило, до сих пор не решен. Для решения этого вопроса наиболее удобно исследовать K_{e3} -распады в начальной стадии жизни K^0 -пучка вблизи от места рождения \bar{K}^0 -мезонов. При этом медленные переходы $K_2 \leftrightarrow K_1$, описываемые параметром ϵ , практически не играют роли и амплитуды позитронных и электронных распадов пропорциональны соответственно следующим выражениям:

для пучка, который при $t = 0$ содержал только K^0 -мезоны,

$$A^+ = O_S(1+x) + O_L(1-x),$$

$$A^- = O_S(1+x^*) - O_L(1-x^*);$$

для пучка, который при $t = 0$ содержал только \bar{K}^0 -мезоны,

$$A^+ = O_S(1+x) - O_L(1-x),$$

$$A^- = O_S(1+x^*) + O_L(1-x^*).$$

Здесь

$$O_S = e^{-(im_S + \gamma_S)t}, \quad O_L = e^{-(im_L + \gamma_L)t}, \quad x = \frac{g}{f}.$$

Отсюда следует, что интенсивности соответствующих распадов ведут себя как функции времени следующим образом^{3в*)}:

$$N^+ = N_a + N_b - N_c,$$

$$N^- = N_a - N_b - N_c,$$

$$\bar{N}^+ = N_a - N_b + N_c,$$

$$\bar{N}^- = N_a + N_b + N_c,$$

где

$$N_a = |1+x|^2 e^{-\Gamma_S t} + |1-x|^2 e^{-\Gamma_L t},$$

$$N_b = 2(1-|x|^2) \cos \Delta m t e^{-(\Gamma_S + \Gamma_L)t/2},$$

$$N_c = 4 \operatorname{Im} x \sin \Delta m t e^{-(\Gamma_S + \Gamma_L)t/2}.$$

*) Зависимость от времени поляризации мезонов в распадах $K_{\mu 3}$ обсуждается в работе¹¹³.

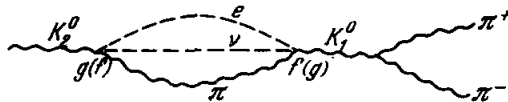
Результаты экспериментов ^{11а, 11б, 11в} не дают четких указаний на то, что правило $\Delta Q = \Delta S$ нарушается. На основе этих экспериментов можно заключить, что

$$|\operatorname{Re} x| \leq 0,1, \quad |\operatorname{Im} x| \leq 0,25.$$

Это согласуется с результатами других экспериментов, в которых предпринимались попытки обнаружить переходы с $\Delta Q = -\Delta S$ (см., например, ^{11г}). В частности, было показано, что распады $\Sigma^+ \rightarrow ne^+\nu$ по крайней мере в 25 раз менее вероятны, чем распады $\Sigma^- \rightarrow ne^-\bar{\nu}$.

В настоящее время известны 69 случаев распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-e^+\nu$ (с $\Delta Q = \Delta S$) и ни одного случая распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-e^-\bar{\nu}$ (с $\Delta Q = -\Delta S$).

Распады с $\Delta Q = -\Delta S$ могло бы дать CP -нечетное $Y1$ -взаимодействие. В работах ^{11д, 11е, 11ж} высказывалась гипотеза, что именно такое $Y1$ -взаимодействие является первичным CP -нечетным взаимодействием. Распады $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ возникали бы при этом, так же как в модели $X2$, за счет полюсных переходов.



Так как предельные импульсы виртуальных лептонов могут быть очень велики и, следовательно, может быть велик вклад лептонной петли ^{11и}, то такой механизм может оказаться существенным даже при условии, что g на много порядков меньше, чем f .

§ 12. Лептонные распады K_L^0 -мезона

Лептонные распады K_L^0 -мезона определяются как величиной ε , так и величиной X . Учитывая, что $K_L = K_2 + \varepsilon K_1 = [(1 + \varepsilon) K - (1 - \varepsilon) \bar{K}]/\sqrt{2}$, легко получить ^{8в}

$$R = \frac{W(K_L \rightarrow e^-\bar{\nu}\pi^+)}{W(K_L \rightarrow e^+\nu\pi^-)} = \left| \frac{(1 + \varepsilon)g^* - (1 - \varepsilon)f^*}{(1 + \varepsilon)f - (1 - \varepsilon)g} \right|^2 \approx \left| \frac{(1 + 2\varepsilon)x^* - 1}{1 + 2\varepsilon - x} \right|^2 \approx \approx 1 - 4 \operatorname{Re} \varepsilon \frac{1 - |x|^2}{1 + |x|^2 - 2 \operatorname{Re} x}.$$

Таким образом, измерение зарядовой асимметрии лептонов в распадах K_L^0 -мезона позволяет определить величину $\operatorname{Re} \varepsilon$, если известна величина x . В моделях $X2$ ожидаемая величина асимметрии $R - 1$ порядка 0,6%, если $x = 0$ и если $|m_1 - m_2| \sim \Gamma_1/2$.

§ 13. Распады K^0 -мезонов на 3π -мезона

Как известно, при сохранении CP -четности K_L^0 может распадаться на 3π -мезона, находящихся в состоянии с $CP = -1$ (мы будем обозначать его $(3\pi)^-$), а K_S^0 -мезон может распадаться на 3π -мезона, находящихся в состоянии с $CP = +1$ (мы будем обозначать его $(3\pi)^+$). Состояние $(3\pi)^-$ отвечает четным орбитальным моментам π -мезонов: $l = L = 0, 2, 4, \dots$ — и имеется как у системы $3\pi^0$, так и у системы $\pi^+\pi^-\pi^0$. Состояние $(3\pi)^+$ отвечает нечетным моментам: $l = L = 1, 3, 5, \dots$ — и имеется только у системы $\pi^+\pi^-\pi^0$.

CP -нечетными мы будем называть распады K_S^0 -мезона на $3\pi^0$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ с $CP = -1$ и распады K_L^0 -мезона на $\pi^+\pi^-\pi^0$ с $CP = +1$. CP -нечетные распады K^0 -мезонов должны быть очень малы, если работают

механизмы типа $X2^\pm$. Так, например, распад $K_S^0 \rightarrow 3\pi^0$, запрещенный сохранением CP , имел бы в этом случае ширину, равную

$$\Gamma_S(3\pi^0) = |\epsilon|^2 \Gamma_L(3\pi^0) \sim 4 \cdot 10^{-6} \cdot 5 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \sim 20 \text{ сек}^{-1}.$$

То же относится и к распаду K_S^0 в систему $\pi^+\pi^-\pi^0$ с $I = 1$ и $CP = -1$. Большей величины могли бы достигать амплитуды CP -нечетных 3π -распадов в случае $X1^\pm$ -взаимодействия. В этом случае

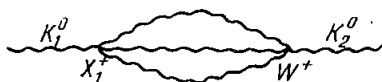
$$\eta_{000} = \frac{\langle \pi^0\pi^0\pi^0 | K_S \rangle}{\langle \pi^0\pi^0\pi^0 | K_L \rangle} = \epsilon + \tau_1 + 2\tau_3,$$

$$\eta_{+-0} = \frac{\langle \pi^+\pi^-\pi^0 | K_S \rangle}{\langle \pi^+\pi^-\pi^0 | K_L \rangle} = \epsilon + \tau_1 + 3\tau_3,$$

где

$$\tau_1 = \frac{\langle 3\pi I=1 | K_1^0 \rangle}{\langle 3\pi I=1 | K_2^0 \rangle}, \quad \tau_3 = \frac{\langle 3\pi I=3 | K_1^0 \rangle}{\langle 3\pi I=1 | K_2^0 \rangle}.$$

Однако на много порядков больше, чем ϵ , величина τ_1 быть не может. Это связано с тем, что во втором порядке теории возмущений CP -нечетные 3π -переходы сами дают вклад в ϵ :



У нас нет оснований считать, что интеграл, отвечающий этой диаграмме, мал. Более подробное обсуждение $K_{3\pi}^0$ -распадов можно найти в работах 13а-13г.

§ 14. Вклад реальных состояний в переход $K_1^0 \leftrightarrow K_2^0$

Как впервые было отмечено в работе ⁸⁶, для параметра γ_{12} (напомним, что $\epsilon = -(im_{12} + \gamma_{12})/(m_1 - m_2 + i\gamma_1 - i\gamma_2)$) можно установить верхнюю границу из имеющихся экспериментальных данных по $K_{2\pi^-}$, $K_{3\pi^-}$, K_{e3^-} и $K_{\mu 3^-}$ -распадам $K_{L,S}^0$ -мезонов. Величина γ_{12} представляет собой сумму вкладов этих процессов на массовой поверхности в переход $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$.

Если правило $\Delta Q = \Delta S$ выполняется, то вклад K_{e3} и $K_{\mu 3}$ процессов равен нулю. Если $\text{Re } x = 0$, $\text{Im } x = 0,25$, то

$$\gamma_{12}(l_3) \approx \text{Im } x \Gamma(K_L \rightarrow e_3) \approx 3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}.$$

Вклад 3π -процессов $\gamma_{12}(3\pi)$ наверняка меньше, чем

$$\frac{1}{2} \Gamma(K_L \rightarrow 3\pi) \approx 3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}.$$

Вклад 2π -распадов определяется величиной CP -нечетной амплитуды с $T = 2$:

$$\gamma_{12}(2\pi) = \frac{1}{2} \text{Im } A_2 \text{Re } A_2.$$

Если предположить, что $\text{Im } A_2/A_0 \ll \epsilon$, и учесть, что $\text{Re } A_2/A_0 \ll 1$ (последнее неравенство справедливо, если только $\varphi_2 - \varphi_0 \neq \frac{\pi}{2}$), то вкладом 2π -состояний в величину λ_{12} можно пренебречь: $\gamma_{12}/A_0^2 \ll \epsilon$. Учитывая, что знаменатель величины ϵ порядка 10^{10} сек^{-1} , и предполагая, что по порядку величины $\epsilon \sim \eta_{+-}$, мы придем к выводу, что $|\gamma_{12}| \ll |m_{12}|$.

§ 15. Радиационные распады K^0 -мезонов

CP -нечетные эффекты в радиационных распадах нейтральных K -мезонов, обсуждавшиеся в ряде работ ^{15a-15д}, могли бы быть велики и, следовательно, интересны в случае $Z0^{\pm}$ - и $Z1^{\pm}$ -взаимодействий. Это относится, в частности, к распадам $K_{L,S}^0 \rightarrow 2\pi^0\gamma$, $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^0e^+e^-$, $K_{L,S} \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$, $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$. Если CP -нечетные эффекты в этих

Таблица VI
Классификация амплитуд в распадах

Распад	Тип взаимодействия	
	$CP=+1$	$CP=-1$
$K_1^0 \rightarrow 2\pi^0\gamma$	$M2$	$E2$
$K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	$E1, M2$	$M1, E2$
$K_2^0 \rightarrow 2\pi^0\gamma$	$E2$	$M2$
$K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	$M1, E2$	$E1, M2$

распадах окажутся велики, то при рассмотрении законно будет пренебречь полной амплитудой, так как $\epsilon \ll 1$.

Рассмотрим вначале распады $K_{1,2}^0 \rightarrow 2\pi\gamma$, ограничиваясь низшими значениями орбитальных моментов π -мезонов. Так как состояние $2\pi^0\gamma$ имеет $C = -1$, то при сохранении CP распад $K_1^0 \rightarrow 2\pi^0\gamma$ идет с сохранением P -четности (переход типа магнитного квадрупольа $M2$), а распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi^0\gamma$ — с на-

рушением P -четности (переход типа электрического квадрупольа $E2$). В распаде $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ ($K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$) при сохранении CP -четности дополнительно разрешен дипольный переход $E1$ ($M1$). В табл. VI указаны амплитуды, разрешенные ($CP = +1$) и запрещенные ($CP = -1$) сохранением CP -четности. Если записать амплитуды $K_{2\pi\gamma}$ -распадов релятивистски инвариантно, то соответствующие выражения будут содержать вклад и более высоких угловых моментов:

$$\begin{aligned}
 E1 &\rightarrow p_{\alpha}q_{\beta}F_{\alpha\beta}e^{i\varphi_{E1}}, & M1 &\rightarrow p_{\alpha}q_{\beta}\tilde{F}_{\alpha\beta}e^{i\varphi_{M1}}, \\
 E2 &\rightarrow i(pq)p_{\alpha}q_{\beta}F_{\alpha\beta}e^{i\varphi_{E2}}, & M_2 &\rightarrow i(pq)p_{\alpha}q_{\beta}\tilde{F}_{\alpha\beta}e^{i\varphi_{M2}}, \\
 F_{\alpha\beta} &= k_{\alpha}A_{\beta} - k_{\beta}A_{\alpha}, & \tilde{F}_{\alpha\beta} &= \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}F_{\gamma\delta};
 \end{aligned}$$

p — 4-импульс K -мезона, q — разность 4-импульсов π -мезонов. Множители i в выражениях для $E2$ и $M2$ обусловлены требованием эрмитовости эффективного гамильтониана взаимодействия. Интерференция амплитуд с различной CP -четностью, но одинаковой P -четностью (например, $M1$ и $M2$) должна привести к асимметрии распределения на графике Далица (см. распад $\eta \rightarrow 2\pi\gamma$, § 20). Для распадов K_2^0 фазы амплитуд φ определяются в основном $\pi\pi$ -рассеянием в доминирующих угловых состояниях p и d : φ_{E1} (φ_{M1}) $\approx \varphi_p$, φ_{E2} (φ_{M2}) $\approx \varphi_d$. Для распадов $K_1^0 \rightarrow 2\pi\gamma$ дополнительным источником мнимости являются переходы типа

$$K_1^0 \xrightarrow{W} 2\pi \xrightarrow{E, Z0^+} 2\pi\gamma.$$

В распадах $K_{L,S} \rightarrow 2\pi\gamma$ должны иметь место интерференционные эффекты и связанные с ними характерные временные осцилляции, подобные тем, которые обсуждались выше для других распадов. Так как в распаде $K_1^0 \rightarrow 2\pi\gamma$ доминирующим является мягкое сопровождающее тормозное излучение, а в распадах $K_2^0 \rightarrow 2\pi\gamma$ — жесткие фотоны, то интерференция при распадах K_L -мезонов будет максимальна при промежуточных энергиях фотонов. Об экспериментальных поисках распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi\gamma$ сообщается в ^{15д}.

Легко убедиться в том, что обычное слабое CP -инвариантное взаимодействие W в сочетании с обычным CP -инвариантным электромагнитным

взаимодействием E может привести к распаду $K_1^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, но не может привести к распаду $K_2^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Последнее утверждение следует из того, что в вершину $K_2^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ P -нечетная (и, следовательно, в силу CP -инвариантности W -взаимодействия, C -нечетная) компонента W -взаимодействия не может дать вклада в силу того, что $P(\pi^0) = P(K_2^0)$, а P -четная (и, следовательно, C -четная) компонента — в силу того, что $C(\pi^0) = C(K_2^0)$, а $C(\gamma) = -1$. Таким образом, обнаружение на опыте распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, идущего с большой вероятностью, означало бы значительное несохранение CP -четности в прямом переходе $K_2^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Если при этом в радиационных процессах с сохранением странности нарушение CP -четности оказалось бы малым (так, чтобы исключить $Z0^+$ -взаимодействие), то это означало бы существование первичного $Z1$ -взаимодействия. Это относится также к обнаружению зарядовой асимметрии в распадах $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$.

К сожалению, ожидаемая вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ не может быть очень большой, поскольку $Z1$ -взаимодействие могло бы проявиться не только в этом распаде, но и в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$, верхняя граница для которого известна ^{15н}. Учитывая, что $\tau_{K_2^0} \sim 5\tau_{K^+}$, можно ожидать, что

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все частицы})} \lesssim 10^{-5}.$$

Следует учесть, однако, что если $Z0^+$ - и $Z1$ -взаимодействий нет и распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ идет через полюсной переход $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$, то следует ожидать

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все заряд.})} &\approx \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все заряженные частицы})} \times \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx \\ &\approx 2 \cdot 10^{-3} \frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \text{все})} \times \frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \text{все})}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \lesssim 2 \cdot 10^{-3} \cdot 5 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-2} = 10^{-10}. \end{aligned}$$

Интерес с точки зрения исследования механизма нарушения CP представляют редкие, пока не наблюдавшиеся распады $K_{L,S}^0 \rightarrow 2\pi e^+ e^-$ ^{15е} и $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$ ^{15а, 15к, 15н}.

III. БЫСТРЫЕ ПРОЦЕССЫ

§ 16. О свойствах $X0^+$ - и $Z0^+$ -взаимодействий

Гипотеза о том, что взаимодействие $X0^+$ является возможной причиной распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, была предложена в работах ^{16а, 16б, 16в}; гипотеза о взаимодействии $Z0^+$ — в работах ^{16г, 16д}.

Согласно гипотезе ^{16г} электромагнитный ток адронов является суммой двух токов: обычного, C -нечетного J и C -четного K . Взаимодействие K -тока с фотонами и дает $Z0^+$ -взаимодействие.

Введение K -тока требует пересмотра принципа минимального электромагнитного взаимодействия. В работе ^{16е} было показано, что нарушить CP в электромагнитном взаимодействии, не нарушая его в сильном, можно, если добавить к лагранжиану CP -неинвариантный член, представляющий собой 4-дивергенцию. Такой член сам по себе не дает вклада в уравнения движения, но при включении электромагнитного поля путем стандартной замены $\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x} - ieA$ дает CP -неинвариантное взаимодействие с участием фотонов $Z0^+$.

Взаимодействия $Z0^+$ и $X0^+$ могут приводить к CP -нарушающим процессам, которые будут иметь такие большие амплитуды, что их в прин-

ципе можно было бы обнаружить на фоне CP -инвариантных сильных и электромагнитных взаимодействий. В этой главе мы рассмотрим некоторые из них: быстрые распады мезонов и Σ^0 -гиперона (табл. III), реакции, относящиеся к области физики высоких энергий (табл. V), и, наконец, электромагнитные распады ядер и другие быстрые процессы в области ядерной физики низких энергий (табл. III и V).

§ 17. Р а с п а д $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$

Экспериментальные поиски этого распада, запрещенного сохранением CP , дали ^{17а, 17б}

$$R = \frac{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 3\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} < 5 \cdot 10^{-6}.$$

Теория распада $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ была рассмотрена в работах ^{17в, 17г} (см. также ^{17д}). Как показано в этих работах, амплитуда распада пропорциональна $(kr)^2$, где k — средний импульс фотонов в распаде, а r — радиус излучающей области. При $r^{-1} \sim 300 \text{ Мэв/с}$ ожидаемое отношение $R \sim 10^{-11}$.

Заметим, что CP -нечетный распад $\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$ с участием одного виртуального фотона запрещен в силу сохранения электромагнитного тока.

§ 18. Р а с п а д ы $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

Поиски распада $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ установили верхнюю границу для отношения $R = \Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) / \Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-)$:

$$R = (1,1 \pm 1,1) \% \text{ }^{18а}, \quad R < 2,8 \% \text{ }^{18б}, \quad R < 7 \% \text{ }^{18в}.$$

Теоретическая оценка вероятности этого распада за счет $Z0^+$ -взаимодействия дает ^{16г} $R \approx 1$, если распад идет по схеме $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и ничем специально не подавлен. (Заметим, что вершина $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ C (и CP)-нечетна. Распад $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ с испусканием реального фотона запрещен, как 0-0-переход.) Величина $R < 0,01$ не исключает, однако, $Z0^+$ -взаимодействия с $\Delta I = 0$, так как в вершине $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ $\Delta I = 1$ и изоскалярное взаимодействие само по себе дать такую вершину не может.

Если обратиться к возможным запретам, связанным с SU_3 , то величину $R \sim 0,01$ можно получить ^{18г}, предположив, что $Z0^+$ -взаимодействие с $\Delta I = 1$ представляет собой компоненту унитарного октета. (В этом случае и при строгом выполнении унитарной симметрии вершина $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ была бы запрещена.) Дальнейшее понижение экспериментальной границы для R представляет большой интерес. Следует помнить, однако, что в четвертом порядке по электромагнитному взаимодействию распады $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ ($\mu^+ \mu^-$) могут идти с сохранением CP -четности:

$$\eta^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^- (\mu^+ \mu^-).$$

Если распады $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ будут обнаружены, то указание о том, нарушают ли они CP , можно будет получить, измерив отношение их ширин. В случае однофотонного обмена это отношение должно равняться ^{18д}

$$\frac{\Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{\Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)} = 3,4.$$

§ 19. Р а с п а д $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Распад $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ особенно благоприятен для поисков $X0^+$ - и $Z0^+$ -взаимодействий, так как основная CP -четная амплитуда этого распада обусловлена не сильным взаимодействием, а, по-видимому, виртуальным

электромагнитным (слово «по-видимому» отражает то обстоятельство, что экспериментальное отношение ширины распадов $\Gamma(\eta^0 \rightarrow 3\pi)/\Gamma(\eta^0 \rightarrow 2\gamma)$ слишком велико по сравнению с теоретическими оценками: обе вероятности порядка α^4 , но фазовый объем в первом процессе существенно меньше).

Три π -мезона могут находиться либо в C -четных состояниях с $I = 1, 3$, либо в C -нечетных состояниях с $I = 0, 2$. Переход в эти последние возможен за счет $X0^+$ -взаимодействия или совместного действия $Z0^+$ -взаимодействия и обычного электромагнитного взаимодействия (E). (Связь между C -четностью и изотопическим спином системы трех π -мезонов следует из того, что их G -четность отрицательна: $(-1)^I C = -1$.) Рассмотрим, например, интерференцию двух матричных элементов: CP -четного, постоянного c и CP -нечетного, возникшего в результате перехода $\eta^0 \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$:

$$\begin{aligned} \varphi_{\eta}\varphi_{+}\varphi_{-}\varphi_{0}(c + i4\pi\alpha f(p_{\eta} + p_{0})_{\mu}(p_{+} - p_{-})_{\mu}) = \\ = c(1 + i8\pi\alpha f m_{\eta} c^{-1}(E_{+} - E_{-}))\varphi_{\eta}\varphi_{+}\varphi_{-}\varphi_{0}, \end{aligned}$$

где icf — размерная константа ($[f] = [m]^{-2}$), характеризующая вершину $\eta^0 \rightarrow \pi^0\gamma$. В силу эрмитовости эта константа чисто мнимая. Поэтому интерференция C -четного и C -нечетного слагаемых отсутствует. Если, однако, учесть, что в различных состояниях π -мезоны по-разному взаимодействуют между собой, то возникает дополнительная разность фаз δ между первым и вторым слагаемыми и квадрат модуля матричного элемента оказывается пропорционален

$$1 + \frac{16\pi\alpha \sin \delta f m_{\eta}}{c}(E_{+} - E_{-}) + O(\alpha^2).$$

В результате в энергетическом распределении π -мезонов возникает зарядовая асимметрия, и на диаграмме Далица для η -распада распределение становится несимметричным относительно вертикальной оси.

Данные, собранные из разных лабораторий, возможно, указывают на существование 10%-ной асимметрии*). Если этот результат подтвердится, он будет означать, что в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ нарушается CP -четность.

Рассмотренный нами CP -нечетный матричный элемент отвечает переходу в состояние с $I = 2$. Состояние с $I = 0$ полностью антисимметрично по изотопическим переменным ($[a, b]$ с) и поэтому должно быть полностью антисимметрично по энергетическим переменным. Этому отвечает матричный элемент типа

$$(E_{+} - E_{-})(E_{-} - E_0)(E_0 - E_{+})\frac{1}{m^3},$$

где m^{-1} — радиус взаимодействия. Можно думать, что $m \geq E$. Поэтому этот матричный элемент кинематически подавлен. Мы видим, таким образом, что распад $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ чувствителен к существованию $X0^+$ -взаимодействия с $\Delta I = 2$ и нечувствителен к $X0^+$ -взаимодействию с $\Delta I = 0$.

Если в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ нарушение CP будет доказано, а CP -нечетные распады $\eta^0 \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ обнаружены не будут, то это будет означать, что CP -нарушающее $X0^+$ -взаимодействие, дающее распад $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, не является вторичным по отношению к $Z0^+$ -взаимодействию: $X0^+ \neq Z0^+ \times E$. Нарушение CP в распадах $\eta \rightarrow 3\pi$ обсуждалось в ряде работ ^{19a-19e}.

*) М. Шварц, частное сообщение (май 1965 г.).

§ 20. Р а с п а д ы $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и $\eta^0 \rightarrow 2\pi^0\gamma$

Два π -мезона, возникших в этих распадах, могут быть либо в состоянии с $C = -1, I = 1$, либо в состояниях с $C = +1, I = 0, 2$. Переход в эти последние нарушает сохранение CP и может быть обусловлен $Z0^+$ -взаимодействием. Два π^0 -мезона могут быть только в состоянии с $C = +1$, поэтому обнаружение распада $\eta^0 \rightarrow 2\pi^0\gamma$ означало бы несохранение

Т а б л и ц а VII

Изменение изотопического спина в CP -запрещенных амплитудах распадов η^0 -мезонов

Распад \ ΔI	$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	$\eta \rightarrow 3\pi$	$\eta \rightarrow 2\pi^0\gamma$
0			×
1	×	×	
2		×	×

CP -четности во взаимодействии типа $Z0^+$ или $X0^+$. При этом ожидаемая вероятность распада во втором случае должна быть на 4—6 порядков меньше, чем в первом. (Напомним, что взаимодействие типа $Z0^-$ исключено данными по дипольному моменту нейтрона.)

Интерференция CP -четной (A^+) и CP -нечетной (A^-) амплитуд в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ должна привести к асимметрии распределения на диаграмме Далица для этого распада. Если ограничиться только низшими значениями угловых моментов, то состоянию с $C = -1$

отвечает p -волна двух π -мезонов, а состоянию с $C = +1$ отвечает d -волна. Ковариантные амплитуды имеют вид

$$A^+ \sim p_\alpha q_\beta \tilde{F}_{\alpha\beta} e^{i\varphi_+}, \quad \varphi_+ \approx \varphi_p,$$

$$A^- \sim i(pq) p_\alpha q_\beta \tilde{F}_{\alpha\beta} e^{i\varphi_-}, \quad \varphi_- \approx \varphi_d.$$

Здесь p — 4-импульс η -мезона, $q = p_+ - p_-$ — разность 4-импульсов π -мезонов. $F_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} F_{\gamma\delta}$, $F_{\gamma\delta} = k_\gamma A_\delta - k_\delta A_\gamma$ — напряженность электромагнитного поля. В системе покоя η -мезона

$$A^+ \sim q H e^{i\varphi_p},$$

$$A^- \sim i(E_+ - E_-) q H e^{i\varphi_d},$$

где H — магнитное поле фотона.

Интерференционный член пропорционален $(E_+ - E_-) \sin(\varphi_p - \varphi_d)$. Ожидаемая величина асимметрии даже для $Z0^+$ невелика, так как d -волна подавлена по сравнению с p -волной из-за центробежного барьера.

Возможные свойства $Z0^+$ -взаимодействия и его проявления в различных распадах η^0 -мезона суммированы в табл. VII. Крестиками отмечены $Z0^+$ -взаимодействия с такими ΔI , которые наилучшим образом проявляются в соответствующих распадах.

§ 21. Р а с п а д ы X^0 -м е з о н а

Возможные CP -нечетные распады X^0 -мезона ($m_X \approx 960 Mэв$, $J^P = = 0^-, I = 0$) представляют интерес с нескольких точек зрения. Во-первых, в распаде $X^0 \rightarrow 2\pi\gamma$ (составляющем примерно 20% всех распадов X^0 -мезона) выделяется существенно большая энергия, чем в распаде $\eta^0 \rightarrow 2\pi\gamma$. Поэтому подавление d -волны в нем может быть невелико. Можно ожидать поэтому, что $Z0^+$ -взаимодействие с $\Delta I = 0, 2$ дало бы распад $X^0 \rightarrow 2\pi^0\gamma$ со значительной вероятностью и вызвало бы значительную зарядовую асимметрию в распаде $X^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Соответствующие экспериментальные данные: 200 случаев распада $X^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ не обнаружили асимметрии ¹⁸⁶.

Во-вторых, распады $X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $X^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, в отличие от распадов $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, не запрещены SU_3 -инвариантностью в том случае, если ZO^+ -взаимодействие имеет $\Delta I = 1$ и представляет собой компоненту октета. Учитывая, что соответствующая ширина растет, как M^2 , и что SU_3 -подавление для распада $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ составляет порядка $1/30$, можно прийти к выводу, что

$$\frac{\Gamma(X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{\Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)} \sim 10^3.$$

Дальнейшие выводы требуют знания полных ширин η^0 - и X^0 -мезонов. На опыте $\Gamma_{X^0} < 4 Mэв$. Теоретические оценки дают $\Gamma_{X^0} \cong 0,1 - 0,5 Mэв$ ^{21a}, $\Gamma_{\eta^0} \cong 300 эв$. На основе этих оценок можно ожидать ^{20a}, что $\Gamma(X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) / \Gamma(X^0) \sim 1 \div 3\%$. Опыт дает для этой величины верхний предел $1,3\%$ ^{18г}. Опыт дает также $\Gamma(X^0 \rightarrow \eta^0 e^+ e^-) / \Gamma(X^0) < 1,1\%$. Согласно оценкам ^{18г}, основанным на SU_3 -симметрии, ожидаемая величина для этого отношения $\sim 0,1\%$.

При нарушении CP оказываются разрешенными также распады $X^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0$ и $X^0 \rightarrow \omega^0 \pi^0$.

§ 22. Распады мезонов с $J \geq 1$

Отметим прежде всего, что ряд распадов, запрещенных сохранением CP -четности, запрещен также в силу других причин. Это относится к распадам типа $\omega^0 \rightarrow 2\pi^0$, $\rho^0 \rightarrow 2\pi^0$, $\phi^0 \rightarrow 2\pi^0$, $\phi^0 \rightarrow 2K_1^0$, запрещенным в силу бозе-эйнштейновской статистики π^0 и K_1^0 -мезонов, а также к распадам типа ω^0 , ρ^0 , $\phi^0 \rightarrow 2\gamma$, запрещенным в силу поперечности фотона.

Если CP нарушается, то разрешены следующие распады: $\phi^0 \rightarrow \eta^0 \pi^0$, $\omega^0 \rightarrow \eta^0 \pi^0$, $\omega^0 \rightarrow 3\pi^0$, $\phi^0 \rightarrow \omega^0 \gamma$, $\phi^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$, $\omega^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$. По теоретической оценке ^{20a}, например, $\Gamma(\phi^0 \rightarrow \omega^0 \gamma) / \Gamma(\phi^0) \sim 2\%$. Если нарушается CP , то может возникнуть асимметрия распределений Далица для распадов $\phi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ^{22a}, ^{19в}, ^{19д}, ^{16г}.

Асимметрия в распаде $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ может возникнуть только в том случае, если XO^+ -взаимодействие (первичное или вторичное) удовлетворяет требованию $\Delta I = 1,3$. Эта асимметрия обращается в нуль, если пренебречь взаимодействием π -мезонов в конечном состоянии, которое является как бы «проявителем» нарушения CP -четности. На опыте ^{22б}, ^{22в} никаких CP -нечетных эффектов в распадах векторных мезонов не найдено:

$$\Gamma(\phi \rightarrow \rho \gamma) \leq 0,03 \Gamma(\phi \rightarrow K \bar{K}), \quad \Gamma(\phi \rightarrow \omega \gamma) \leq 0,09 \Gamma(\phi \rightarrow K \bar{K}),$$

$$\Gamma(\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) \leq 0,05 \Gamma(\phi \rightarrow K \bar{K}), \quad \Gamma(\phi \rightarrow \eta \pi) \leq 0,15 \Gamma(\phi \rightarrow K \bar{K}).$$

Согласно теоретическим оценкам работы ^{22г} CP -нечетные распады $f^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$, $A_2^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ могут составлять порядка процентов от соответствующих полных ширин. Из других CP -нечетных распадов отметим $B^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$, $\omega^0 \gamma$, $\phi^0 \gamma$, $f^0 \rightarrow \eta^0 \gamma$, $A_2^0 \rightarrow \eta^0 \gamma$, $f^0 \rightarrow X^0 \gamma$, $A_2^0 \rightarrow X^0 \gamma$.

§ 23. Распад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 e^+ e^-$ и реакции

$$\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-, \quad K^- p \rightarrow \Lambda^0 e^+ e^-$$

В распаде $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 e^+ e^-$ несохранение CP проявится в ненулевой относительной фазе ϕ двух слагаемых в электромагнитной вершине $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$: магнитного момента $\tilde{u}_\Lambda \sigma_{\mu\nu} q_\nu u_\Sigma$ и монополя $\tilde{u}_\Lambda [(m_\Sigma - m_\Lambda) q_\mu + q^2 \gamma_\mu] u_\Sigma$. Интерференция этих членов должна приводить ^{16г}, ^{23a} к корреляциям типа $\sin \phi \xi_\Sigma N$ и $\sin \phi \xi_\Lambda N$, где ξ_Σ и ξ_Λ — единичные векторы в направлениях поляризации Σ - и Λ -гиперонов соответственно, $N = [n, (n_+ + n_-)]$, а n , n_+ , n_- — единичные векторы в направлениях импульсов Λ -гиперона, позитрона и электрона соответственно. То обстоятельство, что вектор N не меняется при замене $n_+ \leftrightarrow n_-$, связано с тем, что взаимодействие электрона с фотоном C - и CP -инвариантно. Что

касается ожидаемой величины асимметрии, то фаза ϕ не обращается в нуль, только если для $Z0^+$ -взаимодействия $\Delta I = 1$ (причем $Z0^+$ не является компонентой SU_3 -октета). Последний запрет обусловлен сохранением U -спина. Действительно, из сохранения U -спина следует $\langle \Sigma_U | \Lambda_U \rangle = 0$. Переходя от Σ_U и Λ_U к Σ и Λ , получим

$$\langle \Sigma_U | \Lambda_U \rangle = -\frac{\sqrt{3}}{4} \langle \Lambda | \Lambda \rangle + \frac{\sqrt{3}}{4} \langle \Sigma | \Sigma \rangle + \frac{1}{4} \langle \Sigma | \Lambda \rangle - \frac{3}{4} \langle \Lambda | \Sigma \rangle = 0.$$

Отсюда следует, что вершина $\langle \Sigma | \Lambda \rangle$ должна быть действительна подобно вершинам $\langle \Lambda | \Lambda \rangle$ и $\langle \Sigma | \Sigma \rangle$, которые действительны в силу эрмитовости электромагнитного тока. Опыт^{23б} по измерению p_{\perp} -поляризации, нормальной к плоскости распада, недостаточно точен, чтобы дать однозначный ответ.

Корреляция типа $\xi_{\Lambda} N$ должна наблюдаться при захвате медленных π^- -мезонов в водороде: $\pi^- p \rightarrow ne^+e^-$. Ожидаемая асимметрия в этом случае должна быть мала, даже если нарушение CP велико (см. ^{23а}). Аналогичную корреляцию $\xi_{\Lambda} N$ можно исследовать при захвате в водороде медленных K^- -мезонов: $K^- p \rightarrow \Lambda^0 e^+e^-$. Однако в этом процессе корреляция $\xi_{\Lambda} N$ должна иметь место даже в том случае, если CP -четность сохраняется. Причина этого в том, что процесс $K^- p \rightarrow \Lambda^0 e^+e^-$ может идти через реальные промежуточные состояния: $K^- p \rightarrow \Lambda \pi \rightarrow \Lambda \gamma \rightarrow \Lambda e^+e^-$ и $K^- p \rightarrow \Sigma \pi \rightarrow \Lambda \gamma \rightarrow \Lambda e^+e^-$. Наличие реальных промежуточных состояний должно привести к тому, что коэффициенты в двух членах электромагнитной вершины (дипольном и анапольном) приобретут, вообще говоря, различные фазы.

§ 24. Реакции в пучке антипротонов

В каждом из каналов аннигиляции $\bar{p}p$ спектры положительных и отрицательных частиц (π^+ и π^- , K^+ и K^-) должны совпадать, если сохраняется CP -четность. В противном случае должна возникнуть асимметрия, подобная той, которая обсуждалась выше в связи с распадами $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и т. д. Экспериментальные данные^{24а}, полученные при изучении 40 000 случаев аннигиляции $\bar{p}p$, не обнаружили различий в спектрах π^+ и π^- -мезонов с точностью порядка процента и в спектрах K^+ и K^- -мезонов с точностью нескольких процентов (см. также ^{24б}). Так как этот результат относится к совокупности различных каналов (различных как по числу частиц, так и по изотопическому спину и полному угловому моменту), то «случайные» запреты в отдельных каналах (типа обсужденных выше для η^0 -мезона) не могли серьезно повлиять на результат. С другой стороны, большее энерговыделение дает возможность состояниям с высокими угловыми моментами успешно конкурировать с состояниями с меньшими угловыми моментами. Наконец, при высоких энергиях $\pi\pi$ -взаимодействие (а также πK - и KK -взаимодействия), необходимое для «проявления» CP -нечетных эффектов, не мало, и нет оснований ожидать, что эти эффекты не проявятся.

Таким образом, можно считать, что совокупность данных по распадам нейтральных мезонов и $\bar{p}p$ -аннигиляции указывает на то, что $X0^+$ -взаимодействие, если оно существует, как минимум на два порядка слабее сильного: $g^2(X0^+)/g^2(S) < 10^{-2}$. Следует еще раз отметить, что естественная величина для этого отношения, которую можно получить на основе отношения $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)$, должна быть порядка 10^{-3} .

Упомянем в заключение о теоретических предложениях исследовать асимметрию в канале $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ ^{16г} и поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ в канале $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ ^{24в}. С точки зрения проверки CPT представляет интерес упругое рассеяние $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ (см. теоретические работы ^{24г}, ^{24д}).

§ 25. Поляризация и асимметрия в упругом рассеянии протонов

При рассеянии неполяризованных протонов на ядрах на некоторый угол ϑ они приобретают поляризацию в направлении, нормальном плоскости реакции. Степень поляризации $P(\vartheta)$ определяется следующим образом:

$$P(\vartheta) = \frac{I^+(\vartheta) - I^-(\vartheta)}{I^+(\vartheta) + I^-(\vartheta)}.$$

Здесь I^+ (I^-) — число протонов со спином, направленным вверх (вниз).

При рассеянии полностью поляризованных протонов на ядрах их угловое распределение асимметрично. Асимметрия определяется следующим образом:

$$A(\vartheta) = \frac{I(\vartheta) - I(-\vartheta)}{I(\vartheta) + I(-\vartheta)},$$

где $I(\vartheta) = I^+(\vartheta) + I^-(\vartheta)$.

Если имеет место инвариантность относительно обращения времени, то $A(\vartheta) = P(\vartheta)$. Легко убедиться в том, что это равенство будет автоматически (вне зависимости от сохранения CP) выполняться при рассеянии на ядрах со спином нуль. Однако для ядер с $J \neq 0$ это равенство будет выполняться, вообще говоря, только при отсутствии в амплитуде T -неинвариантных членов. В pp -рассеянии P -инвариантный, но T -неинвариантный член в амплитуде имеет вид

$$(\sigma_1 \mathbf{l})(\sigma_2 \mathbf{m}) + (\sigma_1 \mathbf{m})(\sigma_2 \mathbf{l})$$

(σ — матрицы Паули, $\mathbf{l} = (\mathbf{p}_{1i} + \mathbf{p}_{1f}) / |\mathbf{p}_{1i} + \mathbf{p}_{1f}|$, $\mathbf{m} = (\mathbf{p}_{1f} - \mathbf{p}_{1i}) / |\mathbf{p}_{1f} - \mathbf{p}_{1i}|$). Индексы 1 и 2 относятся к двум частицам, индексы i и f означают начальное и конечное состояния. Интерференция этого члена с T -инвариантными членами дает корреляцию типа $\xi_f \mathbf{n} - \xi_i \mathbf{n}$, где ξ_f (ξ_i) — поляризация налетающего (рассеянного) протона, а \mathbf{n} — нормаль к плоскости реакции. Сами по себе T -инвариантные члены амплитуды: 1 , $(\sigma_1 \mathbf{n})(\sigma_2 \mathbf{n})$, $(\sigma_1 \mathbf{l})(\sigma_2 \mathbf{l})$, $(\sigma_1 \mathbf{m})(\sigma_2 \mathbf{m})$, $\sigma_1 \mathbf{n} + \sigma_2 \mathbf{n}$ — могут давать корреляции типа $\xi_f \mathbf{n} + \xi_i \mathbf{n}$, но не $\xi_f \mathbf{n} - \xi_i \mathbf{n}$. Приведенные выше соображения были впервые сформулированы в работах ^{25a} и ^{25b} и инициировали ряд экспериментальных работ. Как показали опыты ^{25в-25е}, с точностью до нескольких процентов $P = A$. В одном из последних опытов ^{25е} было показано, что T -неинвариантный вклад в переход ${}^3P_2 \leftrightarrow {}^3F_2$ составляет не более 7% от максимальной допустимой величины в интервале энергии 140—210 Мэв. (T -инвариантность требует, чтобы амплитуды переходов ${}^3(J-1)_J \rightarrow {}^3(J+1)_J$ и ${}^3(J+1)_J \rightarrow {}^3(J-1)_J$ были равны.) Сравнение P и A при рассеянии частиц с произвольным спином обсуждается в работе ^{25ж}.

§ 26. Сравнение сечений прямых и обратных реакций

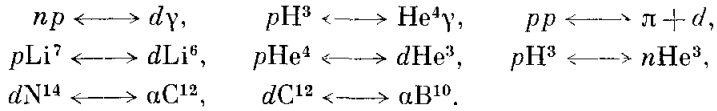
Если взаимодействие T -инвариантно, то сечения σ_{if} и σ_{fi} прямой и обратной реакций удовлетворяют условию детального равновесия:

$$p_i^2 g_i \sigma_{if} = p_f^2 g_f \sigma_{fi}.$$

Здесь g_i и g_f — статистические весовые множители, а p_i и p_f — относительные импульсы в начальном и конечном состояниях. Однако иногда условие детального равновесия может выполняться и при нарушении T -инвариантности. Это относится, например, к тем случаям, когда сечение может быть вычислено в борновском приближении или когда

S -матрица разбивается на 2×2 -матрицы, связывающие между собой только два канала a и b . Из условия унитарности S -матрицы в последнем случае следует, что $|\langle a | s | b \rangle| = |\langle b | s | a \rangle|$, несмотря на то что при нарушении T -инвариантности $\langle a | s | b \rangle \neq \langle b | s | a \rangle$. В этом случае сечения прямой и обратной реакций будут удовлетворять условию детального равновесия. Таким образом, для «проявления» необратимости в каналах a и b необходимо, чтобы были открыты другие каналы, связанные с a и b .

Подробное теоретическое обсуждение сечений прямых и обратных реакций содержится в работе ^{26a}, где рассматриваются процессы



В работе ^{26b} содержатся экспериментальные данные, относящиеся к реакциям $pt \leftrightarrow dd$ при энергии протона $E = 3,8 \text{ Мэв}$, из которых следует, что отношение T -неинвариантной и T -инвариантной амплитуд не превышает 2%. Согласно работе ^{26r} это отношение не превышает 3% для реакций $\alpha\text{C}^{12} \leftrightarrow d\text{N}^{14}$ для дейтронов с энергией 20 Мэв.

§ 27. Рассеяние электронов на протонах и ядрах

В упругом ep -рассеянии CP -нечетное, но P -четное взаимодействие проявиться не может. В выражении

$$\bar{u} [\gamma_\mu F_1(q^2) + \sigma_{\mu\nu} q_\nu F_2(q^2) + q_\mu F_3(q^2)] u A_\mu$$

в силу эрмитовости электромагнитного тока формфакторы F_1 и F_2 должны быть действительными, а F_3 — мнимым. Так как C -четности членов γ_μ и $\sigma_{\mu\nu} q_\nu$, с одной стороны, и члена q_μ , с другой стороны, различны, то вершина взаимодействия фотона с протоном была бы C -неинвариантна, если бы $F_3 \neq 0$. Легко видеть, однако, что $F_3(q^2) \equiv 0$ в силу сохранения электромагнитного тока.

В результате при рассеянии электрона протоном корреляции T -нечетного типа $\xi_1 p$ или $\xi_2 p$ могут появиться только за счет обмена двумя или большим числом фотонов (здесь ξ_1 — поляризация начального протона, ξ_2 — конечного, p — нормаль к плоскости рассеяния).

Что касается P -нечетных корреляций типа $\xi_2 p_2$, $\xi_2 p_1$, $\xi_1 p_2$, $\xi_1 p_1$, то они строго запрещены сохранением P -четности. Такие корреляции возникли бы, если бы у протона был анапольный момент ($q^2 \gamma_\mu - 2m q_\mu$) γ_5 (P -нечетный, но CP -четный). Если бы протон обладал электрическим дипольным моментом, то возникла бы корреляция типа $[\xi_1 \xi_2] p$. На опыте ^{27a} поляризация протона отдачи по нормали к плоскости рассеяния равна $0,038 \pm 0,038$, а в плоскости рассеяния $-0,014 \pm 0,031$.

В отличие от ep -рассеяния, CP -неинвариантный вклад XO^+ - или ZO^+ -взаимодействия в вершину упругого рассеяния электронов на ядрах со спином $J \geq 1$ не обращается в нуль ^{27b-27e}. Так, для ядра с $J = 1$ (например, дейтона), наряду с CP -инвариантными членами (зарядом, магнитным и квадрупольным моментами)

$$(\varphi^+ \varphi)(pA), \quad (\varphi^+ q)(\varphi A) - (\varphi^+ \cdot 1)(\varphi q), \quad (\varphi^+ q)(\varphi q)(pA),$$

возможен CP -неинвариантный член типа

$$i [q^2 (\varphi^+ q)(\varphi A) + q^2 (\varphi^+ A)(\varphi q) - 2 (\varphi^+ q)(\varphi q)(qA)].$$

Здесь $p = p_1 + p_2$, $q = p_2 - p_1$, p_2 и p_1 — 4-импульсы начального и конечного дейтонов, φ^+ и φ — их волновые функции; $(\varphi q) \equiv \varphi_\alpha q_\alpha$, множитель i обусловлен требованием эрмитовости. Легко видеть, что CP -неинвариантный член обращается в нуль для реальных фотонов. Из-за множителя q^2 он описывает контактное взаимодействие электрона с дейтоном. Наличие этого члена должно приводить к CP -нечетным корреляциям.

лящим типа $\xi_1 \mathbf{n}$ и $\xi_2 \mathbf{n}$, где ξ_1 и ξ_2 — векторы поляризации начального и конечного дейтронов, а \mathbf{n} — нормаль к плоскости реакции.

Корреляции такого типа могут возникнуть и при сохранении CP , если учесть, наряду с однофотонным обменом, также обмен двумя или большим числом фотонов между e и d . Корреляции, обусловленные обменом четным числом фотонов, должны менять знак при замене электрона позитроном, в то время как корреляции, обусловленные CP -нечетным членом в вершине или обменом $2n - 1$ фотоном, знака при замене $e^+ \leftrightarrow e^-$ не изменяют. Так как вклад двухфотонного обмена существенно больше, чем вклад остальных многофотонных диаграмм, то CP -неинвариантный член в вершине можно в принципе просто определить, если его величина по сравнению с остальными членами в вершине больше чем 10^{-4} .

CP -нечетные (P -четные) моменты должны быть и у ядер с большими спинами. Число таких моментов равно J для целого J и $J - 1/2$ для полуцелого J . (Напомним, что число CP -четных (и P -четных) моментов равно $2J + 1$.)

Подробное обсуждение CP -нечетных эффектов в неупругом рассеянии электронов нуклонами содержится в работе ^{23a}. В процессе $e^\pm + N \rightarrow e^\pm + \Gamma$, где Γ — система сильно взаимодействующих частиц ($\Gamma \neq N$), представляют интерес следующие корреляции:

1. Право-левая асимметрия при рассеянии электронов на нуклоне, поляризованном по нормали к плоскости реакции (корреляции типа $\xi_1 \mathbf{n}$).
2. Поляризация нуклона N , возникшего при распаде резонанса N^* в реакции $e^\pm + N \rightarrow e^\pm + N^*$, $N^* \rightarrow N + \pi$. (Корреляция типа $\xi_2 \mathbf{n}$.) Такая корреляция может возникнуть и при сохранении CP за счет интерференции резонансного канала с нерезонансным фоном, поэтому ее интерпретация требует осторожности.

§ 28. Другие электромагнитные реакции

Возможные эффекты нарушения CP во встречных электрон-позитронных пучках рассматривались в работах ^{28a}, ^{28б}, в фоторождении π -мезонов — в работах ^{28в}, ^{28г}.

Распад парaposитрония на три фотона теоретически обсуждался в работе ^{28д}. Авторы работы ^{28е} утверждают, что наблюдали этот CP -запрещенный распад. Нарушение CP -инвариантности в комптоновском рассеянии на протонах обсуждалось в работе ^{28ж}.

§ 29. Электромагнитные переходы в ядрах

Пусть

$$\delta = \frac{\langle J_b | L+1 | J_a \rangle}{\langle J_b | L | J_a \rangle}$$

— отношение приведенных матричных элементов смешанного перехода между ядерными состояниями с угловыми моментами J_a и J_b . Как впервые было отмечено в работе ^{29a}, δ должно быть действительно, если имеет место T -инвариантность.

Если T -инвариантность нарушается в электромагнитном взаимодействии ($Z0^+$) или ядерных силах ($X0^+$ -взаимодействие), то δ должно быть комплексно: $\eta \neq 0$.

Возможные опыты по измерению величины η можно разбить на две группы: а) опыты, измеряющие $\cos \eta$; б) опыты, измеряющие $\sin \eta$. К опытам типа а) относится простое измерение угловой корреляции двух γ -квантов, первый из которых смешанный. Для опыта лучше использовать ядра с $|\delta| \sim 1$. К числу таких ядер относится Hg^{198} , измерения на котором дали ^{29б} $\cos \eta = -1,037 \pm 0,079$. Это отвечает $|\sin \eta| \leq 0,3$.

Величина $\sin \eta$ может быть определена в опытах, измеряющих T -нечетные корреляции в смешанном переходе ^{29в}:

$$\begin{aligned} & (\mathbf{k} \mathbf{j}_b) (\mathbf{k} \mathbf{j}_a \times \mathbf{j}_b), \\ & (\mathbf{k} \mathbf{j}_a) (\mathbf{k} \mathbf{j}_a \times \mathbf{j}_b), \\ & (\mathbf{k} \boldsymbol{\sigma}) (\mathbf{k} \mathbf{j}_a \times \mathbf{j}_b), \\ & (\mathbf{k} \boldsymbol{\sigma}) (\mathbf{k} \mathbf{j}_a \times \mathbf{j}_b) (\mathbf{j}_a \mathbf{j}_b), \\ & (\mathbf{k} \mathbf{j}) (\mathbf{k} \mathbf{j} \times \boldsymbol{\varepsilon}) (\boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{j}). \end{aligned}$$

Здесь \mathbf{k} — импульс кванта, σ — его циркулярная, а ε — линейная поляризации, вектор \mathbf{j}_a (\mathbf{j}_b) характеризует начальное (конечное) поляризованное состояние ядра. Если \mathbf{j}_a не входит, то ядро полностью не ориентировано. Если \mathbf{j}_a входит в первой степени, ядро поляризовано, если во второй, выстроено, и т. д. В последнем выражении \mathbf{j} означает \mathbf{j}_a и \mathbf{j}_b .

Поляризованное состояние ядра b можно определять, измеряя T -инвариантные корреляции при его распаде:

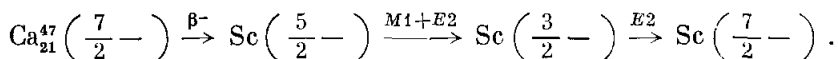
$$\begin{aligned} & (\mathbf{k}'\mathbf{j}_b)^{2n}, \\ & (\mathbf{k}'\sigma')(\mathbf{k}'\mathbf{j}_b)^{2n+1}, \\ & (\mathbf{j}\sigma')(\mathbf{k}'\mathbf{j}_b)^{2n}, \\ & (\varepsilon'\mathbf{j}_b)(\mathbf{k}'\mathbf{j}_b)^{2n}. \end{aligned}$$

Поляризованное состояние ядра a можно приготовить с помощью магнитного поля, полей в кристалле, разрешенных β -переходов типа Гамова — Теллера, запрещенных β -переходов и т. д.

Если поляризатором ядра a служит β -переход (P -нечетная корреляция типа $\mathbf{p}_e\mathbf{j}_a$, где \mathbf{p}_e — импульс электрона), анализатором ядра b служит его γ -распад (корреляция типа $(\mathbf{k}'\mathbf{j}_b)^2$), а T -неинвариантный переход описывается корреляцией типа $(\mathbf{k}, \mathbf{j}_b)(\mathbf{k}, \mathbf{j}_a \times \mathbf{j}_b)$, то измеряемая на опыте корреляция будет иметь вид

$$(\mathbf{k}\mathbf{k}')(\mathbf{p}_e\mathbf{k} \times \mathbf{k}').$$

Такого типа корреляция измерялась в распаде



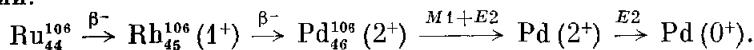
Измеряя интенсивность счета для двух направлений \mathbf{k}' (L и R) при фиксированных направлениях \mathbf{p}_e и \mathbf{k} , удалось получить

$$\varepsilon = \frac{R-L}{R+L} = -(0,44 \pm 5,7) \cdot 10^{-4},$$

откуда для величины η получилось

$$\sin \eta = (-2 \pm 29) \cdot 10^{-2} \text{ }^{29\text{д}}.$$

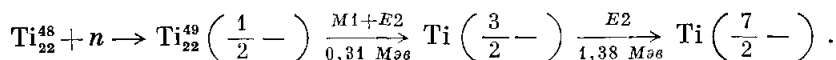
Существенно более сильное ограничение на величину η получилось в результате измерения $\beta\gamma\gamma$ -корреляции в распадах рутений \rightarrow родий \rightarrow палладий:



Для величины ε было получено $\varepsilon = (5 \pm 7) \cdot 10^{-4}$, откуда для величины η следует:

$$\sin \eta = (3 \pm 4) \cdot 10^{-2} \text{ }^{29\text{е}}.$$

В работе ^{29ж} наблюдались $\gamma\gamma$ -корреляции при распаде поляризованного возбужденного состояния ядра Ti^{49} , которое получалось при захвате поляризованного нейтрона ядром Ti^{48} :



(Этот эксперимент был предложен в работе ^{29з}.) Если величина δ для смешанного перехода равна 2,2, то для величины η в работе ^{29ж} получается

$$\eta = (-0,4 \pm 2) \cdot 10^{-2}.$$

К сожалению, ограничения, налагаемые этими результатами на величины XO^+ - и ZO^- -взаимодействий, не являются столь же жесткими. Это связано с тем, что C (и CP)-неинвариантные эффекты в ядрах должны быть малы в той степени, в какой эти переходы могут быть сведены к взаимодействию с фотонами отдельных свободных нуклонов. Ведь нуклонная вершина «автоматически» CP -четна (см. § 27).

§ 30. Дипольные моменты частиц

Дипольный момент частиц d (вершина типа $d\sigma E$) может возникнуть только в том случае, если нарушается не только CP -четность, но и P -четность^{30а}.

Если записать d в виде el , где e — электрический заряд электрона, то из уже сделанных опытов получаются следующие верхние границы для величин l :

$$\begin{aligned} \text{для нейтрона } l_n &< 5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^{30б}, \\ \text{для протона } l_p &< 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{30в}, \\ \text{для электрона } l_e &< 2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^{30г}, \\ \text{для мюона } l_\mu &< 1 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{30д}. \end{aligned}$$

Заметим, что наиболее точные данные о величине d_e получаются из опытов по измерению дипольных моментов атомов в атомных пучках^{30г}, а не из атомных спектров^{30е, 30ж} или опытов по рассеянию электронов^{30з, 30и}.

Верхняя граница $l_p \leq 1,3 \cdot 10^{-13}$ получается^{30в} из экспериментальных данных о лембовском сдвиге в атоме водорода между уровнями $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$. (Дипольный момент d_p дал бы вклад в этот сдвиг во втором порядке по d_p .)

Верхняя граница для величины l_p , определенная из экспериментов по измерению времени релаксации ядерных спинов в монокристаллах, в несколько раз хуже: $l_p \leq 6 \cdot 10^{-13}$ см для He^3 ; $l_p \leq 4 \cdot 10^{-13}$ см для Xe^{129} (см. обсуждение этого вопроса в статьях^{30о, 30п, 30р}).

Роль экранировки, мешающая измерению дипольного протона в атоме, обсуждается в работе^{30к}.

В случае ZO^+ -взаимодействий дипольный момент нейтрона возникнет за счет ZO^+ - и WO^- -взаимодействий. Ожидаемая величина его порядка 10^{-20} — 10^{-21} см. Величину того же порядка можно ожидать, если существует ZO^- -взаимодействие в e раз более слабое, чем WO^- -взаимодействие.

В случае XO^+ -взаимодействий d_n возникает за счет E^- , XO^+ - и WO^- -взаимодействий, и его ожидаемая величина порядка 10^{-24} см. Ту же величину дало бы XO^- -взаимодействие на три порядка более слабое, чем WO^- -взаимодействие.

Оценки величины d_n в модели с промежуточным W -бозоном содержатся в работе^{30л} и без W -бозона в работе^{30м}.

Заметим, что если W -бозон имеет электрический дипольный момент, как это предполагается в работе^{30н} (см. также^{30с}), то дипольные моменты должны быть как у барионов, так и у лептонов (e и μ). Поиски d_e и d_μ представляют интерес в связи с возможными взаимодействиями типа L , M , Γ (см. § 5).

Если опыт покажет, что $l_n \ll 10^{-21}$ см, а слабое взаимодействие WO^- существует, то это однозначно исключит гипотезу ZO^+ -взаимодействия.

IV. МЕДЛЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ

§ 31. Общие замечания о слабых токах

Нарушение CP -инвариантности в слабых взаимодействиях может, вообще говоря, осуществляться за счет многочисленных механизмов. Мы рассмотрим только некоторые из них, ограничившись рамками $V - A$ -теории.

Можно представить себе, например, что лептонные токи наряду с членом $e\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)v$ содержат члены типа $g_T\sigma_{\alpha\beta}q_\beta$, $g_T'\sigma_{\alpha\beta}q_\beta\gamma_5$, g_Sq_α , $g_Pq_\alpha\gamma_5$, причем коэффициенты g комплексны. Из данных по K_{e2^-} и $K_{\mu 2^-}$ распадам ^{31а} можно заключить, что g_S , $g_P < 1/100 m_K$. Из данных по K_{e3^-} и $K_{\mu 3^-}$ распадам ^{31б} следует, что g_T , $g_T' < \frac{1}{3m_K}$. Ограничения, следующие из μ -распада, слабее ($g_T < 1/600 M_{\text{эв}}$), так как энергия, выделяемая в этом распаде, меньше (см. ^{31в}).

Нарушение CP -инвариантности в адронных токах может быть связано с тем, что фазы векторной и аксиальной констант различны. Такое различие фаз возникнет, например, если поворот Кабиббо ^{31г} осуществить не вокруг оси y в пространстве U -спина, а вокруг некоторой оси в плоскости xz , причем угол поворота выбрать несколько разным для векторного и аксиального токов, как это предлагается в работе ^{31д}. К сожалению, предсказания на основе такой схемы, сделанные в работе ^{31д}, основаны на определенном выборе тока, подвергаемого повороту. Никаких физических соображений о том, что в качестве этого тока надо выбирать ток $\bar{p}p$, пока нет. Различие фаз V - и A -токов должно дать CP - и P -нечетные корреляции типа $[\xi_1 \times \xi_2]p$.

Как отмечено в работе ^{31е}, нарушение CP может быть связано с комплексностью коэффициентов при членах, обусловленных так называемыми токами второго рода ^{31ж}. Различие фаз токов первого и второго рода должно дать CP -нечетные, но P -четные корреляции типа $[p_1 \times p_2]\xi$ даже в том случае, если работает только один из токов: V или A .

Различие фаз отдельных слагаемых полного $V - A$ -тока, например адронных и лептонных (или адронных с $\Delta S = 0$ и с $\Delta S = 1$), не дает нарушения CP и вообще каких-либо наблюдаемых эффектов, так как эти фазы можно оттрансформировать, умножив на некоторую фазу ψ -операторы частиц, входящих в токи.

Если нарушение CP -инвариантности связано с тем, что отдельные члены слабого лагранжиана имеют различные фазы (при этом лагранжиан не является квадратом полного тока), то в первом порядке по слабому взаимодействию оно не проявится. Однако во втором порядке по слабому взаимодействию возникнут наблюдаемые CP -нечетные эффекты ^{31з}, ^{31и}.

§ 32. Распады K^\pm -мезонов

Нарушение CP -инвариантности в $K_{\mu 3}^\pm$ -распадах проявится в том случае, если существуют два типа векторных токов с $\Delta S = 1$ и с относительной фазой, отличной от нуля (см., например, ^{31р}). В этом случае в амплитуде $K_{\mu 3}$ -распада

$$[(p_K + p_\pi)_\alpha - \xi(p_K - p_\pi)_\alpha] \bar{u}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu$$

параметр ξ будет комплексным и возникнет корреляция типа $\xi_\mu [p_\pi \times p_\mu]$, пропорциональная $\text{Im } \xi$. На опыте $\text{Im } \xi = 0,15 \pm 0,75$ ^{32а} и $\text{Im } \xi = 0,15 \pm 0,4$ ^{32б}. Легко убедиться, что поляризация мюонов, нормаль-

ная плоскости реакции, будет в случае нарушения CP противоположна по знаку для $K_{\mu 3}^+$ - и $K_{\mu 3}^-$ -распадов.

В распадах $K_{2\pi}^\pm$ нарушение CP может проявиться в том, что нарушится равенство $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) = \Gamma(K^- \rightarrow \pi^-\pi^0)$. Однако это нарушение должно быть электромагнитно мало даже в том случае, если бы нарушение CP взаимодействием $X1^-$ было относительно сильным. Заметим, что на опыте $\Gamma(K_{\pi 2}^+) = 20,9 \pm 0,4$ ^{32в}, а $\Gamma(K_{\pi 2}^-) = 25 \pm 3,3\%$ ^{32г}.

В случае $Z1$ -взаимодействия значительного CP -нечетного эффекта можно ожидать в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$. Фотоны в этих распадах могут испускаться либо $Z1$ -взаимодействием, либо обычным электромагнитным взаимодействием E . Так как вклады реальных промежуточных состояний в этих двух механизмах различны, то $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma) \neq \Gamma(K^- \rightarrow \pi^-\pi^0\gamma)$. Вопрос об эффектах $Z1$ -взаимодействия обсуждался в работе ^{32а}.

В распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ нарушение CP может проявиться как в неравенстве соответствующих парциальных ширин для K^+ - и K^- -мезонов, так и в различных спектрах π -мезонов. Этот вопрос теоретически рассмотрен в работе ^{32д}.

Нарушение T -инвариантности в распадах $K \rightarrow \mu \nu \gamma$ и $\pi \rightarrow e \nu \gamma$ обсуждалось в работах ^{32е}, ^{32ж}.

§ 33. Лептонные распады барионов и нейтринные реакции

Из-за малого энергосделения β -распад нейтрона нечувствителен к возможным модификациям лептонного тока и к присутствию токов второго рода (см. работы ^{33а}, ^{33б}). CP -нечетные корреляции могут появиться в нем в том случае, если отлична от нуля (или π) фаза ϕ между векторным и аксиальным токами. В работе ^{33в} измерялось угловое распределение электронов и протонов при распаде поляризованных нейтронов. Коэффициент D при члене $\xi_n [v_e \times v_p]$ оказался равным $0,04 \pm 0,05$. Отсюда авторы заключили, что $\phi = 175^\circ \pm 10^\circ$.

Лептонные распады гиперонов могут быть использованы для поисков CP -нечетных корреляций типа $\xi [P_e \times P_\nu]$, где ξ — единичный вектор в направлении поляризации распадающегося гиперона или возникающего при распаде бариона (см., например, ^{33г}). Соответствующие экспериментальные данные по лептонным распадам пока отсутствуют (см., например, ^{33д}).

Возможность использования нейтринных реакций для поисков в них аналогичных CP -нечетных корреляций обсуждалась в работах ^{33е}–^{33к}.

§ 34. Слабые распады ядер

Возможные способы поисков нарушения CP -инвариантности в β -распаде ядер обсуждались в ряде работ. В работе ^{34а} были рассчитаны T -нечетные спиновые корреляции. В работах ^{34б}, ^{34в} были рассмотрены $\beta\gamma$ - и $\beta\alpha$ -корреляции. Измерение ^{34г} $\beta\gamma$ -корреляции при распаде поляризованного ядра Mn^{52} не обнаружило нарушения T -инвариантности, однако точность эксперимента была низкая ($120^\circ < \phi < 270^\circ$). В работе ^{34д} были рассчитаны T -нечетные $\beta\gamma$ -корреляции с использованием эффекта Мёссбауера.

Интересным объектом является распад RaE , в котором имеет место переход $1^- \rightarrow 0^+$. Аномальный характер спектра RaE указывает на то, что аксиальный и векторный матричные элементы первого запрещения компенсируются с очень высокой точностью. Это, как отмечено в работах ^{34е}, ^{34ж}, может быть только в том случае, если фаза ϕ между ними

близка к 180° ($\varphi = 180^\circ$, если имеет место T -инвариантность). В работе ^{34а} на основе измерения спектра RaE сделан вывод о том, что $\varphi = 175,5^\circ \pm 1^\circ$. Точность $\pm 1^\circ$ является, по-видимому, завышенной, если учесть, что при интерпретации спектра требуется знание матричных элементов второго запрещения. Экспериментальное ^{34и} и теоретическое ^{35к} исследование продольной поляризации электронов в распаде RaE не обнаружило нарушения T -инвариантности с точностью 5° . Подробное обсуждение упомянутых в этом разделе опытов содержится в книге ^{34л}.

§ 35. Нелептонные распады Λ^0 - и Σ^\pm -гиперонов

Как известно, каждый канал нелептонного распада гиперона с $J = 1/2$, например $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, характеризуется четырьмя числами: парциальной шириной $\Gamma = |s|^2 + |p|^2$ и корреляционными параметрами

$$\alpha = \frac{2 \operatorname{Re} s^* p}{|s|^2 + |p|^2}, \quad \beta = \frac{2 \operatorname{Im} s^* p}{|s|^2 + |p|^2}, \quad \gamma = \frac{|s|^2 - |p|^2}{|s|^2 + |p|^2},$$

где s и p — амплитуды волн с $l=0$ и $l=1$ соответственно. (Заметим, что $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$.)

Если сохраняется CP -четность и если пренебречь взаимодействием частиц в конечном состоянии, то амплитуды s и p должны быть действительными и, следовательно, $\beta = 0$. Чтобы учесть взаимодействие в конечном состоянии, следует умножить каждую амплитуду с данным изоспином I на величину $e^{i\varphi}$, где φ — фаза рассеяния π -мезона на соответствующем барионе с данными J , l и I и при полной энергии, равной массе распадающегося гиперона.

На опыте известны фазы πN -рассеяния (см., например, ^{35а}), необходимые для анализа распадов $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$. Эти фазы приведены в табл. VIII.

Таблица VIII

Фазы πN -рассеяния

Импульс	Фаза			
	$\varphi_1 \left(I = \frac{1}{2}, l = 0 \right)$	$\varphi_3 \left(I = \frac{3}{2}, l = 0 \right)$	$\varphi_{11} \left(I = \frac{1}{2}, l = 1 \right)$	$\varphi_{31} \left(I = \frac{3}{2}, l = 1 \right)$
$99,5 \frac{M_{\text{эв}}}{c} (\Lambda)$	$\sim +7^\circ$	$\sim -4^\circ$	$\sim 0^\circ$	$\sim 0^\circ$
$189,0 \frac{M_{\text{эв}}}{c} (\Sigma)$	$\sim +9^\circ$	$\sim -11^\circ$	$\sim 0^\circ$	$\sim -3^\circ$

Что касается параметров Γ , α , β , γ , то они приведены в табл. IX, которая составлена на основе данных, содержащихся в ^{35б}, ^{35в}.

Нарушение CP -инвариантности должно было бы привести к тому, что угол, определенный из отношений $\operatorname{tg}(\varphi_p - \varphi_s) = \beta/\alpha$, отличался бы от угла рассеяния π -мезона на нуклоне. Реально такое сравнение можно провести пока только для распада $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$. Если учесть, что для этого распада хорошо выполняется правило $\Delta T = 1/2$, то $\varphi_p - \varphi_s = -6,5^\circ \pm \pm 0,5^\circ$. Из отношения $\beta/\alpha = -0,29 \pm 0,39$ ^{35г} следует $\varphi_p - \varphi_s = -16^\circ \pm 20^\circ$.

Таблица IX

Параметры нелептонных распадов гиперонов

Распад	10^{10} сек^{-1}	α	β	γ
$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$	$0,262 \pm 0,028$	$+0,62 \pm 0,05$	$-0,18 \pm 0,24$	$0,78 \pm 0,06$
$\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$	$0,130 \pm 0,060$	$+0,68 \pm 0,17$		
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$	$0,646 \pm 0,030$	$-0,84 \pm 0,15$		
$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$	$0,584 \pm 0,030$	$-0,05 \pm 0,09$		
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	$0,606 \pm 0,015$	$-0,16 \pm 0,21$		
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$	$0,575^{+0,36}_{-0,17}$	$-0,48 \pm 0,08$	$-0,06 \pm 0,3^*$	$0,90 \pm 0,03^*$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^0$	$0,35^{+0,06}_{-0,04}$	$-0,39 \pm 0,17$	$\sim 0,33$	$\sim 0,91$

*) Эти средние не учитывают данных Лос-Анжелосской лаборатории Калифорнийского университета UCLA: $\beta = -0,63 \pm 0,16$ и $\gamma = +0,46 \pm 0,22$.

В распаде Σ -гиперонов имеются амплитуды с $I = 1/2$ и $I = 3/2$. Если выполняется правило $\Delta T = 1/2$, то

$$A(\Sigma^- \rightarrow n\pi^-) = s^- + p^- = s_{3/2} + p_{3/2},$$

$$A(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+) = s^+ + p^+ = \frac{1}{3}(s_{3/2} + 2s_{1/2}) + \frac{1}{3}(p_{3/2} + 2p_{1/2}),$$

$$A(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0) = s^0 + p^0 = \frac{\sqrt{2}}{3}(s_{3/2} - s_{1/2}) + \frac{\sqrt{2}}{3}(p_{3/2} - p_{1/2}).$$

Из малости параметров α^- и α^+ для распадов $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ и $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ и большой величины α^0 можно заключить, что либо $s_{3/2} \simeq 0$ и $p_{3/2} + 2p_{1/2} \simeq 0$, либо $p_{3/2} \simeq 0$ и $s_{3/2} + 2s_{1/2} \simeq 0$. В обоих случаях относительная фаза амплитуд s^+ и p^+ не мала даже при сохранении *CP* (из-за компенсации реальных частей), а фазы амплитуд s^0 и p^0 с хорошей точностью выражаются через фазы πN -рассеяния.

В первом случае

$$s^0 \sim e^{i\varphi}, \quad p^0 \sim 2e^{i\varphi_3} + e^{i\varphi_1} \sim e^{i\frac{2\varphi_3 + \varphi_1}{3}},$$

$$\varphi_p^0 - \varphi_s^0 \approx \frac{2\varphi_3 + \varphi_1}{3} - \varphi_1 \approx -11^\circ, \quad \beta^0 = \alpha^0 \lg(\varphi_p - \varphi_s) \approx -0,17.$$

Во втором случае

$$s^0 \sim 2e^{i\varphi_3} + e^{i\varphi_1} \sim e^{i\frac{2\varphi_3 + \varphi_1}{3}}, \quad p^0 \sim e^{i\varphi_1},$$

$$\varphi_p^0 - \varphi_s^0 \simeq \varphi_1 - \frac{2\varphi_3 + \varphi_1}{3} \approx 4^\circ, \quad \beta^0 = \alpha^0 \lg(\varphi_p - \varphi_s) \approx -0,06.$$

Эти числа являются ориентировочными из-за неточностей фазового анализа πN -рассеяния (см., например, ^{35а, 35е, 35ж}). Таким образом, измерение параметра β для распада $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ в сочетании с достаточно точным определением фаз φ из экспериментов по πN -рассеянию позволило бы ^{35з} не только проверить сохранение *CP*-четности в этом распаде, но и выбрать между двумя решениями, допускаемыми правилом $\Delta T = 1/2$.

Обсуждаемое в этом разделе проявление CP -неинвариантности в распадах Λ - и Σ -гиперонов должно иметь место в том случае, если за нарушение CP -инвариантности ответственны $X0^+$ - или $X1^{\pm}$ -взаимодействия. В обоих случаях ожидаемая величина эффекта, вообще говоря, очень мала: $\Delta\varphi \sim 0,1^\circ$. Как отмечено в работе ^{35д}, эта величина может быть в несколько десятков раз больше, если $X1^+$ -взаимодействие изменяет изотопический спин на $5/2$. Взаимодействие $X1^+$ с $\Delta I = 5/2$ давало бы переходы $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$, действуя совместно со слабым CP -инвариантным взаимодействием $W1^+$ с $\Delta I = 3/2$ или $5/2$. При этом сила такого $X1^+$ -взаимодействия была бы примерно на порядок меньше силы обычного слабого взаимодействия. Взаимодействие $X1^+$ с $\Delta I = 5/2$ не могло бы проявиться в распадах $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$, так как для этих распадов максимально возможное $\Delta I = 3/2$. Такое взаимодействие, однако, могло бы проявиться в распадах Σ -гиперонов. Оно могло бы проявиться также в распадах $K_{\pi 3}$.

§ 36. Нелептонные и радиационные распады Ξ - и Ω -гиперонов

Поскольку фаза рассеяния π -мезона на Λ -гипероне неизвестна, уточнение величины параметра β в распадах $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$ и $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0$ само по себе не сможет дать ответа на вопрос о том, сохраняется ли в этих распадах CP -четность. То же относится и к распадам Ω^- -гиперона: $\Omega^- \rightarrow K^-\Lambda$, $\Omega^- \rightarrow \pi^-\Xi^0$ и $\Omega^- \rightarrow \pi^0\Xi^-$. Исследование гиперонов представляет интерес с иной точки зрения. Дело в том, что в распадах этих гиперонов можно проверять, существуют ли взаимодействия с $|\Delta S| > 1$.

Взаимодействие $X2^-$ в сочетании с $W0^-$ могло бы привести к распаду $K_2^0 \rightarrow 2\pi$, если бы оно было в $100-1000$ раз слабее слабого взаимодействия. Такое взаимодействие, как легко видеть, дало бы распады с $|\Delta S| = 2$:

$$\begin{aligned} \Xi^- &\rightarrow n\pi^-, & \Xi^0 &\rightarrow p\pi^-, & \Xi^0 &\rightarrow n\pi^0, & \Xi^- &\rightarrow 2\pi^- p \text{ и т. д.}, \\ \Omega^- &\rightarrow \Lambda^0\pi^-, & \Omega^- &\rightarrow \Sigma^0\pi^-, & \Omega^- &\rightarrow \pi^0\Sigma^-, & \Omega^- &\rightarrow K^-n, \\ \Omega^- &\rightarrow \pi^-\Sigma^{0*} \rightarrow \pi^-(\pi^-\Sigma^+) \text{ или } \pi^-(\pi^+\Sigma^-) \text{ и т. д.} \end{aligned}$$

Относительные ширины двухчастичных распадов были бы в этом случае порядка $10^{-4}-10^{-6}$. На опыте ^{36а}

$$\Gamma(\Xi^- \rightarrow n\pi^-) / \Gamma(\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-) < 0,5\%.$$

Для остальных перечисленных выше распадов верхние границы ширин в литературе отсутствуют. Такую границу сравнительно легко установить для распада $\Xi^0 \rightarrow p\pi^-$.

Взаимодействие $X3^{\pm}$ привело бы к переходам $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$ в сочетании со слабым взаимодействием $W1^{\pm}$. Это взаимодействие дало бы распады с $|\Delta S| = 3$:

$$\Omega^- \rightarrow n\pi^-, \quad \Omega^- \rightarrow p2\pi^- \text{ и т. д.}$$

Можно было бы ожидать, что относительные ширины этих распадов будут порядка $10^{-4}-10^{-6}$.

Отметим здесь же, что Ξ^- - и Ω^- -гипероны представляют собой объекты, исключительно удобные для выяснения вопроса о том, существуют ли $Z2^-$ - и $Z3^{\pm}$ -взаимодействия адронов с фотонами, изменяющие странность адронов на 2 или 3 единицы соответственно. Если за наблюдаемый распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ ответственно одно из этих взаимодействий, то эффективное

взаимодействие $X2^+$, переводящее K_2^0 в K_1^0 , пропорционально

$$X2^+ \sim Z2^- \times W0^- \times E \quad \text{или} \quad X2^+ \sim Z3^\pm \times W1^\pm \times E,$$

где E — обычное электромагнитное взаимодействие, поглощающее виртуальный фотон, испущенный $Z2^-$ или $Z3^\pm$ -взаимодействием. Отсюда следует, что ожидаемая сила $Z2^-$ - или $Z3^\pm$ -взаимодействия должна быть всего в 10—100 раз меньше, чем сила слабого W -взаимодействия. Поэтому можно ожидать, что относительные ширины распадов

$$\Xi^- \rightarrow \Delta^- \gamma \rightarrow (\pi^- n) \gamma, \quad \Omega^- \rightarrow \Delta^- \gamma \rightarrow (\pi^- n) \gamma, \quad \Xi^0 \rightarrow n \gamma, \quad \Omega^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$$

будут в этом случае порядка 10^{-2} — 10^{-4} .

§ 37. Нелептонные распады гиперонов и антигиперонов

Как впервые отмечено в работе ^{37a}, при нарушении CP -инвариантности парциальные ширины распадов гиперонов и антигиперонов не равны друг другу (в то время как полные ширины, разумеется, равны). Рассмотрим, например, распады

$$\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0, \quad \Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n \quad \text{и} \quad \tilde{\Sigma}^+ \rightarrow \tilde{p} \pi^0, \quad \tilde{\Sigma}^+ \rightarrow \tilde{n} \pi^-.$$

Для обсуждаемого нами явления несохранение P -четности несущественно, поэтому мы рассмотрим только одну из волн, например p (вклады s - и p -волн в парциальные ширины не интерферируют между собой). Как было отмечено выше, амплитуды p^0 и p^+ следующим образом выражаются через амплитуды с определенным изотопическим спином $p_{3/2}$ и $p_{1/2}$:

$$p^0 = \frac{\sqrt{2}}{3} [|p_{3/2}| e^{i(\varphi_{13} + \Delta_{13})} - |p_{1/2}| e^{i(\varphi_{11} + \Delta_{11})}],$$

$$p^+ = \frac{1}{3} [|p_{3/2}| e^{i(\varphi_{13} + \Delta_{13})} + 2 |p_{1/2}| e^{i(\varphi_{11} + \Delta_{11})}].$$

Здесь фазы φ обусловлены рассеянием π -мезона нуклоном, а фазы Δ — нарушением CP -инвариантности.

Амплитуды распада антигиперона имеют вид

$$\bar{p}^0 = \frac{\sqrt{2}}{3} [|p_{3/2}| e^{i(\varphi_{13} - \Delta_{13})} - |p_{1/2}| e^{i(\varphi_{11} - \Delta_{11})}],$$

$$\bar{p}^+ = \frac{1}{3} [|p_{3/2}| e^{i(\varphi_{13} - \Delta_{13})} + 2 |p_{1/2}| e^{i(\varphi_{11} - \Delta_{11})}].$$

Такой вид амплитуд \bar{p}^0 и \bar{p}^+ легко понять, если учесть, что, во-первых, фазы рассеяния π -мезона на нуклоне и антинуклоне в состояниях с одинаковым T равны и что, во-вторых, за распад гиперона и антигиперона ответственны эрмитово сопряженные члены лагранжиана. Легко видеть, что если $\Delta_{11} \neq \Delta_{13}$, то $|\bar{p}^0| \neq |p^0|$ и $|\bar{p}^+| \neq |p^+|$.

Если π -мезон и нуклон находятся в состоянии с определенным изотопическим спином, как это имеет место, например, в распадах $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ и $\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$, то, как видно из предыдущего, парциальные ширины распада гиперона и антигиперона равны (с той точностью, с которой выполняется правило $\Delta I = 1/2$).

Что касается коэффициентов асимметрии α и β , то из-за различия относительных фаз s - и p -волн они даже в случае одного изотопического канала будут по абсолютной величине отличаться для частиц и античастиц. Экспериментальные данные о парциальных ширинах Λ и Σ -гиперонов

имеют точность порядка 5%

$$\left(B_{\Lambda} = \frac{\Gamma(\Lambda \rightarrow \pi^- p)}{\Gamma(\Lambda \rightarrow \pi^- p) + \Gamma(\Lambda \rightarrow \pi^0 n)} = 0,675 \pm 0,028, \right. \\ \left. B_{\Sigma} = \frac{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p)}{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p) + \Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n)} = 0,525 \pm 0,02 \right).$$

Соответствующие данные для антигиперонов отсутствуют.

§ 38. Радиационные распады гиперонов и антигиперонов

Подробное теоретическое рассмотрение распадов $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ и $\Lambda^0 \rightarrow n\gamma$ было дано в работах ^{38a} — ^{38в}. С учетом несохранения P -четности амплитуды этих распадов имеют вид ^{38в}

$$M = u_2 (A + B\gamma_5) \hat{k} \hat{e} u_1,$$

где u_1 и u_2 — волновые функции начального и конечного барионов, $\hat{k} = k_{\mu}\gamma_{\mu}$, $\hat{e} = e_{\mu}\gamma_{\mu}$, k — 4-импульс фотона, а e — его волновая функция, A и B — комплексные числа. Мнимая часть этих чисел отлична от нуля даже при сохранении CP -четности. Это связано с тем, что в этих распадах имеются промежуточные состояния, лежащие на массовой поверхности:

$$\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p \rightarrow p\gamma, \quad \Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n \rightarrow p\gamma, \quad \Lambda^0 \rightarrow \pi^0 n \rightarrow n\gamma, \quad \Lambda^0 \rightarrow \pi^- p \rightarrow n\gamma.$$

Мнимые части амплитуд A и B , обусловленные реальными промежуточными состояниями, можно вычислить, используя экспериментальные данные об амплитудах фоторождения π -мезонов и π -мезонных распадов гиперонов. Параметры, характеризующие радиационный распад, следующим образом выражаются через числа A и B : ⁸

$$\Gamma_{\gamma} = (|A|^2 + |B|^2) \frac{1}{\pi} \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{m_1} \right)^3, \\ \alpha_{\gamma} = \frac{2 \operatorname{Re} AB^*}{|A|^2 + |B|^2}, \quad \beta_{\gamma} = \frac{2 \operatorname{Im} AB^*}{|A|^2 + |B|^2}, \quad \gamma_{\gamma} = \frac{|A|^2 - |B|^2}{|A|^2 + |B|^2}.$$

Параметр α характеризует асимметрию углового распределения фотонов при распаде полностью поляризованного гиперона; это распределение имеет вид $1 - \alpha \cos \chi$, где χ — угол между единичным вектором в направлении поляризации гиперона ξ и импульсом фотона k .

Параметр α характеризует также степень циркулярной поляризации фотонов. Данные об относительной фазе A и B можно получить, измерив параметр β (или γ). (Напомним, что $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$.) Чтобы определить параметр β , необходимо измерить угловое распределение линейно поляризованных фотонов при распаде поляризованного гиперона или в сочетании с измерением поляризации нуклона. Однако даже измерение β не позволяет само по себе выяснить, сохраняется ли в этом распаде CP -четность, поскольку мнимые части A и B отсюда определить не удастся.

Выяснить, сохраняется ли в радиационных распадах гиперонов CP -четность, можно, если сравнивать между собой радиационные распады гиперонов и антигиперонов ^{38г}. Как уже отмечалось выше, мнимые части амплитуд, обусловленные нарушением CP -инвариантности, меняют знак при переходе от частиц к античастицам, а CP -инвариантные мнимые части, обусловленные реальными промежуточными состояниями, не меняют знака. В результате, например, для $Z1^{\pm}$ -взаимодействий, парциальные ширины зарядово-зеркальных радиационных распадов гиперонов и антигиперонов будут различны.

На опыте $\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p\gamma)/\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0) = 0,37\%$ ^{38д} : $0,17\%$ ^{38е}. Радиационные распады антигиперонов не наблюдались.

V. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

§ 39. Абсолютное различие частиц и античастиц

Хотя до сих пор обнаружен только распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, представляется невероятным, чтобы нарушение CP -инвариантности не приводило к другим эффектам. Разумеется, эффекты эти могут оказаться чрезвычайно малы. Так, например, если CP -неинвариантное взаимодействие имеет константу порядка 10^{-17} и изменяет гиперзаряд на две единицы (взаимо-

действие $X2^+$), оно проявится практически только в распадах нейтральных K -мезонов. Однако в принципе, хотя и с очень малой, практически ненаблюдаемой вероятностью, даже такое сверхслабое взаимодействие дает другие обсуждавшиеся выше явления: асимметрии в распадах частиц и античастиц будут различны не только по знаку, но и по величине, будут различны парциальные ширины распадов гиперонов и антигиперонов и т. д. Подобные эффекты будут вполне наблюдаемы, если константа CP -неинвариантного взаимодействия велика (лишь на два-три порядка меньше константы слабого взаимодействия или сильного взаимодействия).

Наличие CP -неинвариантных эффектов позволяет установить абсолютное, а не относительное отличие частиц от античастиц.

Соответствующий мысленный опыт легко указать даже в случае сверхслабого $X2^+$ -взаимодействия. Действительно, если осцилляция пучка K^0 -мезонов, рождающихся в реакции $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$, описывается параметром r , то поведение пучка K^0 -мезонов, рождающихся в реакции $\pi^+ \bar{p} \rightarrow \bar{K}^0 \bar{\Lambda}^0$, описывается параметром $1/r$ (см. § 8). Таким образом, наблюдая лептонные распады нейтральных K -мезонов или их поглощение в веществе и обмениваясь информацией, два экспериментатора, один из которых — наш земной, а другой — представитель ближайшей звездной цивилизации, смогут выяснить, является ли их предстоящая встреча безопасной или закончится аннигиляцией.

Подчеркнем, что, располагая только CP -инвариантными взаимодействиями, ответ на этот вопрос получить было бы невозможно (см. ^{39a}).

§ 40. Абсолютная спиральность

Нарушение CP -инвариантности позволяет ввести абсолютные понятия правого и левого. И до открытия распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ можно было, например, определить как левое направление поляризации μ^+ в распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, а как правое — направление поляризации μ^- в распаде $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$. Однако изолированный наблюдатель не мог выяснить, с чем он имеет дело: с π^+ или с π^- , так как у него не было способа выяснить, из чего сделана его лаборатория и он сам — из вещества или антивещества.

Если CP нарушается, то последний вопрос легко решается и, следовательно, спиральность приобретает абсолютный смысл.

Если при сохранении CP и нарушении P спиральности частиц и античастиц были равны по модулю и противоположны по знаку, то теперь несколько отличны и сами модули «винтов», которые имеются у частицы и античастицы. Таким образом, элементарные частицы стали, подобно живым существам ^{40a, 40b}, носителями спиральности.

Этот результат в корне меняет существовавшее до 1964 г. представление о том, что полный лагранжиан, описывающий взаимодействие элементарных частиц, обладает теми же свойствами симметрии, что и лоренцев интервал $t^2 - x^2$. Считалось, что он инвариантен относительно пространственных и временных смещений, пространственных и лоренцевых поворотов, а также относительно отражений пространственных и временной осей. Убеждение в инвариантности относительно отражений не было поколеблено даже в 1956 г., когда было обнаружено несохранение P -четности. Согласно гипотезе комбинированной инвариантности ^{40n, г, д} физическим оператором пространственной инверсии является оператор CP . Таким образом, пожертвовав инвариантностью относительно зарядового сопряжения, удалось спасти принцип, согласно которому лагранжиан инвариантен не только относительно сдвигов и вращений осей 4-мерного пространства, но и относительно отражений этих осей.

Если CP -инвариантность нарушается, как это следует, по-видимому, из существования распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, то инвариантности относительно отражений нет. На первый взгляд снова можно попытаться обобщить понятие отражения, заменив оператор CP на CPT . Здесь, однако, возникает существенное различие по сравнению с обобщением от P к CP . Зарядовое сопряжение C , которым была дополнена операция P , не является геометрической операцией, оно лежит вне геометрии. Обращение времени T , которым мы можем дополнить CP , переходя к CPT , — операция геометрическая. Если имеет место только CPT -инвариантность, а CP -инвариантности нет, то это значит, что мы обязаны сопровождать отражение пространственных осей отражением временной оси, если хотим оставить лагранжиан инвариантным. В некотором смысле это кажется почти столь же удивительным, как если бы вдруг оказалось, что сдвиг по оси z необходимо сопровождать, скажем, поворотом вокруг этой оси, а относительно каждой из этих операций в отдельности инвариантности нет. Разумеется, эта аналогия отдаленная; в последнем случае мы имеем дело с непрерывными преобразованиями, а преобразования P и T дискретны. Тем не менее остается факт, который заключается в том, что оси t и x «связаны» между собой, отражать какую-то одну из них, оставляя лагранжиан инвариантным, нельзя, можно только обе вместе.

При фиксированном направлении t понятия «правое» и «левое», в отличие, например, от понятий «вверх» и «вниз», приобретают абсолютный, а не относительный смысл (см. ^{39a}). Если бы все свойства симметрии частиц определялись геометрией пространства, то это означало бы, что наше пространство имеет определенную спиральность ^{40e}.

§ 41. «Зеркальные» частицы

Если попытаться сохранить за понятием спиральности 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 A , то можно потребовать, чтобы полный лагранжиан был CPA -инвариантен и TA -инвариантен (и, следовательно, CPT -инвариантен). Гипотеза о существовании зеркальных частиц была выдвинута в работе ^{41a} (см. также ^{41b}) и подробно обсуждалась в работе ^{41в}.

Как показано в ^{41в}, 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.) Интересно, 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.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1а. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, *Phys. Rev. Letts.* **13**, 138 (1964).
- 1б. X. de Bouvard et al., *Phys. Letts.* **15**, 58 (1965).
- 1в. W. Galbraith et al., *Phys. Rev. Letts.* **14**, 383 (1965).
- 1г. V. L. Fitch et al., *Phys. Rev. Letts.* **15**, 73 (1965).
- 1д. M. Bott-Bodenhausen et al., *Phys. Letts.* **20**, 212 (1966); C. Alif Steinberger et al., *Phys. Letts.* **20**, 207 (1966).
- 1е. J. W. Cronin, Proc. Argonne International Conference on Weak Interactions, October 1965, p. 17.
- 2а. J. S. Bell, J. K. Perring, *Phys. Rev. Letts.* **13**, 348 (1964).
- 2б. J. Bernstein, N. Cabibbo, T. D. Lee, *Phys. Letts.* **12**, 146 (1964)
- 2в. P. R. Phillips, *Phys. Rev.* **139**, B491 (1965).
- 2г. В. Л. Любошиц, М. И. Подгорецкий, Э. О. Оконов, *Ядерная физика* **1**, 490 (1965).
- 2д. S. Weinberg, *Phys. Rev. Letts.* **13**, 495 (1964).
- 2е. G. Cvijanovich et al., *Phys. Rev. Letts.* **14**, 117 (1965).
- 2ж. Н. Липкин, А. Абашян, *Phys. Letts.* **14**, 151 (1965).
- 2з. J. Z. Uretsky, *Phys. Letts.* **14**, 154 (1965).
- 2и. S. Taylor et al., *Phys. Rev. Letts.* **14**, 745 (1965).
- 2к. G. Rinaudo et al., *Phys. Rev. Letts.* **14**, 761 (1965).
- 2л. К. Нishijima, M. Saifouri, *Phys. Rev. Letts.* **14**, 205 (1965).
- 2м. Л. Окунь, И. Померанчук, *Письма ЖЭТФ* **1** (6), 28 (1965), *Phys. Letts.* **16**, 338 (1965).
- 2н. A. Everett, *Phys. Rev. Letts.* **14**, 615 (1965).
- 2о. A. Callahan, D. Cline, *Phys. Rev. Letts.* **15**, 129 (1965).
- 2п. Л. А. Халфин, ДАН СССР **162**, 1034 (1965), *Письма ЖЭТФ* **3**, 129 (1966).
- 2р. E. Rutherford, *Akad. Wiss. Wien* **120** (2a), 303 (1911); R. G. Winter, *Phys. Rev.* **126**, 1152 (1962); V. L. Fitch et al., *Phys. Rev.* **140**, B1088 (1965).
- 2с. M. L. Goldberger, K. M. Watson, *Phys. Rev.* **136**, B1472 (1964).
- 2т. J. S. Bell, C. J. Goebel, *Phys. Rev.* **138**, 1193 (1965); T. D. Lee, *Phys. Rev.* **137**, B1621 (1965).
- 2у. B. Laurent, M. Roos, *Phys. Letts.* **13**, 138, 269 (1964); **15**, 104 (1965). M. Roos, *Phys. Letts.* **20**, 59 (1966).
- 2ф. S. Bludman, *Phys. Rev.* **138**, 213 (1965).
- 2х. А. А. Гриб, *Письма в редакцию ЖЭТФ* **2**, 9 (1965).
- 2ц. Д. С. Чернавский, *Письма в редакцию ЖЭТФ* **2**, 23 (1965).
- 2ч. G. Marx, *Phys. Rev.* **B140**, 1068 (1965); *Phys. Rev. Letts.* **14**, 334 (1965).
- 3а. М. В. Терентьев, *УФН* **86**, 231 (1965).
- 3б. J. Prentki, Proc. Oxford Conf., Sept. 1965, p. 47.
- 3в. J. Bell, J. Steinberger, Proc. Oxford Conf., Sept. 1965, p. 195.
- 3г. Л. Окунь, в сб. «High Energy Physics and Elementary Particles», Trieste Seminar, May—June 1965, IAEA, Vienna, 1965, стр. 939.
- 3д. Т. Граверт, Г. Людерс, Г. Рольник, *УФН* **71**, 289 (1960).
- 3е. М. И. Широков, *УФН* **78**, 471 (1962).
- 3в. В. Паули, в сб. «Н. Бор и развитие физики», М., ИЛ, 1958.
- 4б. G. Luders, в сб. «Lectures on Field Theory and the Many Body Problem» (ed. by E. R. Caianiello), N.Y.—London, Academic Press, 1961, p. 1.
- 4в. R. S. Streater, A. S. Wightman, PCT, Spin and Statistics and all that, New York—Amsterdam, 1964 (готовится перевод в изд-ве «Наука»).
- 4г. R. G. Sachs, *Ann. Phys.* **22**, 239 (1964).
- 4д. R. G. Sachs, *Phys. Rev.* **129**, 2280 (1963).
- 4е. C. P. Enz, R. R. Lewis, Preprint, 1965, *Phys. Letts.* **16**, 173 (1965).
- 4ж. J. Bernstein, L. Michel, *Phys. Rev.* **118**, 871 (1960).
- 4з. G. Feinberg, *Phys. Rev.* **120**, 640 (1960).
- 4и. G. Luders, B. Zuminо, *Phys. Rev.* **106**, 385 (1957).
- 4к. T. D. Lee, Proc. of the Oxford Conference on Elementary Particles, 1965, p. 225.
- 4л. M. Bardou et al., *Phys. Rev. Letts.* **16**, 775 (1966).
- 5а. L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Letts.* **13**, 562 (1964).
- 6а. G. Feinberg, *Phys. Rev.* **108**, 878 (1957).
- 6б. В. Соловьев, *ЖЭТФ* **33**, 537 (1957).
- 6в. N. Cabibbo, *Phys. Rev. Letts.* **14**, 965 (1965).
- 6г. T. D. Lee, *Phys. Rev.* **B140**, 959 (1965).
- 6д. Л. Окунь, *Ядерная физика* **3**, 189 (1966).
- 8а. T. D. Lee, R. Oehme, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **106**, 340 (1957).
- 8б. T. T. Wu, C. N. Yang, *Phys. Rev. Letts.* **13**, 38 (1964).

- 8в. L. Wolfenstein, *Nuovo cimento* **42**, 17 (1966).
- 8г. N. Byers, S. W. MacDowell, C. N. Yang, в сб. «High Energy Physics and Elementary Particles», Trieste Seminar, May—June 1965, IAEA, Vienna, 1965.
- 8д. C. N. Yang, *Proceed. of the Argonne Conference*, October 1965, p. 29.
- 9а. T. N. Truong, *Phys. Rev. Letts.* **13**, 358 (1964).
- 9б. М. В. Терентьев, *Письма в редакцию ЖЭТФ* **1** (5), 26 (1965).
- 9в. T. Bowen, *Phys. Rev. Letts.* **16**, 112 (1966).
- 9г. S. H. Patil et al., *Phys. Letts.* **19**, 601 (1965).
- 10а. M. L. Good, *Phys. Rev.* **106**, 591 (1957); **110**, 550 (1958).
- 10б. M. C. Whittley, *Phys. Rev. Letts.* **9**, 317 (1962).
- 10в. В. Л. Любошиц, Э. О. Оконов, М. И. Подгорецкий, У Цзунфань, *Ядерная физика* **1**, 497 (1965).
- 10г. В. В. Владимирский, М. В. Терентьев, *Ядерная физика* **2**, 265 (1965).
- 10д. Л. Б. Окунь, *Слабое взаимодействие элементарных частиц*, М., Физматгиз, 1963, стр. 209.
- 11а. M. Baldo-Geolin et al., *Nuovo cimento* **38**, 684 (1965).
- 11б. V. Aubert et al., *Phys. Letts.* **17**, 59 (1965).
- 11в. P. Franzini et al., *Phys. Rev.* **140**, B127 (1965).
- 11г. И. В. Чувилло, *Труды конфер. по физике высоких энергий*, Дубна, 1964, т. 2.
- 11д. R. G. Sachs, S. Treiman, *Phys. Rev. Letts.* **8**, 137 (1962).
- 11е. R. G. Sachs, *Phys. Rev. Letts.* **13**, 286 (1964).
- 11ж. R. G. Sachs, в сб. «High Energy Physics and Elementary Particles», Trieste Seminar, May—June 1965, IAEA, Vienna, 1965, стр. 92.
- 11з. В. Г. Кенны, R. G. Sachs, *Phys. Rev.* **138**, B943 (1965).
- 11и. Б. Л. Иоффе, *ЖЭТФ* **42**, 1411 (1962).
- 13а. M. K. Gaillard, *Nuovo cimento* **35**, 1225 (1965).
- 13б. S. Glashow, S. Weinberg, *Phys. Rev. Letts.* **14**, 835 (1965).
- 13в. J. A. Anderson, F. S. Crawford et al., *Phys. Rev. Letts.* **14**, 475 (1965); **16**, 968 (1966).
- 13г. C. Zemach, *Phys. Rev.* **133**, B1201 (1964).
- 15а. H. Chew, *Nuovo cimento* **26**, 1109 (1962).
- 15б. S. V. Peppere, Y. Ueda, *Nuovo cimento* **33**, 1614 (1964).
- 15в. J. Bernstein, G. Feinberg, T. D. Lee, *Phys. Rev.* **B139**, 1650 (1965).
- 15г. D. Cline, *Nuovo cimento* **36**, 1055 (1965).
- 15д. В. В. Соловьев, М. В. Терентьев, *Письма в редакцию ЖЭТФ* **2**, 336 (1965).
- 15е. А. Д. Долгов, Л. А. Пономарев, *Ядерная физика* **4** (1966).
- 15ж. U. Camerini et al., *Phys. Rev. Letts.* **13**, 318 (1964).
- 15з. J. Dreitlein, H. Primakoff, *Phys. Rev.* **268** (1961).
- 15и. S. Oneda, S. Hori, *Phys. Rev.* **132**, 1800 (1963).
- 15к. V. Barger, *Nuovo cimento* **32**, 127 (1964).
- 15л. В. М. К. Nefkens et al., *Phys. Letts.* **20**, 706 (1966).
- 16а. Л. Окунь, *Ядерная физика* **1**, 938 (1965).
- 16б. J. Prentki, M. Veltman, *Phys. Letts.* **15**, 88 (1965).
- 16в. T. D. Lee, L. Wolfenstein, *Phys. Rev.* **138**, 1490 (1965).
- 16г. J. Bernstein, G. Feinberg, T. D. Lee, *Phys. Rev.* **139**, B1650 (1965).
- 16д. S. Varshay, *Phys. Letts.* **17**, 78 (1965).
- 16е. T. D. Lee, *Phys. Rev.* **140**, B967 (1965).
- 17а. В. Кутьин, В. Петрухин, Ю. Прокошкин, *Письма в редакцию ЖЭТФ* **2**, 387 (1966).
- 17б. J. Duclos et al., *Phys. Letts.* **19**, 253 (1965).
- 17в. F. Behrens, *Phys. Letts.* **16**, 118 (1965).
- 17г. А. Долгов, Л. Пономарев, *Ядерная физ.* **4** (1966).
- 17д. J. Shechter, *Phys. Rev.* **132**, 841 (1963).
- 18а. L. Price, F. Grawford, *Phys. Rev. Letts.* **15**, 123 (1965).
- 18б. A. Rittenberg, G. R. Kalbfleish, *Phys. Rev. Letts.* **15**, 556 (1965).
- 18в. D. Berley et al., *Preprint BNL 9571* (1965).
- 18г. G. Feinberg, *Phys. Rev.* **B140**, 1402 (1965).
- 18д. В. В. Соловьев, *Ядерная физика* **4** (1966).
- 19а. J. Prentki, M. Veltman, *Phys. Letts.* **15**, 88 (1965).
- 19б. J. Prentki, M. Veltman, CERN, preprint 65 (907) 5-TH 568.
- 19в. T. D. Lee, *Phys. Rev.* **B139**, 1415 (1965).
- 19г. Y. Fujii, G. Marx, *Phys. Letts.* **17**, 75 (1965).
- 19д. S. L. Glashow, C. Sommerfield, *Phys. Rev. Letts.* **15**, 78 (1965).
- 19е. M. Nauenberg, *Phys. Letts.* **17**, 329 (1965).
- 20а. J. Prentki, *Proc. Oxford Conf.*, 1965, p. 47.
- 21а. R. H. Dalitz, D. G. Sutherland, *Nuovo cimento* **38**, 1945 (1965).
- 22а. J. Prentki, M. Veltman, *Phys. Letts.* **17**, 77 (1965).
- 22б. J. C. Lindsey, G. A. Smith, *Phys. Rev. Letts.* **15**, 221 (1965).

- 22в. S. M. Flatte et al., Phys. Rev. Letts. **14**, 1095 (1965).
 22г. В. И. Захаров, А. Б. Кайдалов, ЖЭТФ **50**, 283 (1966).
 23а. N. Christ, T. D. Lee, Phys. Rev. **143**, 1340 (1966).
 23б. R. G. Glaser et al., Proc. Argonne Conf. October 1965, p. 13.
 24а. C. Baltay et al., Phys. Rev. Letts. **15**, 591 (1965).
 24б. R. Armenteros, Phys. Letts. **17**, 344 (1965).
 24в. G. Cohen, Tannoudji, A. Messiah, Phys. Letts. **15**, 191 (1965).
 24г. K. Gotow, S. Okubo, Phys. Rev. **128**, 1921 (1962).
 24д. S. M. Bilenky, Препринт ОИЯИ Е-2457 (1965).
 25а. J. S. Bell, F. Mandl, Proc. Phys. Soc. **71**, 272 (1958).
 25б. R. Phillips, Nuovo cimento **8**, 265 (1958).
 25в. A. Abashian, E. Hafner, Phys. Rev. Letts. **1**, 255 (1958).
 25г. P. Hillman et al., Phys. Rev. **110**, 1218 (1958).
 25д. C. Hwang, T. Ophel, R. Willson, Phys. Rev. **119**, 352 (1960).
 25е. E. H. Thorndike, Phys. Rev. **B138**, 586 (1965).
 25ж. P. L. Csonka, Rev. Mod. Phys. **37**, 177 (1965).
 26а. E. M. Henley, B. A. Jacobson, Phys. Rev. **113**, 225 (1959).
 26б. E. M. Henley, B. A. Jacobson, Phys. Rev. **108**, 502 (1957).
 26в. L. Rosen, J. Brodley, Phys. Rev. Letts. **2**, 98 (1959).
 26г. B. Bodansky et al., Phys. Rev. Letts. **2**, 101 (1959).
 27а. J. C. Bizot et al., Phys. Rev. Letts. **11**, 480 (1963).
 27б. V. Glaser, B. Jaksic, Nuovo cimento **5**, 1197 (1957).
 27в. И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **2**, 466 (1965).
 27г. А. Д. Долгов, Письма в редакцию ЖЭТФ **2**, 491 (1965).
 27д. М. С. Маринов, Ядерная физика **4** (1966).
 27е. В. Дубовиков, А. Чешков, Препринт ОИЯИ Р-2505.
 28а. В. И. Байер, Письма в редакцию ЖЭТФ **2**, 330 (1965).
 28б. В. Б. Берестецкий, Ядерная физика **3**, 1169 (1966).
 28в. K. Dietz, Von Gehlen, Nuovo cimento **42**, 537 (1966).
 28г. Ehata, Hivada, Preprint, 1965.
 28д. J. Shechter, Phys. Rev. **132**, 841 (1963).
 28е. D. C. Liu, W. K. Roberts, Bull. Amer. Phys. Soc. **10**, 715 (1965), Phys. Rev. Letts. **16**, 67 (1966).
 28ж. H. S. Mani et al., Phys. Rev. **140**, B1681 (1965).
 29а. S. P. Lloyd, Phys. Rev. **81**, 161 (1951).
 29б. C. D. Sbrader, Phys. Rev. **92**, 928 (1953).
 29в. B. D. Jacobson, E. M. Henley, Phys. Rev. **113**, 234 (1959).
 29г. E. Henley, в сб. «Lectures on Field Theory and the Many Body Problem» (ed. by E. R. Caianiello), N.Y.—London, Academic Press, 1961, стр. 189.
 29д. E. Fuschini et al., Nuovo cimento **33**, 709 (1964).
 29е. E. Fuschini et al., Nuovo cimento **33**, 1309 (1964).
 29ж. J. Kaifosz, J. Кореску, J. Нопзатко, Phys. Letts. **20**, 284 (1966).
 29з. П. А. Крупчицкий, Ядерная физика **3**, 974 (1966).
 30а. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **33**, 405 (1957); Nucl. Phys. **3**, 127 (1957).
 30б. J. Smith, E. Purcell, N. Ramsey, Phys. Rev. **108**, 120 (1957); E. Purcell, N. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 807 (1950).
 30в. R. Sternheimer, Phys. Rev. **113**, 828 (1959).
 30г. P. Sanders, E. Lipworth, Phys. Rev. Letts. **13**, 718 (1964).
 30д. G. Charpak et al., Nuovo cimento **22**, 1043 (1961); D. Berley, G. Gidal, Phys. Rev. **118**, 1086 (1960).
 30е. G. Feinberg, Phys. Rev. **112**, 1637 (1958).
 30ж. E. Salpeter, Phys. Rev. **112**, 1642 (1958).
 30з. I. Goldenberg, Y. Torizuka, Phys. Rev. **129**, 2580 (1963).
 30и. R. E. Rand, Phys. Rev. **B140** (1965).
 30к. L. Schiff, Phys. Rev. **132**, 2194 (1963).
 30л. N. Meister, T. Radha, Phys. Rev. **135**, B769 (1964).
 30м. G. Feinberg, H. Mani, Phys. Rev. **137**, B636 (1965).
 30н. F. Salzman, G. Salzman, Phys. Letts. **15**, 91 (1965).
 30о. E. M. Purcell, N. F. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 807 (1950).
 30п. P. A. Franken, H. S. Boyne, Phys. Rev. Letts. **2**, 422 (1959); Errata PRL **3**, 66 (1959).
 30р. E. M. Purcell, Phys. Rev. **117**, 828 (1960).
 30с. T. T. Wu, Phys. Rev. Letts. **15**, 718 (1965).
 31а. McFarlane et al., Proceed Argonne Conference October 1965, p. 107.
 31б. C. L. Jensen et al., Phys. Rev. **B136**, 1431 (1964).
 31в. S. Bergia, G. Russo, Nuovo cimento **38**, 1849 (1965).
 31г. N. Cabibbo, Phys. Rev. Letts. **10**, 531 (1963).
 31д. A. Morales, R. Nunez-Lagos, M. Soler, Nuovo cimento **38**, 1607 (1965).

- 31е. N. Cabibbo, Phys. Letts. **12**, 137 (1964).
 31ж. S. Weinberg, Phys. Rev. **112**, 1375 (1958).
 31з. L. Wolfenstein, Phys. Letts. **15**, 196 (1965).
 31и. L. B. Okun, B. Ya. Zeldovic, Phys. Letts. **16**, 319 (1965).
 32а. U. Camerini, Phys. Rev. Letts. **14**, 989 (1965).
 32б. D. Bartlett et al., Phys. Rev. Letts. **16**, 282, 601 (1966).
 32в. A. Callahan, D. Cline, Phys. Rev. Letts. **15**, 129 (1965).
 32г. W. Becker et al., Nuovo cimento **31**, 1 (1964).
 32д. Y. Ueda, S. Okubo, Phys. Rev. **B139**, B1591 (1965).
 32е. I. L. Gervais et al., Phys. Letts. **20**, 432 (1966).
 32ж. А. И. Вайнштейн, Б. Л. Иоффе, Письма ЖЭТФ **3**, 333 (1966).
 32з. В. А. Арбузов, А. Т. Филиппов, Phys. Letts. **20**, 537 (1966).
 33а. И. С. Цукерман, Ядерная физика **2**, 720 (1965).
 33б. Г. А. Лобов, Ядерная физика **2**, 716 (1965).
 33в. M. Burgu et al., Phys. Rev. **120**, 1829 (1960); Phys. Rev. Letts. **1**, 324 (1958).
 33г. W. Drechsler, Nuovo cimento **38**, 345 (1965).
 33д. V. C. Lind et al., Phys. Rev. **135**, 1483 (1964).
 33е. S. M. Berman, M. Veltman, Phys. Letts. **12**, 275 (1964).
 33ж. B. Desplanques, G. Karman, Nuovo cimento **38**, 627 (1965).
 33з. A. Fujii, Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys. **33**, 552 (1965).
 33и. J. J. Kokkedee, Nuovo cimento **41**, 293 (1966).
 33к. R. R. Silbar, H. Überall, Z. Naturforsch. **20a**, 638 (1965).
 34а. J. D. Jackson, S. B. Treiman, U. W. Wyld, Phys. Rev. **106**, 517 (1957).
 34б. R. Curtis, R. R. Lewis, Phys. Rev. **107**, 1381 (1957).
 34в. M. Morita, R. S. Morita, Phys. Rev. **107**, 1316; **110**, 461 (1958).
 34г. E. Ambler et al., Phys. Rev. **110**, 787 (1958).
 34д. M. Morita, Phys. Rev. **122**, 1525 (1961).
 34е. R. Lewis, Phys. Rev. **108**, 94 (1957).
 34ж. J. Fujita et al., Phys. Rev. **108**, 1104 (1957).
 34з. H. Daniel, Nucl. Phys. **31**, 293 (1962).
 34и. А. И. Алиханов, Г. П. Елисеев, В. А. Любимов, ЖЭТФ **35**, 1061 (1958).
 34к. В. V. Geshkenbein, S. A. Nemirovskaya, A. P. Rudik, Nucl. Phys. **13**, 60 (1959).
 34л. А. И. Алиханов, Слабые взаимодействия. Новейшие исследования β -распада, М., Физматгиз, 1960.
 35а. L. D. Roper et al., Phys. Rev. **138**, B190 (1965).
 35б. A. Rosenfeld et al., UCRL-8030, March 1965.
 35в. N. P. Samios, Proc. of the Argonne Conference on Weak Interactions, October 1965, p. 189.
 35г. J. W. Cronin, O. E. Overseth, Phys. Rev. **129**, 1795 (1963).
 35д. М. В. Терентьев, Письма в редакцию ЖЭТФ **1**, (5), 26 (1965).
 35е. S. W. Barnes et al., Phys. Rev. **117**, 226 (1960).
 35ж. D. E. Knapp, K. Kinsey, Phys. Rev. **131**, 1822 (1963).
 35з. E. F. Beal et al., Phys. Rev. Letts. **8**, 75 (1962).
 36а. M. Ferro-Luzzi et al., Phys. Rev. **130**, 1568 (1963).
 37а. S. Okubo, Phys. Rev. **109**, 984 (1958).
 38а. M. Kawaguchi, K. Nishijima, Progr. Theor. Phys. **15**, 182 (1956).
 38б. C. Iso, M. Kawaguchi, Progr. Theor. Phys. **16**, 177 (1956).
 38в. R. E. Behrens, Phys. Rev. **111**, 1690 (1958).
 38г. В. И. Захаров, А. Б. Кайдалов, Ядерная физика **3** (1966).
 38д. M. Vazin et al., Phys. Rev. Letts. **14**, 154 (1965).
 38е. G. Quarenì et al., Nuovo cimento **60**, 928 (1965).
 39а. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, Фейнмановские лекции по физике, вып. 4, § 52 и 46, М., изд-во «Мир», 1965.
 40а. H. Weyl, Symmetry, Princeton University Press, 1952.
 40б. Г. Ф. Гаузе, Асимметрия протоплазмы, М., Изд-во АН СССР, 1940.
 40в. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 405 (1957).
 40г. C. N. Yang, Revs. Mod. Phys. **29**, 231 (1957).
 40д. G. C. Wick, A. S. Wightman, E. P. Wigner, Phys. Rev. **88**, 101 (1952).
 40е. И. С. Шапиро, УФН **61**, 313 (1957).
 41а. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
 41б. Lewis Carroll, Through the Looking Glass and What Alice Found There. Progress Publishers, Moscow, 1966 (см. перевод: Л. Карол, Алиса в Зазеркалье. Перев. В. А. Азова, стихи Т. Л. Щенкиной-Куперник, рис. Джона Тэнниэля. Москва — Петроград, Изд. Л. Д. Френкель, 1924).
 41в. И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, И. Я. Померанчук, Ядерная физика **3** (1966).