

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1980 ГОДА

539.12.01

ОТКРЫТИЕ НЕСОХРАНЕНИЯ КОМБИНИРОВАННОЙ ЧЕТНОСТИ*)

В. Л. Фитч

Поразительный прогресс физики как науки обусловлен превосходным взаимопониманием, которое установилось между теорией и экспериментом. Эксперимент часто подтверждал самые удивительные предсказания, вытекавшие из теоретических построений, которые были развиты для объяснения уже известных опытных фактов. В то же время новые экспериментальные исследования нередко обнаруживали такие физические эффекты, которые оказывались полной неожиданностью для теории. За этим, разумеется, следовало усовершенствование теоретических схем, позволявшее объяснить соответствующие наблюдательные данные.

Награда, которой удостоены в этом году проф. Кронин и я, присуждена за чисто экспериментальное открытие, которое не подсказывалось ни предшествовавшими опытами, ни теоретическими соображениями. С тех пор прошло уже более 16 лет, а этот эффект все еще не получил удовлетворительного объяснения. Между тем, факт несохранения комбинированной четности (CP -асимметрия) влечет за собой также и неинвариантность по отношению к обращению времени и, следовательно, затрагивает самые глубинные вопросы строения материи.

Открытие нарушения CP -симметрии было сделано при изучении свойств K -мезонов. Это обстоятельство особенно интересно потому, что экспериментирование с теми же самыми частицами разнечало убеждение в сохранении пространственной четности, т. е. в том, что взаимодействия и их зеркальные отражения должны быть идентичны.

Интерес к физике K -мезонов возник у меня в 1952—1953 г., когда я работал в Колумбии, где вместе с Джимом Рейнуотером занимался изучением мезоатомов. В то время основной темой наших разговоров в коридорах института и за чашкой кофе было странное поведение частиц, недавно обнаруженных в космических лучах¹. Говоря это, я имею в виду большую вероятность их рождения в сочетании с весьма малой скоростью распада: в результате бомбардировки протонов пионами Λ^0 -частицы рождались в 10^{13} раз интенсивнее, чем впоследствии они же распадались снова на протоны и пионы. Приехавший в Колумбию Пайс поделился своими идеями об ассоциативном рождении Λ^0 -частиц как о возможном объяснении этой аномалии². Гелл-Манн также обсуждал схему, которая

*) Fitch Val. L. The Discovery of Charge Conjugation Parity Asymmetry: Nobel Lecture. Stockholm, December 11, 1980.—Перевод И. И. Ройзена.

© The Nobel Foundation 1981.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1981.

была предложена им и независимо Накано и Нишиджимой для описания такого ассоциативного рождения^{3, 4}.

В свете имевшихся тогда данных их идея выглядела отважной и даже неправдоподобной. В их схеме предполагалось, что существуют два дублета К-мезонов — (K^+ , K^0) и соответствующие античастицы (K^- , \bar{K}^0), — а не казавшийся тогда вполне естественным один триплет (K^+ , K^- , K^0), построенный по образу и подобию аналогичного триплета пионов. Тогда же Нишиджима ввел новое квантовое число, вскоре названное странностью, которое сохраняется в сильных взаимодействиях частиц, но может не сохраняться в слабых. Мезонам K^+ и K^0 была приписана странность $+1$, а мезонам \bar{K}^0 и K^- и вместе с ними гиперону Λ^0 — странность -1 .

Вначале я тщетно надеялся, что обособленное положение K^+ - и K^0 -мезонов среди частиц с положительной странностью могло бы послужить ключом к объяснению всей ситуации, если только таковое вообще существует. Чаше всего эксперимент в современной физике весьма труден и требует большого времени. Необходим какой-то особенный всплеск интереса, чтобы обратить пристальное внимание людей к новой области исследований. В конце концов, как правило, оказывается, что исходные соображения были довольно-таки наивными. Так или иначе, но я присоединился к возглавляемой Джорджем Рейнольдсом принстонской группе, занимавшейся изучением космических лучей, и провел лето 1954 г. на горе в Колорадо, знакомясь с ведущимися там экспериментами. Тем временем энергия космотрона в Брукхейвене была доведена до 3 ГэВ, и там ассоциативное рождение частиц было с полной ясностью подтверждено Шаттом и его группой⁵, причем идентификация К-мезонов, генерируемых космотроном, производилась с помощью фотоэмульсии⁶. К концу лета я с сожалением решил отказаться от изучения космических лучей на горах, которые я любил, и связать свое будущее с ускорителями.

Следующей осенью мы вместе с аспирантом Бобом Мотли приступили к созданию аппаратуры для регистрации К-мезонов, генерируемых космотроном, посредством техники, опирающейся на одни только счетчики. Тем временем стремительно возрастающий интерес к так называемой тау-тета загадке⁷ естественным образом привел нас к идее связать время жизни К-мезонов с модами их распадов. Наши детекторы подросли вовремя, и мы с Мотли опубликовали наши результаты одновременно с аналогичными результатами группы Альвареса, которая работала в Беркли и в качестве источника К-мезонов использовала беватрон^{8, 9}. Таким образом, было установлено, что времена жизни тау- и тета-мезонов одинаковы. Независимо от этого было показано, что с точностью не хуже одного процента одинаковы также и массы этих мезонов¹⁰. Все это послужило благоприятным фоном, на котором появилась знаменитая работа Ли и Янга¹¹. За ней последовали эксперименты¹², показавшие со всей очевидностью, что в слабых взаимодействиях пространственная четность нарушается в максимально допустимой степени. Эту замечательную историю Ли и Янг рассказывали при таких же обстоятельствах в 1957 г.

Приблизительно тогда же была опубликована работа Ландау¹³, написанная еще до того, как стали известны результаты экспериментов по β -распаду. Обсуждая тау-тета-проблему, он отметил, что простой отказ от сохранения пространственной четности повлек бы за собой серьезные трудности, которые однако устраняются, если предположить, что одновременно с пространственной четностью нарушается также и зарядовая четность (C), причем таким образом, что сохраняется четность, которую он назвал комбинированной (CP), отвечающая одновременному отражению пространства и замене частиц соответствующими античастицами. И действительно, природа выбрала именно этот путь. Последующие

эксперименты показали, что нарушение пространственной четности компенсируется нарушением зарядовой четности. Таким образом, слабые взаимодействия оказались инвариантными относительно комбинации операций зеркального отражения и зарядового сопряжения, т. е. относительно преобразования CP .

Вера в одну симметрию была подорвана, но на смену ей пришла другая, еще более глубокая симметрия. Особая привлекательность этой симметрии связана с CPT -теоремой, которая лежит в основе всей квантовой теории поля и для доказательства которой не требуется почти ничего, кроме специальной теории относительности и локальности теории. Согласно этой теореме, все взаимодействия должны быть инвариантны относительно комбинации преобразований C , P и T (T — обращение времени). Поэтому, если имеет место CP -инвариантность, тогда то же самое следует сказать и о T -инвариантности. Последнее полностью согласуется со всеми наблюдательными данными. «Кто мог бы подумать в 1953 г., что изучение свойств распада K -мезонов приведет к новой революции в нашем понимании принципов инвариантности?» — писал Сакураи в 1963 году¹⁴. Однако уже в 1964 г. те же самые частицы преподнесли нам новый сюрприз.

Трудно привести лучший пример взаимодействия теории и эксперимента, чем история нейтральных K -мезонов. Особенно приятно говорить об этом физик, поскольку вряд ли найдется другой объект, которому было бы присуще так много характерных черт современных физических представлений. Системы с двумя уровнями, примером которых является пара нейтральных каонов, приходится рассматривать довольно часто, и тем не менее система, о которой сейчас пойдет речь, отличается особыми свойствами, которые делают ее исключительно красивой. Я надеюсь, что мне удастся обрисовать вам обстоятельства, по которым эта система была для нас столь привлекательна. История берет начало с приписанных Гелл-Манном и Нишиджимой K -мезонам значений изотопического спина и странности. Объединение K -мезонов в два дублета означало, что K^0 -мезон и \bar{K}^0 -мезон следует рассматривать как две разные частицы. Но каждая из них распадается на π -мезоны. Возникает вопрос: когда физик видит в своем детекторе π^+ - и π^- -мезоны, то откуда они взялись — из распада K^0 - или \bar{K}^0 -мезона? Ответ был найден благодаря замечательной проницательности, которую проявили Гелл-Манн и Пайс в своей работе, опубликованной в 1955 г.¹⁵ В духе квантовой механики следует считать, что источником π^\pm -мезонов является состояние, представляющее собой некоторую линейную комбинацию K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов. Состояние из двух пионов (π^+ , π^-) четно относительно зарядового сопряжения. Это означает, что соответствующая волновая функция не меняет своего алгебраического знака при перестановке частицы и античастицы. Очевидно, что эта (положительная) четность реализуется комбинацией $K^0 + \bar{K}^0$, которая была названа K_1^0 ¹⁶. Но в этом случае с такой же вероятностью должно быть представлено и другое состояние, $K^0 - \bar{K}^0$, называемое K_2^0 , которое, наоборот, нечетно относительно зарядового сопряжения и, следовательно, не может распадаться на два заряженных пиона (π^+ , π^-). Однако оно способно распадаться на три пиона — (π^+ , π^- , π^0). Следовало ожидать, что вероятность трехчастичного распада значительно меньше, чем двухчастичного: K_2^0 -состояние должно было «жить» примерно в 500 раз дольше, чем K_1^0 -состояние. Кроме того, ожидалось, что массы K_1^0 и K_2^0 -мезонов будут несколько различны, хотя массы K_1^0 и \bar{K}^0 -мезонов в силу CPT -теоремы строго одинаковы.

Предсказанный таким образом Гелл-Манном и Пайсом долгоживущий K_2^0 -мезон начали искать, и он действительно был обнаружен колум-

бийской группой физиков, работавшей на брукхейвенском космотроне ¹⁷. Казалось, что этим подтверждается теоретическая модель, основанная на гипотезе о сохранении зарядовой четности в слабых взаимодействиях. Но тут внезапно было обнаружено, что в слабых взаимодействиях нарушается как пространственная, так и зарядовая четность! Однако набравшее было темное облако почти немедленно рассеялось, после того как было показано, что достаточно во всех рассуждениях только заменить C на CP , и вся картина нейтральных каонов останется без изменений ¹⁸. С учетом CP -инвариантности распад K^0_2 -мезона на два пиона должен был оставаться абсолютно запрещенным. Фейнман охарактеризовал успех в описании системы нейтральных каонов как «одно из величайших достижений теоретической физики» ¹⁸.

Другие свойства системы мезонов (K^0 , \bar{K}^0) становятся очевидными, если записать волновую функцию, содержащую время жизни и энергетическую зависимость, предположив, что при $t = 0$ родился K^0 -мезон:

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0_1\rangle e^{-(t/2\tau_1) + i\omega t} + |K^0_2\rangle e^{-(t/2\tau_2) + i\omega t}),$$

$$|K^0_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0_1\rangle + |\bar{K}^0\rangle), \quad |K^0_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle).$$

Сразу же видно, что по истечении времени, большого по сравнению со временем жизни K^0_1 -мезона (τ_1), но малого по сравнению со временем жизни K^0_2 -мезона (τ_2), начальное чистое состояние K^0 перейдет в состояние K^0_2 , которое, в свою очередь представляет собой суперпозицию K^0 и \bar{K}^0 . Чтобы оценить масштабы, о которых здесь идет речь, заметим, что в типичной экспериментальной ситуации K^0_1 -мезон, прежде чем распасться, пролетает расстояние порядка нескольких сантиметров, в то время как K^0_2 -мезон до своего распада успевает пролететь десятки метров. Поэтому на расстояниях более, скажем, одного метра от точки рождения K^0 -мезона мы имеем почти чистый пучок K^0_2 -мезонов.

При рассмотрении взаимодействия мезона K^0_2 с веществом выясняется и другое важное свойство этой системы. Обладая противоположной странностью, K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны весьма неодинаково взаимодействуют с веществом. Поэтому после того, как K^0_2 -мезон пройдет через достаточно плотное вещество, присущее для него одинаковое содержание состояний K^0 и \bar{K}^0 уже не сохранится, и вместо него возникнет другая суперпозиция K^0 и \bar{K}^0 , отвечающая, в свою очередь, некоторой комбинации K^0_1 - и K^0_2 -мезонов. Таким образом, за установленной на пути пучка K^0_2 -мезонов поглощающей преградой в пучке вновь появятся короткоживущие K^0_1 -мезоны, которые, как уже говорилось, распадаются на два противоположно заряженных пиона. Этот эффект называется регенерацией ¹⁹. Если поглотитель абсолютно прозрачен для K^0 мезонов и абсолютно непрозрачен для \bar{K}^0 -мезонов, то в прошедшем через него пучке интенсивность K^0_1 -мезонов будет равна четверти интенсивности падавших на него K^0_2 -мезонов.

Осенью 1950 г. М. Л. Гуд ²⁰ заметил, что благодаря чрезвычайно малой разности масс K^0_1 - и K^0_2 -мезонов процесс регенерации, о которой только что говорилось, может быть когерентным. Говоря это, мы имеем в виду, что переход из состояния K^0_2 в состояние K^0_1 может происходить не в результате рассеяния на отдельных ядрах атомов вещества, а сразу во всем поглотителе как едином целом! Другими словами, в ходе всего процесса рассеяния вся масса поглотителя могла бы оставаться в своем первоначальном квантовомеханическом состоянии. В этом случае регенерирующее вещество можно характеризовать показателем преломления точно

так же, как стекло по отношению к обычному свету. Регенерированные когерентно K_1^0 -мезоны должны были обладать в точности такой же энергией, что и налетающие K_2^0 -мезоны. Должны были совпадать также и угловые характеристики падающего пучка K_2^0 -мезонов и пучка регенерированных K_1^0 -мезонов с учетом лишь некоторого уширения последнего вследствие дифракционных эффектов, которые полностью определяются поперечным (по отношению к пучку) размером рассеивателя. Поскольку характерная длина волны в типичном эксперименте такого рода порядка 10^{-13} см, а поперечный размер обычно около 10 см, все дифракционные эффекты исчерпываются угловой шириной всего лишь порядка 10^{-14} радиан! В довершение ко всему когерентную добавку K_1^0 -состояния можно наблюдать вдоль расстояний, превышающих длину волны в 10^{14} раз. Уникальная особенность когерентно регенерированного пучка K_1^0 -мезонов состоит в том, что его можно отличить от пучка, падающего на рассеиватель, благодаря быстрому распаду на систему (π^+ , π^-). Насколько мне известно, это все же единственный пример, когда когерентно рассеянный вперед пучок удастся отличить от пучка, падающего на мишень.

Даже студентам-физикам ясно, что все описанные выше перипетии нейтральных K -мезонов аналогичны распространению поляризованного света: K_1^0 - и K_2^0 -мезоны отвечают правой и левой циркулярным поляризациям, а K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны эквивалентны x - и y -компонентам линейно поляризованного света. Прохождение пучка K_2^0 -мезонов через плотное вещество эквивалентно распространению левого циркулярно поляризованного света в двоякопреломляющей среде вроде кальцита, показатель преломления которого зависит от направления линейной поляризации. Общая картина регенерации, когерентной и некогерентной, была подтверждена в репающем эксперименте с использованием пузырьковой камеры ²¹.

С этими специфическими свойствами нейтральных каонов должно быть связано также много других явлений. К примеру, еще ждут своего часа эксперименты по когерентной регенерации K_1^0 -мезонов плоскостями кристаллической решетки. При имеющихся обычно в нашем распоряжении импульсах каонов брэгговские углы чрезвычайно малы, а при достаточно малых углах начинает сказываться фактор экстинкции, но все же такие эксперименты осуществимы.

Неожиданно система K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов открыла возможность получения важной и высоко прецизионной информации о гравитационном взаимодействии. Она затрагивает весьма универсальную проблему: будут ли различные объекты — в данном случае речь идет о частице и античастице — с одинаковой инертной массой вести себя тождественным образом в гравитационном поле? Как было отмечено М. Л. Гудом ²², если бы гравитационные потенциалы K^0 -мезона и соответствующей античастицы, \bar{K}^0 -мезона, были противоположны по знаку, то смешивание в системе (K^0 , \bar{K}^0) происходило бы настолько быстро, что долгоживущую частицу вообще невозможно было бы зарегистрировать. В результате более тщательного анализа, было установлено, что если относительное различие между гравитационными взаимодействиями частицы и античастицы обозначить через k , то $k < 10^{-10}$ в поле Земли, $k < 10^{-11}$ в поле Солнца и $k < 10^{-13}$ в поле Галактики.

Когда в руках экспериментатора появляется прибор, позволяющий изучать хорошо знакомые объекты значительно более детально, чем это было возможно ранее, он может натолкнуться на открытие не только в неизведанных еще областях, но также и там, где, казалось бы, все уже ясно. В 1963 г. нам представилась возможность изучать свойства ней-

тральных K -мезонов с помощью аппаратуры, обладающей большей разрешающей способностью, чем применявшаяся ранее. Применение искровых камер в качестве детекторов заряженных частиц повысило точность прослеживания их траекторий, и в то же время эти камеры можно было селективно настраивать на регистрацию определенного класса событий.

Используя эти новые приборы, Джим Кронин и я вместе с нашими сотрудниками Джимом Кристенсоном и Рене Турле начали систематическое изучение явления регенерации, CP -инвариантности и нейтральных токов. Нас особенно интересовала регенерация ввиду аномалии, о которой как раз в это время сообщила группа, изучавшая прохождение K_1^0 -мезонов через водородную пузырьковую камеру²³. Лишь очень немногие из наших коллег относились сочувственно к экспериментам по проверке

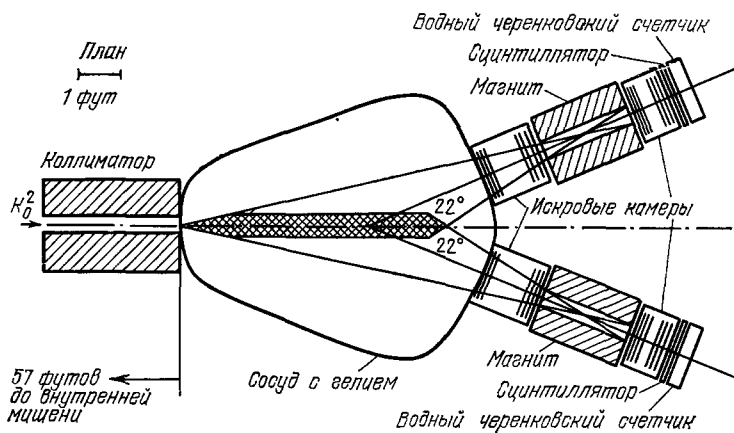


Рис. 1. Общий вид установки.

CP -инвариантности — мы между тем, все же, так или иначе, их делали — равно, как и к поиску нейтральных токов, о которых в прошлом году при аналогичных обстоятельствах рассказывал здесь проф. Глэшоу. Общий вид использованной нами в этих экспериментах аппаратуры показан на рис. 1. Она представляла собой двухплечевой спектрометр, в каждом плече которого до и после отклоняющего магнита расположены искровые камеры, фиксирующие траектории частиц. Черенковские сцинтилляционные счетчики в обоих плечах были включены на совпадения и вырабатывали сигналы, запускающие искровые камеры, и треки частиц фотографировались на пленку. Аппаратура была расположена в пучке нейтральных частиц брукхейвенского протонного синхротрона на таком расстоянии, что K_1^0 -мезоны должны были уже распасться и в пучке оставались только K_2^0 -мезоны. Угол между плечами спектрометра был выбран так, чтобы обеспечить оптимальный режим детектирования нейтральных каонов, распадающихся на два заряженных пиона. На стадии регенерации на пути пучка нейтральных частиц ставились блоки из различных плотных материалов. Объем же, в котором мог происходить последующий свободный распад K_2^0 -мезона на два пиона, был заполнен газообразным гелием с целью свести возможное взаимодействие к минимуму.

Распад на два пиона выделялся среди огромного количества обычных трехчастичных распадов K_2^0 -мезонов по двум признакам. Во-первых, в этом случае вектор суммы импульсов двух зарегистрированных частиц должен был быть ориентирован по направлению первоначального пучка

K_2^0 -мезонов, чего, вообще говоря, не должно наблюдаться при трехчастичном распаде; и, во-вторых, вычисленная по данным о продуктах распада масса «родителя» должна совпадать с массой K^0 -мезона. Полученные нами результаты представлены на рис. 2 и 3. На рис. 2 показана картина, которая получилась в результате обработки фотографий с помощью сравнительно грубого измерительного устройства. Появление пика событий вдоль направления пучка послужило стимулом для более точных измерений, результаты которых приведены на рис. 3. Из него явствует, что в соответствующем интервале масс зарегистрировано около 56 событий, в то время как фон равен всего лишь 11. Из этих данных мы заключили, что доля, которую составляют распады K_2^0 -мезона на два пиона по отношению ко всем модам распада с участием заряженных частиц, равна $2 \cdot 10^{-3}$. Это было первым свидетельством о возможности распада, который

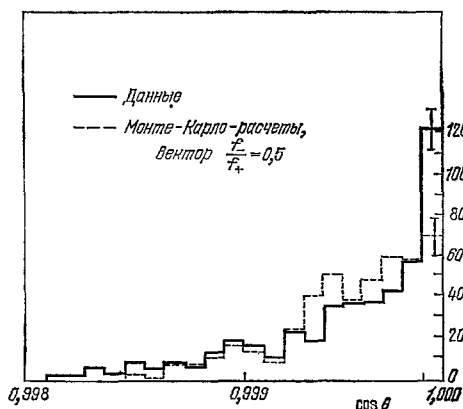


Рис. 2. Угловое распределение событий в соответствующем интервале масс.

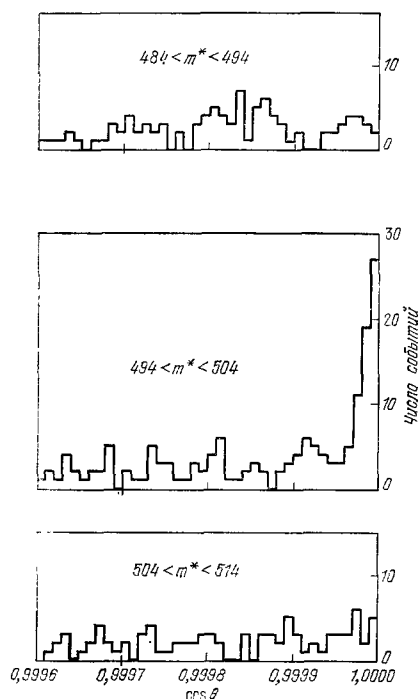


Рис. 3. Угловое распределение событий, полученное после точной обработки, в трех интервалах масс.

абсолютно запрещен CP -инвариантностью²³. Мы остро осознавали всю важность результата, и, я должен признаться, вначале сами в него не поверили. Потратив почти полгода на поиски альтернативных возможностей объяснения обнаруженного нами эффекта, мы убедились в их безрезультатности.

По целому ряду причин изучение когерентной регенерации оказалось весьма существенным для экспериментов по проверке CP -инвариантности. Во-первых, оно привело к результатам, которые полностью согласовались с тем, что мы ожидали. Не было обнаружено никаких аномалий. Измерение скоростей когерентной регенерации в вольфраме, меди, углероде и жидком водороде позволило нам утверждать, что эффект когерентной регенерации в газообразном гелии, заполнявшем объем, в котором наблюдался распад K_2^0 -мезонов, ничтожен по сравнению с зарегистрированным сигналом. Во-вторых, когерентная регенерация K_1^0 -мезонов, распадавшихся затем на два заряженных пиона, сыграла неоценимую роль в калибровке аппаратуры.

Посмотрим теперь на систему нейтральных каонов с несколько более количественных позиций²⁴. Ввиду смешивания K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов посредством слабого взаимодействия, скорость изменения амплитуды состояния K^0 -мезонов (\bar{K}^0 -мезонов) зависит не только от нее самой, но также и от амплитуды \bar{K}^0 -мезонов (K^0 -мезонов):

$$-\frac{dK^0}{dt} = AK^0 + p^2\bar{K}^0, \quad -\frac{d\bar{K}^0}{dt} = B\bar{K}^0 + q^2K^0,$$

где символ частицы использован для обозначения амплитуды соответствующей волны. Согласно CPT -инвариантности, массы и времена жизни частицы и античастицы должны быть в точности одинаковы. В обозначениях, фигурирующих в выписанной выше системе уравнений, это означает, что $A \equiv B$. Остается еще два возможных механизма нарушения CP -инвариантности: либо за это ответственны коэффициенты в указанной паре уравнений, либо амплитуды распада каонов. Последующие эксперименты показали, что в основном, если не полностью, нарушение CP -инвариантности содержится в этих уравнениях, т. е. обусловлено так называемой распадно-массовой матрицей.

Проф. Кронин расскажет о том, какое влияние на этот эффект могут оказать распадные члены. Достаточно сказать, что любое отклонение от равенства между p^2 и q^2 приводит к распаду K^0_2 -мезона на два пиона. С учетом нарушения CP -инвариантности коротко- и долгоживущими частицами уже являются не определенные ранее K^0_1 - и K^0_2 -мезоны, а несколько иные линейные комбинации

$$K^0_S = \frac{1}{\sqrt{p^2 + q^2}} (p | K^0 \rangle + q | \bar{K}^0 \rangle), \quad K^0_L = \frac{1}{\sqrt{p^2 + q^2}} (p | K^0 \rangle - q | \bar{K}^0 \rangle).$$

Тот факт, что K^0_L -частица распадается на два пиона, означает, что амплитуда перехода частицы в античастицу — в данном случае $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ — не равна в точности амплитуде встречного процесса ($\bar{K}^0 \rightarrow K^0$). Теперь

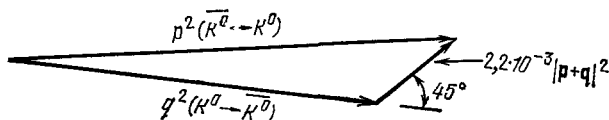


Рис. 4. Векторная диаграмма, схематически изображающая различие между амплитудами процессов $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ и $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$.

мы уже достаточно точно знаем, что в действительности эти амплитуды несколько отличаются не только по абсолютной величине, но также и тем, что они немного сдвинуты по фазе, см. рис. 4.

Выше мы уже отмечали, что в силу CPT -теоремы нарушение CP -инвариантности эквивалентно несимметрии по отношению к обращению времени. Как покажет проф. Кронин, было независимо установлено, что для системы нейтральных каонов должна выполняться CPT -теорема, чем последовательно демонстрируется нарушение симметрии по времени.

Все мы знаем, что несимметрия относительно обращения времени связана с энтропией. В замкнутой системе энтропия возрастает со временем. Такого рода асимметрия по времени обусловлена граничными условиями. Что же касается нейтральных каонов, то тут мы впервые сталкиваемся с физической системой, в которой за эту асимметрию ответственно взаимодействие, а не условия на границе.

Всегда считалось, что законы микромира инвариантны относительно обращения времени, так что это открытие ставит перед нами очень много фундаментальных вопросов. Проф. Кронин коснется этих проблем более детально. Я же хотел бы отметить два обстоятельства. Можно ли использовать этот эффект для того, чтобы уменьшить энтропию изолированной системы? Наблюдая Вселенную с Земли, мы обнаруживаем в ней высокую степень упорядоченности. Как это совместить с постоянным возрастанием энтропии? Нельзя ли привлечь для объяснения этой неравновесности *СР*-асимметрию? Ответ на оба вопроса оказывается отрицательным²⁵.

В то же время, глядя с Земли, мы видим следы давно минувших времен, когда Вселенная была очень горячей. Полагают, что в тот период в равных количествах образовывалось вещество и антивещество, которые в конечном счете аннигилировали в гамма-излучение. Однако сейчас нет каких-либо указаний на присутствие во Вселенной антивещества. Обсуждавшиеся здесь год тому назад при тех же самых обстоятельствах калибровочные теории допускают возможную нестабильность протонов (и антипротонов). При учете *СР*-неинвариантности их распад должен был привести Вселенную в состояние с избыточным содержанием материи по сравнению с антиматерией. Этими же причинами можно объяснить наблюдаемое сейчас во Вселенной относительно большое содержание вещества и излучения²⁶.

Льюис Томас, чьи эссе о науке украшают нашу литературу, писал: «Вы измеряете ценность работы по степени охватывающего вас изумления ее результатами». По истечении 16 лет физики все еще изумлены *СР*- и *T*-несимметрией. Я полагаю, что Нобелевский комитет руководствовался теми же соображениями, удостоив проф. Кронины и меня этой высшей награды.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА И ПРИМЕЧАНИЯ

1. Обзор работ приблизительно к 1953 г. см.: Rochester G. D., Butler C. C.—*Rept. Prog. Phys.*, 1953, v. 16, p. 364.
2. Pais A.—*Phys. Rev.*, 1952, v. 86, p. 663.
3. Gell-Mann M.—*Ibid.*, 1953, v. 92, p. 833.
4. Nakano T., Nishijima K.—*Progr. Theor. Phys.*, 1953, v. 10, p. 581.
5. Fowler W. B., Shutt R. P., Thorndike A. M., Whittemore W. L.—*Phys. Rev.*, 1954, v. 93, p. 861.
6. *Proceedings of 1954 Rochester Conference.*
7. Dalitz R. H.—*Phil. Mag.*, 1953, v. 44, p. 1068.
Fabri E.—*Nuovo Cimento*, 1954, v. 11, p. 479.
- Наблюдалось, что некоторые из странных частиц распадаются на два, а другие — на три пиона. Используя анализ Далица и Фабри, удалось, несмотря на очень бедную статистику, показать, что четности трехпионной и двухпионной систем противоположны. Если взаимодействие, приводящее к распаду, сохраняет пространственную четность системы, то у двухпионного и трехпионного конечного состояния должны быть разные «родители» — тета-частица и тау-частица соответственно. Загадка была в том, что коль скоро это разные частицы, то почему одинаковы их массы и времена жизни? Нарушение четности дает ответ на этот вопрос: обе частицы — это *K*-мезоны, K_{π^2} и K_{π^3} соответственно.
8. Alvarez L. W., Crawford F. S., Good M. L., Stevenson M. L.—*Phys. Rev.*, 1956, v. 101, p. 503.
Harris G., Orear J., Taylor S.—*Ibid.*, 1955, v. 100, p. 932.
9. Fitch V., Motley R.—*Ibid.*, 1956, v. 101, p. 496; 1957, v. 105, p. 265.
10. Birge R. W., Perkins D. H., Peterson J. R., Stork D. H., Whitehead M. N.—*Nuovo Cimento*, 1956, v. 4, p. 834.
11. Lee T. D., Yang C. N.—*Phys. Rev.*, 1956, v. 104, p. 254.
12. Wu C. S., Ambler E., Hayward R. W., Hoppes D. D., Hudson R. P.—*Ibid.*, 1957, v. 105, p. 1413.
Garwin R., Lederman L., Weinrich M.—*Ibid.*, p. 1415.
Friedman J. I., Telegdi V. L.—*Ibid.*, p. 1981.
13. Landau L.—*Nucl. Phys.*, 1957, v. 3, p. 254.

14. Sakurai J. J. *Invariance Principles and Elementary Particles*.— Princeton, N.J.: Princeton University Press, 1964.— P. 296.
15. Gell-Mann M., Pais A.— *Phys. Rev.*, 1955, v. 97, p. 1387.
16. Мы изменили оригинальные обозначения Гелл-Манна и Пайса θ_1 и θ_2 , заменив их теми, которые сейчас общеприняты.
17. Lande K., Booth E. T., Impeduglia J., Lederman L. M., Chinnowsky W.— *Phys. Rev.*, 1956, v. 103, p. 1901.
18. Feynman R. P. *Theory of Fundamental Processes*.— N.Y.: W. A. Benjamin, 1961.— P. 50.
19. Pais A., Piccioni O.— *Phys. Rev.*, 1955, v. 100, p. 1487.
20. Good M. L.— *Ibid.*, 1957, v. 106, p. 591.
21. Good R. H., Matsen R. P., Muller F., Piccioni O., Powell W. M., White H. S., Fowler W. B., Birge R. W.— *Ibid.*, 1961, v. 124, p. 1223.
22. Good M. L.— *Ibid.*, 1961, v. 121, p. 311.
23. Christenson J., Cronin J. M., Fitch V. L., Turlay R.— *Phys. Rev. Lett.*, 1964, v. 13, p. 138.
24. Lee T. D., Oehme K., Yang C. N.— *Phys. Rev.*, 1957, v. 106, p. 340.
25. Ne'eman Y. *Erice Summer School Lectures*, June 16 — July 6, 1972.
26. Сахаров А. Д.— *Письма ЖЭТФ*, 1967, т. 5, с. 32.
На популярном уровне это изложено в статье: Wilczek F. W.— *Sci. American*, December 1980, v. 243, p. 82.