

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ\*)

*Цзян-дао Ли*

В предыдущей лекции Янг<sup>1</sup> сделал обзор наших представлений о различных принципах симметрии в физике вплоть до конца 1956 г. За истекший год стала намного яснее истинная роль этих принципов в различных физических процессах. Это поразительно быстрое развитие оказалось возможным только благодаря интенсивной работе и искусству большого числа физиков в различных лабораториях всего мира. Чтобы получить должную перспективу и понимание этих новых экспериментальных результатов, представляется желательным сделать очень беглый обзор наших знаний об элементарных частицах и их взаимодействиях.

## ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Семейство известных на сегодняшний день элементарных частиц состоит из большого числа членов. Каждый член этого семейства, наряду с другими свойствами, характеризуется массой, зарядом и спином. Эти члены делятся на две основные группы: группу «тяжелых частиц» и группу «легких частиц». Хорошо известными примерами тяжелых частиц являются протоны и нейтроны и легких частиц—фотоны и электроны. Кроме очевидного утверждения, что тяжелые частицы тяжелее, чем легкие частицы, эта классификация основывается на эмпирическом факте, что элементарная тяжелая частица не может распасться на легкие частицы даже в том случае, если этот распад совместим с законами сохранения заряда, энергии, импульса и момента. Этот факт более строго формулируется как «закон сохранения тяжелых частиц», что означает, что если каждой тяжелой частице мы припишем «число тяжелых частиц», равное +1, каждой тяжелой античастице «число тяжелых частиц», равное -1, и каждой легкой частице соответствующее число, равное 0, то во всех известных физических процессах алгебраическая сумма «чисел тяжелых частиц» строго сохраняется. Одним из простейших доказательств справедливости этого закона является тот факт, что все мы—или наша галактика—не распались на фотоны и прочие легкие частицы.

На рис. 1 приведены все известные тяжелые частицы (и античастицы). Все тяжелые частицы, исключая нуклоны, называются гиперонами и обозначаются заглавными греческими буквами. Сплошными линиями показаны экспериментально наблюдаемые к настоящему времени частицы, а пунктирными линиями—частицы, существование которых следует из

\*) Цзян-дао Ли—профессор физики Колумбийского университета. В этой статье воспроизводится доклад, сделанный Ли в Стокгольме 11 декабря 1957 г. после вручения ему Нобелевской премии по физике; эту премию Ли разделил вместе с Чжень-нин Янгом.

общих теоретических соображений. Все известные тяжелые частицы имеют полуцелый спин. На рис. 2 приведены все известные легкие частицы.

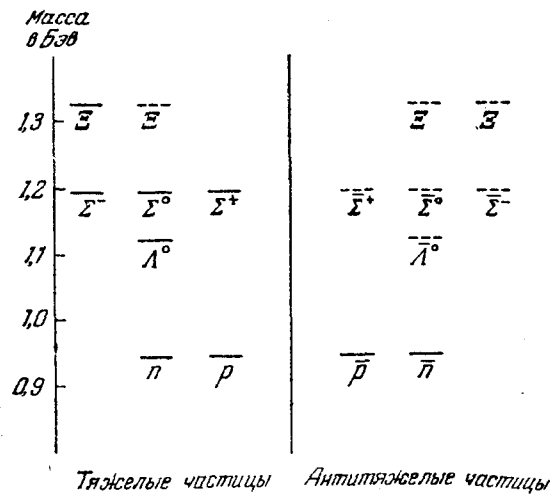


Рис. 1. Массы и заряды тяжелых частиц и античастиц.

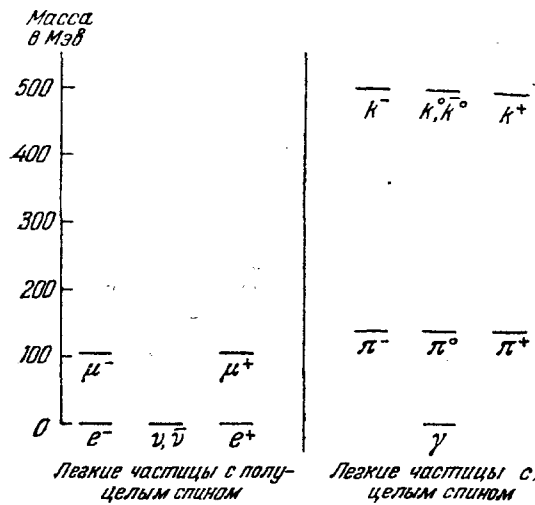


Рис. 2. Массы и заряды легких частиц.

Из них  $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ,  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  имеют полуцелый спин. Эти частицы называются лептонами. Остальные—фотоны, пионы и К-мезоны—имеют целочисленный спин.

Взаимодействия между всеми частицами могут быть разделены на три различных класса (не считая сил гравитации):

1. Сильные взаимодействия. Этот класс взаимодействий ответствен за образование и рассеяние нуклонов, пионов, гиперонов (т. е.  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^-$  и т. п.) и К-мезонов. Сильное взаимодействие характеризуется константой связи, равной  $\frac{f^2}{\hbar c} \cong 1$ .

2. Электромагнитные взаимодействия. Константа связи электромагнитного взаимодействия равна  $\frac{e^2}{\hbar c} \cong 1/137$ .

3. Слабые взаимодействия. В этот класс включаются все известные неэлектромагнитные распадающие взаимодействия элементарных частиц и недавно обнаруженный процесс захвата нейтрино нуклонами<sup>2</sup>. Эти взаимодействия характеризуются константой связи, равной  $\frac{g^2}{\hbar c} \cong 10^{-14}$ .

Закон сохранения четности выполняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но нарушается в слабых взаимодействиях. В основном мы обсудим недавно обнаруженные эффекты не сохранения четности в различных слабых взаимодействиях.

### НЕИНВАРИАНТНОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНО ЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ И ЗАРЯДОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ

Большое количество различных реакций обусловлено слабыми взаимодействиями. В настоящее время известно около двадцати феноменологически не связанных реакций такого типа, начиная от распадов различных гиперонов и кончая распадами легких частиц. В течение последнего года было сделано большое количество кардинальных опытов

с целью проверить выполнение закона сохранения четности в этих реакциях. Сначала мы кратко изложим экспериментальные результаты и непосредственно следующие из них теоретические выводы. Потом мы обсудим некоторые дальнейшие возможные выводы и теоретические соображения.

$\beta$ -р а с п а д. Первым экспериментом, в котором однозначно установлено несохранение четности, был эксперимент по изучению углового распределения  $\beta$ -электронов от ядер поляризованного кобальта-60<sup>3</sup> (рис. 3). Ядра кобальта-60 поляризовались в магнитном поле при очень низких температурах. Действительно, в этом эксперименте направление кругового электрического тока в соленоиде, создающем поляризующее магнитное поле, совместно с направлением предпочтительного испускания  $\beta$ -электронов однозначно отделяют правую систему координат от левой. Таким образом, несохранение четности (или, другими словами, неинвариантность относительно зеркального отражения) может быть установлено без привлечения каких-либо теоретических соображений.

Кроме того, из большой величины наблюдаемой угловой асимметрии можно также установить<sup>4</sup>, что  $\beta$ -распадное взаимодействие неинвариантно относительно преобразования зарядового сопряжения. Возможность сделать такое заключение без проведения чрезвычайно трудного (на самом деле почти невозможного) эксперимента с антикобальтом-60 зиждется на некоторых теоретических выводах из общих основ локальной теории поля.

Ниже мы попытаемся изложить такую аргументацию\*).

Рассмотрим процесс  $\beta$ -распада, скажем

$$n \rightarrow p + e^- + \nu, \tag{1}$$

в котором каждая из частиц описывается квантованным волновым уравнением. В частности, нейтрино описывается уравнением Дирака\*\*)

$$\sum_{\mu=1}^4 \gamma_{\mu} \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} \psi_{\nu} = 0, \tag{2}$$

где  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$  — четыре четырехрядных антикоммутирующих матрицы Дирака и  $x_1, x_2, x_3, x_4 = ict$  — четыре пространственно-временных координаты. Для каждого заданного значения импульса существует два спиновых состояния для нейтрино и два спиновых состояния для антинейтрино. Эти состояния могут быть обозначены как  $\nu_R, \nu_L, \bar{\nu}_R, \bar{\nu}_L$ . Если мы определим «спиральность»  $H$  как

$$H = \sigma p, \tag{3}$$

где  $\sigma$  — оператор спина и  $p$  — единичный вектор в направлении импульса,

\*) Если нейтрино описывается двухкомпонентной теорией (смотри раздел о двухкомпонентной теории), тогда полученное большое значение угловой асимметрии в распаде  $Co^{60}$  тривиально приводит к выводу о неинвариантности  $\beta$ -распада относительно преобразования зарядового сопряжения. Однако эта неинвариантность может быть проверена и при более общих предположениях. В качестве примера, иллюстрирующего подобного типа доказательства, в этом разделе мы рассмотрим случай четырехкомпонентной теории нейтрино.

\*\*) Обозначения и определения матриц смотри, например, W. Pauli, Handbuch der Physik, Springer, Berlin, т. 24, 1933. (Русский перевод В. Паули «Основы волновой механики», Гостехиздат, 1948 г.)

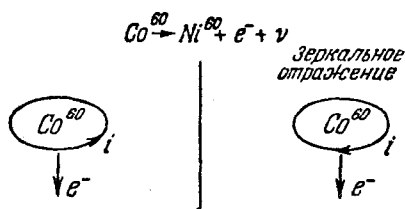


Рис. 3.  $\beta$ -распад ядер поляризованного кобальта-60.

то эти четыре состояния имеют следующие «спиральности»:  $+1$ ,  $-1$ ,  $-1$ ,  $+1$  соответственно (рис. 4). Математически такое разделение на состояния соответствует разбиению  $\psi_\nu$  на два слагаемых: часть, обладающую правовинтовой симметрией ( $\psi_R$ ), и часть, обладающую левовинтовой симметрией ( $\psi_L$ ),

$$\psi_\nu = \psi_R + \psi_L, \quad (4)$$

где

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi_\nu, \quad (5)$$

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi_\nu, \quad (6)$$

и

$$\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4.$$

Легко видеть, что  $\psi_R$  и  $\psi_L$  по отдельности удовлетворяют уравнению Дирака (2). При таком виде  $\psi_\nu$  распад ядра  $A$  можно схематически представить в виде

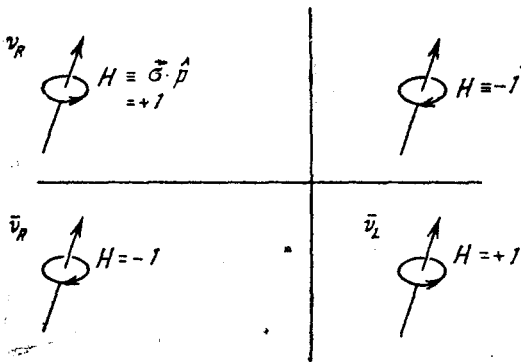


Рис. 4. «Спиральность» четырехкомпонентного нейтрино.

$$A \rightarrow B + e^- + \begin{cases} c_i^R \nu_R (H = +1), \\ c_i^L \nu_L (H = -1), \end{cases} \quad (7)$$

где  $c_i^R$  и  $c_i^L$  — различные амплитуды вероятности испускания  $\nu_R$  или  $\nu_L$  соответственно. Индекс  $i$  относится к различным возможным каналам подобного испускания. Если теория инвариантна относительно собственных лоренцевых преобразований, то существует пять таких каналов: скаляр  $S$ , тензор  $T$ , вектор  $V$ , псевдоскаляр  $P$  и аксиальный вектор  $A$ .

Если некий член взаимодействия описывает распад частицы, то в силу общих принципов квантовой теории поля существует соответствующий эрмитовски сопряженный член, который описывает распад античастицы. Таким образом,  $\beta$ -распад антиядра  $\bar{A}$  схематически может быть представлен в виде

$$\bar{A} \rightarrow \bar{B} + e^+ + \begin{cases} c_i^{R*} \bar{\nu}_R (H = -1), \\ c_i^{L*} \bar{\nu}_L (H = +1), \end{cases} \quad (7')$$

где  $c_i^{R*}$  и  $c_i^{L*}$  — амплитуды, соответствующие испусканию  $\bar{\nu}_R$  и  $\bar{\nu}_L$ .

Оператором зарядового сопряжения мы превращаем частицу в античастицу, но мы не изменяем при этом координатную или спиновую волновые функции. Следовательно, «спиральность» не меняется. Таким образом, если  $\beta$ -распадный процесс инвариантен относительно оператора зарядового сопряжения, то мы должны ожидать, что процесс (7) происходит с теми же амплитудами, что и процесс (8'). Тогда условие инвариантности относительно зарядового сопряжения имеет вид

$$c_i^R = c_i^{L*} \quad (9)$$

для всех  $i = S, T, V, P, A$ .

При распаде кобальта-60 из-за того, что имеется разница в значениях спинов у кобальта-60 и никеля-60, играют роль лишь члены с  $i = T$  и  $i = A$ . Из обнаруженной большей угловой асимметрии можно надежно заключить, что как для  $i = T$ , так и для  $i = A$

$$|c_i^R| \neq |c_i^L|.$$

Это противоречит выражению (9) и доказывает неинвариантность  $\beta$ -взаимодействия относительно зарядового сопряжения. Выше в целях наглядности мы предполагали, что нейтрино описывается в рамках четырехкомпонентной теории и что в процессе  $\beta$ -распада испускается только нейтрино. На самом деле выводы, касающиеся неинвариантности относительно зарядового сопряжения, могут быть получены и в том случае, если, скажем, нейтрино описывается в рамках восьмикомпонентной теории или наряду с нейтрино при  $\beta$ -распаде испускается и антинейтрино.

Недавно было проведено большое количество экспериментов<sup>5</sup> по изучению продольной поляризации электронов и позитронов, по  $\beta$ - $\gamma$ -корреляциям с одновременным измерением круговой поляризации  $\gamma$ -лучей и по угловому распределению  $\beta$ -электронов от различных поляризованных ядер. Результаты всех этих экспериментов подтверждают основные выводы первых опытов с кобальтом-60 о том, что в процессах  $\beta$ -распада не сохраняется четность и не имеет места зарядовое сопряжение.

Другим интересным вопросом является вопрос о том, инвариантно ли  $\beta$ -распадное взаимодействие относительно преобразования, соответствующего произведению зарядового сопряжения на зеркальное отражение. Согласно такому преобразованию мы должны сравнивать распады ядра  $A$  и распады антиядра  $\bar{A}$  при разных «спиральностях». Тогда, если  $\beta$ -распад инвариантен относительно общего преобразования, являющегося произведением зарядового сопряжения на зеркальное отражение, мы должны ожидать, что процессы (7) и (7') протекают с одинаковыми амплитудами (аналогично для процессов (8) и (8')). Соответствующие условия таковы:

$$c_i^R = c_i^{R*}; \quad c_i^L = c_i^{L*}. \quad (10)$$

Хотя и были проведены эксперименты для проверки справедливости условий (10), однако до настоящего времени эти эксперименты не достигли той стадии, на которой можно было бы дать ответ на этот важный вопрос.

$\pi - \mu - e$ -распад.  $\pi^\pm$ -мезон распадается на  $\mu^\pm$ -мезон и нейтрино.  $\mu^\pm$ -мезон в свою очередь распадается на  $e^\pm$  и два нейтрино (или антинейтрино). Если при  $\pi$ -распаде четность не сохраняется, то испущенные  $\mu$ -мезоны могут быть продольно поляризованы. Если четность не сохраняется также в последующем  $\mu$ -распаде, то электрон (или позитрон), испущенный покоящимся  $\mu$ -мезоном, будет, вообще говоря, иметь угловую асимметрию типа «вперед — назад» относительно направления поляризации  $\mu$ -мезона (рис. 5). Следовательно, при последовательных  $\pi - \mu - e$ -распадах должна наблюдаться корреляция между импульсом  $\mu^\pm$ -мезона (измеренным в системе покоя  $\pi$ -мезона) и импульсом  $e^\pm$  (измеренным в системе покоя  $\mu^\pm$ -мезона). Если подобная угловая корреляция имеет асимметрию типа «вперед — назад», то четность не сохраняется как в  $\pi$ -распаде, так и в  $\mu$ -распаде. Экспериментальные результаты<sup>6</sup> исследования подобной угловой корреляции стали известными через несколько дней после того, как появились результаты по  $\beta$ -распаду. Эти результаты однозначно показали, что как в  $\pi$ -распаде, так

и в  $\mu$ -распаде не сохраняется не только четность, но также не имеет места и зарядовое сопряжение.

Сделанные позже прямые измерения<sup>7</sup> продольной поляризации позитронов от  $\mu^+$ -распада показали, что аналогичная ситуация имеет место и в  $\mu$ -распаде.

$K-\mu-e$ -распад. В этом случае мы вместо  $\pi$ -мезона имеем более тяжелый  $K$ -мезон, который распадается на  $\mu$ -мезон и нейтрино (рис. 6).

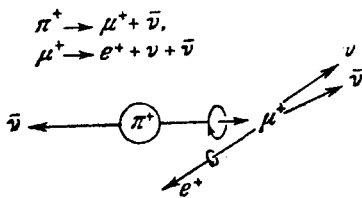


Рис. 5.  $\pi-\mu-e$ -распад.

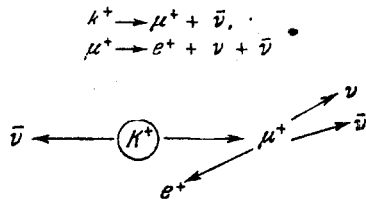


Рис. 6.  $K-\mu-e$ -распад.

В эксперименте<sup>8</sup> по угловой корреляции между импульсом  $\mu^+$ -мезона от распада  $K^+$ -мезона и импульсом позитрона от распада  $\mu^+$ -мезона было установлено, что при распаде  $K$ -мезона не сохраняется четность и не имеет места зарядовое сопряжение.

$\Lambda^0$ -распад.  $\Lambda^0$ -частица может быть получена при взаимодействии высокоэнергичного  $\pi^-$ -мезона с протоном. Далее  $\Lambda^0$ -частица распадается на протон и  $\pi^-$ -мезон (рис. 7). Обнаружение асимметричного распределения по отношению к знаку произведения  $P_{out} [P_{in} \times P_{\Lambda}]$  (образованного из импульса падающего  $\pi$ -мезона  $P_{in}$ , импульса  $\Lambda^0$ -частицы  $P_{\Lambda}$  и импульса распадного  $\pi$ -мезона  $P_{out}$ ) будет однозначно указывать на несохранение четности в  $\Lambda^0$ -распаде. Недавно проведенные эксперименты<sup>9</sup> по изучению этих реакций показывают, что действительно имеется подобная корреляция между  $P_{out}$  и  $P_{in} \times P_{\Lambda}$ . Более того, по большой полученной асимметрии типа «вверх — вниз» можно сделать вывод, что в  $\Lambda^0$ -распаде не имеет места зарядовое сопряжение.

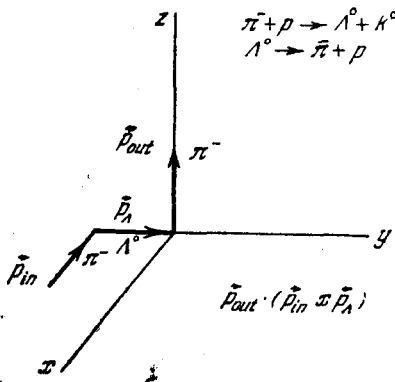


Рис. 7. Образование и распад  $\Lambda^0$ -частицы.

Из всех этих результатов следует, что твердо установлено свойство несохранения четности в различных слабых взаимодействиях, а также свойство, что эти взаимодействия не инвариантны относительно зарядового сопряжения. Эти слабые взаимодействия открывают естественные пути для поляризации различных элементарных частиц и определения их спинов. Так, например, магнитный момент  $\mu$ -мезона может быть теперь измерен с такой высокой степенью точности<sup>10</sup>, которая иным способом недостижима; спины некоторых гиперонов теперь могут быть однозначно определены<sup>11</sup> при изучении угловых асимметрий при распадах; путем применения нестабильных поляризованных частиц сейчас могут быть изучены новые свойства электромагнитного поля в различных газах, жидкостях и твердых телах. Однако возможно, что наиболее важными следствиями являются открытие новых возможностей и пере-

смотрим наших старых представлений о строении элементарных частиц. Мы перейдем к рассмотрению двух таких соображений — двухкомпонентной теории нейтрино и возможно существующего закона сохранения лептонов.

ДВУХКОМПОНЕНТНАЯ ТЕОРИЯ НЕЙТРИНО И ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЛЕПТОНОВ

До развития идеи о несохранении четности привычным было описание нейтрино в рамках четырехкомпонентной теории, в которой, как это отмечалось выше, каждому импульсу соответствовало два спиновых состояния нейтрино  $\nu_R$  и  $\nu_L$  и два спиновых состояния антинейтрино  $\bar{\nu}_R$  и  $\bar{\nu}_L$ . Однако в двухкомпонентной теории мы предполагаем, что в природе просто не существуют два из этих состояний, скажем  $\nu_L$  и  $\bar{\nu}_L$ . Тогда спин нейтрино всегда параллелен импульсу, а спин антинейтрино всегда антипараллелен импульсу. Таким образом, в двухкомпонентной теории мы имеем вдвое меньше степеней свободы, чем в четырехкомпонентной теории. Наглядно мы можем представить спин и скорость нейтрино как вращательное и поступательное движения винта с правой резьбой, а антинейтрино — как вращательное и поступательное движения винта с левой резьбой (рис. 8).

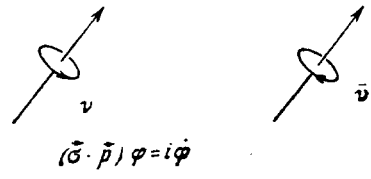


Рис. 8. Двухкомпонентное нейтрино.

На возможность двухкомпонентной релятивистской теории для частицы со спином  $1/2$  впервые указал Г. Вейль <sup>12</sup> еще в 1929 г. Однако позже эта теория Вейля всегда отвергалась <sup>13</sup>, так как в ней не сохранялась четность. В связи с последними открытиями такое возражение оказалось несостоятельным <sup>14</sup>.

Чтобы в современной ситуации оценить простоту двухкомпонентной теории, будет лучше, если мы допустим также, что существует закон сохранения лептонов <sup>15</sup>. Этот закон аналогичен закону сохранения тяжелых частиц. Мы приписываем каждому лептону «лептонное число  $l$ », равное  $+1$  или  $-1$ , а для всех других частиц, кроме лептонов, «лептонное число» равно нулю. «Лептонное число» для лептона должно иметь противоположный знак по сравнению с «лептонным числом» соответствующей античастицы. Тогда закон сохранения лептонов означает, что во всех физических процессах алгебраическая сумма «лептонных чисел» сохраняется.

Если предположить, что этот закон выполняется и, кроме того, нейтрино описывается двухкомпонентной теорией, то сразу же из этих предположений вытекает ряд простых следствий.

1. Массы нейтрино и антинейтрино должны равняться нулю. Это справедливо для физических масс с учетом всех взаимодействий. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим нейтрино, двигающееся с определенным импульсом. Из двухкомпонентной теории следует, что спин такого нейтрино должен быть параллелен импульсу. Предположим далее, что нейтрино имеет отличную от нуля физическую массу. Тогда всегда можно послать наблюдателя со скоростью, большей, чем скорость нейтрино, по тому же направлению, по которому движется нейтрино. С точки зрения этого наблюдателя «нейтрино» представляется частицей, у которой спин ориентирован в первоначальном направлении, но ориентация импульса изменилась, т. е. наблюдатель видит «антинейтрино». Однако, так как «лептонное число» для нейтрино отличается от «лептонного числа» для антинейтрино, эти две частицы не могут быть переведены друг в друга путем

преобразования Лоренца. Следовательно, физическая масса нейтрино должна равняться нулю.

2. Теория является инвариантной относительно оператора четности  $P$ , который, по определению, изменяет знаки у всех пространственных координат, но не переводит частицу в античастицу. Под влиянием этого оператора изменяется на обратное направление импульса частицы, но не изменяется направление спина частицы. Так как в двухкомпонентной теории спин и импульс всегда параллельны для нейтрино, то применение оператора  $P$  к нейтринному состоянию переводит нейтрино в несуществующее состояние. Следовательно, теория инвариантна относительно преобразования зеркального отражения.

3. Подобным же образом можно показать, что теория инвариантна относительно преобразования зарядового сопряжения, которое переводит частицу в античастицу, но не изменяет направлений импульса и спина.

Чтобы полностью проверить правильность закона сохранения лептонов и правильность двухкомпонентной теории, мы должны подробно изучить все процессы, в которых участвует нейтрино. Например, в  $\beta$ -распаде мы должны иметь либо  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$  ( $H_\nu = +1$ ), либо  $n \rightarrow p + e^- + \nu$  ( $H_\nu = -1$ ).

Какая из этих возможностей осуществляется, можно установить путем измерения спина и импульса образующегося нейтрального лептона. При этом мы определим, является ли этот нейтральный лептон нейтрино (со «спиральностью» типа правого винта) или антинейтрино («спирального» типа левого винта). Использование закона сохранения момента позволяет определить спиновое состояние нейтрино по измеренным поляризации и угловому распределению нуклонов и электронов. Аналогично по опытам с ядрами отдачи можно получить данные о направлениях импульса нейтрино. Для проверки справедливости двухкомпонентной теории или закона сохранения лептонов таким же образом могут быть использованы, наряду с  $\beta$ -распадом, распады  $\pi$ -мезона,  $\mu$ -мезона и  $K$ -мезона. В настоящее время подобные опыты не достигли еще стадии, которая позволяла бы делать определенные выводы\*). От результатов этих опытов будет зависеть многое в будущей теории.

#### ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Прогресс в науке всегда является результатом тесного переплетения наших представлений о природе и наших наблюдений над природой. Первое может развиваться только на основе второго, но и второе в значительной степени обусловлено первым. Таким образом, в исследованиях природы переплетение наших представлений и наблюдений может иногда приводить к открытию совершенно неожиданных сторон в уже изученных явлениях. Так же, как в настоящем случае, эти скрытые стороны явления обычно обнаруживаются только из-за коренных изменений наших основных представлений о природе. Несмотря на то, что все это хорошо известно, тем не менее очень богатые и памятные переживания связаны с возможностью наблюдать очень близко простой пример взаимного влияния и последующего развития этих двух факторов — представлений и наблюдений. В самом деле, большой честью является то, что я имею возможность поделиться с вами частью этих переживаний, связанных с недавним продвижением в направлении, касающемся несохранения четности и слабых взаимодействий.

\*) Примечание при корректуре. Недавно проведенные эксперименты M. Goldhaber, L. Grodzins, A. W. Sunyar (Phys. Rev., в печати) показали, что при  $\beta$ -распаде испускаемое нейтрино имеет «спиральность» типа правого винта.



## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ч. Н. Янг, в этом же выпуске.
2. C. L. Cowan, F. Reines Jr., F. B. Harrison, H. W. Kruse, A. D. McGuire, Science **124**, 103 (1956).
3. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
4. T. D. Lee, R. Oehme, C. N. Yang, Phys. Rev. **106**, 340 (1957); Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь, А. П. Рудик, ЖЭТФ **32**, 396 (1957).
5. Обзор этих экспериментов смотри, например, в «Proceedings of the Seventh Annual Rochester Conference» (Interscience, New York, 1957).
6. R. L. Garwin, L. M. Lederman, M. Weinrich, Phys. Rev. **105**, 1415 (1957); J. I. Friedman, V. L. Telegdi, Phys. Rev. **105**, 1681 (1957).
7. G. Culligan, S. C. F. Frank, J. R. Hoet, G. Kluyver, T. Massam, Nature **180**, 751 (1957).
8. C. A. Coomes, B. Cork, W. Galbraith, G. Lamberson, W. A. Wenzel, Phys. Rev. **108**, 1348 (1957).
9. Grawford и др., Phys. Rev. **108**, 1102 (1957); F. Eisler и др., Phys. Rev. **108**, 1353 (1957); R. Adair a. L. Leipuner, Phys. Rev. (в печати).
10. T. Coffin, R. L. Garwin, L. M. Lederman, S. Penman, A. M. Sachs, Phys. Rev. **107**, 1108 (1957).
11. T. D. Lee a. C. N. Yang, Phys. Rev. (в печати).
12. H. Weyl, Z. Phys. **56**, 330 (1929).
13. См. Паули «Handbuch der Physik», Springer, Berlin, 1933, т. 4, стр. 226—227.
14. Возможность использования двухкомпонентной теории для описания свойств несохранения четности в процессах, в которых участвует нейтрино, была независимо предложена и обсуждена в работах T. D. Lee a. C. N. Yang, Phys. Rev. **105**, 1671 (1957); A. Salam, Nuovo Cimento **5**, 299 (1957); L. Landau, Nuclear Phys. **3**, 127 (1957).
15. Возможное существование закона сохранения лептонов обсуждалось до открытия несохранения четности. См., например, E. Konopinski a. H. M. Mahmond, Phys. Rev. **92**, 1045 (1953).