22/II-70

Л-934

ЖЭТФ, 1971, т.60, в.1, с.9-18

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 5063

В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий

К ВОПРОСУ О ТОЖДЕСТВЕННОСТИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1970

Р2 - 5063

В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий

К ВОПРОСУ О ТОЖДЕСТВЕННОСТИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в ЖЭТФ

§ 1. Введение

Общепринятые в квантовой механике представления о тождественных частицах прекрасно согласуются с экспериментом. Вместе с тем, они обладают двумя связанными между собой особенностями, резко выделяющими их из круга других физических представлений. Цель настоящей работы состоит в анализе этих особенностей.

Первая из них касается поведения системы частиц – для простоты мы будем говорить только о двух частицах – и может быть сформулирована так: при переходе от двух сколь угодно близких частиц к частицам, строго одинаковым, поведение системы изменяется скачком, т.е. непрерывное сближение свойств частиц, по-видимому, не сопровождается непрерывным изменением свойств системы.

Если ограничиваться невырожденными состояниями элементарных частиц, то ситуация не является парадоксальной, поскольку различным частицам отвечают различные значения некоторых дискретных квантовых чисел, и фактически мы не знаем никакого физически реализуемого способа непрерывного сближения свойств таких частиц.

Иначе обстоит дело при наличии вырождения по какому-либо внутреннему квантовому числу. В этом случае состояния частиц описываются суперпозициями некоторых базисных состояний и обсуждаемое непрерывное сближение вполне возможно: оно сводится просто к сближению коэффициентов соответствующих суперпозиций. Естественно возникает вопрос о поведении системы двух частиц, описываемых такими суперпозициями, т.е. о наличии или отсутствии скачка при совпадении состояний частиц, образующих систему. Ответ, данный в §§2 и 3, таков: при непрерывном сближении коэффициентов суперпозий свойства анализируемой системы непрерывно переходят в свойства системы тождественных частиц.

В конкретном случае вырождения по различным проекциям спина многие соотношения §2 были известны и ранее. Однако в настоящей работе им придается более общее значение и они рассматриваются, насколько нам известно, с новой точки зрения.

Вторая из отмеченных выше особенностей состоит в самих исходных представлениях о существовании тождественных частиц, поскольку нигде, кроме квантовой механики, мы не сталкиваемся с абсолютно идентичными объектами. В этой связи интересно выяснить, можно ли заменить строгую тождественность элементарных частиц приближенной, не затрагивая согласия теории со всеми известными сейчас экспериментальными данными?

Некоторые наводящие указания можно извлечь из анализа свойств нейтральных K -мезонов. Рассмотрим для примера реакцию $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0 + n\pi$. Обычно считают, что во всех актах этой реакции образуются в точности одинаковые частицы $K^0 = \frac{K_1 + K_2}{\sqrt{2}}$, независимо от энергии первичного π -мезона, углов вылета вторичных частиц и т.д. Это, конечно, верно, если учитывать только сильные взаимодействия, играющие в данном случае определяюще важную роль. Однако, строго говоря, надо принимать во внимание и несохраняющие странность слабые взаимодействия, вклад которых зависит от всех перечисленных выше кинематических факторов.

В итоге получается, что в различных актах генерируются, хотя и очень близкие, но все же не вполне совпадающие суперпозиции K_1– и K_2 – мезонов, т.е. тождественность различных экземпляров К –мезонов оказывается не абсолютной.

В соответствии со сказанным, в §4 предполагается, что наблюдаемым нами элементарным частицам определенного типа (например, электронам) отвечают суперпозиции двух или нескольких вспомогательных частиц с очень близкими массами и показана возможность построения внутренне непротиворечивых схем такого рода, согласующихся с экспериментом. Нам кажется, что развиваемые представления могут претендовать, по крайней мере, на некоторую логическую ценность. Во всяком случае из них вытекает, что традиционное мнение об абсолютной тождественности элементарных частиц не является с логической точки зрения единственно возможным.

§2. Упругое рассеяние частиц с неортогональными внутренними состояниями

Будем для простоты считать, что потенциалы, описывающие взаимодействия между двумя частицами типа А, двумя частицами типа В и частицами А и В одинаковы, а амплитуды переходов $AA \to BB$, $AA \to AB$, $BB \to AB$ равны нулю.

Пусть теперь сталкиваются и рассеиваются два пакета с импульсами $\vec{p}$ и $-\vec{p}$, причем первый пакет описывается суперпозицией

$$|C\rangle^{(p)} = \alpha |A\rangle^{(p)} + \beta |B\rangle^{(p)}, \qquad (1)$$

а второй – суперпозицией

$$|D>^{(-p)}=\gamma|A>^{(-p)}+\delta|B>^{(-p)}. \qquad (2)$$

Из условия нормировки следует, что

$$|\alpha|^2+|\beta|^2=1, \quad |\gamma|^2+|\delta|^2=1. \qquad (3)$$

Таким образом, состояние двух частиц до рассеяния имеет вид прямого произведения векторов $|C>^{(p)}$ и $|D>^{(-p)}$

$$|\Phi_0>=(\alpha|A>^{(p)}+\beta B^{(p)})\times(\gamma|A>^{(-p)}+\delta|B>^{(-p)}). \qquad (4)$$

Пусть $f(\theta)$ – амплитуда рассеяния нетождественных частиц, соответствующая данному потенциалу взаимодействия, θ – угол между векторами $\vec{p}$ и $\vec{p}\,'$, где $\vec{p}$ и $\vec{p}\,'$ – импульсы одной из рассматриваемых частиц до и после рассеяния. Назовем эту амплитуду амплитудой прямого процесса. Известно (см., например, /1,2,4/), что амплитуда обменного процесса, в котором либо начальные, либо конечные частицы меняются местами, удовлетворяет соотношению:

$$f_{\text{обм.}}(\theta)=\pm f(\pi-\theta). \qquad (5)$$

При этом знак (+) соответствует частицам с целым спином, знак (-) – частицам с полуцелым спином.

С учетом (5) амплитуда перехода из состояния $|\Phi_0>$ в состояние $|A>^{(p')}\times|A>^{(-p')}$

$$F_1=\alpha\gamma\,(f(\theta)\pm f(\pi-\theta)). \qquad (6)$$

Для амплитуды перехода из состояния $|\Phi_0>$ в состояние $|B>^{(p')}\times|B>^{(-p')}$ мы получим выражение

$$F_2 = \beta\delta\,(f(\theta) \pm f(\pi-\theta)). \tag{7}$$

Что касается амплитуды перехода из состояния $|\Phi_0>$ в состояние $|B>^{(p')}\times|B>^{(-p')}$, то она равна сумме амплитуд перехода из состояний $|A>^{(p)}\times|B>^{(-p)}$ и $|B>^{(p)}\times|A>^{(-p)}$ с соответствующими коэффициентами. Эти переходы отличаются обменом начальных частиц.

Поэтому, с учетом (5), получаем:

$$F_3 = \alpha\delta f(\theta) \pm \beta\gamma f(\pi-\theta). \tag{8}$$

Аналогично, амплитуда перехода из состояния $|\Phi_0>$ в состояние $|B>^{(p')}\times|A>^{(-p')}$,

$$F_4 = \beta\gamma f(\theta) \pm \alpha\delta f(\pi-\theta). \tag{9}$$

Найдем теперь дифференциальное сечение рассеяния суперпозиций $|C>$ и $|D>$, просуммированное по четырем конечным состояниям (суммарное сечение). С учетом условия нормировки (3) после несложных преобразований получим:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \sum_{i=1}^{4}|F_i|^2 = |f(\theta)|^2 + |f(\pi-\theta)|^2 \pm \pm 2\,|<D\,|\,C>|^2\,\mathrm{Re}\,f(\theta)f^*(\pi-\theta), \tag{10}$$

где

$$<D\,|\,C> = \alpha\gamma^* + \beta\delta^* \tag{11}$$

– мера неортогональности состояний $|C>$ и $|D>$. Важно подчеркнуть, что при принятом предположении о характере взаимодействия (взаимодействие не зависит от типа частиц, а амплитуды переходов с изменением внутренних квантовых чисел равны нулю) соотношение (10) справедливо при любом числе базисных состояний A,B,C... (см. в связи с этим /5/). Из формулы (10) следует, что если $<C|D>=0$, то состояния $|C>$ и $|D>$ ведут себя как различные частицы. Если же суперпозиции $|C>$ и $|D>$ одинаковы ($\alpha=\gamma, \beta=\delta$), то $<C|D>=1$, и мы получим известную формулу, описывающую рассеяние тождественных частиц. Таким образом, величина $<C|D>$ является непрерывным параметром, характеризующим степень различия суперпозиций.

Изложенные выше соображения относятся, в частности, к рассеянию тождественных частиц с отличным от нуля спином в случае, когда потенциал взаимодействия не зависит от спина. При этом роль частиц A,B... играют состояния с определенной проекцией спина на выделенную ось. В связи с этим заметим, что для суперпозиций любой природы можно ввести понятие обобщенного "спина" $s=\frac{m-1}{2}$, где m – число базисных состояний. Выше рассмотрен случай, когда взаимодействие не зависит от обобщенного "спина". В общем случае амплитуды прямых и обменных процессов представляют собой матрицы в "спиновом" пространстве двух пакетов, и конкретные формулы усложняются. Существенно, однако, что в случае столкновения одинаковых суперпозиций все амплитуды переходов (соответствующие как упругим, так и неупругим процессам) независимо от "спиновой" структуры взаимодействия симметричны (для бозонов) и антисимметричны (для фермионов) относительно перестановки импульсов пакетов до рассеяния (подробнее /5/). Заметим, что в случае одинаковых суперпозиций сечения процессов, вообще говоря, зависят от того, какие именно суперпозиции в них участвуют. Исключение составляет случай независимости от "спина", рассмотренный выше.

§3. Рассеяние нестационарных суперпозиций

Рассмотрим теперь столкновения нестационарных суперпозиций. Предположим, что мы имеем два генератора, в каждом из которых могут рождаться как частицы A, так и частицы B, причем массы частиц A и B близки, но различны. Если условия генерации таковы, что по состоянию генератора в принципе нельзя определить, какая из частиц – A или B – образовалась, пакет частиц, летящих в каком-либо направлении, представляет собой нестационарную суперпозицию частиц A и B типа $\alpha_0|A\rangle+\beta_0|B\rangle$. Генерация таких суперпозиций возможна, если длительность процесса $\Delta t \ll h/\Delta m c^2$, где Δm – разность масс частиц A и B x/.

Коэффициенты α_0 и β_0 связаны с амплитудами образования частиц A и B соотношениями:

$$\alpha_0=\frac{f_A}{\sqrt{|f_A|^2+|f_B|^2}},\quad \beta_0=\frac{f_B}{\sqrt{|f_A|^2+|f_B|^2}}. \tag{12}$$

Пусть теперь генератор I образует состояние $|C_0\rangle^{(p)}=\alpha_0|A\rangle^{(p)}+\beta_0|B\rangle^{(p)}$, а генератор 2 – состояние $|D_0\rangle^{(-p)}=\gamma_0|A\rangle^{(-p)}+\delta_0|B\rangle^{(-p)}$ (p и $-p$ – средние импульсы пакетов). В области рассеяния, находящейся на расстоянии R_1 от первого генератора и на расстоянии R_2 от второго генератора, соответствующие суперпозиции будут иметь вид (1) и (2), где

---

x/ При этом предполагается, что образование суперпозиций не запрещается правилами суперотбора, т.е. частицы имеют одинаковые электрические заряды, барионные заряды и т.д. /6/. Примером могут служить нейтральные K -мезоны, которые представляют собой нестационарные суперпозиции K_1 и K_2.

$$\alpha = \alpha_0 e^{i m_A \tau_1}, \quad \beta = \beta_0 e^{i m_B \tau_1}$$

$$\gamma = \gamma_0 e^{i m_A \tau_2}, \quad \delta = \delta_0 e^{i m_B \tau_2}. \qquad (13)$$

Здесь $\tau_1 = R_1/v\gamma$, $\tau_2 = R_2/v\gamma$ – собственные времена пролета пакетов $|C>^{(p)}$ и $|D>^{(-p)}$ от генераторов до точки встречи, v – групповая скорость пакетов, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ – лоренцовский фактор /1/.

Подставляя в (10) выражение (1) и (2) и учитывая (13), мы получим для суммарного дифференциального сечения рассеяния формулу:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 + |f(\pi-\theta)|^2 \pm$$

$$\pm 2\mathrm{Re}\, f(\theta) f^*(\pi-\theta) \{ |<C_0|D_0>|^2 - \qquad (14)$$

$$- 4\, \mathrm{Jm}\, \alpha_0 \gamma_0^* \delta_0 \beta_0^* e^{i(m_A - m_B)(\tau_1 - \tau_2)} \} \sin \frac{(m_A - m_B)(\tau_1 - \tau_2)}{2}.$$

Сечение рассеяния двух нестационарных суперпозиций $|C>$ и $|D>$ содержит интерференционный член, зависящий от разности собственных времен τ_1 и τ_2, соответствующих различным расстояниям первого и второго генераторов до точки встречи пакетов. Этот вывод относится не только к дифференциальному, но и к полному сечению рассеяния (см. 5)[x/].

[x/] Заметим, что если регистрация частиц после рассеяния производится с помощью детекторов-фильтров, фиксирующих не сами стационарные состояния A и B, а некоторые их суперпозиции, вероятность регистрации зависит не только от величины $\tau_1 - \tau_2$, но и от разности собственных времен τ_1' и τ_2', соответствующих расстояниям первого и второго детекторов до области рассеяния (см./1-3/).

Рассмотрим теперь случай, когда в обоих генераторах возникают одинаковые суперпозиции, т.е. $\alpha_0 = \gamma_0$, $\beta_0 = \delta_0$. Тогда из формулы (14) следует, что суммарное сечение рассеяния

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta) \pm f(\pi-\theta)|^2 \mp 8\,|\alpha_0\beta_0|^2 \sin^2\frac{(m_A - m_B)(\tau_1 - \tau_2)}{2} . \qquad (15)$$

При $\Delta m|\tau_1 - \tau_2| \ll 1$ последним членом в (15) можно пренебречь, и мы получим формулу, описывающую рассеяние тождественных частиц.

Таким образом, если разность масс частиц A и B очень мала, нестационарные состояния, каждое из которых в момент генерации имеет вид $|C_0\rangle = \alpha_0|A\rangle + \beta_0|B\rangle$, даже при большом значении разности собственных времен ведут себя как тождественные частицы. Этот вывод остается справедливым и в случае произвольной зависимости взаимодействия от "спина" x/.

Предположим теперь, что по каким-либо динамическим причинам в процессах генерации <u>всегда</u> образуется <u>одна и та же</u> (или почти одна и та же) суперпозиция $|C_0\rangle$ частиц A и B с очень близкими массами. Из предыдущего анализа следует, что при временах $\tau \ll 1/\Delta m$ экспериментальное исследование взаимодействий нестационарных состояний друг с другом и другими частицами (а также изучение статистических свойств коллектива состояний $|C_0\rangle$) не <u>позволяет</u> решить вопрос о том, является ли $|C_0\rangle$ элементарной частицей в общепринятом смысле этого слова, или существуют два типа частиц (суперпозиция $|C_0\rangle$ и ортогональная ей суперпозиция $|E_0\rangle$), которые при $\tau > 1/\Delta m$ могут переходить друг в друга.

---

x/ В общем случае сечения столкновений для нестационарных суперпозиций зависят не только от разности, но и от суммы собственных времен $(\tau_1 + \tau_2)$.

Поясним эту ситуацию на примере нейтральных K -мезонов. Известно, что существуют два типа нейтральных K -мезонов - K^0 и $\bar{K}^0$. При достаточно низких энергиях в результате столкновений частиц, обладающих нулевой странностью, генерируются только K^0 -мезоны. Если бы мы ограничились изучением только этих процессов, причем разность масс $K^0_{L(K_1)}$ и $K^0_{S(K_2)}$ -мезонов (играющих роль частиц A и B) была бы исчезающе малой величиной, мы так и не узнали бы о существовании второго нейтрального K -мезона ($\bar{K}^0$). Трудность обнаружения $\bar{K}^0$ усугубилась бы в связи с так называемой когерентной регенерацией, поскольку при достаточно малой величине Δm последняя приводит к тому, что внутри вещества - в отличие от вакуума - стационарными состояниями становятся не K_L и K_S, а K^0 и $\bar{K}^0$. Однако на самом деле известны процессы, в которых образуются $\bar{K}^0$ -мезоны, и к тому же разность масс K_L и K_S достаточно велика для того, чтобы наблюдать переход $K^0 \to \bar{K}^0$ как в вакууме, так и в плотной среде. Ниже мы попытаемся развить схему, в рамках которой, наряду с состояниями $|C_0\rangle$, существуют нестационарные состояния другого типа $|E_0\rangle$, аналогичные $\bar{K}^0$ -мезону, причем эти состояния в течение даже длительного времени наблюдения трудно обнаружить экспериментально как по процессам генерации, так и по вторичным взаимодействиям.

§4. Удвоение мира. Стерильные частицы

Теперь мы можем более четко сформулировать гипотезу, приведенную в конце §1.

1. Предположим для определенности, что имеется два типа электронов $|C_0\rangle$ и $|E_0\rangle$, причем $\langle C_0|E_0\rangle=0$ x/. Однако в нашем реальном

x/ Речь идет, конечно, об электронах с одинаковыми проекциями спинов на фиксированную ось.

мире в различных процессах принимают участие только электроны $|C_0>$. Что касается электронов $|E_0>$, то они с высокой степенью точности стерильны по отношению ко всем известным нам взаимодействиям. Таким образом, в представлении состояний $|C_0>$ и $|E_0>$ потенциал взаимодействия электронов с частицами нашего мира (и соответствующие амплитуды рассеяния) можно записать в виде матриц:

$$V = V_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{16}$$

Если электрон рождается или исчезает (речь может идти о β-распаде, аннигиляции $e^+e^- \to \gamma\gamma$ и т.д.), амплитуда соответствующего процесса имеет структуру:

$$W = W_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad и \quad W' = W_0\ (10),$$

т.е. амплитуда рождения и исчезновения электрона $|E_0>$ при взаимодействии с частицами нашего мира равна нулю (с точностью до "сверхслабого взаимодействия", о котором см. ниже).

2. Предположим, далее, что $|C_0>$ и $|E_0>$ представляют собой нестационарные ортогональные суперпозиции некоторых частиц A и B с определенными массами:

$$|C_0> = \alpha|A> + \beta|B>, \qquad |E_0> = \beta^*|A> - \alpha^*|B>. \tag{17}$$

Пусть массы частиц A и B равны соответственно m_A и m_B, причем разность масс $\Delta m = |m_A - m_B|$ очень мала. Тогда в представлении состояний $|C_0>$ и $|E_0>$ массовый оператор имеет вид:

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} m + \frac{\Delta m}{2}(|\alpha|^2 - |\beta|^2) & \alpha\beta\Delta m \\ \alpha^*\beta^*\Delta m & m - \frac{\Delta m}{2}(|\alpha|^2 - |\beta|^2) \end{pmatrix} \qquad (18)$$

Предположим, что разность масс частиц A и B обусловлена гипотетическим "сверхслабым взаимодействием", перемешивающим состояния $|C_0\rangle$ и $|E_0\rangle$. Именно наличие указанного "сверхслабого взаимодействия" приводит к тому, что состояния $|C_0\rangle$ и $|E_0\rangle$, определенные выше, оказываются нестационарными. При отсутствии "сверхслабого взаимодействия" массы электронов $|C_0\rangle$ и $|E_0\rangle$ совпадали бы и равнялись m.

3. Возникает вопрос, каким образом в отсутствие "сверхслабого взаимодействия" электроны $|C_0\rangle$ и $|E_0\rangle$ могут иметь равные массы, если мы постулировали, что $|E_0\rangle$, не взаимодействует с известными нам частицами? Чтобы разрешить этот парадокс в рамках концепции массы, принятой в теории поля, нужно предположить, что удвоение электронов влечет за собой удвоение всех частиц, с которыми электроны взаимодействуют. Мы приходим к концепции двух миров, причем частицы каждого из них "стерильны" по отношению к частицам другого. Однако частицы, стерильные по отношению к нашему миру, подобно частицам нашего мира взаимодействуют между собой. При этом зеркальный мир совершенно идентичен нашему, т.е. имеет место двукратное вырождение[x/].

4. Постулированное нами выше "сверхслабое взаимодействие" между электронами перемешивает состояния $|C_0\rangle$ и $|E_0\rangle$, снимая вырож-

---

[x/] Удвоение частиц в другой связи неоднократно обсуждалось в литературе (см., например, /7,8/). Следует заметить, что во всех таких схемах реальное существование зеркального мира вовсе не предполагается. Зеркальные частицы могут, конечно, генерироваться при столкновениях "наших" частиц, но с тем меньшей вероятностью, чем слабее рассматриваемое "сверхслабое взаимодействие".

дение по массе. Для остальных частиц такое "сверхслабое взаимодействие" в рамках рассматриваемой схемы может иметь другую величину, большую или меньшую.

Рассмотрим конкретный случай, когда диагональные матричные элементы "сверхслабого взаимодействия" равны нулю, т.е. происходит полное перемешивание состояний $|C_0>$ и $|E_0>$. В формуле (18) следует при этом положить

$$|\alpha|^2 = |\beta|^2 = 1/2 .$$ x/

Тогда массовая матрица будет иметь вид:

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} m & \frac{\Delta m}{2} e^{i\phi} \\ \frac{\Delta m}{2} e^{-i\phi} & m \end{pmatrix}. \tag{19}$$

Поскольку состояния $|C_0>$ и $|E_0>$ определены с точностью до фазы, мы без потери общности можем положить $\phi = 0$. Определенные значения массы при этом соответствуют состояниям

$$|A> = \frac{|C_0> + |E_0>}{\sqrt{2}}, \quad |B> = \frac{|C_0> - |E_0>}{\sqrt{2}}. \tag{20}$$

Состояние $|C>$ является нестационарным и с течением собственного времени τ меняется по закону:

$$|C>_\tau = \frac{|A> e^{-i m_A \tau} + |B> e^{-i m_B \tau}}{\sqrt{2}}. \tag{21}$$

---

x/ Если недиагональные матричные элементы "сверхслабого взаимодействия" гораздо меньше диагональных, то $\beta \ll \alpha$ и стационарные состояния $|A_0>$ и $|B_0>$ почти не отличаются от состояний $|C_0>$ и $|E_0>$.

Таким образом, через время $\tau \approx 1/\Delta m$ обычный электрон переходит в "стерильный".

5. В представлении стационарных состояний A и B потенциал взаимодействия электронов с частицами нашего мира имеет матричную структуру

$$V = \frac{1}{2} V_0 \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \tag{22}$$

а амплитуды рождения и исчезновения электронов имеют структуру

$$W = \frac{W_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \qquad W' = \frac{W_0'}{\sqrt{2}} (1\ 1). \tag{23}$$

Отсюда сразу следует, что оператор заряда электрона имеет вид

$$\hat{e} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \tag{24}$$

т.е. перемешивающее взаимодействие не сохраняет заряд[x/]. Собственными состояниями оператора заряда являются $|C_0>$ (заряд 1) и $|E_0>$ (заряд нуль). "Стерильный" электрон обладает "зарядом" $e' = 1$, который описывает его взаимодействие со "стерильными" фотонами. В представлении частиц A и B

$$e' = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}. \tag{25}$$

При этом легко видеть, что для всех суперпозиций A и B

---

x/ Подчеркнем в этой связи, что слабая степень несохранения заряда и, возможно, связанное с этим наличие небольшой массы у фотонов /9,10/ не противоречат современным экспериментальным данным.

$$\hat{e} + \hat{e}' = 1, \quad \hat{e}^2 + \hat{e}'^2 = 1. \tag{26}$$

Первое из этих соотношений означает, что "суммарный" заряд сохраняется, а второе соответствует равенству полевых масс электронов обоих типов в отсутствие "сверхслабого взаимодействия".

Средний заряд электрона, находящегося в вакууме, должен меняться в соответствии с (21) по закону:

$$e(\tau) = \langle C_\tau | \hat{e} | C_\tau \rangle = \cos^2 \Delta m\, \tau \,. \tag{27}$$

По такому же закону должны с течением времени меняться амплитуды рассеяния электронов на протонах или ядрах. Однако за промежуток времени $\tau \ll 1/\Delta m$ мы в принципе не можем обнаружить эти изменения.

6. Ранее мы говорили о взаимодействии электронов с другими частицами. Амплитуда рассеяния двух электронов друг на друге в представлении состояний $|C_0\rangle$ и $|E_0\rangle$ имеет структуру:

$$\hat{F}(\theta) = \frac{1}{2}[f(\theta) - f(\pi - \theta)][I + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}^{(1)} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}^{(2)}], \tag{28}$$

где I – единичный оператор в "спиновом пространстве" двух частиц 1 и 2. В представлении стационарных состояний A и B

$$\hat{F}(\theta) = \frac{1}{2}[f(\theta) - f(\pi - \theta)][I + \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^{(1)} \times \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^{(2)}]. \tag{29}$$

Наши приборы в рамках данной схемы регистрируют только состояния $|C_0\rangle$, стерильные частицы с ними не взаимодействуют. Ввиду этого измеряемое сечение рассеяния, как легко видеть, будет пропорционально величине

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \langle C_0 C_0 | \hat{F}(\theta) | C_{\tau_1} C_{\tau_2} \rangle =$$

$$= | f(\theta) - f(\pi - \theta) |^2 \cos^2 \Delta m \tau_1 \cos^2 \Delta m \tau_2 , \qquad (30)$$

где τ_1 и τ_2 – собственные времена, прошедшие с моментов образования двух пакетов.

Таким образом, при принятых нами предположениях электроны для всех значений τ_1 и τ_2 рассеиваются друг на друге как тождественные частицы, но их взаимодействие друг с другом и другими частицами меняется с течением времени. Если $\Delta m \leq \frac{1}{\tau_1}, \frac{1}{\tau_2}$, эти изменения экспериментально ненаблюдаемы. В этом случае рассматриваемая схема приводит к тем же результатам, что и обычная теория, хотя она основывается на предположении о существовании двух типов электронов.

7. Заметим, что формула (19) определяет элементы массовой матрицы в вакууме. Однако поскольку взаимодействие электронов со средой или с внешним электромагнитным полем имеет структуру (16), ясно, что если величина Δm гораздо меньше энергии взаимодействия состояния $|C_0\rangle$ с внешним полем или средой, стационарными состояниями с определенными эффективными массами являются не частицы A и B, а состояния $|C_0\rangle$ и $|E_0\rangle$ (ср. с замечаниями о когерентной регенерации на стр. 9). Поскольку в реальных условиях всегда имеются какие-то поля и какая-то среда, то при достаточно малых Δm исчезает даже рассмотренное выше изменение свойств электрона с течением времени, т.е. описываемая схема фактически ничем не отличается от общепринятой. В частности, все электроны в атомах находятся в состоянии $|C_0\rangle$, примесь $|E_0\rangle$ – электронов составляет величину порядка Δm в атомных единицах.

8. Если справедлива общая теория относительности, "стерильные" частицы должны взаимодействовать с частицами нашего мира через гравитационное поле /8/. Структура гравитационного взаимодействия в отличие от (16) должна для всех частиц иметь вид $V = V_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$. Это означает, что в рамках развиваемой схемы процессы с участием гравитонов должны идти иначе, чем согласно обычной теории. В частности, полное сечение образования электрон-позитронных пар гравитонами должно в 2 раза превышать значение, которое дает обычная теория. Заметим, однако, что сечение образования "нашей" пары совпадает с обычным.

§5. Заключение

Выше рассмотрен случай двухбазисных состояний электронов. Аналогичные рассуждения можно было бы произвести для трех или для большего числа базисных состояний.

В соответствии с этим мы бы пришли к концепции "утроения" мира, его "учетверения" и т.д. При таком подходе из N видов базисных частиц лишь один реализуется в нашем мире, все остальные оказываются "стерильными".

Здесь уместно специально подчеркнуть следующее: мы ни в коей мере не утверждаем, что развитая схема действительно реализуется или что в ее пользу говорят какие-либо экспериментальные факты; напротив, обычные представления об абсолютной одинаковости всех электронов, протонов и т.д. кажутся сейчас во многих отношениях более естественными. Заслуживает, однако, внимания то обстоятельство, что эти представления, вопреки традиционному утверждению, нельзя считать однозначно доказанными x/.

x/ Интересно отметить, что Э. Ферми придерживается аналогичной точки зрения /11/. Мы благодарим академика Б.М. Понтекорво, обратившего наше внимание на статью /11/.

В заключение оценим верхнюю границу для величины Δm, которая следовала бы из известных сейчас экспериментальных фактов в предположении, что описанная схема отвечает действительности. Нам кажется, что лучше всего исходить из следующей непосредственной оценки. Можно считать установленным, что частицы проходят в условиях достаточно хорошего вакуума без сколько-нибудь заметного изменения своих свойств путь порядка одного километра. Значит, период пространственных биений имеет большую величину, что приводит к оценке

$$(\Delta m c^2) \ll 10^{-10} \text{ эв} .$$

Если считать, что фотоны имеют массу $\approx \Delta m$, то на основании соображений, содержащихся в /9,10/, возможна более жесткая косвенная оценка:

$$(\Delta m c^2) \ll 10^{-13} \text{ эв} .$$

Авторы благодарят Ю.И. Кобзарева, Л.Б. Окуня и В.И. Огиевецкого за многочисленные критические замечания, способствоваше уточнению аргументации.

Литература

1. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 55, 904, 1968.
2. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ Р2-3763, Дубна, 1968.
3. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 57, 175, 1969.
4. Р. Фейнман, Ф. Лейтон, И. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике, т.8. Квантовая механика, гл. 2, изд. "Мир", 1966.
5. В.Л. Любошиц. Сообщение ОИЯИ Р2-4631, Дубна, 1969.

6. Р. Стритер, А.В. Вайтман. РСТ, спин статистика и все такое, стр. 16. Изд. "Наука", 1966.

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

8. И.Ю. Кобзарев, Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук. ЯФ, 1154, 1966.

9. И.Ю. Кобзарев, Л.Б. Окунь. УФН, 95, 131, 1968.

10. A.S. Goldhaber, M.M. Nieto. Phys.Rev.Lett., 21, 567, 1968.

11. E. Fermi. Scientia., 55, 21, 1934.

Рукопись поступила в издательский отдел

24 апреля 1970 года.