

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.12.01

**О ПРОВЕРКЕ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА
И ПРИНЦИПА ПАУЛИ****Л. Б. Окунь**

(Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва)

Осуществленные опыты.— Теоретические статьи о несохранении заряда и о нарушении принципа Паули.— Предложения новых экспериментов.

За последние 30 лет опубликовано около 30 статей, посвященных вопросу о поисках нарушения закона сохранения заряда и/или принципа Паули. Эти две на первый взгляд далекие друг от друга темы связаны между собой тем, что поисковые эксперименты для этих двух явлений очень часто одни и те же. Обзор состоит из четырех частей: 1. Осуществленные опыты. 2. Теоретические статьи о несохранении электрического заряда. 3. Теоретические статьи о нарушении принципа Паули. 4. Предложения будущих экспериментов.

1. Осуществленные опыты.

1.1. Эксклюзивные опыты с электронами. Примерно 30 лет назад Г. Файнберг и М. Голдхабер [1] провели опыт с детектором из NaI, цель которого была проверка стабильности электрона. Они искали характеристические рентгеновские линии, которые отвечали бы переходам на уровни,

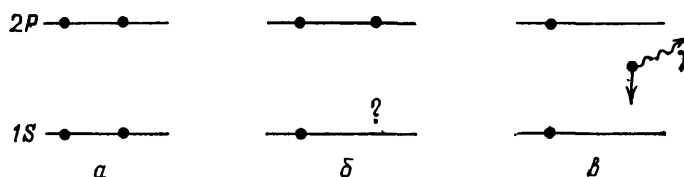


Рис. 1. *a* — Заполненные 1S- и 2P-оболочки иода. *б* — В результате гипотетического распада (?), не сохраняющего электрический заряд, электрон исчезает с 1S-оболочки. *в* — Электрон с 2P-оболочки переходит на 1S, испуская характеристическое рентгеновское излучение

освобождающиеся при распаде электрона (рис. 1), и заключили, что нижний предел для времени жизни электрона $\tau_e \geq 10^{18}$ лет.

В 1965 г. М. Мо и Ф. Райнес [2] подняли этот предел до 10^{20} лет. Они же в результате безуспешных поисков γ -лучей с энергией $m_e/2$ заключили, что $\tau(e \rightarrow \nu\gamma) \geq 4 \cdot 10^{22}$ лет.

В 1974 г. Ф. Райнес и Г. Собел [3] использовали результат [2] их поисков рентгеновских линий, чтобы дать предел для нарушения принципа Паули. На этот раз они рассмотрели переход не на вакантный уровень, а на заполненную атомную оболочку (рис. 2).

Аналогичные поиски рентгеновских линий, проведенные Р. Стайнбергом и др. [4] в 1975 г. с помощью германиевого детектора, дали $\tau_e > 5 \times 10^{21}$ лет. В 1979 г. Е. Л. Ковальчук, А. А. Поманский и А. А. Смольников [5] повысили предел в NaI до $2 \cdot 10^{22}$ лет, а в 1983 г. Беллотти и др. [6] получили такой же результат для германия.

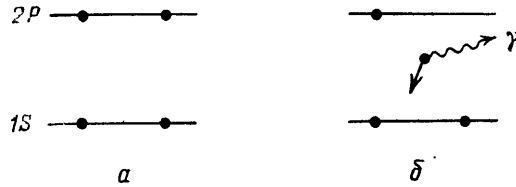


Рис. 2. *a* — Заполненные 1S- и 2P-оболочки иода. *б* — Электрон с 2P-оболочки переходит на заполненную 1S-оболочку, нарушая принцип Паули

В 1986 г. Ф. Авиньон и др. [7] с помощью германиевого детектора повторили поиск М. Мо и Ф. Райнеса: они искали распад $e \rightarrow \nu\gamma$ и нашли, что $\tau (e \rightarrow \nu\gamma) > 1,5 \cdot 10^{25}$ лет.

Все предыдущие опыты подвергали проверке электроны: в них производится поиск рентгеновских или γ -линий, обусловленных распадом электрона, или рентгеновских линий, обусловленных нарушением принципа Паули для электронов.

1.2. Эксклюзивный опыт с нуклонами. Те же соображения, о которых говорилось выше в связи с электронами, справедливы и в отношении нуклонов. В 1979 г. Б. Логан и А. Любичич [8] осуществили проверку принципа Паули путем поиска γ -квантов с энергией порядка 20 МэВ, которые должны были бы сопровождать переход нуклона в ядре ^{12}C с 2p-оболочки на заполненную 1s-оболочку. Они получили нижний предел для времен такого перехода и, следовательно, для времени образования «непаулевского» ядра углерода $^{12}\tilde{\text{C}}$, содержащего пять нуклонов на основной s-оболочке, $\tau (^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}}\gamma) \geq 2 \cdot 10^{20}$ лет.

1.3. Инклюзивные эксперименты с нуклонами. Инклюзивные эксперименты отличаются от эксклюзивных тем, что они не определяют, в какой конкретно реакции происходит интересующее нас явление. Мы ничего не предполагаем о механизме явления. В отношении электрического заряда, например, все выглядит таким образом, как если бы заряд Q_1 входил в некий «черный ящик», а выходил бы из этого ящика заряд Q_2 (рис. 3). Первый эксперимент такого инклюзивного типа был в 1979 г. осуществлен Б. Норманом и А. Симстером [9], которые установили, что $\tau (^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}) > 1,9 \cdot 10^{18}$ лет. В 1980 г. Р. И. Барабанов и др. [10] установили, что $\tau (^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}) > 2,3 \cdot 10^{23}$ лет. Этот результат был получен в качестве «побочного отхода» при разработке радиохимического метода регистрации низкоэнергетических солнечных нейтрино в галлиевом детекторе, строительство которого велось и ведется в Баксанской нейтринной обсерватории.

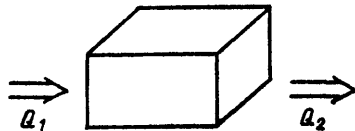


Рис. 3. «Черный ящик», в котором происходит нарушение сохранения заряда

что $\tau (^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}) > 1,9 \cdot 10^{18}$ лет. В 1980 г. Р. И. Барабанов и др. [10] установили, что $\tau (^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}) > 2,3 \cdot 10^{23}$ лет. Этот результат был получен в качестве «побочного отхода» при разработке радиохимического метода регистрации низкоэнергетических солнечных нейтрино в галлиевом детекторе, строительство которого велось и ведется в Баксанской нейтринной обсерватории.

1.4. Глобальный предел для несохранения электрического заряда. Глобальный подход к оценке несохранения электрического заряда был предложен в 1976 г. А. Поманским [11], который рассмотрел баланс электрических токов в атмосфере Земли и пришел к выводу, что дисбалансный ток, который мог бы быть вызван распадом электро-

нов и вообще несохранением заряда в атомах Земли, не может превышать 200 А. Учитывая, что Земля содержит $2 \cdot 10^{51}$ электронов, он пришел к выводу, что $\tau_e > 5 \cdot 10^{22}$ лет.

Обзор экспериментов, проверявших выполнение принципа Паули и закона сохранения электрического заряда, содержится в статье Ф. Райнеса и Г. Собела [12] (1980).

2. Теоретические статьи о несохранении заряда. В 1978 г. в статьях Я. Б. Зельдовича, М. Б. Волошина и автора [13, 14] был рассмотрен ряд вопросов, возникающих при попытке построения непротиворечивой феноменологической теории нарушения сохранения электрического заряда.

2.1. Невозможность спонтанного нарушения сохранения заряда. Было показано, что, в отличие от спонтанного нарушения электрослабой теории, спонтанного нарушения сохранения электрического заряда осуществить нельзя, поскольку фотон, в отличие от Z-бозона, имеет чрезвычайно малую массу или (что делает аргумент еще сильнее) строго безмассов. Как известно, для осуществления спонтанного нарушения калибровочной симметрии с помощью механизма Хиггса нужно заряженное скалярное поле, массовый параметр которого в пределах одного-двух порядков величин примерно такой же, что и масса калибровочных бозонов.

В случае практически безмассовых фотонов это означает необходимость существования заряженного, практически безмассового, скалярного бозона. Испускание и поглощение таких бозонов до неузнаваемости изменило бы все электромагнитные процессы, и потому их существование, несомненно, исключено.

2.2. Катастрофическое тормозное излучение при явном несохранении заряда. С другой стороны, неспонтанное, явное нарушение сохранения заряда привело бы к катастрофическому испусканию (тормозному излучению) продольных фотонов. При сохранении заряда (и тока) амплитуда испускания продольного фотона пропорциональна $e m_\gamma / \omega$, где e — электрический заряд, m_γ — масса фотона, а

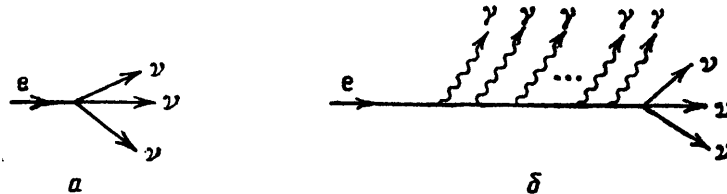


Рис. 4. *a* — Гипотетический распад $e \rightarrow \nu\nu\nu$ с несохранением электрического заряда. *b* — Катастрофическое тормозное излучение, сопровождающее этот распад

ω — его частота (энергия; мы пользуемся единицами $\hbar, c = 1$). В случае же несохранения заряда ситуация прямо противоположна: амплитуда испускания продольного фотона пропорциональна $e\omega/m_\gamma$ и становится очень большой. В результате вероятность испускания двух продольных фотонов больше, чем одного, трех — больше, чем двух, и т. д.

Если, например, предположить, что существует распад электрона на три нейтрино с очень-очень маленькой константой g (рис. 4, *a*), то реально такой распад происходил бы с испусканием огромного числа тормозных продольных фотонов (рис. 4, *b*), и именно они, а не нейтрино уносили бы всю энергию, выделившуюся при распаде и равную массе электрона. То же относится, разумеется, и к распаду $e \rightarrow \nu\gamma$, который превратился бы в распад $e \rightarrow \nu + N_\gamma\gamma$ (рис. 5), где

$$N_\gamma \approx 3 \left(\frac{\alpha}{4\pi} - \frac{m_e^2}{m_\gamma^2} \right)^{1/3} \approx 10^{14} - 10^{21}.$$

Здесь первое число отвечает верхнему пределу для m_γ , которое дает магнитное поле Юпитера, $1/m_\gamma \gtrsim 10^{11}$ см, второе — менее надежному пределу

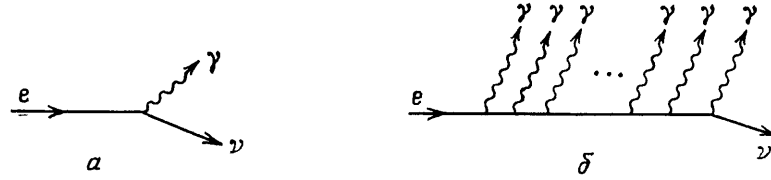


Рис. 5. *a* — Гипотетический распад $e \rightarrow \nu\gamma$ с несохранением заряда. *b* — Катастрофическое тормозное излучение заряда в этом распаде

$1/m_\gamma \gtrsim 10^{22}$ см, следующему из наблюдаемых размеров магнитных галактических полей. Вероятность распада электрона при этом выражается с точностью до предэкспоненциальных коэффициентов следующей формулой:

$$\Gamma_e \sim m_e g^2 e^{N_\gamma}.$$

Мы видим, что вся энергия распада уходит в инфра-инфра-... инфракрасные фотоны, практически — в статическое поле, и потому при распаде электрона не должно быть γ -линии с энергией $m_e/2$, а при исчезновении электрона в атоме не должно быть рентгеновских линий: ведь все явление разыгрывается на расстояниях, много больших размера атома. Будет лишь ненаблюдаемое статическое поле продольных фотонов.

Таким образом, обсуждавшиеся выше эксклюзивные эксперименты не смогли бы обнаружить распад электронов или нуклонные превращения с несохранением заряда, даже если бы они имели место.

Так что осмыслены лишь инклюзивные и глобальные ограничения.

2.3. Самоисцеление радиационными поправками и. Если предыдущий раздел создал впечатление, что прямое нарушение электрического заряда может явиться основой для непротиворечивой теории

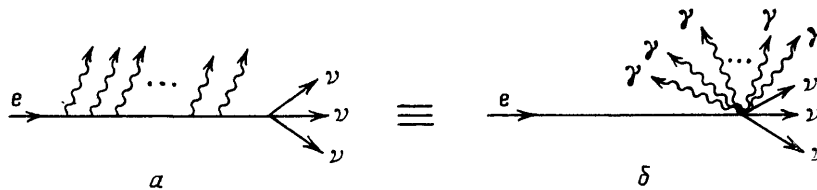


Рис. 6. Диаграммы рис. *a* эквивалентны диаграммам рис. *b*, где все фотоны испускаются в одной вершине

этого явления, то такое впечатление ложно. Дело в том, что если велика вероятность испустить колоссальное количество реальных продольных фотонов, то должна быть велика вероятность испускания и поглощения одной и той же частицей колоссального числа виртуальных продольных фотонов, т. е. колоссально велики радиационные поправки. Они настолько велики, что назвать их «поправками» можно лишь по традиции.

Для реальных продольных фотонов можно показать, что их испускание эффективно происходит в той точке фейнмановской диаграммы, где нарушается сохранение заряда (рис. 6). Для виртуальных фотонов в этой точке происходит как испускание, так и поглощение (рис. 7). В результате исходная константа g распада $e \rightarrow \nu\nu$ перенормируется и оказывается равной

$$\tilde{g} = g \exp\left(-\frac{\alpha}{4\pi} \frac{\Lambda^2}{m_\gamma^2}\right),$$

где Λ — параметр обрезания. Поскольку $\Lambda \gg m_e$, фактор усиления, обусловленный испусканием реальных фотонов, с лихвой перекрывается фактором подавления, обусловленным виртуальными фотонами. Так что отправной точкой теории должна служить бесконечно большая затравочная константа нарушения заряда g , что не кажется правдоподобным. Таким образом, практическая безмассовость фотона приводит к «исцелению» теории. Легкость света стоит на страже сохранения заряда.

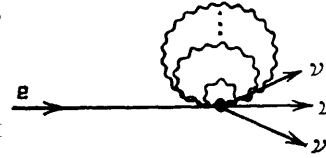


Рис. 7. Виртуальные продольные фотоны перенормируют вершину $e \rightarrow vv$

2.4. Минизаряженные частицы и спонтанное нарушение сохранения заряда. В разделе 2.1 было объяснено, что спонтанное нарушение заряда за счет образования вакуумного конденсата у скалярного поля с зарядом единица ($Q_\phi = Q_e$) противоречит опыту.

Но, может быть, спонтанное нарушение возможно, если $Q_\phi = Q_e/N_\phi$, где $N_\phi \gg 1$. Такая гипотеза была выдвинута в 1979 г. А. Ю. Игнатьевым, В. А. Кузьминым и М. Е. Шапошниковым [15]. При этом для нестабильности электрона необходимо либо прямое неперенормируемое взаимодействие, дающее распад $e \rightarrow \nu + N_\phi \phi$, либо существование $N_\phi - 1$ тяжелых фермионов ψ_i с зарядами

$$Q_e - \frac{Q_e}{N_\phi}, \quad Q_e - 2 \frac{Q_e}{N_\phi}, \quad Q_e - 3 \frac{Q_e}{N_\phi}, \dots, \quad Q_e - \frac{N_\phi - 1}{N_\phi} Q_e = \frac{Q_e}{N_\phi}$$

и с «лестницей вершин»

$$\bar{e} \phi \psi_1, \quad \bar{\psi}_1 \phi \psi_2, \quad \bar{\psi}_2 \phi \psi_3, \dots, \quad \bar{\psi}_{N_\phi - 1} \phi \nu.$$

Авторы [14] оценили, что $N_\phi \gtrsim 100$. Согласно оценке М. Б. Волошина (см. [21]) $N_\phi \gtrsim 10^8$. В противном случае за счет рождения пар $\phi \bar{\phi}$ происходила бы слишком быстрая разрядка обыкновенных конденсаторов.

2.5. Теоретические работы последних двух лет. В последнее время интерес теоретиков к вопросу о несохранении заряда возрос. В 1986 г. проблемы перенормировки теории с явно несохраняющимся электромагнитным током обсуждали Х. Наказато и др. [16]. В 1987 г. появилось три статьи. Дж. Хуанг [17] сделал попытку спонтанно нарушить сохранение заряда в рамках нарушенной SU(5)-симметрии. С. Нуссинов [18] рассматривал влияние внешнего потенциала на распад электрона. Р. Мохатра [19] предложил теоретическую модель, в которой несохранение заряда происходит за счет осцилляции электрон — позитрон, и предположил, что такая теория содержит лишь логарифмические расходимости. В 1988 г. появился препринт М. Судзуки [20], посвященный минизаряженным частицам. Все эти работы (кроме [20]) были подвергнуты в 1988 г. критическому анализу М. М. Цыпиным [21], основное утверждение которого заключается в том, что изложенные выше выводы работ [13, 14] остаются в силе.

3. Теоретические статьи, посвященные нарушению принципа Паули.

3.1. Годы 1930—1980. Неконформистский подход к принципу Паули в рамках квантовой механики восходит к П. Дираку и Э. Ферми. В своей знаменитой книге [22], первое издание которой вышло в 1930 г., П. Дирак подводит внимательного читателя к выводу, что в рамках квантовой механики с перестановочно инвариантным гамильтонианом переходы на заполненную оболочку запрещены независимо от справедливости принципа Паули, поскольку они изменили бы перестановочную симметрию волновой функции

данной совокупности частиц. Вышесказанное относится и к изданию 1958 г.

В 1934 г. Ферми обсуждал в одной из популярных статей [23], как со временем менялись бы свойства атомов, если бы электроны были «чутьточку» нетождественными.

В 1971 г. В. Л. Любошиц и М. И. Подгорецкий [24] рассматривали модель, в которой электрон представляет собой суперпозицию большого числа почти вырожденных состояний с данной массой. При этом, естественно, свойства электрона — функции времени.

В 1980 г. Р. Амадо и Г. Примаков [25] применили аргументы, аналогичные аргументам, содержащимся в книге П. Дирака, к интерпретации экспериментов Ф. Райнеса и Г. Собела [3], Б. Логана и А. Любичича [8] и пришли к выводу, что если оставаться в рамках квантовой механики, то паули-запрещенные переходы, которые обсуждались в работах [3, 8], не могли происходить, даже если бы принцип Паули нарушался.

3.2. Работы двух последних лет. Всплеск интереса к вопросу о возможности малого нарушения принципа Паули начался в 1987 г. с работы А. Ю. Игнатъева и В. А. Кузьмина [26]. Как хорошо известно, стандартные операторы рождения и уничтожения фермионов, a^+ и a соответственно, напоминают матрицы Паули 2×2 с одним ненулевым матричным элементом:

$$a^+ \sim \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad a \sim \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

А. Ю. Игнатъев и В. А. Кузьмин ввели матрицы 3×3 с двумя ненулевыми матричными элементами:

$$a^+ \sim \begin{pmatrix} 0 & \beta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad a \sim \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \beta & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

где параметр $\beta \ll 1$. С помощью таких матриц они описали один уровень, который может быть либо пустым, либо заполненным одним электроном, либо, наконец, заполненным двумя электронами, разумеется, с одним и тем же направлением спина. (При $\beta = 0$ происходит переход к стандартным фермионам.) Попытки обобщить эту идею на теорию поля (бесконечное число уровней) были предприняты О. Гринбергом и Р. Мохapatрой [27, 28] и мной [29–31].

В статьях [29, 30] были использованы явные тензорные произведения 3×3 -матриц для построения операторов рождения и уничтожения частиц на каждом данном уровне. Антиккоммутаторы $[a^+, a^+]_+$ или $[a, a]_+$ оказались при этом равными не нулю, как для стандартных фермионов, а пропорциональными малому параметру β . Но такая теория очевидным образом нарушала локальность, принцип суперпозиции и не имела предельного перехода от двух бесконечно близких состояний к одному состоянию. Это последнее свойство особенно ярко проявляют так называемые фербоны (фермионные бозоны) [31]. Операторы рождения фербонов антикоммутируют, когда два состояния не совпадают, но число фербонов в любом данном состоянии может быть произвольно большим. Выводы статей [29, 30] относительно возможности построения приемлемой теории с малым нарушением принципа Паули были пессимистическими.

Статья О. В. Гринберга и Р. Мохapatры [27] оптимистично называется «Локальная квантовая теория поля возможного нарушения принципа Паули». В ее основу положено трilinearное коммутационное соотношение

$$[c_1 a_i^+ a_j + c_2 a_j a_i^+, a_k]_- = -\delta_{ik} a_j,$$

где i, j, k — номера состояний,

$$c_1 = (2\beta^2 - 1) (\beta^4 - \beta^2 + 1)^{-1},$$

$$c_2 = (\beta^2 - 2) (\beta^4 - \beta^2 + 1)^{-1}.$$

Оператор числа частиц в данном состоянии имеет вид

$$N_i = c_1 a_i^\dagger a_i + c_2 (a_i a_i^\dagger - 1).$$

Свойства вакуума фиксируются соотношениями

$$a_k |0\rangle = 0, \quad a_k a_i^\dagger |0\rangle = \delta_{ki} |0\rangle.$$

Исходя из этих соотношений и используя трилинейный коммутатор, можно построить произвольный вектор состояния. В такой теории имеют место локальность и принцип суперпозиции, но, как показал А. Б. Говорков, исходя из своих более ранних и более общих работ, некоторые состояния в этой теории имеют отрицательную норму (отрицательную вероятность) [32]. Простейшее из них содержит четыре симметризованных электрона, три из которых находятся на одном уровне, а четвертый — на каком-то другом. Прямой расчет нетрудно проверить, что

$$|a_i^\dagger (a_k a_i^\dagger - a_i^\dagger a_k)|^2 < 0.$$

В только что вышедшей статье Гринберг и Мохпатра [33] обсуждают аргументы Говоркова и приходят к следующему выводу: «Таким образом, невозможно построить свободную теорию поля с малым нарушением статистики Ферми или Бозе. Мы не думаем, что взаимодействия изменят ситуацию».

Провал попыток нарушить (на бумаге) принцип Паули — это следствие весьма общих теорем, основанных на фундаментальных свойствах теории поля. Соответствующие списки литературы, взаимно дополняющие друг друга, содержатся в статьях [30, 33]. По странной случайности в этих списках нет важной статьи Г. Людерса и Б. Зумино [34].

Я хотел бы завершить этот раздел ссылкой на последнюю лекцию, опубликованную Р. Фейнманом [35]. В этой лекции он очень наглядно объяснил, как принцип Паули обеспечивает самосогласованность квантовой электродинамики.

4. Предложения новых экспериментов. Ряд новых экспериментальных поисков слабого нарушения принципа Паули был предложен в последние два года [26—30, 36, 37]. Среди обсуждавшихся объектов были непаулевские молекулы, атомы, атомные ядра и адроны. Остановимся на некоторых из них.

Основное 3S_1 -состояние ортогелия можно искать с помощью спинового резонанса [28 — 30] или с помощью зеемановского расщепления атомного пучка [36].

Атом натрия с тремя электронами на К-оболочке лишится своего валентного электрона и химически должен быть схож с неоном, но оптический спектр этого ложного неона должен радикально отличаться от спектра истинного неона. Ложный неон после разделения и обогащения можно искать методом резонансного возбуждения и фотоионизации [29, 30, 37] или используя нейтронно-активационный анализ [37].

Существует также предложение искать рентгеновское излучение или электроны, пропуская через источник сильный электрический ток, который мог бы нести «новые» неантисимметризованные электроны [27, 28].

Если принцип Паули нарушается на кварковом уровне [28], то должен существовать 70-плет барионов с кварками в S-волне, содержащий, в частности, октет с $J^P = 3/2^+$ и декуплет с $J^P = 1/2^+$. Некоторые из этих барионов должны быть стабильными.

В соответствии с изреченным «Новое — это хорошо забытое старое», некоторые из опытов, предложенных за последние два года, очень похожи на опыты, выполненные много лет тому назад, когда не все физики были абсолютно уверены в том, что β -частицы тождественны обычным электронам, а не являются какими-то другими частицами, с теми же спином, зарядом и массой. Например, в 1948 г. М. Голдхабер и Г. Шарф-Голдхабер [38] поставили опыт, в котором β -частицы от ^{14}C останавливались в свинце и производились поиски рентгеновских линий свинца. Они установили 3%-ный верхний предел на существование таких линий и заключили, что β -частицы тождественны электронам. (Более ранние работы по установлению того, что β -частицы тождественны электронам, описаны в обзоре Г. Крейна [39].)

В 1968 г. Э. Фишбах, Т. Кирстен и О. Шэффер [40] провели поиски «фальшивого ^9He », который они назвали $^9\text{He}'$ — атомом бериллия, у которого на К-оболочке два обычных электрона и два «фальшивых электрона e' ». Они установили, что распространенность в атмосфере такого «фальшивого ^9He » меньше, чем 10^{-6} от распространенности обычного ^4He .

В настоящее время у нас нет никаких сомнений, что существует лишь одна частица с массой и зарядом электрона — это сам электрон. «Другие» электрон и позитрон, если бы они существовали, обильно рождались бы наряду с парами обычных электронов и позитронов, в частности, на электрон-позитронных коллайдерах, и разрушили бы прекрасное согласие квантовой электродинамики с огромной совокупностью точнейших экспериментов. Так что сегодня эти старые поиски можно рассматривать как поиски нарушения Паули.

Если вернуться от принципа Паули к сохранению заряда, то следует подчеркнуть большие возможности галиевых детекторов солнечных нейтрино на Баксане (60 т Ga) и в Гран-Сассо (30 т Ga). Эти детекторы смогут поднять нижний предел для времени превращения $\text{Ga} \rightarrow \text{Ge}$ с 10^{23} до 10^{26} — 10^{27} лет.

Несмотря на тот факт, что сегодня нет непротиворечивой феноменологической схемы для описания нарушения закона сохранения заряда и/или принципа Паули, было бы неправильно, если бы экспериментаторы прекратили проверку этих фундаментальных положений современной физики. В фундаментальной физике, если что-то может быть проверено, оно обязательно должно быть проверено.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Feinberg G., Goldhaber M. // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S. 1959. V. 45. P. 1301.
2. Мое М. К., Reines F. // Phys. Rev. Ser. B. 1965. V. 140. P. 992.
3. Reines F., Sobel H. W. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. P. 954.
4. Steinberg R. I. et al. // Phys. Rev. Ser. D. 1975. V. 12. P. 2582.
5. Ковальчук Е. Л., Поманский А. А., Смольников А. А. // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 163.
6. Belotti E. et al. // Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 124. P. 435.
7. Avignone F. T. III et al. // Phys. Rev. Ser. D. 1986. V. 34. P. 97.
8. Logan B. A., Ljubicic A. // Ibidem. Ser. C. 1979. V. 20. P. 1957.
9. Norman B. E., Seamster A. G. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1226.
10. Барабанов П. И. и др. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 384.
- [11] Romansky A. A. // Proc. of the Intern. Neutrino Conference, Aachen, FRG, 1976/ Ed. by H. Faissner, H. Reithler, P. Zerwas. — Braunschweig: Vieweg, 1977. — P. 671.
12. Reines F. S., Sobel H. W. // Festschrift for Maurice Goldhaber/Ed. by G. Feinberg, A. W. Sunyar, J. Weneser. — Trans. New York Acad. Sci. Ser. II. 1980. V. 40. P. 154.
13. Okun L. B., Zeldovich Ya. B. // Phys. Lett. Ser. B. 1978. V. 78. P. 597.
14. Волошин М. Б., Окунь Л. Б. // Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 156.
15. Ignatiev A. Yu., Kuzmin V. A., Shaposhnikov M. E. // Phys. Lett. Ser. B. 1979. V. 84. P. 315.
16. Nakazato H. et al. // Prog. Theor. Phys. 1986. V. 75. P. 175.
- Nakazato H. et al. // Ibidem. P. 687.
17. Huang J. C. // J. Phys. Ser. G. 1987. V. 13. P. 273.
18. Nussinov S. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2401.
19. Mohapatra R. N. // Ibidem. P. 1510.

20. Suzuki M. Preprint UCSB-PTH-88/4, LBL-24032.
- [21] Tsypin M. M., Preprint ITEP 95-88.—Moscow, 1988.
22. Dirac P. A. M. The Principles of Quantum Mechanics.— Oxford: Clarendon Press, 1958.— Ch. IX.
23. Fermi E.//Atti. Sci. If Progr. Sci. 22 Riunione, Bari. 1933.—V. 3. P. 7; Scientia. 1934. V. 55. P. 21.
24. Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И.//ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 9. См. также: Геффер Я. М., Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И. Парадокс Гиббса и тождественность частиц в квантовой механике.— М.: Наука, 1975.— гл. 7.
25. Amado R. D., Primakoff H.//Phys. Rev. Ser. C. 1980. V. 22. P. 1338.
26. Игнатъев А. Ю., Кузьмин В. А.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 786.
27. Greenberg O. W., Mohapatra R. N.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2507.
28. Greenberg O. W., Mohapatra R. N. Preprint University of Maryland UMPP No. 88-151.
29. Окунь Л. Б.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 420.
30. Okun L. B.//Festival: Festschrift for Val Telegdi/Ed. by K. Winter.— Amsterdam: Elsevier, 1988.— P. 201.
- [31] Окунь Л. Б.//ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1192.
32. Говорков А. Б.//ТМФ. 1983. Т. 54. С. 234; Физ. ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 520. Preprint JINR E2-88-136.— Dubna, 1988.
33. Greenberg O. W., Mohapatra R. N. Preprint University of Maryland UMPP No. 89-030.
34. Lüders G., Zumino B.//Phys. Rev. 1958. V. 110. P. 1450.
35. Feynman R. P. The Reason for Antiparticles//Elementary Particles and the Laws of Physics: the 1986 Dirac Memorial Lectures.—Cambridge; New York a.o.: Cambridge Univ. Press., 1987.— P. 1; перевод://УФН. 1989. Т. 157. С. 163.
36. Kelleher D. National Bureau of Standards Internal Memo.—1988.
37. Игнатъев А. Ю., Кузьмин В. А.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 6. Garvin V. N., Ignatiev A. Yu., Kuzmin V. A.//Phys. Lett. Ser. B. 1988. V. 206. P. 343.
38. Goldhaber M., Scharff-Goldhaber G.//Phys. Rev. 1948. V. 73. P. 1472.
39. Crane H. R.//Rev. Mod. Phys. 1948. V. 20. P. 278.
40. Fishbach E., Kirsten T., Shaeffer O. Q.//Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 1012.