

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ***А. И. Ахиезер, М. И. Рекало***СОДЕРЖАНИЕ**

Введение . . . . .	487
1. Закон сохранения электрического заряда . . . . .	488
2. Равенство абсолютных значений электрических зарядов заряженных частиц . . . . .	491
3. Электрическая нейтральность атомов и нейтрона . . . . .	492
4. Электрические заряды и магнитные моменты электрона, протона и мюона а) Электрон (495). б) Протон (495). в) Отношение магнитных моментов мюона и протона (496).	494
5. Оценка электрических зарядов нейтрино и фотона . . . . .	498
а) Электронное нейтрино (498). б) Мюонное нейтрино (500). в) $\gamma$ -квант (501).	
6. Монополю Дирака и квантование электрического заряда . . . . .	501
7. Оценка электрических дипольных моментов элементарных частиц . . . . .	503
а) Нейтрон (504). б) Протон (505). в) Электрон (505). г) $\Lambda$ -гиперон (506). д) Мюон (506). е) Нейтрино (507).	
Цитированная литература . . . . .	507

**ВВЕДЕНИЕ**

Электрический заряд является одной из важнейших характеристик элементарной частицы. Особая его роль связана с тем, что электрический заряд представляет собой не только квантовое число, регулирующее, в силу закона сохранения заряда, возможность протекания той или иной реакции, но электрический заряд определяет также интенсивность электромагнитного взаимодействия частиц. В этом отношении электрический заряд принципиально отличается от барионного и лептонного зарядов, которые представляют собой, согласно современным воззрениям, только квантовые числа, характеризующие состояния частиц, но не играют роль констант взаимодействия.

Определяя интенсивность электромагнитного взаимодействия, электрический заряд частицы претерпевает изменения, обусловленные взаимодействием частицы с вакуумными флуктуациями электромагнитного и других полей. Это приводит к перенормировке электрического заряда, однако перенормированный заряд, несмотря на всю сложность взаимодействий частиц и полей, оказывается всегда кратным некоторому элементарному заряду и строго подчиняется закону сохранения. Всей глубины этих удивительных свойств электрического заряда мы пока еще полностью не понимаем и должны скорее рассматривать их как некоторый замечательный закон Природы. Но именно поэтому особенно важно быть уверенным в справедливости закона сохранения заряда, в равенстве абсолютных значений зарядов всех заряженных элементарных частиц и в нейтральности нейтрона,

фотона и нейтрино. Мы можем быть уверенными в справедливости всех этих свойств благодаря очень тщательным экспериментальным исследованиям, проведенным в последнее время. Изложению этих исследований посвящен настоящий обзор.

## 1. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА

Каждая из известных элементарных частиц (кроме  $\Delta^{++}$ -изобары) обладает электрическим зарядом, равным либо нулю, либо  $\pm e$ , где  $e$  — заряд протона. Это справедливо для всех частиц — стабильных и нестабильных, независимо от других их квантовых чисел — спина, массы, четности, странности, а также независимо от природы взаимодействий, которым подвержена элементарная частица.

После открытия новых свойств внутренней симметрии сильно взаимодействующих частиц (адронов) была высказана гипотеза о существовании частиц с дробными зарядами —  $2e/3$ - и  $e/3$  — кварков<sup>1</sup>. Но поиски этих частиц не увенчались успехом: кварки пока не обнаружены ни с помощью ускорителей, ни в космических лучах, ни в метеоритах, ни в веществе Луны, ни в солнечной фотосфере<sup>2</sup>.

Для объяснения свойств глубоко неупругого рассеяния электронов нуклонами была высказана гипотеза о существовании бесструктурных частиц — партонов, электрический заряд которых может принимать любое дробное значение<sup>3</sup>. Но в свободном состоянии партон пока не обнаружен. Поэтому следует считать, что элементарным зарядом является заряд  $e$  (либо  $-e$ ).

Электрический заряд подчиняется закону сохранения, являющемуся одним из фундаментальных законов Природы. Этот закон, первая формулировка которого принадлежит Франклину и Фарадею, справедлив для всех известных взаимодействий элементарных частиц.

Наиболее отчетливо закон сохранения электрического заряда проявляется в стабильности электрона, а также позитрона (если существует СРТ-инвариантность, согласно которой массы и времена жизни  $e^+$  и  $e^-$  равны).

Поскольку из заряженных частиц электрон — самая легкая, то распад электрона на другие частицы был бы возможен только при несохранении электрического заряда. Можно указать целый ряд мыслимых распадов электрона, в которых выполнялись бы все законы сохранения, кроме закона сохранения электрического заряда, например, распады

$$\begin{aligned} e^- &\rightarrow \nu_e + \gamma, & e^- &\rightarrow 2\nu_e + \bar{\nu}_e, \\ e^- &\rightarrow 2\nu_e + \bar{\nu}_e + \gamma, & e^- &\rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu + \nu_e. \end{aligned}$$

В принципе могли бы существовать электронные распады с нарушением двух (и большего числа) законов сохранения. Не исключена возможность присутствия среди продуктов распада электрона неизвестных частиц. Поэтому экспериментальная проверка стабильности электрона является одновременно проверкой и закона сохранения электрического заряда. Ясно, что проверка стабильности электрона должна основываться на таком опыте, в котором регистрировался бы только самый факт распада электрона — без конкретизации типа распада и продуктов распада.

Продолжительность существования Вселенной можно рассматривать в качестве первой оценки скорости гипотетического распада электрона. Отсюда следует, что время жизни электронов  $\tau_e$  должно превышать  $10^{10}$  лет — в противном случае электроны распались бы к настоящему времени.

Эта оценка была существенно улучшена в опытах по поиску возможной нестабильности электронов в атомах <sup>4</sup>. Идея опыта заключалась в том, что в случае распада электронов *K*-оболочки на освобождающееся место должны переходить электроны с высших оболочек, излучая при этом рентгеновские  $\gamma$ -кванты. Таким образом, спонтанное излучение атомами рентгеновских  $\gamma$ -квантов определенной частоты свидетельствовало бы о нестабильности электрона, а следовательно, и о несохранении электрического заряда.

Идеальным прибором для регистрации таких  $\gamma$ -квантов является сцинтиллятор из кристалла NaI. Если распад электрона происходит по каналу  $e^- \rightarrow \nu_e + \gamma$ , то наряду с рентгеновским  $\gamma$ -квантом должен образоваться еще один почти монохроматический  $\gamma$ -квант с энергией  $m_e c^2/2$ , где  $m_e$  — масса электрона (немонохроматичность возникает за счет движения электрона в атоме). Характерное рентгеновское излучение для *K*-линии атома иода имеет энергию, равную 33,2 кэв.

Здесь можно отметить, что  $\gamma$ -кванты, которые появлялись бы при распаде  $e^- \rightarrow \nu_e + \gamma$ , должны были бы быть циркулярно поляризованными, так как в распаде с испусканием нейтрино возможно нарушение *P*-инвариантности.

В последнем улучшенном варианте опыта <sup>5</sup> аппаратура помещалась в шахте на глубине 385 м, где поток космических лучей уменьшался до значения  $1/\text{м}^2 \cdot \text{мин}$ . В опыте не было зарегистрировано отчетливой линии ни при  $E_\gamma = 33,2$  кэв (рентгеновское излучение, возникающее при распаде электрона на *K*-оболочке), ни при  $E_\gamma = 255$  кэв (распад  $e \rightarrow \nu + \gamma$ ). Фоновые условия опыта позволили получить следующие оценки времени жизни электрона:

$$\tau_e > 2 \cdot 10^{21} \text{ лет (независимо от способа распада).}$$

$$\tau_e > 4 \cdot 10^{22} \text{ лет (для распада } e^- \rightarrow \nu + \gamma \text{).}$$

Чтобы охарактеризовать полученные оценки степени стабильности электрона, определим эффективные константы гипотетических взаимодействий, не сохраняющих электрический заряд электрона.

Рассмотрим сперва гипотетический распад  $e^- \rightarrow \nu + \gamma$ , которому соответствует матричный элемент

$$M_1 = \frac{g_1}{m_e} (\bar{\nu} \sigma_{\mu\nu} e) F_{\mu\nu};$$

здесь  $g_1$  — константа гипотетического взаимодействия,  $e$  и  $\nu$  — биспиноры электрона и нейтрино,  $F_{\mu\nu} = \varepsilon_\mu k_\nu - \varepsilon_\nu k_\mu$ ,  $k, \varepsilon$  — 4-импульс и вектор поляризации  $\gamma$ -кванта,  $\sigma_{\mu\nu} = (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)/2$ . Отсюда легко найти вероятность  $W_e$  распада электрона

$$W_e = \frac{1}{\tau_e} = \frac{g_1^2}{2\pi} \frac{m_e c^2}{\hbar} = \frac{g_1^2}{7 \cdot 10^{-21}} \text{ сек}^{-1}.$$

Используя оценку  $\tau_e > 4 \cdot 10^{22}$  лет, можно найти для безразмерной константы взаимодействия  $g_1$  верхний предел

$$|g_1| < 8 \cdot 10^{-25}.$$

Интересно сравнить эту величину с безразмерной константой слабого взаимодействия  $g_W = G m_e^2 = 10^{-5} (m_e/m_N)^2 = 2,5 \cdot 10^{-12}$ , где  $G$  — универсальная (размерная) константа слабого взаимодействия. Мы видим, что  $g_1^2/g_W^2 < 10^{-28}$ .

Таким образом, интенсивность гипотетического взаимодействия, не сохраняющего электрический заряд электрона, почти на тридцать порядков меньше интенсивности слабого взаимодействия.

Рассмотрим далее гипотетический распад  $e^- \rightarrow \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e$ . Предположим, что матричный элемент  $M_2$ , соответствующий этому распаду, имеет такую же структуру, как и матричный элемент, соответствующий распаду мюона  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ , т. е.

$$M_2 = \frac{g_2}{\sqrt{2} m_e^2} \bar{\nu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) e \bar{\nu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu,$$

где  $g_2$  — константа гипотетического взаимодействия. Используя оценку  $\tau_e > 2 \cdot 10^{21}$  лет  $= 6 \cdot 10^{18}$  сек, легко показать что  $g_2^2 \leq 10^{-46}$ , что снова существенно меньше квадрата безразмерной константы слабого взаимодействия  $g_W$ . Заметим, что эта оценка не зависит от конкретного выбора четырехфермионного взаимодействия.

Обсуждавшийся выше эксперимент указывает также на невозможность изменения заряда в единичном акте на  $ne$ , где  $n \geq 2$ . Например, при  $n = 2$  невозможны перечисленные распады, но допустимы процессы  $e^- + e^- \rightarrow \nu_e + \nu_e$ ,  $e^- + e^- \rightarrow \nu_e + \nu_e + \gamma$ ,  $e^- + e^- \rightarrow 2\gamma + \nu_e + \nu_e$ . Поскольку вероятность перекрытия электронных оболочек в атоме отлична от нуля, полученный отрицательный результат для распадов электрона в атоме показывает, что константы гипотетических взаимодействий, которые в принципе могли бы быть ответственны за такие процессы, ничтожно малы.

Все это заставляет предполагать, что сохранение электрического заряда является точным законом Природы.

На связь закона сохранения электрического заряда с невозможностью вечного двигателя указал Вигнер<sup>6</sup>. «Предположим, — говорит Вигнер, — что с помощью какого-то процесса мы можем создавать заряды в некоторой замкнутой системе. Поместим эту замкнутую систему в клетку Фарадея, зарядим клетку и создадим в нашей замкнутой системе определенный заряд. Для этого потребуется затратить некоторое количество энергии  $E$ . Поскольку ни одно физическое явление не зависит от абсолютного значения потенциала, количество энергии  $E$  не может зависеть от потенциала клетки Фарадея, внутри которой создается заряд. Извлечем затем нашу замкнутую систему из клетки Фарадея и перенесем ее подальше от клетки. При этом мы получим некоторое количество работы  $W$ . Обратим теперь процесс, который привел к образованию заряда, и получим количество энергии  $E$ , равное ранее затраченной энергии, поскольку процесс в замкнутой системе не должен зависеть от абсолютного значения электрического потенциала, под которым находится система. Разряженную систему вновь поместим в клетку Фарадея. При этом нам не придется производить никакой работы. Таким образом, возникает замкнутый цикл, при совершении которого мы получаем работу  $W$ . Но согласно первому началу термодинамики это невозможно, следовательно, одно из наших исходных допущений должно быть ложным. Таким допущением является предположение о том, что электрический заряд можно создавать внутри замкнутой системы».

Заметим в этой связи, что несохранение заряда не обязательно приводит к нарушению закона сохранения энергии. Дело в том, что наличие у фотона сколь угодно малой, но конечной массы повлекло бы за собой зависимость физических явлений от абсолютного значения потенциала — и тогда рассуждение Вигнера не имело бы места.

## 2. РАВЕНСТВО АБСОЛЮТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Аддитивность электрического заряда вместе с абсолютным характером сохранения заряда обуславливает нейтральность некоторых частиц, а также равенство зарядов некоторых частиц. Так, нейтральность фотона, а также  $\pi^0$ -,  $K_1^0$ -,  $K_2^0$ -мезонов следует из возможности процессов  $p + p \rightarrow p + p + \gamma$ ,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ,  $K_1^0 \rightarrow 2\pi^0$ ,  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ , в которых сохраняется электрический заряд. В свою очередь  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ , являясь суперпозициями  $K_1^0$  и  $K_2^0$ , также должны быть электрически нейтральными.

Из разрешенных распадов  $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$ ,  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ ,  $\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$  следует, что заряды  $q$  этих частиц связаны между собой соотношениями  $q(\Lambda) = q(\Sigma^0) = q(\Xi^0) = q(n)$ , а из распадов  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$  следуют соотношения  $q(\Sigma^+) = q(p)$ ,  $q(K^+) = q(\pi^+)$ .

Отметим, что равенство нулю заряда фотона, которое следует из закона сохранения заряда в реакции  $p + p \rightarrow p + p + \gamma$  (или других подобных реакций тормозного излучения), предполагает условие абсолютной тождественности всех протонов (или других заряженных частиц одного типа). Чтобы из сохранения электрического заряда в реакции  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$  следовал нулевой электрический заряд  $\gamma$ -кванта, заряд электрона по абсолютной величине должен совпадать с зарядом позитрона — это равенство вытекает из *CPT*-теоремы.

Пользуясь законом сохранения электрического заряда, нельзя, однако, связать между собой электрические заряды протона, нейтрона, электрона и мюона. Равенство электрических зарядов электрона и мюона следовало бы, например, из процесса  $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ , в то время как возможность распада  $p \rightarrow e^+ + \pi^0$  приводила бы к равенству  $q(p) = q(e^+)$ , и нейтральность нейтрона и нейтрино следовала бы из распадов  $n \rightarrow \nu + \gamma$ ,  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ . (В последнем случае необходимо использовать соотношение  $q(\nu) + q(\bar{\nu}) = 0$ , вытекающее из сохранения электрического заряда в процессе  $\nu + \bar{\nu} \rightarrow 2\gamma$ .) Привлекая, наконец, процесс  $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ , можно получить равенство  $q(p) + q(e^-) = 0$ .

Таким образом, если бы эти (и другие подобные им) реакции реально происходили, то из них вытекала бы кратность зарядов всех элементарных частиц заряду электрона. Но в действительности такие процессы не происходят. Так, легко видеть, что распад  $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$  запрещен законом сохранения мюонного заряда, а процессы  $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ ,  $n \rightarrow \nu + \gamma$  — законом сохранения барионного заряда. Оба этих аддитивных заряда также абсолютно сохраняются, насколько сейчас известно. (Заметим, что наиболее точно экспериментально проверено сохранение барионного заряда<sup>7</sup> — этот закон сохранения обеспечивает стабильность протона, причем оценка времени жизни  $\tau_p$  протона дает  $\tau_p > 10^{28}$  лет. Сохранение лептонных зарядов — электронного и мюонного — проверено с гораздо меньшей точностью<sup>8</sup>).

Поэтому, основываясь только на сохранении электрического заряда, можно заключить лишь, что заряд любой из элементарных частиц представляет линейную комбинацию зарядов электрона, мюона, протона и нейтрона, сами же эти заряды могут быть независимыми и произвольными.

Учитывая сохранение барионного и лептонного зарядов и используя аддитивность и сохранение электрического заряда, невозможно доказать кратность электрических зарядов частиц элементарному заряду. Действительно, пусть  $q_i$ ,  $B_i$ ,  $L_i$ ,  $M_i$  — электрический заряд, барионное число, лептонное число и мюонный заряд  $i$ -й частицы, участвующей в некотором

процессе. Линейные комбинации этих зарядов:

$$\begin{aligned} q'_i &= a_1 q_i + b_1 B_i + c_1 L_i + d_1 M_i, & B'_i &= a_2 q_i + b_2 B_i + c_2 L_i + d_2 M_i, \\ L'_i &= a_3 q_i + b_3 B_i + c_3 L_i + d_3 M_i, & M'_i &= a_4 q_i + b_4 B_i + c_4 L_i + d_4 M_i, \end{aligned}$$

где  $a_k, b_k, c_k, d_k$  — произвольные численные коэффициенты, будут также, как и исходные заряды, подчиняться абсолютным законам сохранения. Но отношения новых зарядов для разных частиц могут оказаться нецелочисленными даже в том случае, если величины  $q_i, B_i, M_i, L_i$  целочисленны. Очевидно, что относительные величины новых «электрических зарядов»  $q'_i$  определяются тремя произвольными константами. Это означает, что законы сохранения барионного и лептонных зарядов не позволяют связать между собой относительные величины электрических зарядов трех частиц, к которым можно отнести протон, нейтрон и мюон.

Итак, закон сохранения электрического заряда вместе с законами сохранения электронного, мюонного и барионного зарядов не позволяют заключить, что электрические заряды электрона и протона одинаковы по абсолютной величине, но противоположны по знаку, а также, что электрические заряды электрона и мюона одинаковы, а заряд нейтрона в точности равен нулю.

### 3. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ НЕЙТРАЛЬНОСТЬ АТОМОВ И НЕЙТРОНА

Между тем утверждение относительно электрической нейтральности атомов

$$q(A) = Z[q(p) + q(e^-)] + (A - Z)q(n) = 0$$

( $Z$  — число протонов,  $A - Z$  — число нейтронов в ядре) имеет четкий физический смысл и не является выражением простой договоренности. Именно из нейтральности различных атомов вытекает нейтральность нейтрона и равенство абсолютных значений зарядов протона и электрона.

Эти утверждения основаны на том, что, в отличие от лептонных и барионных зарядов<sup>9</sup>, электрический заряд имеет двойственную природу. Если электронный, мюонный и барионный заряды призваны обеспечить запрет определенных реакций, проявляясь только в виде свойства сохраняться во всех взаимодействиях, то электрический заряд, как мы уже указывали, наряду с этим играет роль константы взаимодействия с электромагнитным полем, и именно измерение интенсивности взаимодействия электрических зарядов с электромагнитным полем позволяет убедиться опытным путем в нейтральности атомов и нейтрона.

Уже из опытов Милликена по определению электрического заряда электрона вытекало заключение о близости абсолютных значений зарядов электрона и протона<sup>10</sup>. В самом деле, в этих опытах с масляными каплями было обнаружено, что заряд каждой капли кратен некоторому элементарному заряду и что минимальный положительный заряд капли отличается от абсолютного значения минимального отрицательного заряда капли меньше чем на  $\frac{e}{1500}$ . Если  $\Delta q \equiv q(p) + q(e^-) \neq 0$ , то это различие зарядов капель должно определяться величиной  $N\Delta q$ , где  $N$  — число пар протонов и электронов в капле (предполагается, что заряд нейтрона в точности равен нулю). Поскольку  $N \approx 2,5 \cdot 10^{12}$  для типичной капли размером  $\approx 10^{-4}$  см и плотностью  $\approx 1$  г/см<sup>3</sup>, и  $N\Delta q = e/1500$  следует, что  $|\Delta q| < 3 \cdot 10^{-16} e$ . В последующих опытах эта оценка была улучшена на несколько порядков.

Электрический заряд атомов различных элементов, а также нейтрона, если он отличен от нуля, можно обнаружить, пропуская пучки этих

частиц через сильное однородное электростатическое поле. Величина возможного электрического заряда частиц должна проявиться в отклонении пучка под действием электрического поля. В наиболее прецизионном эксперименте по непосредственному определению заряда нейтрона было найдено <sup>11</sup>

$$q(n) = (-1,9 \pm 3,7) \cdot 10^{-18} e.$$

Аналогичным способом, пропуская пучки атомарного водорода через электрические поля, получили оценку <sup>12</sup>

$$\Delta q \equiv q(p) + q(e^-) \leq 10^{-15} e.$$

Другой методикой — измерением зарядов макроскопических объемов газов после очистки их от электронов и ионов, было найдено более сильное ограничение

$$\Delta q = (-1,25 \pm 0,75) \cdot 10^{-20} e.$$

Ограничения одновременно на  $\Delta q$  и  $q(n)$  следуют также из «нейтральности» атомов. Мы приведем результаты, полученные тремя различными методиками:

а) Отклонение атомных пучков в однородном электрическом поле позволяет получить оценку <sup>12</sup>

$$q(D) < 2,8 \cdot 10^{-15} e, \quad q(K) \leq (3,8 \pm 1,8) \cdot 10^{-17} e,$$

$$q(Cs) \leq (1,3 \pm 5,6) \cdot 10^{-17} e.$$

б) Измерение потенциалов, создаваемых макроскопическими объемами нейтральных газов (после удаления ионов и электронов), приводит к оценкам <sup>12</sup>

$$q(CO_2) \leq 2,2 \cdot 10^{-19} e, \quad q(Ar) = (4 \pm 4) \cdot 10^{-20} e,$$

$$q(N_2) = (6 \pm 6) \cdot 10^{-20} e, \quad q(He) = (4 \pm 2) \cdot 10^{-20} e.$$

в) Подвешивание сфероидов железа (содержащих до  $10^{18}$  нуклонов) в магнитной потенциальной яме позволяет обнаруживать заряд пробных тел, равный по величине 0,03 заряда протона <sup>13</sup>.

Поскольку заряд атома определяется формулой  $q(A) = Z\Delta q + (A - Z)q(n)$ , то, комбинируя данные для двух атомов с разным отношением  $Z/(A - Z)$ , можно найти  $q(n)$  и  $\Delta q$ :

$$\Delta q = (-8,5 \pm 27) \cdot 10^{-18} e, \quad q(n) = (6,1 \pm 2,0) \cdot 10^{-18} e$$

для методики а),

$$\Delta q = (-8 \pm 5) \cdot 10^{-20} e, \quad q(n) = (7 \pm 6) \cdot 10^{-20} e$$

для методики б).

Более сильные ограничения на  $\Delta q$  и  $q(n)$  можно получить из этих опытов, если предположить, что  $\Delta q = q(n)$ . Это соотношение следует из закона сохранения электрического заряда в  $\beta$ -распаде нейтрона ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ) и предположения о нейтральности нейтрино. Из приведенных выше результатов, полученных разными методиками, вытекает тогда ( $\Delta q = q(n) = q(A)/A$ )

$$\Delta q = (1,0 \pm 4,2) \cdot 10^{-19} e \quad (\text{из а}),$$

$$\Delta q = (2,1 \pm 2,1) \cdot 10^{-19} e \quad (\text{из б}),$$

$$\Delta q = 2,8 \cdot 10^{-19} e \quad (\text{из в}).$$

Необходимо отметить, что эти оценки получены в предположении, что заряды частиц не изменяются при объединении их в атомы и ядра.

Эти же опыты с большой точностью доказывают независимость электрического заряда частиц от их скорости<sup>10</sup>. Такая независимость вытекает из инвариантности уравнений Максвелла относительно преобразований Лоренца. Если бы зависимость от скорости существовала (например, зависимость типа  $q = q_0 (1 + a\beta^2)$ , где  $\beta = v/c$ ,  $v$  — скорость частицы), то заряды электронов были бы разными на различных атомных оболочках. Результирующий заряд атомов с большим  $z$  можно было бы приписать зависимости заряда  $K$ -электронов от скорости (скорость  $K$ -электронов равна приблизительно  $\alpha Zc$  и достигает для  $Ag$   $0,13 c$ ). Тогда из величины  $q (Ag) = (4 \pm 4) \cdot 10^{-20} e$  ( $Z = 18$ ) следовала бы оценка  $a < 10^{-18}$ .

В опытах с молекулярными пучками не наблюдался сколько-нибудь заметный разброс в величине отклонения различных частиц после прохождения их через сильное однородное электрическое поле. Это позволяет получить ограничения на возможное распределение зарядов в различных молекулах пучка. Такое распределение могло бы вызываться разными электрическими зарядами у разных электронов (нетождественность электронов). Предполагая, что заряды различных электронов (или протонов) обладают нормальным распределением около центрального значения, из данных опыта можно получить для верхнего значения ширины этого распределения очень малую величину порядка  $8 \cdot 10^{-15} e$ . Это противоречит гипотезе о существовании распределения зарядов для электронов и протонов<sup>12</sup>.

#### 4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЗАРЯДЫ И МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ЭЛЕКТРОНА, ПРОТОНА И МЮОНА

В то время как нейтральность нейтрона, а также равенство абсолютных значений зарядов электрона и протона проверены с очень большой точностью, сами величины электрического заряда протона, электрона, мюона и других заряженных частиц определены с гораздо меньшей точностью.

Для прецизионного определения величины зарядов элементарных частиц привлекаются данные о магнитных моментах элементарных частиц<sup>14</sup>. Поясним это на следующем примере. Известно, что для протона можно независимо измерить гиромагнитное отношение  $\gamma_p = 2\mu_p/\hbar$  ( $\mu_p$  — магнитный момент протона) и магнитный момент протона в боровских магнетонах  $\mu_p/\mu_B$  ( $\mu_B = eh/2m_e c$ ). Тогда заряд определяется из отношения этих величин:

$$\frac{e}{m_e c} = \frac{\gamma_p}{\mu_p/\mu_B}.$$

Скорость света измерена в настоящее время с колоссальной точностью<sup>15</sup>:  $c = (299\,792\,456,2 \pm 1,1) \text{ м/сек}$ . Масса же электрона может быть найдена из постоянной Ридберга  $R_\infty$  (для бесконечно тяжелого ядра), которая также хорошо определена с помощью спектрометрических измерений

$$R_\infty = \frac{m_e e^4}{4\pi\hbar^3 c} = \frac{\alpha^2 m_e c}{4\pi\hbar}, \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c}.$$

(В формуле для  $R_\infty$  мы положили  $q(p) = |q(e^-)| = e$ , что, как уже отмечалось выше, очень точно проверено в опытах по измерению величины электрического заряда атома водорода.)

Комбинируя эти величины, получим уравнение, связывающее  $\alpha$  и  $e$ :

$$\frac{\alpha^3}{e} = \frac{4\pi R_\infty}{c} \frac{\gamma_p}{\mu_p/\mu_B}.$$

Еще одно уравнение для  $\alpha$  и  $e$  может быть получено, если привлечь величину  $2e/\hbar$ , измеряемую с большой точностью в опыте, который исполь-



зует эффект Джозефсона:

$$\frac{\alpha}{e} = \frac{\pi}{c} \cdot \frac{2e}{h}.$$

Из этих двух уравнений можно определить две фундаментальные физические константы: постоянную тонкой структуры  $\alpha$  и величину электрического заряда электрона  $e$ .

Заметим, что магнитный момент протона может быть использован для определения с большой точностью еще одной важной физической величины, а именно, постоянной Фарадея:

$$F = \frac{M_p^* \gamma_p}{\mu_p / \mu_N} c,$$

где  $\mu_N$  — ядерный магнетон,  $M_p^*$  — масса протона в атомных единицах массы (определяемая с помощью масс-спектрометрических измерений). В свою очередь постоянная Фарадея позволяет найти (при известной величине  $e$ ) важную атомную константу — число Авогадро  $N$ :

$$eN = F.$$

Приведем результаты наиболее точных измерений магнитных моментов электрона и протона, которые используются для определения величин  $e$  и  $\alpha$ .

а) Э л е к т р о н. Измерение магнитного момента электрона основано на определении разности частоты  $\omega_s$  прецессии спина электрона в постоянном магнитном поле  $B$  ( $\hbar\omega_s = 2\mu_e B$ ) и циклотронной частоты  $\omega_c$  обращения электрона в том же магнитном поле ( $\omega_c = eB/m_e c$  для нерелятивистского электрона). Эта разность пропорциональна величине аномального магнитного момента электрона  $a_e$ ,  $\mu_e/\mu_B = 1 + a_e = g_e/2$ ,  $g_e$  —  $g$ -фактор электрона,

$$\frac{\omega_s - \omega_c}{\omega_c} = \frac{\mu_e}{e\hbar/2m_e c} - 1 = \frac{\mu_e}{\mu_B} - 1 = a_e = \frac{g_e}{2} - 1 = \frac{g_e - 2}{2}$$

(поэтому эксперимент по измерению разности частот  $\omega_s$  и  $\omega_c$  называют « $g-2$ »-опытом). Наиболее точным является следующий результат <sup>14</sup>:

$$\frac{\mu_e}{\mu_B} = 1,001\,159\,657\,7(35) \quad (3,5 \cdot 10^{-7}\%),$$

число в скобках представляет собой погрешность к последним двум знакам.

Достигнутая точность в измерении магнитного момента электрона позволяет осуществить проверку электродинамических расчетов аномального магнитного момента электрона вплоть до шестого порядка теории возмущений

$$a_e = 0,5 \frac{\alpha}{\pi} - 0,328\,48 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + (1,49 \pm 0,20) \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3.$$

При  $\alpha^{-1} = 137,03608$  получим отсюда  $a_e = 0,001\,159\,655\,4(33)$ , что хорошо согласуется с экспериментальным значением  $a_e$ .

б) П р о т о н. Магнитный момент протона в ядерных магнетонах,  $\mu_p/\mu_N$ , определяется измерением отношения частоты прецессии спина протона и циклотронной частоты (в одном и том же магнитном поле). Наиболее точным является следующий результат <sup>16</sup>:

$$\frac{\mu_p'}{\mu_N} = 2,792\,774\,5(12) \quad (4,3 \cdot 10^{-5}\%),$$

где  $\mu_p'$  — магнитный момент протона, связанного в молекуле  $H_2O$ .

Измерение гироманнитного отношения протона  $\gamma_p$  выполнено с меньшей точностью. По определению величина  $\gamma_p$  равна отношению угловой частоты прецессии спина протона в магнитном поле к величине напряженности поля:  $\gamma_p = \frac{\omega_p}{B} = 2\mu_p/\hbar$ . Поэтому измерение гироманнитного отношения требует измерения напряженности магнитного поля. Напряженность поля  $B$  определяется в этих опытах двумя различными способами в зависимости от величины поля — метод слабого и метод сильного магнитного полей. Наилучшая оценка  $\gamma_p$  получена в методе слабого поля. Результат, взвешенный по измерениям в различных странах на различной аппаратуре разными исследователями, таков:

$$\gamma_p' = 2,675 \cdot 120 (10) \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1} \text{ тл}^{-1} \quad (3,9 \cdot 10^{-4}\%).$$

Отметим, что измерение отношения магнитных моментов может быть выполнено с более высокой степенью точности, так как при этом не требуется измерения величины магнитного поля (измеряется только отношение частот соответствующих резонансов). Так, измеренное отношение частот переворачивания спинов электрона и протона в атоме водорода, помещенном в магнитное поле, позволяет найти отношение  $g$ -факторов электрона и протона в связанном состоянии <sup>14</sup>:

$$\frac{g_e(H)}{g_p(H)} = 658,210\,705 (6) \quad (9,0 \cdot 10^{-7}\%).$$

После введения разнообразных поправок (радиационных, релятивистских) можно найти отношение  $g$ -факторов для свободных частиц

$$\frac{g_e}{g_p} = 658,210\,687 (6) \quad (9 \cdot 10^{-7}\%),$$

или, что то же самое, отношение магнитных моментов

$$\frac{\mu_p}{\mu_e} = 0,001\,519\,270\,379 (13) \quad (9 \cdot 10^{-7}\%).$$

Комбинируя это значение с приведенной выше величиной  $\mu_e/\mu_B$ , получим величину магнитного момента протона в боровских магнетонах:

$$\frac{\mu_p}{\mu_B} = 0,001\,521\,032\,213 (15) \quad (9,7 \cdot 10^{-7}\%).$$

Отношение величин  $\mu_p/\mu_N$  и  $\mu_p/\mu_e$  позволяет с очень хорошей точностью найти отношение масс протона и электрона

$$\frac{M_p}{m_e} = \frac{\mu_p/\mu_N}{\mu_p/\mu_B} = 1836,151\,8 (8) \quad (4,3 \cdot 10^{-5}\%),$$

важное при вычислении  $R_\infty$  из спектроскопических данных для атома водорода.

в) О т н о ш е н и е м а г н и т н ы х м о м е н т о в м ю н а и п р о т о н а. Оно может быть определено с хорошей точностью сравнением частот прецессии спинов мюона и протона в одном и том же магнитном поле. Частота прецессии спина мюона определяется по продуктам его распада: характерное угловое распределение конечных электронов  $(1 + a \cos \theta)$  вращается вместе с мюонным спином с частотой  $\omega_s = \mu_\mu \cdot 2B/\hbar$ ,  $\mu_\mu$  — магнитный момент мюона. Частота прецессии спина протона определяется стандартным методом протонного магнитного резонанса.

Полученное значение  $\mu_\mu/\mu_p = 3,183\,346\,7 (82) \quad (2,6 \cdot 10^{-4}\%)$  <sup>17</sup> можно использовать для независимого определения постоянной тонкой структуры. Для этого необходимо привлечь величину сверхтонкого расщепления

мюония  $\nu_\mu$ , которая связана с  $\alpha$  и  $\mu_\mu$  соотношением

$$\nu_\mu = \frac{16}{3} \alpha^2 R_\infty c \frac{\mu_\mu}{\mu_p} \frac{\mu_p}{\mu_B} \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu}\right)^{-3} (1 + \delta_M) (1 + \delta_R),$$

где  $\delta_M$  — поправка на отдачу ядра,  $\delta_R$  — радиационная поправка, которая может быть рассчитана методами квантовой электродинамики. Привлекая для  $\nu_\mu$  усредненное значение частоты, равное  $4463,3023$  (35) *Мгц*, и величины  $\mu_\mu/\mu_p$ ,  $\mu_p/\mu_B$ , получим  $\alpha^{-1} = 137,03632$  (19) ( $1,4 \cdot 10^{-4}\%$ ). Это значение  $\alpha^{-1}$  не противоречит «рекомендованному» значению  $\alpha^{-1} = 137,036\,02$  (21) ( $1,5 \cdot 10^{-4}\%$ )<sup>14</sup>, найденному из анализа целой группы величины, измеряемых с большой точностью. Отметим, что предварительный анализ всех имеющихся в настоящее время данных относительно  $\alpha$  (с учетом нового значения  $\mu_p/\mu_N$ <sup>16</sup>) привел к значению

$$\alpha^{-1} = 137,035\,95$$
 (34) ( $2,5 \cdot 10^{-4}\%$ ),

совпадающему в пределах ошибок с «рекомендованным» значением  $\alpha^{-1}$ . Этот же анализ (с привлечением данных относительно магнитных моментов электрона и мюона) позволяет получить для заряда протона или электрона следующее значение<sup>14</sup>:

$$e = 4,803\,249$$
 (17)  $\cdot 10^{-10}$  CGSE.

Заметим, что достигнутая точность в определении  $e$  (порядка  $3,5 \cdot 10^{-4}\%$ ) существенно уступает точности установления равенства абсолютных величин зарядов протона и электрона.

В заключение этого раздела остановимся на определении электрического заряда мюона<sup>18</sup>. Если измерить независимо магнитный момент мюона  $\mu_\mu$  и его гиромагнитное отношение  $g_\mu$ , то из соотношения

$$\mu_\mu = g_\mu \frac{q(\mu) \hbar}{m_\mu c}$$

можно определить, зная массу мюона, величину его электрического заряда. (Мы отмечали выше, что скорость света измерена с очень хорошей точностью, постоянная Планка известна с точностью  $\approx 10^{-4}\%$ .)

Магнитный момент мюона может быть найден из измерения отношения частот прецессии спинов электрона и мюона в мюонии:

$$\frac{\mu_e}{\mu_N} = 206,767\,36$$
 (80) ( $3,8 \cdot 10^{-4}\%$ ).

В свою очередь аномальный магнитный момент мюона  $a_\mu$  или, что то же самое, гиромагнитное отношение для мюона,  $a_\mu = (g_\mu/2) - 1$ , определяется измерением разности частоты прецессии спина мюона и циклотронной частоты в одном и том же магнитном поле. Наиболее точное значение для  $a_\mu$ , полученное в ЦЕРНе с помощью мюонного накопительного кольца, равно после усреднения результатов для мюонов разных знаков<sup>19</sup>

$$a_\mu = (116\,616 \pm 31) \cdot 10^{-8}.$$

Квантовоэлектродинамический расчет, основанный на суммировании соответствующих диаграмм Фейнмана вплоть до шестого порядка теории возмущений, дает

$$a_\mu = 0,5 \frac{\alpha}{\pi} + 0,76578 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + (21,1 \pm 1,1) \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3,$$

откуда при  $\alpha^{-1} = 137,03608$  получаем  $a_\mu = (116\,588,9 \pm 1,7) \cdot 10^{-8}$  после учета адронных ( $6,8 \cdot 10^{-8}$ ) и слабых ( $0,2 \cdot 10^{-8}$ ) вкладов (в приведенной формуле предполагалось равенство зарядов электрона и мюона).

Еще одно уравнение, связывающее заряд и массу мюона, можно получить, используя данные относительно энергетических уровней  $\mu$ -мезоатомов. В пренебрежении релятивистскими поправками эти уровни описываются формулой

$$E_n = -\frac{e^2 q^2 (\mu) Z^2 m_\mu}{2n^2 \hbar^2}.$$

Комбинируя величины  $(g_\mu - 2)$ ,  $\mu_\mu$  и  $E_n$  (при известных константах  $\hbar$  и  $c$ ), получим

$$\frac{g(\mu^-)}{g(e^-)} = 1 \pm 10^{-5}.$$

Если считать заряды электрона, протона и мюона одинаковыми (по абсолютной величине), то измеренные значения  $\mu_\mu/\mu_e$  и  $\mu_\mu/\mu_p$  позволяют найти наиболее точное значение для массы мюона:

$$\frac{m_\mu}{m_e} = \frac{\mu_e}{\mu_\mu} \frac{1+a_\mu}{1+a_e}, \quad \frac{m_\mu}{m_e} = \frac{\mu_p}{\mu_\mu} \frac{\mu_e}{\mu_p} \frac{1+a_\mu}{1+a_e}.$$

Наиболее точный результат возникает при подстановке во вторую формулу отношений соответствующих магнитных моментов

$$\frac{m_\mu}{m_e} = 206,7682(5),$$

что дает  $m_\mu = 105,6594(4) \text{ Мэв}$ , если использовать значение  $m_e = 0,5110041(16) \text{ Мэв}$ . Таким образом, масса мюона известна с точностью 400 эв.

Заметим, что знание массы мюона с большой степенью точности необходимо для разных физических приложений; так, сравнение квантовоэлектродинамических расчетов с экспериментальными данными об энергетических уровнях  $\mu$ -мезоатомов требует знания массы мюона.

## 5. ОЦЕНКА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ НЕЙТРИНО И ФОТОНА

а) Электронное нейтрино. Если предположить, что  $\Delta q \equiv |q(p) + q(e^-)| = q(n)$ , то, как следует из закона сохранения электрического заряда в  $\beta$ -распаде нейтрона,  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ , электрический заряд электронного нейтрино  $q(\bar{\nu}_e)$  должен быть равен нулю.

Наилучшая оценка для величины  $q(\bar{\nu}_e)$  следует из обсуждавшихся выше опытов по измерению величин  $q(n)$  и  $\Delta q$ :

$$|q(\bar{\nu}_e)| < 10^{-10} e.$$

Можно получить оценку для  $q(\bar{\nu}_e)$ , не используя закона сохранения электрического заряда, а привлекая только свойство заряда как константы взаимодействия. Дело в том, что нейтрино с отличным от нуля электрическим зарядом должно упруго рассеиваться на электронах. Из имеющихся в настоящее время данных для верхней границы сечения упругого рассеяния реакторных нейтрино  $^{20} \sigma(\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-) < 6 \cdot 10^{-47} \text{ см}^2$  (энергия рассеянных электронов была в интервале 3,5-5 Мэв) можно получить оценку

$$|q(\bar{\nu}_e)| < 3 \cdot 10^{-10} e.$$

Еще одну оценку для  $q(\bar{\nu}_e)$  (как константы электромагнитного взаимодействия) можно получить также из астрофизических данных. Вследствие слабого взаимодействия нейтрино с веществом вылет нейтрино обуславливает энергетические потери центральных областей звезд: родившись в центре звезды, нейтрино беспрепятственно ее покидают, унося с собой

энергию. Если бы заряд нейтрино  $q(\nu_e)$  был отличен от нуля, то возможным механизмом образования нейтрино в центральных областях звезд могла бы быть реакция превращения  $\gamma$ -кванта в нейтрино-антинейтринную пару,  $\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ . Для реальных фотонов такой процесс запрещен законом сохранения 4-импульса (для нейтрино со сколь угодно малой, но отличной от нуля массой). Однако поперечные электромагнитные волны в звездной плазме можно рассматривать как фотоны с отличной от нуля массой  $m_p = \hbar\omega_p/c^2$ , где  $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}$  — плазменная частота и  $n_e$  — электронная плотность. Такие волны, как плазмоны (их частота  $\omega_p$  связана с волновым вектором  $\mathbf{k}$  соотношением  $\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2$ ), могут распадаться на нейтрино-антинейтринную пару при условии, что масса нейтрино удовлетворяет неравенству  $2m_\nu < m_p$ . (Плотность электронов в центральной части Солнца, согласно существующим моделям, достигает величины  $n_e \approx 10^{26} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует  $m_p = 400 \text{ эв}$ , тогда как  $m(\nu_e) < 60 \text{ эв}$ ,  $m(\nu_\mu) < 1,2 \text{ Мэв}$ ).

В оптическом диапазоне энергии, излучаемая Солнцем, составляет  $2 \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}$ . Интенсивность нейтринного излучения не должна превышать

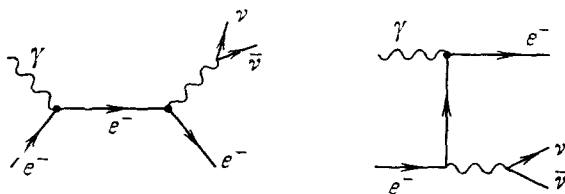


Рис. 1.

фотонную светимость более чем на порядок (в противном случае существенно уменьшилось бы время существования Солнца на главной звездной последовательности). Это ограничение позволяет получить оценку  $q(\nu) < 10^{-13} e$ <sup>21</sup>. Таким способом в настоящее время получена наилучшая оценка для возможного заряда электронного нейтрино. Так как в этой оценке не используется закон сохранения электрического заряда в элементарных процессах, то ее можно рассматривать также как верхний предел возможного несохранения электрического заряда в процессе  $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$ .

Если масса мюонного нейтрино равна нулю, то полученная оценка справедлива и для электрического заряда мюонного нейтрино. В этом случае найденная оценка может служить показателем равенства электрических зарядов мюона и электрона. Это следует из закона сохранения электрического заряда в распаде  $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ .

Если вместо светимости центральной части Солнца использовать суммарную светимость Солнца, отнесенную к единице массы  $L_\nu/M_\odot = 2 \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}$ , то в предположении  $m_\nu = 0$  получим оценку

$$|q(\nu_e)| < 2 \cdot 10^{-14} e.$$

Если  $2m_\nu > m_p$ , то оценка для  $q(\nu)$  может быть получена из расчета нейтринной светимости Солнца, обусловленной процессом  $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$ . На рис. 1 представлены диаграммы Фейнмана, описывающие электромагнитный механизм этого процесса, который возникает за счет электрического заряда нейтрино. Отсюда можно получить<sup>22</sup>

$$\begin{aligned} |q(\nu)| &< 6,9 \cdot 10^{-12} e \quad \text{для } m_\nu = 1 \text{ кэв}, \\ |q(\nu)| &< 6,5 \cdot 10^{-3} e \quad \text{для } m_\nu = 10 \text{ кэв}. \end{aligned}$$

При  $m_\nu = 0$  вклад фотообразования нейтринных пар в нейтринную светимость Солнца пренебрежимо мал по сравнению с вкладом аннигиляции плазмонов на нейтринно-антинейтринные пары.

Обсудим еще возможность определения знака электрического заряда электронного нейтрино. Рассмотрим для этого  $\bar{\nu}_e e$ -рассеяние и учтем вклад двух механизмов: слабого четырехфермионного и электромагнитного (рис. 2). Вклад в дифференциальное сечение  $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния, обусловленный

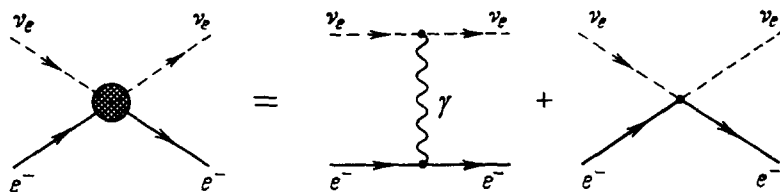


Рис. 2.

интерференцией слабого и электромагнитного слагаемых, зависит от относительного знака  $q(\nu)$  и константы слабого взаимодействия  $G$ . Используя результат опыта Рейнса, можно показать, что <sup>23</sup>

$$-3,1 \cdot 10^{-10} e < q(\nu) < 2,7 \cdot 10^{-10} e,$$

если считать константу  $G$  положительной.

б) М ю о н н о е н е й т р и н о. Разъясним теперь возможный способ определения электрического заряда мюонного нейтрино, не использующий

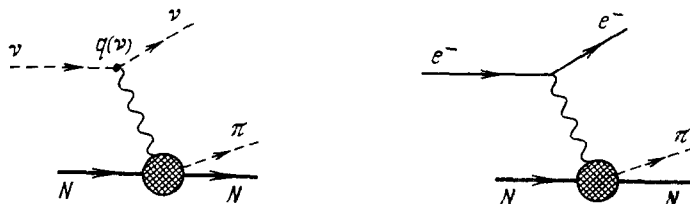


Рис. 3.

знания массы этой частицы. Воспользуемся снова тем обстоятельством, что мюонное нейтрино с отличным от нуля электрическим зарядом может участвовать в электромагнитных взаимодействиях. Например, нейтрино больших энергий может рождать  $\pi$ -мезоны при взаимодействии с нуклонами за счет электромагнитных взаимодействий

$$\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p + \pi^0, \quad \nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + n + \pi^+.$$

На рис. 3 представлена общая структура диаграммы Фейнмана для этих процессов, а также процессов  $e^- + N \rightarrow e^- + N + \pi$  в однофотонном приближении.

Очевидно, что в одинаковых кинематических условиях отношение сечений процессов  $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + N + \pi$ ,  $e^- + N \rightarrow e^- + N + \pi$  определяется отношением электрических зарядов нейтрино и электрона. Согласно результатам нейтринных опытов <sup>24</sup> имеем

$$\frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu N \pi^0)}{\sigma(e^- N \rightarrow e^- N \pi)} = \left[ \frac{q(\nu_\mu)}{e} \right]^2 < \frac{10^{-39} \text{ см}^2}{10^{-30} \text{ см}^2} = 10^{-9},$$

откуда

$$q(\nu_\mu) < 3 \cdot 10^{-5} e,$$

что существенно хуже астрофизической оценки.

в)  $\gamma$ -к в а н т. Приведем теперь существующие оценки возможного электрического заряда  $\gamma$ -кванта.

Напомним, что закон сохранения электрического заряда в элементарных процессах требует, чтобы заряд  $\gamma$ -кванта в точности равнялся нулю (независимо от относительной величины зарядов других частиц).

Идея одного из опытов по определению электрического заряда  $\gamma$ -кванта заключается в следующем. Представим себе, что железный сфероид, подвешенный в магнитном поле, облучается интенсивным вольфрамовым источником. Тогда «заряженные» фотоны, поглощаясь сфероидом, должны передавать ему свой заряд. В опыте использовалась чувствительная установка, которая могла зафиксировать суммарное изменение заряда, превышающее величину  $0,06 e$ . Однако был получен отрицательный результат. Отсюда можно получить для электрического заряда  $\gamma$ -кванта (с энергией  $2 \text{ эв}$ ) оценку <sup>13</sup>

$$q(\gamma) < 10^{-16} e.$$

Опыт <sup>25</sup>, основанный на эффекте Мессбауэра, привел к следующему верхнему пределу (энергия  $\gamma$ -квантов составляла  $14,4 \text{ кэв}$ ) для заряда  $\gamma$ -кванта:  $|q(\gamma)| < 10^{-15} e$ . Фотоны, образующиеся при распаде ядер  $\text{Fe}^{57}$ , пересекали в этом опыте область с электрическим полем напряженностью  $20\,000$  вольт.  $\gamma$ -кванты с отличным от нуля зарядом приобретали бы дополнительную энергию при взаимодействии  $q(\gamma)$  с электрическим полем, которая могла бы быть измерена по изменению условий резонансного поглощения. Эти пределы можно рассматривать как меру возможного несохранения заряда в процессах  $p + p \rightarrow p + p + \gamma$ ,  $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ ,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и т. д.

Подводя итоги, можно сказать, что нейтральность  $\Lambda^-$ ,  $\Sigma^0$ - и  $\Xi^0$ -гиперонов, а также равенство зарядов  $\pi^{+-}$ ,  $K^+$ -мезонов и протона установлена в настоящее время с очень высокой степенью точности, а именно, с точностью до заряда нейтрона (если справедлив закон сохранения электрического заряда в элементарных процессах). С большой точностью проверено также равенство абсолютных значений электрических зарядов протона и электрона. Можно считать, что астрофизические оценки доказывают нейтральность электронного нейтрино. С меньшей точностью проверены равенство зарядов электрона и мюона и нейтральность мюонного нейтрино.

## 6. МОНОПОЛЬ ДИРАКА И КВАНТОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА

Единственное известное сейчас, если можно так выразиться, объяснение квантования электрического заряда принадлежит Дираку <sup>26</sup>, который показал, что если бы в природе существовал хотя бы один магнитный заряд, то это приводило бы с необходимостью к квантованию электрического заряда всех заряженных частиц: именно, если бы существовал магнитный заряд  $e_m$ , то возможные значения электрического заряда  $q_n$  определялись бы формулой

$$q_n = \frac{\hbar c}{e_m} \frac{n}{2},$$

где  $n$  — целое число (положительное или отрицательное, включая нуль). Это соотношение служит обычно для оценки по известному значению  $e$  минимальной величины магнитного заряда  $e_m$ : при  $n = 1$   $e_m = e/2\alpha \approx 68,5 e$ , т. е. элементарный магнитный заряд  $e_m$  (монополь Дирака) существенно больше элементарного электрического заряда.

Чтобы разъяснить квантование заряда, найдем магнитное поле  $\mathbf{B}$ , создаваемое магнитным зарядом  $g$ . Используя закон Гаусса

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = -4\pi g \delta(\mathbf{r})$$

(монополю находится в начале координат), получим

$$\mathbf{B} = g \frac{\mathbf{r}}{r^3}.$$

Определим далее векторный потенциал  $\mathbf{A}$ , соответствующий полю  $\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$ . Решение этой задачи, очевидно, неоднозначно, но существенно, что все решения сингулярны. Например, простейшее решение

$$\mathbf{A} = \frac{g}{2r} \frac{[\mathbf{n}, \mathbf{r}]}{r - (\mathbf{n}\mathbf{r})},$$

где  $\mathbf{n}$  — произвольный единичный вектор, сингулярно при  $r = (\mathbf{n}\mathbf{r})$ , т. е. вдоль «нити»  $\mathbf{n}$ . Соответственно сингулярно и поле, отвечающее  $\mathbf{A}$ :

$$\mathbf{B} = g \frac{\mathbf{r}}{r^3} + 4g\mathbf{n}\theta(\mathbf{n}\mathbf{r})\delta[r^2 - (\mathbf{n}\mathbf{r})^2].$$

«Физический» смысл в этом выражении имеет, очевидно, только первое слагаемое, второе же слагаемое дает магнитное поле, отличное от нуля на полуоси, начинающейся из магнитного монополя и уходящей в бесконечность вдоль  $\mathbf{n}$ .

Можно выбрать векторный потенциал в более симметричном виде (см. <sup>27</sup>)

$$\mathbf{A} = \frac{g}{2r} \left( \frac{[\mathbf{n}, \mathbf{r}]}{r - (\mathbf{n}\mathbf{r})} - \frac{[\mathbf{n}, \mathbf{r}]}{r + (\mathbf{n}\mathbf{r})} \right).$$

Это выражение также приводит к сингулярности поля (вдоль двух нитей  $\mathbf{n}$  и  $-\mathbf{n}$ ), но имеет то преимущество перед выражением для потенциала с сингулярностью вдоль одной нити, что оно правильно учитывает свойство симметрии электромагнитного поля относительно пространственных отражений (такой потенциал не нарушает геометрической эквивалентности вращения на угол  $2\pi$  относительно произвольной оси с тождественным преобразованием).

Покажем теперь, как возникает квантование электрического заряда <sup>28</sup>. Рассмотрим для этого частицу с электрическим зарядом  $q$ , находящуюся в поле неподвижного монополя, и построим для нее оператор углового момента

$$\mathbf{J} = \left[ \mathbf{r}, \left( \mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right) \right] + \frac{eq}{c} \frac{\mathbf{r}}{r},$$

Последнее слагаемое введено здесь для того, чтобы компоненты момента  $\mathbf{J}$  удовлетворяли обычным перестановочным соотношениям

$$[J_i, J_k] = i\varepsilon_{ikl}J_l.$$

Собственные значения оператора  $(\mathbf{J}\mathbf{r})/r$  должны быть, очевидно, кратными величине  $\hbar$ , откуда легко получить соотношение

$$\frac{qng}{c} = n\hbar,$$

где  $n$  — целое число, положительное или отрицательное, включая нуль. (Это соотношение переходит в соотношение Дирака, если заменить  $n$  на  $n/2$ .)

Тем не менее замкнутой и непротиворечивой теории монополя в настоящее время не существует. Одной из трудностей на пути создания такой теории является отсутствие лагранжиана, описывающего взаимодействие



поля монополя со стандартным электромагнитным полем, а также взаимодействие поля электрона с токами монополей. Теория взаимодействия монополя с веществом важна для однозначной интерпретации опытов по поиску монополей. Обычно предполагается, что монополи можно извлечь из вещества сильными магнитными полями. К настоящему времени монополь не обнаружен. Наилучшая верхняя оценка для сечения  $\sigma_m$  рождения пары монополей с массой, меньшей  $5 G\epsilon$ , получена на серпуховском ускорителе<sup>29</sup>:  $\sigma_m < 10^{-43} \text{ см}^2$  — в предположении, что монополи свободны на больших расстояниях от точки рождения. Поток монополей в космических лучах не превышает  $8,4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ <sup>30</sup> — эта оценка также зависит от предположений относительно взаимодействия монополя с веществом.

## 7. ОЦЕНКА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЬНЫХ МОМЕНТОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Опыты по рассеянию электронов адронами показывают, что адроны имеют сложную электромагнитную структуру и не могут рассматриваться как точечные образования. Это означает, что адроны следует характеризовать некоторыми электромагнитными формфакторами, зависящими от квадрата 4-импульса, передаваемого адрону в процессе рассеяния электроном (или другим лептоном). Электрический заряд и магнитный момент частиц, о которых мы говорили выше, представляют собой значения электромагнитных формфакторов при нулевом переданном импульсе.

В связи с электромагнитной структурой элементарных частиц может возникнуть вопрос, не обладают ли элементарные частицы электрическим дипольным моментом.

Следует, однако, иметь в виду, что существование электрического дипольного момента у элементарных частиц связано с несохранением пространственной четности. Дело в том, что из-за  $P$ -нечетности оператора дипольного момента диагональный матричный элемент его обращается в нуль для состояний с определенной пространственной четностью. Поскольку  $P$ -четность не сохраняется в слабых взаимодействиях, можно было бы думать, что слабые взаимодействия могут приводить к появлению электрического дипольного момента у частиц. В самом деле, несохранение  $P$ -четности в  $\beta$ -распаде нейтрона, например, обуславливает асимметрию углового распределения электронов, образующихся при распаде поляризованных нейтронов: электроны преимущественно вылетают по спину нейтрона. Если подобная асимметрия будет иметь место и для виртуальных распадов, то асимметрия облака виртуальных электронов должна немедленно приводить к отличному от нуля дипольному моменту.

Легко, однако, видеть, что существование дипольного момента (по крайней мере, для стабильных частиц) несовместимо с требованием  $T$ -инвариантности<sup>31</sup>. Действительно, электрический дипольный момент  $\mathbf{d}$  незаряженных частиц должен проявляться при взаимодействии с постоянным электрическим полем  $\mathbf{E}$ , причем гамильтониан взаимодействия должен определяться формулой

$$\mathcal{H}_d = -(\mathbf{d}\mathbf{E}).$$

Для покоящейся элементарной частицы, характеризуемой определенным значением спина, дипольный момент может быть направлен только вдоль вектора спина частицы (из-за отсутствия других векторов для элементарной покоящейся частицы). Возникающее при этом взаимодействие  $\mathcal{H}_d \approx (\mathbf{s}\mathbf{E})$  меняет свой знак при отражении времени (вектор  $\mathbf{E}$  не меняет знака, тогда как вектор спина  $\mathbf{s}$  меняет знак при временном отражении). Поэтому отличный от нуля электрический дипольный момент может возникнуть.

у стабильных элементарных частиц только из-за  $T$ -неинвариантных взаимодействий.

Отметим в этой связи, что в сильных и электромагнитных взаимодействиях частиц  $T$ -инвариантность проверена с большой степенью точности, и только в распадах  $K^0$ -мезонов обнаружены эффекты нарушения  $T$ -инвариантности (или, что то же самое, нарушения  $CP$ -инвариантности, если считать справедливой  $CPT$ -инвариантность).

Заметим, что существование для атома водорода эффекта Штарка, линейного по напряженности электрического поля (а следовательно, по определению отличного от нуля электрического дипольного момента для состояний с главным квантовым числом  $n$ , не равным нулю), связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, эти состояния (с определенными значениями параболических квантовых чисел<sup>32</sup>) являются суперпозицией состояний с различными значениями орбитального момента  $l$  (системы протон и электрон) и поэтому не имеют определенного значения пространственной четности. Во-вторых, эти состояния не обладают определенным спином и поэтому доказательство<sup>31</sup> здесь неприменимо. Для атома водорода из-за вырождения существует сохраняющийся вектор  $\mathbf{L} = [\mathbf{p}, \mathbf{r}] - \left(\frac{e^2}{m}\right)(\mathbf{r}/r)^{32}$ . Поэтому дипольный момент может быть направлен вдоль этого вектора, не меняющего знак при отражении времени, так что взаимодействие  $\mathbf{L}\mathbf{E}$  не нарушает  $T$ -инвариантность.

Несмотря на то, что молекулы с  $\Lambda$ -удвоением обладают определенным спином, электрический дипольный момент их тем не менее отличен от нуля. Причина заключается в том, что молекула, являясь составной частицей, характеризуется не только вектором спина, но и вектором  $\mathbf{n}$ , направленным по оси молекулы. Существование электрического дипольного момента, направленного вдоль  $\mathbf{n}$ , согласуется с требованием  $T$ -инвариантности. Малость энергии  $\Lambda$ -удвоения по сравнению с энергией штарковского расщепления (и энергией теплового движения молекул) приводит к смешиванию состояний с противоположной пространственной четностью, а, следовательно, к возможности появления дипольного момента.

В связи с гипотезой о существовании монополей необходимо отметить, что монополи с не равным нулю спином должны иметь электрический дипольный момент<sup>33</sup>, например, для монополя со спином  $1/2$

$$d_g = \frac{e\hbar}{2m_g c},$$

где  $m_g$  — масса монополя, причем для монополя с положительным магнитным зарядом направления спина и дипольного момента противоположны, а для отрицательно заряженных монополей эти направления совпадают. Отсюда следует, что если бы монополи существовали, то электродинамика не обладала бы свойством инвариантности относительно обращения времени<sup>34</sup>.

Поскольку для нестабильной частицы при обращении времени возникает особое состояние с экспоненциально растущей амплитудой, доказательство<sup>31</sup> не может быть использовано. И как следствие этого, можно показать<sup>35</sup>, что электрический дипольный момент нестабильных элементарных частиц может быть отличен от нуля.

Приведем теперь результаты экспериментов, поставленных с целью обнаружения дипольных электрических моментов элементарных частиц.

а) Нейтрон. Определение электрического дипольного момента нейтрона  $d_n$  сводится к обнаружению взаимодействия  $\mathcal{H}_d = -(\mathbf{d}_n \mathbf{E})$ . На опыте пучок тепловых нейтронов пропускался через однородные маг-

нитные и электрические поля, причем один раз поля были параллельны, а другой раз — антипараллельны. Измерения сдвига частоты ядерного магнитного резонанса при двух различных ориентациях полей позволило получить для  $d_n$  оценку <sup>36</sup>

$$d_n < 1 \cdot 10^{-23} \text{ е.см. (80 \%)}.$$

Существование электрического дипольного момента нейтрона должно приводить к дополнительному электромагнитному рассеянию нейтрона. Изучая рассеяние нейтронов, вектор поляризации которых лежит в плоскости рассеяния, можно исключить эффекты, обусловленные ядерным взаимодействием и взаимодействием магнитного момента движущегося нейтрона с кулоновским полем. Таким способом была получена оценка <sup>37</sup>

$$d_n = (2,4 \pm 3,9) \cdot 10^{-22} \text{ е.см.}$$

Полученные оценки для электрического дипольного момента нейтрона приблизительно на порядок ниже величин, предсказываемых различными моделями нарушения  $T$ -инвариантности в слабых и электромагнитных взаимодействиях. Поэтому найденные верхние границы для  $d_n$  представляют собой наиболее точные ограничения на величину возможного нарушения  $T$ -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях.

б) П р о т о н. Оценку электрического дипольного момента протона нельзя получить таким же способом, как для нейтрона, поскольку в сильном электрическом поле пучок протонов будет сильно отклоняться из-за отличного от нуля электрического заряда. Из-за экранировки энергия взаимодействия атома с внешним электромагнитным полем не содержит слагаемого, линейного по электрическому дипольному моменту протона  $d_p$  (даже при  $d_p \neq 0$ ) <sup>38</sup>. Дело в том, что в силу электрической нейтральности атома ядро и облако электронов находятся в электростатическом равновесии, удерживаемые электрическим притяжением. В постоянном электрическом поле такая нейтральная система не изменяет свою скорость. Это означает, что внешнее электрическое поле, действующее на ядро, в точности компенсируется средним полем поляризованного облака электронов. Таким образом, с помощью внешнего постоянного электрического поля нельзя обнаружить дипольный момент ядра, поскольку эффективное электрическое поле в точке нахождения ядра в точности равно нулю. Однако для ядер с неточечным распределением заряда это утверждение уже не имеет места <sup>39</sup>, и поэтому электрический дипольный момент протона, связанного в ядре, может быть обнаружен. Опыт с ядром  $Tl$  привел к результату <sup>40</sup>

$$d_p = (7 \pm 9) \cdot 10^{-21} \text{ е.см.},$$

что на пять порядков понизило границу для  $d_p$  ( $d_p < 3 \cdot 10^{-15} \text{ е.см.}$ ), найденную при изучении прецессии спина свободных протонов в магнитном поле <sup>41</sup>.

в) Э л е к т р о н. Наиболее точный метод определения электрического дипольного момента электрона  $d_e$  основан на измерении электрического дипольного момента  $d_a$  атомов щелочных металлов с последующим пересчетом полученной величины через  $d_e$ . Величина  $R = d_a/d_e$ , как показывает расчет <sup>42</sup>, растет с увеличением атомного номера щелочного элемента, достигая значения  $R=119$  для Cs. Измерения электрического дипольного момента нейтрального атома Cs проводились стандартной методикой: пучок нейтральных атомов пропускался через параллельные постоянные электрическое и магнитное поле. Возникающее при этом расщепление

энергетических уровней, зависящее от  $d_a$ , определялось методом ядерного магнитного резонанса. В результате было найдено <sup>43</sup>

$$d_{Cs} < 3 \cdot 10^{-21} \text{ е.см.}, \quad d_e < 2,5 \cdot 10^{-23} \text{ е.см.}$$

Другие способы определения  $d_e$  обладают существенно меньшей точностью.

Так, из анализа степени согласия предсказаний квантовой электродинамики с экспериментальными данными по лэмбовскому сдвигу получена следующая оценка для электрического дипольного момента электрона <sup>44</sup>:  $|d_e| < 1,2 \cdot 10^{-14} \text{ е.см.}$  Отсутствие атомных переходов с несохранением пространственной четности позволяет получить <sup>45</sup>:  $|d_e| \leq 6 \times 10^{-13} \text{ е.см.}$

Электрический дипольный момент электрона должен приводить к дополнительному вкладу в сечение электромагнитного рассеяния электронов ядрами. Наиболее просто этот вклад можно выделить из сечения рассеяния электронов бесспиновым ядром. Из данных относительно рассеяния электронов на  $\text{He}^4$  получено

$$|d_e(q^2)| \leq 6 \cdot 10^{-15} \text{ е.см.}, \quad q^2 = (1,25)^2 - (2,25)^2 \text{ fm}^{-2} \text{ }^{46},$$

$$|d_e(q^2)| \leq 10^{-16} \text{ е.см.}, \quad q^2 = (0,44)^2 \text{ fm}^{-2} \text{ }^{47},$$

где  $q^2$  — квадрат переданного 4-импульса.

г)  $\Lambda$ -г и п е р о н. Наиболее подходящим способом оценить электрический дипольный момент нестабильных частиц является исследование прецессии спина частиц в однородном и постоянном электромагнитном поле. Если магнитный и дипольный моменты направлены по спину, то классическое уравнение прецессии спина (как и момента количества движения) имеет вид

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \frac{e}{2m} (\mu [\mathbf{s}, \mathbf{B}] + d [\mathbf{s}, \mathbf{E}]).$$

(Это же уравнение может быть получено из уравнения Дирака, описывающего движение частиц со спином  $1/2$  в электромагнитном поле, если учесть взаимодействие с аномальным магнитным и электрическим дипольными моментами. Уравнение можно обобщить релятивистски ковариантным образом на движущуюся частицу с произвольным спином <sup>48</sup>.)

Оценку для дипольного момента  $\Lambda$ -гиперона  $d_\Lambda$  можно получить из опытов, в которых изучалась прецессия спина  $\Lambda$ -гиперонов с отличным от нуля импульсом в магнитном поле  $\mathbf{B}$ . Если  $d_\Lambda \neq 0$ , то спин  $\Lambda$ -гиперона испытывает в магнитном поле две прецессии. Одна, обусловленная магнитным моментом  $\Lambda$ -гиперона, будет происходить вокруг направления магнитного поля, и другая, обусловленная электрическим дипольным моментом, — около направления электрического поля  $\mathbf{E}$ , величина которого для движущегося со скоростью  $\beta$   $\Lambda$ -гиперона определяется формулой  $\mathbf{E} = [\beta, \mathbf{B}]/\sqrt{1 - \beta^2}$ . Анализируя результаты измерения прецессии спина  $\Lambda$ -гиперона в магнитном поле, можно получить следующую оценку для  $d_\Lambda$  <sup>49</sup>:

$$d_\Lambda = (-5,9 \pm 2,9) \cdot 10^{-15} \text{ е.см.}$$

д)  $\mu$  о н. Для определения электрического дипольного момента  $d_\mu$  мюона пучок продольно поляризованных мюонов пропускался через постоянное магнитное поле и предпринималась попытка зарегистрировать прецессию спина мюона около оси  $[\beta, \mathbf{B}]$ . Отрицательный результат этого опыта позволил показать, что <sup>50</sup>

$$d_\mu = (0,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-17} \text{ е.см.}$$

е) Нейтрино. Для частицы со спином  $1/2$  взаимодействие ее электрического дипольного момента с внешним электромагнитным полем описывается следующим инвариантным выражением (в импульсном представлении):

$$d i \sigma_{\mu \nu} q_{\nu} \gamma_5 u \varepsilon_{\mu},$$

где  $\varepsilon_{\mu}$  — вектор поляризации и  $q$  — 4-импульс  $\gamma$ -кванта,  $u$  — биспинор, описывающий частицу со спином  $1/2$ . Отсюда прежде всего видно, что взаимодействие дипольного момента с электромагнитным полем нарушает порознь и  $P$ - и  $T$ -инвариантность. В нерелятивистском пределе ( $q \rightarrow 0$ ) приведенное инвариантное выражение переходит в стандартную формулу —  $d \langle \sigma \rangle \cdot E$ , где  $\langle \sigma \rangle$  — среднее значение спина частицы в состоянии покоя.

Используя инвариантное выражение для взаимодействия, можно рассчитать сечения различных процессов электромагнитного рассеяния нейтрино. Имеющиеся верхние оценки для сечений процессов  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$ ,  $\nu_{\mu} + e^- \rightarrow \nu_{\mu} + e^-$  позволяют показать<sup>23</sup>, что

$$|d(\nu_e)| < 4 \cdot 10^{-21} \text{ е.см.}, \quad |d(\nu_{\mu})| < 2 \cdot 10^{-14} \text{ е.см.}$$

Оценка электрических дипольных моментов нейтрино (с нулевой массой), следующая из астрофизических расчетов нейтринной светимости звезд, по порядку величины совпадает с приведенными значениями.

Физико-технический институт АН УССР,  
Харьков

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Коккэдэ. Теория кварков, М., «Мир», 1971.
2. Л. Г. Ландсберг, УФН 109, 695 (1973).
3. J. D. Bjorken, E. Paschos, Phys. Rev. 185, 1975 (1969); Г. Кендалл, В. Пановский, УФН 106, 315 (1972); С. Дрелл, УФН 106, 331 (1972).
4. G. Feinberg, M. Goldhaber, Proc. Nat. Ac. Sci. (US) 45, 1301 (1959).
5. M. K. Moe, F. Reines, Phys. Rev. B140, 992 (1965).
6. Е. Вигнер. Этюды о симметрии, М., «Мир», 1971.
7. H. S. Gurr, W. R. Kopp, F. Reines, Phys. Rev. 158, 1321 (1967).
8. Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ 53, 1717 (1967).
9. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 98, 1501 (1955); Л. Б. Окунь, ЯФ 10, 358 (1969).
10. Гравитация и относительность, М., «Мир», 1965.
11. C. G. Shull, K. W. Billman, F. A. Weggwood, Phys. Rev. 153, 1415 (1966).
12. J. C. Zorn, G. E. Chamberlain, V. W. Hughes, ibid. 129, 2566 (1963).
13. R. V. Stover, T. I. Moran, J. W. Trischka, ibid. 164, 1599 (1967).
14. Б. Тейлор, В. Паркер, Д. Лангенберг, Фундаментальные константы и квантовая электродинамика, М., Атомиздат, 1972.
15. K. M. Evenson, J. S. Wells, F. R. Peterson, B. L. Danielson, G. W. Day, R. L. Barger, J. L. Hall, Phys. Rev. Lett. 29, 1346 (1972).
16. Б. А. Мамырин, Н. Н. Аруев, С. А. Алексеенко, ЖЭТФ 63, 3 (1972).
17. K. M. Crowe, J. F. Hague, J. E. Rothenberg, A. Schenck, D. L. Williams, R. W. Williams, K. K. Young, Phys. Rev. D5, 2145 (1972).
18. Нейтрино, М., «Наука», 1970.
19. J. Bailey, W. Bartl, G. von Bochmann, R. C. A. Brown, F. J. M. Farley, H. Jostlein, E. Picasso, R. W. Williams, Phys. Lett. B28, 287 (1968).
20. H. S. Curr, F. Reines, H. W. Sobel, Phys. Rev. Lett. 28, 1406 (1972).
21. J. Bernstein, M. Ruderman, G. Feinberg, Phys. Rev. 132, 1227 (1963).
22. С. К. Ерещенко, ЯФ 12, 834 (1970).
23. М. П. Рекало, УФЖ 18, 243 (1973).
24. C. H. Lewellyn Smith, Phys. Rept. 3C, No. 5, 3 (1972).

25. L. Grodzins, D. Engelberg, W. Bertozzi, *Bull. Am. Phys. Soc.* **6**, 63 (1961).
  26. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* **133**, 60 (1931); *Phys. Rev.* **74**, 817 (1949).
  27. J. Schwinger, *ibid.* **144**, 1087 (1966).
  28. A. Perez, *ibid.* **167**, 1443 (1968).
  29. Л. М. Барков, И. И. Гуревич, М. С. Золотарев, Л. А. Макарьина, В. П. Мартемьянов, А. П. Мишакова, В. В. Огурцов, В. С. Охапкин, Н. П. Тараканов, В. Г. Тарасенков, С. Х. Хакимов, Л. А. Чернышева, *ЖЭТФ* **61**, 1721 (1971).
  30. В. И. Стражев, Л. М. Томильчик, *Пробл. физ. ЭЧАЯ* **3**, 127 (1973).
  31. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **32**, 405 (1957); *Nucl. Phys.* **3**, 127 (1957); A. Salam, *Nuovo Cimento* **5**, 299 (1957).
  32. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М., Физматгиз, 1963.
  33. Монополю Дирака, М., «Мир», 1970.
  34. N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **109**, 225 (1958).
  35. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, М., «Наука», 1974.
  36. W. B. Dress, P. D. Miller, N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **D7**, 3147 (1973).
  37. C. G. Shull, P. Nathans, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 384 (1967).
  38. L. I. Schiff, *Phys. Rev.* **132**, 2194 (1963).
  39. P. G. H. Sandars, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1396 (1967).
  40. G. E. Harrison, P. G. H. Sandars, S. J. Wright, *ibid.* **22**, 1263 (1969).
  41. B. Rose, *Proc. of the 10th Annual Intern. Conference on High Energy Physics*, The University of Rochester, N. Y., 1960, p. 787.
  42. P. G. H. Sandars, *Proc. Phys. Soc.* **131**, 499 (1968); *Phys. Lett.* **14**, 194 (1965); **22**, 290 (1966).
  43. T. S. Stein, J. P. Carrico, E. Lipworth, M. C. Weisskopf, *Phys. Rev.* **186**, 39 (1969).
  44. G. Feinberg, *ibid.* **112**, 1637 (1958).
  45. E. E. Salpeter, *ibid.*, p. 1642.
  46. G. R. Burleson, H. W. Kendall, *Nucl. Phys.* **19**, 68 (1969).
  47. J. Goldemberg, Y. Torizuka, *Phys. Rev.* **129**, 2580 (1963).
  48. V. Bargman, L. Michel, V. L. Telegdi, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 435 (1969).
  49. G. Baroni, S. Petrer, G. Romano, *Lett. Nuovo Cimento* **2**, 1256 (1971).
  50. G. Charpak, F. J. M. Farley, R. L. Garwin, T. Muller, J. C. Sens, A. Zichichi, *Nuovo Cimento* **22**, 1043 (1961).
-