

параметров можно добиться преобладания вынужденного излучения над поглощением, т.е. выбрать оптимальный режим взаимодействия.

#### Литература

1. Тернов И.М. // УФН. 1995. 4. С. 429.
2. Тернов И.М., Михайлин В.В., Халилов В.Р. Синхротронное излучение и его применение. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1980.

3. Тернов И.М., Халилов В.Р., Пономарев И.В., Хапаев А.М. // Дифф. уравнения. 1985. 8. С. 1926.
4. Володин Б.А., Хапаев А.М. // Матем. моделирование. 1989. 4, № 2. С. 100.
5. Терновский В.В., Хапаев А.М. // Матем. моделирование. 1998. 10, № 12. С. 96.

Поступила в редакцию  
14.03.01

УДК 539.12.01

## БЕТА-РАСПАД НЕЙТРОНА И АНОМАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЛЕПТОНА ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ: ОТ ПЕРВЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ДО СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ

А. И. Студеникин

(кафедра теоретической физики)

E-mail: studenik@srdlan.npi.msu.su

Обсуждаются две важные проблемы, возникшие в контексте исследований взаимодействий элементарных частиц во внешних электромагнитных полях. Первые результаты по бета-распаду нейтрона и аномальному магнитному моменту заряженных лептонов во внешнем поле были получены И.М. Терновым с сотрудниками в 1960-х гг., однако до сих пор эти две проблемы находятся в центре внимания исследователей. Приведен краткий обзор работ по этим вопросам. Новые результаты, полученные в последнее время, наглядно свидетельствуют об актуальности затронутых проблем.

### 1. Бета-распад нейтрона в магнитном поле

В середине 1960-х гг. по мере углубления исследований квантовоэлектродинамических процессов в электромагнитных полях с использованием метода точных решений было обращено внимание на возможность изменения под действием внешних полей характера протекания процессов, идущих по схеме слабых взаимодействий. Первым из слабых процессов в 1964–1965 гг. был исследован бета-распад нейтрона в магнитном поле [1, 2]. Диапазон рассмотренных напряженностей магнитных полей простирался до сверхвысоких значений  $B \sim B_0 = m^2/e = 4.41 \cdot 10^{13}$  Гс. Следует особо отметить, что эти исследования были выполнены до обнаружения в 1967 г. пульсаров, в окрестности которых существуют такие гигантские поля. Несколькими годами позже основные результаты приоритетных работ [1, 2] по бета-распаду нейтрона в магнитном поле получили подтверждение в статьях [3, 4], хотя в них и отсутствовали ссылки на [1, 2]. Интерес к бета-распаду нейтрона  $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$  в магнитном поле связан прежде всего с той существенной ролью, которую эта и протекающие в магнитном поле родственные ей реакции

$$\begin{aligned} \nu + n &\rightarrow p + e, & e + p &\rightarrow n + \nu, \\ e^+ + n &\rightarrow p + \bar{\nu}, & p &\rightarrow n + e^+ + \bar{\nu}, \end{aligned} \quad (1)$$

могут играть в остывании нейтронных звезд и в процессах, происходящих на ранних этапах эволюции Вселенной [5, 6]. Исследованные уже в первых работах [1, 2] по бета-распаду в магнитном поле особенности спектра электронов распада, асимметрия вылета нейтрино относительно направления вектора  $\mathbf{B}$ , зависимость вероятности от поляризации спина нейтрона, а также ее изменение под действием поля являются закономерностями, присущими и другим процессам (1). Наиболее полный обзор влияния электромагнитных полей на бета-распад и родственные ему процессы содержится в статье [7]. Отметим также, что во многом благодаря указанным выше особенностям бета-распада и процессы (1) до сих пор остаются в центре внимания исследователей [8–13].

В первом порядке теории возмущений в рамках  $(V - A)$ -варианта универсального взаимодействия амплитуда распада нейтрона в магнитном поле представима в виде

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ \bar{\Psi}_p \gamma_\mu (1 + \alpha \gamma_5) \Psi_n \bar{\Psi}_e \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \Psi_{\bar{\nu}} \},$$

где  $G_F$  — константа Ферми,  $\Psi_n$  и  $\Psi_{\bar{\nu}}$  — не зависящие от напряженности внешнего поля волновые функции нейтрона и антинейтрино, а  $\Psi_e$  и  $\Psi_p$  — релятивистские волновые функции электрона

и протона, являющиеся точными решениями уравнения Дирака с учетом действия внешнего поля [1, 2, 14, 15]. Вероятность распада поляризованного нейтрона в магнитном поле можно получить, если просуммировать и проинтегрировать квадрат матричного элемента по параметрам, характеризующим состояния конечных частиц распада:

$$W = \sum_{\substack{\kappa, p'_2, p'_3, n', S' \\ p_2, p_3, n, S}} |M|^2 \delta(p'_0 - p'_0 - p_0 - \kappa).$$

Здесь  $\kappa = (\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3)$  — импульс антинейтрино,  $p_0, p_2, p_3$  — энергия и компоненты импульса электрона (штрихованными величинами обозначены протонные характеристики),  $n = 0, 1, 2, \dots$  и  $n' = 0, 1, 2, \dots$  — номера уровней Ландау для электрона и протона в магнитном поле, спиновые характеристики электрона и протона  $S$  и  $S'$  могут принимать значения  $\pm 1$  ( $S = 1$  соответствует поляризации спина электрона вдоль вектора поля  $\mathbf{B}$ ,  $S = -1$  — против). Ось  $z$  системы координат направлена вдоль вектора напряженности магнитного поля  $\mathbf{B}$ .

Характерная особенность зависимости движения электронов и протонов распада от напряженности магнитного поля следует (см. [1, 2, 15, 16]) из закона сохранения энергии

$$m_n = (m^2 + p_3^2 + 2\gamma n)^{1/2} + (m'^2 + p_3'^2 + 2\gamma n')^{1/2} + \kappa, \quad (2)$$

$$\gamma = |e|B,$$

где  $m_n, m, m'$  — массы нейтрона, электрона и протона. Считается, что распадающийся нейтрон покоится, и не учитываются эффекты, обусловленные возможной ненулевой массой антинейтрино. Из (2) можно получить, что при заданной напряженности магнитного поля  $B$  доступные для электрона номера уровней Ландау ограничены значением  $n_{\max} = \left[ \frac{\Delta^2 - m^2}{2eB} \right]$ , где  $\Delta = m_n - m'$ , символ  $[a]$  обозначает целую часть числа  $a$ . Следовательно, существует критическое значение напряженности магнитного поля  $B_{\text{cr}} = \frac{\Delta^2 - m^2}{2e} \simeq 1.18 \cdot 10^{14}$  Гс, при превышении которого рождающийся в результате бета-распада электрон может находиться только на невозбужденном уровне Ландау, характеризуемом значением  $n = 0$ . Таким образом, в случае распада нейтронов в условиях действия сильного поля  $B \geq B_{\text{cr}}$  рождающиеся электроны могут двигаться только вдоль оси, задаваемой вектором  $\mathbf{B}$ , а их спины, в силу специфики решения уравнения Дирака в магнитном поле, будут ориентированы против направления поля  $\mathbf{B}$  ( $S = -1$ ). Поэтому электроны, вылетающие по направлению вектора  $\mathbf{B}$ , будут полностью левополяризованными, а электроны, вылетающие против, — правополяризованными. Аналогичные рассуждения приводят

к заключению, что при фиксированной напряженности магнитного поля существует максимальное значение номера уровней Ландау и для протона распада:  $n'_{\max} = \left[ \frac{(m_n - m)^2 - m'^2}{2eB} \right]$ . Это обстоятельство определяет еще одно критическое значение напряженности поля:  $B'_{\text{cr}} = \frac{(m_n - m)^2 - m'^2}{2e} \simeq 1.23 \cdot 10^{17}$  Гс. Если  $B \geq B'_{\text{cr}}$ , то протон не будет иметь составляющей импульса в плоскости, перпендикулярной вектору  $\mathbf{B}$ , а его спин будет направлен по вектору  $\mathbf{B}$  ( $S' = 1$ ).

Обсудим теперь зависимость вероятности бета-распада нейтрона от напряженности магнитного поля. Если пренебречь отдачей протона, то вероятность распада поляризованного нейтрона имеет вид

$$W = \frac{G_F^2}{2\pi^3} eB(1 + 3\alpha^2) \times \sum_{n=0}^{n_{\max}} \left( 1 - \frac{1}{2} \left( 1 + S_n \frac{2(\alpha^2 - \alpha)}{1 + 3\alpha^2} \right) \delta_{n,0} \right) \Phi(\Delta, n),$$

$$\Phi(\Delta, n) = \int_{\sqrt{m^2 + 2eBn}}^{\Delta} \frac{p_0(\Delta - p_0)^2}{\sqrt{p_0^2 - m^2 - 2eBn}} dp_0 = \frac{1}{3}(1 + 2\epsilon)\sigma - \epsilon \ln K, \quad (3)$$

$$\epsilon = \frac{m^2 + 2eBn}{\Delta^2}, \quad \sigma = (1 - \epsilon)^{1/2},$$

$$K = \frac{1}{\epsilon^{1/2}} + \left( \frac{1}{\epsilon^2} - 1 \right)^{1/2}.$$

Отсюда следует, что спектр электронов распада имеет ярко выраженный резонансный характер. Резонанс имеет место в том случае, если энергия рождающегося электрона равна одному из значений, соответствующих движению по квантованным круговым орбитам [1, 2].

Присутствие магнитного поля существенно меняет характер зависимости вероятности распада от ориентации спина нейтрона. Из формул (3) видно, что полная вероятность распада сохраняет зависимость от поляризации нейтрона (заметим, что для свободного бета-распада подобная зависимость от спина нейтрона проявляется только в дифференциальной вероятности углового распределения электронов). Характерно, что в случае относительно слабого магнитного поля ( $B < B_{\text{cr}}$ ) зависимость от поля появляется в членах, пропорциональных характеристике поляризации нейтрона  $S_n$ :

$$W = W_0 \left( 1 - 4.9 S_n \frac{eB}{\Delta^2} \frac{2(\alpha^2 - \alpha)}{1 + 3\alpha^2} \right).$$

Здесь вероятность свободного распада  $W_0 = 0.47 \frac{G_F \Delta^5}{60\pi^3} (1 + 3\alpha^2)$ . С ростом напряженности маг-

нитного поля влияние его на бета-распад нейтрона увеличивается. Так, при достижении значения  $B = B_{cr}$  численные оценки [1, 2] показывают, что вероятность увеличивается по сравнению со случаем свободного распада более чем в два раза ( $W = 2.1 W_0$ ) и продолжает расти линейно с ростом поля при  $B > B_{cr}$ .

Релятивистское рассмотрение [15] бета-распада нейтрона в магнитном поле позволило учесть эффекты, обусловленные движением (отдачей) протона. Было, в частности, показано, что в сильном поле ( $B_{cr} < B < B'_{cr}$ ) связанные с отдачей поправки к вероятности растут квадратично при увеличении напряженности поля на фоне общего линейного роста главных членов вероятности.

Также обсуждались [7] эффекты, связанные с возможной ненулевой массой антинейтрино. Было показано, что эта поправка к вероятности пропорциональна квадрату отношения массы антинейтрино к массе электрона и ее величина в широких диапазонах изменения напряженности поля растет линейно с увеличением поля.

Впервые установленная в работах [1, 2] асимметрия вылета антинейтрино относительно направления вектора напряженности магнитного поля характерна не только для бета-распада нейтрона, но и для других урка-процессов, протекающих в магнитном поле (например,  $e + p \rightarrow n + \nu$ ,  $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}$ ). Это обстоятельство может приводить к возникновению наблюдаемого движения пульсаров, скорости которых достигают нескольких сотен километров в секунду. Впервые идея о нейтринном механизме движения пульсаров была выдвинута в работе [17], в которой было указано на возникновение анизотропии нейтринного излучения вследствие свойств спиральности нейтрино и антинейтрино. Однако в этой работе считалось, что влияние магнитного поля на протекание урка-процессов приводит лишь к возникновению поляризации спинов электронов, и не учитывались эффекты, обусловленные изменением вероятностей процессов под действием поля.

В работах [18] проведен анализ вероятностей урка-процессов в сильном магнитном поле ( $n \rightarrow p + n + \bar{\nu}$ ,  $e + p \rightarrow n + \nu$ ,  $p \rightarrow n + e^+ + \bar{\nu}$ ) на основе точного учета действия поля на легкие частицы для различных значений плотности и температуры нейтронной звезды. В результате получены выражения для коэффициента асимметрии (анти)нейтринного излучения, которая и может приводить к движению нейтронной звезды. В работе [16] движение нейтронной звезды рассматривалось на основе анализа среднего значения импульса (анти)нейтрино, возникающего в процессах  $n \rightarrow p + n + \bar{\nu}$  и  $e + p \rightarrow n + \nu$  при различных напряженностях магнитного поля.

Детали механизма возникновения асимметрии вылета нейтрино при бета-распаде нейтронов в магнитном поле рассматривались также в работе

[19], где было показано, что одновременный учет двух моментов: несимметричности пространственного распределения вылетающих антинейтрино относительно направления поля  $\mathbf{B}$  и различие вкладов в суммарный уносимый антинейтрино импульс от распадов нейтронов с противоположной ориентацией спинов — позволяет определить величину и направление импульса отдачи нейтронной звезды и, в принципе, проследить за его изменением во времени.

Недавно было предложено [10, 12] еще одно объяснение анизотропии нейтринного излучения нейтронной звезды, основанное на зависимости сечения обратного бета-распада нейтрона  $\nu + n \rightarrow p + e$  в магнитном поле от направления движения нейтрино. В данном случае анизотропия нейтринного излучения возникает вследствие несимметричности условий движения исходно симметрично распределенных нейтрино к поверхности звезды. Это приводит к тому, что эффективная поверхность (нейтроннофера) внутри нейтронной звезды, с которой нейтрино может свободно покидать пределы объекта, под действием магнитного поля теряет сферическую симметрию (т.е. перестает быть сферой). Поэтому в различных направлениях нейтрино вылетают из внутренних слоев нейтронной звезды, находящихся на разной глубине, а значит, характеризуемых различной плотностью и температурой, что в результате приводит к анизотропии суммарного импульса нейтрино.

Таким образом, проблема бета-распада и родственных ему процессов в магнитном поле, поднятая в середине 1960-х гг. И.М. Терновым с сотрудниками, вот уже почти сорок лет находится в центре внимания исследователей. Она дала толчок развитию целого нового направления — нейтринной астрофизике в магнитном поле.

## 2. Аномальный магнитный момент заряженного лептона во внешнем поле

Еще одно важное направление современной теории взаимодействия частиц связано [20, 21] с изучением радиационных петлевых эффектов во внешнем электромагнитном поле. Остановимся на проблеме аномальных магнитных моментов заряженных лептонов, и в частности электрона и мюона. Обзор вопросов теории аномальных магнитных моментов (АММ) заряженных лептонов и экспериментов, в которых величины АММ измеряются, а также связь этих вопросов с широким кругом проблем физики элементарных частиц дан в работе [22].

Аномальный магнитный момент  $\Delta\mu_l$  заряженного лептона  $l$  характеризует отклонение  $g_l$ -фактора частицы, устанавливающего связь между магнитным дипольным и спиновым моментами, от величины  $g_l = g_0 = 2$ . Это отклонение предсказывается в КЭД теорией Дирака для точечной частицы при ми-

нимальном электромагнитном взаимодействии. Отметим, что значение  $g_l = 2$  может быть также получено при нерелятивистском подходе на основе уравнения Паули. Если же в КЭД взаимодействие с электромагнитным полем ввести не «минимальным» образом и воспользоваться обобщением уравнения Дирака

$$\left[ (i\partial_\mu - eA_\mu)\gamma^\mu - m + \frac{\Delta g}{2} \frac{e}{4m} \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right] \Psi = 0, \quad (4)$$

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu),$$

то  $g_l$ -фактор будет отличаться от 2:  $g_l = 2 + \Delta g$ . Более того, как было впервые показано в работе [20], учет квантовой природы электромагнитного взаимодействия также приводит к сдвигу  $g$ -фактора лептона. Следуя сложившейся традиции,  $g_l$ -фактор лептона можно представить в виде  $g_l = 2(1 + a_l)$ , где АММ  $\Delta\mu_l$  лептона записан в виде  $a_l = \Delta\mu_l/\mu_l^0$  ( $\mu_l^0 = \frac{e\hbar}{2m_l c}$  — магнетон Бора).

В низшем порядке теории возмущений в рамках КЭД аномальный магнитный момент заряженного лептона равен величине  $\frac{\alpha}{2\pi}$  ( $\alpha$  — постоянная тонкой структуры), а волновая функция заряженного лептона будет также подчиняться обобщенному уравнению Дирака (4) с соответствующим значением  $\Delta g$ .

Учет неэлектромагнитных взаимодействий, в которых может принимать участие заряженный лептон, вызывает сдвиг  $g$ -фактора лептона. Например, слабые взаимодействия приводят к дополнительным вкладам в  $a_l$ . Укажем, что обобщение уравнение Дирака–Паули на случай теории электрослабых взаимодействий Вайнберга–Салама было получено в работе [23].

Впервые на зависимость АММ электрона от напряженности внешнего магнитного поля фактически обращено внимание в работе [24]. В этой работе с использованием развитого в [25] метода вычислена поправка к энергии электрона за счет взаимодействия с излучением в магнитном поле и удержаны не только первые два, но и следующие члены разложения по напряженности магнитного поля. Член, пропорциональный первой степени напряженности поля  $B$ , приводит к швингеровскому [20] значению для АММ электрона. Удержание следующего члена, пропорционального  $B^2$ , позволило изучить зависимость АММ от напряженности внешнего поля. В работе [24] был сделан вывод о конечности полевых поправок в АММ для любого порядка разложения по степеням  $B$ . Попытка более последовательного анализа зависимости АММ электрона от напряженности магнитного поля на основе расчета массового оператора была предпринята в работе [26].

Существенным ограничением в применении метода и результатов работ [24–26] является то,

что все рассмотрение проводилось для покоящегося электрона, т.е. в нерелятивистском приближении. Однако в прецессионной схеме экспериментов по измерению АММ заряженных лептонов, осуществленных ранее в ЦЕРНе и проводящихся в настоящее время в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) (см., напр., [22]), лептоны имеют релятивистские энергии, и поэтому представляет интерес зависимость АММ лептона от энергии частицы. В работах [21] впервые показана и исследована зависимость АММ электрона, движущегося во внешнем магнитном поле, от энергии, и сделан вывод об устойчивости вакуума квантовой электродинамики в сильном магнитном поле. Проблема стабильности вакуума возникла (см. [27]) в связи с тем, что в магнитном поле энергия находящегося в основном состоянии покоящегося электрона с учетом АММ имеет вид

$$p_0 = \pm m \left( 1 - \frac{\alpha B}{4\pi B_0} \right),$$

и, казалось бы, можно предположить, что в достаточно сильном поле ( $B \geq \frac{4\pi}{\alpha} B_0$ ) вакуум становится неустойчивым, так как энергетическая щель между состояниями с различными знаками энергии исчезает. Однако, как было впервые показано в работе [21], АММ быстро убывает с ростом напряженности магнитного поля:

$$a(B) = \frac{\alpha\Gamma(1/3)}{9\sqrt{3}} \left( 3 \frac{Bm}{B_0 p_0} \right)^{-2/3}, \quad (5)$$

и, следовательно, вакуум квантовой электродинамики сохраняет устойчивость в сильных магнитных полях. Аналогичный вывод следует из результатов работы [28] (см. также [29]), в которой рассматривался АММ электрона, движущегося с релятивистской энергией в произвольном постоянном поле и скрещенном электромагнитном поле ( $\mathbf{E} = B\mathbf{e}_z$ ,  $\mathbf{E} = B$ ), и был уточнен численный коэффициент в формуле (5). Отметим здесь также работы [30, 31], в которых АММ электрона вычислялся на основе рассмотрения массового оператора электрона, движущегося в постоянном электромагнитном поле.

Обнаруженная уже в работах [21] нелинейность зависимости АММ электрона от напряженности магнитного поля проявляется также и в том, что в случае сверхсильных магнитных полей  $B \geq B_0$  эта величина начинает резко убывать до нуля и с дальнейшим ростом поля принимает отрицательные значения.

Дальнейшие исследования проблемы АММ заряженных лептонов в электромагнитных полях были связаны с выходом за пределы квантовой электродинамики. Впервые зависимость вкладов слабых взаимодействий модели Вайнберга–Салама в АММ заряженного лептона от энергии лептона и напряженности внешнего поля была рассмотрена

в работах [32]. Отметим, что эти исследования были проведены до непосредственного открытия на протонном коллайдере ЦЕРНа в 1983 г. переносчиков слабых взаимодействий нейтральных  $Z$ - и заряженных  $W$ -бозонов. В работах [32, 33] получен вклад нейтрального слабого тока ( $Z$ -бозонный вклад) в АММ лептона на основе метода аналитического продолжения (который при расчете фотонного вклада в АММ электрона использовался в [28]) и на основе прямого расчета соответствующего вклада в массовый оператор лептона во внешнем поле. В этих же работах впервые сделан вывод о том, что в случае релятивистских энергий частиц при достаточно сильном поле вклад слабых взаимодействий может стать величиной одного порядка с фотонным вкладом, т.е. чисто электродинамическим. Зависимость вклада нейтрального хиггсовского  $H$ -бозона от энергии лептона и напряженности постоянного электромагнитного поля изучена в работе [34] (см. также [35–37]). Сравнение вкладов фотонов и массивных бозонов модели Вайнберга–Салама в АММ заряженного лептона при произвольных массах лептона с учетом движения лептона и влияния постоянного поля проведено в [38], а специфический случай влияния сверхсильного магнитного поля на бозонные вклады в АММ обсужден в работе [39].

Повышенное внимание, которое в последнее время вызывает проблема АММ заряженных лептонов, связано с начатой в Брукхейвенской национальной лаборатории (БНЛ, США) в 1984 г. серией новых измерений АММ мюона, цель которых заключается в том, чтобы величина погрешности определения  $a_\mu$  стала более чем в три раза ниже вклада слабых взаимодействий. Особый интерес к этой проблеме вызвало опубликование [40] нового экспериментального значения АММ мюона, полученного при обработке экспериментальных результатов 1999 г. Сравнение экспериментального среднего (по результатам измерений в ЦЕРНе в 1977 г. и в БНЛ в сериях 1998 и 1999 гг.) с теоретическим значением АММ в рамках стандартной модели приводит [41] к оценке рассогласования на уровне  $2.6\sigma$ :

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{th}} = 426 \pm 165 \cdot 10^{-11}. \quad (6)$$

Эта оценка может рассматриваться как указание на необходимость при определении теоретического значения АММ мюона учитывать эффекты, выходящие за пределы стандартной модели. В то же время, если при рассмотрении АММ мюона в рамках того или иного конкретного обобщения стандартной модели предположить, что эффекты «новой физики» должны упразднить рассогласование теории и эксперимента, то из соотношения (6) можно получить ограничения на параметры новой модели. В связи с этим представляет большой интерес изучение

возможных новых вкладов в АММ мюона от взаимодействий с участием гипотетических бозонов  $B_i$ , существование которых предсказывается в различных актуальных в настоящее время обобщениях стандартной  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)$ -модели взаимодействия (в таких, как, например, теории Великого объединения, техницвета, суперструн, композитных частиц, модели с горизонтальной симметрией и др.). С этой целью был развит [42–45] (см. также [22, 46]) последовательный способ нахождения вкладов бозонов различного типа в АММ лептона, основанный на вычислении соответствующих частей массового оператора заряженного лептона во внешнем электромагнитном поле.

Пусть взаимодействие лептона с бозонами  $B_i$  будет задано лагранжианами

$$\mathcal{L}_l^{B_i} = g_i \bar{\psi}_l \Gamma_i \psi_{l'} \phi_{B_i},$$

где индексу  $i = 1, 2, \dots, 6$  соответствуют различные типы связи лептона и бозонов:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= 1, & \Gamma_2 &= \gamma_5, & \Gamma_3 &= \gamma_\mu, \\ \Gamma_4 &= \gamma_\mu \gamma_5, & \Gamma_5 &= \gamma_\mu, & \Gamma_6 &= \gamma_\mu \gamma_5. \end{aligned}$$

Будем рассматривать вклады бозонов  $B_i$  в массовый оператор заряженного лептона  $l$  в низшем порядке теории возмущений по соответствующим константам связи, т.е. вклады от виртуальных процессов  $l \rightarrow l' + B_i \rightarrow l$ . Тип лептона  $l'$  в виртуальной поляризационной петле может не совпадать с типом начального и конечного лептона  $l$ , что отличается от случая фотонного вклада в КЭД и вкладов нейтральных токов в стандартной модели. Отметим, что условие  $l' \neq l$  характерно не только для взаимодействий типа  $l^\pm - \nu_l - W^\pm$ , соответствующих вкладам заряженных токов в стандартной модели. Таким же условием характеризуются вклады от не сохраняющих лептонное число взаимодействий  $l^\pm - l'^\pm - B_l^0$ , которые предсказываются в моделях с горизонтальной симметрией [47] и расширенным хиггсовским сектором, а также вклады суперсимметричных частиц.

В низшем порядке теории возмущений вклады в массовый оператор заряженного лептона во внешнем поле могут быть представлены в виде

$$M_i^{(2)}(x', x) = -ig_i^2 \Gamma_i G_l(x', x) \Gamma_i D_{B_i}(x', x), \quad (7)$$

где  $G_l(x', x)$  и  $D_{B_i}(x', x)$  — пропагаторы лептона  $l'_i$  и бозона  $B_i$ , точно учитывающие действие внешнего поля, если  $l'_i$  и  $B_i$  — заряженные частицы.

Проводя дальнейшие расчеты в случае внешнего скрещенного электромагнитного поля (некоторые детали могут быть найдены в [42]) для вкладов в

АММ заряженного лептона  $l$  массы  $m_l$ , движущегося в электромагнитном поле, получаем

$$a_l^{B_i}(\chi) = \frac{g_i^2}{(2\pi)^2} \int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^3} \left(\frac{u}{\chi}\right)^{2/3} \Omega_i \Upsilon(z_i),$$

$$\Upsilon(z_i) = \int_0^\infty \sin\left(z_i x + \frac{x^3}{3}\right) dx, \quad (8)$$

$$z = \left(\frac{u}{\chi}\right)^{2/3} \left[-\frac{1}{u} + \frac{1+u}{u} \beta_i + \frac{1+u}{u^2} \lambda_i\right].$$

Данное выражение содержит два массовых параметра:  $\beta_i = m_{2(i)}^2/m_l^2$  и  $\lambda_i = m_{3(i)}^2/m_l^2$  ( $m_{2(i)}$  и  $m_{3(i)}$  — массы заряженной и нейтральной частиц в вакуумной поляризационной петле  $l \rightarrow l' + B_i \rightarrow l$ , соответствующей вкладу (7) в массовый оператор лептона  $l$ ).

В таблице приведены величины  $\Gamma_i$ , характеризующие структуру связи лептона  $l$  и бозонов  $B_i$ , тип виртуального лептона  $l'$ , значения массовых параметров  $\beta_i^{1/2}$  и  $\lambda_i^{1/2}$ , аргументы  $z_i$  функций  $\Upsilon(z_i)$  и функции  $\Omega_i$ . Вклады  $a_l^{B_i}$  зависят от динамического полевого параметра  $\chi = [-(eF^{\mu\nu} p_\nu)^2]^{1/2} m_l^{-3}$ , где  $F^{\mu\nu}$  — тензор электромагнитного поля,  $p_\nu$  — 4-импульс заряженного лептона  $l$ . В строке 7 таблицы приведены величины, с использованием которых формула (8) воспроизводит однопетлевой фотонный вклад [21, 28] в АММ заряженного лептона.

На основе формулы (8) можно сделать вывод (см. [46]), что в условиях проведения экспериментов по АММ электрона и мюона зависимость этих величин от напряженности внешних электромагнитных полей пока остается за пределами точности измерений. Однако при движении релятивистских лептонов в окрестности астрофизических объектов, таких как, например, нейтронные звезды, где напря-

женности магнитных полей вполне могут достигать значений  $B = 0.1B_0 = 4.41 \cdot 10^{12}$  Гс, для вкладов различных бозонов в АММ лептона необходимо использовать формулы (8), учитывающие влияние внешнего поля. Учет влияния внешнего электромагнитного поля на величину АММ лептона может стать важным также при дальнейшем увеличении точности экспериментов.

Для более наглядной демонстрации возможного эффекта влияния магнитного поля на величину АММ заряженного лептона рассмотрим условия, которые реализуются на Стенфордском линейном коллайдере (США). Предположим, что энергия электронов в пучке равна 50 ГэВ, а эффективное магнитное поле, в котором движутся частицы, равно  $10^4$  Гс. При таких параметрах полевые динамические поправки к АММ электрона в низшем порядке теории возмущений в рамках КЭД будут достигать величины  $\Delta a_e = 0.6 \cdot 10^{-8}$ , что превосходит вакуумные (т.е. беспольные) электрослабые и адронные вклады, так же как и чисто электродинамические вклады в четвертом порядке по постоянной тонкой структуры  $\alpha$ .

Обсудим вакуумные вклады в АММ лептона  $a_l^{B_i}(0) = a_l^{B_i}$ . Если массы  $m_{l'_i}$  виртуальных заряженных лептонов  $l'_i$  ( $i = 1, \dots, 4$ ) совпадают с массами  $m_l$  реальных лептонов  $l$  (в этих случаях массовые параметры  $\beta_i$  принимают значения  $\beta_i = 1$ ) и массы виртуальных нейтральных лептонов  $l'_i$  ( $i = 5, 6$ ) равны нулю (в этих случаях  $\lambda_i = 0$ ), то мы получаем выражения (см. [46] и цитированную там литературу)

$$a_l^{B_i} = \frac{g_i^2}{8\pi^2} k_i(\lambda_{B_i}), \quad i = 1, \dots, 6, \quad (9)$$

где каждая из функций  $k_i(\lambda_{B_i}) = k_i(\lambda)$  зависит от одного массового параметра  $\lambda = m_{B_i}^2/m_l^2$  (здесь  $m_{B_i}$

$i$	$B_i$	$\Gamma_i$	$l'_i$	$\beta_i^{1/2}$	$\lambda_i^{1/2}$	$z_i$	$\Omega_i$
1	$S^0$	1	$l^-$	$\frac{m_2}{m_1}$	$\frac{m_3}{m_1}$	$z_1 = z$	$\frac{1}{2} + \frac{1+u}{2} \frac{m_2}{m_1}$
2	$P^0$	$\gamma_5$	$l^-$	$\frac{m_2}{m_1}$	$\frac{m_3}{m_1}$	$z_2 = z$	$\frac{1}{2} - \frac{1+u}{2} \frac{m_2}{m_1}$
3	$V^0$	$\gamma_\mu$	$l^-$	1	$\frac{m_3}{m_1}$	$z_3 = \left(\frac{u}{\chi}\right)^{2/3} \left(1 + \frac{1+u}{u^2} \frac{m_3^2}{m_1^2}\right)$	1
4	$A^0$	$\gamma_\mu \gamma_5$	$l^-$	1	$\frac{m_3}{m_1}$	$z_4 = \left(\frac{u}{\chi}\right)^{2/3} \left(1 + \frac{1+u}{u^2} \frac{m_3^2}{m_1^2}\right)$	$-3 - \frac{4}{u} - 2u \frac{m_1^2}{m_3^2}$
5	$V^-$	$\gamma_\mu$	$l'^0$	$\frac{m_2}{m_1}$	0	$z_5 = \left(\frac{u}{\chi}\right)^{2/3} \left(-\frac{1}{u} + \frac{1+u}{u} \frac{m_2^2}{m_1^2}\right)$	$2 + \frac{1}{u} - \frac{1}{u} \frac{m_1^2}{m_2^2}$
6	$A^-$	$\gamma_\mu \gamma_5$	$l'^0$	$\frac{m_2}{m_1}$	0	$z_6 = \left(\frac{u}{\chi}\right)^{2/3} \left(-\frac{1}{u} + \frac{1+u}{u} \frac{m_2^2}{m_1^2}\right)$	$2 + \frac{1}{u} - \frac{1}{u} \frac{m_1^2}{m_2^2}$
7	$\gamma$	$\gamma_\mu$	$l^-$	1	0	$z_7 = \left(\frac{u}{\chi}\right)^{2/3}$	$\frac{1}{2}$

обозначает массу соответствующего бозона  $B_i$ ):

$$k_1 = \left( \frac{1}{2}\lambda^3 - \frac{5}{2}\lambda^2 + 2\lambda \right) \epsilon^{-1} \ln K_1 + \left( \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{3}{2}\lambda \right) \ln \lambda - \lambda + \frac{3}{2}, \quad (10)$$

$$K_i(\lambda_i) = K_i(\lambda) = \left| \frac{\lambda - \epsilon}{\lambda + \epsilon} \right|, \quad \epsilon = |\lambda(\lambda - 4)|^{1/2}, \quad \lambda \neq 4, \quad (11)$$

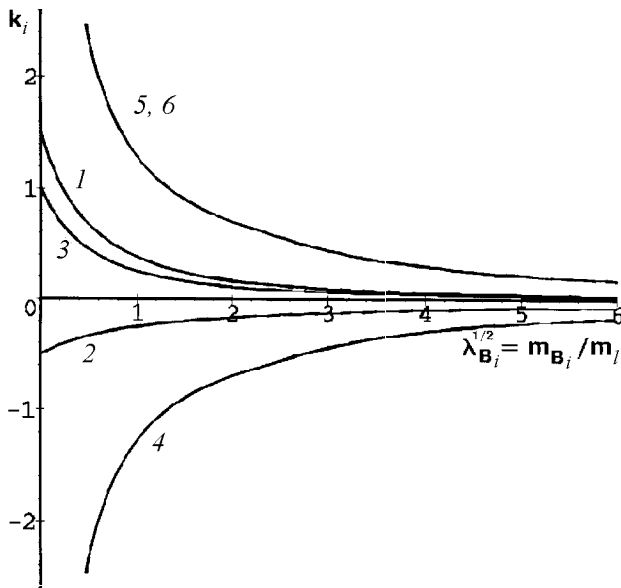
$$k_2 = \left( \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{3}{2}\lambda \right) \epsilon^{-1} \ln K_2 + \left( \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{2}\lambda \right) \ln \lambda - \lambda - \frac{1}{2}, \quad (12)$$

$$k_3 = (\lambda^3 - 4\lambda^2 + 2\lambda) \epsilon^{-1} \ln K_2 + (\lambda^2 - 2\lambda) \ln \lambda - 2\lambda + 1, \quad (13)$$

$$k_4 = (\lambda^3 - 6\lambda^2 + 8\lambda) \epsilon^{-1} \ln K_2 + (\lambda^2 - 4\lambda + 2) \ln \lambda - 2\lambda + 5 - \frac{2}{\lambda}, \quad (14)$$

$$k_5 = k_6 = (2\lambda^2 - 5\lambda + 3) \ln L - 2\lambda + 4 + \frac{1}{2\lambda}, \quad L = \left| \frac{\lambda}{\lambda - 1} \right|. \quad (15)$$

Зависимость функций  $k_i$  от отношения масс  $\lambda_{B_i}^{1/2} = m_{B_i}/m_l$  показана на рисунке. Номера кривых



соответствуют значениям  $i = 1, \dots, 6$ . Вклады скалярного ( $S^0$ ), нейтрального векторного ( $V^0$ ), заряженных векторного ( $V^-$ ) и аксиально-векторного ( $A^-$ ) бозонов в АММ отрицательно заряженного лептона всегда положительны, а вклады псевдоскалярного и нейтрального аксиально-векторного бозонов — отрицательны. Общим свойством для всех вкладов является убывание их величины с ростом отношения масс  $m_{B_i}/m_l$ . В случае легких ( $m_{B_i}/m_l \ll 1$ ) и тяжелых ( $m_{B_i}/m_l \gg 1$ ) бозонов из

(10)–(15) можно получить предельные значения для вкладов в АММ заряженного лептона [42]:

$$\lambda_i \ll 1, \quad k_1 = \frac{3}{2}, \quad k_2 = -\frac{1}{2}, \quad k_3 = 1, \quad (16)$$

$$k_4 = -\frac{2}{\lambda} \rightarrow -\infty, \quad k_5 = k_6 = \frac{2}{\lambda} \rightarrow \infty;$$

$$\lambda \gg 1, \quad k_1 = \frac{1}{\lambda} \ln \lambda - \frac{7}{6\lambda}, \quad k_2 = -\frac{1}{\lambda} \ln \lambda + \frac{11}{6\lambda},$$

$$k_3 = \frac{2}{3\lambda} - \frac{2}{\lambda^2} \ln \lambda, \quad k_4 = -\frac{10}{3\lambda} + \frac{2}{\lambda^2} \ln \lambda, \quad (17)$$

$$k_5 = k_6 = \frac{10}{3\lambda} + \frac{2}{3\lambda^2}.$$

Приведенные выражения для функций  $k_{1,2,4}$  и их предельные значения устраняют неточности, содержащиеся в работах других авторов (подробнее см. [45]). Таким образом, величины вкладов скалярных ( $S^0$ ), псевдоскалярных ( $P^0$ ) и нейтральных векторных ( $V^0$ ) бозонов стремятся к конечным значениям в пределе безмассовых бозонов  $\lambda \ll 1$ . Напротив, величины вкладов аксиально-векторных и заряженных векторных бозонов в этом пределе неограниченно возрастают.

В пределе тяжелых бозонов  $\lambda \gg 1$  главные члены разложения всех вкладов в АММ лептона содержат малые множители  $1/\lambda$  и убывают при увеличении масс бозонов. Обращает на себя внимание выделенность вкладов скалярных ( $S^0$ ) и псевдоскалярных ( $P^0$ ) бозонов благодаря наличию дополнительных сомножителей  $\ln \lambda \gg 1$ , которые замедляют указанное выше убывание.

Формулы (9)–(17) позволяют получать ограничения на массы гипотетических бозонов различного типа и на константы их связи  $g_i$  с лептонами при сравнении теоретических и экспериментальных значений для АММ заряженных лептонов (электрона и мюона). Отметим, что в силу убывания величины вкладов гипотетических бозонов  $B_i$  в АММ лептона при увеличении масс бозонов  $m_{B_i}$ , наиболее существенные ограничения на константы  $g_i$  получаются в случае легких бозонов. Сравнение ограничений на  $g_i$  и  $m_{B_i}$ , следующих из сопоставления экспериментальных и теоретических значений АММ лептонов, с ускорительными ограничениями показывает, что в случае достаточно легких бозонов ускорительные ограничения могут быть слабее полученных на основе АММ лептонов. Поэтому можно утверждать, что при исследовании АММ лептонов реализуется неускорительный (т.е. не требующий достижения сверхвысоких энергий) подход к проверке моделей взаимодействия частиц.

В заключение отметим, что рассмотренные в статье две группы явлений — бета-распад нейтрона и АММ заряженных лептонов во внешнем электромагнитном поле — в своих приложениях выводят на физические процессы, происходящие на существенно различных масштабах. Так, если бета-распад

и родственные ему взаимодействия в магнитном поле оказывают существенное влияние на эволюцию макроскопических астрофизических объектов (нейтронных звезд и т.п.), то АММ заряженных лептонов связаны со структурой вакуума теории на очень малых (микроскопических) расстояниях. В то же время примечательно, что исследования на столь разных масштабах проводятся с использованием единого подхода к описанию взаимодействий — метода точных решений квантовых волновых уравнений, в разработку основ которого большой вклад внесли И.М. Тернов и его сотрудники.

### Литература

1. Коровина Л.И. // Изв. вузов, Физика. 1964. № 6. С. 86.
2. Тернов И.М., Лысов Б.А., Коровина Л.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1965. №5. С. 58 (Moscow University Phys. Bull. 1965. No. 5).
3. Matese J., Connel R.O' // Phys. Rev. 1969. **180**. P. 1289.
4. Fassio-Canuto L. // Phys. Rev. 1969. **180**. P. 2144.
5. Greenstein G. // Nature. 1969. **223**. P. 938.
6. Зельдович Я.Б., Блинные Н.И., Шакура Н.И. // Физические основы строения и эволюции звезд. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1981.
7. Тернов И.М., Родионов В.Н., Дорофеев О.Ф. // ЭЧАЯ. 1989. **20**, № 1. С. 51.
8. Lei D., Shapiro S. // Astrophys. J. 1991. **383**. P. 745.
9. Leinson L., Perez A. E-print Archives: hep-ph/9711216.
10. Roulet E. // J. High Energy Phys. 1998. **9801**. P. 013; E-print Archives: hep-ph/9711206.
11. Vandyopadhyay D., Chakrabarty S., Dey P., Pal S. // Phys. Rev. 1998. **D58**. P. 121301.
12. Bhattacharya K., Pal P. E-print Archives: hep-ph/9911498.
13. Yakovlev D.G., Kaminker A.D., Gnadin O.Y., Haensel P. E-print Archives: hep-ph/0012122.
14. Тернов И.М., Родионов В.Н., Жулего В.Г., Студеникин А.И. // Ядерная физика. 1978. **28**. С. 1454.
15. Студеникин А.И. // Ядерная физика. 1989. **49**. С. 1665.
16. Захарцов В.М., Лоскутов Ю.М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. № 2. С. 24 (Moscow University Phys. Bull. 1985. No. 2. P. 26).
17. Чугай Н.Н. // Письма в Астрон. журн. 1984. **10**, № 3. С. 210.
18. Дорофеев О.Ф., Родионов В.Н., Тернов И.М. // Письма в ЖЭТФ. 1984. **40**. С. 159; Письма в Астрон. журн. 1985. **11**. С. 302.
19. Студеникин А.И. // Астрофизика. 1988. **28**, № 3. P. 638.
20. Schwinger J. // Phys. Rev. 1948. **73**. P. 416.
21. Тернов И.М., Багров В.Г., Бордовицын В.А., Дорофеев О.Ф. // ЖЭТФ. 1968. **55**. С. 2273; ДАН СССР. 1968. **183**. С. 810.
22. Студеникин А.И. // ЭЧАЯ. 1990. **21**, № 3. С. 605.
23. Студеникин А.И., Тернов А.И. // Изв. вузов, Физика. 1992. № 6. С. 65.
24. Gupta S. // Nature. 1949. **163**. P. 686.
25. Luttinger J. // Phys. Rev. 1948. **74**. P. 893.
26. Newton R. // Phys. Rev. 1954. **96**. P. 523.
27. Тернов И.М., Михайлин В.В. Синхротронное излучение. Теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1986.
28. Ритус В.И. // ЖЭТФ. 1969. **57**. С. 2176.
29. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. // ДАН СССР. 1971. **197**. С. 66.
30. Ритус В.И. // Проблемы теоретической физики. Памяти И.Е. Тамма. М.: Наука, 1972.
31. Ритус В.И. // Тр. ФИАН. 1979. Т. 111. С. 5; Там же. 1986. Т. 168. С. 53.
32. Тернов И.М., Родионов В.Н., Студеникин А.И. Деп. ВНИТИ №5718-82 от 22.11.1982; Тез. докл. I Всесоюз. совещ. по квантовой метрологии и фундаментальным физическим константам. Л.: Госстандарт (НПО ВНИИМ им. Д.И. Менделеева), 1982. С. 47.
33. Тернов И.М., Родионов В.Н., Студеникин А.И. // Ядерная физика. **37**. 1983. С. 1270.
34. Родионов В.Н., Студеникин А.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. № 6. С. 12 (Moscow University Phys. Bull. 1985. No. 6).
35. Тернов И.М., Родионов В.Н., Студеникин А.И. // Измерит. техника. 1987. **10**. С. 52.
36. Аверин А.В., Борисов А.В. // Изв. вузов, Физика. 1988. № 5. С. 75.
37. Ternov I., Rodionov V., Studenikin A. // Ann. der Phys. 1989. **46**. P. 303.
38. Тернов И.М., Родионов В.Н., Студеникин А.И. // Проблемы квантовой метрологии. Л.: Энергоатомиздат, 1985. С. 15.
39. Обухов И.А., Перес-Фернандес В.К., Халилов В.Р. // Ядерная физика. 1986. **43**. С. 137.
40. Brown I., Bunce G., Carrey R. et al. E-print Archives: hep-ex/0102017.
41. Czarneski A., Marciano W. E-print Archives: hep-ph/0101122.
42. Студеникин А.И. // ЖЭТФ. 1990. **97**. С. 1407.
43. Студеникин А.И. // Метрология. 1990. **1**. С. 11.
44. Studenikin A., Ternov I. // Phys. Lett. 1990. **B234**. P. 367.
45. Studenikin A. // Phys. Lett. 1991. **B267**. P. 117.
46. Студеникин А.И. // Ядерная физика. 1999. **62**. С. 2248; Studenikin A. // Results and Perspectives in Particle Physics / Ed. by M. Greco. Frascati Physics Series. 1999. V. XII. P. 247; E-print Archives: hep-ph/9808219.
47. Аверин А.В., Борисов А.В., Студеникин А.И. // Ядерная физика. 1989. **50**. С. 1058.

Поступила в редакцию  
07.05.01