

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 530.145

**ИЗЛУЧЕНИЕ ПАРЫ СНЕЙТРИНО ЗАРЯЖЕННЫМ ЛЕПТОНОМ
В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Е. В. Мерзонова, А. И. Студеникин, И. М. Тернов

(кафедра теоретической физики)

Исследуется протекание во внешнем магнитном поле процесса излучения пары снейтрино заряженным лептоном. Получены выражения для вероятности процесса $l' \rightarrow l + \tilde{\nu}_l + \tilde{\bar{\nu}}_l$ в сильном магнитном поле и показано, что в этом случае имеет место эффект одномеризации.

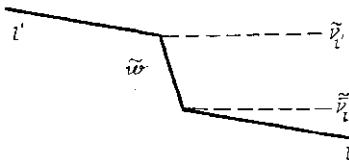
В последнее время большое внимание исследователей привлекают суперсимметричные расширения [1] стандартной теории электрослабых взаимодействий Глэшоу—Вайнберга—Салама. Суперсимметричные теории позволяют решить целый ряд вопросов (таких, например, как проблему иерархии, проблемы, связанные с хиггсовскими бозонами), не находящихся ответа в пределах стандартной теории. Рассмотрение «новой физики» необходимо для решения многих задач, и в связи с этим большое значение приобретает поиск ее «следов», т. е. эффектов, предсказываемых в теориях, выходящих за рамки теории Глэшоу—Вайнберга—Салама.

Различные варианты суперсимметричных моделей взаимодействия предсказывают существование для обычных частиц (например, электрона, мюона, нейтрино, W -бозона и т. д.) суперпартнера, спин которого отличается от спина соответствующей частицы на $1/2$. И хотя до сих пор еще нет экспериментального подтверждения суперсимметрии, представляется интересным рассмотреть процессы, участниками которых являются такие суперчастицы.

В данной работе мы продолжаем исследование влияния внешних электромагнитных полей (см. [2]) на суперсимметричные процессы. Исследуется протекание во внешнем магнитном поле процесса излучения пары снейтрино $(\tilde{\nu}_l, \tilde{\bar{\nu}}_l)$ заряженным лептоном l' : $l' \rightarrow l + \tilde{\nu}_l + \tilde{\bar{\nu}}_l$, где конечный заряженный лептон l в общем случае может и не быть тождественным l' ($l' \neq l$). Этот процесс является суперсимметричным аналогом процесса $l' \rightarrow l + \nu_l + \bar{\nu}_l$ стандартной теории, который во внешнем магнитном поле рассматривался ранее неоднократно [3—5].

Диаграмма Фейнмана рассматриваемого процесса приведена на рисунке, а матричный элемент может быть представлен в виде (см. также [6])

$$M = -i \frac{g^2}{2m_{\tilde{w}}^2} q_{\tilde{w}}^\mu \bar{\Psi}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \Psi_{l'} \quad (1)$$



где $m_{\tilde{w}}$ — масса вино (\tilde{w}) — суперсимметричного партнера W -бозона; $q_{\tilde{w}}^\mu$ — 4-импульс, уносимый вино; g — константа связи стандартной теории; Ψ_l и $\Psi_{l'}$ — волновые функции заряженных лептонов, точно учитывающие действие внешнего магнитного поля. В данном случае мы ограничились относительно низкими энергиями и пренебрегли взаимодействием вино с полем, считая, что внешнее магнитное поле мало по сравнению с характерной величиной $H_0^{\tilde{w}} = m_{\tilde{w}}^2/e$.

Вычисления приводят к выражению для вероятности суперсимметричного процесса $l' \rightarrow l + \tilde{\nu}_{l'} + \tilde{\nu}_l$ в магнитном поле, которое, однако, оказывается громоздким. Рассмотрим случай достаточно сильных магнитных полей $H \geq H'_0 = m_{l'}^2/e$, но таких, что $H \ll H''_0 = m_{\tilde{W}}^2/e$ (современное экспериментальное ограничение на массу вино таково: $m_{\tilde{W}} \geq 37$ ГэВ [7]), и будем считать, что происходит распад тяжелого лептона на более легкий ($m_{l'} \gg m_l$). Тогда для вероятности процесса получаем

$$W = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{g^4}{4m_{\tilde{W}}^4} \int_0^{m_{l'}} f^2 df \int_0^\pi \sin \theta d\theta \left(1 - \frac{f \cos \theta}{|f \cos \theta|} \right) F(f, \theta) \exp \left(-\frac{f \sin^2 \theta}{2eH} \right), \quad (2)$$

$$F(f, \theta) = \frac{1}{3} (m_{l'}^2 + 8f^2 \cos^2 \theta - 4f^2 \cos \theta |\cos \theta| - 5m_{l'} f \cos \theta + m_{l'} f |\cos \theta|),$$

$f = |f|$, где f — суммарный импульс, уносимый парой sneutrino $\tilde{\nu}_{l'}$ и $\tilde{\nu}_l$, θ — угол между векторами f и H .

В формуле (2) интегралы можно вычислить явно. В случае сильных полей ($H \gg H'_0$) экспоненциальный фактор в (2) можно заменить единицей и вероятность процесса будет равна

$$W = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{113}{1440} \frac{g^4}{m_{\tilde{W}}^4} m_{l'}^5. \quad (3)$$

Интересно на основе формулы (3) провести сравнение вероятности W суперсимметричного распада мюона $\mu \rightarrow e + \tilde{\nu}_\mu + \tilde{\nu}_e$, с вероятностью W_{SM} распада мюона $\mu \rightarrow e + \nu_\mu + \nu_e$ в стандартной теории электрослабых взаимодействий в сильном магнитном поле $H \gg m_{\tilde{W}}^2/e$ [4, 5]

$$W/W_{SM} = 11,3 (m_W/m_{\tilde{W}})^4, \quad (4)$$

где m_W — масса W -бозона.

Видно, что отношение вероятностей зависит от массы вино и, в частности, если положить $m_{\tilde{W}} = 37$ ГэВ, то вероятность суперсимметричного распада будет существенно больше вероятности стандартного процесса:

$$W/W_{SM} \approx 2,5 \cdot 10^2. \quad (5)$$

Возможно также провести точное интегрирование в (2). Для этого, как и в [5], представим экспоненту в виде ряда и в результате получим

$$W = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{24} \frac{g^4}{m_{\tilde{W}}^4} m_{l'}^5 \left(\frac{6}{\beta^2} \exp \left\{ -\frac{\beta}{2} \right\} + \frac{12}{\beta^2} A - \frac{A}{\beta} - \frac{18}{\beta^2} + \frac{8}{\beta} \right),$$

$$\beta = \frac{m_{l'}^2}{eH} = \frac{H'_0}{H}, \quad (6)$$

где

$$A = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \beta^k}{(2k+1)!!} = \frac{\sqrt{\pi}}{2i \sqrt{\beta/2}} \exp \left\{ -\frac{\beta}{2} \right\} \Phi \left(i \sqrt{\frac{\beta}{2}} \right),$$

$$a \Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp \{-x^2\} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{2^k x^{k+1}}{(2k+1)!!} \text{ — интеграл вероятностей [8].}$$

Из формулы (2), в частности, следует, что подынтегральное выражение отлично от нуля лишь при $\cos \theta \leq 0$. Опять рассматривая суперсимметричный распад мюона в сильном поле $H \gg m_{\tilde{W}}^2/e$, мы приходим к выводу, что электроны, рождающиеся в основном состоянии с квантовым числом $l=0$, движутся вдоль направления вектора магнитного поля, а их спины ориентированы в противоположную сторону. Следова-

тельно, эффект одномеризации в сильном магнитном поле, исследованный в КЭД (см., напр., [9]) и обсуждавшийся для стандартного электрослабого распада мюона в [4, 5], возникает также и в случае снейтринного распада мюона в суперсимметричной теории.

В заключение отметим, что в случае более слабого магнитного поля ($H < H_0'$) необходимо учитывать вклады в общую вероятность процесса, характеризуемые значениями квантового числа $n \neq 0$ для рождающегося лептона, роль которых уменьшается при увеличении напряженности поля.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Haber H. E., Kane G. L. // Phys. Rep. 1985. 117. P. 75; Nilles H. // Ibid. 1984. 110. P. 1. [2] Studenikin A. I. // Preprint of the Institute for Theor. Phys. (Kiev), ГТР-89-83Е; Студеникин А. И. // ЖЭТФ. 1990. 97. С. 1407; ЭЧАЯ. 1990. 21. С. 605; Эминов П. А. // Ядерная физика. 1990. 51. С. 542; Студеникин А. И., Тернов И. М. // Препринт физ. ф-та МГУ. 1990, № 13; Kurilin A. V. // Phys. Lett. 1990. В 249. P. 455; Лихачев Г. Г., Студеникин А. И. // Деп. ВИНТИ № 6374-В90 от 21.12.1990. [3] Байер В. Н., Катков В. М. // ДАН СССР. 1966. 171. С. 313; Рнтус В. И. // ЖЭТФ. 1969. 56. С. 986; Лоскутов Ю. М., Захарцов В. М. // Изв. вузов, Физика. 1969. № 8. С. 98; Тернов И. М., Родионов В. Н., Студеникин А. И. // Ядерная физика. 1983. 37. С. 1270; Борисов А. В., Келехсаева И. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. 28, № 6. С. 20. [4] Жуковский В. Ч., Эминов П. А., Шариф Абдала Хамид // Там же. 1978. 19, № 1. С. 58. [5] Тернов И. М., Лысов Б. А., Родионов В. Н., Студеникин А. И. // Изв. вузов, Физика. 1982. № 8. С. 100. [6] Savage M. J. // Phys. Rev. 1989. D 40. P. 3116. [7] Review of particle properties // Phys. Lett. B. 1990. P. 239. P. IX.5. [8] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1971. [9] Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1979. 20, № 3. С. 84; Скобелев В. В. // Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1982.

Поступила в редакцию
16.01.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 5

УДК 539.1.01

О ЦИЛИНДРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНЫХ И СТАТИЧЕСКИХ РЕШЕНИЯХ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

Х. Э. Пинсон К. (Колумбия)

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Показано, что цилиндрически-симметричное и статическое решение Леви-Чивита в РТГ не является физическим.

В РТГ [1] полная система уравнений для гравитационного поля имеет вид

$$R_n^m - (1/2) \delta_n^m R = 8\pi T_n^m, \quad (1)$$

$$D_m \tilde{g}^{mn} = 0. \quad (2)$$

Здесь $\tilde{g}^{mn} = \sqrt{-g} g^{mn} = \sqrt{-\gamma} \gamma^{mn} + \sqrt{-\gamma} \Phi^{mn}$, $\gamma = \det \gamma_{mm}$, $g = \det g_{mm}$, а D_m — ковариантная производная относительно метрики γ_{mn} пространства Минковского. Системы (1) и (2) представлены в координатах пространства Минковского ξ^i .

Решение системы (1) в координатах x^a риманова пространства в РТГ будет иметь смысл только в том случае, если координаты x^a могут быть однозначно выражены через координаты пространства Минковского ξ^i во всей области их существования. При известном $g^{pq}(x)$ связь x^a с ξ^i устанавливается посредством уравнения (2), которое удобно записать в виде

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^p} \left(\sqrt{-g} g^{pq} \frac{\partial \xi^i}{\partial x^q} \right) = \gamma_{pq}^i \frac{\partial \xi^p}{\partial x^m} \frac{\partial \xi^q}{\partial x^i} g^{mn}, \quad (3)$$

где через γ_{pq}^i обозначены коэффициенты связности пространства Минковского в координатах ξ^i .