

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.129

ВКЛАД ЛЕГКОГО ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО БОЗОНА В АНОМАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЛЕПТОНА

А. В. Аверин, А. В. Борисов, А. И. Студеникин

(кафедра теоретической физики)

Вычислен вклад псевдоскалярного бозона с массой 1,6 МэВ и g -фактор лептона в постоянном магнитном поле. Исследована зависимость указанной величины от энергии лептона и напряженности магнитного поля. Приведены численные оценки и сравнение с вкладом за счет слабых взаимодействий.

В экспериментах по столкновению тяжелых ионов в спектре энергии рожденных позитронов наблюдался узкий пик при энергии 300 кэВ с шириной 70 кэВ [1]. Было предположено [2], что эта позитронная линия возникает при распаде $\phi \rightarrow e^+e^-$ не наблюдавшегося ранее псевдоскалярного бозона ϕ , который рождается при ионных столкновениях. Из экспериментальных данных оценивалась масса: $m_\phi \approx 1,6 \div 1,7$ МэВ [1, 2].

Возможность существования частицы ϕ необходимо учитывать в астрофизических оценках [3]. В астрофизических приложениях представляет интерес учет влияния внешнего электромагнитного поля на величину вклада ϕ -бозона в аномальный магнитный момент (АММ) лептона. Заметим, что процессы в макроскопических внешних полях могут моделировать явления при прохождении частиц высоких энергий через монокристаллы, внутри которых напряженности полей значительно превосходят обычные лабораторные значения (см., напр., [4]).

Лагранжиан взаимодействия ϕ -бозона с лептонами выберем в виде

$$\mathcal{L} = g_f \bar{\psi}_f \gamma^5 \psi_f \phi, \quad (1)$$

где ψ_f , ϕ — поля лептона ($f=e, \mu$) и бозона соответственно, g_f — константа связи.

Используем известный [5] метод расчета АММ лептона, движущегося во внешнем постоянном однородном магнитном поле H . Ограничимся важным случаем квазиклассического движения лептона в поле, когда $p_\perp \gg (eH)^{1/2}$, $H \ll H_0 = m_f^2/e$ ($p_\perp$ — поперечный по отношению к направлению H импульс лептона). В этом случае влияние внешнего поля на процесс определяется единственным инвариантным параметром $\chi_f = [-(eF^{\mu\nu}p_\nu)^2]/m_f^3 = p_\perp^2 H/m_f H_0$ [6]. Здесь $F^{\mu\nu}$ — тензор внешнего поля, m_f , p^μ — масса и 4-импульс лептона. Параметр χ_f становится большим в случае высоких энергий и/или сильных внешних полей. Для электронов в монокристаллах достигнуты $\chi_f \sim 1$ [4].

В итоге находим следующее выражение для вклада ϕ -бозона в g -фактор лептона:

$$a_\phi = \frac{1}{2} g_f - 1 = \frac{a_f}{2\pi} K_f, \quad (2)$$

$$K_f = - \int_0^1 du (1-u)^3 \frac{x}{y} \Gamma(x),$$

где

$$x = [\chi_f u (1-u)^2]^{-2/3} y, \quad y = (1-u)^2 + u/\delta_f, \quad a_f = g_f^2/4\pi,$$

$$\delta_f = m_f^2/m_\phi^2; \quad \Gamma(x) = \int_0^\infty dt \sin(xt + t^3/3).$$

Для мюона при $\chi_\mu \ll \delta_\mu^{-1/2} = 1,59 \cdot 10^{-2}$ из (2) находим асимптотику:

$$K_{\mu} = -\frac{1}{2} - \frac{1}{\delta_{\mu}} + \frac{1}{2\delta_{\mu}} \ln \delta_{\mu} + \frac{3\pi}{4\delta_{\mu}^{3/2}} + \left(\frac{29}{6} - \ln \delta_{\mu} \right) \chi_{\mu}^2 =$$

$$= -0,50 - 3,45\chi_{\mu}^2 + O(\chi_{\mu}^4). \quad (3)$$

Для электрона при $\chi_e \ll 35,26$ (в этом случае $x \gg 1$):

$$K_e = -0,17 - 1,35 \cdot 10^{-4} \chi_e^2 + O(\chi_e^4). \quad (4)$$

В работе [2] на основе расчета $K_f(\chi_f=0)$ были оценены верхние границы для констант α_f : $\alpha_e < 1,6 \cdot 10^{-8}$; $\alpha_{\mu} < 1 \cdot 10^{-7}$ (использовалось максимальное расхождение между теорией и экспериментом: $\Delta\alpha_e < 3 \cdot 10^{-10}$, $\Delta\alpha_{\mu} < 9 \cdot 10^{-9}$).

В случае $\chi_{\mu} \gg 1$, $\chi_e \gg \delta_e^{-3/2} = 35,26$ получаем

$$K_f = -\frac{5\pi}{9\sqrt{3}} \Gamma(1/3) (3\chi_f)^{-2/3} + O(\chi_f^{-4/3}); \quad a_{\varphi} = -0,21\alpha_f \chi_f^{-2/3}. \quad (5)$$

Для оценок использовано значение массы $m_{\varphi} = 1,68$ МэВ [2].

При $\chi_{\mu} = 10^2$ с хорошей степенью точности можно пользоваться асимптотической формулой (5). Тогда вклад в мюонный g -фактор $a_{\varphi} \leq 9,8 \cdot 10^{-10}$, что, однако, более чем на порядок меньше Δa_{μ} . Отметим, что вклад псевдоскалярного бозона в АММ лептона сравним с вкладом за счет слабых взаимодействий [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Clemente M. et al.//Phys. Lett. 1984. 137B. P. 41. [2] Shafer A., Reinhardt J. et al.//J. Phys. G. 1985. 11. P. L69; Balantekin A. B. et al.//Phys. Rev. Lett. 1985. 55. P. 461. [3] Donnelly W., Fredman S. J. et al.//Phys. Rev. 1978. D18. P. 1607; Barrero A., Branco G. C.//Phys. Lett. 1982. 116B. P. 247. [4] CERN-Cour. 1987. 27. N 5. P. 17. [5] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1983. [6] Ритус В. И.//Тр. ФИАН СССР. М., 1979. Т. 111. [7] Fujikawa K., Lee B. W., Sanda A. I.//Phys. Rev. 1972. D6. P. 2923.

Поступила в редакцию
18.02.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 5

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.226.3

НЕЛИНЕЙНОСТЬ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 1÷33 МГц

Ф. В. Булыгин

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Измерена нелинейность диэлектрической проницаемости α нематических жидких кристаллов в ВЧ-диапазоне частот 1÷33 МГц: $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-3}$ см³/эрг. Определены зависимости величины α и $\operatorname{tg} \delta$ от частоты, а также зависимости α и ϵ от температуры.

Одним из направлений работ по реализации квантовых невозмущающих изменений энергии в ВЧ- и СВЧ-диапазонах частот является поиск вещества, обладающего большой квадратичной нелинейностью α диэлектрической проницаемости и малыми потерями [1].

Величина α характеризует зависимость диэлектрической проницаемости ϵ от квадрата напряженности электрического поля E :

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \alpha E^2) \quad (1)$$

и связана с нелинейной кубичной восприимчивостью χ_3 следующим образом:

$$\alpha = 4\pi\chi_3/\epsilon_0. \quad (2)$$

Величина χ_3 связана со структурой вещества и в общем случае является функцией трех частот, значения которых определяются условиями эксперимента.