

не постоянного поля, т. е. в случае ондулятора τ равно длине ондулятора, деленной на скорость света.

Зависимость вероятности процесса от τ^2 можно объяснить и на основе классической теории. В рамках этой теории рассмотренный процесс интерпретируется как рассеяние волн диэлектрической проницаемости на источнике, обладающем собственной частотой, наличие которой и приводит к резонансному эффекту.

Для изучаемого здесь процесса слияния двух квантов волны в один фотон можно ввести понятие сечения процесса, если поделить выраженные $\omega V^{-1} \tau^{-1}$ на плотность потока квантов волны $n_\omega = m^2 \xi^2 \omega_0 e^{-2}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. ЖЭТФ, 1973, 65, с. 1818. [2] Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. ЖЭТФ, 1978, 74, с. 1621. [3] Becker W., Mitter H. J. Phys., A, 1975, 8, p. 1638. [4] Байер В. Н., Мильштейн А. И., Страховенко В. М. ЖЭТФ, 1975, 69, с. 1893. [5] Лобанов А. Е., Халилов В. Р. ЖЭТФ, 1979, 77, с. 548.

Поступила в редакцию
25.05.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 539.12.01

НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ В КАЛИБРОВОЧНОЙ МОДЕЛИ $SU(3)_f \times U(1)$

М. Н. Дубинин

(кафедра физики высоких энергий)

Стандартная модель [1], успешно предсказавшая существование нейтральных токов, в настоящее время хорошо описывает основные экспериментальные данные по слабым и электромагнитным взаимодействиям кварков и лептонов. Наряду со стандартной моделью в 70-е годы рассматривалось большое число моделей с калибровочными группами более высокого ранга, часто имеющие в своем составе новые (тяжелые) лептоны и кварки. После появления сравнительно точных опытных данных по процессам с участием нейтральных токов [2] многие нестандартные модели были исключены [3]. В связи с этим представляет интерес выяснить, насколько успешно можно описать имеющиеся экспериментальные данные, выходя за рамки стандартной модели. Иными словами, есть ли место для существующей феноменологии в рамках нестандартных калибровочных теорий. Такой вопрос исследовался на примере $SU(3) \times U(1)$ -модели. Отметим, что ранее рассматривавшиеся $SU(3) \times U(1)$ -модели [4, 5] не удовлетворяют имеющимся опытным данным [2].

Мультиплеты фермионов в рассматриваемой нами модели имеют вид

$$e_R, E_L^-, \begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \\ E^0 \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} E^- \\ E^0 \\ \nu_e \end{pmatrix}_R; \quad u_R, U_L, \begin{pmatrix} u \\ d \\ D \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} U \\ D \\ d \end{pmatrix}_R$$

(μ, τ, c, s, b, t содержатся в мультиплетах, аналогичных выписанным, $E(U, D)$ — тяжелые лептоны (кварки)). Помимо фермионных синглетов, модель содержит триплеты кварков и антитриплеты ($SU(3)$ -спиноры, преобразующиеся по сопряженному представлению группы) лепто-

нов. Взаимодействия между фермионами осуществляются тремя заряженными W_1, W_2, W_3 и тремя нейтральными A, Z_1, Z_2 калибровочными бозонами. Бозон $W_1 (G/\sqrt{2} = g^2/8m_{W_1}^2)$ отвечает за $V-A$ -переходы между известными кварками и лептонами.

Хиггсовский потенциал строится из двух триплетов Φ, Ψ и двух октетов φ, ψ скалярных полей с вакуумными средними

$$\langle \Phi \rangle_0 = (0, 0, f), \quad \langle \Psi \rangle_0 = (h, 0, 0), \quad \langle \varphi \rangle_0 = (v/\sqrt{2}) \lambda_6, \quad \langle \psi \rangle_0 = (v/\sqrt{2}) \lambda_7;$$

λ — матрицы Гелл-Манна. Явный вид потенциала, локальный минимум которого соответствует выписанным вакуумным средним, приведен в работе [5]. Модель содержит три параметра

$$\cos \vartheta = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + \frac{4}{3} g'^2}}, \quad x = \left(\frac{v}{f}\right)^2, \quad y = \left(\frac{h}{f}\right)^2$$

(g, g' — константы связи), величины которых определяются опытом.

Для сравнения предсказаний модели с экспериментальными данными по нейтральным токам [2] используем эффективный гамильтониан взаимодействия фермионов

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_L \nu_L \sum_c (c_L \bar{\Psi}_{cL} \Psi_{cL} + c_R \bar{\Psi}_{cR} \Psi_{cR}),$$

где $c=u, d$ для глубоконеупругого νN -рассеяния, $c=e$ для νe -рассеяния, и выразим константы $c_{L,R}$ через x, y, ϑ :

$$u_L = \cos^2 \vartheta (4x + 1) \omega, \quad d_L = -[\cos^2 \vartheta (4x + 1) + 2y + 1] \frac{\omega}{2},$$

$$u_R = -u_L \operatorname{tg}^2 \vartheta, \quad d_R = [\cos^2 \vartheta (4x + 1) - 2y - 1] \frac{\omega}{2},$$

$$e_L = (1 - 3 \cos^2 \vartheta) (4x + 1) \frac{\omega}{2},$$

$$e_R = 3 \sin^2 \vartheta (4x + 1) \frac{\omega}{2},$$

где $\omega = (y + 2x)/2(8xy + 2x + y)$.

Асимметрия при рассеянии поляризованных электронов на нуклонах [2] в нашем случае равна

$$A = -\frac{G}{2\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{9\omega}{15} \left[(5 \cos^2 \vartheta - 2) (8x + 1) + (3 \cos^2 \vartheta - 2) (16x + 3) \frac{1 - (1-z)^2}{1 + (1-z)^2} \right] \left(\frac{q}{\Gamma_{\text{ЭВ}}} \right)^2,$$

где z — относительная потеря энергии электроном, q — переданный импульс. При $\cos^2 \vartheta = 0,67, x = y = 0,04, z = 0,2$ получаем $u_L = 0,35, d_L = -0,41, u_R = -0,17, d_R = 0,07, e_L = -0,26, e_R = 0,27, A/q^2 = -8,7 \cdot 10^{-5}$. Приведенные значения констант удовлетворяют экспериментальным данным [2]. Массы калибровочных бозонов фиксируются однозначно и равны

$$M_{W_1} = 74,6 \text{ ГэВ}, \quad M_{W_2} = 228 \text{ ГэВ}, \quad M_{W_3} = 232 \text{ ГэВ},$$

$$M_{Z_1} = 80,6 \text{ ГэВ}, \quad M_{Z_2} = 284,2 \text{ ГэВ}.$$

Нарушение четности в тяжелых атомах в нашем случае примерно такое же, как в стандартной модели. Таким образом, рассматриваемая

модель описывает основные опытные данные столь же успешно, как и стандартная, но в отличие от последней содержит два Z -бозона с массами одного порядка, вносящие сравнимые вклады в рассматривавшиеся процессы.

Автор благодарен Ю. Н. Колмакову за полезные советы, а также искренне признателен А. А. Славнову и Д. А. Славнову за обсуждение работы и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Salam A. In: Elementary particle theory / Ed. by N. Svartholm. Stockholm, 1969, p. 367; Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1967, 19, p. 1264. [2] Kim J. E., Langacker P. et al. Rev. Mod. Phys., 1981, 53, N 2, p. 211. [3] Fritzsche H. In: High Energy Physics 1978 / Ed. by S. Homma, M. Kawaguchi, H. Miyazawa. Tokyo, 1979, p. 593. [4] Lee B. W., Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, N 22, p. 1237. Lee B. W., Shrock R. E. Phys. Rev., 1978, D17, N 9, p. 2410. [5] Langacker P., Segre G., Golshani M. Phys. Rev., 1978, D17, N 5, p. 1402.

Поступила в редакцию
31.05.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 537.611.44

ВЛИЯНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ НА СПЕКТР МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНКИ

С. А. Вызулин, С. А. Киров, Н. Е. Сырьев

(кафедра радиофизики СВЧ)

В последнее время возросло внимание к изучению магнитостатических (МС) волн и колебаний в тонких пластинках и пленках ферритов, что связано с их использованием в СВЧ интегральных схемах в качестве элементов различного функционального назначения. Возможность использования в таких устройствах образцов с доменной структурой (ДС) представляет принципиальный интерес как в целях уменьшения подмагничивающих полей, так и с точки зрения практического использования новых особенностей МС спектра, возникающих в присутствии ДС. В отличие от случая массивного образца спектр тонких образцов еще мало изучен. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследован спектр длинноволновых МС колебаний в пластинке с двухфазной ДС.

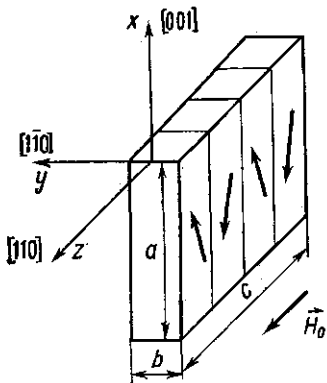


Рис. 1. Система координат и схема доменной структуры

Рассмотрим тонкую прямоугольную пластинку ($a, c \gg b$) кубического феррита с отрицательной первой константой анизотропии ($K_1 < 0$), вырезанную в плоскости $(1\bar{1}0)$ и намагничиваемую вдоль оси $[110]$ (рис. 1). Как известно, в этом случае в определенном интервале полей существует двухфазная пластинчатая ДС [1] с границами доменов, перпендикулярными к H_0 [2]. Для исследования длинноволновых колебаний с пространственным периодом λ , намного превосходящим период ДС d ($\lambda \gg d$), можно, следуя [3], ввести усредненный по ДС тензор магнит-