

донорных состояний. Однако для объяснения столь резкого несоответствия n_s и N_s приходится допустить возможность адсорбции на других центрах поверхности (не Ti^{3+}). О существовании таких центров говорит то, что анион-радикалы $p=bx$ образуются также при адсорбции на очень слабо восстановленной TiO_2 (вакуумирование при $500^\circ K$), когда концентрация Ti^{3+} ничтожно мала и не регистрируется прибором.

ЛИТЕРАТУРА

1. Казанский В. Б., Никитина О. В., Парийский Г. Б., Киселев В. Ф. ДАН СССР, 151, 369, 1963.
2. Лу-Тун-Син, Раппопорт В. Л. «Вестн. ЛГУ», сер. физ., хим., вып. 2, № 10, 45, 1966.
3. Машенко А. И., Казанский В. Б., Парийский Г. Б., Шрапов В. М. «Кинетика и катализ», 8, 853, 1967.
4. Che M. Naccache C., Jmelik V. J. Chim. Phys., 65, 130, 1968.
5. Кван Т. Сб. «Электронные явления в адсорбции на полупроводниках». М., «Мир», 1969, стр. 278.
6. Пименов Ю. Д., Холмогоров В. Е., Теренин А. Н. ДАН СССР, 103, 935, 1965.
7. Juengar D., Code'll H., Karra J., Turkevich J. Disc. Farod. Soc., 41, 323, 1966.
8. Chester P. F. J. Appl. Phys., 32, 2232, 1961.

Поступила в редакцию
4.9 1970 г.

Кафедра
общей физики для химического факультета

УДК 539.12.01

Д. Ф. КУРДГЕЛАИДЗЕ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ И СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ КВАРКОВОЙ ТЕОРИИ

Электромагнитное взаимодействие. Исходя из нелинейного уравнения кварков Ψ_A [1] были введены уравнения для бозонных M_A^B и фермионных полей Ψ_{ABC} . В частности, для последних уравнение с учетом их взаимодействия с полем $M_A^{B\alpha}$ имеет вид

$$\begin{aligned}
 (\gamma P)_{\alpha\alpha'} \Psi_{\alpha'\beta\gamma}^{lmn} + m\Psi_{ABC} &= g' \{M_A^D \Psi_{DBC} + M_B^D \Psi_{ADC} + M_C^D \Psi_{ABD} - 3M_D^D \Psi_{ABC}\}, \\
 (\gamma P)_{\alpha\alpha'} \Psi_{\alpha'\beta\gamma}^{lmn} &= (\gamma P)_{\beta\beta'} \Psi_{\alpha\beta'\gamma}^{lmn} = (\gamma P)_{\gamma\gamma'} \Psi_{\alpha\beta\gamma'}^{lmn}, \\
 (\gamma P)_{\alpha\alpha'} M_{\alpha'l}^{Bm} + \mu M_A^B &= g' \{M_A^C M_C^B + M_C^B M_A^C\} - 3 \{M_C^B M_A^B + M_A^B M_C^B\}, \\
 (\gamma P)_{\alpha\alpha'} M_{\alpha'l}^{Bm} &= -(\gamma P)_{\beta'\beta} M_{\alpha l}^{B'm}; \quad (\gamma P) \equiv \gamma_\mu P_\mu, \\
 A &\equiv (\alpha, l); \quad B \equiv (\beta, m); \quad C \equiv (\gamma, n); \quad D \equiv (\delta, s),
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

$(\alpha, \beta, \gamma, \delta)$ — спиноры, (l, m, n, s) — унитарные индексы.

Рассмотрим дублет (γ_e) или (n) и в (1) совершим известный переход к электромагнитному полю A_μ ; $\omega_\mu \rightarrow \alpha_0 A_\mu$, $\rho_\mu \rightarrow \beta_0 A_\mu$, $\Phi_\mu \rightarrow \delta_0 A_\mu$. Постоянные $\alpha_0, \beta_0, \delta_0$ определяются из унитарной симметрии [2] и требования равенства нулю электрического заряда нейтрино (нейтрона): $\beta_0 = 3\alpha_0$; $\delta_0 = -2\sqrt{\alpha_0}$. При этом уравнение (1) можно записать в виде обычного уравнения Дирака при наличии электромагнитного поля A_μ , где однако, вместо электрического заряда будет стоять величина

$$e = \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2 \frac{\sqrt{3}}{20}; \quad e^2 = \frac{1}{133,3} \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^4, \tag{2}$$

l^2 — нелинейный параметр, λ_0^2 — нормировочная постоянная — электромагнитного поля ($[\lambda_0] = \text{см.}$). Приняв $l^2 = \lambda_0^2$ (другого размерного параметра в электромагнит-

ном поле не имеется), для постоянной тонкой структуры находим значение $e^2 = 1/133,3$, весьма близкое к $e^2 = 1/137$, ($\hbar = c = 1$).

Электромагнитное поле в уравнение (1) можно включить и путем замены в нем $M_{\alpha l}^{\beta m}$ унитарным синглетом ($m=l$). Аналогичным образом из уравнения для мезонного поля $M_{\alpha l}^{\beta m}$ можно путем перехода к унитарному синглету ($m=l$) вывести уравнение Максвелла для свободного электромагнитного поля.

Слабые взаимодействия. Обычное четырехмерное взаимодействие:

$$H' = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{N}_d Q_\alpha N_b) (\bar{N}_e Q_c N_d)$$

через Ψ_{ABC} и $\bar{\Psi}^{ABC}$ можно записать в виде

$$H^1 = G^1 (\bar{\Psi}^{AEF} \Psi_{BEF}) (\bar{\Psi}^{BEF} \Psi_{AE'F'}) \equiv G \mathfrak{M}_A^B \mathfrak{M}_A^B. \quad (3)$$

Введение в уравнение (1) четырехфермионных взаимодействий приведет к замене M_A^B на \hat{M}_A^B , где

$$\hat{M}_A^B = g' M_A^B + G \mathfrak{M}_A^B, \quad \mathfrak{M}_A^B \equiv \lambda_0^2 (\bar{\Psi}^{BE'F'} \Psi_{AEF}), \quad (4)$$

а $g' M_A^B$ является ответственным за сильные процессы, $G \mathfrak{M}_A^B$ — за слабые (g' и G пропорциональные сильному и слабым константам взаимодействия соответственно).

Если в (1), (4) оставить только \mathfrak{M}_A^B (слабые взаимодействия), ограничиться дублетом (ν_e^+) и \mathfrak{M}_A^B — раскрыть в $SU(2)$ по (4), то находим

$$\bar{e} (\gamma P) e = G_F (\bar{e} \gamma_\mu e) [(\bar{\nu} \gamma_\mu e) + (\bar{\nu} \gamma_\mu \nu)], \quad (5)$$

$$G_F \approx 0,63G.$$

Для вывода слабых взаимодействий из нелинейной кварковой теории необходимо в уравнение кварков включить нелинейный член вида $(\bar{\Psi}\Psi)^3 \Psi$. Однако, чтобы в теорию не вводить новый размерный параметр, можно исходить, например, из нелинейного лагранжиана с добавкой вида $(L=L_0+L^1)$:

$$L^1(\xi) = -\frac{\kappa_0}{2} \xi [1 - \exp \xi]; \quad \xi \equiv l^2 (\bar{\Psi}\Psi)/\kappa_0 < 1, \quad (6)$$

где κ_0 — средняя масса кварков. Уравнение кварков тогда примет вид:

$$\left\{ (\gamma P) + l^2 (\bar{\Psi}\Psi) + \frac{3}{4} \left(\frac{l^4}{\kappa_0} \right) (\bar{\Psi}\Psi)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{l^6}{\kappa_0^2} \right) (\bar{\Psi}\Psi)^3 \right\} \Psi = 0. \quad (7)$$

Отсюда методом слияния можно построить уравнение (1) с M_A^B вида (4), где

$$G = \frac{1}{1680} \frac{1}{\kappa_0^2}, \quad G_F \simeq \frac{0,63}{1680} \cdot \frac{1}{\kappa_0}. \quad (8)$$

Из (8) можно определить $\kappa_0 \simeq 5,8 m_N$ и, учитывая [1], что $\kappa_1^0 \simeq 3 m_N$, $\kappa_2^0 \simeq 2 m_N$, получить $\kappa_3^0 \simeq 12 m_N$.

Уравнение (7) имеет два решения [3] с массой покоя $\kappa_0=0$ и $\kappa_0 \neq 0$. Назовем их лептокварками (l_1, l_2, l_3) и кварками (q_1, q_2, q_3). Из кварков строятся мезоны и барионы, из лептокварков — фотоны и лептоны. В результате слияния трех лептокварков ($2 \otimes 2 \otimes 2 = 2 \oplus 2 \oplus 4$) возникшие два дуплета можно сопоставить с $\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$ дублетом. Таким путем в (1), (3), (4) можно включить электрон-мюонные взаимодействия.

Хотя групповые свойства лептонов и лептокварков одинаковые, но ввиду отсутствия у лептокварков и лептонов масс покоя в них гиперзаряд фактически не проявляется. Это означает фактическое тождество $l_2 \simeq l_3$ (т. е. третьего и второго лептокварков). Фактическое тождество третьего и второго кварков является, по-види-

тому, общей характерной чертой слабых взаимодействий, и это обстоятельство можно использовать для построения теории слабых взаимодействий.

В настоящей работе показано, что аналогично тому как всевозможные макроскопические силы, например, молекулярные, поверхностные и другие представляют собой проявление кулоновского взаимодействия в зависимости от различных условий, так и в теории элементарных частиц сильные электромагнитные и слабые взаимодействия представляют собой проявление одного нелинейного взаимодействия некоторой «проматерии» в зависимости от различных условий. «Проматерия» в данной работе отождествляется с кварковым полем. В соответствии с этим всевозможные распады в области элементарных частиц должны получить свое решение в рамках «проматерии» — в данном случае кварков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басьюни А. А., Курдгеландзе Д. Ф. «Ядерная физика», 8, 154, 1968; «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 4, 1969.
2. Боголюбов Н. Н. В сб.: «Физика высших энергий теории элементарных частиц». Тр. Ялтинской школы, 1966. Киев, «Наукова думка», 1967, стр. 5.
3. Курдгеландзе Д. Д. ЖЭТФ, 38, 462, 1960; «Изв. вузов», физика, 3, 4, 1966.

Поступила в редакцию
8.9 1970 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.216.2

В. В. ПОТЕМКИН, Н. Н. КУРДЮМОВ

ШУМОВЫЕ СВОЙСТВА ЛОКАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Локальная дисперсия анизотропии, которая присуща реальным тонким магнитным пленкам [1], оказывает существенное влияние как на их динамические свойства, так и на процессы, протекающие в пленках под действием внешних магнитных полей [2, 3].

Данная работа посвящена результатам экспериментальных исследований шумов э. д. с. поперечной индукции локальных областей нормальных тонких магнитных пленок при перемагничивании их полями гармонической формы в направлении средней оси преимущественного (легкого) намагничивания.

Исследования проводились на круглых пленках из пермалоя марки 79-МНА, изготовленных методом вакуумного напыления, с диаметром пятна 10 мм и толщиной магнитного слоя 2000 Å.

Метод исследования и блок-схема экспериментальной установки описаны в [4]. Перемагничивающее устройство состояло из катушек Гельмгольца, образующих с параллельной емкостью колебательный контур, настроенный на частоту перемагничивающего сигнала $f_p = 1,2$ мегагерца с полосой пропускания 350 Кгц. Индикаторным блоком служила кассета из семи идентичных катушек с размером ребер 2 и 3 мм и шириной 1 мм, нанесенных на жесткий каркас из полистиролла. Такие параметры и конструкция тракта перемагничивающего сигнала и индикаторного блока, во-первых, исключали действие на пленку высших гармоник перемагничивающего сигнала, во-вторых, обеспечивали постоянство коэффициентов связи по потоку между каждой из измерительных обмоток и пленки. При измерениях индикаторный блок накладывался на пленку таким образом, что ось кассеты совпадала с направлением оси трудного намагничивания. Измерение шумовых компонентов индуцированных пленкой э. д. с. проводилось последовательным анализом напряжения на каждой из индикаторных обмоток при разомкнутых остальных. Выбранный способ индикации исследуемых э. д. с. позволял считать, что исследованиям подвергались одинаковые по площадям области пленки, ограниченные площадями касания индикаторных обмоток с поверхностью пленки.

Результаты измерений показаны на рисунке, где по оси ординат отложено напряжение шума, измеренного на частотах наблюдения $F = 0,5; 2$ и 9 Кгц, а по оси абсцисс среднее расстояние исследуемой области от центра пленки, нормированное к ее радиусу. Измерения проводились при амплитудах перемагничивающего поля, значительно превосходящих динамическую, для выбранной частоты перемагничивания, величину поля анизотропии пленки $H_{к.дич}$.