

*В. КАМЕНСКИЙ, АНУ ТИГАНЕ*

## ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ВБЛИЗИ ТОЧКИ КЮРИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Фазовый переход в магнитных системах является фазовым переходом второго рода. Естественно ожидать, что поэтому вблизи температуры перехода как статика, так и динамика магнитных систем будут иметь специфические особенности. В связи с этим представляет интерес исследовать распространение электромагнитных волн в ферромагнетиках.

Магнитные системы в достаточно широкой температурной области хорошо описываются феноменологической теорией Ландау. Микроскопически эта теория эквивалентна нулевому приближению самосогласованного поля, т. е. применима тем лучше, чем больше отношение радиуса взаимодействия к среднему расстоянию между частицами. В связи с этим В. Г. Ваксом, А. И. Ларкиным и С. А. Пикиным [1] была предложена диаграммная техника для взаимодействующих спинов, позволяющая единым образом описывать статику и динамику магнитных систем при всех температурах. Эта техника сводится к использованию ряда последовательных приближений метода самосогласованного поля и пригодна для ферромагнетиков с большим радиусом взаимодействия в температурном интервале  $r_0^{-6} < \tau = |T_C - T|/T_C < 1$  (здесь  $r_0$  — отношение радиуса взаимодействия к постоянной решетки;  $T_C$  — критическая температура).

В настоящей работе при помощи этой техники найдены частотная и температурная зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  ферромагнетиков вблизи температуры перехода.

Рассмотрим идеальный гейзенберговский ферромагнетик с произвольным взаимодействием между спинами, гамильтониан которого имеет вид

$$\hat{H} = -\mu_B \sum_i \mathbf{H} \mathbf{S}_{r_i} - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \mathbf{S}_{r_i} \mathbf{S}_{r_j}. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{S}_r$  — оператор спина;  $\mathbf{r}_i$  — координата узла;  $V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$  — эффективный потенциал взаимодействия между спинами;  $\mathbf{H}$  — внешнее магнитное поле;  $\mu_B$  — магнетон Бора.

В гамильтониане (1) первый член отвечает прямому взаимодействию магнитного поля световой волны со спиновой системой. Однако этот эффект является релятивистски малым, поэтому естественно рассмотреть взаимодействие спиновой системы с электрической компонентой поля излучения. Кроме того, в последние годы проделан ряд экспериментов (см. обзоры Т. Мория и В. В. Еременко, А. И. Беляевой [2]),

в которых показано, что электрическая компонента поля излучения взаимодействует со спиновой системой сильнее, чем его магнитная компонента.

Связь между спиновой системой и электрической волной в гамильтониане (1) дают члены, возникающие при разложении потенциала взаимодействия по электрическому полю. Если в этом разложении имеются члены, линейно зависящие от  $\mathbf{E}$ , то существует электрический дипольный момент. Структура этого дипольного момента для различных кристаллических симметрий была подробно исследована в [3]. В частности было показано, что в случае кристаллов, обладающих симметрией, аналогичной симметрии нашей модели, коэффициенты  $\partial V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) / \partial \mathbf{E}$  обращаются в нуль, поэтому необходимо рассматривать члены, билинейно зависящие от  $\mathbf{E}$  и ионного смещения, представляющие спин- и фонон-зависимые электрические дипольные моменты. Этот механизм впервые был разобран Й. Мицуно и Ш. Коиде [3] для случая температур, далеких от критической области. Кроме того, магнот-фононное поглощение вызывает специальный интерес в случаях, когда существуют и другие механизмы поглощения.

Гамильтониан, учитывающий указанные выше взаимодействия, имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_m + \hat{H}_{ph} + \hat{H}_{phot} + \hat{H}_{mph} + \hat{H}_1. \quad (2)$$

Здесь  $\hat{H}_m$ ,  $\hat{H}_{ph}$  и  $\hat{H}_{phot}$  — не взаимодействующие между собой магнетонный, фононный и фотонный гамильтонианы соответственно;  $\hat{H}_{mph}$  — гамильтониан магнот-фононного взаимодействия, полученный в [4], а  $\hat{H}_1$  соответствует взаимодействию электрической компоненты поля излучения с магнетонами и фононами и записывается в виде

$$\hat{H}_1 = - \sum_{\substack{i \neq j \\ \alpha, \beta}} \frac{\partial^2 V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{\partial E^\alpha \partial \mathbf{r}_i^\beta} \mathbf{u}_i^\beta \mathbf{E}^\alpha \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (3)$$

где  $\alpha, \beta \equiv x, y, z$ ;  $\mathbf{u}_i$  — смещение  $i$ -го узла решетки.

Для построения последовательных приближений удобно, следуя [1], выделить в гамильтониане (2) взаимодействие со средним спином  $\langle S \rangle$ . В результате гамильтониан (2) будет иметь вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int},$$

где  $H_0$  соответствует сумме нулевых приближений  $H_m$ ,  $H_{ph}$  и  $H_{phot}$ , а  $\hat{H}_{int}$  включает магнот-магнетонное, магнот-фононное и магнот-фонон-фотонное взаимодействия:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int} = & - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) (S_i - \langle S_i \rangle) (S_j - \langle S_j \rangle) - \\ & - \sum_{i \neq j} \langle S \rangle \mathbf{u}_i \nabla_i V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) (S_j - \langle S_j \rangle) - \\ & - \sum_{i \neq j} \mathbf{u}_i \nabla_i V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) (S_i - \langle S_i \rangle) (S_j - \langle S_j \rangle) - \\ & - \sum_{\substack{i \neq j \\ \alpha, \beta}} \frac{\partial^2 V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{\partial E^\alpha \partial \mathbf{r}_i^\beta} \mathbf{E}^\alpha \mathbf{u}_i^\beta [\langle S_i \rangle (S_j - \langle S_j \rangle) + \\ & + (S_i - \langle S_i \rangle) (S_j - \langle S_j \rangle)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Аналогично [4] можно построить диаграммную технику для нахождения последующих приближений. В результате поправки к гриновской функции фотонов

$$D_{\alpha\beta} = -\langle \hat{T} A_{\alpha}(\mathbf{r}, \tau) A_{\beta}(\mathbf{r}', \tau') \rangle, \quad (5)$$

где  $\mathbf{A}$  — вектор-потенциал электромагнитного поля, будут изображаться совокупностью различных связанных диаграмм, построенных из одноячеечных блоков  $\Gamma_{nmp}$ . Индексы у последних означают число различных вершин (выражения для магнон-магнонных и магнон-фононных блоков были получены в [1, 4]; обобщение на случай фотонов очевидно), соединенных линиями взаимодействия  $V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \nabla_i V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$ ,

$$I^{\alpha\beta}(\mathbf{r}) \equiv \frac{\partial^2 V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{\partial E_{\alpha} \partial r_i^{\beta}},$$

фононными и фотонными линиями.

Примеры некоторых одноячеечных блоков изображены на рис. 1.

Поскольку мы интересуемся электромагнитным полем с длинами волн, значительно превосходящими межатомные расстояния, можно воспользоваться результатами, полученными в [5]. Там было показано, что в этом случае достаточно ограничиться суммированием таких диаграмм, в которых не происходит интегрирования по импульсам длинноволно-

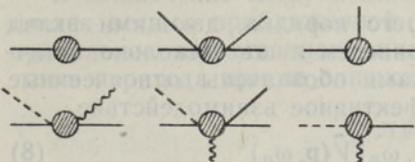


Рис. 1.

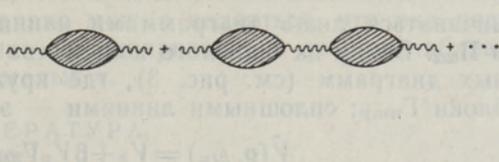


Рис. 2.

вых фотонных линий, т. е. диаграмм, не содержащих внутренних фотонных линий (см. рис. 2). Для такой последовательности диаграмм в [5] было выведено следующее уравнение Дайсона:

$$D_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega_n) = D_{\alpha\beta}^0(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \omega_n) + \int d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 D_{\alpha\gamma}^{(0)}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3, \omega_n) \Pi_{\gamma\delta}(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4, \omega_n) D_{\delta\beta}(\mathbf{r}_4, -\mathbf{r}_2, \omega_n) \quad (6)$$

и показано, что при калибровке с равным нулю скалярным потенциалом поляризационный оператор  $\Pi_{\alpha\beta}$  связан с диэлектрической проницаемостью среды  $\epsilon$  следующим образом:

$$\Pi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega_n) = \frac{1}{4\pi} [\epsilon(i|\omega_n|) - 1] \omega_n^2 \delta_{\alpha\beta}. \quad (7)$$

Аналитически продолжая  $\Pi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega_n)/\omega_n^2$  с положительной мнимой полуоси на верхнюю полуплоскость, мы получим  $\epsilon(\omega)$  и, следовательно, величину поглощения света. Заметим, что, как видно из (7), для нахождения  $\epsilon(\omega)$  необходимо знать лишь диагональные компоненты  $\Pi_{\alpha\beta}$ .

В нашем случае вместо гриновской функции  $D_{\alpha\beta}$  удобно пользоваться другой гриновской функцией

$$D_{\alpha\beta}^E = -\langle \hat{T} E_{\alpha}(\mathbf{r}, \tau) E_{\beta}(\mathbf{r}', \tau') \rangle,$$

связанной с  $D_{\alpha\beta}$  соотношением

$$D_{\alpha\beta}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n) = -\omega_n^2 D_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n).$$

Как легко проверить, такая замена не сказывается на конечном результате.

Следовательно, наша задача состоит в том, чтобы найти диагональные компоненты поляризационного оператора  $\Pi_{\alpha\alpha}$  (для простоты мы не учитываем тензорный характер диэлектрической проницаемости). Поскольку в применяемой нами диаграммной технике каждое внутреннее интегрирование вносит малый множитель порядка  $r_0^{-3}$ , мы будем огра-

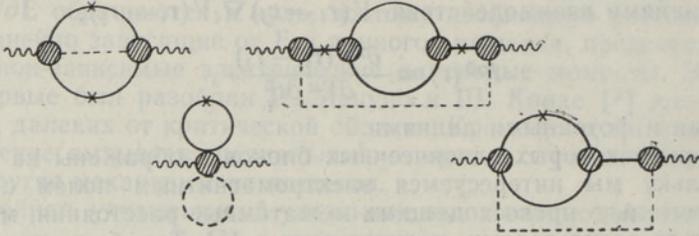


Рис. 3.

ничиваться лишь диаграммами наименьшего порядка, дающими вклад в  $\Pi_{\alpha\alpha}$ . Ввиду их большого количества приведем лишь несколько типичных диаграмм (см. рис. 3), где кружками обозначены одноячеечные блоки  $\Gamma_{mp}$ ; сплошными линиями — эффективное взаимодействие

$$\tilde{V}(\mathbf{p}, \omega_n) = V_p + \beta V_p \Gamma_{200}(\mathbf{p}, \omega_n) \tilde{V}(\mathbf{p}, \omega_n) \quad (8)$$

( $\beta = 1/T$ ;  $V_p$  — фурье-компонента взаимодействия  $V^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ ); линиями с крестиком — фурье-компоненты взаимодействия  $\frac{\partial V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial \mathbf{E} \partial \mathbf{r}}$ ; волнистыми линиями — нулевые гринаовские функции фотонов  $D_{\alpha\beta}^E$ ; пунктирными — нулевые гринаовские функции фононов

$$D = -\langle \hat{T} \mathbf{u}(\mathbf{r}, \tau) \mathbf{u}(\mathbf{r}', \tau') \rangle.$$

Складывая все возможные диаграммы, производя суммирование по внутренним частотам и аналитически продолжая их по частоте фотонов  $\Omega_n$ , получаем в результате

$$\begin{aligned} \text{Im } \Pi_{\alpha\alpha}(\mathbf{k}, \Omega) = & -\frac{b^2 v_c^2 T^3}{16M(2\pi)^5} \int d^3p d^3q \times \\ & \times [(\mathbf{p} + \mathbf{k} - \mathbf{q})_{\mu} I_{p+k-q}^{\alpha\mu} - p_{\mu} I_p^{\alpha\mu} + (\mathbf{q} - \mathbf{k})_{\mu} I_{q-k}^{\alpha\mu}]^2 \times \\ & \times \frac{\text{sh } \frac{\Omega}{2T}}{\omega_{\mu}(\mathbf{q}) \text{sh } \frac{\varepsilon_p}{2T} \text{sh } \frac{\varepsilon_{p+k-q}}{2T} \text{sh } \frac{\omega_{\mu}(\mathbf{q})}{2T}} \times \\ & \times \{ \delta(\varepsilon_{p+k-q} - \varepsilon_p - \omega_{\mu}(\mathbf{q}) - \Omega) + \delta(\varepsilon_{p+k-q} - \varepsilon_p + \omega_{\mu}(\mathbf{q}) - \Omega) \}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $M$  и  $v_c$  — масса и объем элементарной ячейки;  $\varepsilon_p = b(V_0 - V_p)$  — энергия магнона с импульсом  $\mathbf{p}$ ;  $b \sim \sqrt{\tau}$  — функция, определенная в [1]; индекс  $\mu$  означает поляризацию фонона, участвующего в процессе.

Поскольку нас интересует случай температур, близких к критической, то

$$\frac{\varepsilon_p}{2T} \ll \frac{bV_0}{2T} \sim \sqrt{\tau} \ll 1.$$

В случае  $\frac{\omega_D}{r_0} < \Omega < \sqrt{\tau} T_C$  вычисления, которые мы не приводим ввиду их громоздкости, дают для продольных фононов

$$\text{Im } \Pi_{\alpha\alpha}^i(\mathbf{k}, \Omega) \sim \Omega \tau^{-1/2}$$

и для поперечных фононов

$$\text{Im } \Pi_{\alpha\alpha}^t(\mathbf{k}, \Omega) \sim \Omega^3 \tau^{-1/2}.$$

Откуда для мнимой части диэлектрической проницаемости получаем следующее выражение:

$$\varepsilon'' = - \frac{\text{Im}(\Pi_{\alpha\alpha}^t + \Pi_{\alpha\alpha}^i)}{\Omega^2} \sim \Omega \tau^{-1/2}. \quad (10)$$

Из (10) видно, что при приближении к  $T_C$  мнимая часть диэлектрической проницаемости (а следовательно, и поглощение света) увеличивается пропорционально  $\tau^{-1/2}$ .

В заключение следует сказать, что исследованная нами модель является весьма приближенной. Однако можно надеяться, что она дает правильное качественное описание рассматриваемых явлений вблизи точки перехода при не слишком малых  $\tau$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вакс В. Г., Ларкин А. И., Пикин С. А., ЖЭТФ, 53, 281, 1089 (1967).
2. Морья Т., УФН, 98, 81 (1969); Еременко В. В., Беляева А. И., там же, с. 27.
3. Mizuno Y., Koide Sh., Phys. Kondens. Materie, 2, 166 (1964).
4. Каменский В. П., ЖЭТФ, 59, 2244 (1970).
5. Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962.

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2/XII 1972

Институт термофизики и электрофизики  
Академии наук ЭССР

#### V. KAMENSKI, ANU TIGANE

#### VALGUSE NEELDUMINE FERROMAGNEETIKUTES CURIE PUNKTI LÄHEDAL

Kooskõlastatud välja lähendusmeetodeid kasutades uuriti valguse neeldumist ferromagneetikutes kriitilise temperatuuri lähedal ning määrati valguse neeldumiskoeffitsiendi sõltuvus sagedusest ja temperatuurist.

#### V. KAMENSKI, ANU TIGANE

#### ABSORPTION OF LIGHT IN FERROMAGNETICS NEAR THE CURIE-POINT

The present work represents a research into the absorption of light in ferromagnetics near the Curie-point. The dependence of the light-absorption coefficient upon frequency and temperature has been elucidated.