

УДК 537.8

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Р. Г. Тарханян

Спин-решеточные поляритоны в антиферромагнетиках

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. Г. Носифьяном 25/III 1985 г.)

В макроскопической модели антиферромагнетизма предполагается, что кристаллическая решетка представляет собой совокупность нескольких подрешеток, с каждым l -м узлом которых связан локализованный магнитный момент, пропорциональный спиновой переменной $\vec{S}_l$ ⁽¹⁾. При температурах, достаточно низких по сравнению с температурой Нееля, обменное взаимодействие между спинами ближайших соседей приводит к появлению антиферромагнитного порядка, так что в отсутствие внешнего магнитного поля суммарный магнитный момент антиферромагнетика в основном состоянии обращается в нуль. Рассмотрим антиферромагнетик простейшей структуры, который состоит из двух вставленных друг в друга подрешеток с одинаковыми по величине и противоположными по направлению локализованными магнитными моментами последовательных узлов. Если каждому узлу приписать «магнитный заряд» $\varphi = -\text{div} \vec{m}$, где $\vec{m}(\vec{r})$ — плотность макроскопического магнитного момента соответствующей подрешетки, приходящаяся на один атом, то такой антиферромагнетик в известном приближении можно рассматривать как идеальный «магнитоионный» кристалл, каждая ячейка которого состоит из двух атомов с разноименными магнитными зарядами $\pm \varphi$, так что полный «магнитный заряд» ячейки равен нулю. Очевидно, что в таком кристалле возможны механические колебания решетки, аналогичные оптическим фононам в гетерополярных кристаллах типа NaCl ⁽²⁾. Введение понятия магнитных зарядов в макроскопической теории антиферромагнетиков оказывается весьма полезным, так как позволяет использовать некоторые результаты теории диэлектриков. Исследуем, например, длинноволновые оптические колебания, возникающие при малом смещении узлов спиновой решетки из положений равновесия в магнитоионном кристалле. Речь идет о колебаниях, длина волны которых значительно меньше размеров образца, но достаточно велика по сравнению с межатомным расстоянием, так что можно воспользоваться континуальным приближением. Полагаем, кроме того, что смещения атомов происходят без изменения ориентации магнитных моментов, и не будем рассматривать ни спиновые волны, ни их взаимодействие с интересующими нас тепловыми колебаниями. Поскольку все элементарные ячейки в кристалле эквивалентны, то достаточно рассмотреть движение атомов в одной ячейке. Обозначив через $\vec{w}$ относительное

смещение подрешеток с разноименными магнитными зарядами в узлах, получим уравнение движения в виде

$$m\ddot{\vec{w}} = -\chi\vec{w} + \varphi\vec{H}, \quad (1)$$

где $m^{-1} = m_+^{-1} + m_-^{-1}$ — приведенная масса атомов в элементарной ячейке, χ — коэффициент квазиупругой силы, $\vec{H}$ — возмущение : ффективно-го магнитного поля, возникающее при колебаниях, либо внешнее магнитное поле, действующее на магнитный заряд φ . Если рассматривать $\vec{w}$ как обобщенную координату, то (1) можно получить из уравнения Лагранжа $\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{w}}} - \frac{\partial L}{\partial \vec{w}} = 0$, где плотность лагранжиана для длинноволновых оптических колебаний в отсутствие диссипации

$$L = \frac{N}{2} (m\dot{\vec{w}}^2 - \chi\vec{w}^2) + N\varphi\vec{w} \cdot \vec{H}, \quad (2)$$

N — число ячеек в единице объема. При этом вектор магнитной индукции имеет вид

$$\vec{B} = \mu\vec{H} + N\varphi\vec{w}, \quad (3)$$

где второй член в правой части, равный $\frac{\partial L}{\partial \vec{H}}$ дает магнитный момент, возникающий при смещении атомов из положений равновесия, $\mu \approx 1$ магнитная проницаемость при $\omega \rightarrow \infty$. Для определения характера колебаний положим $\vec{w} = \vec{w}_l + \vec{w}_t$, где $\vec{w}_l$ — соленоидальный, а $\vec{w}_t$ — потенциальный вектор ($\text{div}\vec{w}_l = 0$, $\text{rot}\vec{w}_t = 0$). Поскольку в отсутствие свободных магнитных зарядов $\text{div}\vec{B} = 0$, то из (3) получим

$$\vec{H} = -\frac{N\varphi}{\mu}\vec{w}_t. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (1) и разделяя соленоидальную и потенциальную части, получим

$$\ddot{\vec{w}}_t = -\omega_t^2\vec{w}_t, \quad \omega_t^2 = \frac{\chi}{m}, \quad (5)$$

$$\ddot{\vec{w}}_l = -\omega_l^2\vec{w}_l, \quad \omega_l^2 = \frac{\chi + N\varphi^2\mu^{-1}}{m}. \quad (6)$$

В силу магнитостатических эффектов частота продольных колебаний ω_l значительно больше частот поперечных колебаний ω_t^* . В отличие от последних, в которых $\vec{H} = 0$, продольные колебания соп-

* Нетрудно показать, что формула Лиддена—Сакса—Теллера здесь заменяется соотношением $\frac{\omega_l^2}{\omega_t^2} = 1 + \frac{M_s}{2H_s}$, где M_s — намагниченность насыщения одной магнитной подрешетки, $H_s = H_e + \frac{1}{2}H_A$ — эффективное магнитное поле, H_e — поле обмена, H_A — поле анизотропии.

ровождаются полем (4). Это поле следует рассматривать как малое возмущение эффективного поля, ответственного за магнитный порядок.

Рассмотрим теперь образование нового типа коллективных колебаний, представляющих собой своеобразный гибрид колебаний спиновой решетки с электромагнитными волнами в магнитоионном кристалле. Взаимодействие между указанными подсистемами колебаний оказывается особенно существенным в окрестности точек пересечения соответствующих дисперсионных кривых. Кванты таких связанных колебаний будем называть спин-решеточными (СР) поляритонами. Макроскопическая теория последних сводится к совместному решению уравнений (1), (3) и уравнений электромагнитного поля

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, & \operatorname{div} \vec{D} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Система (7) представляет собой инверсно-сопряженную форму уравнений Максвелла, предложенную А. Г. Иосифьяном (3) и обоснованную в (4). Основное отличие этих уравнений от общепринятой формы уравнений макроскопической электродинамики заключается в том, что при наличии свободных „магнитных зарядов“ $\vec{B} \neq \operatorname{rot} \vec{A}$, но $\vec{D} = \operatorname{rot} \vec{A}_g$. До сих пор мы пользовались только одним из уравнений системы (7): $\operatorname{div} \vec{B} = 0$, которое не учитывает запаздывания. Полагая в (1), (3) и (7) все векторы $\sim \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$, используя материальное соотношение $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ и исключая $\vec{E}$, в рассматриваемом недиссипативном приближении получим

$$\vec{\omega} = \frac{\varphi \vec{H}}{m(\omega_l^2 - \omega^2)}, \quad \vec{B} = \mu \frac{(\omega^2 - \omega_l^2) \vec{H}}{\omega^2 - \omega_l^2}, \quad (8)$$

$$k^2 \vec{H} - \vec{k} \cdot (\vec{H} \vec{k}) = \epsilon \omega^2 \vec{B}. \quad (9)$$

С помощью (8), (9) легко видеть, что продольные ($\vec{\omega} \parallel \vec{k}$) магнитоактивные колебания решетки не связываются с электромагнитными волнами: в них $\vec{E} = 0$, $\vec{H} \neq 0$, $\vec{H} \parallel \vec{B} \parallel \vec{\omega} \parallel \vec{k}$, а частота по-прежнему равна ω_l . С другой стороны, возникают поперечные спин-решеточные поляритоны с законом дисперсии

$$\frac{k^2}{\omega^2} = \epsilon \mu \frac{\omega^2 - \omega_l^2}{\omega^2 - \omega_l^2}. \quad (10)$$

В этих связанных колебаниях $\vec{E} \perp (\vec{B} \parallel \vec{H} \parallel \vec{\omega}) \perp \vec{k}$. Из (10) следует, что СР-поляритоны распространяются лишь в двух областях частот: $\omega < \omega_l$ и $\omega > \omega_l$, а между ними кристалл непрозрачен для электромагнитных волн ($k^2 < 0$)*. При $\omega = \omega_l$ имеет место отсечка ($k = 0$), при

* Такая щель в спектре поляритонов была обнаружена в CoF_2 (5).

$\omega = \omega_l$ — резонанс ($k \rightarrow \infty$). При заданном значении волнового вектора $\vec{k}$ существуют две ветви поперечных СР-поляритонов с частотами

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2\epsilon\mu}} \left\{ k^2 + \epsilon\mu\omega_l^2 \pm \left[(k^2 + \epsilon\mu\omega_l^2)^2 - 4\epsilon\mu k^2\omega_l^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

Легко видеть, что при $k \rightarrow \infty$ высокочастотная ветвь приближается к прямой $\omega = \frac{k}{\sqrt{\epsilon\mu}}$, которая соответствует распространению чистых (не смешанных с колебаниями решетки) электромагнитных волн в кристалле. Низкочастотная ветвь приближается к этой прямой лишь при $k \rightarrow 0$. Естественно, что соотношения (11) напоминают зависимость частоты от волнового вектора обычных поляритонов в ионном кристалле. Но если последние возникают лишь при наличии ионов с разноименными электрическими зарядами, то СР-поляритоны в антиферромагнетиках существуют даже если все атомы в узлах решетки нейтральные.

В заключении заметим, что предсказанные выше СР-поляритоны могут быть обнаружены при исследовании частотной зависимости инфракрасного поглощения или отражения. Используя (10), легко показать, например, что в случае нормального падения волны на плоскую поверхность образца коэффициент отражения имеет максимум в области частот $\omega_l < \omega < \omega_l$ и быстро падает с увеличением частоты, достигая минимума при значении

$$\omega_{\min} = \left(\frac{\epsilon\mu\omega_l^2 - \omega_l^2}{\epsilon\mu - 1} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

Весьма удобным материалом для экспериментальных исследований указанных особенностей может служить, например, твердый кислород.

Автор признателен академику АН Армянской ССР А. Г. Иосифьяну за полезное обсуждение.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Թ. Հ. ԹԱՐԽԱՆՅԱՆ

Սպին-ցանցային պոլյարիտոններն անտիֆերոմագնետիկներում

Աշխատանքում հետազոտված են անտիֆերոմագնետիկական բյուրեղային ցանցի երկայնալիք տատանումների առանձնահատկությունները: Ցույց է տրված, որ այդպիսի բյուրեղներում բացի սպինային ալիքներից հնարավոր են նոր տեսակի կոլեկտիվ տատանումներ, որոնք իրենցից ներկայացնում են էլեկտրամագնիսական ալիքների և սպինային ցանցի օպտիկական տատանումների յուրատեսակ հիբրիդ: Ստացված և հետազոտված են այդպիսի սպին-ցանցային պոլյարիտոնների դիսպերսիոն առնչությունները:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Ч. Киттель, Квантовая теория твердых тел, Наука, М., 1967. ² М. Борн, Х. Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, ИЛ, 1958. ³ А. Г. Иосифьян, ДАН АрмССР, т. 51, № 1 (1970); т. 55, № 2 (1972). ⁴ Р. Г. Тарханян, ДАН АрмССР, т. 53, № 3 (1972). ⁵ К. Haussler, Phys. Stat. Sol. (b), v. 105, K81 (1981).