

УДК 537.611.45

© 1990

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ МНОГОПОДРЕШЕТОЧНЫХ МАГНЕТИКОВ С ЭЛЕКТРОАКТИВНЫМИ СПИНОВЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ

В. Н. Криворучко

Исследуются особенности распространения электромагнитных волн вдоль поверхности многоподрешеточных антиферромагнетиков с электроактивными обменными спиновыми колебаниями. Найдены поверхностные магнитные поляритоны немагнитостатического типа.

Одной из отличительных особенностей распространения электромагнитного излучения вдоль поверхностей и границ раздела кристаллов является существование поверхностных электромагнитных волн — поверхностных поляритонов [1]. Амплитуды полей в такой волне изменяются обычным волнообразным образом вдоль границы и спадают экспоненциально от границы.

Как показано в [2], в центросимметричных многоподрешеточных магнетиках с магнитными ионами не в центрах инверсии существуют обменные спиновые колебания электроактивного типа. В таких системах связь спиновых колебаний с электромагнитной волной осуществляется не только магнитной, но и электрической компонентами поля [2, 3]. В данной работе исследуются особенности распространения электромагнитных волн вдоль поверхности многоподрешеточных антиферромагнетиков (АФМ) с электроактивными обменными модами (ОМ). В качестве конкретного примера рассматривается АФМ с магнитной структурой диэлектрической фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$.

Показано, что отличительные особенности поверхностных электромагнитных свойств таких систем обусловлены существованием обменных спиновых колебаний, связь которых с электромагнитной волной осуществляется электрической компонентой поля. Получены поверхностные электромагнитные возбуждения немагнитостатического типа.

1. Динамика спинов и структура материальных тензоров

Общие закономерности поверхностных электродинамических свойств магнетиков с электроактивными спиновыми колебаниями мы продемонстрируем на примере АФМ с магнитной структурой диэлектрической фазы интенсивно исследуемых в настоящее время соединений $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Напомним, что антиферромагнитное упорядочение спинов в плоскостях CuO_2 надежно фиксируется в диэлектрической ($x \leq 0.15$) и полупроводниковой ($0.2 \leq x \leq 0.35$) фазах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ [4].

Динамические свойства спиновой подсистемы магнитоупорядоченных фаз $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ рассматривались в [5] в рамках квазидвумерной четырехподрешеточной модели. В этом случае спектр спиновых колебаний содержит четыре моды: две акустические (АМ) и две ОМ. Особенностью спино-

вой динамики является то, что АМ относится к магнитоактивным колебаниям, а ОМ — к электроактивным. В результате и тензоры магнитной $\hat{\gamma}(\omega)$ и электрической $\hat{\alpha}(\omega)$ восприимчивостей содержат полюсные особенности на частотах собственных колебаний спиновой системы [5].

Определим амплитуды электрической \mathbf{D} и магнитной \mathbf{H} индукций

$$\begin{aligned} D_\alpha &= \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega) E_\beta = (\varepsilon_{0\alpha\beta} + 4\pi\alpha_{\alpha\beta}(\omega)) E_\beta, \\ B_\alpha &= \mu_{\alpha\beta}(\omega) H_\beta = (\delta_{\alpha\beta} + 4\pi\chi_{\alpha\beta}(\omega)) H_\beta. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь E_α , H_α — компоненты векторов электрического и магнитного полей ($\alpha, \beta = x, y, z$); $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера. Предполагается, что $\alpha_{\alpha\beta}(\omega)$ описывает вклад спиновой подсистемы в диэлектрическую проницаемость среды, а вклад остальных подсистем $\varepsilon_{0\alpha\beta}$ в рассматриваемом диапазоне не зависит от частоты. В [5] выполнен микроскопический расчет тензоров $\hat{\alpha}(\omega)$ и $\hat{\gamma}(\omega)$. В нулевом внешнем магнитном поле для отличных от нуля компонент имеем¹ («легкая» ось — ось Oy)

$$\begin{aligned} \alpha_{yy}(\omega) &= 4M_0 R^2 H_e (\omega_{01}^2 - \omega^2)^{-1}, \quad \chi_{xx}(\omega) = 4M_e \omega_{02}^2 H_e^{-1} (\omega_{02}^2 - \omega^2)^{-1}, \quad \chi_{zx}(\omega) = \\ &= 4M_e \omega_{01}^2 H_e^{-1} (\omega_{01}^2 - \omega^2)^{-1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь M_0 — намагниченность подрешетки; H_e — поле внутрисрезового обменного взаимодействия; R — константа магнитоэлектрического взаимодействия; явный вид частот акустических $\omega_{01,2}$ и обменных $\omega_{01,2}$ мод приведен в [5]; гиромагнитное отношение принято равным единице. Отметим, что пространственная дисперсия спиновых колебаний мала по сравнению с дисперсией света и в (2) мы ее не учитываем.

Ниже будем предполагать, что расстояние, на котором происходит убывание амплитуды поверхностных колебаний, много больше постоянной решетки. В этом случае поверхностные колебания можно рассматривать феноменологически и свойства «активной среды» войдут через компоненты тензоров диэлектрической $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega)$ и магнитной $\mu_{\alpha\beta}(\omega)$ проницаемостей (1), (2).

2. Поверхностные магнитные поляритоны

Пусть АФМ заполняет полупространство $z > 0$. Плоскость $z=0$ разделяет АФМ кристалл и изотропную немагнитную среду (призму) с диэлектрической проницаемостью ε_1 , не зависящей от частоты. Будем предполагать, что кристалл оптически более плотная среда, чем призма. $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega) > \varepsilon_1$. Учитывая реализующуюся на практике ситуацию, выберем ось Oz параллельной оси c кристалла. В соответствии с ромбической симметрией следует рассмотреть распространение электромагнитных волн в направлениях осей $\mathbf{a} \parallel Ox$ и $\mathbf{b} \parallel Oy$ кристалла.

1) $\mathbf{q} \parallel \mathbf{a}$. При распространении монохроматической волны вдоль оси \mathbf{a} уравнения поля распадаются на независимые для волн с компонентами (H_x, E_y, H_z) и (E_x, H_y, E_z) . Для TE -волны (H_x, E_y, H_z) решения уравнений Максвелла ищем в виде

$$H = H^{(1)} \exp(iqx - \kappa_1 z), \quad z > 0; \quad H = H^{(2)} \exp(iqx + \kappa_2 z), \quad z < 0, \quad (3)$$

где $\kappa_{1,2}$ — вещественные положительные величины, характеризующие убывание амплитуды волны в направлении, перпендикулярном границе раздела.

Легко получить соотношения между компонентами поля в среде (c — скорость света)

$$H_z^{(1)} = i \frac{q}{\kappa_1} H_x^{(1)}, \quad \kappa_1^2 = q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1$$

¹ Спиновые колебания с частотой ω_{02} в данном случае с электромагнитным полем не взаимодействуют.

$$H_z^{(2)} = -i \frac{\mu_{xx}(\omega)}{\mu_{zz}(\omega)} \frac{q}{\kappa_2} H_x^{(2)},$$

$$\kappa_2^2 = \frac{\mu_{xx}(\omega)}{\mu_{zz}(\omega)} q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \mu_{xx}(\omega) \varepsilon_{yy}(\omega).$$

Условия непрерывности нормальных составляющих индукции и тангенциальных составляющих поля [6] дают, что поверхностные волны (3) существуют, если

$$\kappa_2/\kappa_1 = -\mu_{xx}(\omega). \quad (4)$$

Это уравнение является дисперсионным уравнением для поверхностных поляритонов. Поскольку $\kappa_{1,2} > 0$, решения существуют лишь в области отрицательных значений $\mu_{xx}(\omega)$, т. е. в диапазоне частот

$$\omega_{A2}^2 < \omega^2 < \omega_{A2}^2 (1 + 16\pi M_0 H_0^{-1}). \quad (5)$$

Используя явный вид для $\kappa_{1,2}$, уравнение (4) можно переписать следующим образом:

$$q^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \mu_{zz}(\omega) \frac{\varepsilon_{yy}(\omega) - \varepsilon_1 \mu_{xx}(\omega)}{1 - \mu_{xx}(\omega) \mu_{zz}(\omega)}. \quad (6)$$

Характер поверхностных колебаний существенно зависит от знаков величин μ_{zz} и ε_{yy} в частотном интервале (5). Учитывая узость этих интервалов (см. (2), (5) и ниже (8)), будем считать, что эти интервалы не перекрываются. Т. е. в (6) $\varepsilon_{yy} > 0$, $\mu_{zz} > 0$.

Достаточно просто найти асимптотики κ_1 и κ_2 . Если $\omega \rightarrow \omega_{A2}$ ($\mu_{xx}(\omega) \rightarrow -\infty$), то из (6) следует, что $q^2 \rightarrow \omega^2 \varepsilon_1 / c^2$. При этом $\kappa_1 \rightarrow 0$, а $\kappa_2 \rightarrow (\omega/c) \{(-\mu_{xx})(\varepsilon_{yy} - \varepsilon_1/\mu_{zz})\}^{1/2}$. Таким образом, при приближении к нижней границе интервала (5) поверхностная волна «выталкивается» из кристалла и переходит в обычную волну в призме. На верхней границе поверхностная волна имеет конечное убывание амплитуды в среде $\kappa_1 \rightarrow (\omega/c)(\varepsilon_{yy}\mu_{zz} - \varepsilon_1)^{1/2}$ и проникает на всю глубину кристалла $\kappa_2 \rightarrow 0$.

В общем случае дисперсионная зависимость поверхностных колебаний данного типа схематически изображена на рис. 1 сплошной линией; штрихпунктирная линия — спектр объемного магнитного поляритона при распространении волн вдоль оси Oz ; 1 — $cq/\sqrt{\varepsilon_1}$, 2 — $cq/\sqrt{\varepsilon_{yy}\mu_{zz}}$, 3 — $\omega_{A2}(1 + 16\pi M_0 H_0^{-1})^{1/2}$, 4 — ω_{A2} . Видно, что поверхностные моды существуют только при $\omega\sqrt{\varepsilon_1} < cq < \omega\sqrt{\varepsilon_{yy}\mu_{zz}}$. Колебания носят выраженный поляритонный характер с большим фотонным вкладом и исчезают в магнитоэлектрическом пределе. Аналогичные моды в спектре поверхностных колебаний немагнитных анизотропных кристаллов хорошо установлены [1]. Для магнетиков возможность существования таких решений отмечалась ранее в [7].

Этим исчерпывается поведение волн TE -типа. Анализ колебаний TM -типа (E_x, H_y, E_z) показывает, что они поверхностных решений не образуют.

2) Рассмотрим распространение электромагнитной волны вдоль «легкой» оси кристалла, $\mathbf{q} \parallel \mathbf{b} \parallel Oy$. Уравнения поля распадаются теперь на независимые для колебаний с компонентами (H_x, E_y, E_z) и (E_x, H_y, H_z) . Для первой волны решения ищем в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(1)} \exp(iqy - \kappa_1 z), \quad z > 0; \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}^{(2)} \exp(iqy + \kappa_2 z), \quad z < 0, \quad (7)$$

где $\kappa_{1,2} > 0$. Поверхностные поляритоны существуют при $\varepsilon_1 \kappa_2 = -\kappa_1 \varepsilon_{yy}(\omega)$, т. е. в области

$$\omega_{01}^2 < \omega^2 < \omega_{01}^2 (1 + 16\pi M_0 R^2 H_0 \omega_{01}^{-2}), \quad (8)$$

² Следует иметь в виду, что при $\kappa_2^{-1} \sim a$ (a — постоянная решетки) необходимо микроскопическое рассмотрение поверхностных колебаний.

где диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{yy}(\omega)$ отрицательна. Таким образом, в рассматриваемой геометрии опыта существование поверхностных магнитных поляритонов обусловлено наличием ОМ электроактивного типа. Отметим, что для ионов в S -состоянии типичное значение магнитоэлектрической константы $R \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ [8], значение же обменной энергии для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ довольно большое: $H_e \sim 10^4$ кЭ [9]. Поэтому (8) может на порядок превышать частотный интервал (5).

Используя явный вид $\kappa_{1,2}$, дисперсионное уравнение для поверхностных поляритонов удобно записать следующим образом:

$$q^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 \epsilon_{0xx}}{\epsilon_1^2 - \epsilon_{0xx} \epsilon_{yy}(\omega)} (\epsilon_1 \mu_{xx} - \epsilon_{yy}(\omega)). \quad (9)$$

Отсюда следует, что при $\omega \rightarrow \omega_{01}$ $q^2 \rightarrow \omega^2 \epsilon_1 / c^2$ — значение импульса электромагнитной волны в призме. При этом волна «выталкивается» из кри-

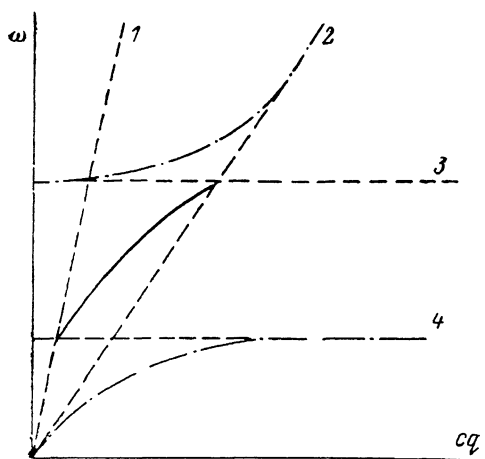


Рис. 1.

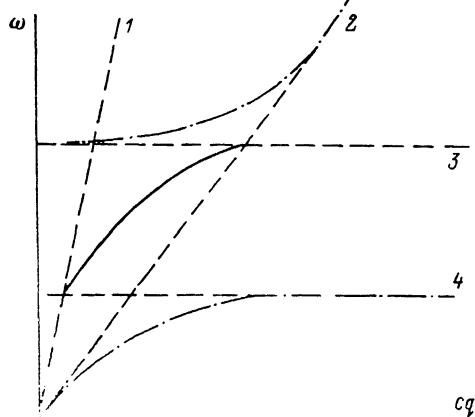


Рис. 2.

сталла $\kappa_2 \rightarrow (\omega/c) \{(-\epsilon_{yy})(\mu_{xx} - \epsilon_1/\epsilon_{0xx})\}^{1/2}$ и превращается в обычную $\kappa_1 \rightarrow 0$ волну в среде. На верхней границе интервала $\epsilon_{yy} \rightarrow -0$. При этом $q^2 \rightarrow (\omega^2/c^2) \epsilon_{0xx} \mu_{xx}$ — значение импульса «объемной» электромагнитной волны в кристалле, $\kappa_2 \rightarrow 0$, $\kappa_1 \rightarrow (\omega/c) (\epsilon_{0xx} \mu_{xx} - \epsilon_1)^{1/2}$. Т. е. поверхностная волна экспоненциально спадает в призме и проникает в глубь кристалла.

Характер дисперсионной зависимости (9) в общем случае схематически изображен на рис. 2 сплошной линией; штрихпунктирная линия — спектр магнитного поляритона при распространении электромагнитной волны (H_x, E_y, E_z) вдоль оси Oz в неограниченном кристалле; 1 — $cq/\sqrt{\epsilon_1}$, 2 — $cq/\sqrt{\epsilon_{xx}/\mu_{xx}}$, 3 — $\omega_{01} (1 + 16\pi M_0 R^2 H_e \omega_{01}^{-2})^{1/2}$, 4 — ω_{01} . Как видно из рис. 2, поверхностные моды существуют только в ограниченной области волновых векторов. Колебания имеют большой фотонный вклад и исчезают в магнитоэлектростатическом пределе.

В рассматриваемой геометрии опыта поверхностных колебаний волны TE -типа не образуют.

3. Обсуждение результатов

Распространение поверхностных электромагнитных волн по керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ экспериментально недавно исследовалось в [10]. Возбуждение поверхностных поляритонов позволило оценить плазменную частоту образца. В данной работе мы обращаем внимание на особенности распространения электромагнитных волн вдоль поверхности монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, обусловленные его многоподрешеточной спиновой структурой.

В частности, на то обстоятельство, что в таких АФМ поверхностные магнитные поляритоны могут быть электроактивного типа.

Остановимся кратко на сделанных приближениях. Не учитывалось затухание магнонов. Поверхностные магнитные поляритоны являются смешанными фотон-магнонными возбуждениями. Их затухание, вообще говоря, отличается от затухания магнонов и определяет конечную ширину линии поглощения.

Не является принципиальным и условие отсутствия внешнего магнитного поля H_0 . Однако при $H_0 \neq 0$ спектр поверхностных колебаний значительно сложнее. В частности, с электромагнитным полем будут взаимодействовать и спиновые колебания с частотой ω_{02} .

Отметим еще раз, что мы не учитывали вклад свободных носителей тока в рассматриваемые эффекты. Поэтому для полупроводниковых фаз $YBa_2Cu_3O_{8-x}$ полученные результаты справедливы в условиях, когда толщина скин-слоя больше глубины проникновения поверхностной волны.

Автор выражает благодарность Д. А. Яблонскому за обсуждение работы и полезные замечания.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 526 с.
- [2] Криворучко В. Н., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 9. С. 268—276.
- [3] Криворучко В. Н., Лавриненко Н. М., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 6. С. 69—75.
- [4] Brewer J. H., Ansaldò E. J., Carolan J. F. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 11. P. 1073—1076.
- [5] Bar'yakhtar V. G., Loktev V. M., Yablonskii D. A. // Physica C. 1988. V. 156. P. 667—678.
- [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [7] Mills D. L., Burstein E. // Rep. Proc. Phys. 1974. V. 37. N 3. P. 817—926.
- [8] Ройцин А. Б. // УФН. 1971. Т. 105. № 4. С. 677—705.
- [9] Lyons K. B., Fleury P. A., Schneemeyer L. F. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 8. P. 732—735.
- [10] Жижин Г. Н., Крайская К. В., Кузин Л. А. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 929—931.

Донецкий физико-технический институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
14 марта 1989 г.