

УДК 538.3

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Р. Г. Тархания, В. Р. Симонян

Поверхностные электромагнитные волны в гиротропных кристаллах

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. Г. Иосифьяном 10/VII 1984)

В последние годы для изучения физических свойств поверхности кристаллов широко используется спектроскопия поверхностных пларитонов, локализованных у границы раздела двух различных сред ⁽¹⁾. Обычно поверхностные волны существуют, лишь если диэлектрические проницаемости контактирующих сред отличаются по знаку. В настоящей статье мы покажем возможность существования нового класса поверхностных электромагнитных волн на границе раздела двух энантиоморфных модификаций одного и того же гиротропного кристалла (например, кварца), различающихся лишь тем, что в них вращение плоскости поляризации происходит в противоположных направлениях. В таких кристаллах без учета гиротропии никакие поверхностные волны реализоваться не могут, так что речь идет о волнах, само существование которых обусловлено пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости. В работе ⁽²⁾ было предсказано существование лишь одной поперечной ветви поверхностных волн с законом дисперсии

$$\frac{c^2 k_{\parallel}^2}{\omega^2} = \epsilon_{\parallel}, \quad (1)$$

не зависящим от параметра гиротропии. Мы покажем, что существуют не одна, а две волны поверхностного типа, законы дисперсии которых значительно отличаются от (1).

Пусть область пространства $Z > 0$ занимает правовращающий кристалл, а область $Z < 0$ — левовращающий. Кристаллы немагнитные, а их оптические оси перпендикулярны к границе раздела, так что не зависящий от волнового вектора тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ и псевдотензор $\hat{\alpha}$, описывающий гиротропию, диагональны: $\epsilon_{ij} = \epsilon_i \delta_{ij}$, $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_{\perp}$, $\epsilon_z = \epsilon_{\parallel}$, $\alpha_{ij} = \alpha_i \delta_{ij}$, $\alpha_x = \alpha_y = \alpha_{\perp}$, $\alpha_z = \alpha_{\parallel}$. Как и в ⁽³⁾, будем считать, что в области $Z > 0$ поля $\sim e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$, $\vec{k} = (k_{\parallel}, 0, k_z)$ и описываются уравнениями Максвелла, а в области $Z < 0$ поля $\sim e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$, $\vec{k} = (k_{\parallel}, 0, k_{gz})$ и описываются инверсионно-сопряженными уравнениями Максвелла—Иосифьяна ⁽⁴⁾. В качестве материальных уравнений используем феноменологические соотношения, приведенные в ⁽⁵⁾, которые хоть и отличаются от классических ⁽⁶⁾, но удобны тем, что позволяют использовать обычные граничные условия. Итак, в области $Z > 0$ имеем

$${}_x\vec{D} = -[\vec{k}\vec{H}], \quad {}_x\vec{B} = [\vec{k}\vec{E}], \quad (2)$$

$$\vec{D} = \hat{\epsilon}(\vec{E} + i\alpha[\vec{k}\vec{E}]), \quad \vec{B} = \vec{H} + i\alpha[\vec{k}\vec{H}], \quad (3)$$

а в области „левого“ кристалла $Z < 0$

$${}_x\vec{B}_g = -[\vec{k}_g\vec{E}_g], \quad {}_x\vec{D}_g = [\vec{k}_g\vec{H}_g], \quad (4)$$

$$\vec{B}_g = \vec{H}_g - i\alpha\hat{\epsilon}\vec{D}_g, \quad \vec{D}_g = \hat{\epsilon}(\vec{E}_g + i\alpha\hat{\epsilon}\vec{B}_g), \quad (5)$$

где $\alpha = \frac{\omega}{c}$. Подставляя (3) в (2), исключая H_x , H_z и E_x , E_z с помощью соотношений

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \left(i\alpha_{\perp} E_y + \frac{H_y}{\epsilon_{\perp}\alpha} \right) k_z, & E_z &= -k_{\parallel} \left(i\alpha_{\parallel} E_y + \frac{H_y}{\epsilon_{\parallel}\alpha} \right), \\ H_x &= K_z \left(i\alpha_{\perp} H_y - \frac{E_y}{\alpha} \right), & H_z &= k_{\parallel} \left(-i\alpha_{\parallel} H_y + \frac{E_y}{\alpha} \right), \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

получим систему двух однородных алгебраических уравнений для E_y и H_y :

$$\frac{i}{\alpha} (p + \alpha_{\perp} k^2) E_y + H_y \left(\frac{q}{\alpha^2 \epsilon_{\perp}} + \alpha_{\perp} p - 1 \right) = 0, \quad (7)$$

$$(k^2 - \alpha^2 \epsilon_{\perp} + \alpha^2 \epsilon_{\perp} \alpha_{\perp} p) E_y - i H_y \alpha (p + \alpha_{\perp} q) = 0, \quad (8)$$

где

$$p = \alpha_{\perp} k_z^2 + \alpha_{\parallel} k_{\parallel}^2, \quad q = k_z^2 + \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} k_{\parallel}^2, \quad k^2 = k_z^2 + k_{\parallel}^2. \quad (9)$$

Условие существования нетривиального решения этой системы с точностью до членов $\sim \alpha^2$ имеет вид:

$$(k_z^2 - k_{0z}^2)(k_z^2 - k_{ez}^2) - \alpha^2 G(k_z) = 0, \quad (10)$$

где

$$k_{0z}^2 = \epsilon_{\perp} \alpha^2 - k_{\parallel}^2, \quad (11)$$

$$k_{ez}^2 = \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} (\epsilon_{\parallel} \alpha^2 - k_{\parallel}^2) \quad (12)$$

определяют нормальную составляющую волнового вектора обыкновенной и необыкновенной волн в отсутствие гиротропии, а функция

$$G(k_z) = \epsilon_{\perp} (p^2 + 2\epsilon_{\perp} \alpha_{\perp} p + \alpha_{\perp}^2 k_{\parallel}^2 q) \quad (13)$$

характеризует связь этих волн, обусловленную гиротропией. Решение уравнения (10) напомним в виде

$$k_{z1,2} = \frac{1}{2} \left(k_{0z}^2 + k_{ez}^2 \pm \sqrt{(k_{0z}^2 - k_{ez}^2)^2 + 4\alpha^2 G(k_z)} \right), \quad (14)$$

где в силу малости параметра гиротропии α в $G(k_z)$ следует положить $k_z = k_{0z}$, если берется перед корнем знак $+$ (k_{z1}), и $k_z = k_{ez}$, если берется знак $-$ (k_{z2}). Для существования поверхностных волн необходимо, чтобы $\text{Im} k_z > 0$ для обоих решений (14). Подставляя (5) в (4), для левовращающего кристалла аналогичным образом получаем

решения, совпадающие с (14), однако в отличие от предыдущего случая теперь нас интересуют волны, для которых $\text{Im} k_{gz} < 0$. Поскольку при наличии гиротропии обыкновенная и необыкновенная волны в одноосном кристалле не расщепляются, то решения вида поверхностной волны могут удовлетворять граничным условиям на поверхности раздела $Z=0$, лишь если представить поля в виде суперпозиции

$$\vec{E} = (\vec{E}_1 e^{-p_1 z} + \vec{E}_2 e^{-p_2 z}) e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad z > 0 \quad (15)$$

$$\vec{E}_g = (\vec{E}_{g1} e^{p_1 z} + \vec{E}_{g2} e^{p_2 z}) e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad z < 0 \quad (16)$$

и аналогично для векторов $\vec{H}$ и $\vec{H}_g$; $p_1 = -ik_{z1}$, $p_2 = -ik_{z2}$, $\text{Re} p_{1,2} > 0$. Условия непрерывности касательных составляющих полей на границе раздела $z=0$ имеют вид (3):

$$\begin{aligned} E_{1x} + E_{2x} + E_{g1x} + E_{g2x} &= 0, & H_{1x} + H_{2x} - H_{g1x} - H_{g2x} &= 0, \\ E_{1y} + E_{2y} + E_{g1y} + E_{g2y} &= 0, & H_{1y} + H_{2y} - H_{g1y} - H_{g2y} &= 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Используя (6) и аналогичные соотношения для „левого“ кристалла, полагая $k_{gz} = -k_z$ и исключая H_y с помощью (7), из (17) получим систему четырех однородных алгебраических уравнений относительно величин E_{1y} , E_{2y} , E_{g1y} и E_{g2y} . Условие существования нетривиального решения этой системы имеет вид:

$$(a_1 k_{2z} - a_2 k_{1z})(b_1 k_{1z} - b_2 k_{2z}) = 0, \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} a_l &= \frac{\varepsilon_{\perp} z(p + \alpha_{\perp} k_l^2)}{k_{gz}^2 - k_{lz}^2 - \varepsilon_{\perp} z^2 \alpha_{\perp} p} = \frac{z^2 \varepsilon_{\perp} - k_l^2 - \varepsilon_{\perp} \alpha_{\perp} p}{z(\alpha_{\perp} q + p)}, \\ b_l &= \alpha_{\perp} + \frac{a_l}{\varepsilon_{\perp} z}, \quad l=1, 2 \end{aligned} \quad (19)$$

Несложный анализ показывает, что существуют, вообще говоря, две ветви поверхностных волн, дисперсионные соотношения которых с точностью до членов $\sim \alpha$ имеют вид:

$$\frac{c^2 k_{\parallel}^2}{\omega^2} = \varepsilon_{\perp} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} \right) \right]^{-1} \quad (20)$$

и

$$\frac{c^2 k_{\parallel}^2}{\omega^2} = \varepsilon_{\parallel} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \left(\frac{\alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} \right) \right]^{-1}. \quad (21)$$

Найденные нами законы дисперсии существенно отличаются от соотношения (1): во-первых, они зависят от параметров гиротропии $\alpha_{\perp}$ и $\alpha_{\parallel}$, во-вторых, они соответствуют непоперечным волнам. Таким образом, найден новый класс поверхностных электромагнитных волн в одноосных гиротропных кристаллах. Эти волны могут быть исследованы обычными методами спектроскопии, например, методом НРВО (1). В заключение отметим, что в изотропном случае ($\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\parallel}$, $\alpha_{\perp} = \alpha_{\parallel}$), а также при неучете запаздывания ($c \rightarrow \infty$) поверхностные волны (20) и (21) не существуют. В случае $\varepsilon_{\perp}(\omega) > 0$ и $\varepsilon_{\parallel}(\omega) > 0$ вол-

на (20) существует лишь в области частот, где $\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} < 2 - \frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}}$, а волна

(21) — в области $\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} > \frac{\alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel}}{2\alpha_{\perp}}$. В кристаллах класса C_{2v} или D_{2d} , в

которых $\alpha_{\perp} = \alpha_{\parallel}$, существует лишь одна ветвь поверхностных волн: волна (20), если $\varepsilon_{\perp} < \varepsilon_{\parallel}$, и волна (21), если $\varepsilon_{\perp} > \varepsilon_{\parallel}$.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Ռ. Հ. ԹԱՐԽԱՆՅԱՆ, Վ. Ռ. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Մակերևութային էլեկտրամագնիսական ալիքները գիրոտրոպ բյուրեղներում

Ցույց է տրված, որ միևնույն գիրոտրոպ բյուրեղի (օրինակ՝ կվարցի) երկու տարբեր էնանտիոմորֆ մոդիֆիկացիաների բաժանման սահմանով կարող են տարածվել նոր տիպի մակերևութային էլեկտրամագնիսական ալիքներ, որոնց համար ստացված են դիսպերսիոն առնչություններ և հետազոտված են նրանց գոյության պայմանները: Այդ ալիքների գոյությունը պայմանավորված է դիէլեկտրիկ թափանցելիության տարածական դիսպերսիայով (գիրոտրոպիա) և բյուրեղային ցանցի անիզոտրոպիայով:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М., Наука, 1979. ² В. М. Агранович, О. А. Дубовский, Письма в ЖЭТФ, т. 26, № 9, (1977). ³ Р. Г. Тарханян, ДАН АрмССР, т. 75, № 5 (1982). ⁴ А. Г. Иосифьян, ДАН АрмССР, т. 51, № 1 (1970), т. 55, № 2 (1972). ⁵ Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков, ЖЭТФ, т. 61, № 5 (11) (1971). ⁶ Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, ГПФМЛ, М., 1959.