

УДК 537.8

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Р. Г. Тарханян

К теории поверхностных электромагнитных волн на границе раздела между полупроводником и антиферромагнетиком

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. Г. Иосифьяном 17/VII 1986)

1. В последние годы бурно развивается спектроскопия поверхностных поляритонов—электромагнитных волн, локализованных вблизи границы раздела различных сред ⁽¹⁾. Ранее нами сообщалось о существовании новых ветвей поверхностных волн в полупроводниках ^(2,3) и гиротропных кристаллах ⁽⁴⁾. Цель настоящей статьи—изучение спектра поверхностных поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела между антиферромагнитным диэлектриком и полупроводником. Мы покажем, что в таких структурах появляется новый класс поверхностных возбуждений, представляющих собой «смесь» поверхностных плазмонов в слое полупроводника и поверхностных магнонов в слое антиферромагнетика, взаимодействующих между собой через посредство поверхностных электромагнитных волн. Такие коллективные колебания мы будем называть поверхностными магнон-плазмон-поляритами (ПМПП) и покажем, что в силу своеобразного сочетания электрических и магнитных свойств контактирующих сред ПМПП обладают рядом уникальных свойств, которые могут быть использованы для практических целей.

2. В работе автора ⁽⁵⁾ с помощью системы уравнений Максвелла—Иосифьяна ⁽⁶⁾ показано, что спектр спин-решеточных поляритонов в инфракрасном диапазоне имеет щель в области частот $\omega_l < \omega < \omega_i$, где $\omega_i = \sqrt{\frac{\chi}{m}}$ — частота антиферромагнитного резонанса, $\omega_l = (\omega_i^2 + N\varphi^2 m^{-1})^{\frac{1}{2}}$ — частота длинноволновых оптических магнонов, χ — коэффициент „квазиупругой“ силы, m — приведенная масса атомов в элементарной ячейке, содержащей два атома с „магнитными“ зарядами $\pm \varphi$, N — число ячеек в единице объема. Такая щель в спектре оптических магнонов экспериментально обнаружена в кристаллах CoF_2 ⁽⁷⁾ и FeF_2 ⁽⁸⁾. Именно внутри этой щели и появляются интересные нас ПМПП. Прежде чем перейти к исследованию последних, кратко рассмотрим связь между частотами ω_l , ω_i и объемными параметрами антиферромагнетика, обычно используемыми в теории спиновых волн ⁽⁹⁾. Для этого введем частоту

$$\omega_s = \omega_l N \varphi^2 \chi^{-1}. \quad (1)$$

Тогда получим $\omega_l^2 = \omega_i^2 + \omega_l \omega_s$, $\varphi^2 = \frac{m}{N} \omega_s \omega_l$.

Намагниченность насыщения одной магнитной подрешетки M_s и эффективное магнитное поле

$$H_s = H_e + \frac{1}{2} H_A \quad (2)$$

(H_e — поле обмена, H_A — поле анизотропии) в рассматриваемой модели ⁽⁵⁾ могут быть записаны в виде $M_s = N\varphi a$, $\varphi H_s = a\chi$, где a — постоянная спиновой решетки. Полагая $\omega_l = \gamma \sqrt{2H_A H_s}$ ($\gamma = eg/2m_0c$ — магнетомеханическое отношение) и учитывая, что $\omega_l M_s = \omega_s H_s$, получим

$$\omega_s = \gamma M_s \sqrt{\frac{2H_A}{H_s}}, \quad \omega_l = \gamma \sqrt{(2H_s + M_s)H_A}, \quad \varphi = \gamma \sqrt{\frac{2m}{N} M_s H_A}, \quad \chi = m\gamma^2 H_A H_s.$$

3. Пусть изотропный неполярный полупроводник занимает область пространства $z > 0$, а область $z < 0$ — двухподрешеточный антиферромагнетик (АФ) с магнитной анизотропией типа „легкая ось“ (например, MnF_2 или другой кристалл, принадлежащий к точечной группе 4/ммм). Будем считать, что вектор намагниченности $\vec{M}_s$ каждой подрешетки в АФ направлен вдоль оси оптической анизотропии 4-го порядка $\vec{C} \parallel oz$; в этом же направлении ориентированы поле анизотропии $\vec{H}_A$ и поле обмена $\vec{H}_e$. Тогда тензора магнитной и диэлектрической проницаемостей АФ имеют вид

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{\perp}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{\perp}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\perp}(\omega) \end{pmatrix}, \quad \hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix},$$

где $\mu_{\perp}(\omega)$ в окрестности антиферромагнитного резонанса равна ⁽⁵⁾

$$\mu_{\perp}(\omega) = \frac{\omega_l^2 - \omega_l^2}{\omega^2 - \omega_l^2}, \quad (3)$$

$\epsilon_{\parallel}$ и $\epsilon_{\perp}$ — не зависящие от частоты диэлектрические проницаемости кристалла вдоль и поперек оптической оси. Заметим, что при $\omega \rightarrow 0$ $\mu_{\perp}(\omega)$ стремится к значению статической магнитной проницаемости АФ

$$\mu_0 = \frac{\omega_l^2}{\omega_l^2} = 1 + \frac{M_s}{2H_s}. \quad (4)$$

Пусть рассматриваемый полупроводник обладает одним сортом носителей (для определенности — электронами), а его высокочастотные свойства описываются скалярной диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon_n(\omega) = \epsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{\epsilon_{\infty} m^*}, \quad (5)$$

где n и m^* — концентрация и эффективная масса свободных носителей заряда, ϵ_{∞} — высокочастотная диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки. Будем считать, что в области $z > 0$, занятой полупроводником, поля $\sim e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$, $\vec{k} = (k_{\parallel}, 0, k_z)$ и описываются уравнениями Максвелла

$$\omega \vec{D} = -[\vec{k}\vec{H}], \quad \omega \vec{B} = [\vec{k}\vec{E}], \quad (6)$$

где $\vec{D} = \varepsilon_n(\omega)\vec{E}$, $\vec{B} = \vec{H}$, а в области $z < 0$ (АФ) поля $\sim e^{i(\vec{k}_g \vec{r} - \omega t)}$, $\vec{k}_g = (k_{\parallel}, 0, k_{gz})$ и описываются инверсионно-сопряженными уравнениями Максвелла—Иосифьяна (6)

$$[\vec{k}_g \vec{E}_g] = -\omega \vec{B}_g, [\vec{k}_g \vec{H}_g] = \omega \vec{D}_g, \quad (7)$$

где $\vec{B}_g = \hat{\mu} \vec{H}_g$, $\vec{D}_g = \hat{\varepsilon} \vec{E}_g$. Из (6) получим два решения: поперечную ТЕ-волну $\vec{E} = (0, E, 0)$, $\vec{H} = \frac{E}{\omega} (-k_z, 0, k_{\parallel})$ и продольную-поперечную ТН-волну $\vec{H} = (0, H, 0)$, $\vec{E} = \frac{H}{\omega \varepsilon_n(\omega)} (k_z, 0, -k_{\parallel})$ с одним и тем же дисперсионным соотношением

$$k_z^2 = \omega^2 \varepsilon_n(\omega) - k_{\parallel}^2. \quad (6a)$$

Аналогично из (7) получим ТЕ-волну с дисперсионным соотношением

$$k_{gz}^2 = \mu_{\perp}(\omega)(\omega^2 \varepsilon_{\perp} - k_{\parallel}^2) \quad (7a)$$

и ТН-волну с дисперсионным соотношением

$$k_{gz}^2 = \varepsilon_{\perp} \left(\omega^2 \mu_{\perp}(\omega) - \frac{k_{\parallel}^2}{\varepsilon_{\parallel}} \right). \quad (7b)$$

Для существования поверхностной волны необходимо, чтобы $\text{Im} k_z > 0$, $\text{Im} k_{gz} < 0$. Используя условия непрерывности касательных составляющих полей на границе раздела (4), а также (6a) и (7b), легко показать, что поверхностная ТН-волна характеризуется дисперсионным уравнением

$$\frac{k_{\parallel}^2}{\omega^2} = \frac{\varepsilon_n^3(\omega) - \mu_{\perp}(\omega) \varepsilon_{\perp}^{-1}}{\varepsilon_n^2(\omega) - (\varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel})^{-1}} \quad (8)$$

и неравенствами $\varepsilon_n(\omega) < 0$, $k_{\parallel}^2 > \varepsilon_{\parallel} \omega^2 \mu_{\perp}(\omega)$. Заметим, что ТН-волна существует также в случае контакта полупроводник—немагнитный диэлектрик, но поверхностная ТЕ-волна существует лишь в случае контакта полупроводник—антиферромагнетик и поэтому представляет особый интерес. Эта волна характеризуется дисперсионным уравнением

$$\frac{k_{\parallel}^2}{\omega^2} = \frac{\varepsilon_n(\omega) \mu_{\perp}(\omega) - \varepsilon_{\perp}}{\mu_{\perp}(\omega) - 1} \quad (9)$$

и неравенствами $\mu_{\perp}(\omega) < 0$, $\varepsilon_{\perp} / \mu_{\perp}(\omega) < \varepsilon_n(\omega) < \frac{k_{\parallel}^2}{\omega^2} < \varepsilon_{\perp}$. (10)

Уравнение (9)—биквадратное относительно частоты ω , но только одно из его решений удовлетворяет условиям (10). Это значит, что существует только одна ТЕ-мода ПМПП:

$$\omega^2 = \frac{1}{2(1-\alpha)} \left[\omega_p^2 + \omega_l^2 - \alpha \omega_l^2 - \left\{ (\omega_p^2 + \omega_l^2 - \alpha \omega_l^2)^2 - 4(1-\alpha) \left[\omega_l^2 \omega_p^2 + \frac{k_{\parallel}^2}{\varepsilon_{\infty}} (\omega_l^2 - \omega^2) \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \right], \quad (11)$$

где $\alpha = \epsilon_{\perp} / \epsilon_{\parallel} < 1$. Ширина области существования этой волны ограничена как сверху, так и снизу:

$$\max\{\omega_l, \omega(k_{\parallel}=0)\} < \omega < \min\left\{\frac{\omega_p}{\sqrt{1-\alpha}}, \omega_l\right\}. \quad (12)$$

Внутри этой области частота монотонно возрастает с увеличением $k_{\parallel}$. Если плазменная частота $\omega_p \leq \omega_l$, то нижняя граница зоны $\omega = \omega_l$, при этом длина волны ограничена как сверху, так и снизу: $k_1 < k_{\parallel} < k_2$. Если же $\omega_p > \omega_l$, то длина волны ограничена лишь снизу: $0 < k_{\parallel} < k_2$. Предельные значения k_1 и k_2 существенно зависят от концентрации ($\sim \omega_p^2$) свободных носителей заряда в полупроводниковом слое:

$$k_1 = \sqrt{\epsilon_{\infty}(\omega_l^2 - \omega_p^2)} \quad (13)$$

$$k_2 = \epsilon_{\infty}^{\frac{1}{2}} [4(\mu_0 - 1)(1 - \alpha)]^{-\frac{1}{2}} \cdot \{(\mu_0 - \alpha)^2 \omega_l^2 + 2\omega_p^2 [\alpha(\mu_0 - 1) - \mu_0(1 - \alpha)] + \omega_p^4 \omega_l^{-2}\}^{\frac{1}{2}}. \quad (14)$$

С увеличением концентрации носителей k_2 сначала убывает, достигает минимума при $\omega_p^2 = \omega_l^2(\alpha + \mu_0 - 2\alpha\mu_0)$ и затем монотонно возрастает. Таким образом, как границы, так и ширина области существования ПМПП (12) очень чувствительны к параметрам обеих контактирующих сред: ω_l , ω_l и ω_p . Это значит, что путем изменения концентрации носителей в полупроводнике (например, с помощью света) можно управлять шириной разрешенной зоны ПМПП. При $\omega_p > \omega_l$ нижняя граница этой зоны $\omega = \omega(k_{\parallel}=0)$ монотонно возрастает с увеличением концентрации носителей, при этом ширина области существования сужается и может быть сделана сколь угодно узкой. Это обстоятельство является специфической особенностью границы раздела АФ-полупроводник и может быть использовано для изготовления узкополосных фильтров поверхностных электромагнитных волн, а также для создания управляемых линий задержки.

Таким образом результаты, полученные в серии работ (^{5,10}) и настоящей, представляют интерес как с точки зрения новых экспериментальных исследований в области электромагнитных свойств антиферромагнетиков, так и с точки зрения прикладных работ в области инфракрасной техники и оптоэлектроники.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Ռ. Հ. ԹԱՐԽԱՆՅԱՆ

Կիսահաղորդիչ-անտիֆերոմագնետիկ բաժանման սահմանի վրա մակերևութային էլեկտրամագնիսական ալիքների տեսության շուրջը

Ցույց է տրված, որ կիսահաղորդիչ-անտիֆերոմագնետիկ բաժանման սահմանով կարող են տարածվել նոր տեսակի մակերևութային ալիքներ, որոնք իրենցից ներկայացնում են մագնոնների, պլազմոնների և էլեկտրա-

մագնիսական տատանումների յուրահատուկ խառնուրդ: Ստացված են այդպիսի ալիքների գոյության պայմանները և հետազոտված են նրանց դիսպերսիոն առնչությունները ինֆրակարմիր դիապազոնում: Ցույց է տրված, որ այդ ալիքների տարածման հաճախային տիրույթի լայնությունը կարելի է փոփոխել (մասնավորապես՝ նեղացնել), «ղեկավարելով» այն կիսահաղորդիչ շերտի ազատ լիցքերի խտությունը փոխելու միջոցով:

Л И Т Е Р А Т У Р А—Գ Ր Ա Վ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

- ¹ Поверхностные поляритоны. Под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Миллса, Наука, М., 1985. ² R. G. Tarkhanian, Phys. Status Solidi (b), 72, №1 (1975). ³ Л. Э. Гуревич, Р. Г. Тарханян, ФТТ, т. 17, №7 (1975). ⁴ Р. Г. Тарханян, В. Р. Симонян, ДАН АрмССР, т. 81, №1 (1985). ⁵ Р. Г. Тарханян, ДАН АрмССР т. 84, №1 (1987) ⁶ А. Г. Иосифьян, ДАН АрмССР, т. 51, №1 (1970). ⁷ К. М. Haussler, Phys. Status Solidi (b), 105, p. K81 (1981). ⁸ R. W. Sanders, R. M. Belanger, M. Motokawa. e. a., Phys. Rev., B 23, 1190 (1981). ⁹ А. И. Ахуезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, Спиновые волны. Наука, М., 1967. ¹⁰ Р. Г. Тарханян, ДАН АрмССР, т. 84, №2 (1987).