

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В ДИЭЛЕКТРИКЕ НА ГРАНИЦЕ С МЕТАЛЛОМ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй<sup>1)</sup>

Физико-технический институт низких температур им.Б.И.Веркина НАН Украины  
310164 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 12 ноября 1998 г.

Предсказано существование поверхностных поляритонов в диэлектрике в постоянном электрическом поле на границе с идеальным металлом или сверхпроводником. Частотные области существования поляритонов значительно отличаются для противоположных направлений электрического поля, так что изменение его направления означает "включение" или "выключение" поверхностных поляритонов с заданной частотой.

PACS: 75.80.+q, 78.20.Jq

В настоящем сообщении рассмотрено влияние постоянного электрического поля, внешнего или спонтанного (в случае, если диэлектрик является сегнетоэлектриком), на поверхностные поляритонные возбуждения в массивном диэлектрическом кристалле на границе с металлом. Как известно, при контакте массивного диэлектрика с металлом поверхностные поляритоны в диэлектрике невозможны [1]. Ниже будет показано, что постоянное электрическое поле снимает этот запрет и в диэлектрике возникают поверхностные поляритонные волны с глубиной проникновения, обратно пропорциональной величине постоянного электрического поля. В работе [2] сообщалось, что электромагнитная волна в присутствии постоянного электрического поля индуцирует недиагональную компоненту высокочастотной магнитоэлектрической (МЭ) восприимчивости. Этому МЭ взаимодействию, как будет показано ниже, и обязано возникновение поверхностных поляритонов в диэлектрике на его границе с металлом.

Влияние спонтанной МЭ восприимчивости на поверхностные поляритоны в магнетиках с линейным магнитоэлектрическим эффектом рассмотрено в ряде работ (см. например, последнюю из них [3]). При этом МЭ взаимодействие описывалось потенциальной МЭ энергией, вид которой зависит от симметрии кристалла. В работе [4] рассмотрено влияние динамического МЭ взаимодействия на поверхностные поляритоны в сегнетоэлектрике. Энергия этого МЭ взаимодействия является скаляром и поэтому присутствует в кристалле любой симметрии. Помимо этого, для ее существования наличие какого-либо спонтанного упорядочения не является обязательным. Ниже исследуется влияние именно этой МЭ энергии на поверхностные поляритонные волны.

Рассмотрим диэлектрик, занимающий полупространство  $z > 0$  и граничащий с металлом ( $z < 0$ ), в присутствии постоянного электрического поля  $E_0$ , направленного по нормали к поверхности (ось  $z$ ). Для определенности считаем диэлектрик одноосным ( $z$  – легкая ось), хотя полученные ниже результаты имеют общий характер.

<sup>1)</sup> e-mail: mamaluy@ilt.kharkov.ua

Плотность энергии диэлектрика  $W$  состоит из электродипольного слагаемого  $W_e$  и энергии взаимодействия с внешними полями  $W_{int}$ ,  $W = W_e + W_{int}$ , где

$$W_e = \frac{C_1}{2} P_z^2 + \frac{C_2}{2} (P_x^2 + P_y^2) + \frac{\Pi^2}{2\rho},$$

$$W_{int} = -\mathbf{P}\mathbf{E} + \xi\mathbf{P}[\mathbf{P}\mathbf{h}]. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{e}$ ,  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{h}$  – переменные электрическое и магнитное поля. Последнее слагаемое в  $W_e$  есть плотность кинетической энергии,  $\mathbf{\Pi}$  – плотность импульса. Слагаемое в  $W_{int}$  с коэффициентом  $\xi$  есть вышеупомянутая скалярная МЭ энергия динамического происхождения. Это есть энергия взаимодействия электрической поляризации  $\mathbf{P}$  с эффективным электрическим полем  $\mathbf{E}_{ef} = c^{-1}[\mathbf{V}\mathbf{h}]$ , созданным движением заряда со скоростью  $\mathbf{V}$  в магнитном поле  $\mathbf{h}$ . Поскольку  $\mathbf{\Pi} = (m/v_0)\mathbf{V}$ , то постоянные  $\xi = v_0/mc$ ,  $\rho = m/v_0$ , где  $m$  – масса заряженной частицы,  $v_0$  – объем элементарной ячейки,  $c$  – скорость света. Вообще говоря, поляризация  $\mathbf{P}$  содержит как ионный, так и электронный вклады. В инфракрасной области спектра, особенно вблизи собственных ионных частот, ионная поляризуемость превалирует, ионы вносят наибольший вклад в динамическую МЭ энергию и, следовательно,  $m$  и  $\mathbf{\Pi}$  – соответственно масса и импульс иона. В оптической же области спектра, где электронная поляризуемость значительно больше ионной,  $m$  – масса электрона,  $\mathbf{\Pi}$  – импульс электрона.

Если диэлектрик не является сегнетоэлектриком, то  $C_1 > 0$  и равновесное значение электрической поляризации  $P_{0z}$  в постоянном электрическом поле  $\mathbf{E}_0$ , направленном вдоль легкой оси, как следует из (1), есть  $P_{0z} = E_{0z}/C_1$ . Для сегнетоэлектрика постоянная  $C_1 < 0$ , в энергии  $W_e$  следует учесть ангармоническое слагаемое  $\delta P_z^4/4$  и вектор спонтанной поляризации  $P_{0z} = \pm(-C_1/\delta)^{1/2}$ . В случае, когда диэлектрик является сегнетоэлектриком, постоянное электрическое поле считаем отсутствующим.

Линейный отклик немагнитного диэлектрика с магнитной проницаемостью  $\mu = 1$  на поле электромагнитной волны в отсутствие затухания и в пренебрежение пространственной дисперсией описывается следующими электрической,  $\chi_{ik}^e$ , и магнитоэлектрической,  $\chi_{ik}^{em} = \partial P_i / \partial h_k = (\chi_{ki}^{em})^*$ , восприимчивостями [2]:

$$\chi_{xx}^e = \chi_{yy}^e = \bar{\omega}_0^2 / (\omega_0^2 - \omega^2), \quad \chi_{zz}^e = \bar{\omega}_0^2 / (\omega_e^2 - \omega^2),$$

$$\chi_{xy}^{em} = -i\gamma/4\pi, \quad \gamma = 4\pi\omega g P_{0z} / (\omega_0^2 - \omega^2), \quad (2)$$

где

$$\omega_0 = \bar{\omega}_0 \sqrt{C_2}, \quad \omega_e = \bar{\omega}_0 \sqrt{C_1},$$

$$\bar{\omega}_0^2 = e^2/mv_0, \quad g = e\xi/v_0 = e/mc. \quad (3)$$

Здесь  $\omega_0$  – частота возбуждений поперечных компонент поляризации  $P_x, P_y$ ;  $\omega_e$  – частота возбуждений  $P_z$  вдоль легкой оси  $z$ . В случае сегнетоэлектрика  $\omega_e = \bar{\omega}_0 \sqrt{-2C_1}$  есть мягкая сегнетоэлектрическая мода. В рассматриваемом случае одноосного диэлектрика  $\omega_0 > \omega_e$ .

Связь электрической  $\mathbf{d}$  и магнитной  $\mathbf{b}$  индукций с напряженностями полей  $\mathbf{e}, \mathbf{h}$  при наличии МЭ восприимчивости задается уравнениями

$$d_i = \varepsilon_{ik} e_k + 4\pi \chi_{ik}^{em} h_k, \quad b_i = \mu_{ik} h_k + 4\pi \chi_{ik}^{me} e_k,$$

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ki}^* = \delta_{ik} + 4\pi \chi_{ik}^e, \quad \mu_{ik} = \mu_{ki}^*, \quad \chi_{ik}^{em} = (\chi_{ki}^{me})^*. \quad (4)$$

В рассматриваемом нами случае отличная от нуля недиагональная компонента МЭ восприимчивости  $\chi_{xy}^{em} = \partial P_x / \partial h_y \propto E_{0z}$ , то есть в присутствии постоянного электрического поля  $E_{0z}$  магнитное поле электромагнитной волны  $h_y$  индуцирует переменную составляющую электрической поляризации  $p_x$  (высокочастотный аналог эффекта Холла). Поскольку возбуждение  $p_x \propto \Pi_x$ , то, иначе говоря, в диэлектрике индуцируется переменный тороидальный момент  $\Pi_x \propto E_{0z} h_y$ .

Решение уравнений Максвелла для волн, распространяющихся вдоль границы с металлом в направлении оси  $x$  ( $k = k_x$ ), ищем в виде

$$\mathbf{e}, \mathbf{h} \propto e^{i(kx - \omega t) - k_0 z}, \quad (5)$$

где  $k_0 > 0$  – обратная глубина проникновения поверхностных возбуждений в диэлектрик.

На границе раздела с идеально проводящим металлом должны выполняться условия

$$b_z = \bar{b}_z, \quad \mathbf{h}_t = \bar{\mathbf{h}}_t, \quad d_z = \bar{d}_z, \quad \mathbf{e}_t = 0. \quad (6)$$

В (6) буквами с тильдами обозначены величины, относящиеся к металлу, индексом  $t$  – тангенциальные компоненты полей. В случае сверхпроводника в (6)  $b_z = 0$ .

Легко видеть, что уравнения Максвелла в диэлектрике с учетом (4), (2) и граничных условий (6) описывают возбуждения, у которых  $e_x = e_y = h_x = h_z = 0$ , а  $e_z$  и  $h_y$  удовлетворяют уравнениям

$$\left(k_0 + \frac{\omega}{c}\gamma\right) h_y = 0, \quad k e_z + \frac{\omega}{c} h_y = 0, \quad \frac{\omega}{c} \varepsilon e_z + k h_y = 0, \quad (7)$$

где

$$\varepsilon = \varepsilon_{zz} = \frac{\Omega_e^2 - \omega^2}{\omega_e^2 - \omega^2}, \quad \Omega_e^2 = \omega_e^2 + 4\pi\bar{\omega}_0^2. \quad (8)$$

В нашем случае  $b_z = h_z = 0$ , и поэтому полученные ниже результаты сохраняют силу и при контакте диэлектрика со сверхпроводником. Из первого уравнения в (7) видно, что в отсутствие МЭ взаимодействия ( $\gamma = 0$ ,  $E_{0z} = 0$ ), существует волна только с  $k_0 = 0$ , то есть поверхностные поляритоны отсутствуют, поляритонные возбуждения являются объемными (глубина их проникновения  $k_0^{-1} = \infty$ ). В присутствии же электрического поля  $E_{0z}$  ( $\gamma \neq 0$ ) запрет на существование поверхностных поляритонов снимается. При этом объемных поляритонов в диэлектрике нет, они становятся поверхностными. Глубина проникновения поляритонов в диэлектрике определяется только МЭ взаимодействием:

$$k_0^{-1} = -\frac{c}{\omega\gamma(\omega)}, \quad (9)$$

а закон дисперсии имеет такой же вид, как и для объемных поляритонов в случае отсутствия электрического поля:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega). \quad (10)$$

Из уравнений (9), (10) и положительности  $k_0$  следует условие

$$\gamma(\omega) < 0, \quad \varepsilon(\omega) > 0. \quad (11)$$

Законы дисперсии поляритонов (10) с учетом условий (11) представлены на рис.1. Этот рисунок соответствует оптическим частотам возбуждений, для которых  $\omega_0^2 \propto \propto \bar{\omega}_0^2 = e^2/mv_0$ , где  $m$  – масса электрона. При этом гиромагнитное отношение  $g < 0$ . Для значений  $v_0 \sim 10^{-22} \text{ см}^3$  частота  $\omega_0 \sim 10^{15} \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1}$ . Для рассматриваемого одноосного диэлектрика естественным представляется условие  $\Omega_e > \omega_0$ , то есть  $\chi_{zz}^{-1}(0) + 4\pi > \chi_{xx}^{-1}(0)$ , где  $\chi(0)$  – статические диэлектрические восприимчивости. Как видно из рис.1, поверхностные поляритоны реальные.

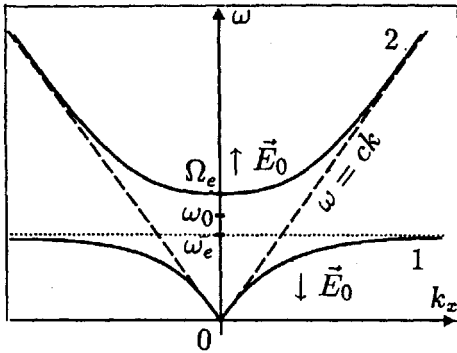


Рис.1. Законы дисперсии оптических поляритонов в диэлектрике для противоположных направлений электрического поля: кривая 1 –  $\vec{E}_0$  направлено в глубину диэлектрика, 2 –  $\vec{E}_0$  направлено по внешней нормали к диэлектрику

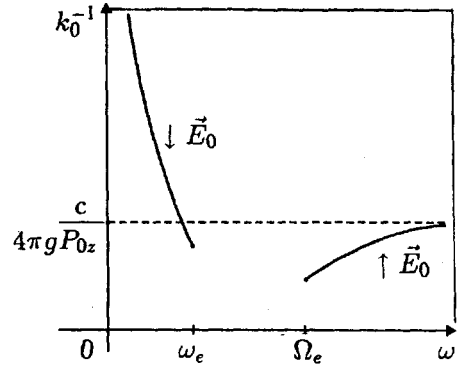


Рис.2. Глубины проникновения поверхностных поляритонов в диэлектрик как функции частот для противоположных направлений электрического поля

Частоты поверхностных поляритонных возбуждений различны для противоположных направлений электрического поля. В поле, направленном в глубину диэлектрика, возбуждается нижняя ветвь, а в поле противоположного направления – верхняя. Для ионных возбуждений ( $g > 0$ ) ситуация обратная. Таким образом, изменением направления постоянного электрического поля можно “включать” и “выключать” поверхностные поляритоны с заданной частотой.

В случае сегнетоэлектрика роль постоянного электрического поля играет спонтанная поляризация  $P_{0z}$  и изменению направления поля соответствует изменение направления спонтанной поляризации на противоположное в 180-градусных доменах. “Доменное влияние” на поверхностные поляритоны было отмечено в работе [4]. В отличие от результатов, полученных в [4], в настоящей работе различие поляритонных частот в 180-градусных доменах (или при изменении направления электрического поля) не является малым. Это объясняется тем, что дисперсионное уравнение (10) не содержит малого МЭ взаимодействия; от него зависит (и им полностью определяется) лишь глубина проникновения волн в диэлектрик (9). Отметим, что эта глубина проникновения обратно пропорциональна первой степени коэффициента  $\gamma$  малого МЭ взаимодействия в отличие от рассмотренных в [5] поверхностных акустических волн в пьезомагнетиках, где глубина проникновения была обратно пропорциональна произведению малых величин – квадрата магнитоэлектрического коэффициента и квадрата пьезомагнитного коэффициента.

В нашем случае глубина проникновения обратно пропорциональна первой степени напряженности постоянного электрического поля, и она тем меньше, чем больше

его величина, то есть имеет место “выталкивание” электромагнитного поля из диэлектрика постоянным электрическим полем.

На рис.2 представлена частотная зависимость глубины проникновения поляритонов  $k_0^{-1}$  в диэлектрик. Значение  $k_0^{-1}$  на оптических частотах порядка  $c(4\pi g P_{0z})^{-1}$ , что для  $P_0 \sim 10^4$  ед. CGSE составляет величину  $k_0^{-1} \sim 10^{-2}$  см.

Проследим, что происходит с поляритонными возбуждениями при отключении постоянного электрического поля. Пусть, например, электрическое поле направлено по внешней нормали к диэлектрику. Тогда ветви 2 рис.1 соответствуют поверхностные поляритонные возбуждения с  $k_0 > 0$ , а ветви 1 – “нефизические” возбуждения с  $k_0 < 0$ , экспоненциально возрастающие в глубь диэлектрика. При уменьшении величины  $E_0$  (то есть  $k_0$ ) амплитуда возбуждений, соответствующая ветви 1, уменьшается, и при  $E_0 = 0$  они становятся объемными. Объемными становятся при этом и возбуждения ветви 2, то есть при  $E_0 = 0$  поверхностные волны переходят в объемные, которым соответствуют две частотные ветви возбуждений – 1 и 2. При противоположной ориентации постоянного электрического поля ветви 1 соответствуют поверхностные поляритоны, а ветви 2 – “нефизические” ( $k_0 < 0$ ), которые аналогично предыдущему случаю переходят в объемные при  $k_0 = 0$ , то есть при  $E_0 = 0$ .

Таким образом, в массивном диэлектрике в плоскости контакта с идеальным металлом или сверхпроводником в присутствии постоянного электрического поля возможны поверхностные поляритоны, обязанные своим происхождением МЭ взаимодействию. Частотные области существования поверхностных поляритонов существенно различны для противоположных направлений постоянного электрического поля (или в 180-градусных доменах сегнетоэлектрика). Это означает возможность изменения частотной области поверхностных поляритонов посредством переключения направления постоянного электрического поля, приложенного к диэлектрику.

Отметим, что электрическое поле, естественно, не нарушает оптической взаимности поляритонных частотных ветвей,  $\omega(-\mathbf{k}) = \omega(\mathbf{k})$ . Оказывается, однако, что постоянное магнитное поле также создает возможность для существования поверхностных поляритонных возбуждений в диэлектрике на границе с металлом, причем эти возбуждения характеризуются сильной оптической невзаимностью,  $\omega(-\mathbf{k}) \neq \omega(\mathbf{k})$ . Эти результаты будут предметом отдельного сообщения.

Авторы благодарны В.И.Фомину и В.С.Курносову за полезные дискуссии.

- 
1. Поверхностные поляритоны, под ред. В.М.Аграновича и Д.Л.Миллса, М.: Наука, 1985 (*Surface polaritons*, Eds. V.M.Agranovich and D.L.Mills, North-Holland, Amsterdam, 1982).
  2. И.Е.Чупис, ФНТ **23**, 290 (1997).
  3. В.Д.Бучельников, В.Г.Шавров, ЖЭТФ **109**, 706 (1996).
  4. И.Е.Чупис, Д.А.Мамалуй, ФНТ **24**, 1010 (1998).
  5. В.И.Альшиц, В.Н.Любимов, ЖЭТФ **106**, 663 (1994).