

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

И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй¹⁾

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.

¹⁾ 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 ξ 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, χ_{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 ω_0 – частота возбуждений поперечных компонент поляризации P_x, P_y ; ω_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.

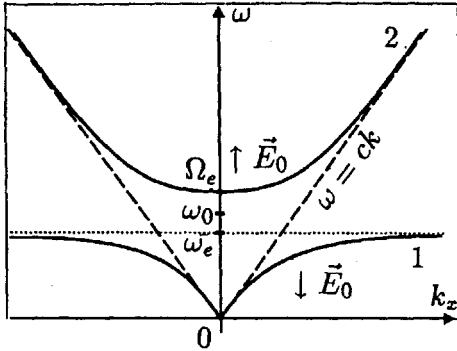


Рис.1. Законы дисперсии оптических поляритонов в диэлектрике для противоположных направлений электрического поля: кривая 1 – \vec{E}_0 направлено в глубину диэлектрика, 2 – \vec{E}_0 направлено по внешней нормали к диэлектрику

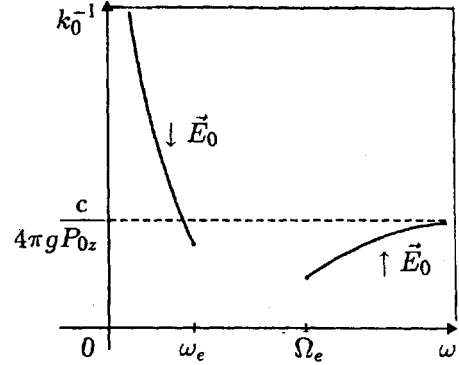


Рис.2. Глубины проникновения поверхностных поляритонов в диэлектрик как функции частот для противоположных направлений электрического поля

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 γ 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).