

Бездисперсионные поверхностные поляритоны на различных срезах оптически одноосных кристаллов

© В.И. Альшиц, В.Н. Любимов

Институт кристаллографии Российской академии наук,
117333 Москва, Россия

E-mail: alschits@ns.crys.ras.ru

(Поступила в Редакцию 8 июня 2001 г.)

Выявлена область возможных ориентаций поверхности оптически одноосного кристалла, на которой существуют секторы направлений распространения бездисперсионных поляритонов, локализованных на границе раздела кристалла и оптически изотропной среды. Аналитически описаны границы сектора возможных направлений распространения как функции ориентации поверхности кристалла по отношению к его оптической оси. Проанализированы оптимальные соотношения между диэлектрическими проницаемостями, при которых ширина секторов распространения оказывается максимальной. Прослежены весьма резкие изменения границ секторов распространения поляритонов на различных поверхностях в пределе малой диэлектрической анизотропии кристалла.

Поверхностные поляритоны (поверхностные электромагнитные волны), существующие на границах твердых тел при отрицательных значениях диэлектрических проницаемостей, достаточно хорошо известны [1–7]. Диэлектрические проницаемости становятся отрицательными вблизи резонансных частот, когда имеет место сильная частотная дисперсия. Помимо таких дисперсионных поляритонов, в кристаллах могут существовать поверхностные поляритоны другого типа — при положительных диэлектрических проницаемостях, когда частотная дисперсия несущественна. В работах [8,9] такие бездисперсионные поверхностные поляритоны в оптически одноосных кристаллах были описаны для случая, когда оптическая ось параллельна границе. Данные поляритоны могут существовать лишь в оптически положительных одноосных кристаллах, граничащих с изотропной средой, причем сектор возможных направлений распространения поляритонов достаточно узок — в реальных случаях он имеет порядок величины одного углового градуса ($\sim 1^\circ$).

В настоящей работе проанализированы условия существования бездисперсионных поверхностных поляритонов на различных срезах оптически-одноосных кристаллов и рассмотрена зависимость секторов распространения этих поляритонов от ориентации поверхности. Выявлены оптимальные соотношения между диэлектрическими проницаемостями кристалла и прилегающей изотропной среды, при которых сектор существования поляритонов оказывается максимально широким. Наконец, рассмотрен случай слабой диэлектрической анизотропии, когда уже небольшие изменения значений диэлектрических проницаемостей существенно влияют на область существования рассматриваемых поляритонов.

1. Характеристики волнового поля поляритона

Поле поляритона зависит от двух диэлектрических проницаемостей кристалла — ϵ_e, ϵ_0 [10] — и от диэлектрической проницаемости ϵ граничащей с кристаллом

изотропной среды. Выбрав систему координат, в которой направление z перпендикулярно поверхности кристалла (рис. 1), будем считать, что оптическая ось c лежит в плоскости xz и составляет угол ϑ с осью z , а направление распространения m , лежащее в плоскости границы xy , составляет угол φ с осью x

$$c = (\sin \vartheta, 0, \cos \vartheta), \quad m = (\cos \varphi, \sin \varphi, 0). \quad (1)$$

Электрическая компонента электромагнитного волнового поля поляритона может быть представлена в следующем виде:

$$E(\mathbf{r}, t) = E(z) \exp \left[i\omega \left(\frac{\sqrt{\epsilon_0}}{c} N m \cdot \mathbf{r} - t \right) \right]. \quad (2)$$

Здесь ω — частота, $\mathbf{r} = (x, y, z)$ — радиус-вектор текущей точки, t — время, c — скорость света в вакууме, $N = c/v\sqrt{\epsilon_0}$, $v = \omega/k$ — фазовая скорость поверхностной волны, k — волновое число общее для всех парциальных волн.

В кристалле ($z \geq 0$) волновое поле рассматриваемого поляритона представляет собой двупарциальную поверхностную волну, что соответствует векторной амплитуде в (2) следующего вида:

$$E(z) = a_0 E_0 \exp \left(-\omega \frac{\sqrt{\epsilon_0}}{c} p_0 z \right) + a_e E_e \exp \left(-\omega \frac{\sqrt{\epsilon_0}}{c} p_e z \right). \quad (3)$$

В прилегающей к кристаллу изотропной среде ($z \leq 0$) распространяется сопутствующая однопарциальная вол-

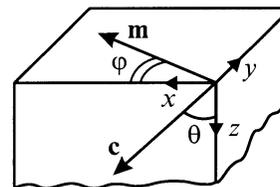


Рис. 1. Исследуемый кристалл (c — оптическая ось, m — направление распространения поляритона).

на, а векторная амплитуда в (2) имеет вид

$$\mathbf{E}(z) = a\mathbf{E} \exp\left(\omega \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{c} pz\right). \quad (4)$$

Параметры локализации волнового поля у границы кристалла определяются соотношениями

$$p_0 \equiv p_0(\vartheta, \varphi) = \sqrt{N^2 - 1},$$

$$p \equiv p(\vartheta, \varphi) = \sqrt{N^2 - \gamma}, \quad \gamma = \varepsilon/\varepsilon_0, \quad (5)$$

$$p_e \equiv p_e(\vartheta, \varphi) = \sqrt{N^2(d + \delta \cos^2 \varphi) - (1 + \delta)d/d \sin \vartheta} + iN\delta \operatorname{ctg} \vartheta \cos \varphi/d \equiv p_e^R + ip_e^I, \quad (6)$$

$$d \equiv d(\vartheta) = (1 + \delta \cos^2 \vartheta)/\sin^2 \vartheta, \quad \delta = \varepsilon_e/\varepsilon_0 - 1. \quad (7)$$

Амплитуды a_0 , a_e , a и векторы поляризации \mathbf{E}_0 , \mathbf{E}_e , \mathbf{E} определяются системой уравнений Максвелла в совокупности со стандартными граничными условиями на поверхности раздела. Как обычно, критерий существования нетривиальных решений этой системы однородных уравнений задает дисперсионное уравнение, определяющее параметр $N \equiv N(\vartheta, \varphi)$ (или скорость волны v),

$$F(\vartheta, \varphi) \equiv (p + p_0)(p_0 \cos \varphi + iN \operatorname{ctg} \vartheta) \times \left[(\gamma p_0^2 + p p_e) \cos \varphi + i(p + \gamma p_e)N \operatorname{ctg} \vartheta \right] - (p + p_e)(\gamma p_0 + p) \sin^2 \varphi = 0. \quad (8)$$

В иной форме это уравнение приведено в работе [2], а в [11] аналогичное уравнение учитывает также магнитную анизотропию кристалла. Как показывает алгебраический анализ (технически достаточно громоздкий), вещественная и мнимая части уравнения (8) пропорциональны друг другу. Учитывая это, уравнение (8) можно привести к следующей вещественной форме:

$$f(\vartheta, \varphi) \equiv \left[N^2 \delta \operatorname{ctg}^2 \vartheta (\tilde{\delta} - \delta \cos^2 \varphi/d)/d - (p_e^R + p) \times (\gamma p_0 + p_e^R) \right] (p_0 + p) - \tilde{\delta}(\tilde{\delta} - \delta/d)p_0 = 0, \quad (9)$$

где введено обозначение

$$\tilde{\delta} = \gamma - 1 = \varepsilon/\varepsilon_0 - 1. \quad (10)$$

Определяя величину N , это уравнение тем самым задает основные характеристики поляритона — безразмерную скорость $1/N$ и параметры локализации волнового поля (5), (6).

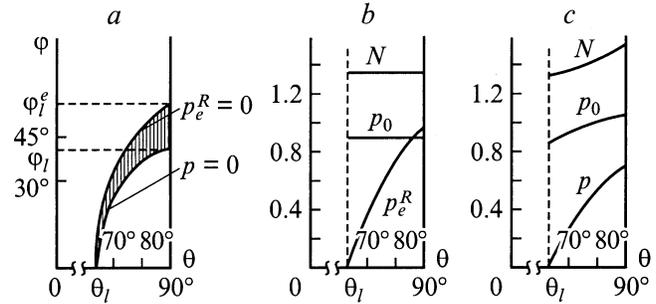


Рис. 2. Типичные характеристики поляритонов. *a* — область существования по углам ϑ и φ (заштрихована); *b* — предельные характеристики на границе существования при $p(\vartheta, \varphi) = 0$; *c* — предельные характеристики на границе области существования при $p_e^R(\vartheta, \varphi) = 0$. Кривые построены при $\delta = 4$, $\tilde{\delta} = 0.8$ ($\vartheta_l \approx 63.4^\circ$, $\varphi_l \approx 40.4^\circ$, $\varphi_l^e \approx 58.0^\circ$).

2. Область существования поляритонов

Область существования поверхностных поляритонов полностью определяется соотношениями (5), (6) и (9) при требовании вещественности волнового числа N и всех параметров локализации — p_0 , p_e^R и p .

Анализ показывает, что данные требования могут быть удовлетворены, лишь если диэлектрические проницаемости сред удовлетворяют условиям

$$0 < \varepsilon_0 < \varepsilon < \varepsilon_e, \quad (11)$$

что эквивалентно неравенствам

$$0 < \tilde{\delta}/\delta < 1. \quad (12)$$

Эти условия выполнимы лишь в оптически положительных кристаллах.

Границы области возможных значений углов ϑ и φ (т.е. области возможных ориентаций границы кристалла и направлений распространения поляритона) определены двумя условиями: во-первых, условием $p(\vartheta, \varphi) = 0$, когда волна в изотропной среде объемная, и, во-вторых, условием $p_e^R(\vartheta, \varphi) = 0$, когда объемной является необыкновенная волна в кристалле. На плоскости ϑ, φ уравнение линии $p(\vartheta, \varphi) = 0$ можно представить в следующей явной форме:

$$g(\vartheta, \varphi) = (p_e^R + p_0)p_0 - \delta(\sin^2 \varphi + \gamma \operatorname{ctg}^2 \vartheta)/d = 0 \quad (13)$$

(рис. 2, *a*), причем на этой линии параметры $N = \sqrt{\gamma}$ и $p_0 = \sqrt{\tilde{\delta}}$ не зависят от углов ϑ и φ , в то время как зависимость параметра p_e^R (6) от этих углов сохраняется (рис. 2, *b*). Для наглядности при построении кривых на рис. 2 значение параметра диэлектрической анизотропии ($\delta = 4$) взято заведомо большим, чем в обычных случаях.

Уравнение линии $p_e^R(\vartheta, \varphi) = 0$ на плоскости ϑ, φ в явной форме имеет вид

$$g_0(\vartheta, \varphi) = \left[N^2 \delta \operatorname{ctg}^2 \vartheta (\tilde{\delta} - \delta \cos^2 \varphi/d)/d - \gamma p p_0 \right] \times (p_0 + p) - \tilde{\delta}(\tilde{\delta} - \delta/d)p_0 = 0. \quad (14)$$

На этой линии

$$N(\vartheta, \varphi) = \sqrt{(1 + \delta)d/(d + \cos^2 \varphi)} \quad (15)$$

(рис. 2, *a, c*). Как видно из рис. 2, *a*, область углов ϑ и φ , в которой существуют поляритоны, можно охарактеризовать тремя предельными углами

$$\vartheta_1 = \arccos \sqrt{\tilde{\delta}/\delta}, \quad \text{когда } \varphi = 0, \quad (16)$$

$$\varphi_1 = \arcsin \sqrt{\frac{\tilde{\delta}}{\delta}(1 + \kappa)},$$

$$\kappa = \frac{1}{2} \left[-1 - \tilde{\delta} + \sqrt{(1 - \tilde{\delta})^2 + 4\delta} \right], \quad \text{когда } \vartheta = 90^\circ, \quad (17)$$

$$\varphi_1^e = \arcsin \sqrt{\frac{\tilde{\delta}}{\delta}(1 + \kappa^e)},$$

$$\kappa^e = (\delta - \tilde{\delta}) \frac{(1 + \delta)^2 + \delta - \tilde{\delta}}{(1 + \delta)^2(1 + \tilde{\delta}) - (\delta - \tilde{\delta})^2}, \quad \text{когда } \vartheta = 90^\circ. \quad (18)$$

Используя эти соотношения (в иной форме выражения для φ_1 и φ_1^e имеются в [9]), проанализируем далее возможности максимального расширения области существования рассматриваемых поляритонов.

3. О возможностях управления секторами распространения поляритонов

Область углов ϑ и φ , в которой существуют исследуемые поляритоны, зависит всего от двух параметров — диэлектрической анизотропии кристалла δ (7) и параметра $\tilde{\delta}$ (10), зависящего от диэлектрической проницаемости прилегающей к кристаллу изотропной среды (δ и $\tilde{\delta}$ удовлетворяют неравенствам (12)). Размеры и ширина этой области вполне определяются тремя предельными углами ((16)–(18) и рис. 2, *a*).

Угол ϑ_1 (16) — универсальная функция отношения $\tilde{\delta}/\delta$. Любому отношению $\tilde{\delta}/\delta$, удовлетворяющему неравенствам (12), соответствует своя предельная ориентация поверхности кристалла, т.е. свой угол ϑ_1 (рис. 3, *a*). Меняя диэлектрическую проницаемость прилегающей к кристаллу изотропной среды, т.е. меняя величину $\tilde{\delta}$, можно управлять величиной угла ϑ_1 .

В особом случае слабой диэлектрической анизотропии кристалла, когда мал параметр δ , а в силу (12) и параметр $\tilde{\delta}$, в пределе отношение $\tilde{\delta}/\delta$ приобретает вид неопределенности типа 0/0, и такое отношение резко меняет свою величину уже при небольших изменениях материальных характеристик δ и $\tilde{\delta}$. При этом резко меняются предельные углы, и область существования поляритонов на плоскости ϑ, φ становится весьма чувствительной к величине отношения $\tilde{\delta}/\delta$, однако сама эта область оказывается очень узкой: при $\delta \ll 1$ имеем

$$\varphi_1 \approx \varphi_1^e \rightarrow \arcsin \sqrt{\tilde{\delta}/\delta} = 90^\circ - \vartheta_1, \quad (19)$$

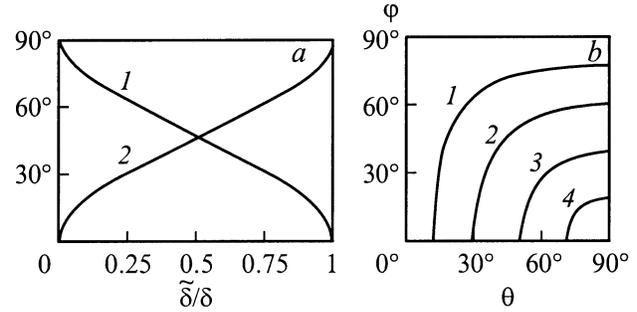


Рис. 3. Предельные характеристики области существования поляритонов как функции материальных параметров сред. 1 — угол ϑ_1 , определяющий предельную ориентацию границы кристалла, 2 — углы $\varphi_1 \approx \varphi_1^e$ в пределе $\delta \ll 1$ (*a*); кривые $\varphi(\vartheta)$ — области существования при $\delta \ll 1$: 1 — $\tilde{\delta}/\delta = 0.95$, 2 — $\tilde{\delta}/\delta = 0.75$, 3 — $\tilde{\delta}/\delta = 0.4$, 4 — $\tilde{\delta}/\delta = 0.10$ (*b*).

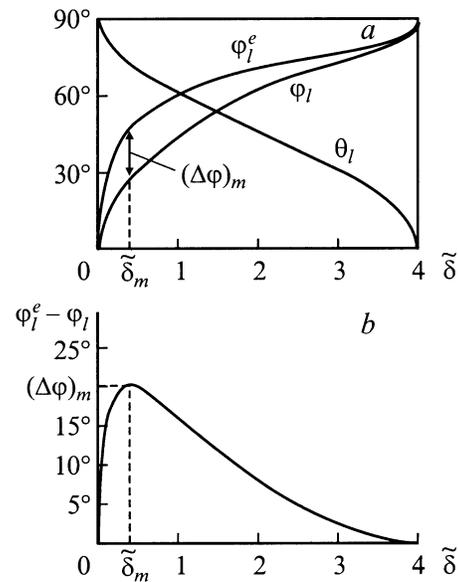


Рис. 4. Предельные углы как функции $\tilde{\delta}$ при $\delta = \text{const}$. *a* — углы ϑ_1, φ_1 и φ_1^e при $\delta = 4$; *b* — разность $\varphi_1^e - \varphi_1$ при $\delta = 4$, когда $\tilde{\delta}_m \approx 0.31$ и $(\Delta\varphi)_m \approx 20^\circ$.

поскольку $\kappa - \kappa^e \sim \delta^2$ и $\Delta\varphi \sim \delta^2$ (рис. 3, *a*). В результате вся область существования практически стягивается в линию

$$\varphi = \arccos \frac{\sqrt{1 - \tilde{\delta}/\delta}}{\sin \vartheta}. \quad (20)$$

Положение этой линии на плоскости ϑ, φ существенно зависит от величины отношения $\tilde{\delta}/\delta$ (рис. 3, *b*). Сопоставление рис. 2, *a* и 3, *b* показывает, сколь велик диапазон изменений границ области существования при варьировании параметров анизотропии.

Ширина сектора возможных направлений распространения поляритона $\Delta\varphi$ при заданных диэлектрических проницаемостях кристалла (т.е. при $\delta = \text{const}$) зависит от ориентации границы кристалла и от диэлектрической проницаемости изотропной среды: $\Delta\varphi = \Delta\varphi(\vartheta, \tilde{\delta})$.

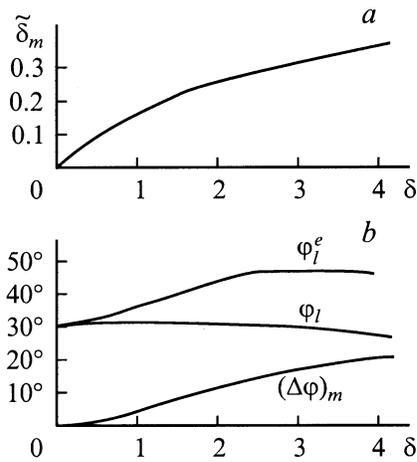


Рис. 5. Оптимальные параметры как функции диэлектрической анизотропии кристалла δ . a — параметр диэлектрических свойств изотропной среды $\tilde{\delta}_m$; b — оптимальные параметры сектора направлений распространения при $\tilde{\delta} = \tilde{\delta}_m(\delta)$.

Величина $\Delta\varphi$ имеет максимум при $\vartheta = 90^\circ$ (когда оптическая ось параллельна границе) и при вполне определенном значении диэлектрической проницаемости изотропной среды — при $\tilde{\delta} = \tilde{\delta}_m(\delta)$, когда $\Delta\varphi = (\Delta\varphi)_m$. Таким образом, величина $(\Delta\varphi)_m$ соответствует максимуму разности $\varphi_l^e - \varphi_l$ как функции параметра $\tilde{\delta}$ при $\delta = \text{const}$ (рис. 4, a, b). Характер зависимости $\tilde{\delta} = \tilde{\delta}_m(\delta)$ показан на рис. 5, a , используя который, можно по заданной диэлектрической анизотропии кристалла δ указать, при какой диэлектрической проницаемости изотропной среды (при каком $\tilde{\delta}$) сектор направлений распространения поляритонов будет максимально широким. Характеристики таких секторов представлены на рис. 5, b .

Итак, в настоящей работе найдены секторы существования бездисперсионных поверхностных поляритонов, локализованных на различных срезах оптически одноосных кристаллов, граничащих с изотропной средой. Вблизи границ сектора возможных направлений распространения поляритоны являются квазиобъемными — глубина их локализации велика по сравнению с длиной электромагнитной волны. Если при этом иметь в виду длины волн $\sim \mu\text{m}$ (диапазон видимого света и близкие к нему длины волн), то становится ясным, что даже при глубине локализации в сотни или тысячи длин волн эта величина всегда много меньше реальной толщины кристалла, т. е. поверхностный характер волны сохраняется.

Управление областью существования поверхностных поляритонов возможно, если использовать зависимость диэлектрических проницаемостей кристалла и прилегающей к нему изотропной среды от частоты, температуры, давления и разнообразных внешних воздействий. Подбирая изотропные среды с соответствующими диэлектрическими характеристиками, можно максимально расширить сектор направлений распространения рассматриваемых поляритонов. Например, из экспериментальных

данных [12] вытекает, что в оптически одноосных кристаллах каломели Hg_2Cl_2 при изменении длины волны от 0.4 до 18 μm диэлектрическая анизотропия δ меняется от ≈ 1.1 до ≈ 0.4 , а при $\delta \approx 1$ для максимальной ширины сектора направлений распространения имеем $(\Delta\varphi)_m \approx 5^\circ$.

Возбуждение описанных поляритонов возможно при использовании метода нарушенного полного отражения [1,7,13]. Применительно к дисперсионным поверхностным поляритонам особенности этого метода описаны в [7]. Качественно эти особенности не претерпевают изменений и в рассмотренном здесь случае бездисперсионных поверхностных поляритонов.

Список литературы

- [1] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела. Сборник статей / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллса. Наука, М. (1985). 528 с.
- [2] В.Н. Любимов, Д.Г. Санников. ФТТ **14**, 3 (1972).
- [3] В.В. Брыксин, Д.Н. Мирлин, Ю.А. Фирсов. УФН **113**, 1, 29 (1974).
- [4] В.М. Агранович. УФН **115**, 2, 199 (1975); **126**, 4, 677 (1978).
- [5] G.A. Puchkovskaya, V.L. Strizhevskii, Yu.A. Frolkov, N.M. Chepilko, Yu.N. Yashkir. Phys. Stat. Sol. (b) **89**, 1, 27 (1978).
- [6] В.Н. Любимов. ЖПС **33**, 5, 913 (1980).
- [7] В.И. Альшиц, В.Н. Любимов, Л.А. Шувалов. ФТТ **43**, 7, 1322 (2001).
- [8] Ф.Н. Марчевский, В.Л. Стрижевский, С.В. Стрижевский. ФТТ **26**, 5, 1501 (1984).
- [9] М.И. Дьяконов. ЖЭТФ **94**, 4, 119 (1988).
- [10] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. Наука, М. (1975). 680 с.
- [11] В.Н. Любимов. Кристаллография **17**, 4, 816 (1972).
- [12] З.Б. Перекалина, Ч. Барта, И. Грегора, А.Б. Васильев, Л.Д. Кисловский. Оптика и спектроскопия **42**, 6, 1134 (1977).
- [13] V.I. Alshits, A.S. Gorkunova, V.N. Lyubimov, W. Gierulski, A. Radowicz, R. Kotowski. Proc. Internat. Symp. Trends in Continuum Physics. World Scientific, Singapore–New Jersey–Hong Kong (1999). P. 28.