

УДК 535.37

© 1993

ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНАХ В ПРИСУТСТВИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

К. П. Лышенюк, Ф. Н. Марчевский, В. Л. Стрижевский, А. Л. Чудновский

Решена задача о стационарном параметрическом усилении в поле заданной накачки волны поверхностного поляритона (ПП) и стоксовой волны, существующих вблизи плоской границы раздела двух сред, одна из которых обладает квадратичной нелинейностью и поверхностной электропроводностью (ПЭ). Изучено влияние как линейной, так и нелинейной ПЭ на основные характеристики процесса вынужденного комбинационного рассеяния света на ПП.

В последние годы большое внимание уделяется проблеме поверхностных поляритонов (ПП), распространяющихся вдоль границы раздела сред [1, 2]. Известно, что вблизи поверхности кристаллов, например вследствие искривления энергетических зон в приповерхностной области, могут существовать поверхностная электропроводность (ПЭ) и связанный с ней поверхностный ток (ПТ) [2-4]. Наличие ПЭ приводит к возникновению ПП с существенно новыми свойствами [2, 4-6].

Одним из экспериментальных методов исследования ПП является метод вынужденного комбинационного рассеяния света (ВКР) [1, 2, 7]. Настоящая работа посвящена изучению влияния ПЭ на основные характеристики ВКР света на ПП, определению возможностей использования методов спектроскопии ПП для исследования параметров поверхностных проводящих каналов, а также свойств собственно ПП при наличии ПЭ. С этой целью нами решена задача о стационарном параметрическом усилении стоксовой и ПП волн, связанных квадратичной нелинейностью среды, в поле заданной волны накачки с учетом существования как линейной, так и нелинейной ПЭ.

Конкретная постановка задачи состоит в следующем. Рассмотрим плоскую границу раздела двух сред (рис. 1). В области $z > 0$ расположен нелинейный кубический кристалл, с которым генетически связаны ПП. Среда в области $z < 0$ линейна и изотропна. Диэлектрические проницаемости контактирующих сред обозначим соответственно $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ и ϵ_2 . Учитываем наличие ПЭ в рамках модели Стерна [3] — заменяем проводящий канал, существующий вблизи поверхности кристалла, заряженной плоскостью с проводимостью σ

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 (1 - i\omega\tau_2)^{-1}, \quad (1)$$

здесь $\sigma_0 = e^2 N_s \tau_2 / m^*$ — проводимость на постоянном токе, τ_2 — время релаксации импульса электронов в приповерхностной области, m^* — их эффективная масса. Выбор $\sigma(\omega)$ в виде (1) оправдан, в частности, тем, что длина волны интересующих нас ПП значительно больше межэлектронного расстояния.

Пусть все три взаимодействующие волны распространяются в одном и том же направлении вдоль оси y . Накачку считаем плоской монохроматической волной, и ее поле в области $z > 0$ представим в виде

$$E_l(\mathbf{r}, t) = e_l A_l \exp(i(k_l y - \omega_l t)) + \text{к. с.}$$

Здесь и далее e — орты поляризации волн, A — скалярные амплитуды, k — волновые векторы, ω — частоты ($\omega_l = \omega_s + \omega_p$), индексы l, s, p отвечают повсюду волне накачки, стоксовой и ПП волнам соответственно. На частотах $\omega_{l,s}$ поглощение отсутствует. Поле ПП

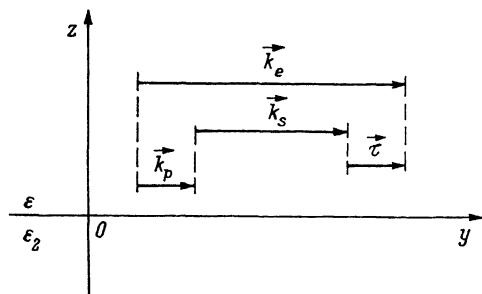


Рис. 1. Геометрия задачи.

$$E_p(\mathbf{r}, t) = E_p(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_p t) + \text{к. с.}$$

ищем в следующем виде:

$$E_p(\mathbf{r}) = \begin{cases} e A_p(y) \exp(iQr), & z > 0, \\ e_1 A_{p1}(y) \exp(iQ_1 r), & z < 0, \end{cases} \quad (2)$$

$$Q = (0, k, is), \quad e = (0, is, -k)/\psi, \quad \psi = (k^2 + s^2)^{1/2},$$

$$Q_1 = (0, k, -ip), \quad e_1 = (0, ip, k)/\psi_1, \quad \psi_1 = (k^2 + p^2)^{1/2},$$

$$s = (k^2 - q_p^2 \epsilon_p)^{1/2}, \quad p = (k^2 - q_p^2 \epsilon_2)^{1/2}, \quad q_p = \omega_p / c.$$

Наличие ПЭ нарушает непрерывность тангенциальных компонент магнитного поля на границе раздела сред. Пользуясь (2), совокупностью известных граничных условий [8], а также выражением (1), нетрудно получить дисперсионное уравнение для ПП в присутствии ПЭ

$$q_p \left[\frac{\epsilon}{s} + \frac{\epsilon_2}{p} \right] = -i\Delta, \quad (3)$$

где

$$\Delta = \Delta' + i\Delta'',$$

$$\Delta' = \frac{\Omega \Gamma_2}{\omega^2 + \Gamma_2^2}, \quad \Delta'' = \frac{\Omega \omega}{\omega^2 + \Gamma_2^2}, \quad \Gamma_2 = \frac{1}{\tau_2}.$$

Здесь $\Omega = 4\pi N_s e^2 / (m^* c)$ — характеристическая плазменная частота поверхностных носителей тока.

Отметим, что (3) совпадает с дисперсионным уравнением обычных линейных ПП. Это обусловлено однородностью накачки в плоскости, поперечной направлению распространения волн. Из анализа (3) нетрудно убедиться, что наличие ПЭ существенно расширяет область существования ПП: если без ПЭ ($\Omega = 0$) ПП могут возбуждаться при выполнении условия $\epsilon' < -\epsilon_2$, то в присутствии ПЭ ($\Omega \neq 0$) это ограничение снимается и ПП существуют и в тех спектральных диапазонах, в которых значения диэлектрических проницаемостей обеих сред

положительны [2, 5, 6]. Подчеркнем также, что значения волновых векторов ПП для фиксированных значений ε и ε_2 с ростом величины ПЭ монотонно уменьшаются.

Стоксову волну в области $z > 0$ ищем в виде

$$E_s(r, t) = e_s A_s(y) \exp(i(k_s y - \omega_s t) - s^* z) + \text{к. с.},$$

$$k_s = (s^2 + q_s^2 \varepsilon_s), \quad q_s = \omega_s / c, \quad e_s \perp Y$$

(поляризации взаимодействующих волн считаем линейными и фиксированными).

Параметрическое взаимодействие волн происходит в слое толщиной порядка s^{-1} в области $z > 0$. Эта толщина значительно превосходит длину волны стоксового излучения ($s^{-1} \gg k_s^{-1}$, ибо обычно $\omega_s \gg \omega$), так что искажениями стоксового поля, обусловленными границей раздела, и его проникновением в область $z < 0$ можно пренебречь. Взаимодействие волн вызвано квадратичной нелинейностью поляризации $P_{s,p}^{NL}$ на частотах ω_s, ρ в области $z > 0$. В выбранной геометрии задачи нужны составляющие $P_\rho^{NL} = e_\rho^* P_\rho^{NL}$, $P_s^{NL} = e_s P_s^{NL}$, которые имеют следующий вид:

$$P_\rho^{NL} = \chi^{(2)} A_e A_s^* \exp(i(k_e - k_s)y - sz - i\omega_\rho t) + \text{к. с.},$$

$$P_s^{NL} = \chi^{(2)} A_e A_\rho^* \exp(i(k_e - k_\rho)y - s^* z - i\omega_s t) + \text{к. с.}$$

Здесь

$$\chi_{ij}^{(2)} = \sum_{k} e_{pi} e_{ej} e_{sk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_e, -\omega_s),$$

$\chi_{ij}^{(2)}$ — квадратичная нелинейная поляризуемость среды в области $z > 0$. Амплитуды A_ρ и A_s удовлетворяют обычным укороченным уравнениям, которые получаются из уравнений Максвелла в рамках известной методики [9].

При решении укороченных уравнений получено следующее выражение для коэффициента усиления ВКР G :

$$G = -\tau'' + k''_s + k''_\rho - \frac{\varepsilon''_p \beta''_\rho}{2} + R_e \left[\left(i\tau - \frac{\varepsilon''_p \beta''_\rho}{2} \right)^2 + 16\pi^2 \beta_s \beta_\rho^* |\chi A_e|^2 \right]^{1/2}.$$

Здесь

$$\beta_\rho = q_\rho^2 / k_{\rho 1}, \quad \beta_s = q_s^2 / k_s, \quad k_{\rho 1} = (s^2 + q_\rho^2 \varepsilon'_\rho)^{1/2},$$

а волновая расстройка τ определяется как $\tau = k_0 - k_s - k_{\rho 1}$. При расчете коэффициента усиления необходимо последовательно учитывать комплексный характер величины s , а следовательно, и величин k_s и $k_{\rho 1}$.

Проанализируем влияние ПЭ на коэффициент усиления ВКР. Для этого вначале представим диэлектрическую проницаемость среды в области $z > 0$ в виде

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty [1 - \omega_0^2 / (\omega(\omega + i\Gamma_0))],$$

где ε_∞ — фоновое значение диэлектрической проницаемости, ω_0 — объемная плазменная частота $\omega_0 = (4\pi N_0 e^2 / m_0^* \varepsilon_\infty)^{1/2}$, $1/\Gamma_0$ — время релаксации электронов в объеме.

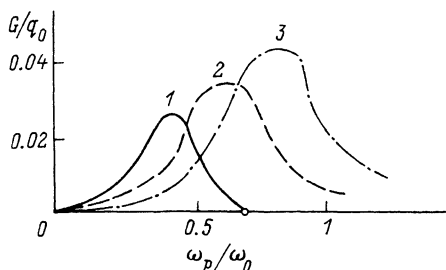


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления ВКР от частоты ПП при различных значениях величины ПЭ.

$\epsilon_\infty = \epsilon_s = \epsilon_0 = 2$, $\epsilon_2 = 1$, $\Gamma_0/\omega_0 = 0.01$, $\Gamma_2/\omega_0 = 0.001$, $\omega_p/\omega_0 = 10$, $|\chi A_c| = 10^{-4}$, $q_0 = \omega_0/c$, $\Omega/\omega_0 = 0$ (1), 0.5 (2), 1 (3).

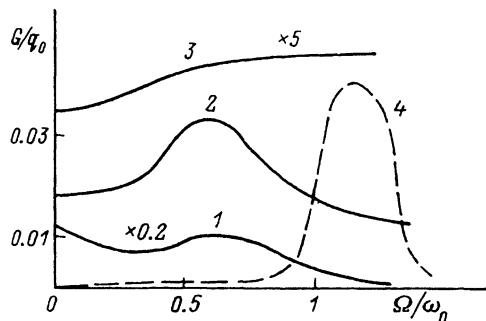


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления ВКР от величины ПЭ при различных величинах мощности накачки.

$\epsilon_\infty = \epsilon_s = \epsilon_0 = 2$, $\epsilon_2 = 1$, $\Gamma_0/\omega_0 = 0.01$, $\Gamma_2/\omega_0 = 0.001$, $\omega_p/\omega_0 = 10$, $\omega_p/\omega_0 = 0.53$ (1-3), 1.2 (4), $|\chi A_c| = 10^{-6}$ (1), 10^{-5} (2), 10^{-4} (3).

Влияние ПЭ на процесс ВКР проявляется в основном в изменении волновой расстройки τ . Зависимости коэффициента усиления ВКР света от частоты ПП (ω_p) без и в присутствии ПЭ при типичных значениях параметров задачи представлены на рис. 2. Видно, что, во-первых, без ПЭ существует предельная частота ω_p^+ (она определяется соотношением $\epsilon'(\omega_p^+) = \epsilon_2$), такая, что при $\omega_p \rightarrow \omega_p^+$ величина $G \rightarrow 0$ и для частот $\omega_p > \omega_p^+$ генерация вообще невозможна. В присутствии ПЭ это ограничение на спектральную область снимается. Во-вторых, максимумы коэффициента усиления ВКР с ростом величины ПЭ сдвигаются в область больших значений частот ω_p , а его полуширина увеличивается, что объясняется соответствующим перемещением области оптимального выполнения условий фазового синхронизма ($\tau \approx 0$). В-третьих, значение максимума величины G с ростом значения Ω увеличивается.

При фиксированной частоте характер зависимости коэффициента усиления ВКР от величины ПЭ определяется соотношением между величинами затухания ПП, волновой расстройкой и мощностью волны накачки (рис. 3). При слабой накачке (кривая 1)

$$|\chi E_c|^2 \ll (\epsilon''\beta_p^* - 2i\tau)^2 / 64\pi^2\beta_p^*\beta_p^*,$$

коэффициент усиления с ростом значения Ω уменьшается, и только в области значений Ω , соответствующих малым волновым расстройкам, наблюдается локальный максимум. При больших уровнях накачки коэффициент усиления не зависит от величины ПЭ и волновой расстройки

$$G_{\text{нас}} = 4\pi |\chi E_c|^2 / \sqrt{\epsilon_s \epsilon_2},$$

что связано, по-видимому, с подавлением в этом случае эффектов распространения поляритонной волны и преобладанием локальной генерации. И наконец, при промежуточном значении величины накачки (кривая 2) наблюдается немотонный ход зависимости G от Ω с ярко выраженным максимумом вблизи значений величины ПЭ, которые обеспечивают режим фазового синхронизма. Кривая 4 на рис. 3 относится к спектральному диапазону ω_p , для которого ПП инициируются ПЭ ($\omega_p > \omega_p^+$, ПП без ПЭ не существуют). В этом случае полуширина максимума коэффициента усиления небольшая и только в относительно

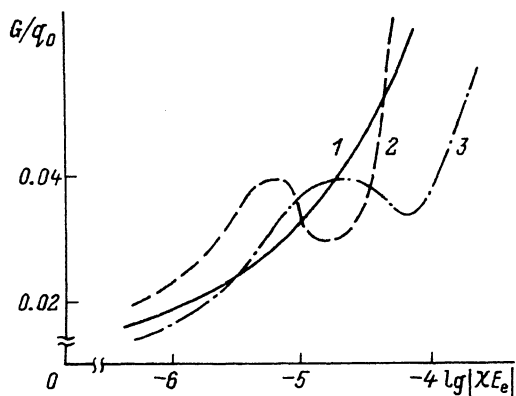


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления ВКР от мощности накачки при нелинейной ПЭ.

$\epsilon_\infty = \epsilon_s = \epsilon_0 = 2$, $\epsilon_2 = 1$, $\Gamma_0/\omega_0 = 0.01$, $\Gamma_2/\omega_0 = 0.001$, $\omega_p/\omega_0 = 10$, $\omega_p/\omega_0 = 0.53$, $\Omega/\omega_0 = 0.5$, $\sigma_1/\chi = 0$ (1), 0.01 (2), -0.01 (3).

узком диапазоне значений Ω возможно эффективное ВКР (причем с ростом частоты максимум G сдвигается в область больших величин Ω и его ширина уменьшается).

Подчеркнем, что в пренебрежении затуханием на стоксовой частоте ($\epsilon_s = 0$) процесс ВКР на ПП без ПЭ носит беспороговый характер.

Наличие ПЭ приводит к возникновению дополнительных потерь (джоулевы потери) и при достаточно больших значениях параметра Γ_2/ω_p может приводить к возникновению порога ВКР. Но обычно в оптическом диапазоне $\omega_p \gg \Gamma_2$, и слагаемое $(-i\Delta')$ в (3), описывающее металлическое тушение ПП, играет несущественную роль. Расчеты показывают, что мощность накачки, при которой процесс ВКР на ПП идет достаточно эффективно, практически не зависит от значения ПЭ и составляет величину порядка $10^2 - 10^4$ Вт/см².

В присутствии мощной накачки становится актуальным учет нелинейности ПЭ. В качестве физической причины возникновения нелинейности ПЭ может быть, например, зависимость концентрации поверхностных носителей тока (N_s) от напряженности полей в приповерхностной области, которые значительно возрастают по мере усиления в процессе ВКР волны ПП и стоксовой волны. В линейном для ПЭ приближении коэффициент усиления ВКР монотонно растет с ростом мощности накачки (кривая 1 на рис. 4); при учете нелинейности ПЭ (для расчетов использовалась квадратичная нелинейность ПЭ $\sigma_{NL} = \sigma + \sigma_1 |E_e|^2$) эта зависимость приобретает немонотонный характер и осцилляции G вызваны особенностями изменения волновой расстройки τ с увеличением E_e .

Таким образом, метод ВКР можно эффективно использовать для возбуждения ПП. Наличие ПЭ существенным образом сказывается на основных характеристиках ВКР: расширяется актуальный спектральный диапазон, происходит сдвиг максимума коэффициента усиления с ростом величины ПЭ в коротковолновую область с одновременным его увеличением, появляются возможности перестройки частоты стоксового излучения путем изменения величины ПЭ (например, используя внешние электрические или магнитные поля). Кроме этого, метод ВКР на ПП можно использовать для экспериментального определения характеристик поверхностного проводящего канала. Полученные результаты могут быть полезными при постановке соответствующих экспериментов, интерпретации экспериментальных данных, выборе оптимальных условий возбуждения ПП в присутствии ПЭ и их практического использования.

Список литературы

- [1] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Милса. М., 1985. 525 с.
- [2] Дмитрук Н. Л., Литовченко В. Г., Стрижевский В. Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев, 1989. 375 с.
- [3] Stern F. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. N 14. P. 715—729.
- [4] Nakayama M. // J. Phys. Soc. Jap. 1974. V. 36, N 2. P. 353—398.
- [5] Лышенко К. П. и др. // ЖПС. 1991. Т. 54. № 5. С. 809—814.
- [6] Лышенко К. П. и др. / Тезисы докл. XIV Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Л., 1991. Т. 1. С. 156—157.

- [7] Лихолит Н. И., Стрижевский В. Л., Яшнир Ю. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. № 5. С. 269—272.
- [8] Борн М., Вольф В. Основы оптики. М., 1970. 724 с.
- [9] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику. М., 1981. 640 с.

Киевский университет им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
23 сентября 1992 г.
