объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р17-80-411

Во Хонг Ань

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЗКОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ.

1. Случай параллельной поляризации падающей волны

Направлено в журнал
"Физика и техника полупроводников"

1980

Во Хонг Ань

Р17-80-411

Возбуждение поверхностных поляритонов лазерным излучением в полупроводниках с узкой запрещенной зоной. I. Случай параллельной поляризации падающей волны

Исследуется параметрическое воздействие сильного лазерного излучения на поверхностные волны в полупроводниках с непараболическим законом дисперсии энергии электронов проводимости псевдорелятивистского типа /кейновская модель/ в гидродинамическом приближении при учете запаздывания кулоновского взаимодействия. Рассмотрено влияние эффекта возбуждения объемной плазменной волны на поведение поверхностных поляритонов, получено выражение для мнимой части их частот как функции волнового вектора и интенсивности возбуждающего внешнего поля электромагнитного излучения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Vo Hong Anh

P17-80-411

Excitation of Surface Polaritons Under the Action of Laser Radiation in Narrow-Gap Semiconductors. I. Parallel Polarization

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление параметрического резонанса в полупроводниках с узкой запрещенной зоной интересно тем, что благодаря непараболичности закона дисперсии энергии электронов, выраженной простой формулой Кейна:

$$E(\vec{p}) = [(mc^{*2})^2 + c^{*2}p^2]^{1/2} , \qquad /1/$$

где m и $\vec{p}$ - эффективная масса и импульс электрона соответственно, $c^* = (E_g/2m)^{1/2}$ / E_g - ширина запрещенной зоны/ - аналог скорости света в релятивистской среде, появляется новый механизм передачи энергии поля накачки электронам проводимости через осцилляции эффективной массы в псевдорелятивистском приближении. Именно благодаря наличию такого механизма параметрическое усиление "собственных" волн возможно в ряде случаев, когда усиление не возникает без учета непараболичности в дисперсии энергии частиц. Данный эффект для одного случая неограниченной электронной плазмы полупроводников исследовался в гидродинамическом приближении в работе /1/, а подробное квантовое рассмотрение для полупроводников при учете электрон-фононного взаимодействия было проведено в /2/. Исследованию полуограниченных систем была посвящена работа /3/. Рассмотрение в гидродинамическом приближении проводилось для случая возбуждения поверхностных ТМ-волн /имеющих p -поляризацию/ при пренебрежении эффектом запаздывания в кулоновском взаимодействии между частицами. Было показано, что усиление в этом случае полностью обусловлено эффектом непараболичности /инкремент неустойчивости определяется множителем, содержащим зонный параметр c^* /.

Настоящая работа является продолжением /3/ и посвящена рассмотрению механизмов параметрического усиления поверхностных волн в описанном классе кейновских полупроводников при учете запаздывания. Характерной особенностью этого случая является возбуждение под воздействием падающего поля объемной продольной, распространяющейся вдоль поверхности раздела плазменной волны вблизи частот, при которых продольная диэлектрическая проницаемость плазмы полупроводников обращается в нуль. Эта объемная волна будет взаимодействовать с продольной компонентой непотенциального поля поверхностной волны, внося тем самым вклад в формирование общей картины параметрического взаимодействия волн.

Будут получены и проанализированы дисперсионные уравнения для волн, выражения для мнимой части частоты, возникающей под воздействием внешнего поля, которые совпадают с соответствующими формулами для потенциальных волн при $c \to \infty$ / c - скорость света в вакууме/.

Исследование состоит из двух частей. В первой части /настоящая работа/ рассмотрение проводится для случая, когда электрическое поле $\vec{E}_0(t)$ падающей волны направлено параллельно волновому вектору $\vec{k}$ рассматриваемой поверхностной волны. Об этом случае будем говорить как о случае "параллельной поляризации падающей волны". Случай перпендикулярной поляризации будет рассмотрен в следующей работе. Результаты такого рассмотрения дают возможность указать на более выгодный режим усиления поверхностных поляритонов.

Для каждой геометрии приведено также рассмотрение электромагнитных ТЕ-волн /имеющих s-поляризацию/, которые являются объемными волнами, распространяющимися вдоль поверхности раздела и "запертыми" внутри каждой среды. Полученные результаты сравниваются с результатами проведенного ранее квантового рассмотрения [2].

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ ПРИ $\vec{k} \parallel \vec{E}_0$

Итак, рассмотрим систему, описанную в работе [3]. Применим те же обозначения: xy - плоскость раздела двух полупространств, заполненных "псевдорелятивистской" плазмой полупроводников с разными параметрами зонной структуры / E_g, c^* и т.д./. Ось z, таким образом, будет перпендикулярна плоскости раздела, причем среда с $z < 0$ будет обозначена цифрой 1, а среда с $z > 0$ - цифрой 2. Сильное высокочастотное поле лазера падает нормально к плоскости xy и представлено в дипольном приближении в виде осциллирующего электрического поля, лежащего в плоскости xy:

$$\vec{E}_0(t) = \vec{E}_0 \sin \omega_0 t. \qquad /2/$$

Запишем здесь еще раз полные системы исходных уравнений гидродинамики холодной плазмы и уравнений Максвелла, на основе которых будет проведено дальнейшее рассмотрение:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{V}\cdot\vec{\nabla})\right] \frac{\vec{V}}{\sqrt{1 - v^2/c^{*2}}} = \frac{e}{m}\left\{\vec{\nabla}\phi + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \frac{1}{c}[\vec{V}\times \mathrm{rot}\,\vec{A}]\right\}, \qquad /3/$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mathrm{div}\, n\vec{V} = 0, \qquad /4/$$

$$\Delta\vec{A} - \frac{1}{c}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{\nabla}\phi}{\partial t} - \frac{4\pi e}{c} n\vec{V}, \qquad /5/$$

$$\Delta\phi = 4\pi e(n - n_{0i}), \qquad /6/$$

$$\mathrm{div}\,\vec{A} = 0. \qquad /7/$$

Обозначения в системе /3/-/7/ те же, что и в [3]. Линеаризация данной системы уравнений проводится по отклонениям величин от равновесного состояния, в котором плазма нейтральна и характеризуется скоростью осцилляции вида

$$\vec{V}_0(t) = \frac{\vec{V}_E \cos\omega_0 t}{\sqrt{1 + \beta^2\cos^2\omega_0 t}}, \quad \beta \equiv \frac{V_E}{c^*}, \quad \vec{V}_E \equiv \frac{e\vec{E}_0}{m\omega_0}. \qquad /8/$$

В отсутствие внешних полей с достаточной степенью точности можно считать, что псевдорелятивистский эффект, обусловленный зонной структурой, не проявляется /параметром V/c^*, где V - тепловая скорость частиц, можно пренебречь/. Анализ исходной системы уравнений при $E_0 = 0$ приводит к известной картине волн, распространяющихся вдоль поверхности раздела. Так, в этих условиях уравнения разделяются, и скалярный потенциал ϕ описывает объемную плазменную волну с частотой, при которой продольная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{0\ell}(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ $(\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2/m)$ плазмы полупроводника обращается в нуль. Поперечные объемные ТЕ-электромагнитные волны, имеющие s-поляризацию, описываются компонентой A_y векторного потенциала /волновой вектор $\vec{k}$ направлен вдоль оси x/ и имеют частоту, определенную дисперсионным уравнением:

$$\epsilon_{0t}(\omega) = \frac{k^2c^2}{\omega^2}, \qquad /9/$$

где в данном приближении $\epsilon_{0t}(\omega) = \epsilon_{0\ell}(\omega) \equiv \epsilon_0(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ есть поперечная диэлектрическая проницаемость плазмы. В этой плоской геометрии, как известно, поверхностным характером могут обладать только ТМ-электромагнитные волны, имеющие p-поляризацию и описываемые системой неразделяющихся уравнений для компонент A_x и A_z, из которой следует известное дисперсионное уравнение:

$$\frac{\epsilon_{01}(\omega)\epsilon_{02}(\omega)}{\epsilon_{01}(\omega) + \epsilon_{02}(\omega)} = \frac{k^2c^2}{\omega^2}. \qquad /10/$$

Решение /10/ дает выражение для квадратов частот в виде

$$\omega^2_{1,2}(\vec{k}) = c^2 k^2 + \frac{1}{2}(\omega^2_{p1}+\omega^2_{p2}) \pm c^2 k^2 \left[1 + \left(\frac{\omega^2_{p1}-\omega^2_{p2}}{2c^2k^2}\right)^2\right]^{1/2}. \qquad /11/$$

Из этих двух ветвей поверхностным поляритонам соответствует нижняя ветвь, покрывающая определенную область частот:

$$\omega^2_{p2} < \omega^2_2(\vec{k}) < \frac{1}{2}(\omega^2_{p1}+\omega^2_{p2}) \qquad /12/$$

при $\omega_{p1} > \omega_{p2}$. Эти поверхностные волны затухают экспоненциально с удалением от границы раздела вглубь полупроводников и имеют декремент затухания:

$$Q(\omega) = k\sqrt{\Delta(\omega)}, \qquad /13/$$

где $\Delta(\omega) = 1 - (\omega^2/k^2c^2)\epsilon_0(\omega)$.

Исследованию поведения этих поверхностных волн на границе раздела разных сред при отсутствии внешних воздействий посвящен ряд работ /см., напр.,[4] и приведенную там библиографию, а также обзор [5] /.

При включении внешнего поля линеаризация исходной системы уравнений приводит к системе неразделяющихся уравнений для компонент A_x, A_z и ϕ и отдельной системе уравнений для A_y. Система неразделяющихся уравнений, описывающая поверхностные волны, имеет следующий вид:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2\Delta(\omega)\right]A_x(\omega) = \frac{\omega_p^2}{c^2}\sum_{n,\ell}{}' J_n\Big\{J_{n+\ell}\Big[1+\frac{(\ell+n)\omega_0}{\omega-n\omega_0}\Big] -$$

$$-\frac{3}{8}\beta^2[J_{n+\ell+2}+J_{n+\ell-2}] + \left(1-\frac{1}{k^2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\frac{n(n+\ell)\,\omega_0^2}{(\omega-n\omega_0)^2}J_{n+\ell}\Big\}A_x(\omega+\ell\omega_0)+ \qquad /14/$$

$$+\frac{k\omega}{c}\epsilon_0(\omega)\phi(\omega) - \frac{k\omega}{c}\omega_p^2\sum_{n,\ell}{}' J_n\Big\{\frac{J_{n+\ell}}{(\omega-n\omega_0)^2} -$$

$$-\frac{3}{8}\frac{\beta^2}{\omega}\Big[\frac{J_{n+\ell+2}}{\omega-(n+2)\omega_0}+\frac{J_{n+\ell-2}}{\omega-(n-2)\omega_0}\Big]\Big\}\phi(\omega+\ell\omega_0),$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2\Delta(\omega)\right]A_z(\omega) = \frac{\omega_p^2}{c^2}\sum_{n,\ell}{}' J_n\Big\{J_{n+\ell}\Big[1+\frac{(n+\ell)\omega_0}{\omega-n\omega_0}\,\frac{1}{k^2}\,\frac{\partial^2}{\partial z^2}\Big] -$$

$$-\frac{1}{8}\beta^2[J_{n+\ell+2}+J_{n+\ell-2}]\Big\}A_z(\omega+\ell\omega_0) - \frac{i\omega}{c}\frac{\partial}{\partial z}\phi(\omega) +$$

$$+\frac{i}{c}\frac{\partial}{\partial z}\omega_p^2\sum_{n,\ell} J_n\Big\{\frac{J_{n+\ell}}{\omega-n\omega_0} - \frac{1}{8}\beta^2\Big[\frac{J_{n+\ell+2}}{\omega-(n+2)\omega_0}+\frac{J_{n+\ell-2}}{\omega-(n-2)\omega_0}\Big]\Big\}\phi(\omega+\ell\omega_0), \qquad /15/$$

$$\Delta\phi(\omega) = \omega_p^2\sum_{n,\ell}\Big\{\frac{J_n}{\omega-n\omega_0}\Big[\frac{J_{n+\ell}}{\omega-n\omega_0} - \frac{1}{8}\beta^2\Big(\frac{J_{n+\ell+2}}{\omega-(n+2)\omega_0}+\frac{J_{n+\ell-2}}{\omega-(n-2)\omega_0}\Big)\Big]\Delta+$$

$$+k^2\frac{1}{4}\beta^2\Big[\frac{J_{n+\ell+2}}{\omega-(n+2)\omega_0}+\frac{J_{n+\ell-2}}{\omega-(n-2)\omega_0}\Big]\Big\}\phi(\omega+\ell\omega_0) + \frac{k}{c}\omega_p^2\sum_{n,\ell}\frac{J_n}{\omega-n\omega_0}\times$$

$$\times\Big\{\frac{\omega_0(n+\ell)J_{n+\ell}}{\omega-n\omega_0}\left(1-\frac{1}{k^2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) - \frac{1}{4}\beta^2(J_{n+\ell+2}+J_{n+\ell-2})\Big\}A_x(\omega+\ell\omega_0). \qquad /16/$$

Здесь J_n – функция Бесселя первого рода действительного аргумента $\lambda = e(\vec{k}\vec{E}_0)/m\omega_0^2$. Штрих при знаке суммирования означает, что член с $n = \ell = 0$ исключается. Заметим, что в условиях нашей задачи $\lambda \ll 1$, $\beta \ll 1$.

Для решения системы /14/-/16/, очевидно, необходимо иметь дополнительное граничное условие относительно скалярного потенциала ϕ, уравнение для которого уже не разделяется. Кинетическое рассмотрение [6,7] показывает, что возбуждающееся под воздействием падающего излучения потенциальное электрическое поле описывает объемную продольную плазменную волну, распространяющуюся вдоль поверхности раздела и взаимодействующую с продольной компонентой поля электромагнитной поверхностной волны. Этот факт соответствует граничному условию для ϕ в виде

$$\frac{\partial\phi}{\partial z}\Big|_{z=+0} = \frac{\partial\phi}{\partial z}\Big|_{z=-0} = 0. \qquad /17/$$

С учетом /17/ система уравнений /14/-/16/ сводится к двум одинаковым системам зацепляющихся уравнений для гармоник $A_x(\omega)$, $A_z(\omega)$ следующего вида:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}-k^2\Delta(\omega)\right]A_{x,z}(\omega)=\frac{\omega_p^2}{c^2}\sum_{n,\ell}{}'\{J_n J_{n+\ell}\left[1+\frac{(n+\ell)\omega_0}{\omega-n\omega_0}\frac{1}{k^2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]-$$

$$-\frac{1}{8}\beta^2 J_n[J_{n+\ell+2}+J_{n+\ell-2}]\}A_{x,z}(\omega+\ell\omega_0). \qquad /18/$$

Теперь можно применить обычные граничные условия непрерывности тангенциальных компонент электрического поля E_x и магнитного поля H_y, которые сводятся к условию непрерывности комбинации:

$$\left.\frac{k^2-Q_xQ_z}{Q_z}\right|_{z=+0}=\left.\frac{k^2-Q_xQ_z}{Q_z}\right|_{z=-0}, \qquad /19/$$

где Q_x, Q_z – декременты пространственного затухания амплитуд A_x, A_z соответственно $(A_{x,z}\sim\exp\{Q_{x,z}Z\})$, которые определяются из уравнений /18/ и имеют следующий вид:

$$Q^2_{x,z}(\omega)=k^2\Delta(\omega)+\frac{\omega_p^2}{c^2}\sum_{n,\ell}{}' J_n\{J_{n+\ell}+\frac{\omega_0(n+\ell)J_{n+\ell}}{\omega-n\omega_0}\Delta(\omega+\ell\omega_0)- \qquad /20/$$

$$-\frac{1}{8}\beta^2[J_{n+\ell+2}+J_{n+\ell-2}]\}\frac{A_{x,z}(\omega+\ell\omega_0)}{A_{x,z}(\omega)}.$$

Уравнение /19/ с учетом /20/ дает бесконечную систему зацепляющихся уравнений для амплитуд гармоник $A_x(\omega)$ /здесь использовано условие $\operatorname{div}A=0$/ на границе раздела двух кейновских полупроводников:

$$\{\epsilon^2_{01}(\omega)\Delta_2(\omega)-\epsilon^2_{02}(\omega)\Delta_1(\omega)\}A_x(\omega)=$$

$$=\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\sum_{n,\ell}{}'\{\frac{\omega^2}{k^2c^2}[\Omega_1(n,\ell,\beta)\xi_1(\ell)\epsilon^2_{02}(\omega)-\Omega_2(n,\ell,\beta)\xi_2(\ell)\epsilon^2_{01}(\omega)]+$$

$$+[\Omega_1(n,\ell,\beta)(1+\xi_1(\ell))\epsilon_{01}(\omega)\Delta_2(\omega)-$$

$$-\Omega_2(n,\ell,\beta)(1+\xi_2(\ell))\epsilon_{02}(\omega)\Delta_1(\omega)]\}A_x(\omega+\ell\omega_0), \qquad /21/$$

где введены следующие обозначения:

$$\Omega_i(n,\ell,\beta)=J_n(\lambda_i)\{J_{n+\ell}(\lambda_i)+\frac{\omega_0(n+\ell)J_{n+\ell}(\lambda_i)}{\omega-n\omega_0}\Delta_i(\omega+\ell\omega_0)- \qquad /21а/$$

$$-\frac{1}{8}\beta_i^2[J_{n+\ell+2}(\lambda_i)+J_{n+\ell-2}(\lambda_i)]\},$$

$$\xi_i(\ell)=\left[\frac{\Delta_i(\omega)}{\Delta_i(\omega+\ell\omega_0)}\right]^{1/2}. \qquad /21б/$$

Исследуя систему /21/ в резонансных условиях, когда частота лазерного излучения $\omega_0\to\omega_2(\vec{k})$, мы приходим к следующему выражению для возникающей под воздействием внешнего поля мнимой части частоты поверхностного поляритона $\omega_2(\vec{k})$:

$$\gamma=\{\{\frac{1}{4}[1+(\frac{\omega^2_{p1}-\omega^2_{p2}}{2c^2k^2})^2]^{-1/2}\frac{\omega_2(\vec{k})}{(\omega^2_{p1}-\omega^2_{p2})}\Theta(\vec{k},\beta)\}^2- \qquad /22/$$

$$-\frac{1}{2}[1+(\frac{\omega^2_{p1}-\omega^2_{p2}}{2c^2k^2})^2]^{-1/2}\frac{\omega_2^2(\vec{k})}{(\omega^2_{p1}-\omega^2_{p2})}\eta(k,\lambda)\}^{1/2},$$

где

$$\left.\begin{aligned}
&\eta(\vec{k},\lambda)=(\omega^2/k^2c^2)\tilde{\eta}+\eta', \qquad \Theta(\vec{k},\beta)=(\omega^2/k^2c^2)\tilde{\Theta}+\Theta',\\
&\tilde{\eta}\equiv J_1^2(\lambda_2)\omega^2_{p2}\Delta_2(\omega)\epsilon^2_{01}(\omega)-J_1^2(\lambda_1)\omega^2_{p1}\Delta_1(\omega)\epsilon^2_{02}(\omega),\\
&\eta'\equiv 2\Delta_1(\omega)\Delta_2(\omega)[J_1^2(\lambda_2)\omega^2_{p2}\epsilon_{02}(\omega)-J_1^2(\lambda_1)\omega^2_{p1}\epsilon_{01}(\omega)],\\
&\tilde{\Theta}\equiv\frac{1}{8}[\beta_2^2\omega^2_{p2}\epsilon^2_{01}(\omega)-\beta_1^2\omega^2_{p1}\epsilon^2_{02}(\omega)],\\
&\Theta'\equiv\frac{1}{4}[\beta_2^2\omega^2_{p2}\epsilon_{02}(\omega)\Delta_1(\omega)-\beta_1^2\omega^2_{p1}\epsilon_{01}(\omega)\Delta_2(\omega)].
\end{aligned}\right\} \qquad /22а/$$

В пределе $c\to\infty$, когда пренебрегается эффектом запаздывания, формула /22/ стремится к выражению

$$\gamma=\{[\frac{1}{16}\frac{\beta_1\omega^2_{ps1}+\beta_2\omega^2_{ps2}}{\sqrt{\omega^2_{ps1}+\omega^2_{ps2}}}]^2-[J_1^2(\lambda_1)\omega^2_{ps1}+J_1^2(\lambda_2)\omega^2_{ps2}]\}^{1/2}, \qquad /23/$$

где $\omega_{psi} = \omega_{pi}/\sqrt{2}$ - частота поверхностного плазмона на границе раздела i-полупроводник - вакуум. Можно видеть, что первый член правой части /23/ совпадает с выражением для инкремента неустойчивости поверхностных плазмонов, полученным при "потенциальном" рассмотрении /см. формулу /13/ работы [3] /. Второй член выражает затухание, обусловленное $\vec{k} \| \vec{E}_0$ -ориентацией, когда объемная плазменная волна вследствие взаимодействия с поверхностной волной отнимает часть энергии внешнего поля на "собственное" возбуждение. Полная формула /23/ для γ может быть получена при анализе без учета запаздывания, если к уравнению /6/ работы [3] применить граничные условия непрерывности компонент E_x и D_z / $\vec{D}$ - вектор электрической индукции/ с использованием выражения для диэлектрической функции $\epsilon(\omega)$, модифицированного введением границы и внешнего поля в описанных выше условиях. Вид этого выражения можно выявить при помощи формулы /20/ для $Q_{x,z}(\omega)$ и будет следующим:

$$\epsilon(\omega + s\omega_0) = \epsilon_0(\omega + s\omega_0) - \frac{\omega_p^2}{(\omega + s\omega_0)^2} \sum_{n\geq 1} J^2_{n+s} \{1 + \frac{(n+s)\omega_0}{\omega - n\omega_0} \Delta(\omega + s\omega_0)\}, \qquad /24/$$

где $\Delta(\omega) \to 1$ при $c \to \infty$.

Вопрос о возможности параметрического усиления поверхностных поляритонов в данном случае требует, очевидно, конкретной оценки для реальных систем с определенными физическими параметрами.

В случае контакта полупроводник - вакуум формула /23/ /при $c \to \infty$ / принимает простой вид:

$$\gamma = \frac{1}{16} \beta^2 \omega_{ps} [1 - (\frac{8\delta}{\beta})^2]^{1/2}, \qquad /25/$$

где $\delta = kc^*/\omega_0$. Для образца InSb с данными, приведенными в [3], и при интенсивностях внешнего поля порядка порога возбуждения объемных продольных волн, т.е. $E_0 \sim 10^4$ В $\cdot$см $^{-1}$, имеем $\delta \sim 10^{-1}$, $\beta \sim 10^{-3}$. Ясно, что поверхностные поляритоны с $\vec{k} \| \vec{E}_0$ не могут возбуждаться в этом случае.

3. О ВОЗБУЖДЕНИИ ТЕ-ВОЛН ПРИ $\vec{k} \| \vec{E}_0$

Как известно, в плоской геометрии ТЕ-волны являются объемными поляритонами, распространяющимися параллельно поверхности

раздела и "запертыми" внутри каждой среды. Они описываются отдельной системой зацепляющихся уравнений для компоненты $A_y(\omega)$ векторного потенциала, которая имеет вид

$$\Delta(\omega + s\omega_0) A_y(\omega + s\omega_0) = \frac{1}{8} \beta^2 \sum_{n,\ell} J_{n+s} [J_{n+\ell+2} + J_{n+\ell-2}] A_y(\omega + \ell\omega_0). \qquad /26/$$

Укажем здесь на неточность в определении граничного условия к уравнению /18/ работы [3] и проведем более подробный анализ уравнения /26/.

При $E_0 = 0$ /26/ дает дисперсионное уравнение /9/ для поляритонов, из которого следует $\omega^2 = \omega_\perp^2(\vec{k}) = k^2c^2 + \omega_p^2$. Стандартный анализ неустойчивости для данной моды при $\omega_0 \to \omega_\perp(\vec{k})$ приводит к дисперсионному уравнению в присутствии поля накачки:

$$\Delta(\omega)\Delta(\omega - 2\omega_0) = (\frac{1}{8}\beta^2)^2,$$

из которого следует выражение для инкремента неустойчивости:

$$\gamma = \frac{1}{16} \frac{\omega_p^2}{\omega_\perp(\vec{k})} \beta^2. \qquad /27/$$

Этот результат можно получить из формулы /19/ работы [2], если пренебречь членами, связанными с тепловым движением частиц, что и следовало ожидать.

Аналогичное рассмотрение для случая перпендикулярной поляризации падающей волны, $\vec{k} \perp \vec{E}_0$, позволит путем сопоставления результатов сделать вывод о более выгодном режиме усиления поверхностных поляритонов под воздействием лазерного излучения.

В заключение автор выражает признательность профессору В.К.Федянину за интерес к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цинцадзе Н.Л., Паверман В.С. ФТТ, 1972, 14, с.3427.
2. Vo Hong Anh, Nguyen Nhu Dat. phys.stat.sol. (b), 1978, 86, p.585.
3. Во Хонг Ань, Нгуен Нгок Тхуан, Нгуен Ван Чонг. ФТП, 1978, 12, с.1261.
4. Halevi P. Phys.Rev., 1975, B12, p.4032.

5. Брыксин В.В., Мирлин Д.Н., Фирсов Ю.А. УФН, 1974, 113, с.29.
6. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. "Наука", М., 1979, гл.3, §10.
7. Силин В.П., Фетисов Е.П. ЖЭТФ, 1961, 41, с.159.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июля 1980 года.

Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Р2-12462	Труды V Международного совещания по нелокальным теориям поля. Алушта, 1979.	2 р. 25 к.
Д-12831	Труды Международного симпозиума по фундаментальным проблемам теоретической и математической физики. Дубна, 1979.	4 р. 00 к.
Д-12965	Труды Международной школы молодых ученых по проблемам ускорителей заряженных частиц. Минск, 1979.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1979.	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.