УДК 621.372.8 : 537.8

ОБ УСИЛЕНИИ ВОЛНОВОДНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ ПРИ ПРОТЕКАНИИ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА ЧЕРЕЗ ПОЛУПРОВОДНИКОВУЮ ПЛЕНКУ

О. М. Гецко, С. В. Крюченко, В. З. Лозовский, О. В. Снитко

Изучено токовое состояние волноводных поляритонов, возникающих в трехслойной полупроводниково-диэлектрической структуре при протекании постоянного электрического тока. Показано, что в области волновых векторов $k \sim \omega_p / V_0$ система является конвективно-неустойчивой. Рассчитаны инкременты нарастания.

В связи с развитием интегральной оптоэлектроники интересными представляются исследования смешанных электромагнитно-механических возбуждений — поляритонов — в слоистых структурах и на границах раздела сред [1, 2], а также изучение возможности усиления (генерации) таких возбуждений внешними источниками, в частности постоянным электрическим током [3, 4].

Поскольку в основе генерации и усиления любых типов волн лежит физическое явление неустойчивости, то общим методом решения вопроса о пригодности той или иной системы для работы в качестве генератора или усилителя является исследование устойчивости решений дисперсионного уравнения, характеризующего систему [5, 6]. В [2] обсуждался вопрос об устойчивости поверхностных электромагнитных волн на границе полупроводник—диэлектрик при протекании в полупроводнике постоянного электрического тока. С использованием для записи граничных условий метода зеркального отражения было получено, что такая система является устойчивой.

В работе [3] рассматривалась система, состоящая из двух полубесконечных полупроводниковых сред с плоской границей раздела. В этой системе изучалась устойчивость поверхностных поляритонов при протекании в средах постоянных электрических токов. При записи дисперсионного соотношения для токового состояния поверхностных поляритонов в такой системе использовался метод зеркального отражения с граничными условиями Максвелла, т. е. предполагалась непрерывность тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. В случае протекания тока только в одной среде авторами было получено, что в области частот ω от 0 до $\omega_p/\sqrt{2}$ (ω_p — электронная плазменная частота) в системе может возникать пространственное усиление.

Однако, как было показано в работе [7], при записи граничных условий для сред, в которых протекают постоянные токи, нужно использовать непрерывность величины

$$H_\tau + \frac{V_0}{c} E_n$$

H_τ — продольная, а E_n — нормальная компоненты магнитного и электрического полей по отношению к плоскости границы раздела.

Учет таких граничных условий приводит к тому, что дисперсионное уравнение (2.4) работы [3] принимает следующий вид (используются обозначения работы [3]):

$$\sum_{s=1}^{2} \alpha_s \beta_s \varepsilon_{\infty}^{(s)^{-1}} \left\{\omega_s^2 - \beta_s(\beta_s + i\nu_s) - \varepsilon_{\infty}^{(s)} \left(\omega_s^2 \frac{V_s^2}{c^2}\right)\right\}^{-1/2} \{\omega_s^2 + \beta_s(\beta_s + i\nu_s)\}^{-1/2} \times$$

$$\times \left\{1 + \frac{\beta_s \left(kV_s(\beta_s + i\nu_s) - \varepsilon_{\infty}^{(s)} \omega_s^2 \frac{V_s^2}{c^2}\right)}{\varepsilon_{\infty}^{(s)} \omega \left(\omega_s^2 - \beta_s(\beta_s + i\nu_s) - \varepsilon_{\infty}^{(s)} \omega_s^2 \frac{V_s^2}{c^2}\right)}\right\}^{-1}, \tag{1}$$

где $\omega_s = (4\pi n_s e_s^2 / m_s^* \varepsilon_{\infty}^{(s)})^{1/2}$, $\beta_s = \omega - kV_s$, n_s — концентрация носителей, $\alpha_s^2 = k^2 + (\varepsilon_{\infty}^{(s)}/c^2)(\omega_s^2 - \omega^2)$, $\varepsilon_{\infty}^{(s)}$ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость s-й среды, c — скорость света, k — волновой вектор, V_s — невозмущенная скорость носителей.

Для рассматриваемого в [3] случая $\omega_2 = \omega_1 = \omega_p$

$$V_2 = 0, \quad \nu_{1,2} = 0.$$

Анализ дисперсионного уравнения (1) показывает, что система является устойчивой. Однако при протекании тока в обоих средах в системе возникают неустойчивости.

Таким образом, анализ работ [2, 3] приводит к выводу, что в системах с одной границей раздела при протекании тока в одной из сред неустойчивостей не возникает.

В настоящей работе изучается вопрос об усилении и устойчивости волноводных поляритонов в планарной тонкопленочной полупроводниковой структуре с двумя границами раздела.

Рассмотрим трехслойную систему, состоящую из двух полубесконечных сред 1 и 3 с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_3 соответственно, разделенных пленкой толщины d и решеточной диэлектрической проницаемостью ε_L. Будем полагать, что вдоль пленки может протекать электрический ток. При определенных условиях в такой системе возможно распространение волноводного поляритона (ВП) [1], электромагнитное поле которого в направлении, перпендикулярном границам раздела, вне пленки затухает, а в пленке образует стоячую волну с числом узлов, соответствующим номеру моды ВП — n. При этом в отличие от бестокового состояния в рассматриваемой системе с током возможно распространение только P — ВП, где вектор магнитного поля перпендикулярен плоскости распространения ВП.

Пусть в трехслойной системе, рассмотренной выше, распространяется P — ВП. Выберем систему координат такую, что нижняя граница раздела совпадает с плоскостью XOY, а ось OZ направлена от нижней к верхней границе раздела. При этом электрическое поле $\mathbf{E}$ имеет x- и z-компоненты, а магнитное поле $\mathbf{H}$ y-компоненту, отличные от нуля. Поля $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ удовлетворяют уравнениям Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{E} = -(1/c)\,\partial\mathbf{H}/\partial t, \quad \nabla \times \mathbf{H} = (1/c)\,\partial\mathbf{D}/\partial t + 4\pi\mathbf{j}/c, \tag{2}$$

где c — скорость света, $\mathbf{D}$ — вектор электрической индукции, $\mathbf{j}$ — плотность сторонних токов.

Положим, что в невозбужденной пленке (т. е. в отсутствие поляритона) течет вдоль оси OX постоянный электрический ток с плотностью $\rho_0 V_0$, где ρ_0 — невозмущенная плотность зарядов, V_0 — их скорость. Учитывая, что электрический ток может существенным образом повлиять на формирование P — ВП, найдем эффективный тензор диэлектрической проницаемости пленки. Для этого используем уравнение движения зарядов, записанное в гидродинамическом приближении, и уравнение непрерывности [2]

$$\begin{gathered} \partial\mathbf{V}/\partial t + (\mathbf{V}\cdot\nabla)\,\mathbf{V} = (e/m)\,\mathbf{E} + (e/mc)\,[\mathbf{V}\times\mathbf{H}] - \gamma\mathbf{V}, \\ \partial\rho/\partial t + \nabla\cdot\mathbf{j} = 0. \end{gathered} \tag{3}$$

Здесь m — эффективная масса носителей заряда e; параметр γ характеризует диссипативные процессы в пленке.

Линеаризуя уравнения (3) и переходя к Фурье-представлению по времени и координатам в плоскости пленки, найдем, что добавки к току, вызванные переменными электрическим и магнитным полями, имеют следующие, отличные от нуля компоненты:

$$j_x = \frac{-ie\rho_0\omega}{m\Omega\Omega'} E_x + \frac{e\rho_0 V_0}{m\Omega\Omega'} \frac{\partial E_z}{\partial z} + \frac{e\rho_0 V_0^2}{mc\Omega\Omega'} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \tag{4}$$

$$j_z = -\frac{ie\rho_0}{m\Omega'} E_z - \frac{ie\rho_0 V_0}{mc\Omega'} H_y, \tag{5}$$

где $\Omega = \omega - kV_0$; $\Omega' = \omega - kV_0 + i\gamma$; k — x-компонента волнового вектора; ω — частота. Из z-компоненты второго уравнения системы (2) с учетом (5) следует, что

$$-ikH_y \left[1 - \frac{\omega_p^2 V_0}{kc^2\Omega'}\right] = \frac{i\omega}{c} \left[\varepsilon_L - \frac{\omega_p^2}{\omega\Omega'}\right] E_z.$$

Поэтому zj-компоненты эффективного тензора диэлектрической проницаемости пленки имеют вид

$$\varepsilon_{zx} = 0, \qquad \varepsilon_{zz} = \frac{\varepsilon_L - \omega_p^2/\omega\Omega'}{1 - \omega_p^2 V_0/kc^2\Omega'}, \tag{6}$$

где

$$\varepsilon_L = \varepsilon_\infty \frac{\omega_{LO}^2 - \omega^2 + \beta k^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 + \beta k^2}$$

— решеточная диэлектрическая проницаемость пленки с учетом пространственной дисперсии; $\omega_p^2 = 4\pi\rho_0 e/m$ — плазменная частота; ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость; ω_{LO}, ω_{TO} — частоты продольных и поперечных оптических фононов пленки; $\beta = \hbar\omega_{TO}/M$ — параметр, характеризующий пространственную дисперсию [8]; M — «эффективная масса» фонона.

Аналогично из x-компоненты второго уравнения системы (2) и формулы (4) найдем, что

$$\varepsilon_{xx} = \frac{(1 - \omega_p^2/\omega\Omega'\varepsilon_L)(\varepsilon_L - \omega_p^2/\Omega\Omega')}{1 - \omega_p^2(1 - \varepsilon_L V_0^2/c^2)/\varepsilon_L\Omega\Omega'}, \qquad \varepsilon_{xz} = 0. \tag{7}$$

Электрическое и магнитное поля в рассматриваемой системе имеют следующий вид:

$$H_y^{(s)} = A_s e^{k_s z} + B_s e^{-k_s z},$$

$$E_x^{(s)} = i\frac{k_s c}{\varepsilon_{xx}^{(s)}\omega}(A_s e^{k_s z} - B_s e^{-k_s z}),$$

$$E_z^{(s)} = -\frac{kc}{\varepsilon_{zz}^{(s)}\omega}(A_s e^{k_s z} + B_s e^{-k_s z}),$$

где $s = 1, 2, 3$. В первой среде ($s = 1$) $A_1 = 0$, $\varepsilon_{xx}^{(1)} = \varepsilon_{zz}^{(1)} = \varepsilon_1$, $k_1^2 = k^2 - \omega^2\varepsilon_1/c^2$. Во второй среде ($s = 2$) $\varepsilon_{xx}^{(2)}$ и $\varepsilon_{zz}^{(2)}$ имеют вид (7) и (6) соответственно, а $k_2^2 = \varepsilon_{xx}(k^2/\varepsilon_{zz} - \omega^2/c^2)$. В третьей среде ($s = 3$) $B_3 = 0$, $\varepsilon_{xx}^{(3)} = \varepsilon_{zz}^{(3)} = \varepsilon_3$, $k_3^2 = k^2 - \varepsilon_3\omega^2/c^2$. Коэффициенты $A_{2,3}$, $B_{1,2}$ определяются из граничных условий

$$H_{y(z=0)}^{(2)} + \frac{V_0}{c} E_{z(z=0)}^{(2)} = H_{y(z=0)}^{(3)}, \qquad E_{x(z=0)}^{(2)} = E_{x(z=0)}^{(3)},$$

$$H_{y(z=d)}^{(2)} + \frac{V_0}{c} E_{z(z=d)}^{(2)} = H_{y(z=d)}^{(1)}, \qquad E_{x(z=d)}^{(2)} = E_{x(z=d)}^{(1)}.$$

При этом полученная система линейных алгебраических уравнений имеет отличные от нуля решения, если ее детерминант равен нулю. Это условие дает дисперсионное соотношение, определяющее свойства P — ВП. При $k_2^2 \leqslant 0$ закон дисперсии P — ВП имеет вид

$$\tilde{k}_2 d = \operatorname{arctg} \frac{\dfrac{\tilde{k}_2}{\varepsilon_{xx}}\left[1 - \dfrac{kV_0}{\omega\varepsilon_{zz}}\right]\left(\dfrac{k_3}{\varepsilon_3} + \dfrac{k_1}{\varepsilon_1}\right)}{\dfrac{\tilde{k}_2^2}{\varepsilon_{xx}^2} - \left[1 - \dfrac{kV_0}{\omega\varepsilon_{zz}}\right]^2 \dfrac{k_1 k_3}{\varepsilon_1\varepsilon_3}} + n\pi, \tag{8}$$

$$n = 0, 1, 2 \ldots, \quad \tilde{k}_2 = \sqrt{\varepsilon_{xx}(\omega^2/c^2 - k^2/\varepsilon_{zz})}.$$

Исследование устойчивости «токового» состояния P — ВП может быть проведено стандартными методами (см., например, [5, 6]). Проведение общего анализа устойчивости системы, характеризуемой дисперсионным соотношением (8), представляет значительные трудности, поскольку, вообще говоря, регулярная процедура исследования устойчивости разработана для законов дисперсии полиномиального типа [5]. Поэтому целесообразно провести такое исследование для случая нулевой моды P — ВП. Как видно из формулы (8), при $n=0$ дисперсионное соотношение удовлетворяется, если $\tilde{k}_2=0$. Это условие определяет 9 ветвей $\omega(k)$ волноводного поляритона P-типа и имеет следующий вид:

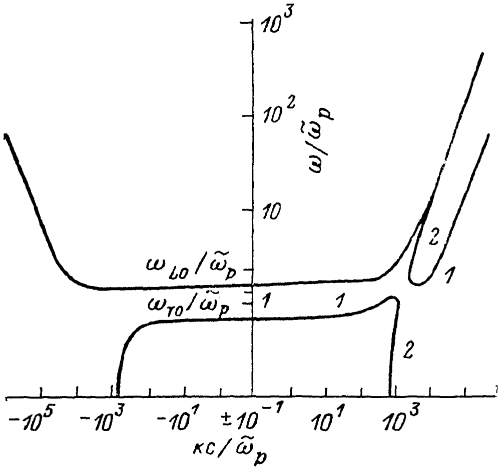

Рис. 1. Дисперсионные кривые уравнения $L_1=0$ при значениях параметров: $\omega_{L0}=1.4\tilde{\omega}_p$, $\omega_{T0}=1.1\tilde{\omega}_p$ $(\tilde{\omega}_p=\omega_p/\sqrt{\varepsilon_\infty})$, $V_0/c=10^{-3}$, $\beta/c^2=10^{-8}$, $\gamma=0$.

$$L_1(k,\ \omega)\,L_2(k,\ \omega)=0, \tag{9}$$

где

$$L_1=\varepsilon^L-\omega_p^2/\Omega\Omega',$$

$$L_2=\frac{k^2\left(1-\dfrac{\omega_p^2 V_0}{kc^2\Omega'}\right)-\dfrac{\omega^2}{c^2}\left(\varepsilon_L-\dfrac{\omega_p^2}{\omega\Omega'}\right)}{\varepsilon_L-\dfrac{\omega_p^2}{\Omega\Omega'}\left(1-\varepsilon_L\dfrac{V_0^2}{c^2}\right)}.$$

Анализ уравнения (9) показал, что дисперсионные кривые $\omega=\omega(k)$, определяемые обращением в нуль выражений L_2, отвечают устойчивым состояниям P — ВП. Ветви, определяемые обращением в нуль величины L_1 из формулы (9), показаны на рис. 1. Взаимодействие ветвей *1* и *2* дисперсионных кривых приводит к тому, что для скоростей $V_0 \simeq 10^{-4} \div 10^{-3}$ с (c — скорость света) в области волновых векторов $k \sim \omega_p/V_0$ действительным значениям k соответствуют комплексные значения ω. При этом для ветви *1* $\mathrm{Im}\ \omega>0$, а для ветви *2* $\mathrm{Im}\,\omega<0$. Таким образом, система в данной области k и ω является неустойчивой. Детальный анализ показывает, что неустойчивость носит конвективный характер

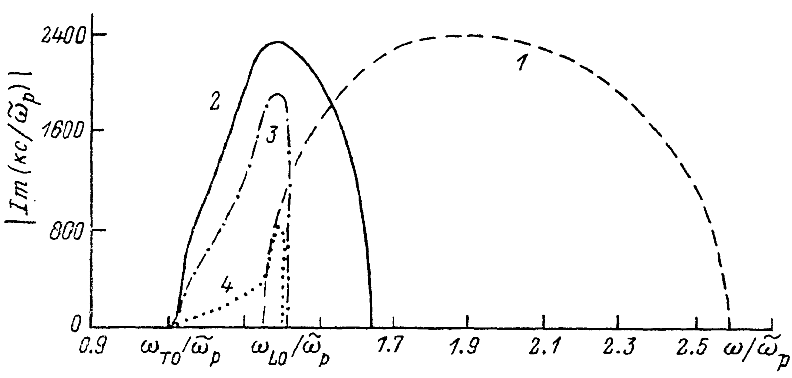

Рис. 2. Зависимость инкремента нарастания от частоты при различных значениях скорости V_0.

и в рассматриваемой системе может осуществляться пространственное усиление. А именно происходит передача энергии от ветви *2* продольных колебаний плотности заряда, которая подпитывается внешним источником тока, к ветви *1*, имеющей поляритонную природу. Поэтому существенным для возникновения неустойчивости является наличие тока в системе (при $V_0=0$ система устойчива).

Зависимость инкремента нарастания от частоты при разных значениях скорости показана на рис. 2, где кривые *1*, *2*, *3*, *4* соответствуют значениям скоростей V_0/C: $2\cdot10^{-4}$. $5\cdot10^{-4}$, 10^{-3}, $5\cdot10^{-3}$. Отметим, что для скоростей, меньших 10^{-4} с, конвективная неустойчивость в системе не возникает.

Для пленки из InSb, где подвижность носителей составляет 50 000 см^2/с·В, скорости $V_0 \sim (10^{-4} \div 10^{-3})c$ достигаются в электрических полях напряженности $E \sim 2 \cdot 10^2 \div 10^3$ В/см. Для пленок из других полупроводниковых материалов, например для Ge и Si, скорости $V_0 \sim (10^{-4} \div 10^{-3})c$ могут быть достигнуты в электрических полях $E \sim 10^4$ В/см. Однако при дальнейшем увеличении электрических полей за счет разогрева электронно-дырочной плазмы наступает насыщение тока. При этом предельные дрейфовые скорости V_0 не превышают 10^{-3} скорости света [9].

Неустойчивость других ветвей, отличных от рассмотренных выше, полного дисперсионного уравнения (8) при проведении прямого численного анализа обнаружена не была.

Отметим, что неустойчивость, подобная изученной в настоящей работе, по-видимому, реализовалась в экспериментах по усилению электромагнитных волн сантиметрового диапазона в планарной структуре с пленкой из арсенида галлия [10].

Таким образом, проведенный анализ указывает на возможность создания активных твердотельных СВЧ и оптоэлектронных устройств, управляемых током.

Литература

[1] *Унгер Х.-Г.* Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 656 с.
[2] *Wallis R. F.*, *Martin B. G.*, *Quinnt J. J.* Physika, 1983, v. 117B & 118B, p. 828—830.
[3] *Martin B. G.*, *Wallis R. F.* Phys. Rev. (B), 1985, v. 32, N 6, p. 3824—3834.
[4] *Ханкина С. И.*, *Яковенко В. М.* ФТТ, 1967, т. 9, № 10, с. 2943—2947.
[5] *Федорченко А. М.*, *Коцаренко Н. Я.* Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах. М.: Наука, 1981. 176 с.
[6] *Пожела Ю. К.* Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М.: Наука, 1977. 368 с.
[7] *Горбатенко М. Ф.* Укр. физ. журн., 1962, т. 7, № 3, с. 233—243.
[8] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
[9] *Шалимова К. В.* Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985. 391с.
[10] *Попов А. Р.*, *Ризуненко В. И.*, *Копылов А. Ф.* В кн.: Плазма и неустойчивости в полупроводниках. VI Всес. симпозиум (24—26 сент. 1986 г.). Вильнюс, 1986, с. 67.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
24 сентября 1987 г.