1992 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 62, в. 2
1992 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 62, N 2

06

ВЛИЯНИЕ ГОРЯЧИХ ДВУМЕРНЫХ НОСИТЕЛЕЙ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ МОД СВЧ-КОЛЕБАНИЙ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА В ТРЕХСЛОЙНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

Р. Г. Тарханян, К. М. Карапетян

Показано, что в трехслойной гетероструктуре с селективным легированием в условиях ОДП узкозонного материала возможна токовая неустойчивость квазистатических волноводных мод, обусловленная наличием горячих двумерных носителей заряда. Получены критерии неустойчивости, определены частота и длина генерируемых волн. Показано, что волны возбуждаются лишь при превышении толщины сердцевины волновода определенного минимального значения и лишь в ограниченной области значений угла между волновым вектором и направлением дрейфа носителей.

Изучение волновых неустойчивостей в полупроводниках представляет огромный интерес с точки зрения их использования для генерации и усиления волн различной природы, в том числе и волн плотности заряда (ВПЗ), имеющих важные применения в интегральной СВЧ-электронике и волноводной технике [1, 2].

В настоящей работе исследуется влияние горячих двумерных ($2D$) подвижных электронов на токовую неустойчивость волноводных мод ВПЗ в полупроводниковой пленке ($n = \mathrm{GaAs}$), ограниченной с обеих сторон селективно легированными слоями широкозонного материала ($N = \mathrm{Al_xGa_{1-x}As}$).[1] Неустойчивость возникает из-за разогрева объемных носителей в слое узкозонного материала, при этом весьма существенно наличие падающего участка на ВАХ, обусловленного пространственным переносом $2D$-носителей через гетеробарьеры под действием сильного постоянного электрического поля E_0, приложенного вдоль границы раздела слоев. При таком механизме отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), рассмотренном впервые в [4], пороговое значение поля значительно меньше, чем в случае междолинного переноса горячих носителей в объеме GaAs [5]. Фазовая скорость рассматриваемых волноводных мод определяется средней дрейфовой скоростью v_0 объемных носителей в центральном слое гетероструктуры. Мы покажем, что в случае, когда дрейфовая скорость $2D$-носителей $v_s \neq v_0$, в симметричной трехслойной гетероструктуре возникает новый класс СВЧ колебаний плотности заряда, распространяющихся в центральном слое и "запертых" внутри него, но обусловленных наличием $2D$-носителей на границах раздела. Особенность этих мод заключается в том, что в заданном направлении распространения частота и длина волны имеют определенные фиксированные значения, зависящие от параметров как объемных, так и двумерных носителей, причем неустойчивость возникает лишь в определенной области значений угла между продольным волновым вектором $\mathrm{K}_{\parallel}$ и полем E_0 и лишь в том случае, если толщина сердцевины волновода превышает некоторое определенное минимальное значение.

Пусть узкозонный полупроводник со статической удельной электропроводностью σ и диэлектрической проницаемостью ε_L занимает область $-l < x < l$; в областях $x < -l$ и $x > l$ селективно легированный широкозонный материал, ха-

[1] Основные результаты работы доложены на V Всесоюзной конференции по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах [3].

рактеризуемый постоянными σ_1 и ε_{L1}. Вдоль границ раздела слоев приложено сильное поле $\mathbf{E} \parallel oz$. При разогреве на ВАХ центрального слоя появляется нелинейный участок, который характеризуется дифференциальной проводимостью σ_d. Нелинейностью ВАХ широкозонных материалов пренебрегаем. Удельная и дифференциальная проводимости системы $2D$-электронов, локализованных у границ раздела слоев, характеризуются величинами σ_s и σ_s^d. Малое возмущение (флуктуация) электрического поля $\mathbf{E}$ приводит к изменению плотности зарядов и токов для всех групп носителей. В узкозонном материале плотность тока проводимости изменяется на вектор $\mathbf{J}$ с составляющими

$$J_x = \sigma E_x\,,\; J_y = \sigma E_y\,,\; J_z = \sigma_d E_z + \rho v_0\,, \tag{1}$$

где плотность индуцированного объемного заряда ρ связана с током $\mathbf{J}$ уравнением непрерывности

$$\operatorname{div} \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0\,. \tag{2}$$

Плотность поверхностного тока при этом изменяется на вектор с составляющими

$$J_{sy} = \sigma_s E_y\,, J_{sz} = \sigma_s^d E_z + \rho_s v_{0s}\,, \tag{3}$$

где ρ_s — возмущение плотности поверхностного заряда.

Нас интересует квазиэлектростатические возмущения, частоты которых меньше значений, при которых сказывается частотная дисперсия электропроводности ($\omega\tau << 1$, τ — время релаксации носителей по энергии). Эти возмущения описываются уравнениями

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0\,,\; \operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho\,, \tag{4}$$

где $\mathbf{D} = \varepsilon_L \mathbf{E}$.

Волноводным модам соответствуют такие решения уравнений (4), поле которых экспоненциально затухает при $|x| > l$ и стремится к нулю в бесконечности, а в области $|x| < l$ выражается тригонометрическими функциями. Представим это поле в виде

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\psi\,,\; \psi(x, y, z, t) = \psi(x) \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)]\,. \tag{5}$$

Тогда из (2) и (4) с помощью (1) получим выражение для возмущения плотности объемного заряда (экспоненциальный множитель опускается)

$$\rho(x) = \begin{cases} \dfrac{\varepsilon_L}{4\pi} k_z^2 \left[1 - \dfrac{\varepsilon_d(\omega)}{\varepsilon(\omega)}\right] \psi(x)\,, & |x| < l\,, \\ 0\,, & |x| > l \end{cases} \tag{6}$$

и скалярное волновое уравнение

$$\Psi''(x) = \begin{cases} \left[k_y^2 + k_z^2 \dfrac{\varepsilon_d(\omega)}{\varepsilon(\omega)}\right] \Psi(x)\,, & |x| < l\,, \\ k_\parallel^2 \Psi(x)\,, & |x| > -l\,, \end{cases} \tag{7}$$

где

$$k_\parallel^2 = k_y^2 + k_z^2\,, \varepsilon(\omega) = \varepsilon_L + \frac{4\pi i \sigma}{\omega - k_z v_0}\,, \varepsilon_d(\omega) = \varepsilon_L + \frac{4\pi i \sigma_d}{\omega - k_z v_0}\,. \tag{8}$$

Решение уравнения (7) имеет вид

$$\Psi(x)=\begin{cases}Ae^{-k_{\parallel}x}, & x>l,\\ Be^{ik_x x}+Ce^{-ik_x x}, & |x|<l,\\ De^{k_{\parallel}x}, & x<-l,\end{cases} \tag{9}$$

где

$$k_x^2=-k_y^2-k_z^2\frac{\varepsilon_d(\omega)}{\varepsilon(\omega)}. \tag{10}$$

Для определения постоянных A, B, C и D воспользуемся граничными условиями

$$\Psi(l+0)=\Psi(l-0)\,,\ \varepsilon_L\Psi'(l-0)-\varepsilon_{L1}\Psi'(l+0)=4\pi\rho_s(l)\,, \tag{11а}$$

$$\Psi(-l+0)=\Psi(-l-0)\,,\ \varepsilon_{L1}\Psi'(-l-0)-\varepsilon_L\Psi'(-l+0)=4\pi\rho_s(-l)\,, \tag{11б}$$

выражающими непрерывность тангенциальных составляющих поля E_y, E_z и разрыв нормальной составляющей вектора индукции D_x на границах раздела слоев $x=l$ и $x=-l$ соответственно. Возмущения плотности поверхностного заряда $\rho_s(\pm l)$ находим, интегрируя уравнение непрерывности (2) по бесконечно тонкому слою у соответствующей границы и учитывая соотношения (3). Тогда после несложных преобразований получим

$$\rho_s(l)=\frac{(\sigma_s k_y^2+\sigma_s^d k_z^2)\Psi(\pm l)\pm[\sigma\Psi'(\pm(l-0))-\sigma_1\Psi'(\pm(l+0))]}{i(\omega-k_z v_{0s})}. \tag{12}$$

Подставляя (9) и (12) в (11а), (11б), получим систему линейных однородных уравнений относительно коэффициентов A, B, C, D. Условие совместного решения этих уравнений приводит к двум характеристическим уравнениям, связывающим частоту волны ω с продольным волновым вектором $\mathbf{k}_{\parallel}=(k_y,k_z)$,

$$\frac{\varepsilon_s k_x}{\varepsilon_s^d k_{\parallel}}=\begin{cases}\mathrm{ctg}(k_x l)\,,\\ -\mathrm{tg}(k_x l)\,,\end{cases} \tag{13а}$$

где

$$\varepsilon_s=\varepsilon_L+\frac{4\pi i\sigma}{\omega-k_z v_{s0}}\,,\ \varepsilon_s^d=\varepsilon_{L1}+\frac{4\pi i\Sigma}{\omega-k_z v_{s0}}\,, \tag{13б}$$

$$\Sigma=\sigma_1+k_{\parallel}(\sigma_s\sin^2\varphi+\sigma_s^d\cos^2\varphi)\,, \tag{14}$$

φ — угол между постоянным электрическим полем $\mathbf{E}_0$ и волновым вектором $\mathbf{k}_{\parallel}$.

Уравнение (13а) соответствует четной ($B=C$, $\Psi(x)\sim\cos(k_x x)$), а (13б) — нечетной моде ($B=-C$, $\Psi(x)\sim\sin(k_x x)$). Из (8) и (10) следует, что волноводные моды существуют (k_x — действительная величина), лишь если $\sigma_d\neq\sigma$, т. е. в случае разогрева объемных носителей в области $|x|<l$. Кроме того, необходимо выполнение условий

$$\mathrm{Im}\left[\frac{\varepsilon_d(\omega)}{\varepsilon(\omega)}\right]=0\,, \tag{15а}$$

$$\frac{\varepsilon_d(\omega)}{\varepsilon(\omega)}+\mathrm{tg}^2\varphi<0. \tag{15б}$$

Из (15а) получим

$$\mathrm{Re}\,\omega=k_{\parallel}v_0\cos\varphi\,, \tag{16}$$

откуда следует, что фазовая скорость волноводных мод $\mathrm{Re}\,\omega/k_{\parallel}$ определяется средней дрейфовой скоростью объемных носителей в узкозонном материале v_0 и зависит от направления распространения волны относительно поля $\mathbf{E}_0$. Таким образом, в симметричной гетероструктуре четная и нечетная моды при заданных значениях $k_{\parallel}$ и φ имеют одинаковые значения частоты $\mathrm{Re}\,\omega$, но различные инкременты нарастания (либо декременты затухания) $\gamma = \mathrm{Im}\,\omega$, которые даются решениями уравнений (13а), (13б). В случае $\gamma > 0$ амплитуда волны нарастает со временем, т. е. имеет место неустойчивость. Подставляя (16) в (15б), получим, что неустойчивость волноводных мод возможна лишь при выполнении условий

$$\sigma_d < 0\,, \quad |\sigma_d| > tg^2\varphi\,, \tag{17а}$$

$$0 < \gamma < \frac{4\pi}{\varepsilon_L}\overline{\alpha}^2\,, \tag{17б}$$

где

$$\overline{\alpha} = \left(\frac{|\sigma_d|}{\sigma}\cos^2\varphi - \sin^2\varphi\right)^{1/2}. \tag{18}$$

Поскольку порог ОДП для $2D$-носителей ниже, чем для объемных, то при выполнении (17а) имеет место еще одно условие $\sigma_s^d < 0$.

Перейдем теперь к исследованию уравнений (13а), (13б). Подставляя в них $k_x = \alpha k_{\parallel}$ и используя (8), (10), (14) и (16), получим для четных и нечетных мод соответственно

$$\frac{\alpha\beta\varepsilon_L}{\varepsilon_{L1}} = \begin{cases} \mathrm{ctg}(\alpha k_{\parallel} l)\,, & (19а) \\ -\mathrm{tg}(\alpha k_{\parallel} l)\,, & (19б) \end{cases}$$

где

$$\alpha^2 = -1 + \frac{4\pi\cos^2\varphi(\sigma + |\sigma_d|)}{4\pi\sigma + \varepsilon_L\gamma}\,, \tag{20}$$

$$\beta = \frac{k_z(v_0 - v_s) + i\left(\gamma + \dfrac{4\pi\sigma}{\varepsilon_L}\right)}{k_z(v_0 - v_s) + i\left(\gamma + \dfrac{4\pi\Sigma}{\varepsilon_{L1}}\right)}. \tag{21}$$

Критерий неустойчивости (17б) при этом принимает вид

$$0 < \alpha < \overline{\alpha}(\varphi)\,. \tag{22}$$

Поскольку правые части уравнений (19а) и (19б) вещественны, то следует положить $\mathrm{Im}\,\beta = 0$. Это условие выполняется лишь в двух случаях: 1) $v_0 = v_s$, 2) $v_0 \neq v_s$, но

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_L} = \frac{\Sigma}{\varepsilon_{L1}}\,. \tag{23}$$

Поскольку в реальных гетероструктурах $v_s \neq v_0$ (обычно $v_s > v_0$ [6]), то в дальнейшем рассмотрим лишь случай (23). При этом получим

$$\alpha\frac{\varepsilon_{L1}}{\varepsilon_L} = \begin{cases} \mathrm{ctg}(\alpha\overline{k}_{\parallel} l)\,, \\ -\mathrm{tg}(\alpha\overline{k}_{\parallel} l)\,, \end{cases} \tag{24}$$

где

$$\bar{k}_{\parallel} = \frac{\sigma \frac{\varepsilon_{L1}}{\varepsilon_L} - \sigma_1}{\sigma \sin^2 \varphi - |\sigma_s^2| \cos^2 \varphi}. \tag{25}$$

В рассматриваемой гетероструктуре $\sigma/\varepsilon_L > \sigma_1/\varepsilon_{L1}$, и поскольку $\bar{k}_{\parallel}$ — модуль волнового вектора, то из (25) следует, что соответствующая волна существует, лишь если

$$|\sigma_s^d| < \sigma_s \mathrm{tg}^2 \varphi. \tag{26}$$

Сочетание этого условия с (17а) приводит к выводу, что рассматриваемая волна возбуждается лишь в ограниченной области значений угла φ

$$\frac{|\sigma_s^d|}{\sigma_s} < \mathrm{tg}^2 \varphi < \frac{|\sigma_d|}{\sigma}. \tag{27}$$

При изменении угла φ в этой области величина $\bar{k}_{\parallel}$ монотонно убывает с ростом φ, оставаясь однако всегда больше минимального значения,

$$k_0 = \frac{(\sigma \varepsilon_{L1} - \sigma_1 \varepsilon_L)(\sigma + |\sigma_d|)}{\varepsilon_L(\sigma_s |\sigma_d| - \sigma |\sigma_s^d|)}. \tag{28}$$

Это значит, что длина волны возбуждаемой моды ограничена сверху, а частота — снизу: $\lambda < \lambda_{max}$, $\mathrm{Re}\,\omega > \omega_{min}$, где

$$\lambda_{max} = \frac{2\pi}{k_0}, \quad \omega_{min} = \frac{k_0 v_0}{\sqrt{1 + \frac{|\sigma_d|}{\sigma}}}. \tag{29}$$

Полагая для оценок (2) $\sigma/\varepsilon_L = 0.22 \cdot 10^{12}$ с$^{-1}$, $\sigma_1/\varepsilon_{L1} = 0.12 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$, $\sigma_s^d/\sigma_3 = 0.125$, $|\sigma_d|/\sigma = 0.25$, из (27)—(29) получим $19.5 < \varphi < 26.6\,°$, $k_0 \simeq 4.37 \cdot 10^3$ см$^{-1}$, $\lambda_{max} = 14.4$ мкм, $\omega_{min} = 7.8 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$.

Таким образом, в случае $v_s \neq v_0$ возможна неустойчивость волноводных мод ВПЗ с определенными значениями волнового числа (25) и частоты (16), зависящими от параметров как объемных, так и $2D$-носителей заряда. Эти значения одинаковы для четной и нечетной мод и не зависят от толщины активного центрального слоя рассматриваемой симметричной гетероструктуры. Волноводные моды возбуждаются лишь при наличии ОДП как объемных, так и $2D$-носителей, при этом фазовая скорость зависит от направления распространения волн и ограничена условием

$$v_0 \sqrt{1 + \frac{|\sigma_d|}{\sigma}} < v_\varphi < v_0 \sqrt{1 + \frac{|\sigma_s^d|}{|\sigma_s|}}. \tag{30}$$

Инкремент нарастания γ в отличие от частоты и длины волны существенно зависит от толщины центрального слоя гетероструктуры и имеет различные значения для четной и нечетной мод. Зависимость γ от толщины l определяется трансцедентными уравнениями (24), которые имеют множество различных дискретных решений $\alpha_n = \alpha_n(\bar{k}_{\parallel} l)$, каждому из которых соответствует определенная ветвь многозначной функции $\gamma_n = \gamma_n(\bar{k}_{\parallel} l)$

$$\gamma = \frac{4\pi}{\varepsilon_L} \left[-\sigma + \frac{\cos^2 \varphi (\sigma + |\sigma_d|)}{1 + \alpha_n^2} \right], \tag{31}$$

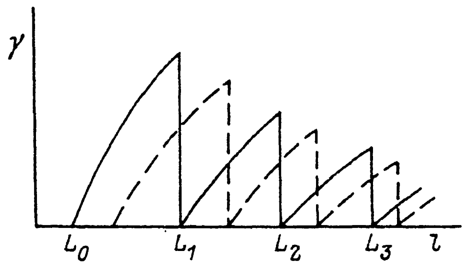
где индекс $n = 0, 1, 2, \ldots$ характеризует номер ветви.

Эти ветви нигде не пересекаются. Каждой ветви соответствует свое "пороговое" значение для полутолщины сердцевины волновода L_n, при котором возникает неустойчивость, причем чем выше номер ветви n, тем больше соответствующее значение L_n. Таким образом, критерий неустойчивости можно представить в виде условия

$$l > L_n\,,\ L_n = \frac{1}{\overline{\alpha}\overline{k}_{\parallel}}\begin{cases}\pi n + \operatorname{arcctg}\left(\dfrac{\varepsilon_L}{\varepsilon_{L1}}\overline{\alpha}\right), \\ \pi\left(n + \dfrac{1}{2}\right) + \operatorname{arcctg}\left(\dfrac{\varepsilon_L}{\varepsilon_{L1}}\overline{\alpha}\right),\end{cases} \tag{32}$$

$\overline{\alpha}$ и $\overline{k}_{\parallel}$ даны в (18) и (25).

Нарастание амплитуды волны со временем естественно характеризовать той ветвью γ_n, которая обладает наименьшим положительным значением при данной толщине l. Это значит, что инкремент нарастания имеет "размерно-кусочный" характер $\gamma = \gamma_0$, если $L_0 < l \le L_1$,



Зависимость инкремента нарастания от l для нескольких первых ветвей $n = 0, 1, 2, 3$.

Сплошные кривые — четные моды, штриховые — нечетные.

$\gamma = \gamma_1$, если $L_1 < l < L_2$, и вообще $\gamma = \gamma_n$, если $L_n < l < L_{n+1}$. Все ветви γ_n являются монотонно возрастающими функциями от l, причем чем больше номер ветви n, тем меньше максимальное значение γ_n (см. рисунок). Таким образом, неустойчивость волноводной моды с заданным значением волнового числа $\overline{k}_{\parallel}$ возможна, лишь если полутолщина сердцевины волновода l превышает определенное минимальное значение L_0. Интересно отметить, что для возбуждения нечетной моды сердцевина должна быть более чем в два раза толще, чем для возбуждения четной моды,

$$\frac{L_0^{\text{нч}}}{L_0^{\text{ч}}} = 1 + \frac{\pi}{2\operatorname{arcctg}\left(\dfrac{\varepsilon_L}{\varepsilon_{L1}}\overline{\alpha}\right)} > 2\,. \tag{33}$$

И, наконец, еще один вывод: при заданной толщине $l > L_0^{\text{нч}}$ инкремент нарастания для нечетной моды всегда меньше, чем для четной моды с той же длиной волны.

При малых положительных значениях γ, т. е. вблизи $l = L_n$, в левой части уравнений (24) можно положить $\alpha = \overline{\alpha}$ (18). Тогда получим

$$\alpha_n \simeq \frac{L_n}{l}\overline{\alpha}\,, \tag{34}$$

где L_n дается в (32).

Подставляя (34) в (31), получим явную зависимость γ_n от l и от φ

$$\gamma_n = \frac{4\pi}{\varepsilon_L}\left(|\sigma_d|\cos^2\varphi - \sigma\sin^2\varphi\right)\frac{l^2 - L_n^2}{l^2 + (\overline{\alpha}L_n)^2}\,, \tag{35}$$

откуда и вытекают критерии неустойчивости, которые, как и следовало ожидать, в точности совпадают с (32) и (17а). Вдали же от $l = L_n$, в том числе и при достаточно толстой сердцевине структуры, когда $l\bar{k}_{\|} >> 1$, из (24) и (31) получим несколько иную зависимость γ_n от l

$$\alpha_n \simeq \frac{\pi N}{\bar{k}_{\|} l} << 1\,, \tag{36}$$

$$\gamma_n = \frac{4\pi}{\varepsilon_L}\left(|\sigma_d|\cos^2\varphi - \sigma\sin^2\varphi\right)\left[1 - \left(\frac{l_n}{l}\right)^2\right], \tag{37}$$

где

$$l_n = \frac{\pi N}{\bar{k}_{\|}\bar{\alpha}}\sqrt{1 + \bar{\alpha}^{2}}\,, \tag{38}$$

$N = n + 1/2$ для четной и $N = n + 1$ для нечетной моды.

Заметим, что поскольку нормальная составляющая волнового вектора в области $|x| < l$, $k_x = \alpha_n \bar{k}_{\|}$, то в обоих рассмотренных случаях разность фаз нечетной и четной мод равна $(\pi x)/(2l)$.

Следует отметить, что описанные выше волны могут быть возбуждены не только в структурах $GaAs—Al_xGa_{1-x}As$, но и в других трехслойных гетероструктурах. Основные требования, которые должны предъявляться при выборе материалов, следующие: 1) наличие подвижных двумерных носителей заряда на границах раздела слоев; 2) наличие ОДП в системе объемных носителей в центральном слое гетероструктуры, а также $2D$-носителей; 3) пороговое поле для $2D$-носителей должно быть меньше поля, при котором начинается падение тока объемных носителей.

Список литературы

[1] *Пожела Ю. К.* Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М.: Наука, 1977. 368 с.
[2] *Кальфа А. А., Тагер А. С.* // Электронная техника. Электроника СВЧ. 1982. № 12. С. 26—38.
[3] *Тарханян Р. Г., Карапетян К. М.* // Тез. докл. V Всесоюз. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах. Калуга, 1990. Т. 1. С. 105—106.
[4] *Грибников З. С.* // ФТП. 1972. Т. 6. Вып. 7. С. 1380—1382.
[5] *Hess K., Morcoc H., Shichijo H., Streetman B.* // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 35. N 6. P. 469—471.
[6] *Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.* Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 416 с.

Институт радиофизики и электроники
Ереван

Поступило в Редакцию
12 мая 1991 г.