

## ОБЛАСТЬ ГЕНЕРАЦИИ И УСИЛЕНИЯ В РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДАХ

© В.Ф.Елесин, Д.В.Мельников, А.И.Подливаев

Московский инженерно-физический институт

115409 Москва, Россия

(Получена 17 января 1995 г. Принята к печати 15 мая 1995 г.)

Найдены ток и излучаемая (поглощаемая) мощность высокочастотного электрического поля в резонансно-туннельном диоде в зависимости от напряжения смещения и частоты электромагнитного поля путем численного решения нестационарного уравнения Шредингера. Показано, что усиление (генерация) возможно в области напряжений, существенно большей области отрицательного дифференциального сопротивления, а предельные частоты значительно превосходят значения, рассчитанные для этой области.

### Введение

Актуальность изучения двухбарьерных резонансно-туннельных диодов (РТД) связана с их применением в высокочастотных приборах. Возможность использования РТД для детектирования на частотах до 2.5 ТГц была показана в [1], а в работах [2] и [3] удалось наблюдать генерацию на частотах до 420 ГГц в РТД на GaAs/AlAs и до 712 ГГц в РТД на InAs/AlSb при комнатной температуре.

Принципиальным является вопрос о предельно достижимой частоте и мощности генерации, высоком кпд и стабильности РТД. Он исследовался различными методами в ряде работ (см., например, [4-8] и ссылки в них). Задача теории состоит в вычислении тем или иным способом тока  $J$  через РТД под действием приложенного постоянного ( $V_0$ ) и переменного ( $v$ ) напряжений и анализа реальной ( $\sigma'$ ) и мнимой ( $\sigma''$ ) частей проводимости. Область усиления определяется из условия отрицательности реальной части проводимости,  $\sigma'(\omega, V_0) < 0$ . Обычно считается (см., например, [7,8]), что усиление происходит в интервале смещений  $V_0$ , где имеется отрицательное дифференциальное сопротивление (ОДС)  $dJ/dV_0 < 0$ . Именно в этом интервале  $V_0$  найдены предельные частоты генерации: теоретически в [4-8] и экспериментально в [2,3].

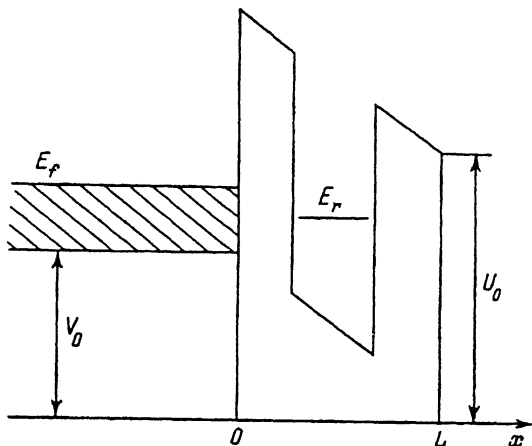


Рис. 1. Резонансно-туннельная одноямная структура.  $E_f$  — энергия Ферми,  $E_r$  — положение резонансного уровня,  $V_0$  — приложенное напряжение,  $L$  — длина структуры.

В данной работе теоретически показано, что при больших частотах усиление возникает в некотором интервале  $V_0$  вне области ОДС (т.е. при  $dJ/dV_0 > 0$ ). Мы вычисляли ток исходя из численного решения временного уравнения Шредингера в одномерном случае. Для простоты рассматривается приближение эффективной массы и пренебрегается эффектом накопления заряда и процессами рассеяния.

### Основные уравнения и методы расчета

Уравнение Шредингера для волновой функции  $\psi(x, t)$  в структуре РТД, изображенной на рис. 1, имеет вид

$$i\hbar\partial\psi(x, t)/\partial t = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U_0(x) + V(x, t) \right] \psi(x, t), \quad (1)$$

где  $U_0(x)$  — эффективный потенциал структуры,

$$V(x, t) = V_0(x) + v(x) \cos \omega t, \quad V_0(x) = exE/L, \quad v(x) = exE_1/L, \quad (2)$$

$V_0(x)$ ,  $v(x)$  — потенциалы постоянного и переменного поля,  $v(L) = v_0$ ,  $V_0(L) = V_0$ ,  $L$  — длина структуры.

В основном внимание будет уделено случаю, когда амплитуда переменного поля  $v$  мала («малосигнальное приближение»), так что волновая функция представляет сумму [7]

$$\psi(x, t) = \psi_0(x, t) + \psi_1(x, t), \quad (3)$$

где  $\psi_0(x, t) = \psi_0(x) \exp(-iEt/\hbar)$  — стационарное решение уравнения (1) с  $v(x) = 0$ ,  $|\psi_1| \ll |\psi_0|$ .

В свою очередь  $\psi_1(x, t)$  ищем в виде

$$\psi_1(x, t) = \frac{1}{2} [\psi_+(x) \exp(-i\omega t) + \psi_-(x) \exp(i\omega t)] \exp(-iEt/\hbar), \quad (4)$$

причем  $\psi_{\pm}(x)$  удовлетворяют уравнениям

$$(E \pm \hbar\omega)\psi_{\pm}(x) = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi_{\pm}(x) + [U_0(x) + V_0(x)]\psi_{\pm}(x) + v(x)\psi_0(x, t). \quad (5)$$

Граничные условия для  $\psi_{\pm}(x)$  получаем, следуя [7]:

$$i \left[ \pm\omega - \frac{\hbar k^2}{m^*} \right] \psi_{\pm}(x) - \frac{\hbar k}{m^*} \frac{d}{dx} \psi_{\pm}(x) = 0, \quad (6)$$

$$i \left[ \pm\omega - \frac{\hbar k^2}{m^*} \right] \psi_{\pm}(x) - \frac{\hbar k}{m^*} \frac{d}{dx} \psi_{\pm}(x) = v_0 \psi_0(x).$$

Ток через РТД можно представить в виде [4]

$$J(t) = J_0(V_0) + v_0[\sigma'(\omega, V_0) \cos \omega t - \sigma''(\omega, V_0) \sin \omega t], \quad (7)$$

где  $J_0(V_0)$  — ток в отсутствие переменного поля.

Реальная часть проводимости  $\sigma'$  (динамическая проводимость) определяет поглощаемую (или генерируемую при  $\sigma'(\omega, V_0) < 0$ ) мощность,

$$P_{rf} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt J(t) v_0 \cos \omega t = \frac{1}{2} v_0^2 \sigma'(\omega, V_0), \quad (8)$$

и находится из формулы

$$\sigma'(\omega, V_0) = \frac{1}{2LV} \int_0^L dx \operatorname{Im} \left[ \psi_0^* \frac{d}{dx} (\psi_+ + \psi_-) + (\psi_+^* + \psi_-^*) \frac{d}{dx} \psi_0 \right], \quad (9)$$

где интегрирование проводится по всей длине структуры [9].

Решение уравнения (5) проводилось численно методом конечных разностей [10].

## Результаты расчетов и обсуждение

В начале были проведены расчеты, позволяющие проверить разработанные программы. Результаты расчетов стационарных вольт-амперных характеристик (ВАХ) для трех структур сопоставлялись с соответствующими результатами в работах [7,11,12]. Получено хорошее количественное совпадение с результатами [11,12] и несколько более худшее (расхождение порядка 30%) с результатами [7]. Кроме того была вычислена зависимость плотности тока от времени для случая, когда приложенное к РТД напряжение имеет вид

$$V(t) = \begin{cases} V_1, & t < 0, \\ V_2, & t > 0, \end{cases}$$

где  $V_1$  отвечает максимальному, а  $V_2$  — минимальному току на ВАХ (при этом использовалось уравнение (1) и более общие граничные условия, аналогичные [7]). Сопоставление с [7] дает хорошее качественное и в пределах 30% количественное совпадение.

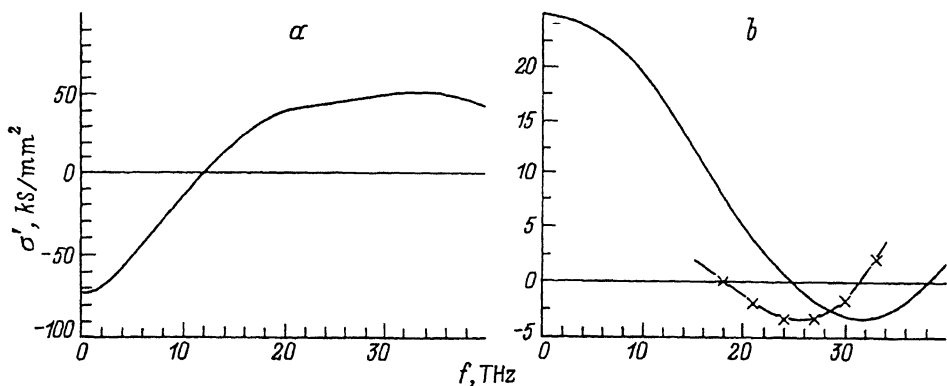


Рис. 2. Зависимость реальной части проводимости  $\sigma'$  от частоты  $f = \omega/2\pi$  приложенного электрического поля. *a* —  $V_1 < V_0 < V_2$ ; структура II,  $V_0 = 180$  мВ. *b* —  $V_0 > V_2$ ; структура II,  $V_0 = 430$  мВ; точки — результаты, полученные без теории возмущений при амплитуде переменного напряжения 1 мВ.

После этого были проведены расчеты стационарных ВАХ и  $\sigma'(\omega, V_0)$  в широком интервале частот и смещений для двух структур.

На рис. 2 изображены зависимости  $\sigma'$  от  $\omega$  для  $V_0$  лежащего, в области ОДС ( $V_1 < V_0 < V_2$ ) (*a*) и вне этой области ( $V_0 > V_2$ ) (*b*). Видно, что  $\sigma'(\omega, V_0)$  на рис. 2, *a* проявляет обычное поведение, согласующееся с известными результатами (см. [4–8]), а именно отрицательность при низких  $\omega$ , падение абсолютной величины с ростом  $\omega$  и смена знака при  $\omega = \omega_c$ .

Однако существенно другой характер обнаруживает  $\sigma'$  на рис. 2, *b*: при низких частотах  $\sigma' > 0$ , т.е. имеет место поглощение, затем наблюдается усиление в некотором интервале частот,  $\sigma'(\omega, V_0) < 0$ . Заметим, что небольшая область  $\sigma' < 0$  при  $V_0 < V_1$  отмечалась в [8]. Для наглядности на рис. 3 и 4 приведены фазовые диаграммы  $F(V)$  области усиления, т.е. области  $V_0$  и  $\omega$ , где  $\sigma'(\omega, V_0) < 0$ , и стационарные ВАХ для двух структур (см. таблицу). Нетрудно видеть, что интервал напряжений  $V_0$ , где имеет место усиление,  $\sigma'(\omega, V_0) < 0$ , существенно шире области ОДС, а предельные частоты значительно больше ча-

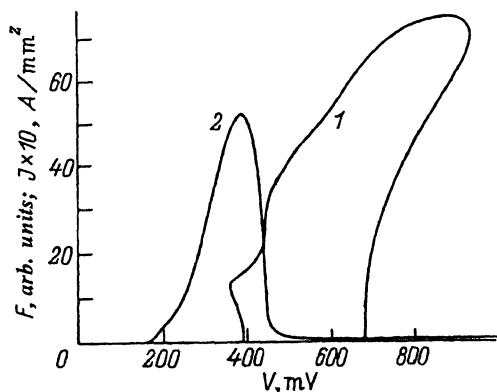


Рис. 3. Фазовая диаграмма (1) и стационарная ВАХ (2) для структуры I.

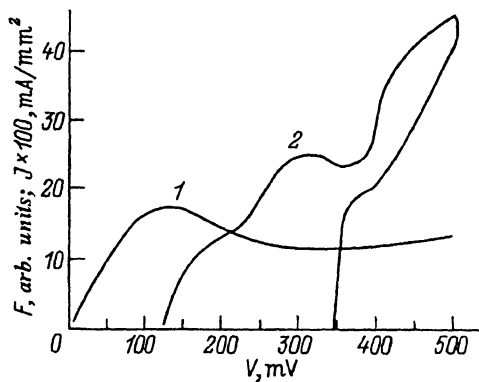


Рис. 4. Фазовая диаграмма (1) и стационарная ВАХ (2) для структуры II.

Структура	$U_0, \text{мВ}$	$T, \text{К}$	$m^*/m_0$	Ширина ямы, $\text{Å}$	Ширина барьеров, $\text{Å}$	Концентрация $n_e, \text{см}^{-3}$
I	1400	300	0.042	45.2	22.6	$9 \cdot 10^{17}$
II	150	300	0.042	45.2	22.6	$9 \cdot 10^{17}$

стот, достигаемых в области ОДС (и в частности, больше значения  $\omega_c = E_f/\hbar$  — см. [4]). Такое поведение связано с излучением электромагнитного поля при переходах электронов с энергетического уровня инжекции  $E + V_0$  на резонансный уровень  $E_r$ . Действительно, как видно из рис. 2, частота  $\omega$  растет с приложенным полем  $V_0$ . Отметим, что в этом случае частота значительно превышает частоту, соответствующую ширине резонансного уровня. Следует также отметить, что большие предельные частоты достигаются в структуре I, где более высокие барьеры.

Мы провели также расчеты, не пользуясь теорией возмущения по  $v_0$ . Соответствующие результаты приведены на рис. 2, *b* (точки). Видно, что они качественно и количественно хорошо согласуются с результатами, полученными с помощью теории возмущений.

Таким образом, проведенные расчеты показали, что усиление и генерация высокочастотного поля в РТД возможны и при напряжениях вне области ОДС, причем предельные частоты в этом случае значительно превосходят значения, рассчитанные для этой области.

Авторы благодарны Ю.В.Копаеву за обсуждение работы.

Работа выполнена в рамках проекта 1-048 по программе «Физика твердотельных наноструктур» (Министерство науки и технической политики Российской Федерации, при частичной поддержке гранта INTAS-93-1704.

#### Список литературы

- [1] T.C.L.G. Sollner, W.D. Goodhue, P.E. Tannenwald, C.D. Parker, D.D. Peck. Appl. Phys. Lett., **43**, 588 (1983).
- [2] E.R. Brown, T.C.L.G. Sollner, C.D. Parker, C.L. Chen. Appl. Phys. Lett., **55**, 1777 (1989).
- [3] E.R. Brown, J.R. Södersfröm, C.D. Parker, L.J. Mahoney, K.M. Molvar, T.C. McGill. Appl. Phys. Lett., **58**, 2291 (1991).
- [4] V. Kislov, A. Kamenev. Appl. Phys. Lett., **59**, 1500 (1991).
- [5] W.R. Frensley. Superlatt. Microstruct., **4**, 497 (1988).
- [6] N.C. Kluksdahl, A.M. Kriman, D.K. Ferry. Phys. Rev. B, **39**, 7720 (1989).
- [7] R.K. Mains, G.I. Haddad. J. Appl. Phys., **64**, 3564 (1988).
- [8] H.C. Liu. Phys. Rev. B, **43**, 12538 (1991).
- [9] W. Shockley. J. Appl. Phys., **9**, 635 (1938).
- [10] А.А. Самарский. Теория разностных схем (М., Наука, 1977).
- [11] S. Datta. Phys. Rev. B, **45**, 6670 (1992).
- [12] G. Wendin, P. Johansson. Phys. Rev. B, **46**, 1451 (1992).

Редактор Л.В. Шаронова

*V.F. Elesin, D.V. Melnikov, A.I. Podlivaev*

Moscow State Engineering Physics Institute, 115409 Moscow, Russia

The current and the radiated (absorbed) power in resonant-tunneling diode versus the frequency and the bias voltage are found from a numerical solution of the time-dependent Schrodinger equation. It is shown that the amplification (generation) takes place in a region that is considerably broader than the interval of negative differential resistivity and the maximal frequencies available essentially exceed values obtained for this region.

---