

- [3] Антипов В.Г., Большунов И.Б., Романов С.С. // ПТЭ, 1990, № 3.
- [4] Ishizaka A., Shiraki Y. // J. Electrochem. Soc. 1986. V. 133. N 4. P. 666-671.
- [5] Kaplan R. // Surf. Sci. 1980. V. 93. N 1. P. 145-158.
- [6] Varibeau J.M., Jackman T.E., Maigne P., Houghton D.O., Denhoff M.W. // J. Vac. Sci. Technol. 1987. A5(4). P. 1898-1902.
- [7] Райх Т., Яржемский В.Г., Нефёдов В.И., Чернышева Л.В., Амусья М.Я. // Поверхность. Физика, химия, механика, 1987, № 10, С. 135-140.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
28 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 19

12 октября 1990 г.

Об.3

© 1990

ЭЛЕКТРОАБСОРБИЦИОННАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ
ВОЛНОВОДНОЙ $P-i-N$ ДГС
С ТУННЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНЫМ МЕХАНИЗМОМ
ВЫНОСА ФОТОГЕНЕРИРУЕМЫХ НОСИТЕЛЕЙ

И.Н. Д о л м а н о в, В.И. Т о л с т и х и н

Развитие систем цифровой обработки информации методами интегральной оптоэлектроники требует создания различного рода нелинейных элементов, совместимых конструктивно и технологически с источниками (приемниками) излучения. Универсальным устройством такого типа может служить оптический бистабильный элемент (ОБЭ) на основе волноводной $P-i-N$ ДГС, работающей в режиме электроабсорбции [1]. Обусловленный взаимной зависимостью темпа межзонной фотогенерации в электрическом поле и напряженностью этого поля в активной области (АО) [2], электроабсорбционный механизм нелинейности в $P-i-N$ ДГС не требует больших мощностей, обладает малой инерционностью и легко реализуется в условиях, допускающих монолитную интеграцию [3, 4]. Для получения бистабильности необходима еще положительная обратная связь [5], осуществление которой менее тривиально и зависит как от типа структуры (классическая или квантово-размерная), так и от спектрального состава излучения (энергия кванта $\hbar\omega$ меньше или

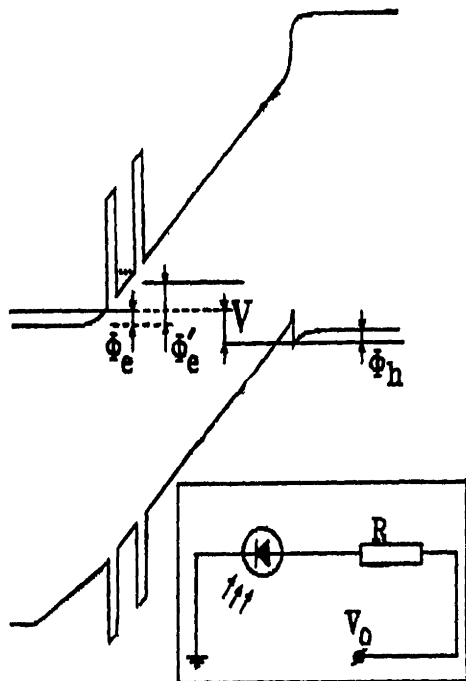


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма $p-i-n$ фотодиода с встроенной ТРС и эквивалентная схема ОБЭ на его основе (вставка).

больше ширины запрещенной зоны в $AD \epsilon_g$). Возможные типы электроабсорбционных ОБЭ с различными механизмами положительной обратной связи рассмотрены в [6-14]. В настоящем сообщении предлагается новый ОБЭ на основе классической $p-i-n$ ДГС, работающей при насыщении обусловленного эффектом Франца-Келдыша межзонного поглощения излучения с $\hbar\omega \lesssim \epsilon_g$ и использующий для получения положительной обратной связи туннельно-резонансный механизм выноса фотогенерируемых носителей заряда.

Принцип действия элемента можно пояснить, рассматривая его эквивалентную схему (вставка на рис. 1). Условие ее неустойчивости при освещении имеет вид

$$\frac{dS_p(V)}{dV} > \frac{S_p(V)}{V-V_0} > 0, \quad (1)$$

где V — напряжение на $p-i-n$ фотодиоде, а $S_p(V)$ — его удельная (т.е. приходящаяся на единицу ширины планарного волновода) чувствительность — отношение линейной плотности фототока $J_p(V)$ к погонной входной оптической мощности P_i : $S_p(V) = J_p(V)/P_i$.

Эта величина определяется как коэффициентом межзонного поглощения, так и эффективностью выноса фотогенерируемых электронов и дырок, равной отношению потока неравновесных носителей заряда, вытекающих в контакты, к интегральному по АО темпу их рекомбинации. В рассматриваемых условиях межзонное поглощение в $P-i-N$ ДГС монотонно убывает с ростом V и необходимая для выполнения критерия (1) положительная крутизна характеристики $S_p(V)$ может возникнуть только при наличии участка с растущей зависимостью эффективности выноса фотогенерируемых носителей от напряжения. В обычном $P-i-N$ фотодиоде с термоэмиссионным или диффузионным механизмом формирования фототока [15] эта зависимость является невозрастающей. Иная ситуация возможна в структурах с туннельно-резонансным механизмом выноса фотогенерируемых носителей (см., например, [16, 17]). На рис. 1 представлены схематическая зонная диаграмма структуры такого фотодиода. Ее особенностью является наличие встроенной между фотоактивной i -областью и варизонным N^+ -контактом туннельно-резонансной структуры (TRC), параметры которой подбираются таким образом, что в диапазоне рабочих напряжений уровень резонансного туннелирования может располагаться как выше, так и ниже дна зоны проводимости на левой границе АО. При этом зависимость эффективности выноса фотогенерируемых электронов от напряжения V имеет пик, соответствующий положению уровня резонансного туннелирования, близкому ко дну зоны проводимости на границе АО. Для других значений V поток фотогенерируемых электронов, вытекающий через TRC, значительно меньше, вследствие чего в стационарных условиях выше темп рекомбинации и ниже эффективность выноса носителей заряда. Таким образом, резонансный характер туннельного фототока приводит к немонотонной зависимости $S_p(V)$, и следовательно, может обеспечить выполнение критерия (1). Для этого, очевидно, необходимо, чтобы рекомбинационное время жизни электронов в АО было соизмеримо с характерным временем их выноса в условиях резонансного туннелирования, чего можно добиться легированием АО глубокими акцепторными примесями (например, хромом в случае $GaAs$ [18]).

Для анализа фотоотклика $J_p(V)$ и мощностных передаточных характеристик $P_t(P_i)$ (P_t - выходная оптическая мощность) описанного элемента воспользуемся моделью электроабсорбционной волноводной $P-i-N$ ДГС, развитой ранее в работах [7, 13]. Ограничимся при этом учетом только основной моды. Распределение ее погонной мощности $P(z)$ вдоль направления распространения z определяется уравнением

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha \cdot P, \quad P|_{z=0} = P_i, \quad (2)$$

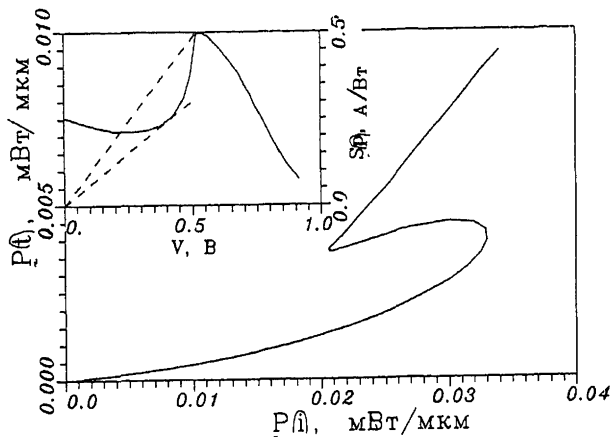


Рис. 2. Зависимость удельной чувствительности фотодиода от приложенного напряжения (вставка) и мощностные передаточные характеристики ОБЭ. Параметры структуры: ширина АО - 0,3 мкм, концентрация примесей в N^+ и P^+ контактах - $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, ширина барьерных слоев и квантовой ямы с ТПС - 33 Å и 113 Å, содержание AlV в барьерных слоях ТПС - 30%, длина и ширина волновода - $300 \times 5 \text{ мкм}$, $\tau_R = 10^{-10} \text{ с}$, $\alpha_{cv}^* = 4 \cdot 10^{-4} \text{ мкм}^{-1}$, $\alpha_0 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ мкм}^{-1}$.

Внешние условия: $E_g - \hbar\omega = 20 \text{ мэВ}$, $T = 77 \text{ К}$, $V_0 = 0$, $R = 10 \text{ кОм}$.

в котором $\alpha = \alpha(V) = \alpha_0 + \alpha_{cv}^* + \alpha_{cv}(V)$ - модовый коэффициент затухания, учитывающий потери, не связанные с межзонным поглощением (α_0); межзонное поглощение, не зависящее от электрического поля (α_{cv}^*) и обусловленный эффектом Франца-Келдыша вклад в межзонное поглощение данной моды, зависящий от $V(\alpha_{cv}(V))$. Существенно, что электроабсорбционный вклад в затухание моды зависит только от напряжения на ДГС V и, таким образом, считается постоянным вдоль оси волновода. Последнее допущение сводится к пренебрежению влиянием накопления электронов в области ТПС на распределение потенциала поперек АО и требованию постоянства квазиуровня Ферми для дырок по всему объему АО. Критерии выполнения последнего условия, а также процедура расчета $\alpha_{cv}(V)$, основанная на решении уравнения Пуассона и методах теории возмущений для диэлектрических волноводов, приведены в [7, 13]. Для того, чтобы воспользоваться этими результатами при определении фотоотклика рассматриваемой структуры, необходимо найти связь между входной мощностью P_i и напряжением на ДГС V . Отсутствие зависимости α от z позволяет проинтегрировать (2) и уравнения непрерывности для неравновесных носителей заряда по объему волновода и записать следующие условия стационарного баланса токов:

$$j_g(P_i, V) = j_t(\bar{n}, V) + j_i(\bar{n}, V) + j_r(\bar{n}, V). \quad (3)$$

Здесь j_g - средняя по длине волновода L плотность генерационного тока:

$$j_g(P_i, V) = \frac{eP_i}{\hbar\omega} \cdot \frac{\alpha_{cv}(V) + \alpha_{cv}^*}{\alpha(V) \cdot L} \cdot \left(1 - \exp[-\alpha(V) \cdot L]\right), \quad (4)$$

а стоящие в правой части слагаемые, зависящие как от средней по длине волновода концентрации электронов на границе АО и ТРС \bar{n} , так и от напряжения V , учитывают, соответственно, туннельную (j_t), инжекционную (j_i) и рекомбинационную (j_r) компоненты средней плотности тока. Стационарный фототок, протекающий через нагрузку R (вставка на рис. 1) в рассматриваемых условиях равен произведению плотности туннельного тока j_t на площадь токособирающей поверхности N^+ -контакта S и связан с напряжениями V на ДГС и V_0 на внешнем источнике законом Кирхгоффа:

$$V = V_0 + j_t \cdot S \cdot R. \quad (5)$$

Величина j_t , т.е. плотность тока ТРС, может быть оценена выражением [16]

$$j_t = \frac{e v_T}{4} \cdot (\bar{n} - n_0) \cdot \int_0^{\infty} d\eta \cdot \exp(-\eta) \cdot D(\eta, T, F), \quad (6)$$

в котором v_T - средняя тепловая скорость электронов; n_0 - их концентрация на границе АО и ТРС в отсутствие тока (при совпадении квазиуровней Ферми электронов $\bar{\Phi}_e$ и $\bar{\Phi}_e'$ по обе стороны ТРС, см. зонную диаграмму на рис. 1); $D(\epsilon_{\perp}, F)$ - зависящий от энергии поперечного к плоскости ТРС движения электрона ϵ_{\perp} и напряженности электрического поля в области ТРС F коэффициент пропускания [19].

Средняя плотность инжекционного тока j_i , ввиду малости вероятности туннелирования дырок через ТРС, примерно совпадающего с электронным инжекционным током, может быть оценена формулой

$$j_i = j_s \cdot \left[\frac{\bar{n}}{n_0} \cdot \exp\left(\frac{eV}{T}\right) - 1 \right], \quad (7)$$

которая для $\bar{n} \rightarrow n_0$, т.е. в условиях неразрывности электронного квазиуровня Ферми через ТРС, переходит в обычную формулу Шокли [15].

Рекомбинационное слагаемое в (3) в приближении треугольной потенциальной ямы на границе ТРС и АО оценивается следующим соотношением:

$$j_r = \frac{\tau \bar{n}}{\tau_R F} \cdot \left[1 - \frac{n_0}{\bar{n}} \cdot \exp\left(-\frac{eV}{T}\right) \right], \quad (8)$$

где τ_R - время жизни неравновесных электронов, обусловленное их рекомбинацией через глубокие акцепторные центры.

Приведенные соотношения позволяют рассчитать стационарные чувствительность $S_p(V)$ и выходную мощность оптического сигнала $P_z = P_i \exp(-\alpha(V)L)$ по заданной его входной мощности P_i . При определении $S_p(V)$ для каждой пары значений V , P_i необходимо разрешить уравнения (3), (4), (6-8) относительно \bar{n} , после чего чувствительность находится из (6) как отношение $j_r L / P_i$. Результаты численного расчета $S_p(V)$ для волноводной $P^+Al_{0.1}Ga_{0.9}As / i-GaAs/N^+-Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ ДГС при температуре $T = 77$ К и значении входной мощности $P_i = 0,02$ мВт/мкм приводятся на вставке рис. 2. Видно, что эта характеристика имеет растущий участок, который в соответствии с критерием (1) может привести к неустойчивости элемента при его стационарном освещении даже при отсутствии внешнего источника напряжения ($V_0 = 0$). В области неустойчивости, отмеченной пунктирными линиями, при неизменной входной оптической мощности P_i напряжение на ДГС V может аperiodически переключаться из одного устойчивого состояния в другое, каждое из которых находится за пределами выполнения критерия (1). Поскольку $\alpha(V)$ - монотонная функция, постольку аналогичным же образом будет происходить переключение на передаточной мощностью характеристике $P_z(P_i)$. Для ее определения необходимо связать величину падения напряжения на ДГС V с входной оптической мощностью P_i , разрешая совместно уравнения (3-8). Численные расчеты удобно провести в параметрической форме, задавая напряжения V , V_0 и по ним определяя величины P_i и P_z [13]. Типичные характеристики $P_z(P_i)$, получающиеся в результате такой процедуры, приводятся на рис. 2. Видно наличие ярко выраженного S-образного участка на этих характеристиках, наличие которого и означает бистабильность рассматриваемого элемента при стационарном возбуждении. Заметим, что контрастность мощностной передаточной характеристики, т.е. отношение выходных мощностей в точке срыва $dP_z/dP_i = \infty$, составляет для выбранных параметров структуры ~ 3 , при сравнительно небольшой входной мощности $P_i \sim 0,03$ мВт/мкм и энергии переключения $\sim 10^{-12}$ Дж.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г о л с т и х и н В.И., Е л е н с к и й В.Г. // Зарубежная радиоэлектроника, 1988, В. 5, С. 45-84.
- [2] Р ы в к и н Б.С. // ФТП, 1985, Т. 19, В. 1, С. 3-27.
- [3] F o u c k h a r d t H., E b e l i n g K. // Opt. and Laser Techn. 1986, N 8, P. 203-207.

- [4] Аврутин Е.А., Бутусов Д.М., Гоцадзе Г.Г., Ларионов В.Р., Неменов М.И., Рывкин Б.С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 900-903.
- [5] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988. 518 с.
- [6] Рывкин Б.С. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 7. С. 1380-1384.
- [7] Толстихин В.И., Долманов И.Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 1997-2005.
- [8] Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegmann W., Wood T.H., Burrus C.A. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 1. P. 13-15.
- [9] Бутусов Д.М., Гоцадзе Г.Г., Рывкин Б.С. // ФТП. Т. 23. В. 9. С. 1601-1605.
- [10] Sakaki H., Kurata H., Yamaniichi M. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 1. P. 1, 2.
- [11] Yan R.H., Simes R.J., Ribot H., Gossard A.C. // Topical Meeting on Quantum Wells for Optics and Optoelectronics. Salt Lake City, 1989. P. MA3.
- [12] Долманов И.Н. Тез. докл. Всесоюз. науч. конф. "Фотоэлектрические явления в полупроводниках". Ташкент, 1989. С. 256-257.
- [13] Толстихин В.И., Долманов И.Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 2. С. 334-341.
- [14] Иванов А.Ю., Толстихин В.И. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 8. С. 63-69.
- [15] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984.
- [16] Долманов И.Н., Толстихин В.И., Еленский В.Г. // Зарубежная радиоэлектроника, 1990. В. 7. С. 39-63.
- [17] Carrasof F., Mohammed K., Cho A.Y. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22, N 9. P. 1853-1869.
- [18] Auston D.H. In: Picosecond Optoelectronic Devices. / Ed. by Lee C.H. Orlando, Academic Press. P. 73-117.
- [19] Долманов И.Н., Рыжий В.И., Толстихин В.И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 499-504.

Поступило в Редакцию
25 мая 1990 г.