

ЭЛЕКТРОАБСОРБИЦИОННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В ВОЛНОВОДНОЙ $P-i-N$ ДГС С ТУННЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНОЙ НАГРУЗКОЙ

Долманов И. Н., Толстихин В. И.

Построена теоретическая модель обусловленного эффектом Франца—Келдыша нелинейного фотоотклика волноводной $P-i-N$ ДГС с туннельно-резонансной нагрузкой и исследования условия возникновения в ней электроабсорбционной оптической бистабильности. Получены вольтамперные характеристики фотовозбужденной $P-i-N$ ДГС и туннельно-резонансной структуры, найдена мощностная оптическая передаточная характеристика рассматриваемого элемента, показано, что возможны гистерезис этой характеристики и оптическая бистабильность с высоким (> 10) отношением выходных мощностей во включенном и выключенном состояниях без использования внешнего источника напряжения.

Электроабсорбционные эффекты в полупроводниковых микроструктурах на основе твердых растворов $AlGaAs$ и $InGaAsP$ представляют значительный интерес с точки зрения создания различных нелинейных элементов, включая и бистабильные [1]. Физическая причина электроабсорбционной оптической нелинейности (ОН) прямозонных полупроводников — взаимозависимость темпа межзонного поглощения и электрического поля может быть реализована в любой фотодиодной структуре. Условия же получения оптической бистабильности (ОБ) определяются как типом структуры, так и спектральным составом излучения. Практически наиболее важными являются $P-i-N$ -двойные гетероструктуры (ДГС), в том числе и с квантовыми ямами в слабо легированной активной области (АО). Для последнего случая в условиях квантово-размерного эффекта Штарка [2] зависимость темпа межзонного поглощения от электрического поля имеет падающий участок в области экситонных пиков, что обеспечивает необходимую положительную обратную связь [3] и позволяет получить ОБ без каких-либо дополнительных внешних устройств [4]. Соответствующий бистабильный элемент весьма привлекателен для приложений [1], но имеет принципиальное ограничение по быстродействию [5]. Оно связано с инерционностью процесса туннелирования фотовозбужденных носителей, необходимого для их выноса из АО, и не позволяет продвинуться по временной шкале существенно ниже 1 нс. Свободными от этого ограничения являются обычные (без квантовых ям) $P-i-N$ ДГС, также имеющие небольшой, но заметный при комнатной температуре падающий участок на зависимости темпа межзонного поглощения от электрического поля для энергий квантов $\hbar\omega$, несколько превышающих ширину запрещенной зоны в АО \mathcal{E}_g [6], что, так же как в работе [4], позволяет получить положительную обратную связь и ОБ [1]. Однако коэффициент поглощения при этом для стандартных $P-i-N$ ДГС на $AlGaAs$ превышает 1 мкм^{-1} , что затрудняет использование эффекта в волноводных элементах, имеющих характерную длину свыше 100 мкм. Между тем во многих случаях, прежде всего связанных с необходимостью монолитной интеграции нелинейного элемента и источника излучения, предпочтительными являются именно волноводная геометрия [8] и соответственно область энергий квантов $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$. В этом же спектральном диапазоне межзонное поглощение в обычной $P-i-N$ ДГС обусловлено классическим эффектом Франца—Кел-

дыша и монотонно увеличивается с ростом поля, вследствие чего для получения ОБ требуется какое-либо внешнее устройство положительной обратной связи [1, 9]. Таким образом может, например, служить любой оптический резонатор [10], что, однако, накладывает жесткие ограничения на спектральный состав излучения и усложняет технологию. Альтернативный вариант состоит в использовании нагрузки с неоднозначной (N -образной) вольтамперной характеристикой (ВАХ). В общем виде эта идея высказывалась в работе [11], где в качестве фотоактивного элемента предлагалась $P-i-N$ ДГС с квантовыми ямами, а элемент с N -образной ВАХ не конкретизировался. Учитывая ограниченность быстродействия этой структуры, разумнее, на наш взгляд, использовать обычную $P-i-N$ ДГС с практически безынерционным (≤ 1 пс) фотооткликом и столь же быстродействующий элемент с N -образной ВАХ. Имея в виду то, что для получения ОБ он должен работать при низких плотностях тока и обладать высокой отрицательной крутизной ВАХ, естественным

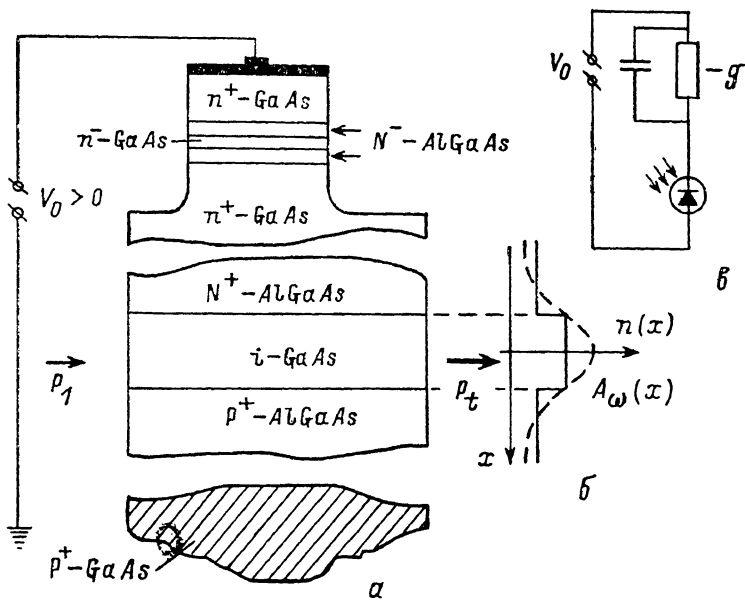


Рис. 1. Волноводная ДГС с туннельно-резонансной нагрузкой.

a — вертикальный разрез вертикально интегрированной структуры; b — распределение индекса рефракции и интенсивности основной моды в трехслойном волноводе; c — эквивалентная схема элемента.

представляется использовать в качестве такого элемента туннельно-резонансную структуру (ТРС) (см., например, [12]), вертикально интегрированную с волноводной $P-i-N$ ДГС. Цель настоящей работы состоит в построении теоретической модели нелинейного фотоотклика этой многослойной структуры и анализе условий получения в ней электроабсорбционной ОБ.

Вертикальный разрез и эквивалентная схема рассматриваемого оптоэлектронного устройства, а также профиль возбуждаемого волновода и распределение интенсивности его основной моды приведены на рис. 1. На рис. 2 даны зонные диаграммы ДГС (a) и ТРС (b), образующих два последовательно соединенных диода. Первый из них при межзонном поглощении в АО является одновременно и генератором тока, который, протекая через нагрузку, меняет напряжение на ДГС. В условиях, когда межзонное поглощение в АО определяется эффектом Франца—Келдыша и зависит от V , это приводит к самовоздействию оптического сигнала. Положительная обратная связь достигается лишь при наличии падающего участка на ВАХ нагрузки [11].

Для каждой возбуждаемой с частотой ω высокодобротной (т. е. затухающей на расстоянии, многократно превосходящем длину волны) волноводной моды вида

$$A_{\omega}(x, z) \exp(-i\omega t + i\beta_{\omega} z), \quad \lim_{|z| \rightarrow \infty} A_{\omega} = 0, \quad (1)$$

где A_ω , β_ω — векторный потенциал и постоянная распространения, распределение ее погонной (на единицу ширины волновода) оптической мощности

$$P(z) = (\omega\beta_\omega/8\pi) \int_{-\infty}^{\infty} dx |A_\omega|^2 \text{ вдоль оси } z \text{ описывается уравнением Буггера}$$

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

в котором α — модовый коэффициент поглощения, а P_i — погонная мощность моды на входе волновода (рис. 1, а). Задача расчета передаточной характеристики волновода, т. е. зависимости мощности на выходе волновода P_o от P_i , гистерезис которой соответствует ОБ, сводится к определению коэффициента поглощения данной моды как функции ее мощности и решению уравнения (2). В действительности, однако, модовый коэффициент поглощения в (2) при электроабсорбционной нелинейности есть функционал от напряженности самосогласованного электрического поля F . Для его построения воспользуемся развитым ранее в работе [13] подходом, суть которого состоит в следующем.

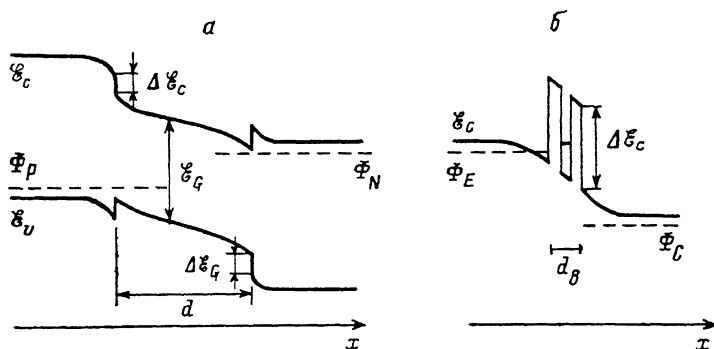


Рис. 2. Зонные диаграммы ДГС (а) и ТРС (б).

В рамках диэлектрического приближения и с учетом неравенства $\alpha \ll \beta_\omega$ величина α определяется соотношением [14]

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_F, \quad \alpha_F = \frac{\omega}{c\beta_\omega} \int_{-\infty}^{\infty} dx |A_\omega|^2 n [\alpha_{cr}(\omega, F) - \alpha_{cr}(\omega, 0)] \left/ \int_{-\infty}^{\infty} dx |A_\omega|^2 \right., \quad (3)$$

где α_0 — модовый коэффициент не зависящего от поля фонового поглощения; $n(x)$ — распределение решеточного индекса рефракции по сечению волновода (рис. 1, б); $\alpha_{cr}(\omega, F)$ — локальный коэффициент межзонного поглощения в условиях эффекта Франца—Келдыша, записываемый через функции Эйри [15]. Распределение самосогласованного электрического поля по ДГС дается совместным решением уравнения Пуассона и уравнений непрерывности при учете фотогенерации в узкозонной АО (рис. 2, а) [16]. С использованием ряда допущений [13], основное из которых состоит в требовании постоянства квазиуровней Ферми для неравновесных носителей по узкозонной АО и прилегающим к ней областям пространственного заряда в широкозонных контактных областях, т. е. накладывает ограничение на величину плотности протекающего через ДГС тока [16], задача сводится к решению одномерного уравнения Пуассона в АО и записывается в виде

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{z_A} \left[N_0 \exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right) - P_0 \exp\left(-\frac{e\varphi}{T}\right) - N_{DA} \right],$$

$$x = -\frac{d}{2} : \varphi = -\frac{T}{e} \left[\ln \frac{N_0}{N_D} - \frac{\Delta \xi_c}{T} + \frac{1}{2} \left(\frac{z_N}{z_A} l_{SN} \frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right], \quad (4)$$

$$x = \frac{d}{2} : \varphi = \frac{T}{e} \left[\ln \frac{P_0}{N_A} - \frac{\Delta \xi_v}{T} + \frac{1}{2} \left(\frac{z_P}{z_A} l_{SP} \frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right].$$

здесь $\varphi = -\int dx F(x)$ — потенциал самосогласованного поля, отсчитываемый от точки электронейтральности, концентрации электронов и дырок в которой определяются соотношениями

$$N_0 = \frac{1}{2} N_{DA} \left[\sqrt{1 + \frac{4N_{iA}^2}{N_{DA}^2} \exp\left(\frac{eV}{T}\right)} + 1 \right],$$

$$P_0 = \frac{1}{2} N_{DA} \left[\sqrt{1 + \frac{4N_{iA}^2}{N_{DA}^2} \exp\left(\frac{eV}{T}\right)} - 1 \right], \quad (5)$$

V_D и κ_N, N_A и κ_P, N_{DA} и κ_A — концентрации легирующих примесей и диэлектрические постоянные в N^+, P^+, n^- -слоях; N_{iA} — собственная концентрация в АО; l_{SN} и Φ_N, l_{SP} и Φ_P — дебаевские длины и уровни Ферми в N^+, P^+ -контактных областях; $V = (\Phi_N - \Phi_P)/e$ — падение напряжения на ДГС (рис. 2, а). В предположении о термоэмиссионном переносе электронов (дырок) через гетеропереходы и прилегающие к ним области пространственного заряда достаточные для постоянства квазиуровней Ферми основных носителей условия сводятся к ограничениям на величины загиба зон в контактных областях $e\varphi_{N, P}$ и логонного темпа генерации $G = \alpha_F P / \hbar \omega$ и могут быть представлены в виде неравенств

$$1 < \frac{e\varphi_{N, P}}{T} < \ln\left(\frac{0.25v_{TN, P} N_{D, A}}{G}\right), \quad (6)$$

где $v_{TN, P}$ — средняя тепловая скорость электронов (дырок) в $N^+ (P^+)$ -контактной области. Если они выполнены [численные оценки для актуальных значений фигурирующих в (6) величин приводятся далее], то квазиуровни Ферми для электронов и дырок в АО слабо отличаются от уровней Ферми соответственно в N^+ и P^+ -контактных областях. Это означает, что распределение самосогласованного поля $F(x)$, а вместе с ним и модовую постоянную межзонного поглощения α_F можно считать зависящими [в соответствии с (4)] только от напряжения на ДГС V и неизменными вдоль оси z . Тогда, интегрируя уравнения непрерывности по x и усредняя их [с учетом (2)] по z , получим следующее соотношение, связывающее оптическую мощность на входе волновода P_i , напряжение на ДГС V и плотность тока нагрузки J_L :

$$AJ_L = e \frac{v P_i}{\hbar \omega} \frac{\alpha_F}{a} [1 - \exp(-al)] - (J_s + edBN_{iA}^2) \left[\exp\left(\frac{eV}{T}\right) - 1 \right]. \quad (7)$$

Здесь A — отношение токособирающих поверхностей ТРС и ДГС, J_s — плотность темнового тока насыщения $P-i-N$ -диода, B — коэффициент излучательной рекомбинации в АО. Если известна зависимость J_L от $V_L = V_0 + V$, где $V_0 > 0$ — напряжение, задаваемое внешним источником (рис. 1), т. е. ВАХ нагрузки, то (3)–(5), (7) составляют замкнутую систему уравнений, позволяющую найти коэффициент пропускания волновода $K = \exp(-al)$ и оптическую мощность на выходе $P_i = KP_i$ как функции оптической мощности на входе P_i . Заметим, что критерий наличия гистерезиса на характеристике $P_i(P_i)$ может быть записан [для режима фототока, когда в правой части (7) доминирует первое слагаемое] в виде неравенств

$$\frac{d \ln J_L}{d \ln V_L} < \frac{1}{1-K} \frac{dK}{d \ln V} < 0, \quad (8)$$

непосредственно из которых и следует обязательность отрицательной дифференциальной проводимости нагрузки для получения электроабсорбционной ОБ при эффекте Франца—Келдыша.

Для определения ВАХ нагрузки $J_L(V_L)$ воспользуемся моделью, основанной на следующих допущениях. 1) Перенос заряда через ТРС осуществляется в режиме термоэмиссии, причем плотность тока J_L ограничена прозрачностью ТРС и много меньше плотностей токов термоэмиссии эмиттерного и коллекторного n^+ -слоев. Это позволяет считать квазиуровни Ферми для электронов

в этих слоях постоянными и равными соответственно уровням Ферми в глубине эмиттера Φ_E и коллектора Φ_C (рис. 2, б). 2) Накопление электронов в квантовых яме ТРС несущественно. Это обстоятельство допускает использование приближения однородности электрического поля по ТРС, в рамках которого коэффициент ее прозрачности D зависит только от нормальной компоненты кинетической энергии электрона η (нормированной на температуру) и напряженности этого поля F_B и записывается в функциях Эйри [17]. В результате плотность тока нагрузки может быть представлена в виде разницы плотностей термоэмиссионных токов эмиттера и коллектора через ТРС и при учете вырождения n^+ -слоев равна

$$J_L = 0.25v_{TE}N_{CE} \int_0^{\infty} d\eta \ln [1 + \exp(\xi_E + \psi_E - \eta)] D_E(\eta, F_B) - \\ - 0.25v_{TC}N_{CC} \int_0^{\infty} d\eta \ln [1 + \exp(\xi_C - \psi_C - \eta)] D_C(\eta, F_B). \quad (9)$$

Здесь v_{TE} и N_{CE} (v_{TC} и N_{CC}) — тепловая скорость электронов и плотность состояний s -зоны в эмиттере (коллекторе), $\psi_{E, C} = e \varphi_{E, C} / T > 0$ — нормированные загибы зон в областях пространственного заряда эмиттера и коллектора, $\xi_{E, C}$ — величины, определяемые соотношениями

$$\mathcal{F}_{1/2}(\xi_{E, C}) = N_{DE, C} / N_{CE, C}, \quad (10)$$

в которых $\mathcal{F}_\alpha(\xi)$ — фермиевский интеграл порядка α , а $N_{DE, C}$ — концентрации донорных примесей в эмиттерном и коллекторном n^+ -слоях; $D_{E, C}$ — коэффициенты прозрачности для электронов, инжектируемых из эмиттера и коллектора. Неравенство этих коэффициентов связано только с различием уровней отсчета энергии электронов, т. е. с разницей в положении края зоны проводимости по обе стороны ТРС. (Алгоритм и результаты расчета коэффициента прозрачности ТРС см. в работе [17]). Таким образом, задача построения ВАХ туннельно-резонансной нагрузки $J_L(V_L)$ сводится к отысканию зависимостей величин $\psi_{E, C}$ и F_B от напряжения V_L . С учетом допущения о постоянстве квазиуровней Ферми в эмиттерной и коллекторной областях пространственного заряда эти зависимости определяются соотношениями

$$\frac{\mathcal{F}_{1/2}(\xi_E + \psi_E) - \mathcal{F}_{1/2}(\xi_E)}{\mathcal{F}_{1/2}(\xi_E)} - \psi_E = \frac{\kappa_E}{\kappa_C} \frac{\kappa_B F_B^2}{8\pi N_{DE} T}, \\ \frac{\mathcal{F}_{1/2}(\xi_C - \psi_C) - \mathcal{F}_{1/2}(\xi_C)}{\mathcal{F}_{1/2}(\xi_C)} - \psi_C = \frac{\kappa_B}{\kappa_C} \frac{\kappa_B F_B^2}{8\pi N_{DC} T}, \\ F_B = \frac{1}{d_B} \left[V_L - \frac{T}{e} (\xi_E + \psi_E) + \frac{T}{e} (\xi_C - \psi_C) \right], \quad (11)$$

которые следуют из решения уравнения Пуассона для структуры с зонной диаграммой, изображенной на рис. 2, б, и в которых $\kappa_{E, C}$ и κ_B — диэлектрические постоянные эмиттерного, коллекторного и базового слоев диода, d_B — толщина слоя этого. Теперь (9)–(11) составляют замкнутую систему уравнений для нахождения ВАХ $J_L(V_L)$ и, следовательно, совместно с (3)–(5), (7) позволяют рассчитать искомую оптическую передаточную характеристику рассматриваемой структуры $P_i(P_i)$.

Численные расчеты проводятся в параметрической форме (с использованием в качестве параметра напряжения на ТРС V_L) по следующей схеме (см. также [13]). При заданном внешнем напряжении $V_0 \geq 0$ для каждого значения V_L ($0 \leq V_L \leq V_0$) разрешаются относительно $\psi_{E, C}$, F_B уравнения (11) и по формуле (9) (с использованием алгоритма расчета коэффициентов прозрачности $D_{E, C}(\eta, F_B)$ из работы [17]) вычисляется плотность тока туннельно-резонансной нагрузки J_L . Далее, для каждого же значения $V = -V_0 + V_L$ разрешаются уравнения (4), (5) и таким образом определяется соответствующее этому значению напряжения на ДГС распределение электрического поля в АО. По найденному

распределению поля $F(x)$ в рамках локально-полевой аппроксимации [1] для любой точки внутри АО определяется коэффициент межзонного поглощения в условиях эффекта Франца—Келдыша α_{ω} (ω, F) [15], и по формуле (3) вычисляются постоянные затухания волноводных мод α , а также соответствующие им коэффициенты пропускания K . После этого из (7) находится соответствующая данному значению V_L оптическая мощность на входе волновода P_i . Оптическая мощность на выходе волновода определяется как $P_t = KP_i$.

Результаты проведенного таким образом расчета для основной моды симметричного трехслойного волновода (рис. 1, б) представлены на рис. 3, 4. Они относятся к случаю отсутствия внешнего источника напряжения ($V_0=0$), наиболее интересного практически, так как при этом рассматриваемый нелинейный элемент является по существу чисто оптическим. Параметры структуры излучения здесь выбраны таким образом, чтобы, с одной стороны, в отсутствие внешнего напряжения достигался достаточный для работы элемента уровень

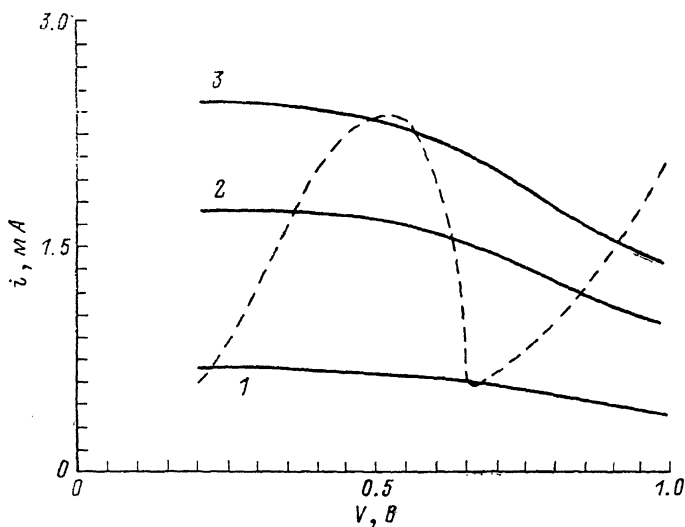


рис. 3. ВАХ фотовозбужденной волноводной $P-i-N$ ДСГ (сплошные линии) и туннельно-резонансной нагрузки (штриховые).

Параметры структуры: ДГС $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. $x=0.3$; $N_A=1 \cdot 10^{18}$, $N_D=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $n=10^{18} \text{ см}^{-3}$; $d=0.2 \text{ мкм}$; $l=200 \text{ мкм}$; площадь ДГС $S=2 \cdot 10^8 \text{ мкм}^2$. ТРС $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. $x=0.3$; $N_{DE}=5 \cdot 10^{16}$, $N_{DC}=1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $d_B=150 \text{ \AA}$; ширина квантовой ямы равна 50 \AA . $A=0.025$; $\epsilon_G - \hbar\omega=30 \text{ мэВ}$; $V_0=0 \text{ В}$. P_i , мВт/мкм: 1 — 0.1, 2 — 0.25, 3 — 0.35.

фотогенерации в АО, а с другой стороны, чтобы затухание сигнала на длине волновода $l \geq 100 \text{ мкм}$ не было чрезмерно большим. На рис. 3 приводятся интегральные ВАХ фотовозбужденной волноводной $P-i-N$ ДГС [т. е. зависимость правой части в (7) от V] и туннельно-резонансной нагрузки. На ВАХ $P-i-N$ ДГС с выбранными параметрами и уровнем возбуждения, соответствующим $P_i \sim 0.5 \text{ мВт/мкм}$, можно условно выделить три участка: во-первых, область малых прямых смещений ($V \leq 0.5 \text{ В}$) и сильного поглощения, когда $al > 1$ и величина фототока определяется только оптической мощностью на входе волновода, инжекционный и рекомбинационный токи [второе слагаемое в правой части (7)] при этом малы по сравнению с фототоком, вследствие чего ВАХ имеет здесь участок насыщения; во-вторых, промежуточную область ($0.5 \leq V \leq 1 \text{ В}$; $al \sim 1$), для которой характерен достаточно плавный спад фототока из-за насыщения межзонного поглощения, обусловленного эффектом Франца—Келдыша, инжекционный и рекомбинационный токи здесь по-прежнему малы; наконец, область больших прямых смещений ($V > 1 \text{ В}$, отсутствует на рисунке), соответствующую слабому межзонному поглощению $al < 1$ и переходу к доминированию инжекционного и рекомбинационного токов, для нее характерны смена знака результирующего тока $P-i-N$ ДГС и резкое (экспоненциальное) его нарастание по абсолютной величине. ВАХ туннельно-резонансной нагрузки также имеет три ярко выраженных участка, первый из кото-

рых (растущий) обусловлен опусканием основного уровня резонансного туннелирования (рис. 2, б) к уровню дна зоны проводимости на краю эмиттера, второй (падающий) — отсечкой резонансного тока при инверсии этих уровней, третий (растущий) — усилением резонансного тока через высшие уровни и пересечением резонансного надбарьерного тока (подробнее см. [12, 17]). При достаточно высокой крутизне падающего участка ВАХ нагрузки, определяемой критерием (8), она трижды пересекается с ВАХ фотовозбужденной $P-i-N$ ДГС, что и соответствует неоднозначности зависимости $P_t(P_i)$. Результаты численного расчета этой зависимости приводятся на рис. 4. Видно, что для выбранных параметров структуры переключение на передаточной характеристике и ОБ достигается при сравнительно небольших значениях оптической мощности на входе волновода $P_i \leq 1$ мВт/мкм. С увеличением дефицита энергии фотона $\mathcal{E}_G - \hbar\omega$ область неоднозначности характеристики смещается в сторону больших P_i , а отношение выходных мощностей в точках переключения уменьшается. Однако для при-

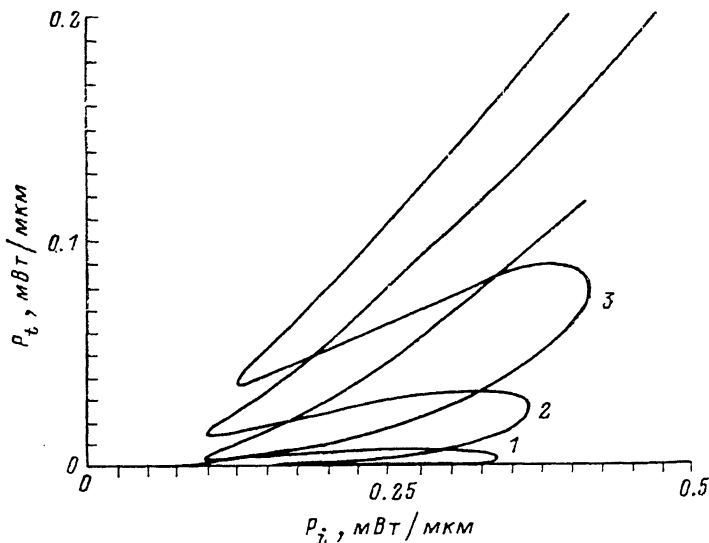


Рис. 4. Мощностные передаточные характеристики $P_t(P_i)$ волноводной $P-i-N$ ДГС с туннельно-резонансной нагрузкой.

Параметры структуры те же, что и на рис. 3. $V_0 = 0$ В. $\mathcal{E}_G - \hbar\omega$, мэВ: 1 — 30, 2 — 35, 3 — 40.

веденных на рис. 4 примеров расчета, соответствующих $\mathcal{E}_G - \hbar\omega = 30 \div 40$ мэВ, это отношение оказывается достаточно высоким, составляя ~ 10 для переключения волновода в просветленное состояние и еще больше для переключения волновода в затемненное состояние. Заметим, что для электроабсорбционных бистабильных элементов, работающих в области энергий квантов $\hbar\omega \geq \mathcal{E}_G$, разница выходных мощностей в просветленном и затемненном состояниях намного меньше и не превышает нескольких десятков процентов [4, 7], что обусловлено относительно слабой электроабсорбцией на фоне сильного межзонного поглощения. Смещение же по шкале дефицитов энергий в область $\mathcal{E}_G - \hbar\omega < 30$ мэВ при использовании волноводной геометрии неприемлемо, так как на длине $l \geq 100$ мкм приводит к многократному ослаблению сигнала даже в просветленном состоянии волновода.

В заключение приведем оценки, подтверждающие адекватность использованной в работе модели нелинейного фотоотклика волноводной $P-i-N$ ДГС, основанной на допущении о постоянстве квазиуровневой Ферми. Для варианта расчета, соответствующего $\mathcal{E}_G - \hbar\omega = 30$ мэВ (рис. 4, кривая 1) в области переключения в просветленное состояние, соответствующей максимальному фототоку ($P_i \sim 0.35$ мВт/мкм), имеем для загибов зон в N^+ - и P^+ -областях $e\varphi_N/T \approx 1$, $e\varphi_P/T \approx 3.7$, тогда как $G \approx 0.5 \cdot 10^{21}$ с $^{-1}$.см $^{-2}$ и $\ln(0.25 v_{TN} p N_D A/G)$ составляют ≈ 9.2 и ≈ 7.9 соответственно для основных носителей в N^+ - и P^+ -контактных областях. Таким образом, критерий (6), а вместе с ним и условия применимости модели выполняются.

Список литературы

- [1] Толстихин В. И., Еленский В. Г. // Зарубежн. радиоэлектрон. 1988. № 5. С. 45—64.
- [2] Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 2. P. 2173—2176.
- [3] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. М., 1988. 518 с.
- [4] Miller D. A. B., Chemla D. S., Samen T. C. et al. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 1. P. 13—15.
- [5] Бутусов Д. М., Годадзе Г. Г., Рывкин Б. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1601—1605.
- [6] Александров С. Н., Иванов М. Г., Немцов М. И. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 703—706.
- [7] Ruykin B. S. // Phys. St. Sol. (B). 1988. V. 150. P. 567—574.
- [8] Хансперджер Р. Интегральная оптика. М., 1986. 379 с.
- [9] Рывкин Б. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 3—27.
- [10] Рывкин Б. С. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 7. С. 1380—1384.
- [11] Sakaki H., Kurata H., Yamanishi M. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 1. P. 1—2.
- [12] Тагер А. С. // Электрон. техн. Сер. 1. 1987. № 9 (403). С. 21—34.
- [13] Толстихин В. И., Долманов И. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 1997—2005.
- [14] Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М., 1984. 512 с.
- [15] Segaphin B., Bottka N. // Phys. Rev. 1965. V. 139. N 2. P. A560—A566.
- [16] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [17] Долманов И. Н., Рыжий В. И., Толстихин В. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 499—504.

Получена 17.08.1989
Принята к печати 16.10.1989