

# Оптическая бистабильность и неустойчивость в полупроводнике при температурной зависимости времени релаксации свободных носителей заряда и их равновесной концентрации

© О.С. Бондаренко, Т.М. Лысак, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

(Получена 19 октября 1999 г. Принята к печати 15 марта 2000 г.)

Рассматривается влияние температурной зависимости времени релаксации свободных электронов и их равновесной концентрации на реализацию оптической бистабильности и неустойчивость стационарных состояний. Рассмотрение проводится в рамках модели, описывающей процесс взаимодействия оптического излучения с полупроводником, при различных предположениях относительно условий этого взаимодействия.

## Введение

Явление оптической бистабильности (ОБ) на протяжении многих лет привлекает внимание различных авторов [1–3] в связи с оптическими методами обработки информации, а также в перспективе — в связи с созданием оптических компьютеров. При этом поиск новых материалов и механизмов нелинейности для реализации ОБ с целью минимизации энергозатрат и времени на акт переключения из одного состояния в другое представляет по-прежнему актуальную проблему.

Для практики весьма важным является вопрос об устойчивости бистабильных состояний, так как от этого зависит надежность хранения информации. Напомним, что применительно к химически активным газовым средам существование различных пространственно неоднородных нестационарных структур исследовалось в работе [4]. В выполненных нами работах [5–7] на примере безрезонаторной ОБ в полупроводниках было показано, что при учете температурной зависимости времени релаксации свободных носителей заряда возможно развитие неустойчивости, как правило, на верхней ветви бистабильной зависимости температуры от входной интенсивности пучка излучения. Это приводит к самопереключению системы ОБ из верхнего состояния в нижнее и потере хранимой информации. В пространственно неоднородной системе существование неустойчивости приводит к развитию сложных периодических структур, колеблющихся одновременно с несколькими разными периодами, что и является причиной формирования последовательности доменов высокого поглощения.

Другое важное проявление температурной зависимости времени релаксации заключается в возможности реализации нового типа оптической бистабильности — релаксационной бистабильности [7], названной так из-за механизма нелинейности, при котором она появляется. Однако с ростом температуры изменяется также и равновесная концентрация свободных электронов [8,9]. Ее влияние на реализацию ОБ и неустойчивость одного из бистабильных состояний, которая может принципиально изменить динамику формирования волн переключения,

есть предмет настоящей работы. Заметим также, что рассматриваемые далее закономерности могут быть обобщены на случай воздействия лазерного излучения на газовые смеси (в том числе и химически активные) при поглощении световой энергии колебательными уровнями молекул.

## 1. Основные уравнения

Для выявления влияния температурной зависимости равновесной концентрации свободных носителей заряда на реализацию ОБ и устойчивость ее стационарных состояний рассмотрим взаимодействие лазерного излучения с полупроводником в рамках оптически тонкого слоя, считая, что во всех продольных сечениях взаимодействие происходит одинаково. При этом будем рассматривать лишь приосевую область пучка, аппроксимируя поперечные диффузию и теплопроводность стоковыми слагаемыми. Заметим, что такое приближение широко встречается в литературе [1–3] именно для качественного анализа происходящих в подобной системе процессов. Также учтем фотогенерацию свободных электронов, например, с примесного уровня, полагая, что в анализируемой нами ситуации истощение примесного уровня незначительно, а насыщение перехода может иметь место лишь из-за динамического эффекта Бурштейна–Мосса [8,9]. Процесс генерации свободных зарядов происходит под действием лазерного излучения с длиной волны, лежащей либо вблизи края фундаментального поглощения (в этом случае учитывается его температурный сдвиг), либо вдали от него (тогда коэффициент поглощения считается неизменным по температуре).

В проводимом анализе рекомбинация электронов из зоны проводимости описывается либо модельным линейным по концентрации слагаемым, соответствующим непрямым переходам из зоны проводимости на донорный уровень, либо рассматривается механизм рекомбинации Оже.

Резюмируя данные предположения, получим, что процесс взаимодействия оптического излучения с полупро-

водником в рамках точечной модели описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \delta(n, T)I - R(n, T) - \frac{n}{\tau_D}, \\ \frac{dT}{dt} &= qR(n, T) - T, \end{aligned} \quad (1)$$

для двух видов рекомбинации свободных носителей зарядов:

$$R(n, T) = \frac{1}{\tau_p(T)} \begin{cases} n - n_0(T), \\ n[n^2 - n_0^2(T)], \end{cases} \quad (2.1)$$

$$(2.2)$$

где  $I$  — входная интенсивность излучения,  $n_0(T)$  — равновесное значение концентрации свободных носителей заряда, достигаемое при данной решеточной температуре,  $\tau_p(T)$  — время их релаксации,  $T$  — изменение температуры полупроводника относительно невозмущенного ее значения  $T_0$ . Температура нормирована на энергию перехода. Стоковое слагаемое в уравнении относительно температуры системы (1) описывает теплоотвод с оси лазерного пучка. На характерное время теплоотвода нормировано время  $t$ . Концентрация свободных носителей заряда измеряется в единицах максимально возможной концентрации, достижимой в данных условиях (при  $t = 0$ ), величина  $q$  характеризует долю поглощенной энергии лазерного излучения, затрачиваемую на нагрев полупроводника при рекомбинации электронов. Параметр  $\tau_D$  в (1) характеризует отток свободных носителей заряда из приосевой области, занятой лазерным пучком. По своему смыслу он не может принимать как отрицательные значения, так и быть равным нулю.

В зависимости от условий воздействия лазерного излучения на полупроводник коэффициент поглощения выбирается в виде [8,9]

$$\delta(n, T) = \begin{cases} 1, \\ \exp\left(-\frac{1}{T+T_0}\right), \\ (1-n)\exp\left(-\frac{1}{T+T_0}\right). \end{cases} \quad (3.1)$$

$$(3.2)$$

$$(3.3)$$

В первом случае энергия кванта излучения превосходит энергию перехода электрона в зону проводимости. Второй случай, как известно, реализуется при световой волне с частотой, близкой к частоте края поглощения на данном переходе. Для третьей зависимости учитывается еще и его динамическое насыщение.

Температурная зависимость времени релаксации аппроксимируется следующим образом:

$$\tau_p(T) = \tau_{pm} \begin{cases} 1, \\ \exp\left(-\frac{T}{\beta}\right), \end{cases} \quad (4.1)$$

$$(4.2)$$

где  $\tau_{pm}$  — максимальное значение времени релаксации,  $\beta$  характеризует скорость уменьшения времени релаксации с ростом температуры. В предположении линейного

поглощения (3.1) температура может быть перенормирована на  $\beta$ ; в остальных случаях будем полагать  $\beta$  равным 1.

Равновесное значение концентрации в зоне проводимости аппроксимируется функцией [8,9]

$$n_0(T) = a \left(\frac{T}{T_b}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{1}{T+T_0}\right). \quad (5)$$

Параметры  $a$  и  $T_b$  — положительные константы. Начальные условия для системы уравнений (1), исходя из введенных безразмерных переменных, имеют вид

$$T|_{t=0} = 0, \quad n|_{t=0} = n_0 = n(T_0). \quad (6)$$

С целью выяснения условий существования бистабильности и наличия неустойчивости по крайней мере одного из бистабильных состояний проводилось исследование характера стационарной зависимости температуры  $T$  от входной интенсивности пучка  $I$ . Оно базировалось на основе линейного анализа устойчивости стационарных состояний системы (1).

## 2. Результаты исследований

Прежде чем переходить к обсуждению результатов проведенного анализа, следует подчеркнуть, что зависимость времени релаксации от температуры образует положительную обратную связь. Так, увеличение температуры вызывает уменьшение времени релаксации. Это в свою очередь приводит к увеличению выделения тепла и ускорению процесса рекомбинации. В случае нелинейной зависимости коэффициента поглощения от температуры увеличение температуры также вызывает дальнейший рост вклада световой энергии в энергию среды.

Если в рассматриваемой ситуации равновесная концентрация свободных электронов зависит от температуры, то эта зависимость реализует отрицательную обратную связь: рост температуры среды приводит к увеличению равновесной концентрации. Вследствие этого уменьшается скорость рекомбинации и в результате уменьшается выделение тепла, что приводит к уменьшению вклада световой энергии в энергию среды.

Одновременный учет температурной зависимости этих характеристик может качественно трансформировать проявление абсорбционной ОБ, основанной на нелинейной зависимости коэффициента поглощения. В результате проведенного анализа было установлено, что для обоих механизмов рекомбинации неустойчивость бистабильных состояний (верхних или нижних, или одновременно и тех и других) возможна лишь в случае нелинейной зависимости времени релаксации свободных электронов от температуры  $\tau_p(T)$ . При этом участки неустойчивости локализуются преимущественно на верхней ветви бистабильной зависимости даже при реализации мультистабильности, описанной в работе [10].

Для выявления влияния различных физических факторов на появление неустойчивых состояний (в рассматриваемой ситуации воздействия лазерного излучения на полупроводник) отдельно рассмотрим случай линейной рекомбинации, соответствующий, например, слабому возбуждению донорных уровней, и рекомбинацию Оже. Сравнение результатов этих двух случаев позволяет прояснить роль концентрационной зависимости скорости рекомбинации при формировании бистабильных и мультистабильных состояний и их устойчивости.

**2.1. Линейная по концентрации рекомбинация**

В случае линейной по концентрации зависимости рекомбинации существует два механизма возникновения оптической бистабильности: абсорбционная ОБ [1,3] и релаксационная ОБ [7]. Одновременное наличие двух указанных механизмов приводит к увеличению областей значений параметров, для которых имеет место бистабильность, а также к возможности реализации мультистабильности [10]. При этом температурная зависимость равновесной концентрации свободных электронов  $n_0(T)$  может сужать область бистабильности и сближать значения температур переключения.

Реализация участков неустойчивости (неустойчивых узлов и фокусов) на зависимости  $T$  от  $I$  возможна лишь за счет нелинейности времени релаксации  $\tau_p(T)$  независимо от существования ОБ и мультистабильности. При этом температурная зависимость  $n_0(T)$  и нелинейное поглощение уменьшают область значений параметров, при которых она реализуется. Важно подчеркнуть, что стабилизирующая роль нелинейного поглощения проявляется при относительно небольших значениях параметра  $\tau_D$ , характеризующего диффузию свободных электронов (для рассматриваемого значения параметра  $\beta$ , равного 1, стабилизирующая роль нелинейного поглощения проявляется при значениях  $\tau_D$ , находящихся приблизительно в интервале от 1.62 до 3.08). При больших значениях  $\tau_D$  граница области неустойчивости не зависит от конкретного вида коэффициента поглощения ((3.1), (3.2) или (3.3)). Отметим, что изменение параметра  $\tau_D$  при прочих равных условиях соответствует изменению характерного радиуса воздействующего светового пучка: уменьшение  $\tau_D$  означает переход к более узким световым пучкам.

**2.1.1. Линейное поглощение ( $\delta(n, T) \equiv 1$ ).** Рассмотрим развитие неустойчивости бистабильных состояний при воздействии лазерного излучения с длиной волны вдали от края фундаментального поглощения, предполагая при этом ненасыщаемость перехода (коэффициент поглощения (3.1)) и учитывая температурную зависимость времени релаксации (4.2). Следовательно, в данном случае реализация ОБ имеет релаксационную природу. Результаты расчетов, иллюстрирующие различные режимы взаимодействия, представлены на рис. 1. Граница области неустойчивости (сплошная линия) и

**Таблица 1.** Зависимости температур (интенсивностей) переключения в верхнее  $T_{\uparrow}$  ( $I_{\uparrow}$ ) и нижнее  $T_{\downarrow}$  ( $I_{\downarrow}$ ) состояния системы, температурного интервала ( $T_{\omega_1}, T_{\omega_2}$ ) и соответствующего интервала интенсивностей ( $I_{\omega_1}, I_{\omega_2}$ ) от максимального значения времени рекомбинации  $\tau_{pm}$  в случае линейной по концентрации рекомбинации и нелинейной температурной зависимости времени релаксации  $\tau_p(T)$  для  $a = 0, q = 13, T_0 = 0.16, \beta = 1, \tau_D = 2 \cdot 10^6$

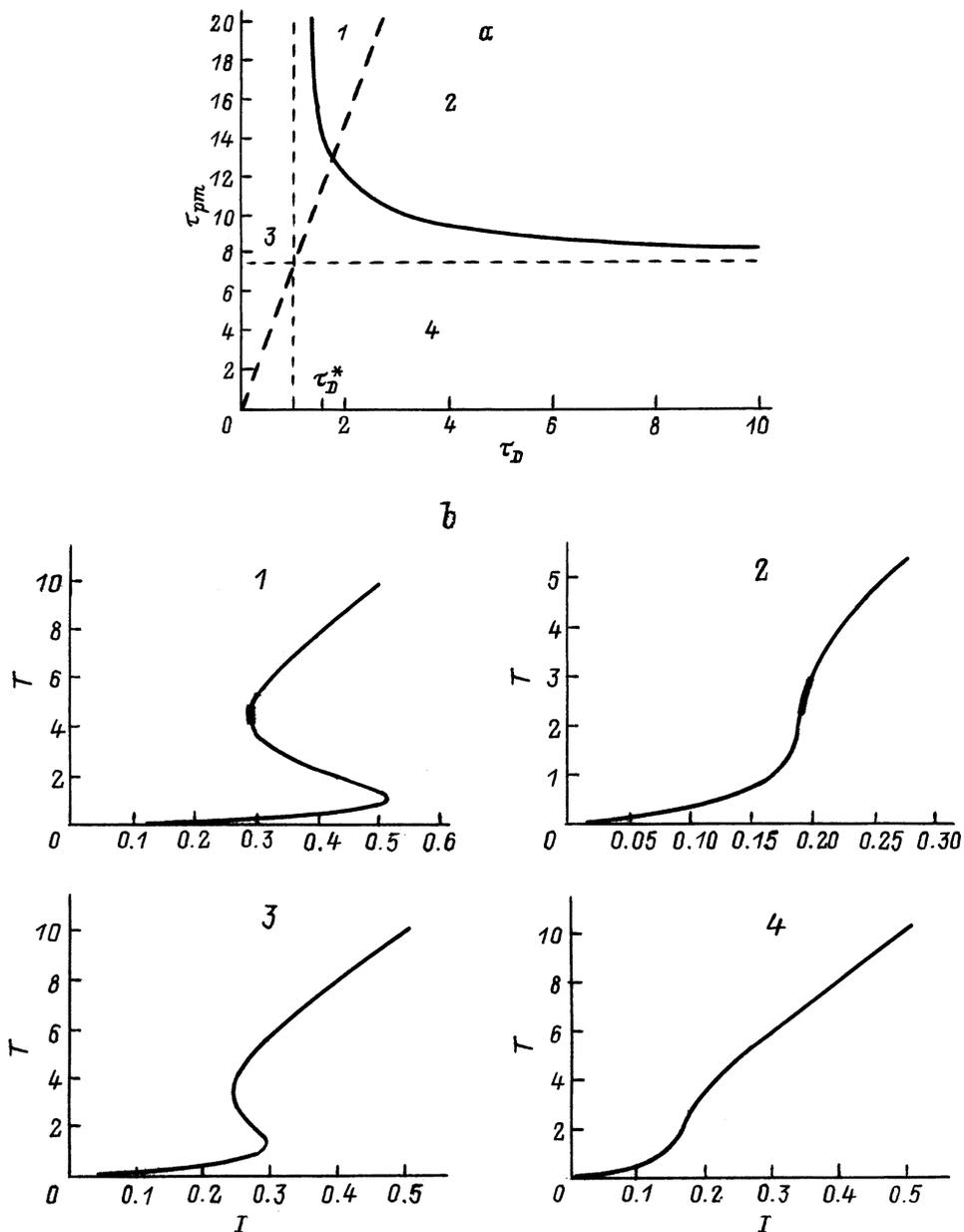
	Бистабильность				Неустойчивость			
$\delta(n, T) = 1$								
$\tau_{pm}$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$	$T_{\omega_1}$	$T_{\omega_2}$	$I_{\omega_1}$	$I_{\omega_2}$
7.3	—	—	—	—	—	—	—	—
7.4	—	—	—	—	1.95	2.05	0.15	0.16
8.0	—	—	—	—	1.65	2.45	0.13	0.19
10.0	—	—	—	—	1.41	2.99	0.11	0.23
$\delta(n, T) = \delta(T) = \exp\left(-\frac{1}{T+T_0}\right)$								
$\tau_{pm}$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$	$T_{\omega_1}$	$T_{\omega_2}$	$I_{\omega_1}$	$I_{\omega_2}$
7.3	0.04	0.64	0.46	0.17	—	—	—	—
7.4	0.04	0.64	0.46	0.17	1.95	2.05	0.24	0.25
8.0	0.04	0.64	0.46	0.17	1.65	2.45	0.22	0.28
10.0	0.04	0.64	0.46	0.17	1.41	2.99	0.21	0.32
$\delta(n, T) = (1 - n) \exp\left(-\frac{1}{T+T_0}\right)$								
$\tau_{pm}$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$	$T_{\omega_1}$	$T_{\omega_2}$	$I_{\omega_1}$	$I_{\omega_2}$
7.3	0.04	0.54	0.47	0.21	—	—	—	—
7.4	0.04	0.54	0.47	0.21	—	—	—	—
8.0	0.04	0.53	0.47	0.22	—	—	—	—
10.0	0.04	0.50	0.47	0.23	1.75	2.64	0.30	0.34

граница области бистабильности (пунктирная линия) разбивают плоскость параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  на четыре области (рис. 1, а). Для областей 1 и 3 характерно наличие ОБ, для областей 1 и 2 — наличие участков неустойчивости типа неустойчивых узлов (экспоненциальное нарастание сколь угодно малых возмущений) и неустойчивых фокусов (любые сколь угодно малые возмущения приводят к развитию колебаний). Соотношения, описывающие границы областей бистабильности и неустойчивости, приведены в *Приложении* (П.1.1–П.2).

Отметим, что для исследования процессов самопроизвольного переключения системы из одного бистабильного состояния в другое (потеря хранимой информации) особый интерес представляют значения параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  из областей 1 на рис. 1, а. В этой области существует ОБ. Она реализуется, если характерные времена  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  удовлетворяют неравенству

$$\tau_{pm} > e^2 \tau_D \tag{7}$$

и ее состояния на нижней ветви устойчивы для  $T < \beta$ . Однако может присутствовать участок неустойчивости



**Рис. 1.** *a* — области реализации неустойчивости и бистабильности на плоскости параметров  $\tau_{pm}$ ,  $\tau_D$  для случая линейной по концентрации рекомбинации, линейного коэффициента поглощения и отсутствия температурной зависимости равновесной концентрации электронов. Сплошная линия разделяет плоскость на реализацию устойчивых и неустойчивых стационаров. Штриховая прямая отделяет область реализации оптической бистабильности релаксационного типа. Пунктирные прямые являются асимптотами сплошной линии. На рисунке указана характерная точка  $\tau_D^*$  (см. Приложение П.1.1, П.1.2). *b* — характерные зависимости температуры  $T$  от интенсивности  $I$  для каждой из областей 1–4 (рис. 1, *a*) при  $\tau_{pm} = 50$  и  $\tau_D = 2$  (1);  $\tau_{pm} = 13$  и  $\tau_D = 2$  (2);  $\tau_{pm} = 13$  и  $\tau_D = 1$  (3);  $\tau_{pm} = 10$  и  $\tau_D = 2$  (4). Значения остальных параметров:  $q = 20$ ,  $\beta = 1$ . Сплошные кривые соответствуют устойчивым состояниям; отмечены участки неустойчивости, соответствующие колебательному нарастанию малых возмущений, и участок неустойчивости (наиболее жирная линия), соответствующий экспоненциальному нарастанию возмущений.

преимущественно на верхней ветви. Эти значения температуры  $T$ , соответствующие неустойчивым стационарам, лежат в окрестности состояния  $T = (2 + 1/\tau_D)\beta$ . Важно подчеркнуть, что развитие колебательных процессов из сколь угодно малых возмущений (равно как и экспоненциальное нарастание сколь угодно малых возмущений) в системе невозможно для значений параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$ ,

удовлетворяющих неравенствам

$$\tau_{pm} < \exp\left(2 + \frac{1}{\tau_D}\right) \quad \text{или} \quad \tau_D < 1. \quad (8)$$

Из проведенного анализа следует, что при фиксированном значении оттока свободных электронов из области,

**Таблица 2.** Зависимости температур (интенсивностей) переключения в верхнее  $T_{\uparrow}$  ( $I_{\uparrow}$ ) и нижнее  $T_{\downarrow}$  ( $I_{\downarrow}$ ) состояния системы, температурного интервала ( $T_{\omega_1}$ ,  $T_{\omega_2}$ ) и соответствующего интервала интенсивностей ( $I_{\omega_1}$ ,  $I_{\omega_2}$ ) от параметра  $q$ , характеризующего разогрев полупроводника при рекомбинации свободных электронов, в случае линейной по концентрации рекомбинации и нелинейной температурной зависимости времени релаксации  $\tau_p(T)$  для  $a = 0$ ,  $\tau_{pm} = 10$ ,  $T_0 = 0.16$ ,  $\beta = 1$ ,  $\tau_D = 2 \cdot 10^6$

		Бистабильность				Неустойчивость			
$\delta(n, T) = 1$									
$q$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$	$T_{\omega_1}$	$T_{\omega_2}$	$I_{\omega_1}$	$I_{\omega_2}$	
8	—	—	—	—	1.41	2.99	0.18	0.37	
10	—	—	—	—	1.41	2.99	0.14	0.30	
13	—	—	—	—	1.41	2.99	0.11	0.23	
20	—	—	—	—	1.41	2.99	0.07	0.15	
$\delta(n, T) = \delta(T) = \exp\left(-\frac{1}{T+T_0}\right)$									
$q$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$	$T_{\omega_1}$	$T_{\omega_2}$	$I_{\omega_1}$	$I_{\omega_2}$	
8	0.04	0.64	0.74	0.28	1.41	2.99	0.33	0.51	
10	0.04	0.64	0.59	0.22	1.41	2.99	0.27	0.41	
13	0.04	0.64	0.46	0.17	1.41	2.99	0.21	0.32	
20	0.04	0.64	0.30	0.11	1.41	2.99	0.13	0.21	
$\delta(n, T) = (1 - n) \exp\left(-\frac{1}{T+T_0}\right)$									
$q$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$	$T_{\omega_1}$	$T_{\omega_2}$	$I_{\omega_1}$	$I_{\omega_2}$	
8	0.04	0.38	0.78	0.45	—	—	—	—	
10	0.04	0.44	0.62	0.33	2.09	2.34	0.44	0.45	
13	0.04	0.50	0.47	0.23	1.75	2.64	0.30	0.34	
20	0.04	0.55	0.30	0.13	1.58	2.80	0.17	0.21	

занятой пучком (параметр  $\tau_D$ ), увеличение максимального значения времени релаксации  $\tau_{pm}$  приводит к расширению интервала температур, при которых реализуются неустойчивые состояния. В качестве иллюстрации в табл. 1 представлены зависимости характерных значений температур  $T$  и интенсивностей  $I$  от амплитуды времени рекомбинации  $\tau_{pm}$  в окрестности границы областей 2 и 4 на рис. 1,  $a$  при большом значении параметра  $\tau_D$  и отсутствии бистабильной зависимости  $T$  от  $I$ . Первое значение  $\tau_{pm}$  в табл. 1. приблизительно соответствует его асимптотическому значению при  $\tau_D \rightarrow \infty$  (горизонтальная пунктирная прямая на рис. 1,  $a$ ). Для него отсутствует участок неустойчивости (неустойчивых фокусов). Увеличение  $\tau_{pm}$  и переход в область 2 приводит к появлению участка неустойчивости (вторая строка табл. 1), который с ростом  $\tau_{pm}$  расширяется как по значениям температуры, так и интенсивности (третья и четвертая строки табл. 1). Заметим, что при отсутствии температурной зависимости равновесной концентрации  $n_0(T)$  ( $a = 0$ ) интервал значений неустойчивых температур остается постоянным при изменении доли поглощенной энергии  $q$ , затрачиваемой на нагрев полупроводника (табл. 2). При этом соответствующие

значения интенсивностей с ростом  $q$  сдвигаются в сторону их меньших значений, а их разность уменьшается.

Если равновесная концентрация электронов изменяется с ростом температуры ( $a \neq 0$ ), то с увеличением параметра

$$\chi = q \frac{a}{T_b^{3/2}} \tag{9}$$

уменьшается температурный интервал реализации неустойчивости, так же как и соответствующий ему интервал интенсивности. При превышении величиной  $\chi$  критического значения, зависящего от параметров  $\tau_{pm}$ ,  $\tau_D$  и  $T_0$ , неустойчивость исчезает. Данные закономерности представлены в табл. 3.

Температурная зависимость равновесной концентрации свободных электронов оказывает существенное влияние и на реализацию бистабильной зависимости  $T$  от  $I$ . Из проведенных расчетов следует, что с ростом  $a$  (при увеличении влияния температурной зависимости равновесной концентрации свободных электронов) значения температур переключения сближаются вплоть до достижения  $a = a_{cr}$  — критического значения существования ОБ. При величинах  $a$ , превышающих  $a_{cr}$ , зависимость  $T$  от  $I$  становится монотонной. В более общем случае появление ОБ определяется значением  $\chi$  (см. (9)). В качестве иллюстрации в табл. 4 приведены

**Таблица 3.** Зависимости температур (интенсивностей) переключения в верхнее  $T_{\uparrow}$  ( $I_{\uparrow}$ ) и нижнее  $T_{\downarrow}$  ( $I_{\downarrow}$ ) состояния системы, температурного интервала ( $T_{\omega_1}$ ,  $T_{\omega_2}$ ) и соответствующего интервала интенсивностей ( $I_{\omega_1}$ ,  $I_{\omega_2}$ ) от параметра  $a$ , характеризующего температурную зависимость равновесной концентрации свободных электронов, в случае линейной по концентрации рекомбинации и нелинейной температурной зависимости времени релаксации  $\tau_p(T)$  для  $T_b = 2$ ,  $q = 13$ ,  $\tau_{pm} = 10$ ,  $T_0 = 0.16$ ,  $\beta = 1$ ,  $\tau_D = 2 \cdot 10^6$

		Бистабильность				Неустойчивость			
$\delta(n, T) = 1$									
$a$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$	$T_{\omega_1}$	$T_{\omega_2}$	$I_{\omega_1}$	$I_{\omega_2}$	
0	—	—	—	—	1.41	2.99	0.11	0.23	
0.05	—	—	—	—	1.66	2.25	0.13	0.17	
0.1	—	—	—	—	—	—	—	—	
$\delta(n, T) = \delta(T) = \exp\left(-\frac{1}{T+T_0}\right)$									
$a$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$	$T_{\omega_1}$	$T_{\omega_2}$	$I_{\omega_1}$	$I_{\omega_2}$	
0	0.04	0.64	0.46	0.17	1.41	2.99	0.21	0.32	
0.05	0.04	0.64	0.46	0.17	1.66	2.25	0.22	0.26	
0.1	0.04	0.64	0.46	0.17	—	—	—	—	
$\delta(n, T) = (1 - n) \exp\left(-\frac{1}{T+T_0}\right)$									
$a$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$	$T_{\omega_1}$	$T_{\omega_2}$	$I_{\omega_1}$	$I_{\omega_2}$	
0	0.04	0.50	0.47	0.23	1.75	2.64	0.30	0.34	
0.05	0.04	0.49	0.47	0.23	—	—	—	—	
0.1	0.04	0.49	0.47	0.23	—	—	—	—	

**Таблица 4.** Зависимости температур (интенсивностей) переключения в верхнее  $T_{\uparrow}$  ( $I_{\uparrow}$ ) и нижнее  $T_{\downarrow}$  ( $I_{\downarrow}$ ) состояния системы от параметра  $a$ , характеризующего температурную зависимость равновесной концентрации свободных электронов, при линейном поглощении  $\delta(n, T) = 1$ , линейной по концентрации рекомбинации и нелинейной температурной зависимости времени релаксации  $\tau_p(T)$  при  $T_b = 2$ ,  $q = 20$ ,  $\tau_{pm} = 13$ ,  $\beta = 1$ ,  $\tau_D = 1$

$a$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$
0	1.28	3.46	0.30	0.24
0.01	1.30	3.26	0.30	0.26
0.05	1.44	2.61	0.31	0.307
0.1	—	—	—	—

**Таблица 5.** Зависимости температур (интенсивностей) переключения в верхнее  $T_{\uparrow}$  ( $I_{\uparrow}$ ) и нижнее  $T_{\downarrow}$  ( $I_{\downarrow}$ ) состояния системы от параметра  $a$ , характеризующего температурную зависимость равновесной концентрации свободных электронов, при постоянном времени релаксации  $\tau_p(T) = \tau_{pm}$ , ненасыщаемом по концентрации переходе  $\delta(n, T) \equiv \delta(T)$  и линейной по концентрации рекомбинации при  $T_b = 2$ ,  $q = 20$ ,  $\tau_{pm} = 13$ ,  $T_0 = 0.16$ ,  $\beta = 1$ ,  $\tau_D = 2$

$a$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$
0	0.043	0.64	2.52	0.95
100	0.045	0.14	2.68	2.59
300	—	—	—	—

зависимости температур переключения и соответствующих им интенсивностей от параметра  $a$  для случая существования ОБ и отсутствия неустойчивости (область 3 на рис.1,  $a$ ). Зависимость  $T$  от  $I$  при нулевом значении параметра  $a$  изображена на рис. 1,  $b$  под номером 3.

## 2.1.2. Нелинейное поглощение

**А.** Постоянное время релаксации  $\tau_p(T) = \tau_{pm} = \text{const}$  и ненасыщаемый по концентрации коэффициент поглощения  $\delta(n, T) = \delta(T)$ .

В этом случае при отсутствии зависимости равновесной концентрации свободных электронов от температуры для реализации бистабильности в системе, как известно, необходимо выполнение неравенства [3]

$$T_0 < 0.25. \quad (10)$$

Зависимость равновесной концентрации свободных электронов  $n_0(T)$  ( $a \neq 0$ ) проявляется аналогично случаю линейного поглощения, но при существенно больших значениях параметра  $a$ . Так, с ростом  $a$  происходит сближение температур переключения (табл. 5). Также существует критическое значение параметра  $\chi$  (см. (9)), при котором исчезает оптическая бистабильность из-за влияния отрицательной обратной связи. Важную роль при этом играет доля энергии, затрачиваемая на нагрев полупроводника при релаксации свободных электронов

(параметр  $q$ ). С его ростом усиливается проявление температурной зависимости  $n_0(T)$ . Это выражается в значительном уменьшении как температуры переключения системы из верхнего состояния в нижнее состояние, так и разности интенсивностей переключения. Это, в частности, позволяет снизить нагрев среды и отчасти решить проблему теплоотвода.

**Б.** Температурная зависимость времени релаксации и коэффициента поглощения  $\delta(n, T) = \delta(T)$ .

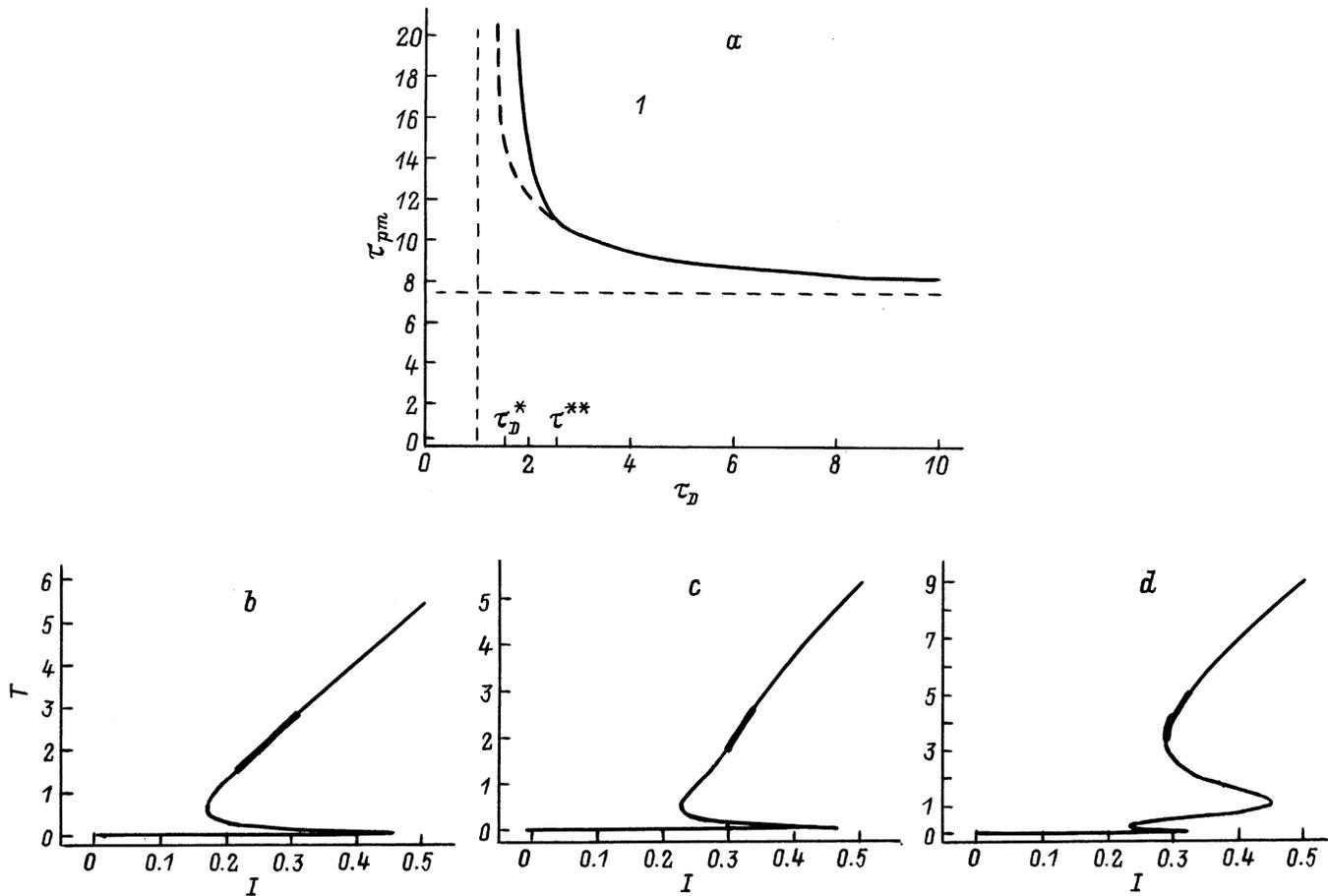
Результаты анализа устойчивости рассматриваемой системы для значений  $T_0 = 0.16$ ,  $\beta = 1$  изображены на рис. 2. Выбор данного значения температуры окружающей среды обусловлен тем, что при  $T_0 = 0.16$  разность температур переключения достигает наибольшего значения. Наиболее просто в эксперименте изменять параметры  $\tau_D$  (за счет выбора радиуса пучка) и  $\tau_{pm}$  (за счет выбора равновесной температуры полупроводника). Именно вследствие этой причины рассматривается приведенная на рис. 2,  $a$  плоскость значений параметров.

Следует отметить, что для любых соотношений  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  зависимость  $T$  от  $I$  является немонотонной, в частности, из-за абсорбционного механизма возникновения бистабильности (рис. 2,  $b, c$ ). Однако возможна и реализация мультистабильных состояний вследствие температурной зависимости времени релаксации [10].

Плоскость  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  на рис. 2,  $a$  делится на две области: область наличия участков неустойчивости бистабильных состояний (область 1) и область, для которой все физически реализуемые состояния устойчивы. Для рассматриваемых параметров участки неустойчивости принадлежат верхним ветвям бистабильной зависимости  $T$  от  $I$ . Выражения, задающие границу неустойчивости на плоскости  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  (рис. 2,  $a$ ), приведены в *Приложении* (П.3.1, П.3.2). Заметим, что неустойчивости (узлы или фокусы) невозможны, если значения  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  связаны соотношениями (8). Как следует из рис. 2,  $a$ , область неустойчивости на плоскости  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  в случае нелинейного поглощения уже, чем соответствующая область, реализуемая в предположении линейного поглощения.

При достаточно больших значениях параметра  $\tau_D$  (при рассматриваемых значениях  $T_0$  и  $\beta > 4$ ) и в отсутствии динамического насыщения поглощения интервал значений температур, отвечающих участку неустойчивости, не зависит от характера поглощения (линейного или нелинейного) (табл. 1–3). При этом для нелинейного поглощения несколько увеличиваются значения входной интенсивности оптического излучения, при которых реализуется неустойчивость. В качестве иллюстрации характерная зависимость  $T$  от  $I$ , содержащая участок неустойчивых стационаров типа неустойчивых фокусов (колебательное нарастание возмущений), приведена на рис. 2,  $b$ .

Подчеркнем, что влияние доли энергии, преобразованной в тепло при релаксации свободных электронов, на устойчивость состояний проявляется лишь при существовании температурной зависимости равновесной концентрации свободных электронов, усиливая ее стабилизирующую роль. Интересно также отметить, что



**Рис. 2.** *a* — область реализации неустойчивости на плоскости параметров  $\tau_{pm}$ ,  $\tau_D$  (при значениях  $T_0 = 0.16$ ,  $\beta = 1$ ) для случая линейной по концентрации рекомбинации, нелинейной зависимости времени релаксации, нелинейного поглощения и ненасыщаемом по концентрации переходе. Сплошная линия отделяет область неустойчивости *I*. Штриховая линия соответствует границе области неустойчивости в случае линейного поглощения. Пунктирные прямые являются асимптотами обеих линий. На рисунке указаны характерные точки  $\tau_D^*$ ,  $\tau_D^{**}$  (см. Приложение П.3.1, П.3.2). *b-d* — характерные зависимости температуры  $T$  от интенсивности  $I$  (при значениях параметров  $\tau_{pm}$ ,  $\tau_D$  из области неустойчивости *I* на рис. 2, *a*) при условиях: *b* —  $q = 13$ ,  $\tau_{pm} = 10$  и ненасыщаемом по концентрации переходе; *c* —  $q = 13$ ,  $\tau_{pm} = 10$  и насыщаемом по концентрации переходе; *d* —  $q = 20$ ,  $\tau_{pm} = 40$  и насыщаемом по концентрации переходе. Значения остальных параметров равны  $a = 0$ ,  $T_0 = 0.16$ ,  $\beta = 1$ ,  $\tau_D = 2 \cdot 10^6$ . Сплошные кривые с участками жирных линий — то же, что на рис. 1, *b*.

присутствие неустойчивости физически реализуемых состояний может привести к ситуации, когда мультистабильная система будет вести себя как бистабильная. Это реализуется, если область неустойчивости последней ветви на рис. 2, *d* перекрывает значения интенсивности, соответствующие среднему устойчивому состоянию на том же рисунке.

**В.** Температурная зависимость времени релаксации и коэффициента поглощения с учетом его динамического насыщения ( $\delta(n, T)$ ).

Динамическое насыщение перехода приводит к тому, что для возникновения неустойчивости необходим расход на нагрев полупроводника достаточно большой доли энергии, выделяемой при релаксации свободных электронов (табл. 2).

В частности, при отсутствии температурной зависимости равновесной концентрации свободных электронов

существование участка неустойчивости на кривой бистабильной зависимости при фиксированных значениях  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  определяется коэффициентом  $q$ : неустойчивость невозможна, если доля световой энергии, преобразуемая в тепло, меньше критического значения коэффициента  $q$ . С ростом  $q$  температурный интервал неустойчивости расширяется и при  $q \rightarrow \infty$  стремится к соответствующему интервалу для случая отсутствия насыщения перехода (табл. 2).

Нулевая равновесная концентрация свободных электронов ( $n_0(T) \neq 0$ ) приводит к дальнейшему уменьшению температурного интервала неустойчивости. При одних и тех же значениях параметров температурный интервал неустойчивости больше в отсутствие динамического насыщения перехода. Так, при фиксированном значении коэффициента  $q$  критическая величина  $\chi$ , при которой еще возможна неустойчивость физически реа-

лизуемых состояний, меньше, чем соответствующее значение этой величины в отсутствие насыщения перехода (табл. 3). В качестве иллюстрации на рис. 2, *c* приведены характерные зависимости  $T$  от  $I$  для существования насыщения перехода по концентрации, содержащие участки неустойчивых фокусов.

Учет динамического насыщения коэффициента поглощения по концентрации также приводит к появлению мультистабильности, обусловленной расщеплением участка бистабильности в результате действия двух различных механизмов ее возникновения: релаксационного и абсорбционного (рис. 2, *d*). Заметим, что система без динамического насыщения поглощения при тех же значениях параметров, что и на рис. 2, *d*, мультистабильности не проявляет. Следовательно, динамическое насыщение перехода по концентрации расширяет область проявления мультистабильности.

## 2.2. Механизм рекомбинации Оже

Прежде чем подробно анализировать полученные результаты, кратко сформулируем основные выявленные закономерности. Наличие температурной зависимости времени релаксации  $\tau_r(T)$  необходимо для существования неустойчивых физически реализуемых состояний типа неустойчивых узлов или фокусов. При этом важную роль в возникновении неустойчивости играет коэффициент  $q$ , характеризующий долю энергии, расходуемую на нагрев полупроводника: с увеличением значения  $q$  область неустойчивости расширяется, и при больших значениях  $q$  неустойчивость возникает практически для любых значений параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D > 1$ . Наличие температурной зависимости  $n_0(T)$  приводит к сужению области значений параметров, при которых реализуется неустойчивость.

Как и в предыдущем случае, для рассматриваемого взаимодействия лазерного излучения с полупроводником имеют место два механизма возникновения оптической бистабильности: абсорбционный и релаксационный, при этом температурный интервал неустойчивости (по параметру  $T_0$ ) шире, чем в случае линейной по концентрации рекомбинации. Увеличение доли энергии, расходуемой на нагрев полупроводника, приводит к расширению области бистабильности для обоих механизмов возникновения ОБ. Температурная зависимость равновесной концентрации свободных электронов  $n_0(T)$  приводит к сближению температур переключения.

### 2.2.1. Линейное поглощение ( $\delta(n, T) \equiv \text{const}$ ).

Рассмотрим условия возникновения бистабильности и развития неустойчивости стационарных состояний при воздействии лазерного излучения с длиной волны вдаль от края фундаментального поглощения в предположении нелинейной зависимости времени релаксации от температуры. Прежде всего отметим, что возникновение оптической бистабильности релаксационного типа возможно для любых значений  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  при определенном

выборе других параметров, в частности коэффициента  $q$ . Развитие неустойчивости также возможно в принципе при любых значениях  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D > 1$ . Однако при этом доля энергии, затрачиваемой на нагрев полупроводника, должна быть тем больше, чем меньше значение параметра  $\tau_{pm}$ .

Различные режимы взаимодействия оптического излучения с полупроводником для параметров  $\beta = 1$  и  $q = 10$  приведены на рис. 3. Граница области неустойчивости (сплошная линия на рис. 3, *a*) и граница области бистабильности (штриховая линия) разбивают плоскость параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  на четыре области. Для областей 1 и 3 характерно наличие бистабильности, для областей 1 и 2 — наличие участков неустойчивости типа неустойчивых узлов (экспоненциальное нарастание сколь угодно малых возмущений) и неустойчивых фокусов (спонтанное развитие колебаний). В области 4 отсутствуют как неустойчивость, так и бистабильность.

Соотношения, описывающие границы областей бистабильности и неустойчивости, приведены в *Приложении* (П.5.1–П.6). Важно отметить, что при фиксированной доле энергии, расходуемой на нагрев полупроводника, спонтанное развитие колебательных процессов в системе невозможно для значений параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$ , удовлетворяющих неравенствам

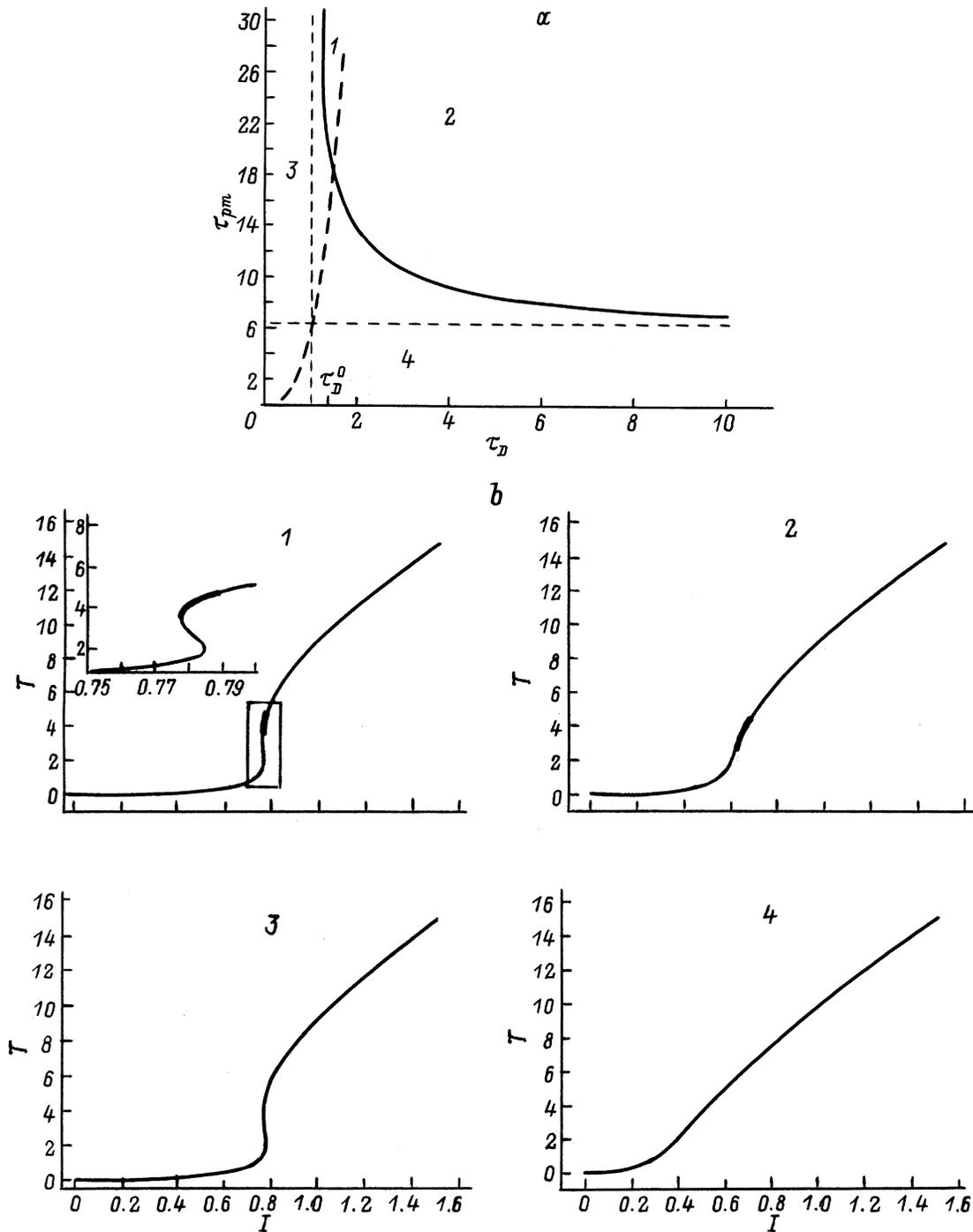
$$\tau_{pm} < \left(\frac{\beta}{q}\right)^2 (\sqrt{3})^3 (1 + \sqrt{3})^2 \exp(1 + \sqrt{3})$$

или  $0 < \tau_D < 1$ . (11)

Предельные значения в неравенствах (11) отвечают асимптотам кривой, описывающей границу области неустойчивости (пунктирные прямые на рис. 3, *a*). При нарушении условий (11) неустойчивость возникает лишь при значениях параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  из областей 1 и 2. При этом, как это следует из выражений (П.5), описывающих границу неустойчивости, нарушение первого из условий (1) обеспечивает существование неустойчивости в пределе  $\tau_D \rightarrow \infty$ .

Из неравенств (11) следует, что при уменьшении доли энергии, расходуемой на нагрев полупроводника, условие развития неустойчивости по времени релаксации расширяется. Сравнение выражений (П.1) и (П.5) (см. *Приложение*), описывающих условия возникновения неустойчивости, показывает, что нелинейная зависимость скорости рекомбинации от концентрации свободных носителей заряда приводит к принципиально другим соотношениям для характерных времен процесса взаимодействия. А именно, появляется зависимость  $\tau_{pm}$  от величин, характеризующих скорость нагрева полупроводника (параметры  $q$  и  $\beta$ ), в результате чего реализация неустойчивости становится возможной при любых значениях параметра  $\tau_{pm}$ .

Реализация оптической бистабильности релаксационного типа в отличие от (7) также зависит от соотношения параметров, характеризующих вклад энергии в систему.



**Рис. 3.** *a* — области реализации неустойчивости и оптической бистабильности релаксационного типа на плоскости параметров  $\tau_{pm}$ ,  $\tau_D$  для значений параметров  $q = 10$ ,  $\beta = 1$  в случае рекомбинации Оже, линейного коэффициента поглощения и отсутствия температурной зависимости равновесной концентрации электронов. Сплошные штриховые и пунктирные линии — то же, что на рис. 1, *a*. *b* — характерные зависимости  $T$  от  $I$  для каждой из областей 1–4 (рис. 3, *a*) при  $\tau_{pm} = 25$  и  $\tau_D = 1.5$  (1);  $\tau_{pm} = 18$  и  $\tau_D = 2$  (2);  $\tau_{pm} = 18$  и  $\tau_D = 1.33$  (3);  $\tau_{pm} = 2$  и  $\tau_D = 2$  (4). Сплошные кривые с участками жирных линий — то же, что на рис. 1, *b*.

При этом изменяется и соотношение характерных времен ее реализации:

$$\tau_{pm} > \left(\frac{\beta}{q}\right)^2 (\sqrt{3})^3 (1 + \sqrt{3})^2 \tau_D^3 \exp(1 + \sqrt{3}), \quad \tau_D > 0. \quad (12)$$

Наличие нелинейной зависимости равновесной концентрации свободных носителей электронов  $n_0(T)$  ( $a \neq 0$ ) приводит к сужению интервалов неустойчивости стационаров и сближению температур переключения с последовательным исчезновением участков неустойчиво-

**Таблица 6.** Зависимости температур (интенсивностей) переключения в верхнее  $T_{\uparrow}$  ( $I_{\uparrow}$ ) и нижнее  $T_{\downarrow}$  ( $I_{\downarrow}$ ) состояния системы от параметра  $a$ , характеризующего температурную зависимость равновесной концентрации свободных электронов, при нелинейной температурной зависимости времени релаксации  $\tau_p(T)$ , линейном поглощении  $\delta(n, T) \equiv 1$  и рекомбинации Оже при  $T_b = 1$ ,  $q = 50$ ,  $T_0 = 0.16$ ,  $\tau_{pm} = 1$ ,  $\beta = 1$ ,  $\tau_D = 1$

$a$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$
0	1.47	5.67	0.22	0.18
0.01	1.49	3.88	0.22	0.21
0.1	—	—	—	—

**Таблица 7.** Зависимости температур (интенсивностей) переключения в верхнее  $T_{\uparrow}$  ( $I_{\uparrow}$ ) и нижнее  $T_{\downarrow}$  ( $I_{\downarrow}$ ) состояния системы, температурного интервала ( $T_{\omega_1}$ ,  $T_{\omega_2}$ ) и соответствующего интервала интенсивностей ( $I_{\omega_1}$ ,  $I_{\omega_2}$ ) от параметра  $a$ , характеризующего температурную зависимость равновесной концентрации свободных электронов, в случае рекомбинации Оже, линейного поглощения  $\delta(n, T) \equiv 1$  и нелинейной температурной зависимости времени релаксации  $\tau_p(T)$  при  $T_b = 1$ ,  $q = 10$ ,  $\tau_{pm} = 100$ ,  $T_0 = 0.16$ ,  $\beta = 1$ ,  $\tau_D = 2$

$a$	Бистабильность				Неустойчивость			
	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$	$T_{\omega_1}$	$T_{\omega_2}$	$I_{\omega_1}$	$I_{\omega_2}$
0	1.70	4.65	0.90	0.84	4.65	7.18	0.840	0.907
0.10	1.77	3.12	0.90	0.89	3.12	3.72	0.900	0.908
0.17	—	—	—	—	2.26	2.55	0.909	0.914
0.20	—	—	—	—	—	—	—	—

сти и бистабильности при увеличении значения параметра  $a$  (табл. 6, 7), т.е. к результатам, аналогичным для рекомбинации, линейной по концентрации.

### 2.2.2. Нелинейное поглощение

**А.** Постоянное время релаксации  $\tau_p(T) = \tau_{pm} = \text{const}$  и ненасыщаемый по концентрации коэффициент поглощения  $\delta(n, T) = \delta(T)$ .

В случае постоянного времени релаксации в отсутствие насыщения перехода и независимости равновесной концентрации свободных электронов от температуры оптическая бистабильность в системе имеет место при выполнении неравенства

$$T_0 < 0.75. \quad (13)$$

При этом в интервале  $T_0 < 0.25$  зависимость  $T$  от  $I$  имеет бистабильный характер независимо от значения параметров  $\tau_{pm}$ ,  $\tau_D$  и коэффициента  $q$  (абсорбционная ОБ). В интервале  $0.25 < T_0 < 0.75$  условия возникновения бистабильности зависят от доли энергии, расходуемой на нагрев полупроводника. Для ее реализации необходимо выполнение неравенства

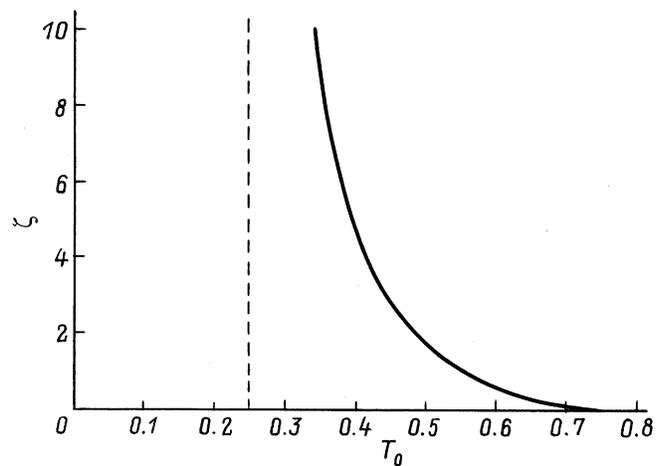
$$\tau_{pm} > \frac{1}{q^2} \left( \frac{3}{\zeta^*(T_0)} \right)^3 \tau_D^3, \quad (14)$$

где функция  $\zeta^*(T_0)$  определяется из условия существования решения неравенства

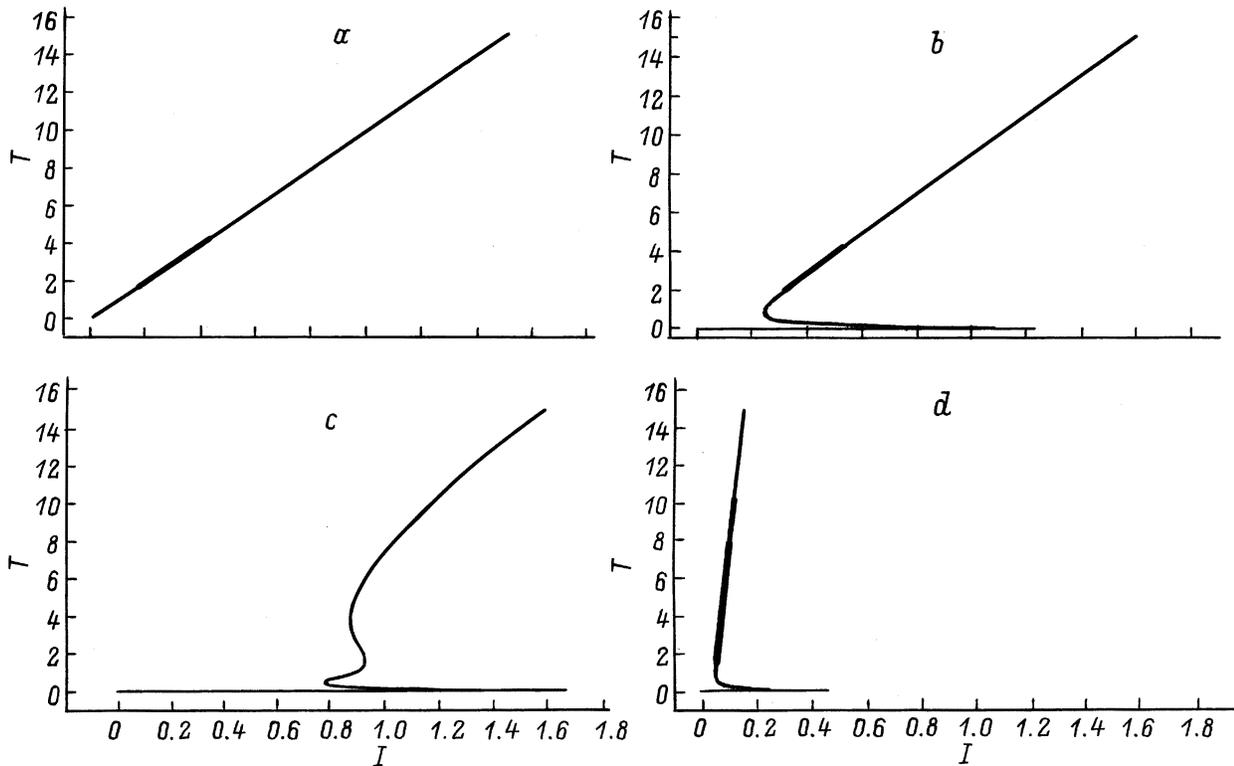
$$\zeta^* T^{2/3} \left[ 1 - \frac{T}{(T + T_0)^2} \right] + \left[ 1 - \frac{3T}{(T + T_0)^2} \right] < 0. \quad (15)$$

Зависимость предельного значения  $\zeta$  от  $T_0$ , при котором еще существует решение неравенства (15), для наглядности изображена на рис. 4. Важно подчеркнуть, что нелинейный по концентрации механизм рекомбинации может расширить область проявления абсорбционной ОБ по температуре окружающей среды. Ранее [11] для линейного по концентрации механизма рекомбинации было показано, что учет конечной скорости термоликации поглощенной световой энергии (конечное значение  $\tau_{pm}$ ) приводит лишь к сужению по температуре  $T_0$  интервала бистабильности с уменьшением доли энергии, затрачиваемой на нагрев полупроводника. Обнаруженная здесь возможность расширения условия реализации абсорбционной ОБ позволяет значительно повысить эффективность ее применения и снизить энергозатраты на переключение вследствие уменьшения затрат энергии на поддержание заданной температуры окружающей среды (термостата). Таким образом, увеличение доли энергии, расходуемой на нагрев полупроводника, приводит к увеличению области реализации бистабильности на плоскости параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$ . Если она незначительна, то условие существования участка бистабильности имеет вид  $T_0 < 0.25$ .

Наличие зависимости равновесной концентрации свободных электронов от температуры  $n_0(T)$  ( $a \neq 0$ ), так же как и выше, приводит к сближению температур переключения вплоть до исчезновения бистабильности при увеличении параметра  $a$  (табл. 8). Однако величина параметра  $a$ , для которого это имеет место, более чем на порядок превосходит значение, рассчитанное для линейной по концентрации рекомбинации.



**Рис. 4.** Область реализации оптической бистабильности абсорбционного типа на плоскости параметров  $\zeta \equiv 3\tau_D\tau_{pm}^{-1/3} \times q^{-2/3}$  и  $T_0$  для случая рекомбинации Оже, нелинейного поглощения, ненасыщаемом по концентрации переходе и постоянном времени релаксации.



**Рис. 5.** Эволюция зависимости  $T$  от  $I$  при изменении поглощения для случая рекомбинации Оже, нелинейной температурной зависимости времени релаксации и отсутствия температурной зависимости равновесной концентрации. Условия расчета:  $a$  — линейное поглощение и  $q = 10$ ;  $b$  — нелинейное поглощение, ненасыщаемый по концентрации переход и  $q = 10$ ;  $c$  — нелинейное поглощение, насыщаемый по концентрации переход и  $q = 10$ ;  $d$  — нелинейное поглощение, насыщаемый по концентрации переход и  $q = 100$ . Значения остальных параметров:  $\tau_{pm} = 10$ ,  $T_0 = 0.16$ ,  $\beta = 1$ ,  $\tau_D = 100$ . Сплошная кривая обычной жирности соответствует устойчивым состояниям. Сплошные кривые с участками жирных линий — то же, что на рис. 1,  $b$ .

**Б.** Температурная зависимость времени релаксации и коэффициента поглощения  $\delta(n, T) = \delta(T)$ .

Основные выводы относительно условий существования неустойчивости, полученные при рассмотрении линейного поглощения, сохраняются и для нелинейного поглощения. А именно, неустойчивость может иметь место при любых значениях параметра  $\tau_{pm}$  и любых значениях параметра  $\tau_D > 1$ . Вместе с тем, как это было в случае линейной по концентрации рекомбинации, наличие нелинейного коэффициента поглощения приво-

дит к некоторому сужению области неустойчивости по сравнению с линейным поглощением.

В отсутствие температурной зависимости равновесной концентрации свободных электронов ( $a = 0$ ) температурный интервал неустойчивости не превышает соответствующего интервала при линейном поглощении. Минимально возможное для реализации неустойчивости значение величины  $q$ , характеризующей долю поглощенной энергии, затраченной на нагрев полупроводника, в рассматриваемом случае не превышает соответствующего значения для случая линейного поглощения. Увеличение  $q$  приводит к расширению области неустойчивости.

Наличие двух механизмов возникновения бистабильности — релаксационного и абсорбционного — приводит, как и в случае линейной рекомбинации, к расширению области существования бистабильности.

На рис. 5 приведены перечисленные выше особенности. Монотонная зависимость температуры от интенсивности при наличии температурной зависимости времени релаксации и линейного поглощения (рис. 5,  $a$ ) превращается в бистабильную при ”включении” нелинейного поглощения без насыщения. Температурный интервал неустойчивости остается практически без изменения, соответствующий интервал интенсивностей смещается

**Таблица 8.** Зависимости температур (интенсивностей) переключения в верхнее  $T_{\uparrow} (I_{\uparrow})$  и нижнее  $T_{\downarrow} (I_{\downarrow})$  состояния системы от параметра  $a$ , характеризующего температурную зависимость равновесной концентрации свободных электронов, при постоянном времени релаксации  $\tau_p(T) = \tau_{pm}$ , ненасыщаемом по концентрации переходе  $\delta(n, T) \equiv \delta(T)$  и рекомбинации Оже при  $T_b = 1$ ,  $q = 1$ ,  $\tau_{pm} = 1$ ,  $T_0 = 0.16$ ,  $\beta = 1$ ,  $\tau_D = 10$

$a$	$T_{\uparrow}$	$T_{\downarrow}$	$I_{\uparrow}$	$I_{\downarrow}$
0	0.02	0.72	12.19	2.52
1000	0.02	0.11	12.19	8.34
10000	—	—	—	—

в сторону увеличения критических значений. Участок неустойчивости принадлежит теперь верхней ветви бистабильной зависимости (рис. 5, *b*).

Наличие температурной зависимости равновесной концентрации свободных электронов ( $a \neq 0$ ) приводит, как и ранее, к сужению температурного интервала неустойчивости и исчезновению неустойчивости при превышении значением параметра  $a$  некоторой критической величины. Также при  $a \neq 0$  наблюдается сближение температур переключения между бистабильными состояниями и дальнейшее исчезновение области бистабильности при увеличении параметра  $a$ .

**В.** Температурная зависимость времени релаксации и коэффициента поглощения с учетом его динамического насыщения ( $\delta(n, T)$ ).

Динамическое насыщение перехода еще более сужает область существования неустойчивости по сравнению со случаем его отсутствия. Вместе с тем остается справедливым утверждение о дестабилизирующей роли параметра  $q$ : увеличение доли поглощенной энергии, затрачиваемой на нагрев полупроводника, увеличивает область неустойчивости. Предельное минимальное значение параметра  $q$ , при котором зависимость  $T$  от  $I$  еще содержит участок неустойчивости, в случае наличия динамического насыщения больше, чем соответствующее значение для случая его отсутствия. Динамическое насыщение перехода может также приводить к возникновению мультистабильности (рис. 5, *c*), что имело место и в случае линейной по концентрации рекомбинации. Появление мультистабильности сопровождается исчезновением участка неустойчивости. Однако увеличение значения параметра  $q$  (рис. 5, *d*) приводит вновь к появлению неустойчивости, причем в последнем случае наряду с участком колебательной неустойчивости существует также и участок экспоненциального нарастания малых возмущений.

Наличие температурной зависимости равновесной концентрации свободных электронов приводит к сужению температурного интервала неустойчивости и сближению температур переключения бистабильных состояний. Соответствующее превышение параметром  $a$  критических значений приводит к исчезновению неустойчивости и бистабильности на кривой зависимости  $T$  от  $I$ .

## Заключение

В результате проведенного анализа исследованы условия реализации оптической бистабильности (ОБ) и неустойчивости бистабильных состояний для различных механизмов релаксации свободных носителей заряда, условий поглощения световой энергии полупроводником, температурной зависимости времени релаксации и равновесного значения концентрации свободных зарядов в зоне проводимости.

Показано, что для всех рассмотренных случаев температурная зависимость времени релаксации является необходимым условием возникновения неустойчивости

бистабильных состояний. При этом участки неустойчивости локализуются преимущественно на верхней ветви бистабильной зависимости. Учет равновесной концентрации свободных электронов играет стабилизирующую роль, приводя к уменьшению участков неустойчивых стационаров и сближению температур переключения бистабильной зависимости.

В отсутствие динамического насыщения коэффициента поглощения по концентрации зависимость его от температуры (или ее отсутствие) не оказывает влияния на интервал значений температур, для которых отсутствует стационарное решение.

В случае динамического насыщения перехода наличие нелинейного поглощения приводит к сужению областей по температуре реализации неустойчивости и увеличению области существования бистабильности вследствие одновременного действия двух механизмов возникновения ОБ: абсорбционного и релаксационного.

При рекомбинации Оже область реализации бистабильности и неустойчивости увеличивается по сравнению со случаем "линейной" по концентрации релаксации. При этом доля энергии  $q$ , преобразуемая в тепло, играет существенную роль в возможности возникновения неустойчивости и бистабильности для рассмотренных зависимостей коэффициента поглощения от параметров среды. Увеличение значений коэффициента  $q$  приводит к расширению областей реализации неустойчивости и бистабильности. В случае рекомбинации Оже расширяется область реализации бистабильности по температуре окружающей среды.

## Приложение к разделам

### 2.1. Линейная по концентрации рекомбинация

#### 2.1.1. Линейное поглощение ( $\delta(n, T) = \text{const}$ ).

Граница области неустойчивости на плоскости параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  (рис. 1, *a*, сплошная линия) задается следующими выражениями:

$$\tau_{pm} = \tau_{pm}^{(1)}(\tau_D) = \exp\left(2 + \frac{1}{\tau_D}\right) \text{ при } \tau_D > \tau_D^*, \quad (\text{П.1.1})$$

$$\tau_{pm} = \tau_{pm}^{(2)}(\tau_D) = \tau_D(\tau_D - 1) \exp\left(\frac{\tau_D}{\tau_D - 1}\right) \text{ при } 1 < \tau_D < \tau_D^*. \quad (\text{П.1.2})$$

Значение  $\tau_D^*$  параметра  $\tau_D$  определяется как решение уравнения

$$\tau_{pm}^{(2)}(\tau_D) = \tau_{pm}^{(1)}(\tau_D).$$

Граница области реализации оптической бистабильности на плоскости параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  (рис. 1, *a*, штриховая линия) задается выражением

$$\tau_{pm} = \tau_{pm}^{(b)}(\tau_D) = e^2 \tau_D. \quad (\text{П.2})$$

**2.1.2 Нелинейное поглощение**

**Б.** Температурная зависимость времени релаксации и коэффициента поглощения  $\delta(n, t) = \delta(T)$ .

Граница области неустойчивости на плоскости параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  (рис. 2, а, сплошная линия) задается следующими выражениями:

$$\tau_{pm} = \tau_{pm}^{(1)}(\tau_D) = \exp\left(2 + \frac{1}{\tau_D}\right) \text{ при } \tau_D > \tau_D^{**}, \quad (\text{П.3.1})$$

$$\tau_{pm} = \tau_{pm}^{(3)}(\tau_D) \text{ при } 1 < \tau_D < \tau_D^{**}. \quad (\text{П.3.2})$$

Последняя зависимость определяется параметрическими соотношениями

$$\tau_D = \frac{\frac{T}{\beta}}{\left(\frac{T}{\beta} - 1\right) \left[1 - \frac{T}{(T+T_0)^2}\right]},$$

$$\tau_{pm} = \frac{\frac{T}{\beta} \exp\left(\frac{T}{\beta}\right)}{\left(\frac{T}{\beta} - 1\right) \left(\frac{T}{\beta} - 1 + \frac{T}{(T+T_0)^2}\right)}. \quad (\text{П.4})$$

Значение  $\tau_D^{**}$  параметра  $\tau_D$  определяется как решение уравнения

$$\tau_{pm}^{(3)}(\tau_D) = \tau_{pm}^{(1)}(\tau_D).$$

**2.2 Механизм рекомбинации Оже**

**2.2.1. Линейное поглощение ( $\delta(n, T) = \text{const}$ ).**

Граница области неустойчивости на плоскости параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  для фиксированных значений параметров  $\beta$  и  $q$  (рис. 3, а, сплошная линия) задается следующими выражениями:

$$\tau_{pm} = \tau_{pm}^{(1)}(\tau_D) = \left(\frac{\beta}{q}\right)^2 \frac{e^{\tilde{x}}}{\tilde{x}} (\tilde{x}+2)^3 \text{ при } \tau_D > \tau_D^0, \quad (\text{П.5.1})$$

$$\tau_{pm} = \tau_{pm}^{(2)}(\tau_D) = 3^3 \left(\frac{\beta}{q}\right)^2 \exp\left(\frac{\tau_D}{\tau_D - 1}\right) \times \tau_D^5 (\tau_D - 1) \text{ при } 1 < \tau_D < \tau_D^0, \quad (\text{П.5.2})$$

где

$$\tilde{x} = 1 + \frac{1}{2\tau_D} + \sqrt{\left(1 + \frac{1}{2\tau_D}\right)^2 + 2\left(1 + \frac{1}{\tau_D}\right)}.$$

Значение  $\tau_D^0$  параметра  $\tau_D$  определяется как решение уравнения

$$\tau_{pm}^{(1)}(\tau_D) = \tau_{pm}^{(2)}(\tau_D).$$

Граница области бистабильности на плоскости параметров  $\tau_{pm}$  и  $\tau_D$  (рис. 3, а, штриховая линия) задается выражением

$$\tau_{pm} = \tau_{pm}^{(b0)}(\tau_D) = \left(\frac{\beta}{q}\right)^2 (\sqrt{3})^3 (1 + \sqrt{3})^2 \tau_D^3 \exp(1 + \sqrt{3}). \quad (\text{П.6})$$

**Список литературы**

- [1] Х. Гиббс. *Оптическая бистабильность управления светом с помощью света* (М., Мир, 1988).
- [2] *Оптические вычисления*, под ред. Р. Арратуна (М., Мир, 1993).
- [3] Н.Н. Розанов. *Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах* (М., Наука, 1997).
- [4] *Колесания и бегущие волны в химических системах*, под ред. Р. Филда, М. Бургера (М., Мир, 1988).
- [5] O.S. Bondarenko, V.A. Trofimov et al. BRAS. Physics/Suppl. Physics of Vibrations, **50** (1), 21 (1995).
- [6] O.C. Bondarenko, C.B. Поляков, В.А. Трофимов. ФТТ, **36** (1), 152 (1994).
- [7] O.C. Bondarenko, V.A. Трофимов. ДАН, **364** (5), 1 (1999).
- [8] Р. Смит. *Полупроводники* (М., Мир, 1982).
- [9] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).
- [10] Ю.Н. Карамзин, С.В. Поляков, В.А. Трофимов. Письма ЖТФ, **18** (24), 38 (1992).
- [11] Ю.Н. Карамзин, С.В. Поляков, В.А. Трофимов. Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР, № 62 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

**Semiconductor optical bistability and instability under the temperature-dependent time of relaxation of free charge carriers and their equilibrium density**

O.S. Bondarenko, T.M. Lysak, V.A. Trofimov

M.V. Lomonosov Moscow State University, 119899 Moscow, Russia