

## **ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД В ИНЖЕКЦИОННОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ КВАНТОВОМ ГЕНЕРАТОРЕ**

*Л.А.Рислин, В.С.Шильдлев*

Возбуждение внутренних мод в полупроводниковых квантовых генераторах может приводить как к повышению порога и снижению к.п.д. и мощности, так и к другим явлениям взаимодействия колебаний, принадлежащих различным модам. Удобным объектом для исследования влия-

ния внутренних мод на работу инжекционного квантового генератора оказался лазерный диод из GaAs с отражающими сколами со всех четырех сторон [1] и двумя изолированными областями инжекции 1 и 2 (рис.1). В спектре собственных колебаний такого резонатора для упрощения анализа удобно выделить три основные группы мод: 1 – про-

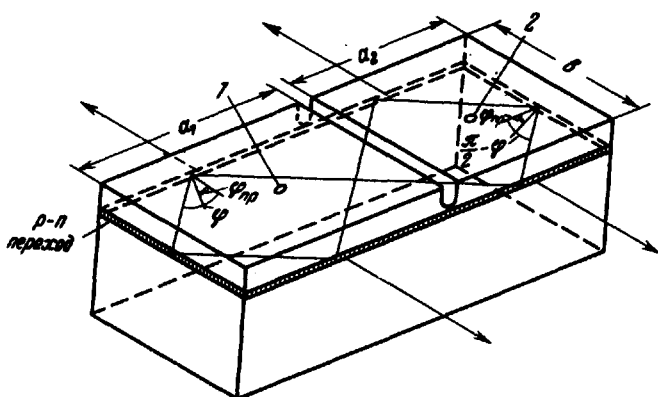


Рис.1. Полупроводниковый квантовый генератор с четырьмя отражающими поверхностями и двумя изолированными областями инжекции 1 и 2 (длина резонатора  $a = a_1 + a_2$ , ширина  $b$ )

дольные моды с направлением волнового вектора вдоль большой оси кристалла, 2 – поперечные моды с волновым вектором, перпендикулярным большой оси, и 3 – внутренние моды с направлениями волновых векторов, удовлетворяющими условию полного внутреннего отражения.

Добротности продольных, поперечных и внутренних мод различны и пропорциональны соответствующим постоянным времени:

$$r_a = [r_0^{-1} - \frac{c}{a} \ln R]^{-1}, \quad r_b = [r_0^{-1} - \frac{c}{b} \ln R]^{-1}, \quad r_0 = [ca]^{-1} \quad (1)$$

( $a$  – коэффициент поглощения и  $c$  – скорость света в материале резонатора,  $R$  – коэффициент отражения,  $a$  и  $b$  – длина и ширина резонатора; если  $a > b$ , то  $r_b < r_a < r_0$ ).

Ожидаемая картина взаимодействия колебаний различных мод в таком генераторе такова. При инжекции только в одну из областей (например, в 1) в ней возбуждаются поперечные колебания, продольные же и внутренние – отсутствуют, поскольку они охватывают и неинжектируемую область 2 с большим поглощением. Если теперь включить относительно небольшой ток инжекции в область 2, то возникают колебания высокочастотных внутренних мод, конкурирующие с поперечными колебаниями и подавляющие их. Таким образом, падение интенсивности излучения поперечных мод свидетельствует о присутствии внутренних колебаний, не наблюдаемых непосредственно. Дальнейшее увеличение инжекции в область 2 приводит к полному подавлению поперечных колебаний в области 1 и далее к возбуждению поперечных мод области 2.

Для анализа этих явлений можно принять зонную модель, хорошо оправдавшую себя при сопоставлении с экспериментом [2]: постоянную плотность состояний  $\rho_B = \text{const}$  в валентной зоне и экспоненциальную зависимость от энергии  $\rho = \rho_0 \exp(E/E_0)$  в зоне проводимости. Тогда, полагая согласно [2], что в экспоненциальных "хвостах" пра-

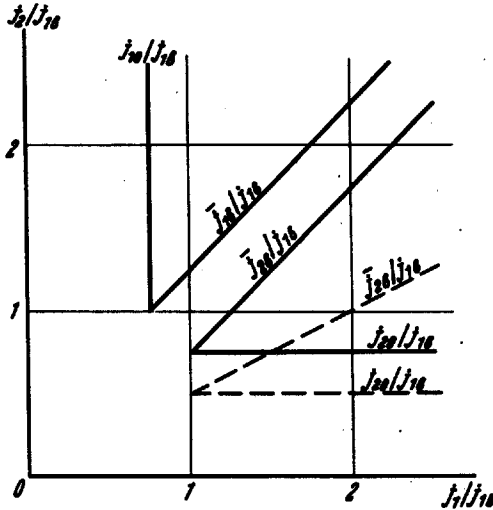


Рис.2,а. Зависимости (9) и (11) (пунктирные линии), (10) и (11) (сплошные линии)

вила отбора по импульсам не действуют, можно для коэффициента отрицательного поглощения при температуре  $T = 0$  написать

$$g(\hbar\omega) = (cA)^{-1} \exp \frac{\hbar\omega}{E_0} [1 - \exp(-\frac{\mu_B}{E_0})] \quad (\hbar\omega < \mu), \quad (2a)$$

$$g(\hbar\omega) = (cA)^{-1} \exp \frac{\hbar\omega}{E_0} [\exp \frac{\mu - \hbar\omega}{E_0} - \exp(-\frac{\mu_B}{E_0})] \quad (\hbar\omega > \mu), \quad (2b)$$

где  $\hbar\omega$  — энергия фотона,  $\mu$  и  $\mu_B$  — соответственно квазиуровни Ферми электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне, отсчитываемые от потолка последней, а

$$A = \frac{m^2 (c_0/c)^2 \omega}{4\pi^2 e^2 E_0 \rho_0 \rho_B \langle |M|^2 \rangle} \approx \text{const} \quad (3)$$

( $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $c_0/c$  — показатель преломления,  $\langle |M|^2 \rangle$  — средний квадрат матричного элемента перехода).

При тех же предположениях скорость спонтанной рекомбинации в единице объема равна

$$S = A_0 \exp \frac{\mu}{E_0}, \quad (4)$$

где

$$A_0 \approx \frac{\omega^2}{A} \frac{\mu + \mu_B - E_0}{\pi^2 c^3 \hbar} \approx \text{const.} \quad (5)$$

Стационарные решения системы кинетических уравнений, учитывающих инжекцию, спонтанную и вынужденную рекомбинацию, вместе со стационарно-пороговыми условиями вида  $g\tau = 1$  приводят к следующим

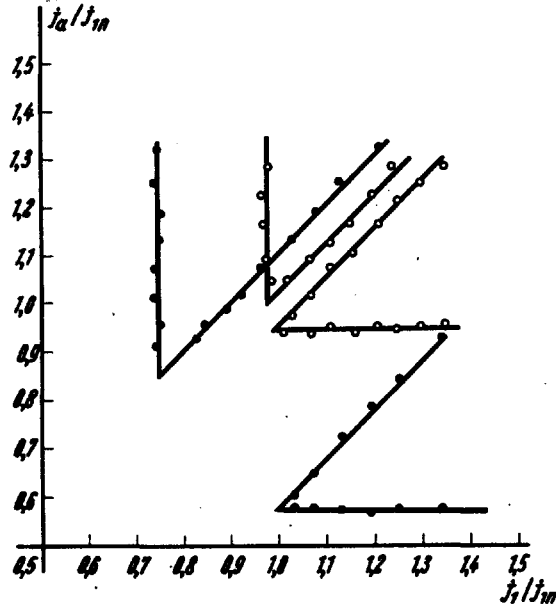


Рис.2,а. Экспериментальные зависимости, построенные в координатах рис.1,а (● — образец с сопротивлением между областями 1 и 2  $R_{1,2} = 1 \text{ ом}$ ,  $i_{1В} = i_{1П} = 4500 \text{ а/см}^2$ ; ○ —  $R_{1,2} = 20 \text{ ом}$  и  $i_{1В} = i_{1П} = 3600 \text{ а/см}^2$ ;  $\alpha_1/\alpha = \alpha_2/\alpha = 0,5$

характерным зависимостям, в которых фигурируют безразмерные плотности тока инжекции  $i$ , равные числу электронно-дырочных пар, образующихся в единицу времени в единичном объеме активного слоя, а также предполагается равномерность объемной плотности фотонов данной моды  $N$  по всему резонатору при одновременной полной изоляции друг от друга областей 1 и 2 по току инжекции.

1. При инжекции только в одну из областей, например в первую ( $i_1 > 0, i_2 = 0$ ), возбуждаются поперечные колебания с частотой  $\omega_b = \mu_1/\hbar$  ( $\mu_1$  — электронный квазиуровень Ферми в области 1) и фотонной плотностью

$$N_b = \tau_b [i_1 - i_{1b}], \quad (6)$$

где

$$i_{1b} = \frac{A A_0}{\tau_b} [1 - \exp(-\frac{\mu_B}{E_0})]^{-1} \quad (7)$$

— пороговая плотность тока.

2. Если  $i_1 > i_{1b}$ , то повышение инжекции во вторую область приводит при  $i_2 > i_{20}$  к возбуждению внутренних мод с одновременным падением интенсивности поперечных колебаний

$$N_b = \tau_b [i_1 - i_{1b} - \beta(i_2 - i_{20})], \quad (8)$$

где  $i_{20}$  – пороговая плотность тока инжекции во вторую область для внутренних мод и параметр  $\beta$  (отношение коэффициентов отрицательно-го поглощения в первой и второй областях на частоте внутренних колебаний  $\omega_0$ ) равны

$$i_{20} = i_{1b} \left\{ 1 - (1 - \beta) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\mu_B}{E_0}\right) \right] \right\}, \quad \beta = 1 - \frac{\alpha}{\alpha_2} \left( 1 - \frac{\tau_b}{\tau_0} \right) < 1, \quad \omega_0 = \mu_1 / \hbar, \quad (9)$$

если  $\alpha_1 / \alpha > \exp(-\mu_B / E_0)$ , и

$$i_{20} = i_{1b} (\tau_b / \tau_0), \quad \beta = 1, \quad \omega_0 = \mu_2 / \hbar, \quad (10)$$

если  $\alpha_1 / \alpha < \exp(-\mu_B / E_0)$ .

В обоих случаях  $\beta > 0$ , и повышение  $i_2$  постепенно приводит к полному гашению при  $i_2 = \bar{i}_{2b}$  поперечных колебаний конкурирующими колебаниями внутренних мод (мягкий режим конкуренции мод), причем

$$\bar{i}_{2b} = \beta(i_1 - i_{1b}) + i_{20}. \quad (11)$$

3. Если же  $\beta < 0$ , что имеет место при  $\alpha_1 / \alpha > \exp(-\mu_B / E_0)$  и одновременно

$$1 - \left( 1 - \frac{\tau_b}{\tau_0} \right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\mu_B}{E_0}\right) \right] > \frac{\alpha_1}{\alpha} > \frac{\tau_b}{\tau_0},$$

то выше порога  $i_2 > i_{20}$  стационарные решения отсутствуют, происходит быстрое нарастание внутренних и срыв поперечных колебаний (жесткий режим конкуренции мод), заканчивающиеся, когда плотность фотонов внутренних мод достигает уровня

$$N_0 \approx \tau_0 \left[ \frac{\alpha_1}{\alpha} i_1 - \frac{\tau_b}{\tau_0} i_{1b} \right]. \quad (12)$$

4. Следует заметить, что при любом соотношении параметров увеличение  $i_2$  после полного гашения поперечных колебаний в области 1 влечет за собой повышение уровня  $\mu_2$  вплоть до выполнения пороговых условий для поперечных колебаний в области 2 и их возбуждения, причем все приведенные выше формулы сохраняют силу с соответствующей заменой индексов.

При других соотношениях параметров, которые нетрудно найти из тех же основных формул, возможно возбуждение и продольных колебаний.

На рис.2,а формулы (9) – (11) для удобства сопоставления с экспериментом представлены графически. На рис.2,б даны в тех же

координатах экспериментальные результаты, относящиеся к двум лазерным диодам из GaAs с диффузионными рп-переходами. Эксперимент проводился в импульсном режиме при азотной температуре с регистрацией на фотозлектронных умножителях.

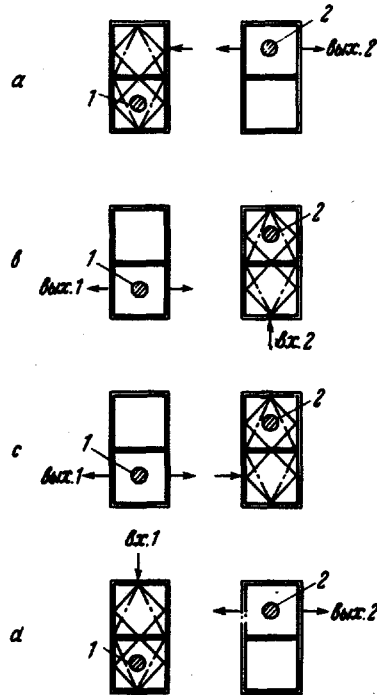


Рис.3. Схема оптического триггера из пары диодов с четырехсторонними резонаторами и изолированными областями инжекции 1 и 2. a и c — устойчивые состояния: излучение одного диода поддерживает внутренние моды в другом; b и d — переходные процессы, вызываемые световыми сигналами на входе 1 или 2

Видно, что экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на прямые, подобные расчетным рис.2,а (несмотря на различие в температурах между опытом и расчетом). Судя по наклону прямой полного давления  $\bar{i}_{1b}$ , в опыте реализуется случай  $\alpha_1/\alpha < \exp(-\mu_B/E_0)$  т.е.  $\mu_B/E_0 < 0,7$ , что сопоставимо с данными [2]. Из отношения  $i_{20}/i_{1b}$  и  $i_{10}/i_{2b}$  следует, что  $\tau_b/\tau_0$  колеблется для разных резонаторов от 0,6 до 0,95 и соответственно  $\alpha$  имеет не противоречащую опытным данным величину порядка десятков обратных сантиметров.

Важно отметить, что по описанной методике удавалось обнаружить возбуждение внутренних мод и в диодах с одной парой сколов и другой парой боковых поверхностей, образованных по обычной технологии (распиловка абразивным кругом).

При дополнительном матировании таких диодов происходило снижение порога и повышение мощности иногда в  $1,5 + 2$  раза\*.

Явление конкуренции мод может быть использовано для управления излучением квантового генератора. В этом смысле представляет особый интерес жесткий режим конкуренции ( $\beta < 0$ ), в котором слабый управляющий сигнал  $i_{20}$  (его уровень по (9) можно сделать достаточно низким) производит быстрое триггерное выключение излучения с интенсивностью  $N_b$  (6). По-видимому, просветление области 2, приводящее к такому переключению, может быть осуществлено не только токовой инжекцией  $i_2$ , но и оптическим сигналом другого квантового генератора. В этом случае пара оптически связанных диодов с четырьмя сколами образует оптический быстродействующий триггер с двумя устойчивыми состояниями (рис.3), управляемый световыми сигналами и использующий токовую инжекцию только как постоянное питание.

Авторы признательны В.И.Магальясу, разработавшему экспериментальные диоды, и Ю.В.Романову, принимавшему участие в измерениях.

Поступило в редакцию  
19 июня 1967 г.

### Литература

- [1] Н.Г.Басов, П.Г.Елисеев, С.Д.Захаров, Ю.П.Захаров, И.Н.Ораевский, И.З.Пинскер, В.П.Страхов. ФТТ, 8, 2616, 1966.
- [2] G.Lasher. F.Stern. Phys. Rev., 133, A533, 1964.
- [3] J.Nishizawa, I.Sasaki, K.Takahashi. Appl. Phys. Lett., 6, 115, 1965.

---

\* Увеличение мощности после матирования отмечалось в [3].

## ВЛИЯНИЕ ОБМЕННОГО СУЖЕНИЯ ЭПР НА ДИНАМИЧЕСКУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ ЯДЕР

*Л.Л. Буишвили, М.Д. Звиададзе*

В ряде работ [1] на основе квантово-статистического рассмотрения показано существенное влияние диполь-дипольного ( $d-d$ ) взаимодействия между электронными спинами на динамическую поляризацию ядер (ДПЯ). В простой теории ДПЯ получается при насыщении запрещенных резонансов (ЗР) на частотах  $\omega^{\pm} = \omega_s \pm \omega_z$ , так что расстояние (по частоте) между максимумами поляризации (противоположного знака) равно  $D = 2\omega_I$  ( $\omega_s$  и  $\omega_I$  — частоты электронного и ядерного резонансов). В