

АВТОКОЛЕБАНИЯ И АВТОВОЛНЫ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОД  
В АКТИВНОМ БИСТАБИЛЬНОМ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ РЕЗОНАТОРЕ

Ю. И. Балкарей, В. Б. Сандомирский, А. В. Григорьянц, Ю. А. Ржанов

В двухмодовом приближении показано, что в оптически бистабильном полупроводниковом резонаторе возможны высокочастотные ( $\omega \sim 10^9 \div 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ) автоколебания концентрации свободных носителей заряда и оптических характеристик. Автоколебания возникают вследствие взаимодействия конкурирующих мод: моды, возбуждаемой внешней волной, и лазерной моды, генерируемой в полупроводнике, по отношению к которой первая мода играет роль оптической накачки. Учет амбиполярной диффузии частиц поперек направления распространения внешней волны приводит к возможности существования в системе бегущих концентрационно-оптических импульсов нейристорного типа. Аналогичные импульсы возможны в инжекционных лазерах с дополнительными зеркалами вдоль инжектирующего электрода.

1. В настоящее время известны два различных типа оптической бистабильности в полупроводниках — «пассивная» бистабильность, возбуждаемая внешним излучением, и «активная» бистабильность в полупроводниковых лазерах и лазерных усилителях. Сравнительный анализ обоих типов бистабильности содержится в [1]. В данной работе рассмотрена новая ситуация, когда в бистабильном полупроводниковом резонаторе возникает взаимодействие двух конкурирующих мод — моды, возбуждаемой внешним излучением, и лазерной моды, генерируемой в полупроводнике, по отношению к которой первая мода является оптической накачкой. Показано, что вследствие взаимодействия мод могут возникать высокочастотные ( $\omega \sim 10^9 \div 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ) автоколебания концентрации неравновесных носителей заряда в полупроводнике и связанные с ними пульсации лазерной генерации, а также колебания в пропускании и отражении резонатором внешнего излучения. Показано также, что в резонаторах, протяженных в поперечном относительно широкого луча накачки направлении, могут распространяться уединенные волны нейристорного типа, связанные с диффузией носителей тока. Поведение рассматриваемой системы качественно аналогично поведению пассивных бистабильных резонаторов с двумя конкурирующими механизмами нелинейности (концентрационным и тепловым), в которых наблюдались относительно низкочастотные ( $\omega \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$ ) пульсации прошедшего излучения [2] и предсказано существование бегущих импульсов нейристорного типа [3]. В данной работе один механизм нелинейности — концентрационный, роль второго механизма играет лазерная генерация в полупроводнике.

2. Основным полупроводниковым пассивным бистабильным (мультистабильным) оптическим элементом является эталон Фабри—Перо, накачиваемый светом с энергией кванта  $\hbar\omega \geq E_g$  ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника). Вследствие концентрационной нелинейности происходят резкие переключения пропускания и отражения эталона при изменении падающего интенсивного светового потока  $I_0$ . Предположим теперь, что образец представляет собой параллелепипед, у которого две пары противоположных граней образуют два резонатора с осями  $z$  и  $x$  (рис. 1). Поток  $I_0$  распространяется вдоль

оси  $z$ , его частота близка к частоте одной из мод колебаний вдоль оси  $z$  (будем называть эту моду основной). При включении потока  $I_0$ , большего некоторого порогового, как обычно в пассивном бистабильном элементе, должен произойти переход из слабовозбужденного состояния в состояние с сильно возбужденной основной модой и большой неравновесной концентрацией  $N$  свободных носителей заряда. Если при этом создается достаточная инверсия населенности, то, как и в полупроводниковом лазере с оптической накачкой, в принципе возможно самовозбуждение одной или нескольких мод колебаний вдоль оси  $x$  (будем называть их неосновными). При этом возрастает темп излучательной рекомбинации, так как она становится стимулированной, и значение  $N$  может уменьшиться настолько, что резонатор по основной моде переключится в слабовозбужденное состояние. Произойдет дальнейшее уменьшение  $N$  и затухание неосновных мод, после чего процесс повторится. Таким образом, автоколебания могут возникать вследствие объединения свойств пассивного бистабильного элемента и лазера с оптической накачкой.

3. Проведем качественный анализ таких автоколебаний. Будем считать, что самовозбуждается единственная неосновная мода, причем ее поглощение

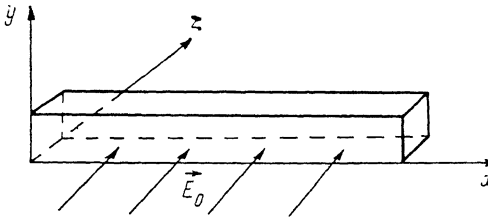


Рис. 1. Схематический вид рассматриваемой системы.

в полупроводнике мало по сравнению с поглощением основной моды вследствие существования значительного интервала между модами по частоте или, например, вследствие анизотропии поглощения материала. Воспользуемся популярной двухмодовой моделью, предложенной в [4] для описания автоколебаний в полупроводниковом инжекционном лазере в поле внешней волны. Наш случай отличается следующим: 1) нет тока инжекции; 2) при его отсутствии существующей является оптическая накачка неравновесных носителей внешней волной; 3) при выбранной геометрии оказываются важны пространственные эффекты, связанные, например, с диффузией частиц вдоль оси  $x$ . С учетом сказанного модифицированная модель [4] может быть записана в виде

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{2} (BN - \gamma_1) E - i(\Delta - \kappa N) E + \nu E_0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial N_\phi}{\partial t} = (BN - \gamma_2) N_\phi + \beta \frac{N}{\tau_r}, \quad (1б)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{N}{\tau_r} - BN(|E|^2 + N_\phi) + \alpha |E|^2 + D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2}. \quad (1в)$$

Здесь  $E$  — комплексная амплитуда поля основной моды, отнормированная так, что  $|E|^2$  дает плотность фотонов;  $N_\phi$  — плотность фотонов в неосновной моде;  $N$  — концентрация неравновесных носителей заряда;  $E_0$  — амплитуда внешней накачки;  $\nu = c/2n_0d$  (где  $c$  — скорость света в вакууме,  $n_0$  — темновой показатель преломления полупроводника,  $d$  — размер резонатора вдоль оси  $z$ );  $\gamma_{1,2}$  — коэффициенты затухания мод;  $B$  — коэффициент, характеризующий скорость вынужденных переходов;  $\tau_r$  — время спонтанной излучательной рекомбинации;  $\alpha$  — коэффициент поглощения основной моды, умноженный на скорость света;  $\beta$  — доля спонтанной эмиссии в данную неосновную моду;  $\Delta$  — разность частот основной моды равновесного резонатора и внешней накачки;  $\kappa N$  — сдвиг частоты основной моды при накачке свободных носителей заряда;  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии. Полупроводник считается прямозонным, тонким по оси  $z$  по сравнению с длиной поглощения и диффузионной длиной  $\mathcal{L}_N = (D\tau_r)^{1/2}$ . Предполагается также, что  $\mathcal{L}_\lambda < \mathcal{L}_N$  ( $\mathcal{L}_\lambda = (\lambda l)^{1/2}$  — характерная дифракционная длина,  $\lambda$  — длина волны света,  $l = 1/4\pi \cdot c\gamma_1^{-1}$  — длина пролета фотонов основной моды вдоль оси  $x$  за время жизни в резонаторе) и можно пренебречь самофокусировкой и дифракцией накачивающей волны. Электронейтральность, учтенная при записи уравнений

(1), оправдывается малостью времени максвелловской релаксации  $\tau_M$  при характерных  $N$  по сравнению со всеми временными параметрами задачи.

Рассмотрим однородные стационарные решения системы (1). Из (1а) получаем для  $|E|^2$

$$|E|^2 = \frac{(\nu E_0)^2}{1/4 \cdot (BN - \gamma_1)^2 + (\Delta - \kappa N)^2}, \quad (2)$$

уравнения (1б) и (1в) дают

$$N_\phi = \frac{\beta N \tau_r^{-1}}{\gamma_2 - BN}, \quad N_\phi = \frac{|E|^2 (\alpha - BN) - \tau_r^{-1} N}{BN}. \quad (3), (4)$$

В дальнейшем будем считать, что торцы резонатора, перпендикулярные оси  $x$ , имеют дополнительные отражающие покрытия и моды колебаний вдоль оси  $x$  более добротны, чем вдоль оси  $z$ , т. е.  $\gamma_1 \gg \gamma_2$ . Для всех параметров размерности частоты примем следующую естественную иерархию неравенств:

$$\tau_r^{-1} \ll B\bar{N} \sim \gamma_2 \ll \gamma_1 \ll \Delta, \quad B\bar{N} \ll \alpha$$

( $\bar{N}$  — стационарная концентрация). Конкретные значения параметров разумно выбрать такими:  $\tau_r^{-1} \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_2 \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_1 \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ,  $B \sim 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\bar{N} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\kappa \sim 10 \text{ В}$ ,  $\alpha \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$ .

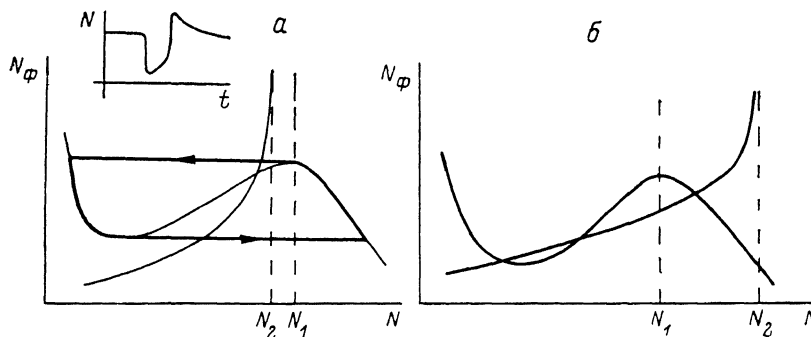


Рис. 2. Однородные стационарные решения уравнений (1) на фазовой плоскости  $(N, N_\phi)$ .

*a* — автоколебательный, *б* — триггерный случай.

Учитывая резонансный вид выражений (2) и (3), близость параметров  $\Delta/\kappa$  и  $\gamma_2/B$  и возможность их подгонки друг к другу (например, за счет изменения расстройки  $\Delta$ ) при достаточно большом значении поля  $E_0$ , характерном для лазера с оптической накачкой вблизи края собственного поглощения данного материала, можно получить на фазовой плоскости  $(N, N_\phi)$  картину, представленную на рис. 2, *a*, где  $N_1 \sim \Delta/\delta$ ,  $N_2 \sim \gamma_2/B$ ,  $N_2 < N_1$ . Другая возможность при  $N_2 > N_1$  представлена на рис. 2, *б*. Последняя, триггерная, ситуация соответствует бистабильности (промежуточное состояние неустойчиво) системы по всем трем ее переменным:  $|E|^2$ ,  $N_\phi$ ,  $N$ . Из состояния, в котором волна накачки сильно отражается,  $N$  и  $N_\phi$  малы, система переключается в пропускающее состояние для волны накачки,  $N$  резко возрастает и начинается генерация на частоте неосновной моды. Обратное переключение сопровождается гистерезисом.

Рассмотрим подробно случай (рис. 2, *a*) с одним стационарным состоянием. Исследуем устойчивость этого состояния. Вследствие принятых условий можно считать, что переменная  $E$  устанавливается быстро, и для описания динамики системы следует пользоваться уравнениями (1б)—(1в), а для  $|E|^2$  взять стационарное выражение (2). При больших концентрациях  $N$  и  $N_\phi$  пренебрежем также в (1б)—(1в) членами, учитывающими спонтанную рекомбинацию. Тогда вместо уравнения (3) имеем  $BN = \gamma_2$  и стационарное  $\bar{N} = \gamma_2/B$ . С помощью  $\bar{N}$  из выражений (2) и (4) можно найти  $|E|^2$  и  $\bar{N}_\phi$ . Линеаризуя уравнения (1б)—

(1в) вблизи стационарного состояния относительно флуктуаций  $\Delta N$ ,  $\Delta N_\phi \sim e \text{хр}(\omega t)$ , получаем выражение для частоты флуктуаций

$$\omega \simeq \frac{1}{2} \left( \alpha \frac{d|E|^2}{dN} \Big|_E - B|\bar{E}|^2 - B\bar{N}_\phi \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left( \alpha \frac{d|E|^2}{dN} \Big|_E - B|\bar{E}|^2 - B\bar{N}_\phi \right)^2 - B^2 \bar{N} \bar{N}_\phi}. \quad (5)$$

Выражение в круглых скобках (обозначим его буквой  $A$ ) с учетом (4) можно переписать в форме

$$A = \alpha \left( \frac{d|E|^2}{dN} \Big|_E - \frac{|\bar{E}|^2}{\bar{N}} \right). \quad (6)$$

Неустойчивость в системе ( $\text{Re } \omega > 0$ ) возможна только при  $A > 0$ , т. е. на участке достаточно крутого роста функции  $|E|^2$  от  $N$ . Используя (2), запишем условие  $A > 0$  в виде

$$\frac{(\Delta - \alpha \bar{N}) \alpha \bar{N}}{\gamma_1^2 + (\Delta - \alpha \bar{N})^2} > \frac{1}{2}. \quad (7)$$

Приведем конкретный пример выполнимости этого условия. За счет выбора параметров  $\bar{N}$  и  $\Delta$  пусть  $\Delta - \alpha \bar{N} = 1/3 \cdot \Delta$  и  $\Delta = 3\gamma_1$ , тогда слева в (7) получим единицу. Неустойчивая точка является узлом при  $A^2 > B^2 \bar{N} \bar{N}_\phi$  и фокусом при обратном неравенстве.

На пороге генерации неосновной моды при  $0 < B\bar{N} - \gamma_2 \ll \gamma_2$  переменную  $N$  следует считать быстрой по сравнению с  $N_\phi$ . Тогда на фазовой плоскости  $(N, N_\phi)$  вокруг неустойчивой стационарной точки  $(\bar{N}, \bar{N}_\phi)$  должен существовать разрывный предельный цикл, отвечающий релаксационным автоколебаниям  $N$ ,  $N_\phi$ ,  $|E|^2$ . Цикл показан на рис. 2, *a* жирной линией. Если точка  $(\bar{N}, \bar{N}_\phi)$  устойчива, но находится вблизи области неустойчивости, возможен режим одиночных импульсов с жестким возбуждением (ждущий режим). Характерная форма импульса показана на вставке к рис. 2, *a*. Он описывает падение концентрации  $N$  и пропускания основной волны с последующим восстановлением этих характеристик. Соответствующие изменения претерпевает и переменная  $N_\phi$ . Стационарная точка на рис. 2, *a* может оказаться и вблизи минимума немонотонной кривой. Тогда импульс будет иметь вид подъемов  $N$ , а также  $|E|^2$  и  $N_\phi$ . Длительность быстрых частей импульса  $\sim \gamma_2^{-1}$ , медленных — порядка  $(B\bar{N} - \gamma_2)^{-1}$ . Период релаксационных колебаний  $\sim (B\bar{N} - \gamma_2)^{-1}$ . При нежестких неравенствах, связывающих временные параметры, автоколебания могут быть и квазигармоническими. Численное моделирование системы (1) подтверждает сказанное. При  $\Delta \geq 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ,  $\sqrt{E_0} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3/2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\beta = 0.5$  и значениях остальных параметров, указанных выше, существуют релаксационные автоколебания с частотой  $\omega \leq 10^9 \text{ с}^{-1}$ . Переменные  $N$  и  $N_\phi$  меняются в пределах  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \leq N \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $0 \leq N_\phi \leq 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Наблюдать автоколебания и одиночные импульсы можно по пропусканию волны накачки и по генерации излучения на частоте неосновной моды. Автоколебания должен совершать также фототок, пропорциональный  $N$ , если приложить к образцу электрическое поле. Можно наблюдать также осцилляции поглощения ИК или СВЧ излучения на свободных носителях. При резонансной модуляции интенсивности накачки в системе возможны различные эффекты, хорошо известные в автогенераторах под действием периодической силы. Если не пренебрегать запаздыванием переменной  $E$ , система уравнений (1) в принципе может описывать и хаотические автоколебательные режимы.

Вместо формулы (2) для  $|E|^2$  можно воспользоваться более общим выражением для интенсивности света внутри интерферометра [5]

$$|E|^2 = \frac{(1-R)[1 - \exp(-\alpha_0 d)] [1 + R \exp(-\alpha_0 d)]}{1 + R^2 \exp(-2\alpha_0 d) - 2R \exp(-\alpha_0 d) \cos(4\pi n d / \lambda)} E_0^2, \quad (8)$$

где  $R$  — коэффициент отражения на границах интерферометра;  $d$  — толщина образца вдоль оси  $z$ ;  $n$  и  $\alpha_0$  — показатель преломления и коэффициент поглощения материала интерферометра. При этом на фазовой плоскости  $(N, N_\phi)$  немонотонная кривая будет иметь много пиков, отвечающих различным порядкам интерференции. Пересечение этой кривой с монотонной кривой может дать большое число особых точек. Тогда в одних участках фазовой плоскости система может вести себя как триггерная или мультистабильная, в других — как автоколебательная, причем возможны переключения не только между устойчивыми состояниями, но и между устойчивыми и колебательным.

4. Учет диффузионного члена в уравнении (1в) приводит к тому, что локальное импульсное возбуждение в ждущем режиме, указанное выше, становится бегущим вследствие эстафетной передачи возмущения от точки к точке вдоль оси  $x$ . Такое уединенное автоволновое возбуждение — импульс нейристорного типа — хорошо известно [6]. Ширина его переднего и заднего фронтов в нашем случае порядка  $L_N$ . Общая ширина импульса  $\mathcal{L} \geq L_N$ . Скорость импульса можно грубо оценить как  $u \sim \mathcal{L}(BN - \gamma_2)$ . Принимая  $\mathcal{L} \sim 10^{-3}$  см,  $(BN - \gamma_2) \sim 10^9$  с $^{-1}$ , находим  $u \sim 10^6$  см·с $^{-1}$ . Запуск бегущего импульса осуществляется, например, локальным изменением интенсивности накачки. При столкновении двух нейристорных импульсов, бегущих навстречу друг другу, происходит их аннигиляция.

Появление в резонаторе концентрационной неоднородности вдоль оси  $x$  вызывает неоднородное изменение показателя преломления  $\Delta n$  и искажения фазы стоячей волны  $\Delta \varphi \sim (4\pi/\lambda)\Delta n\mathcal{L}$ . Для переключения интерферометра под действием волны накачки требуется выполнение условия  $(4\pi/\lambda)\Delta n d \geq \pi$ . Если  $\mathcal{L}$  существенно меньше  $d$ , неоднородность  $\Delta \varphi$  слабо искажает моды колебаний вдоль оси  $x$ . Подчеркнем также, что дифракция волны накачки на неоднородности бегущего импульса, как и диффузия, способствует передаче возбуждения от точки к точке. Это обстоятельство отмечалось при рассмотрении волн переключения в нелинейных интерферометрах [7].

Вопрос о возможности распространения триггерных волн переключения вдоль оси  $x$  в рассматриваемой системе остается открытым. В самом деле при этом в  $\Delta \varphi$  вместо  $\mathcal{L}$  войдет величина  $L$ , которая меняется в процессе распространения волны и увеличения переключенной области. Предельное значение  $L$  порядка размера резонатора вдоль оси  $x$ . Если потребовать, чтобы длина резонатора была существенно больше фронта переключения, то возникающее  $\Delta \varphi$  оказывается большим и существенно влияет на моды колебаний вдоль оси  $x$ . Поэтому задача о распространении фронта переключения в нашем случае требует другого рассмотрения, нежели в более простых бистабильных и мультистабильных системах с концентрационными и (или) тепловыми нелинейностями, где такие волны в поперечном лучу накачки направлении уже хорошо известны [7-11].

В заключение укажем на возможность существования автоволновых процессов, в частности бегущих импульсов нейристорного типа, в полупроводниковых инжекционных лазерах. Для уяснения такой возможности следует распространить результаты работы [4], в которой численно исследованы однородные концентрационно-оптические автоколебания в лазерах с дополнительным внешним возбуждением одной из мод, на распределенный случай и учесть диффузию частиц. Должна быть выбрана также геометрия, аналогичная рис. 1, когда кроме обычных зеркал на торцах лазера имеются зеркала вдоль инжектирующего электрода и дополнительная подсветка осуществляется в направлении, перпендикулярном этим зеркалам. В релаксационном ждущем режиме однородной системы с учетом диффузии должны реализовываться бегущие импульсы примерно с теми же параметрами, что и рассмотренные выше.

#### Литература

- [1] Adams M. J., Westlake H. J., O'Mahony M. J., Henning J. D. IEEE J. Quantum Electronics, 1986, v. QE-21, N 9, p. 1498—1504.  
 [2] Jewell J. L., Gibbs H. M., Tarng S. S. et al. Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 4, p. 291—293.

- [3] Балкарей Ю. И., Григорьянц А. В., Ржанов Ю. А. Квант. электр., 1987, т. 14, № 1, с. 127—134.
- [4] Lang R. IEEE J. Quantum Electronics, 1982, v. QE-18, N 6, p. 976—983.
- [5] Merz J. L., Logan R. A., Sergeant A. M. J. Appl. Phys., 1976, v. 47, N 4, p. 1436—1456.
- [6] Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. М.: Сов. радио, 1977. 368 с.
- [7] Розанов Н. Н. ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 1, с. 96—108.
- [8] Розанов Н. Н., Семенов В. Е., Ходова Г. В. Квант. электр., 1982, т. 9, № 2, с. 354—360.
- [9] Григорьянц А. В., Голик Л. Л., Елинсон М. И., Балкарей Ю. И. Квант. электр., 1983, т. 10, № 8, с. 1714—1716.
- [10] Golik L. L., Grigoryants A. V., Elinson M. J., Balkarei Yu. J. Opt. Commun., 1983, v. 46, N 1, p. 51—56.
- [11] Григорьянц А. В., Голик Л. Л., Ржанов Ю. А. и др. Квант. электр., 1984, т. 11, № 5, с. 1060—1065.

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
3 июля 1987 г.