

electric polymer thin film in the gate insulator // Jap. J. Appl. Phys.— 1986.— V. 25, N 4.— P. 590.

11. Зи С. Физика полупроводниковых приборов.— М.: Мир, 1984.— Т. 1.
12. Baginskii I. L., Kostsov E. G., Meerson E. E. Pulse technique for flat-band voltage measurements in MIS structures // Phys. Stat. Sol. (a).— 1983.— V. 77.— P. K99.
13. Garn L. E., Sharp E. J. Use of low-frequency sinusoidal temperature waves to separate pyroelectric currents from nonpyroelectric currents // Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 12.— P. 8974.
14. Conti M., Vanin A. Oxide and nitride conduction mechanisms in MNOS structures // Thin Solid Films.— 1972.— V. 14, N 2.— P. 211.
15. Baginskii I. L., Kostsov E. G. Experimental determination of the mechanism of transient single-injection current flow in dielectrics // Phys. Stat. Sol. (a).— 1986.— V. 95.— P. 291.
16. Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия.— М.: ГИФМЛ, 1958.
17. Lenzlinger M., Snow E. H. Fowler-Nordheim tunneling into thermally grown SiO<sub>2</sub> // J. Appl. Phys.— 1969.— V. 40, N 1.— P. 278.
18. Барфут Дж., Тейлор Дж. Полярные диэлектрики и их применения.— М.: Мир, 1984.
19. Baginskii I. L., Kostsov E. G. Transient currents in dielectrics at non-linear law of single injection // Phys. Stat. Sol. (a).— 1985.— V. 91.— P. 705.
20. Antsigin V. D., Egorov V. M., Kostsov E. G. e. a. Ferroelectric properties of thin strontium barium niobate films // Ferroelectrics.— 1985.— V. 63.— P. 235.
21. Фридкин В. М. Сегнетоэлектрики — полупроводники.— М.: Наука, 1976.

*Поступила в редакцию 4 февраля 1988 г.*

УДК 621.373.826 : 535.417.2

Ю. И. БАЛКАРЕЙ, А. В. ГРИГОРЬЯНЦ, М. И. ЕЛИНСОН, Ю. А. РЖАНОВ  
(Москва)

## АВТОКОЛЕБАНИЯ, БЕГУЩИЕ ИМПУЛЬСЫ И СТАТИЧЕСКИЕ РАССЛОЕНИЯ В БИСТАБИЛЬНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ С КОНКУРИРУЮЩИМИ НЕЛИНЕЙНОСТЯМИ

**Введение.** Перспективными объектами для разработки элементной базы систем оптической обработки информации являются нелинейные полупроводниковые интерферометры, возбуждаемые лазерным излучением. Явление оптической бистабильности, наблюдаемое в таких интерферометрах, позволяет использовать их в качестве оптических элементов памяти, логических устройств, оптических транзисторов и ряда других функциональных элементов.

Когда в полупроводнике одновременно проявляются несколько механизмов оптической нелинейности, набор возможных физических явлений становится значительно шире, чем в случае действия единственного механизма. В работе [1] нами теоретически показано, что наличие двух конкурирующих механизмов дисперсионной оптической нелинейности в бистабильных и мультистабильных интерферометрах может приводить к автоколебаниям пропускания, аналогичным описанным в [2], вблизи различных положений равновесия, генерации одиночных импульсов в ответ на малое возмущение и немонотонным переходным процессам при переключениях. В [1] также установлено, что диффузия кинетических переменных, определяющих оптические константы такой нелинейной среды, приводит к совершенно новым для оптической бистабильности поперечным эффектам с гораздо более сложной пространственно-временной динамикой по сравнению с гистерезисом профиля пучка и волнами переключения, изученными ранее в интерферометрах с единственной нелинейностью [3—8]. Эти эффекты состоят в образовании диссипативных структур в виде бегущих импульсов или статических расслоений. Причем указанные структуры могут формироваться как из незначительных внешних возмущений, так и спонтанно, представляя собой яркий пример явлений самоорганизации, характерных для сильно неравновесных систем [9, 10]. Данная работа посвящена численному моделированию

предсказанных в [1] режимов с учетом всегда присутствующего абсорбционного механизма нелинейности.

**Модель.** Физическая модель аналогична модели, предложенной в [1]. Полупроводниковый интерферометр Фабри — Перо возбуждается однородным световым потоком с интенсивностью  $I_0$  и длиной волны  $\lambda$ , соответствующей краю собственного поглощения полупроводника. Динамика системы описывается уравнениями для концентрации фотовозбужденных носителей  $N$  и температуры полупроводника  $T$ , зависящей от скорости рекомбинации носителей и теплоотвода:

$$\partial N / \partial t = \alpha I(N, T) - (N / \tau) + D \nabla_{\perp}^2 N; \quad (1)$$

$$\partial T / \partial t = q N / c \rho \tau - (T - T_0) / \tau_T + \kappa \nabla_{\perp}^2 T. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha$  — межзонный коэффициент поглощения;  $q$  — тепло, выделяющееся при одиночном акте рекомбинации;  $c$  и  $\rho$  — теплоемкость и плотность полупроводника;  $\tau_T$  и  $\tau$  — характерные тепловое и рекомбинационное времена соответственно;  $T_0$  — температура окружающей среды;  $D$  и  $\kappa$  — амбиполярный коэффициент диффузии и коэффициент температуропроводности соответственно;  $\nabla_{\perp}^2$  — оператор Лапласа, действующий в плоскости, перпендикулярной к лучу накачки. Все величины в (1), (2) считаются однородными по толщине интерферометра  $l$ . Предполагаем, что поле в интерферометре устанавливается мгновенно и усредненная по  $l$  интенсивность света  $I(N, T)$  имеет вид [11]

$$I(N, T) = \frac{I_0 (1 - R) (1 - e^{-\alpha l}) (1 + R e^{-\alpha l})}{(1 - 2 R e^{-\alpha l} \cos 4 \pi n l / \lambda + R^2 e^{-2 \alpha l}) \alpha l}, \quad (3)$$

где  $R$  — коэффициент отражения зеркал интерферометра. Генерация носителей и разогрев кристалла вносят противоположные по знаку вклады в показатель преломления  $n$ :

$$n(N, T) = n_0 - \sigma N + \gamma T \quad (4)$$

( $n_0$  — начальное значение  $n$ ;  $\sigma$  и  $\gamma$  — положительные константы). Учитывается также температурное изменение  $\alpha$ :

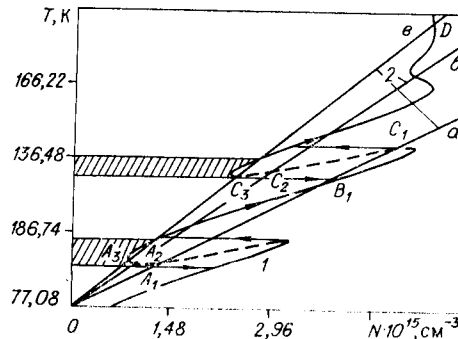
$$\alpha(T) = \alpha(T_0) \exp((T - T_0) / \Theta), \quad (5)$$

где  $\Theta$  — температурный коэффициент экспоненциального края зоны. Выбранные зависимости  $n(T)$  и  $\alpha(T)$  реализуются в ряде полупроводников, в том числе In Sb [12—14].

**Пространственно однородные пульсации, одиночные импульсы и переходные процессы.** Однородные стационарные состояния системы на фазовой плоскости  $N, T$  определяются точками пересечения нуль-изоклин, представляющих собой зависимости  $T(N)$ , полученные из уравнений (1), (2) при  $\frac{\partial}{\partial t}(N, T) = \nabla_{\perp}^2(N, T) \equiv 0$  с учетом (3) — (5). Нуль-изоклины находились численно для параметров, близких к In Sb (рис. 1). При превышении критического значения  $I_0$ , найденного нами в [1], на изоклине  $I$  появляются неустойчивые участки (штриховая ли-

Рис. 1. Взаимное расположение нуль-изоклин уравнений (1), (2) на фазовой плоскости при трех значениях  $\tau_T$ : 0,07 (а); 0,095 (б) и 0,1 с (в).

Стрелками показано направление движения фазовой траектории в случае (в). Заштрихованные участки — области притяжения состояний  $A_3$  и  $C_3$ . Расчетные параметры:  $\lambda = 5,5$  мкм,  $I_0 = 20$  Вт/см<sup>2</sup>,  $T_0 = 77$  К,  $\sigma = 4 \cdot 10^{-18}$  см<sup>-3</sup>,  $\gamma = 6 \cdot 10^{-4}$  К<sup>-1</sup>,  $\alpha(T_0) = 6$  см<sup>-1</sup>,  $\Theta = 30$  К,  $\tau = 3 \cdot 10^{-7}$  с,  $R = 0,36$ ,  $l = 200$  мкм



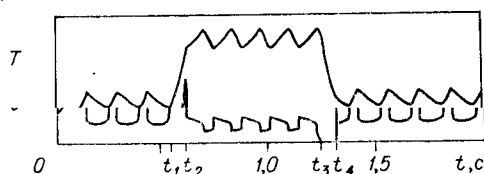


Рис. 2. Автоколебания вблизи состояний  $A_1$  и  $C_1$  и переключения между ними:  $t_1$  и  $t_2$  — моменты включения и выключения дополнительной подсветки с  $\Delta I_0^+ = 10 \text{ Вт/см}^2$ ;  $t_3$  и  $t_4$  — моменты уменьшения на  $\Delta I_0^- = 19 \text{ Вт/см}^2$  и возврата к исходному значению  $I_0 = 20 \text{ Вт/см}^2$

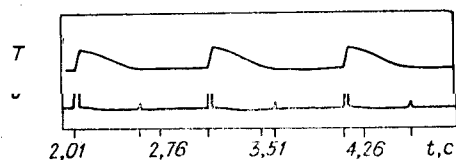


Рис. 3. Генерация «прямых» одиночных импульсов в ответ на слабую импульсную подсветку в ждущем режиме. Частота внешних импульсов  $f = 2 \text{ Гц}$ , длительность импульса  $\Delta t = 10^{-3} \text{ с}$ ,  $\Delta I_0^+ = 2 \text{ Вт/см}^2$ . Моменты прихода импульсов отмечены на оси  $t$ . Видно выпадение каждого второго импульса, приходящегося на период восстановления  $T$

ния), отвечающие автоколебаниям. Подбором параметра  $\tau_T$  можно изменять наклон прямой изоклины 2 и получать различные число и характер стационарных состояний. Динамика изменения  $N$  и  $T$  находится в пределе  $\tau_T \gg \tau$  численным решением системы (1) — (5). Интенсивность прошедшего света  $I_T$  вычислялась по стандартной формуле для резонатора Фабри — Перо [11] с учетом (4), (5).

На рис. 1, а имеются два автоколебательных состояния —  $A_1$  и  $C_1$ . В зависимости от начальных условий система совершает автоколебания вокруг одного из них. На рис. 2 система первоначально колеблется вблизи состояния  $A_1$ . В момент времени  $t_1$  интенсивность  $I_0$  увеличивается скачком на величину  $\Delta I_0^+$  на время  $\Delta t$ , что приводит после переходного процесса к переключению на верхний по  $T$  (см. рис. 1, а) предельный цикл, замыкающийся вокруг состояния  $C_1$ . Как видно из рис. 2, амплитуды и периоды соответствующих колебаний различны. Падение пропускания на верхнем цикле связано с ростом  $\alpha(T)$ . Обратный переход на нижний предельный цикл вызывается кратковременным уменьшением  $I_0$  на  $\Delta I_0^-$ . Величины  $\Delta I_0^+$ ,  $\Delta I_0^-$  и  $\Delta t$ , необходимые для переключений, зависят от фазы колебаний в момент нанесения возмущения. Для переключения с цикла на цикл необходимо перебросить систему через сепаратрису, проходящую через седловую точку  $B_1$  (см. рис. 1, а) и представляющую собой при  $\tau_T \gg \tau$  прямую, параллельную оси  $N$ .

Увеличив  $\tau_T$  при  $I_0 = \text{const}$ , получаем устойчивую стационарную точку  $A_2$ , расположенную вблизи неустойчивого участка изоклины 1 (рис. 1, б) и соответствующую ждущему режиму [1]. В ждущем режиме интерферометр в ответ на малое внешнее возмущение, превышающее порог, отделяющий точку  $A_2$  от неустойчивого участка изоклины 1, выдает одиночный стандартный импульс  $N$ ,  $T$  и  $I_T$  (рис. 3), после чего возвращается в исходное состояние (т. е. выполняет функции ждущего оптического мультивибратора). При заданных  $\Delta I_0^+$  и  $\Delta t$  существует максимальная частота следования возбуждающих импульсов, при которой интерферометр откликается на каждый из них. Эта частота определяется временем восстановления  $T$  до стационарного значения. На рис. 3 показан пропуск каждого второго возбуждающего импульса, приходящегося на период восстановления. В образцах микронных размеров может быть достигнута частота отклика до нескольких мегагерц.

Уменьшив  $\tau_T$  по сравнению со случаем рис. 1, а, можно получить устойчивую точку справа от неустойчивого участка изоклины 1, также соответствующую ждущему режиму. В этом случае генерируется импульс пониженного пропускания, имеющий перевернутую форму по

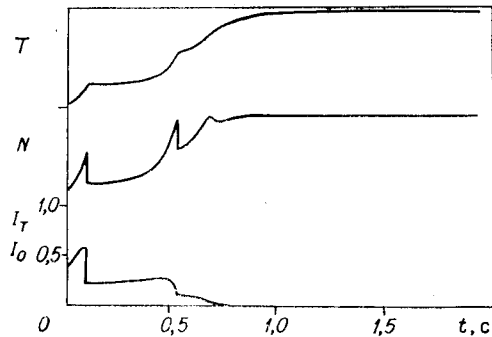


Рис. 4. Динамика выхода системы в устойчивое состояние  $D$  (см. рис. 1,  $\epsilon$ ) при  $T_0 = \text{const}$  и скачкообразном включении  $I_0$  в момент времени  $t = 0$

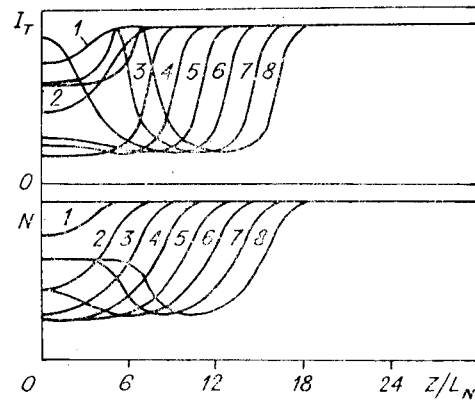


Рис. 5. Запуск и распространение «инвертированного» импульса при  $I_0(z) = \text{const}$ :  $\tau_T/\tau = 5,32$ ;  $L_N/L_T = 1,4 \cdot 10^2$ .

Параметры затравочного импульса света  $\Delta I_0^+ = 0,21I_0$ , длительность  $\Delta t = 2\tau$ , область воздействия импульса  $z/L_N = 0 - 3,75$ . Интервал между кривыми  $2\tau$

сравнению с рис. 3 («инвертированный» импульс). Каждый из указанных импульсов запускается с помощью как кратковременного повышения, так и понижения  $I_0$ . Переход от «прямого» к «инвертированному» импульсу осуществляется также при  $\tau_T = \text{const}$  с помощью изменения одной лишь интенсивности  $I_0$ . Отметим, что ждущий режим, по-видимому, может быть легко получен экспериментально в бистабильных элементах на основе GaAs и сверхрешеток GaAs—GaAlAs [15, 16], GeSe<sub>2</sub> [17] и InSb [14], где наблюдались автоколебания пропускания.

Максимальное значение  $\tau_T$  на рис. 1,  $\epsilon$  соответствует трем устойчивым состояниям  $A_3$ ,  $C_2$  и  $D$  и режиму «немонотонного переключения», предсказанному в [1]. В этом режиме, как и в ждущем, система может быть выведена из состояния  $A_3$  или  $C_2$  малым импульсом света. Однако после прохождения наиболее крутого участка заднего временного фронта ответного импульса система не возвращается в исходное состояние, а уходит в состояние  $D$ , т. е. происходит переключение со сложным немонотонным переходным процессом. При переключении из состояния  $A_3$  вслед за первым импульсом наблюдается еще один подъем  $N$  и  $I_T$  с последующим резким падением, связанные с проходом вблизи состояния  $C_2$ . Такое поведение объясняется тем, что в отличие от ждущего режима между скачкообразным увеличением и уменьшением  $N$  фазовая траектория пересекает сепаратрису, проходящую параллельно оси  $N$  через соответствующую седловую точку ( $B_3$  в случае переключения из  $A_3$ , см. рис. 1). Реализация состояний  $A_3$  или  $C_2$  возможна либо при квазистационарном увеличении  $I_0$  от нуля до заданной величины, либо при специальном выборе начальных условий по  $N$  и  $T$  при  $I_0 = \text{const}$  (заштрихованные области на рис. 1). При постановке эксперимента, когда на образец при  $T_0 = \text{const}$  скачком подается заданное  $I_0$ , система самопроизвольно переходит сразу в устойчивое состояние  $D$  с наибольшим  $T$ , а не в самое низкотемпературное состояние  $A_3$ , как этого следовало бы ожидать. Таким образом, если не приняты специальные меры для помещения системы в заштрихованные области начальных значений  $N$  и  $T$  (см. рис. 1), нельзя получить никакой информации о наличии устойчивых состояний  $A_3$  и  $C_2$ . На рис. 4 показана реализующаяся в этом случае динамика выхода системы в состояние  $D$ , отвечающее тепловому пробую интерферометра.

Отметим, что в приведенных расчетах (см. рис. 1—4) использована величина  $\Theta = 30$  К, делающая зависимость  $\alpha(T)$  менее резкой, чем в InSb, для которого приводятся  $\Theta = 17,5$  К [13] и  $\Theta = 5$  К [12]. Усиление зависимости  $\alpha(T)$  затрудняет получение нескольких автоколебательных

состояний, не меняя качественного характера остальных режимов.

**Поперечные бегущие импульсы.** Выберем в качестве исходного однородный ждущий режим. Если поперечные размеры интерферометра достаточно велики и диффузия носителей превалирует над теплопроводностью ( $D \gg \kappa$ , что является обычным для ряда полупроводников), то при локальном возбуждении описанного выше временного импульса может сформироваться пространственный импульс, движущийся поперек луча накачки с постоянной скоростью  $v \approx \sqrt{D/\tau}$ . Движение импульса вызывается диффузией фотовозбужденных носителей, осуществляющих эстафетную передачу возбуждения от точки к точке. Качественно такой бегущий импульс аналогичен импульсу в нейроне [48]. После прохождения импульса система возвращается в исходное однородное состояние. В зависимости от положения исходной стационарной точки в интерферометре могут существовать «прямые» и «инвертированные» бегущие импульсы с повышенным и пониженным пропусканием. На рис. 5 показан запуск «инвертированного» импульса с помощью локальной импульсной подсветки и динамика его распространения в одномерном случае. Ширина переднего и заднего резких фронтов импульса определяется длиной диффузии носителей  $L_N = \sqrt{D\tau}$ , общая ширина импульса зависит от соотношения времен  $\tau$  и  $\tau_T$  и может быть существенно больше  $L_N$ .

При накачке интерферометра ограниченным, например гауссовым, пучком центральная интенсивная часть пучка может соответствовать автоколебательному, а периферийная область — ждущему режиму. В этом случае центральная часть пучка становится периодическим источником бегущих импульсов, распространяющихся к его периферии. Описанная ситуация реализуется как для «прямого», так и для «инвертированного» импульса подбором параметров. Численное моделирование локального источника «прямых» импульсов приведено на рис. 6. Возможна также обратная ситуация, когда низкоинтенсивная периферийная область гауссова пучка соответствует автоколебательному режиму, а его центральная часть — ждущему (как и в предыдущем случае, такое выполнимо и для «прямого», и для «инвертированного» импульсов). В этом случае наблюдается периодическое прохождение импульсов от периферии пучка к его центру. Сталкиваясь, два импульса аннигилируют. В обоих случаях профиль прошедшего и отраженного лучей претерпевает периодические изменения.

**Статические неоднородные структуры.** Если  $\kappa > D$ , в модели (1) — (5) реализуются совсем другие пространственно неоднородные решения

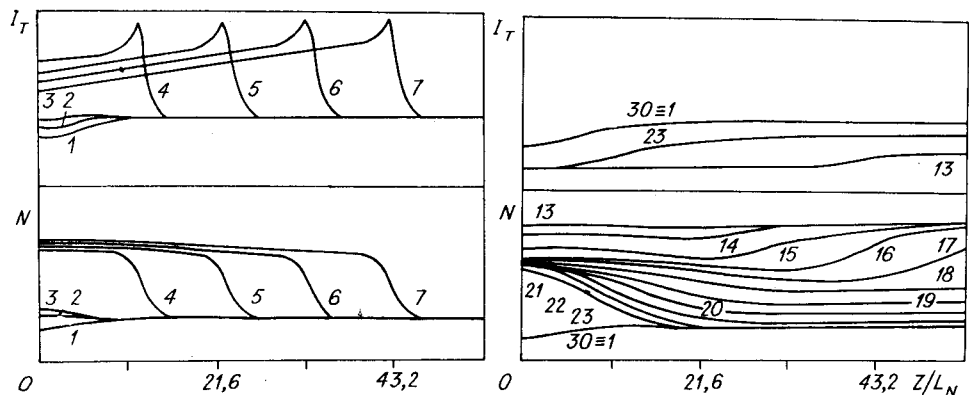


Рис. 6. Периодический источник бегущих «прямых» импульсов при неоднородной накачке интерферометра:

$I_0(z) = I_0 + \Delta I_0 e^{-z^2/2W^2}$ ,  $I_0 = 10$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\Delta I_0 = 0,4$  Вт/см<sup>2</sup>,  $W = 17,6 L_N$  (граница автоколебательного режима при  $I_0(z) = 10,18$  Вт/см<sup>2</sup>). Параметры интерферометра соответствуют InSb:  $\delta = 4\pi n_0 l / \lambda = 1,35 \pi$ ;  $R = 0,5$ ;  $\Theta = 5$  К;  $\tau_T = 0,036$  с; остальные параметры такие, как на рис. 1 (в (2) при производной  $\partial T / \partial t$  введен масштабный коэффициент  $\epsilon = 10^3$ , позволяющий сократить счетное время);  $L_N / L_T = 2,8$ . Интервал между кривыми 10 $\tau$

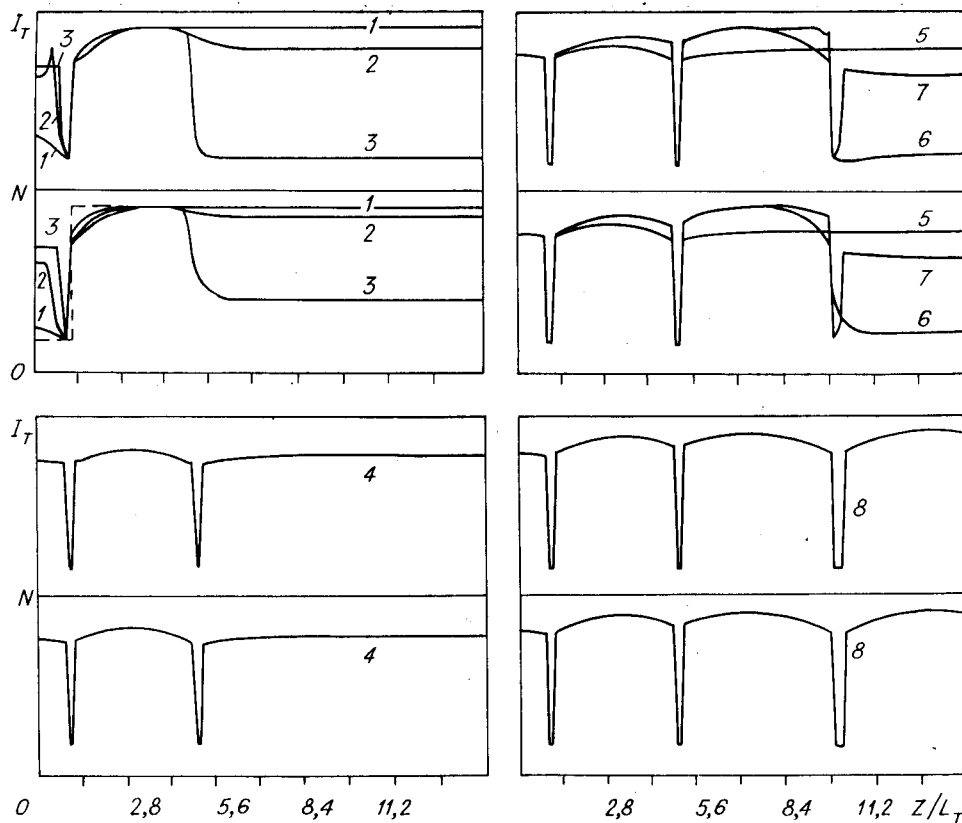


Рис. 7. «Самодостройка» страт в исходно-автоколебательном режиме при  $I_0(z) = \text{const}$ . Начальное условие показано штриховой линией;  $L_N/L_T = 1,4 \cdot 10^{-2}$ ;  $L_T/\tau = 5,4$ . Время, соответствующее кривым: 1 —  $2\tau$ ; 2 —  $4\tau$ ; 3 —  $10\tau$ ; 4 —  $42\tau$ ; 5 —  $52\tau$ ; 6 —  $72\tau$ ; 7 —  $82\tau$ ; 8 —  $137\tau$

[1] — статические расслоения параметров  $N$ ,  $I_T$  и  $T$  в виде одиночных страт или систем страт, периодических или непериодических по поперечной координате интерферометра. Квазигармонические диссипативные структуры такого типа в открытых системах с диффузией впервые были рассмотрены Тьюрингом [19]. В нашем случае выполняются неравенства  $\tau_T \gg \tau$ ,  $L_T \gg L_N$  ( $L_T = \sqrt{\kappa\tau_T}$  — длина температуропроводности) и вместо квазигармонических расслоений возникают контрастные диссипативные структуры (КДС), сильно отличающиеся от гармонических (литература по КДС, изучавшимся в различных неравновесных системах, приведена в [1]). Квазигармонические структуры были бы возможны при  $\tau_T \sim \tau$ ,  $L_T \gtrsim L_N$ . КДС в интерферометре могут возникать спонтанно вследствие диффузионной неустойчивости [4] или в результате жесткого возбуждения достаточно большим локальным световым или тепловым воздействием в однородном ждущем или автоколебательном режиме. Узкие концентрационно-оптические страты имеют ширину порядка  $L_N$  и существуют на фоне плавных неоднородностей  $N$  и  $T$  масштаба  $L_T$ . На рис. 7 показан процесс формирования контрастной периодической структуры при локальном кратковременном возмущении однородного автоколебательного состояния интерферометра. Из начального возбуждения образуется первая страта, возле которой продолжаются автоколебания. В переходном процессе рядом с первой стратой развиваются возмущения, играющие роль затравок для новых страт. В итоге возникает процесс «самодостройки» страт: с каждым последующим периодом колебаний на определенном расстоянии от уже существующей страты самопроизвольно образуется стационарная новая страта. В результате этого процесса автоколебания полностью прекращаются и в системе устанавливается устойчивая относительно малых возмущений стационар-

ная периодическая структура. Если сразу во всем пространстве достаточно близко друг от друга создать начальные затравки для страт, аналогичная структура установится без «самодостройки». Масштаб амплитудных изменений  $N$ ,  $T$ ,  $I_T$  в бегущих импульсах и стратах близок к амплитуде однородных автоколебаний. В мультистабильных интерферометрах возможно существование различных бегущих импульсов и статических структур вблизи однородных стационарных состояний, отвечающих различным порядкам интерференции.

**Заключение.** Таким образом, в данной работе проведено подробное исследование структуры (страты), а также явление «самодостройки» страт на фоне автоколебаний. Бегущие импульсы и страты представляют собой новый тип поперечных эффектов, возникающих при оптической бистабильности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балкарей Ю. И., Григорьянц А. В., Ржанов Ю. А. Автоколебания, поперечная диффузионная неустойчивость и пространственные диссипативные структуры при оптической бистабильности и мультистабильности // Квантовая электрон.— 1987.— Т. 14, № 1.
2. McCall S. L. Instability and regenerative pulsation phenomena in Fabry-Perot nonlinear optic media devices // Appl. Phys. Lett.— 1978.— V. 32.— P. 284.
3. Розанов Н. Н. Гистерезисные явления в распределенных оптических системах // ЖЭТФ.— 1981.— Т. 80, № 1.
4. Розанов Н. Н., Семенов В. Е., Ходова Г. В. Поперечная структура поля в нелинейных бистабильных интерферометрах // Квантовая электрон.— 1982.— Т. 9, № 2.
5. Григорьянц А. В., Голик Л. Л., Елинсон М. И., Балкарей Ю. И. Нелинейные термооптические волны в полупроводниковом интерферометре Фабри — Перо // Квантовая электрон.— 1983.— Т. 10, № 8; Golik L. L., Grigor'yants A. V., Elinson M. I., Balkarev Yu. I. Hysteresis and nonlinear thermo-optic waves in a semiconductor interferometer // Opt. Commun.— 1983.— V. 46.— P. 51.
6. Григорьянц А. В., Голик Л. Л., Ржанов Ю. А. и др. Волны переключения в мультистабильном интерферометре Фабри — Перо с термооптической нелинейностью // Квантовая электрон.— 1984.— Т. 11, № 5.
7. Григорьянц А. В., Голик Л. Л., Ржанов Ю. А. и др. Волны переключения в мультистабильном интерферометре: ширина фронтов, взаимодействие волн, возможные применения // Квантовая электрон.— 1987.— Т. 14, № 6.
8. Апанасевич С. П., Карпушко Ф. В., Синицын Г. В. Пространственный гистерезис и волны переключения в тонкопленочных полупроводниковых интерферометрах // Квантовая электрон.— 1985.— Т. 12, № 2.
9. Николас Г., Пригожин Н. Самоорганизация в неравновесных системах.— М.: Мир, 1979.
10. Хаген Г. Синергетика.— М.: Мир, 1980.
11. Merz J. L., Logan R. A., Sergent A. M. Loss measurements in GaAs and Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As dielectric waveguides between 1,1 eV and the energy gap // J. Appl. Phys.— 1976.— V. 47.— P. 1436.
12. Wherrett B. S., Tooley F. A. P., Smith S. D. Absorption switching and bistability in InSb // Opt. Commun.— 1984.— V. 52.— P. 301.
13. Tooley F. A. P., Walker A. D., Smith S. D. The external switching of intrinsically bistable devices by incoherent illumination // IEEE J. Quantum Electron.— 1985.— V. QE-21.— P. 1340.
14. MakKenzie H. A., Reid J. J. E., Al-Attar H. A., Abraham E. Regenerative pulsations in InSb bistable etalon // Opt. Commun.— 1986.— V. 60.— P. 181.
15. Jewell J. L., Gibbs H. M., Tarng S. S. e. a. Regenerative pulsations from an intrinsic bistable optical device // Appl. Phys. Lett.— 1982.— V. 40.— P. 291.
16. Gibbs H. M., Tarng S. S., Jewell J. L. e. a. Room-temperature excitonic optical bistability in a GaAs—GaAlAs superlattice etalon // Ibid.— V. 41.— P. 224.
17. Haito J., Janossy I. Explanation of the laser-induced oscillatory phenomenon in amorphous semiconductor films // Phil. Mag. B.— 1983.— V. 48.— P. 314.
18. Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике.— М.: Сов. радио, 1977.
19. Turing A. M. The chemical basis of morphogenesis // Phil. Trans. Roy. Soc. L.— 1952.— Ser. B.— V. 237.— P. 37.

Поступила в редакцию 28 декабря 1987 г.