

07; 12

## АВТОКОЛЕБАНИЯ В ОПТИЧЕСКИ БИСТАБИЛЬНОЙ СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

*А. Л. Великович, Г. П. Голубез, В. П. Голубченко, Д. Г. Лучинский*

Система связанных резонаторов Фабри—Перо реализована в виде полностью оптического бистабильного элемента на основе схемы электрооптического мембранного модулятора света. В ней наблюдаются автоколебания, обусловленные совместным действием оптической и механической нелинейностей. Частота автоколебаний лежит в пределах  $10^2$ — $10^5$  Гц, их форма может варьироваться от синусоидальной до пилообразной.

Исследования по оптической бистабильности в последнее время стимулировали интерес к изучению автоколебательных режимов работы пассивных нелинейных оптических резонаторов. Бистабильные устройства, действующие в таком режиме, могут применяться в качестве модуляторов света и тактовых генераторов в оптических вычислительных устройствах. Автоколебания наблюдались в чисто оптических [1, 2] и гибридных [3] бистабильных элементах с коэгулирующими нелинейностями в системах с запаздывающим откликом [4, 5]. Возможность получения автоколебаний за счет нелинейного отклика высокого порядка обсуждалась в работе [6] на примере полупроводникового интерферометра Фабри—Перо, находящегося в тепловом контакте с поглощающей пластиной.

В настоящей работе впервые сообщается о наблюдении в мембранном бистабильном элементе автоколебаний, обусловленных достижением высокого (не ниже 3-го) порядка нелинейного отклика элемента на возбуждение. Частота наблюдаемых автоколебаний варьировалась от  $10^2$  до  $10^5$  Гц, их форма изменялась в широких пределах — от синусоидальной до прямоугольной и пилообразной.

Устройство мембранного бистабильного элемента, сходного по своей структуре с мембранным электрооптическим модулятором света, подробно описано в [7, 8]. Элемент образован монокристаллической пленкой полупроводника  $e$ -GaSe, толщина которой  $L$  порядка 1 мкм, и диэлектрическим зеркалом, отделенным от пленки диафрагмой. Естественные грани кристалла и воздушный зазор между кристаллом и зеркалом образуют два связанных резонатора Фабри—Перо. Сдвиг фазы воздушного резонатора происходит за счет прогиба кристалла под действием локального лазерного нагрева. Известно, что возникающие при этом в пленке, закрепленной по краям, напряжения эквивалентны нагрузке, приложенной к границам пленки. При наличии градиента температуры по толщине пленки или при изменении знака первоначальной кривизны пленки вблизи пятна возбуждения такая нагрузка может привести к механической неустойчивости пленки, т. е. к гистерезисной зависимости прогиба пленки от нагрузки [9]. В наших экспериментах при возбуждении бистабильного элемента излучением аргонового лазера ( $\lambda = 514.5$  нм, радиус пятна фокусировки  $a = 15$  мкм, мощность излучения  $I_0 \sim 7$ — $15$  мВт) легко достигался существенно нелинейный отклик элемента: оценки показывают, что мощность возбуждения, отвечающая порогу эйлеровской упругой неустойчивости первоначально плоской полупроводниковой мембраны, не превышает 3—5 мВт. Гистерезисный характер нелинейного отклика элемента открывает возможность возникновения

автоколебаний. Действительно, если в результате механического переключения тепловая нагрузка, определяемая прогибом пленки  $h$ , т. е. изменением  $\Delta\Phi = 4\pi h/\lambda$  фазы  $\Phi = \Phi_0 + \Delta\Phi$  воздушного резонатора, оказывается ниже, чем до переключения, то элемент может вернуться в исходное состояние, после чего процесс переключения будет повторяться.

Качественное описание динамики мембранного бистабильного элемента в автоколебательном режиме можно получить на основе двух связанных релаксационных уравнений дебаевского типа

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{T}{\tau_T} + \frac{I_0 A(\Phi)}{\pi a^2 L \rho C_p}, \quad (1)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{\tau_\Phi} [k\alpha T - g(\Phi)]. \quad (2)$$

Уравнение (1) описывает изменение характерной температуры  $T$  в пятне возбуждения под действием лазерного разогрева. Здесь  $A(\Phi)$  — коэффициент поглощения пленки (см. [7]),  $\rho = 5.03 \text{ г/см}^3$  — плотность,  $C_p = 0.32 \text{ Дж/г}\cdot\text{К}$  — удельная теплоемкость пленки,  $\alpha = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$  — коэффициент ее теплового расширения вдоль слоев,  $\tau_T$  и  $\tau_\Phi$  — характерные времена теплового переключения бистабильного элемента и релаксации к механически устойчивому состоянию соответственно.

Уравнение (2) описывает движение пленки под действием тепловой нагрузки, характеризуемой величиной  $k\alpha T$  ( $k$  — безразмерный коэффициент) в приближении сильного затухания. О справедливости данного приближения свидетельствует, в частности, отсутствие затухающих переколебаний при переключении элемента между устойчивыми состояниями [7, 8, 10, 11]. Нелинейная функция  $g(\Phi)$  в уравнении (2) характеризует отклик, т. е. сдвиг фазы, обусловленный прогибом пленки, на тепловую нагрузку. В первом приближении метода Бубнова—Галеркина для описания механического гистерезиса достаточно удержать три члена в разложении  $g(\Phi)$  по  $\Delta\Phi$  [12].

Стационарные решения системы (1), (2) определяются пересечениями нуль-изоклин на фазовой плоскости  $(\Phi, T)$ . На рис. 1, *a* изоклина  $(dT/dt) = 0$  (кривая 1) описывает периодическую зависимость тепловой нагрузки от фазы  $\Phi$ . Изоклина  $(d\Phi/dt) = 0$  (кривая 2) показывает состояния механического равновесия пленки в зависимости от тепловой нагрузки (пунктир — неустойчивая ветвь  $g(\Phi)$ ), спираль — типичная фазовая траектория, описывающая установление автоколебательного режима). Для линейной зависимости  $g$  от  $\Delta\Phi$  мы получили бы стандартный график дисперсионной оптической бистабильности [13]. Если же единственное стационарное состояние лежит на неустойчивой ветви кривой 2, как показано на рис. 1, *a*, то система из любых начальных условий эволюционирует к устойчивому предельному циклу, описываемому автоколебаниями. Соответствующее решение системы (1), (2) для автоколебательного режима почти синусоидальной формы приведено на рис. 1, *б* сверху. При увеличении интенсивности  $I_0$  расчет приводит к появлению своеобразной формы автоколебаний (рис. 1, *б* снизу), что связано со специфическим видом устойчивых ветвей пропускания нашей трехзеркальной системы [7, 8]. Экспериментальные осциллограммы показывают изменение формы почти синусоидальных колебаний для образца с начальной фазовой настройкой кристалла  $\Phi_0 = 3\pi/2$  при изменении

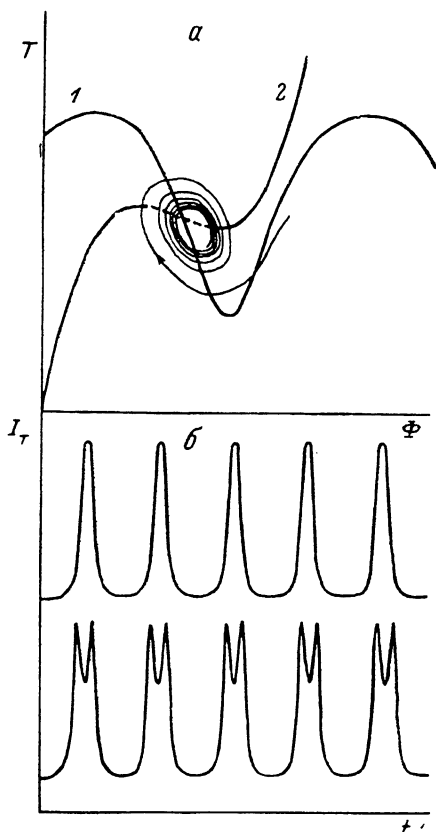


Рис. 1.

уровня входной постоянной мощности от  $\sim 11$  до  $\sim 12$  мВт (рис. 2). Получено хорошее согласие результатов расчета с данными эксперимента.

Исследование системы уравнений (1), (2) вблизи стационарных решений показывает возможность как мягкого возбуждения (или срыва) автоколебаний, близких при малой амплитуде к синусоидальным, так и жесткого возбуждения,

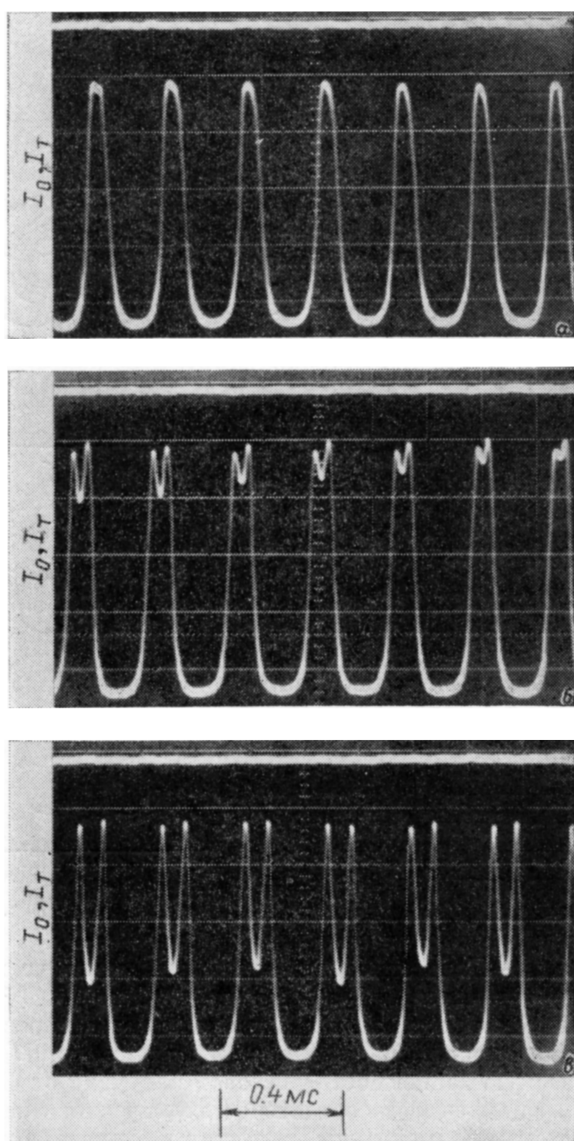


Рис. 2. Осциллограммы зависимости формы автоколебаний  $I_T$  (нижний след) от  $I_0$  (верхний след).

$I_0$ , мВт: а — 11, б — 11.6, в — 12.

когда система попадает в область притяжения предельного цикла в результате переключения. Мягкому режиму возбуждения автоколебаний отвечают осциллограммы на рис. 2.

На рис. 3 показаны жесткое возбуждение автоколебаний конечной амплитуды при переключении другого бистабильного элемента ( $\Phi_0 = 3\pi/2$ ) «вверх» фронтом треугольного импульса пиковой мощностью  $\sim 12$  мВт и последующий мягкий срыв автоколебаний при уменьшении амплитуды возбуждения. Пиле-

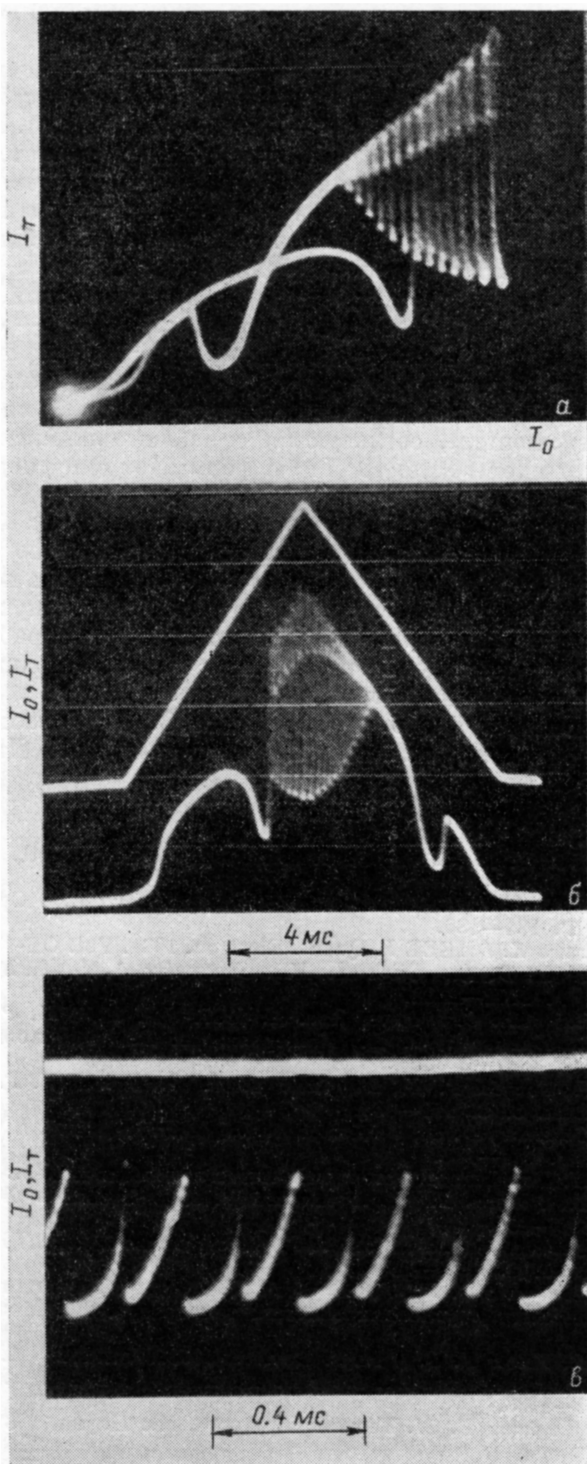


Рис. 3. Жесткое возбуждение пилообразных релаксационных колебаний импульсом треугольной формы.

а — гистерезисная зависимость  $I_T$  ( $I_0$ ), б — осциллограммы падающего (верхний след) и прошедшего (нижний след) импульсов излучения, в — форма автоколебаний в данном образце (нижний след) при постоянном уровне возбуждения (верхний след).



образные релаксационные колебания данного элемента при постоянном входном сигнале представлены на рис. 3, в.

Форма автоколебаний конечной амплитуды зависит от соотношения времен  $\tau_r$  и  $\tau_\phi$ . При  $\tau_r \sim \tau_\phi$  автоколебания с периодом  $\sim \tau_r$  могут быть как синусоидальными (рис. 2, а), так и более сложной формы (рис. 2, б, в). Если же  $\tau_r \gg \tau_\phi$ , то автоколебания имеют выраженный релаксационный характер: переключения между устойчивыми состояниями пропускаются за малое время  $\sim \tau_\phi$  чередуются с медленным движением по устойчивым ветвям в течение времени  $\sim \tau_r$  (рис. 3, в). Для оценки времен релаксации использовались следующие соотношения:  $\tau_r \sim (a/2.4)^2/\chi$  ( $\chi$  — температуропроводность пленки) [14] и  $\tau_\phi \sim R/U$  ( $R$  — характерный размер области существования автоколебаний,  $U \sim (L/a) c_l$  — скорость распространения поперечных волн в пленке,  $c_l$  — скорость распространения продольных волн в материале пленки [15]). Как видно, меняя толщину пленки и диаметр пятна фокусировки, можно в широких пределах варьировать величины  $\tau_r$  и  $\tau_\phi$  и соотношение между ними. Оценки, сделанные по приведенным соотношениям, согласуются с наблюдавшимися в эксперименте изменениями частоты (от  $10^2$  до  $10^5$  Гц) и формы (от синусоидальной до пилообразной) автоколебаний для различных образцов.

Отметим, что рассмотренный тепловой механизм автоколебаний в мембранном бистабильном элементе характеризуется сравнительно низким порогом возбуждения  $\sim 7$  мВт, который может быть еще уменьшен посредством оптимизации нашей системы. Кроме того, данный механизм допускает использование самых различных материалов поглощающих пленок, работает в большом диапазоне длин волн возбуждения и открывает широкие практические возможности управления частотой и формой автоколебаний.

Авторы выражают глубокую благодарность З. Д. Ковалюку за предоставленные образцы высококачественных кристаллов и М. И. Дыкману за полезные обсуждения.

#### Литература

- [1] Jewell J. L., Gibbs H. M., Tarng S. S. et al. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 40. N 4. P. 291—293.
- [2] Mackenzie H. A., Reid J. J. E., Al-Attar H. A., Abraham E. // Optics Commun. 1986. Vol. 60. N 3. P. 181—186.
- [3] Okada M., Takizawa K. // IEEE J. Quant. Electron. 1981. Vol. QE-17. N 4. P. 517—524.
- [4] Hopf F. A., Kaplan D. L., Gibbs H. M., Shoemaker A. L. // Phys. Rev. A. 1980. Vol. 25. N 5. P. 2172—2182.
- [5] Wegener W., Klingshirn C. // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 35. N 4. P. 1740—1752.
- [6] Захарова А. А., Балкарей Ю. И., Григорьянц А. В. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 11. С. 2361—2363.
- [7] Великович А. Л., Голубев Г. П., Кауфман И. Х., Лучинский Д. Г. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 3. С. 161—166.
- [8] Golubev G. P., Luchinsky D. G., Velikovich A. L., Liberman M. A. // Opt. Commun. 1987. Vol. 62. N 4. P. 181—186.
- [9] Тимошенко С. П. Устойчивость стержней, пластин и оболочек. М.: Наука, 1971. 580 с.
- [10] Великович А. Л., Голубев Г. П., Лучинский Д. Г. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 14. С. 879—885.
- [11] Бакиев А. М., Великович А. Л., Голубев Г. П., Лучинский Д. Г. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 9. С. 1854—1856.
- [12] Безухов Н. И., Бажанов В. Н., Гольденблат И. И. и др. Расчеты на прочность, устойчивость и колебания в условиях высоких температур. М.: Машиностроение, 1965. 567 с.
- [13] Marburger J. H., Felber F. S. // Phys. Rev. A. 1978. Vol. 17. N 1. P. 335—342.
- [14] Olbright G. R., Peughambarian N., Gibbs H. M. et al. // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 45. N 10. P. 1031—1033.
- [15] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 204 с.

Всесоюзный научно-исследовательский  
институт метрологической службы  
Москва

Поступило в Редакцию  
12 февраля 1988 г.