

## Краткие сообщения

01;05;07

### Влияние внешнего шума на оптический тепловой пробой полупроводниковой пластины

© Ю.В. Гудыма

Черновицкий государственный университет им. Ю.Федьковича,  
Черновцы, Украина

(Поступило в Редакцию 4 марта 1996 г.)

Рассмотрен оптический тепловой пробой полупроводниковой пластины с малым числом Био в условиях флуктуаций интенсивности падающего света. Показано, что внешний шум сдвигает область пробоя в сторону несколько больших значений управляющего параметра, а при нарастании флуктуаций приводит к подавлению критической точки. При интенсивностях света ниже пороговых шум может индуцировать неравновесный фазовый переход. Приведены численные оценки для германия, освещаемого CO<sub>2</sub> лазером.

Оптический тепловой пробой являет собой пример кооперативного оптического эффекта в системах, возбуждаемых светом, отличительная особенность которых — возникновение множественных стабильных состояний при превышении параметрами системы определенных критических значений при отсутствии внешней обратной связи [1]. Физическая природа явления связана с быстрым (экспоненциальным) ростом коэффициента поглощения света свободными носителями (энергия светового кванта меньше ширины запрещенной зоны) при разогреве полупроводника поглощенным излучением и проявляется в виде лавинообразного роста температуры полупроводника, когда интенсивность света (внешний параметр) превышает порог пробоя. Ценность оптического теплового пробоя как примера диссипативной структуры, возникающей в открытой системе вдали от состояния термодинамического равновесия [2,3], состоит в том, что он экспериментально наблюдался [4] и теоретически объяснен [5]. На основе модели этого явления продемонстрированы особенности гистерезиса в распределенных системах и показано существование волн переключения между состояниями, отвечающими различным ветвям гистерезисной зависимости [6]. Таким образом, для оптического теплового пробоя были описаны почти все неравновесные эффекты.

Рассмотрим, каким образом изменится состояние системы под влиянием флуктуаций интенсивности падающего света. Заметим, что описываемая система является весьма удобным объектом для экспериментального изучения таких влияний. Интенсивность падающего света — внешний параметр, который можно легко изменять на опыте в значительных пределах. Важным является и то, что в законе Ламберта–Бэра интенсивность света является мультипликативным параметром и следует ожидать, что флуктуации могут оказывать сильное влияние на систему, так как ее детерминированными неравновесными свойствами, как известно, можно полностью управлять, изменяя поток энергии падающего света.

Чтобы пренебречь внутренними флуктуациями будем считать полупроводниковую пластину пространственно однородной с малым числом Био,  $Bi = H\lambda/l \ll 1$  ( $l$  — толщина пластины;  $\lambda$  — теплопроводность;  $H$  — коэффициент теплоотдачи, равный отношению удельной теплопроводности к удельной плотности материала приходящемуся на единицу длины). Поперечное термическое сопротивление такой пластины мало по сравнению с термическим сопротивлением контакта с термостатом, что равнозначно быстрому выравниванию температуры по толщине пластины. Таким образом, нестационарный тепловой режим системы достаточно хорошо описывается одной переменной — температурой  $T$ , величина которой определяется из уравнения теплового баланса [7]

$$c \frac{dT}{dt} = G(x, t) \{1 - \exp(-\alpha(T)l)\} / l - H(T - T_0), \quad (1)$$

где  $G(x, t)$  — интенсивность широкого пучка падающего света,  $c$  — удельная теплоемкость полупроводникового материала,  $T_0$  — температура термостата,

$$\alpha(T) = \alpha_0 \exp(-E_g/2kT) \quad (2)$$

— коэффициент поглощения света свободными носителями,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны.

Зависимостью от температуры значения коэффициента поглощения при высоких температурах  $\alpha_0$  обычно пренебрегают. От (1) нетрудно перейти к безразмерным переменным

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \beta \{1 - \exp(-\eta \exp(\gamma - \gamma/\theta))\} - (\theta - 1), \quad (3)$$

где  $\theta = T/T_0$ ,  $\tau = tH/c$ ,  $\gamma = E_g/2kT_0$ ,  $\eta = \alpha(T_0)l$ .

В дальнейшем будем также считать, что время корреляции внешних флуктуаций пренебрежимо мало, так что для их описания можно использовать приближение белого шума. Заменим параметр  $\beta$  стационарным случайным процессом [8]  $\beta(t) = \beta + \sigma\xi(t)$ , где внешний

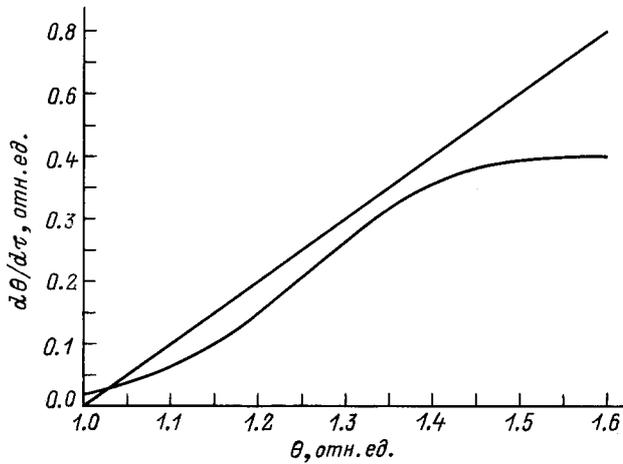


Рис. 1. Графическое решение уравнения эволюции (3) в случае  $\beta = 0.4$ .

шум  $\xi(t)$  имеет нулевое среднее значение и коррелятор  $\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = \sigma^2 \delta(t - t')$ , а  $\beta$  равно среднему значению  $\beta(t)$ . Если учесть, что в смысле обобщенных функций гауссовский белый шум есть производная от винеровского процесса, то уравнение (3) преобразуется к стохастическому дифференциальному уравнению Стратоновича, которому можно поставить в соответствие уравнение Фоккера–Планка, определяющему эволюцию плотности вероятности перехода  $p(\theta, \tau | \theta', \tau')$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p(\theta, \tau | \theta')}{\partial \tau} = & -\frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \beta \{ 1 - \exp(-\eta \exp(\gamma - \gamma/\theta)) \} \right. \\ & - (\theta - 1) - \frac{\eta \gamma \sigma^2}{2\theta^2} \{ 1 - \exp(-\eta \exp(\gamma - \gamma/\theta)) \} \\ & \times \exp(-\eta \exp(\gamma - \gamma/\theta)) \} \exp(\gamma - \gamma/\theta) \Big] p(\theta, \tau | \theta') \\ & + \frac{\sigma^2}{2} \frac{\partial}{\partial \theta^2} \{ 1 - \exp(-\eta \exp(\gamma - \gamma/\theta)) \}^2 p(\theta, \tau | \theta'). \end{aligned} \quad (4)$$

Стационарные режимы, описывающие макроскопическое поведение нелинейной системы, находящейся под влиянием внешнего шума, адекватно и просто определяются стационарной плотностью вероятности  $p(\theta)$ . Если граница пространства состояний естественная (или регулярная с мгновенным отражением), то стационарным решением однородного уравнения Фоккера–Планка является

$$\begin{aligned} p_s(\theta) = & N \{ 1 - \exp(-\eta \exp(\gamma - \gamma/\theta)) \}^{-1} \\ & \times \exp \left[ \frac{2}{\sigma^2} \int_0^\theta \left[ \beta \{ 1 - \exp(-\eta \exp(\gamma - \gamma/u)) \} \right. \right. \\ & \left. \left. - (u - 1) \right] \{ 1 - \exp(-\eta \exp(\gamma - \gamma/u)) \}^{-2} du \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где  $N$  — константа, получаемая из условий нормировки

$$\int_0^b p_s(\theta) d\theta = 1. \quad (6)$$

Верхняя граница интегрирования определяется ограничениями, накладываемыми физическими условиями задачи (например, точкой плавления кристалла). Решение (5) называют потенциальным, поскольку его максимумы соответствуют устойчивым стационарным состояниям, а минимумы — неустойчивым стационарным состояниям [8]. Таким образом, экстремумы стационарной плотности вероятности можно отождествлять с макроскопическими стационарными состояниями системы. Численный анализ (5) проводился для германиевой пластины толщиной 6 мм, освещаемой  $\text{CO}_2$  лазером с длиной волны 10.6 мкм при комнатной температуре  $T_0 = 300$  К. Константы материала  $E_g = 0.67$  эВ,  $\alpha(T_0) = 0.09 \text{ см}^{-1}$  соответствуют данным работы [4]. Напомним, что точка плавления германия составляет 1210 К.

Как известно [6], уравнение теплового баланса (3) имеет два устойчивых детерминистических стационарных решения для значения  $\beta$  выше некоторого критического. Первое из них соответствует фазе, когда температура системы перестает зависеть от температуры внешней среды и полностью определяется накачкой, а второе — собственно фазе оптического теплового пробоя. Действие же внешнего шума (как аддитивного, так и мультипликативного) лишь сдвигает область оптического теплового пробоя в сторону несколько больших значений управляющего параметра. Дальнейшее нарастание флуктуаций интенсивности внешнего света приводит к подавлению критической точки. Однако невыясненным оказывается принципиальный вопрос о качественной перестройке режимов динамической системы — индуцированных шумом переходов [9]. Для этого рассмотрим поведение системы для значений управляющего (кооперативного) параметра ниже критического. В отсутствие

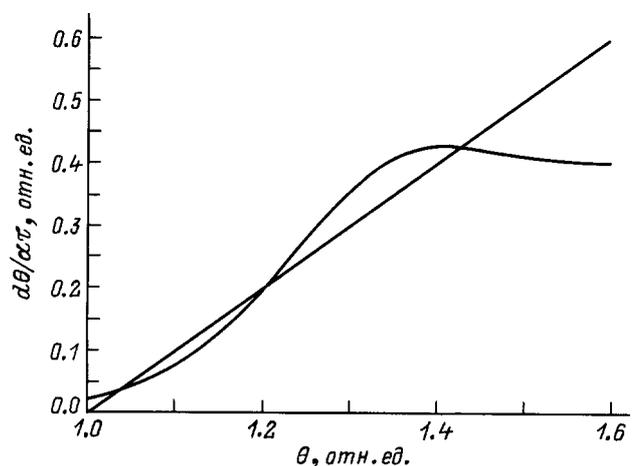


Рис. 2. Графическое решение уравнения эволюции с учетом флуктуации падающего света  $\sigma^2 = 0.1$  для того же значения  $\beta = 0.4$ . Переход возникает для  $\sigma^2 = 0.04$ .

внешнего мультипликативного шума она характеризуется одним стационарным состоянием (рис. 1), однако нарастание флуктуаций падающего света приводит к появлению бистабильности (рис. 2). Таким образом, мы получили ситуацию, когда фазовый переход индуцируется исключительно шумом. Важным является то, что предсказания на основе анализа в терминах идеализации белого шума оправдываются и для любого цветного шума в пределе малых времен корреляции [9]. Подчеркнем, что эффекты внешнего шума в оптическом тепловом пробое полупроводниковой пластины сравнительно доступны для экспериментального моделирования.

## Список литературы

- [1] *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 518 с.
- [2] *Николис Г., Пригожин И.* Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир, 1979. 512 с.
- [3] *Хакен Г.* Синергетика. М.: Мир, 1980. 404 с.
- [4] *Young P.A.* // *Appl. Opt.* 1971. Vol. 10. N 3. P. 638–643.
- [5] *Эпштейн Э.М.* // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1972. Т. 15. № 1. С. 33–37.
- [6] *Розанов Н.Н.* // *ЖЭТФ.* 1981. Т. 80. Вып. 1. С. 96–108.
- [7] *Эпштейн Э.М.* // *ЖТФ.* 1978. Т. 48. Вып. 8. С. 1733–1736.
- [8] *Гардинер К.В.* Стохастические методы в естественных науках. М.: Мир, 1986. 528 с.
- [9] *Хорстхемке В., Лефевр Р.* Индуцированные шумом переходы: теория и применение в физике, химии, биологии. М.: Мир, 1987. 400 с.