

06

## Стохастически индуцированный гистерезис в оптической генерации носителей

© Ю.В. Гудыма

Черновицкий государственный университет

Поступило в Редакцию 18 марта 1997 г.

Изучен механизм возникновения кинетического перехода, индуцированного шумом, в тонкой пластине из аморфного полупроводника

Появление новых стационарных состояний в неравновесных открытых системах под действием внешних мультипликативных шумов представляет собой один из ярчайших эффектов в самоорганизующихся средах [1]. Однако число реальных физических систем, где он проявляется, довольно ограничено, поэтому проблема поиска таких объектов является актуальной (одним из последних примеров может послужить работа [2]). В данном сообщении предложена модель возникновения кинетического перехода, индуцированного шумом, в тонкой пластине из аморфного полупроводника.

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что у большого числа аморфных полупроводников край фундаментального поглощения можно описать простым степенным законом [3]. Спектральная зависимость коэффициента поглощения в ряде полупроводников в области энергий выше экспоненциального хвоста (для GeTe, As<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> или As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>) или аморфного кремния, у которого отсутствует

экспоненциальный край поглощения, описывается формулой

$$\alpha(\omega) = B(\hbar\omega - E_0)^2/\hbar\omega, \quad (1)$$

где значения параметров  $B$  и  $E_0$  определяются экспериментально. Это выражение аналогично по форме выражению для коэффициента поглощения при непрямых переходах в кристаллических полупроводниках. Перенормированное значение ширины запрещенной зоны [4]

$$E_g^* = E_g(1 - bn) \quad (2)$$

означает, что световой пучок достаточно интенсивен для того, чтобы нижние состояния энергетических долин заполнялись быстрее, чем они распадутся.

Влияние межэлектронного взаимодействия на энергетический спектр электронов в невырожденном полупроводнике неоднократно изучалось. Нами выбран простейший феноменологический вид такой зависимости.

Подразумевается также, что интенсивность света настолько большая, что концентрации фотогенерированных электронов и дырок значительно превосходят равновесные (и, следовательно,  $n \approx p$ ). Если толщина образца мала по сравнению с  $(B\hbar\omega)^{-1}$ , то уравнение генерационно-рекомбинационной кинетики запишется в виде

$$\frac{dn}{dt} = \nu\alpha J - an^2, \quad (3)$$

$\nu$  — квантовый выход,  $J$  — плотность потока фотонов,  $a$  — коэффициент межзонной рекомбинации (излучательной или безызлучательной). Очевидно, что вид коэффициента поглощения света (1) с учетом (2) обеспечивает положительную обратную связь в уравнении (3).

Удобно ввести безразмерные переменные

$$\eta = bn, \quad \theta = b^{-1}at, \quad \Delta = (\hbar\omega - E_0)/E_0^{-1}, \quad \beta = a^{-1}b^2\nu BE_0^2 J(\hbar\omega)^{-1}.$$

Тогда, согласно (3) и (1):

$$\frac{d\eta}{d\theta} = \beta(\Delta + \eta)^2 - \eta^2. \quad (4)$$

Уравнение (4) имеет два стационарных решения — неустойчивое и устойчивое, что соответствует мягкому режиму возникновения

бистабильности в распределении неравновесных носителей. Заметим, что в модели прямых разрешенных переходов в окрестности порога поглощения возможно существование трех корней соответствующего генерационно-рекомбинационного уравнения. Аналогичная ситуация рассмотрена для кристаллических полупроводников в [5]. Недетерминированное нарушение когерентности света опишем процессом  $\beta(t) = \beta + \sigma\xi(t)$ , где внешний шум  $\xi(t)$  характеризуется очень быстрыми по сравнению с характерным временем эволюции системы  $\tau = b/a$  флуктуациями (случай квазибелого шума).

В смысле обобщенных функций гауссовый белый шум является производной от винеровского процесса, поэтому уравнение (4) преобразуется к стохастическому дифференциальному уравнению Стратоновича, которому можно сопоставить в соответствие уравнение Фоккера–Планка, определяющее эволюцию вероятности перехода  $p(\eta, \theta | \eta', \theta')$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p(\eta, \theta | \eta')}{\partial \theta} = & - \frac{\partial}{\partial \eta} [\beta(\Delta + \eta)^2 - \eta^2 + \sigma^2(\Delta + \eta)^3] p(\eta, \theta | \eta') \\ & + \frac{\sigma^2 \beta^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \{\Delta + \eta\}^4 p(\eta, \theta | \eta'). \end{aligned} \quad (5)$$

Явления, описываемые уравнением (5), происходят в двух часовых масштабах: быстрая шкала времени связана с обратной релаксацией к локальному минимуму после возмущения, медленная шкала связана с переходом из метастабильного минимума к глобальному минимуму. Стационарное распределение в установившемся процессе имеет вид

$$\begin{aligned} p_s(\eta) = & N \{\beta(\Delta + \eta)^2\}^{-1} \\ & \times \exp\left(-\frac{2}{\sigma^2} \int_0^\eta [\beta\{\Delta + U\}^2 - U^2] [\Delta + U]^{-4} dU\right). \end{aligned} \quad (6)$$

Константа  $N$  определяется из условия нормировки. Решению (6) можно придать потенциальную форму, так как его максимумы соответствуют стойким, а минимумы — нестойким стационарным состояниям. Используем "вероятностный" потенциал, записав стационарную плотность вероятности в виде

$$p_s = N \exp[-2V(\eta)/\sigma^2], \quad (7)$$

где

$$V(\eta) = - \left[ \int_0^\eta [\beta \{\Delta + U\}^2 - U^2] [\Delta + U]^{-4} dU - \frac{\sigma^2}{2} \ln [(\Delta + \eta)^2] \right]. \quad (8)$$

Нетрудно найти экстремумы стационарной плотности вероятности из уравнения

$$(\beta - \sigma^2 \Delta) \Delta^2 + (2\beta - 3\sigma^2 \Delta) \Delta \eta + (\beta - 1 - 3\sigma^2 \Delta) \eta^2 - \sigma^2 \eta^3 = 0, \quad (9)$$

имеющего три решения (два устойчивых и одно неустойчивое). При  $\sigma \rightarrow 0$  таких решений только два и они полностью совпадают со стационарными решениями детерминированного уравнения (4). Даже необычайно быстротечные полностью случайные флуктуации управляющего параметра вызывают глубокие изменения в макроскопическом поведении нелинейной динамической системы (3): появление дополнительных стационарных состояний. Под воздействием быстрого внешнего шума система переходит от мягкого к жесткому (гистерезисному) режиму возникновения многозначности распределения оптически генерированных носителей в тонкой полупроводниковой пластине. Оценки показывают, что для экспериментального наблюдения гистерезиса поглощения света в указанных выше веществах на пластинах толщиной порядка 100–1000 Å интенсивность лазерного излучения должна составить 100 W/cm, и при этом параметрические флуктуации не превышают 0.01–0.1 этой величины.

## Список литературы

- [1] *Horsthemke W., Lefever R.* Noise-Induced Transitions. Berlin, Springer, 1984. (*Хорстхемке В., Лефевр Р.* Индуцированные шумом переходы: Теория и применение в физике, химии и биологии. М.: Мир, 1987. 400 с.)
- [2] *Kunz R.E., Scholl E.* // *Z. Phys. B.* 1996. V. 99. N 2. P. 185–195.
- [3] *Mott N.F., Davis E.A.* Electronic Processes in Non-Crystalline Materials. Oxford: Clarendon Press, 1971 (*Мотт Н., Дэвис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1974. 472 с.)
- [4] *Семенов А.Л.* // *ЖЭТФ.* 1997. Т. 111. В. 6. С. 2147–2157.
- [5] *Кочелап В.А., Мельников Л.Ю., Соколов В.Н.* // *ФТП.* 1982. Т. 16. В. 7. С. 1167–1170.