

Проявление флуктуаций света при реализации бистабильности распределения фотоносителей

© Ю.В. Гудыма, Д.Д. Никирса

Черновицкий государственный университет им. Ю.Федьковича,
274012 Черновцы, Украина

(Получена 5 мая 1997 г. Принята к печати 29 июля 1997 г.)

Рассматривается влияние флуктуаций света на индуцированную им бистабильность распределения фотоносителей. Бистабильность объясняется пороговым характером межзонных переходов и сужением запрещенной зоны полупроводника с ростом концентрации фотоносителей. Вычислены стационарная плотность вероятности состояний и математическое ожидание времени перехода между состояниями. Показано, что внешний шум индуцирует сильнопоглощающее состояние полупроводника ниже критического значения интенсивности падающего излучения и подавляет стационарные состояния выше этого значения.

Собственное поглощение полупроводника, обусловленное межзонными переходами электронов, носит выраженный пороговый характер. С другой стороны, с ростом концентрации фотоносителей, из-за кулоновского взаимодействия между ними, в ряде материалов наблюдается сужение запрещенной зоны полупроводника [1]. Такая комбинация нелинейности и внутренней положительной обратной связи должна приводить к многозначному распределению неравновесных носителей в полупроводниках и связанной с этим безрезонаторной оптической бистабильности [2] (см. также обзор [3]). После открытия и первых исследований бистабильности при нарастающем поглощении света в полупроводниках последние стали рассматриваться как естественный оптический материал для практических бистабильных устройств. Стало понятно, что вследствие безрезонаторного характера и высокой степени фокусировки пучков без значительных потерь из-за их расходимости конкурировать с такими полупроводниковыми кристаллами могут только высокоэффективные волноводные системы [4]. Исследования собственной и гибридной бистабильности естественным образом привели к проблеме влияния внешних шумов (флуктуаций кооперативного параметра) на интенсивность прошедшего излучения. В полупроводнике с нелинейным пороговым межзонным поглощением, как будет видно из дальнейшего изложения, в роли управляющего параметра выступает интенсивность падающего лазерного пучка, и систему нужно изучать относительно флуктуаций квадрата его амплитуды. В указанной постановке задача не решалась, а в свете вышеизложенного такое исследование представляет бесспорный интерес. Интенсивность света считается столь большой, что концентрации электронов и дырок, n и p , значительно больше равновесных (и, следовательно, $n \simeq p$).

В принятой постановке задачи уравнения переноса для излучения с интенсивностью $I(z)$ и плотности свободных фотоносителей $n(z, t)$ имеют вид

$$\frac{dI(z)}{dz} = -\alpha(\omega, n)I(z), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \alpha(\omega, n)I(z) - bn^2, \quad (2)$$

где $\alpha(\omega, n)$, b , D — коэффициенты поглощения света, межзонной рекомбинации и диффузии носителей соответственно. Считаем, что поверхность ($z = 0$) полупроводниковой пластины толщиной l равномерно освещается светом интенсивности I_0 .

Частотная зависимость коэффициента поглощения $\alpha(\omega, n)$ в случае прямого межзонного поглощения дается функцией

$$\alpha(\omega, n) = \alpha_0 \sqrt{\frac{\hbar\omega - E_g^*}{E_g}}. \quad (3)$$

Перенормированное значение ширины запрещенной зоны

$$E_g^* = E_g(1 - cn) \quad (4)$$

означает, что световой пучок с энергией фотонов, превосходящей запрещенную зону, достаточно интенсивен для того, чтобы все нижние состояния зоны проводимости заполнялись быстрее, чем они распадутся. Внутрizonное поглощение будем считать постоянным,

$$\alpha(\omega, n) = \alpha_1, \quad (5)$$

и малым, $\alpha_1 \ll \alpha_0$.

В предположении, что диффузионная длина превышает толщину пластины, вводя усредненное по толщине значение интенсивности света, получим нелинейное уравнение генерационно-рекомбинационного баланса

$$\frac{dn}{dt} = I_0 l^{-1} \{1 - \exp[-\alpha(\omega, n)l]\} - bn^2, \quad (6)$$

имеющего в зависимости от интенсивности падающего света от одного до трех стационарных решений.

Зафиксировав частоту падающего света, от (6) перейдем к уравнению в безразмерных переменных $\eta = n/n_0$, $\theta = bn_0 t$, $\beta = I_0 b^{-1} n_0^{-2} L^{-1}$, $\lambda = \alpha_0 L$, $\Omega = cn_0$,

$$\frac{d\eta}{d\theta} = \beta \left\{ 1 - \exp \left[-\lambda \left(\Omega(1 + \eta) \right)^{1/2} \right] \right\} - \eta^2, \quad (7)$$

где

$$n_0 = \frac{(\hbar\omega - E_g)}{cE_g}.$$

Рассмотрим изменения состояния системы под влиянием флуктуаций интенсивности света, падающего на торец пластины ($z = 0$). Относительно системы фотоносителей данный параметр является внешним и входит в уравнение (7) мультипликативно. 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 $\tau = (bn_0)^{-1}$ флуктуациями (случай квазизеленого шума). Заметим, что результат существенно зависит от характера флуктуаций. Поэтому полученные далее результаты справедливы только в рамках δ -коррелированного шума. При аппроксимации случайных возмущений процессами типа белого шума переменные η следует рассматривать как случайные величины, описываемые стохастическим уравнением в смысле Стратоновича. В этом случае уравнение Фоккера–Планка для функции распределения вероятности состояния $P(\eta, \theta|\eta', \theta')$ имеет вид

$$\frac{\partial P(\eta, \theta|\eta', \theta')}{\partial \theta} = -\frac{\partial}{\partial \eta} [A(\eta, \theta)P(\eta, \theta|\eta', \theta')] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} [B(\eta, \theta)P(\eta, \theta|\eta', \theta')], \quad (8)$$

где

$$A(\eta, \theta) = \beta \left\{ 1 - \exp[-\lambda(1 + \eta)^{1/2}] \right\} - \eta^2 + \frac{\sigma^2}{4} \sqrt{\frac{\lambda^2 \Omega}{1 + \eta}} \times \exp[-\lambda(1 + \eta)]^{1/2} \left\{ 1 - \exp[-\lambda(1 + \eta)^{1/2}] \right\},$$

$$B(\eta, \theta) = \frac{\sigma^2}{2} \left\{ 1 - \exp[-\lambda(1 + \eta)^{1/2}] \right\}^2.$$

Теория соответствия между стохастическим дифференциальным уравнением и уравнением Фоккера–Планка хорошо разработана и представлена в ряде книг (см., например, [5]).

Стационарное распределение в установившемся процессе определяется функцией

$$P_S(\eta) = N \left\{ 1 - \exp[-\lambda(1 + \eta)]^{1/2} \right\}^{-1} \times \exp \left(-\frac{2}{\sigma^2} \int_0^\eta \frac{\beta \left\{ 1 - \exp[-\lambda(1 + U)]^{1/2} \right\} - U^2}{\left\{ 1 - \exp[-\lambda(1 + U)]^{1/2} \right\}^2} dU \right). \quad (9)$$

Константа интегрирования N получается из условия нормировки

$$\int_0^b P_S(\eta) d\eta = 1, \quad (10)$$

где верхняя граница определяется ограничениями, накладываемыми физическими условиями задачи (например,

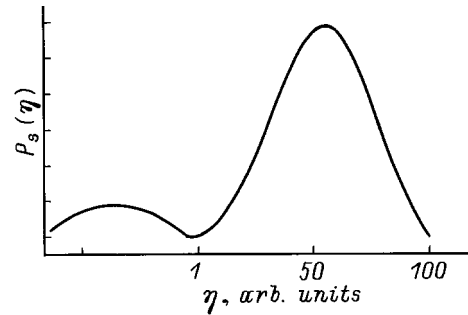


Рис. 1. Стационарное распределение вероятностей состояний. Числа на оси ординат не указаны, так как изображена ненормированная плотность вероятности.

максимально возможной концентрацией фотогенерированных носителей). Однако мы ограничимся случаем ненормированной плотности вероятности. Решение (9) имеет потенциальную форму, т.е. ему можно придать вид известного из равновесной термодинамики канонического распределения

$$P_S(\eta) = N \exp[-2V(\eta)/\sigma^2]. \quad (11)$$

Понятно, что максимумы плотности вероятности соответствуют стойким стационарным состояниям, а минимумы — нестойким стационарным состояниям (рис. 1). Таким образом экстремумы стационарной плотности вероятности можно отождествлять с макроскопическими стационарными состояниями системы [5]. Для расчетов мы брали $\lambda = 0.2$, $\Omega = 0.1$. На рис. 1 левый максимум соответствует слабопоглощающему, а правый — сильнопоглощающему состоянию. Для значений управляющего (бифуркационного параметра) ниже критического, в отсутствие внешнего мультипликативного шума, система характеризуется одним стационарным состоянием, однако нарастание флуктуаций падающего света приводит к появлению бистабильности. Этот эффект может быть интересен с практической точки зрения, так как свидетельствует об индуцировании внешним шумом сильнопоглощающего состояния ниже критического значения интенсивности падающего излучения.

С другой стороны, для значений управляющего параметра выше критического действие внешнего шума сдвигает область бистабильности в сторону несколько больших значений интенсивности падающего света (эффект подавления бистабильности шумом).

Явления, описываемые уравнением (8), происходят в двух временных масштабах: быстрая шкала времени связана с обратной релаксацией к локальному минимуму потенциальной функции $V(\eta)$ после возмущения, медленная шкала связана с переходом из метастабильного минимума к глобальному минимуму. Об этом свидетельствует наличие в правой части уравнения (8) двух членов — дрейфового и диффузионного.

Метод уравнения Фоккера–Планка позволяет вычислить математическое ожидание времени перехода $T(\eta)$

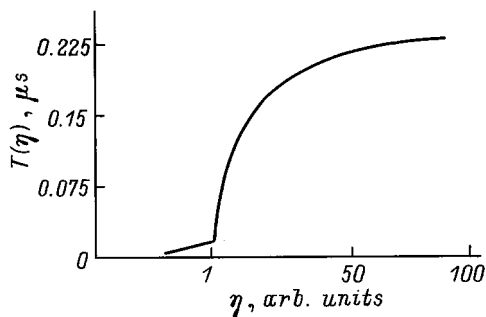


Рис. 2. Математическое ожидание времени перехода системы из слабопоглощающего в сильнопоглощающее состояние.

(среднее время первого выхода) системы из слабопоглощающего в сильнопоглощающее состояние, задающего масштаб медленной шкалы времени. Оно описывается обыкновенным дифференциальным уравнением [5]

$$\frac{1}{2} \left\{ 1 - \exp[-\lambda(1 + \eta)]^{1/2} \right\}^2 \frac{d^2 T}{dx^2} + \left[\beta \left\{ 1 - \exp[-\lambda(1 + \eta)]^{1/2} \right\} - \eta^2 \right] \frac{dT}{dx} = -1. \quad (12)$$

Из графика решения (11) (рис. 2) видно, что система затрачивает основную часть времени на само преодоление барьера. При уменьшении интенсивности флуктуаций ($\sigma \rightarrow 0$) время запоминания системы возрастает.

Явления, обусловленные сужением (перенормировкой) запрещенной зоны, имеют место в ряде полупроводниковых кристаллов, однако для экспериментального наблюдения стохастически индуцированных эффектов, описанных выше, по-видимому, наиболее подходящими являются прямозонные полупроводники типа CdS, CdSe или ZnSe из-за своей относительно простой энергетической структуры.

Список литературы

- [1] M. Wegener, C. Klingshirn, S.W. Koch, L. Banyai. *Semicond. Sci. Technol.*, **1**, 366 (1986).
- [2] В.А. Кочелап, Л.Ю. Мельников, В.Н. Соколов. *ФТП*, **16**, 1167 (1982).
- [3] F. Henneberger. *Phys. St. Sol. (b)*, **137**, 371 (1986).
- [4] Г.М. Гиббс. *Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света* (М., Мир, 1988). [Пер. с англ.: Н.М. Gibbs. *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Orlando, Academic Press, 1985)].
- [5] Н.Г. Ван Кампен. *Стохастические процессы в физике и химии* (М., Высш. шк., 1990). [Пер. с англ.: N.G. Van Kampen. *Stochastic Processes in Physics and Chemistry* (Amsterdam, North-Holland, 1984)].

Редактор Л.В. Шаронова

Manifestation of light fluctuations by realization of bistability distribution of photocarriers

Yu.V. Gudyma, D.D. Nikirsa

Chernivtsi State University,
274012 Chernivtsi, Ukraine

Abstract The influence of light fluctuations on induced bistability of distribution of photocarriers is considered. This is explained by threshold character of interband transitions and bandgap narrowing with the growth of photocarrier concentration. Stationary density of the probability of states and mathematical expectation of the time of transitions between states is calculated. It is shown that when the intensity of incident light is lower of some critical value, the external noise induces the absorbing state of the semiconductor and suppresses the stationary states.