

02;07

О возможности осцилляций поперечного размера домена высокой концентрации свободных электронов при воздействии короткого светового импульса на полупроводник

© М.М. Логинова, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия
e-mail: vatro@cs.msu.su

(Поступило в Редакцию 24 декабря 2003 г.)

На основе компьютерного моделирования продемонстрирована возможность появления осцилляций поперечного размера домена высокой концентрации свободных электронов при воздействии светового импульса на нелинейно поглощающий полупроводник. Результаты компьютерного моделирования подтверждены аналитически на основе исследования устойчивости системы.

Как известно, при воздействии лазерного импульса на полупроводник имеет место оптическая бистабильность (ОБ) на основе зависимости коэффициента поглощения от концентрации свободных зарядов. При определенных условиях реализация ОБ может сопровождаться развитием автоосцилляций концентрации свободных электронов, вызванные ростом интенсивности [1], фокусировкой пучка в глубь среды [2], дифракционными эффектами [3], а также влиянием светоиндуцированного электрического поля [4] на домен высокого поглощения. Очевидно, что осцилляции коэффициента поглощения полупроводника могут приводить к потере записанной в ОБ элемент информации. Поэтому изучение данного режима весьма важно для практических приложений. Подчеркнем, что последний механизм реализации осцилляций вследствие влияния светоиндуцированного электрического поля, на наш взгляд, наиболее интересен, так как он имеет место для коротких импульсов, которые целесообразно использовать для повышения быстродействия переключения из одного состояния ОБ элемента.

Следует отметить, что обнаруженные в [4] осцилляции домена высокого поглощения, полученные для более сильной, чем в рассматриваемой работе (см. ниже), зависимости коэффициента поглощения от концентрации свободных электронов при их генерации с донорного уровня характеризовались сменой области прозрачности и высокого поглощения в освещенной части пучка и имели место при изменении подвижности электронов в некотором интервале ее значений и небольшом интервале параметра, характеризующего максимальную концентрацию свободных электронов. В настоящей же работе описан новый сценарий реализации осцилляций ширины домена высокой концентрации свободных электронов. Характерными его особенностями являются, во-первых, проявления колебаний и при нулевой подвижности электронов, что эквивалентно увеличению длительности воздействующего импульса (электрическое поле становится однородным). Во-вторых, осцилляции ширины домена высокой концентрации свободных зарядов происходят

при медленном уменьшении концентрации свободных электронов в некоторой окрестности центра светового пучка. В-третьих, существует несколько областей сильных градиентов концентрации свободных электронов (областей сильного пространственного заряда) в неосвещенной области среды.

Как известно [5], процесс взаимодействия короткого лазерного импульса с полупроводником в приближении оптически тонкого слоя описывается следующей системой безразмерных дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \gamma(n - N),$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial n}{\partial x} - \mu n \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + G(N, \varphi) - R(n, N),$$

$$0 < x < L_x = 1, \quad t > 0,$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = G(\varphi, N) - R(n, N) \quad (1)$$

с начальными граничными условиями

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{x=0, L_x} = 0, \quad \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=0, L_x} = 0, \quad n|_{t=0} = N|_{t=0} = n_0. \quad (2)$$

Функции G и R , описывающие генерацию электронов с донорного уровня и излучательную рекомбинацию свободных зарядов полупроводника, определим следующим образом:

$$G = q_0 q(x) q(t) \delta(N, n), \quad R = \frac{nN - n_0^2}{\tau_p}. \quad (3)$$

В системе уравнений (1)–(3) введены следующие обозначения: x — безразмерная поперечная координата, нормированная на радиус падающего оптического пучка; t — время, измеряемое в единицах времени релаксации; $n(x, t)$ и $N(x, t)$ — концентрации свободных электронов в зоне проводимости полупроводника ионизированных доноров, нормированные на максимально возможное в данных условиях их значение. Функция $\varphi(x, t)$ —

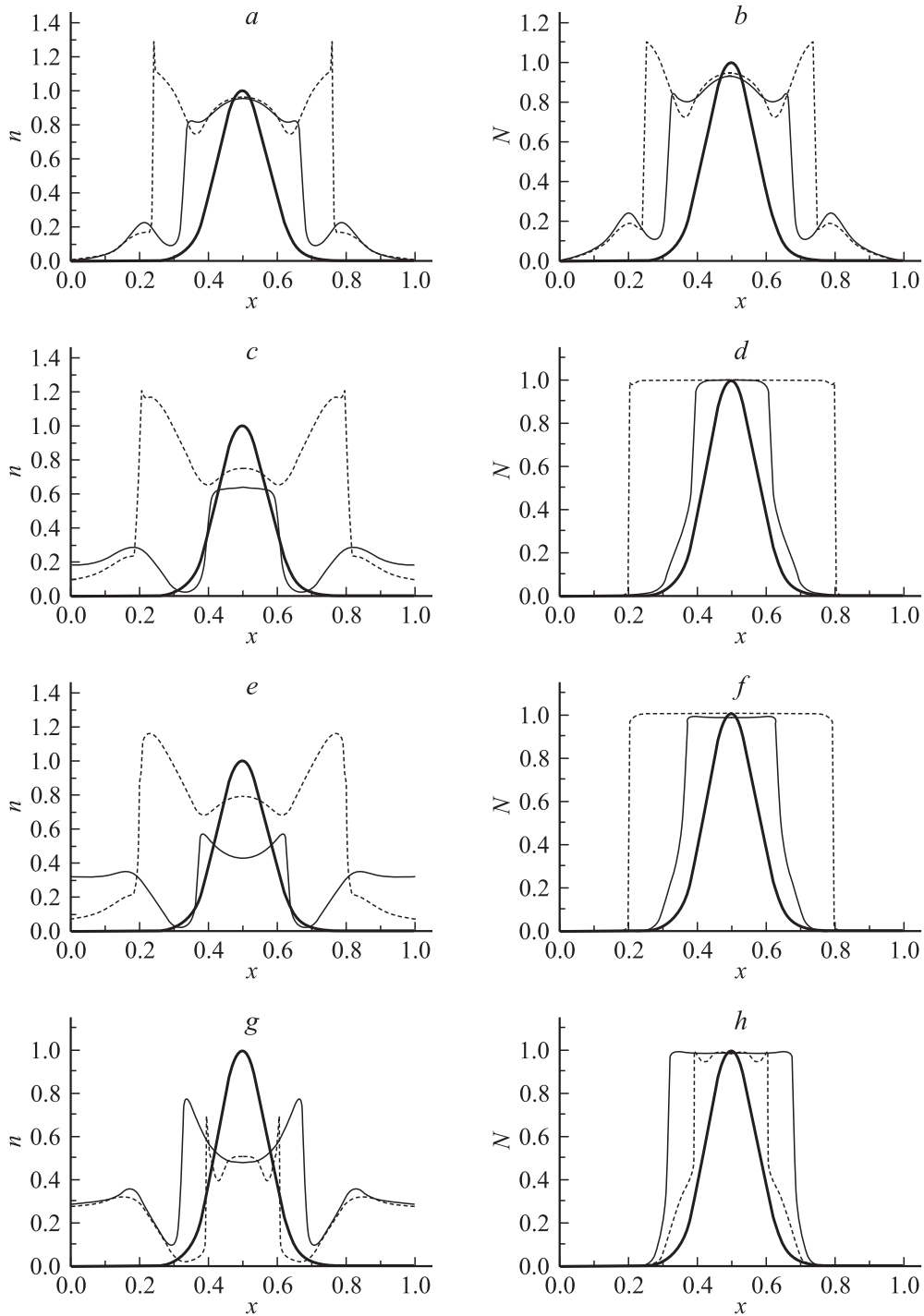


Рис. 1. Распределения концентрации свободных электронов и ионизированных доноров, реализуемые при взаимодействии светового пучка с полупроводником для значений параметров $D = 10^{-5}$, $\gamma = 10^3$, $n_0 = 0.01$, $\mu = 0$, $\psi = 2.553$, $\xi = 5$, $q_0 = 1$ в моменты времени $t = 450$ (a); 550 (b); 1500 (c,d); 1250 (e,f); 3750 (g,h); (пунктир) и 500 (a); 600 (b); 2250 (c,d); 5000 (e,f); 4000 (g,h) (сплошная кривая). Жирная линия — начальное распределение входной интенсивности оптического излучения.

безразмерный потенциал электрического поля, μ — характеризует подвижность электронов, D — коэффициент их диффузии. Параметр γ зависит, в частности, от максимально возможной концентрации свободных носителей заряда; n_0 — равновесное значение концентрации электронов и ионизированных доноров;

τ_p — время рекомбинации свободных носителей заряда. Функция $q(x)q(t)$ описывает профиль интенсивности и временную форму оптического импульса с максимальным значением q_0 . В численных экспериментах рассматривается воздействие на полупроводник гауссова пучка с быстро достигающей стационарного значения

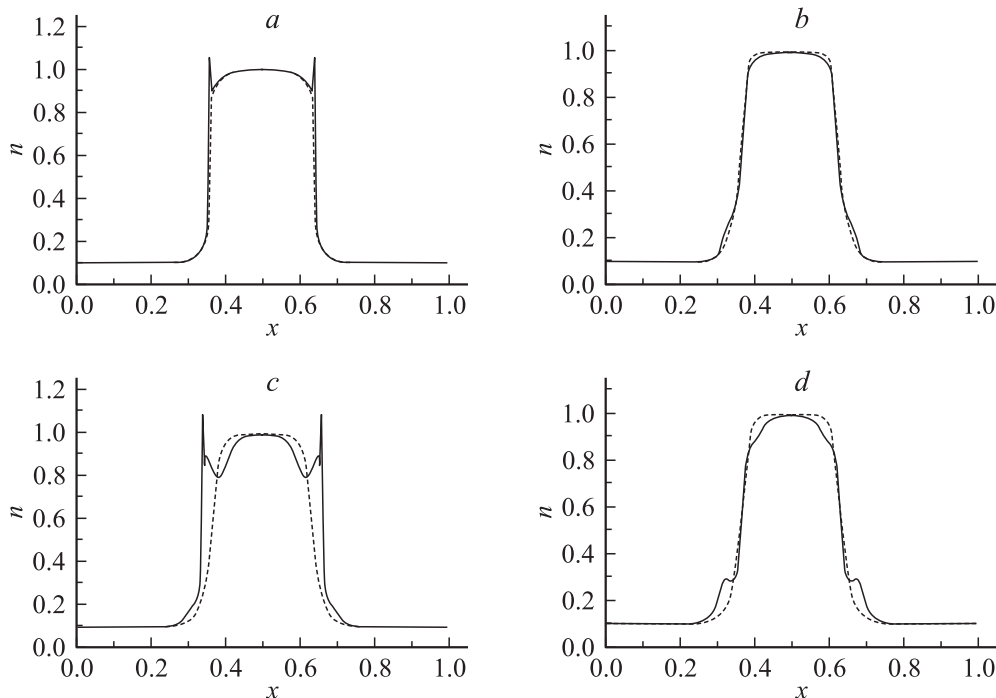


Рис. 2. Распределения концентрации свободных электронов, реализуемые при взаимодействии светового пучка с полупроводником для значений параметров $D = 10^{-5}$, $\gamma = 10^3$, $n_0 = 0.1$, $\psi = 2.553$, $\xi = 3$, $q_0 = 1$ и $\mu = 1$ (сплошная кривая), $\mu = 10$ (пунктир) в моменты времени $t = 10$ (a), 30 (b), 85 (c), 100 (d).

максимальной интенсивностью

$$q(x)q(t) = e^{-\left(\frac{x-Lx/2}{0.1Lx}\right)^2} (1 - e^{-10t}). \quad (4)$$

Коэффициент поглощения световой энергии $\delta(N, n)$ аппроксимируется функцией

$$\delta(N, n) = (1 - N)e^{-\psi(1-\xi n)}, \quad (5)$$

которая близка к одной из экспериментальных зависимостей. Заметим, что ОР при определенном значении параметров, например $D = 10^{-5}$, $\gamma = 10^3$, $n_0 = 0.01$, $\mu = 0$ и $\psi = 2.553$, $\xi = 3$, имеет место взрывообразное увеличение концентрации свободных зарядов (и ионизированных доноров) с ростом входной интенсивности оптического излучения с $q_0 = 0.15$ до $q_0 = 0.2$, что демонстрирует наличие ОБ у системы световое излучение–полупроводник. Однако при данной интенсивности входного импульса через некоторое время происходит обратное переключение концентрации свободных электронов на ее нижний уровень.

С ростом параметра ξ помимо формирования волн переключения наблюдаются автоколебания ширины зоны высокой концентрации свободных электронов и ионизированных доноров (рис. 1). При этом в некоторые моменты времени профиль распределения концентрации свободных электронов в 2 раза превышает ширину освещенной зоны, в другие — совпадает с радиусом пучка (рис. 1, c, d). На оси пучка концентрация свободных электронов сначала достигает максимального значения, а затем начинает монотонно уменьшаться, в то время

как ее значение у боковых границ кристалла монотонно увеличивается. При этом в некоторой окрестности центра пучка в различные моменты времени концентрация свободных электронов достигает на оси пучка либо локального максимума, либо локального минимума (рис. 1, e, g). Профиль концентрации n в определенные моменты времени близок к гипергауссову распределению. Однако в другие моменты времени распределение концентрации свободных электронов на интервале $0.2 \leq x \leq 0.8$ приобретает несколько локальных экстремумов, расположенных симметрично относительно оси пучка (рис. 1, c, e, g). Причем разность значений n в этих точках может достигать величины 0.5.

Для концентрации ионизированных доноров имеют место аналогичные колебания ширины области высокой концентрации. Однако изменения значения функции N на оси пучка и на границе кристалла малы, а разность между значениями функции N в точках локальных максимумов и минимумов значительно меньше, чем соответствующие величины у функции n (рис. 1, d, f, h).

Следует отдельно остановиться на физическом механизме реализации автоколебаний ширины области высоких концентраций. Он состоит в периодическом изменении коэффициента поглощения (в нашем случае) вблизи границы освещенной области. После того как домены высоких концентраций достигают минимальной ширины (на рис. 1 этому случаю соответствуют сплошные кривые), коэффициент поглощения возрастает на их границах ($x \approx 0.3, 0.7$ в более ранние моменты времени и $x \approx 0.4, 0.6$ в более поздние моменты времени).

Это приводит к генерации свободных зарядов вблизи внешних границ домена. Из-за диффузии электронов коэффициент поглощения постепенно возрастает и в области с еще более низкой интенсивностью оптического излучения ($x \leq 0.3$ и $x \geq 0.7$). Здесь также возрастает коэффициент поглощения и происходит генерация свободных зарядов, несмотря на малую интенсивность оптического излучения. Далее, с одной стороны, из-за возросшей скорости рекомбинации уменьшение числа свободных зарядов происходит быстрее, чем генерация новых свободных электронов, и, как следствие этого, концентрация свободных зарядов уменьшается в этой области. С другой стороны, из-за диффузии часть свободных электронов смещается к границе кристалла. Так как в этой области концентрация ионизированных доноров мала, то скорость рекомбинации свободных зарядов также мала. Этим объясняется медленный рост концентрации свободных электронов вблизи границы кристалла.

Подвижность электронов μ существенно влияет на характер взаимодействия, например из-за наличия узких областей пространственного заряда (рис. 1, а, 2, а). Так, ее увеличение сначала приводит к сглаживанию распределения концентрации свободных электронов и к уменьшению амплитуды автоколебаний поперечного размера области высокой концентрации свободных электронов. При дальнейшем росте μ распределение функции n принимает вид монотонных кривых, автоколебания исчезают и система полупроводник–световой пучок достаточно быстро достигает своего стационарного распределения. Например, для параметров $D = 10^{-5}$, $\gamma = 10^3$, $\mu = 10$, $n_0 = 0.1$, $\psi = 2.553$, $\xi = 3$, $q_0 = 1$ это время составляет порядка 100 безразмерных единиц. В качестве примера приведем рис. 2, на котором для сравнения представлены распределения концентрации свободных электронов в случае $\mu = 1$ и 10. Хорошо видно, что при больших значениях μ распределение концентрации свободных электронов становится гладким и близким к гипергауссову распределению, в то время как при малых μ имеют место осцилляции распределения концентрации свободных электронов.

С целью подтверждения результатов компьютерного моделирования проводилось аналитическое исследование устойчивости решения исходной задачи вблизи стационара, в окрестности которого имеют место осцилляции ширины области высоких концентраций. Для линеаризованной системы относительно малых возмущений функций вблизи практически однородного приосевого распределения концентраций строилось характеристическое уравнение. Согласно теореме Гуровица [6], для устойчивости распределения концентраций к малым возмущениям необходима и достаточна положительность всех главных диагональных миноров матрицы Гуровица, записанной относительно коэффициентов характеристического уравнения системы. Эти условия контролировались для проведенных компьютерных расчетов. Анализ условий показал, что для представленных на рис. 1, 2 распределений концентраций их устойчивость вблизи

оси пучка отсутствовала. Если же в компьютерных экспериментах отсутствовали колебания ширины области высоких концентраций, аналитические выражения также подтверждали устойчивость данной системы. Таким образом, можно утверждать, что осциллирующие режимы изменения концентраций присущи изучаемому взаимодействию светового пучка с полупроводником в условиях ОБ и светоиндуцированного электрического поля.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 02-01-727).

Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 520 с.
- [2] Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, 1997. 334 с.
- [3] Гуназе О.А., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 21. С. 69–73.
- [4] Бондаренко О.С., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 19. С. 6–9.
- [5] Смит Р. Полупроводники. Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 560 с.
- [6] Эльсгольц Л.Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. М.: Наука, 1969.