

и решетка связываются жестко между собой; в таком состоянии осуществляется сканирование подложки с решеткой относительно светового зондирования пучка в направлении распространения ПАВ и при этом производится измерение приращения фазы $\delta\phi_i$ на выходе оптического канала по отношению к опорному сигналу, взятому с возбuditеля. Если $\delta\phi_i = 0$, то условие $\Lambda = \Lambda_p$ выполняется с точностью, определяемой длиной сканирования и точностью измерения фазы. Если $\delta\phi_i \neq 0$, то необходимо несколько подстроить частоту ПАВ. Более детально методика будет изложена отдельно.

Измерение модуля коэффициента отражения осуществляется значительно проще и не требует установки исходного положения опорной решетки. Поэтому такие измерения могут быть проведены и при значительно меньших длинах волн, чем измерения фазы.

Для практического испытания этой методики был проведен эксперимент с использованием ПАВ на подложке кварца ux -среза. ПАВ с $\Lambda = 100$ мкм возбуждалась с помощью встречно-штыревого преобразователя, распространялась в направлении x и отражалась от грани кристалла. Измерялись зависимости амплитуды сигнала от смещения звукопровода Δx . По результатам измерений амплитуды получено значение модуля коэффициента отражения 0,38 (для отражения от края подложки со шлифованной гранью) и 0,43 — для подложки с полированной гранью.

В результате проведенной работы обоснована возможность создания новой методики для определения параметров отражения ПАВ с использованием метода оптического зондирования с опорной дифракционной решеткой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бессонов А. Ф., Дерюгин Л. Н., Комоцкий В. А. Оптическое зондирование поверхностных акустических волн в присутствии стационарной периодической решетки // *Опт. и спектр.*— 1980.— Т. 49, № 2.
2. Komotskii V. A., Black T. D. Analysis and application of stationary reference grating method for optical detection of surface acoustic waves // *J. Appl. Phys.*— 1981.— V. 52, N 1.— P. 129—136.
3. Бессонов А. Ф., Дерюгин Л. Н., Комоцкий В. А., Котюков М. В. Анализ взаимодействия световой волны с системой пространственно разнесенных периодических структур при оптическом зондировании ПАВ // *Опт. и спектр.*— 1984.— Т. 56, № 6.
4. Бессонов А. Ф., Дерюгин Л. Н., Комоцкий В. А. Измерение фазовых распределений поверхностных акустических волн методом оптического зондирования с опорной дифракционной решеткой // *Автометрия.*— 1982.— № 5.

Поступила в редакцию 17 ноября 1986 г.

УДК 621.315.592

Н. А. КУДРЯШОВ, С. С. КУЧЕРЕНКО, Е. А. МАЗУР

(Москва)

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭВОЛЮЦИИ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Для экспериментального и теоретического исследования высоковольтных состояний в полупроводниках (п/п) в настоящее время широко применяется метод динамических решеток неравновесных носителей заряда (ННЗ). Пространственно-периодические распределения ННЗ при этом индуцируются в п/п стоячей электромагнитной волной со временем воздействия порядка нескольких пико- или наносекунд. Распад такой решетки позволяет определить зависимости времен релаксации электронов и дырок от их концентрации, значения коэффициентов диф-

ффузии, скорости примесной и поверхностной рекомбинаций и т. д. Решетки ННЗ также широко применяются в интегральной оптике для управления светом в полупроводниковых волноводах [1] и в ряде процессов адаптивной и нелинейной оптики (см., например, [2]). Необходимость описания пространственно неоднородного высоковозбужденного состояния п/п возникает и при изучении прохождения ультракороткого импульса ориентированных быстрых заряженных частиц через п/п [3—5]. Теоретическое и экспериментальное исследование процессов записи и распада динамических решеток ННЗ выполнено в целом ряде работ (см., например, [6—8]). Методика экспериментального изучения возбуждения и релаксации решеток ННЗ основана на измерении самодифракции либо дифракции задержанного пробного луча на светоиндуцированных решетках ННЗ, концентрация которых линейно связана с изменением реальной части диэлектрической проницаемости Δn . Описанию и применению методики самодифракции света посвящена работа [6], в которой также проводится теоретический анализ уравнений эволюции ННЗ в τ -приближении, т. е. без учета зависимости времени релаксации ННЗ от их концентрации. В [6] получены аналитические выражения для концентрации ННЗ, проанализированы решения, зависящие от различных значений параметров п/п образцов и возбуждающих импульсов, и рассмотрено влияние механизма нелинейной рекомбинации на ход релаксации ННЗ при высоких уровнях возбуждения ($N > 10^{18}$ см⁻³, N — концентрация ННЗ). Исследование дифракционной эффективности и времен релаксации светоиндуцированных решеток в кремнии проведено в [7]. Обсуждено расхождение теоретических (в τ -приближении) и экспериментальных расчетов, даны оценки времени распада решетки с учетом нелинейной рекомбинации. В [8] исследована светоиндуцированная дифракция света в кристаллическом и аморфном кремнии. Выписана система уравнений релаксации ННЗ с учетом рекомбинации, зависящей от концентрации, однако последовательного аналитического решения задачи, описываемой этой нелинейной системой уравнений, не найдено. Методика экспериментального исследования высоковозбужденных состояний ННЗ при помощи светоиндуцированной дифракции света имеет принципиальные трудности, связанные с нелинейной зависимостью интенсивности дифракции от концентрации ННЗ и вследствие этого неоднозначностью определения N по измеряемой интенсивности дифракции. Точные значения N необходимы для анализа механизмов релаксации высоковозбужденных состояний, определения параметров плазмы ННЗ и корректного расчета характеристик дифракции.

В данной работе рассмотрена методика численного моделирования процесса эволюции динамических решеток в п/п и представлены результаты расчетов процессов возбуждения и релаксации решеток ННЗ на примере кремния. Решетки формируются интерференционным световым полем, генерирующим носители заряда, с пространственной модуляцией, соответствующей распределению интенсивности излучения. Скорость однофотонной генерации свободных носителей в случае объемного возбуждения описывается выражением

$$G(x, t) = (I(t)/d h\nu) (1 + \cos(2\pi x/\Lambda)), \quad (1)$$

где $I(t)$ — интенсивность поглощенного излучения; $h\nu$ — энергия фотона; d — толщина п/п пластины; Λ — период решетки. Интенсивность поглощенного излучения имеет вид

$$I(t) = I_i(t) (1 - T - R), \quad (2)$$

где $I_i(t)$ — интенсивность падающего излучения; T и R — коэффициенты пропускания и отражения п/п образца соответственно:

$$I_i(t) = I_0 \exp[-(10 - bt)^2], \quad (3)$$

где $b = 1,66/\tau_L$; τ_L — длительность импульса излучения на уровне интенсивности $I_0/2$.

Система уравнений, описывающая процессы генерации световым импульсом и последующей релаксации ННЗ, имеет вид

$$\partial P/\partial t = -\partial j_P/\partial x - R(P, N) + G(x, t), \quad (4)$$

$$\partial N/\partial t = -\partial j_N/\partial x - R(P, N) + G(x, t), \quad (5)$$

$$\partial E/\partial x = e/\epsilon\epsilon_0(P - N), \quad (6)$$

где в (4) и (5) дырочный j_P и электронный j_N токи описываются формулами

$$j_P(x, t) = -D_P \partial P/\partial x + \mu_P P E, \quad (7)$$

$$j_N(x, t) = -D_N \partial N/\partial x - \mu_N N E. \quad (8)$$

В (4)–(8) $R(P, N)$ — скорость рекомбинации носителей; D_P, D_N — коэффициенты диффузии; μ_P, μ_N — подвижности дырок и электронов соответственно; P, N — концентрация ННЗ в п/п; ϵ и ϵ_0 — относительная и абсолютная диэлектрические проницаемости; x — координата вдоль поверхности п/п, перпендикулярная «штрихам» одномерной решетки ННЗ.

В (4)–(6) мы сохранили уравнение Пуассона с целью получить величину индуцированных в п/п внутренних электрических полей $E(x, t)$, возникающих за счет разницы коэффициентов диффузии и подвижностей электронов и дырок. При высоких концентрациях ННЗ действие внутренних полей приводит к установлению квазинейтральности $N \approx P$ и скорость рекомбинации можно представить в виде

$$R = N/\tau + BN^2 + CN^3, \quad (9)$$

где первый член описывает процесс рекомбинации через примесные центры, второй — соответствует излучательной рекомбинации зона — зона и оже-рекомбинации через примесные центры, третий член имеет слабую зависимость от N и описывает тройную рекомбинацию [9]. Зависимости D_N и D_P от N и P не учитывались. Вплоть до $N \sim 10^{18}$ см⁻³ такой зависимости практически нет, а при больших концентрациях ($N \ll 10^{20}$ см⁻³) зависимость коэффициентов диффузии от N слабая [10, 11]. Зависимостью подвижностей от N и P пренебрегали из-за слабого влияния процессов дрейфа под действием внутренних полей на эволюцию светоиндуцированной решетки. Полная периодичность процессов по координате позволяет ограничиться рассмотрением одного полупериода решетки ННЗ с граничными условиями вида

$$\begin{aligned} j_P(0, t) = j_P(\Lambda, t) = 0, \\ j_N(0, t) = j_N(\Lambda, t) = 0, \\ \int_0^\Lambda E(x, t) dx = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

соответствующими условием непротекания тока на границе области и равенству нулю приложенного напряжения. В начальный момент возбуждения п/п отсутствует

$$N(x, 0) = N_i, \quad P(x, 0) = N_i, \quad E(x, 0) = 0 \quad (11)$$

(N_i — собственная концентрация носителей заряда в кремнии). Так как решение нелинейной задачи (1)–(11) в общем случае аналитически найти не удается, данная задача решалась численно.

Метод численного решения основан на алгоритме квазилинеаризации Гуммеля [12]. Для повышения точности расчетов был осуществлен переход от переменных N и P к квазипотенциалам Ψ_N и Ψ_P при помощи соотношений

$$N = N_i \exp(\phi - \Psi_N), \quad P = N_i \exp(\Psi_P - \phi),$$

где ϕ — электростатический потенциал [13].

В расчетах использовались следующие исходные параметры кремниевое образца: $N_i = 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $D_P = 12$ см²/с, $D_N = 33$ см²/с, $\mu_P =$

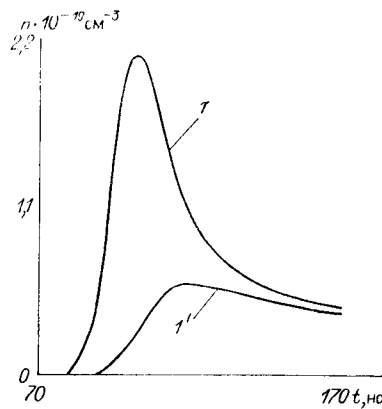


Рис. 1. Изменение концентрации ННЗ в процессе генерации: кривая 1 — в максимуме, 1' — в минимуме решетки

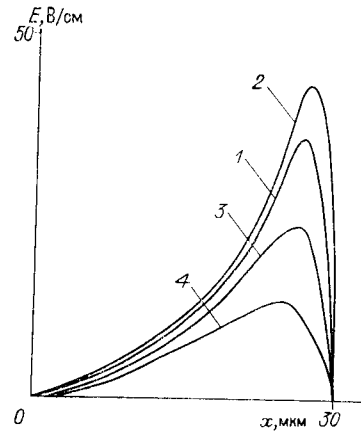


Рис. 2. Распределение электрического поля $E(x)$ на моменты времени: кривая 1 — $t = 68$; 2 — 73; 3 — 103; 4 — 112 нс

$= 480 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, $\mu_N = 1320 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, $\tau = 10^{-4} \text{ с}$, $\epsilon = 12$, $d = 100 \text{ мкм}$, $R = 0,38$, $T = 0,21$. Параметры источника излучения соответствовали неодимовому лазеру ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$). Время расчета одного варианта на ЕС-1060 с числом сеточных узлов, равным 100, составляло ≈ 6 мин.

Результаты расчетов иллюстрируются рис. 1—4. В большинстве работ по исследованию динамических решеток (например, [7, 8]) рассмотрены записывающие импульсы с $\tau_L \sim 10 \text{ нс}$. При импульсах такой длительности время стирания решетки τ_e может быть сравнимо с τ_L или меньшим. Время стирания решетки τ_e определяется по спаду разницы концентраций ННЗ в максимуме и минимуме решетки в e раз. На рис. 1 приведены зависимости от времени концентраций носителей в максимуме и минимуме решетки при $I_0 = 9,2 \cdot 10^4 \text{ МВт/м}^2$, $\tau_L = 16 \text{ нс}$, $\Lambda = 60 \text{ мкм}$. Согласно расчетам, максимальное значение концентрации достигается на момент времени $t = 103 \text{ нс}$ и равняется $N_0 = 2,1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Из-за диффузионного перетока носителей в процессе генерации максимальное значение концентрации ННЗ в минимуме решетки $N \approx 5,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ достигается на момент времени $t \sim 112 \text{ нс}$, а затем, вследствие преобладающего воздействия рекомбинации, концентрация ННЗ в минимуме решетки спадает. Время стирания решетки $\tau_e = 17 \text{ нс}$ сравнимо с длительностью импульса τ_L . В этом случае методика измерений на основе зондирования пробным лучом неприменима (условие применимости данной методики $\tau_L \ll \tau_e$).

На рис. 2 приведены зависимости индуцированного электрического поля $E(x, t)$ от координаты в различные моменты времени. Наибольшей величины индуцированное поле достигает в окрестности минимума решетки, где из-за меньшей концентрации ННЗ возможна более существенная раскомпенсация концентраций электронов и дырок. После установления квазинейтральности (на момент времени $t \sim 70 \text{ нс}$) напряженность электрического поля спадает.

Рис. 3, а, б иллюстрирует процесс релаксации возбужденной решетки ННЗ. Предполагается, что начальное распределение ННЗ имеет вид

$$N(x, 0) = N_0 \cos^2(\pi x/\Lambda), \quad P(x, 0) = P_0 \cos^2(\pi x/\Lambda),$$

что соответствует короткому по времени импульсу: $\tau_L \ll \tau_e$. Поле в начальный момент отсутствует ($E(x, 0) = 0$), дополнительного возбуждения системы нет ($I_0 = 0$), $N_0 = P_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для выяснения роли различных механизмов релаксации на графиках изображены также результаты расчетов релаксации пространственного распределения ННЗ без учета диффузии ($D = 0$, $R \neq 0$) и рекомбинации ($R = 0$, $D \neq 0$). Из рис. 3, а видно, что за 0,5 нс максимальная концентрация ННЗ умень-

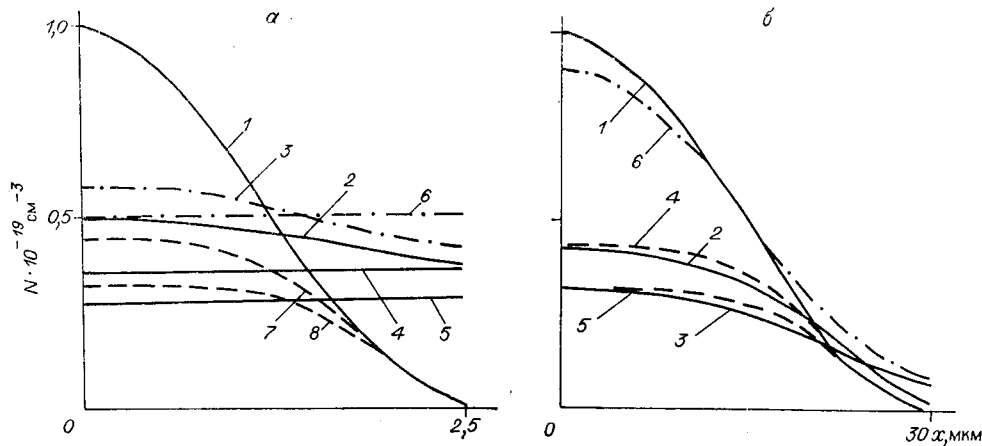


Рис. 3. Распределение концентрации ННЗ с учетом влияния различных механизмов релаксации для периодов решетки ($a - \Lambda = 5$, $b - 60$ мкм) к моментам времени t , нс:
 a : кривая 1 — $t = 0$; 2 — 0,5; 3 — 0,5 ($R = 0$); 4 — 5; 5 — 10; 6 — 5 ($R = 0$); 7 — 5 ($D = 0$); 8 — 10 ($D = 0$);
 b : кривая 1 — $t = 0$; 2 — 5; 3 — 10; 4 — 5 ($D = 0$); 5 — 10 ($D = 0$); 6 — 10 ($R = 0$)

шилась в 2 раза. К моменту времени 5 нс распределение концентраций ННЗ стало практически однородным. Сравнение кривых 2 и 3, 4 и 6 позволяет оценить роль рекомбинации. Кривые 7 и 8 иллюстрируют процесс релаксации при отсутствии диффузии, т. е. она осуществляется только за счет рекомбинации на те же моменты времени. Таким образом, при $\Lambda = 5$ мкм и $0 < t \leq 1$ нс релаксацию ННЗ определяют процессы диффузии, при $t \geq 3$ нс релаксация полностью определяется рекомбинацией, а при $1 < t < 3$ нс релаксация определяется конкуренцией обоих процессов. Из рис. 3, б видно, что в случае больших периодов решетки ННЗ ($\Lambda = 60$ мкм) уменьшение максимальной концентрации в e раз происходит за $t \sim \sim 7$ нс. Роль диффузии в любые моменты времени пренебрежимо мала (ср. кривые 2 и 4, 3 и 5).

На рис. 4 представлены графики средней плотности ННЗ для различных периодов решетки. К моменту времени $t = 10$ нс средняя концентрация ННЗ упала в 2,1 раза при $\Lambda = 60$, в 1,8 раза — при 15, в 1,6 раза — при 5 мкм. Более быстрое падение концентрации ННЗ в максимуме решетки за счет диффузионного оттока при малых периодах решетки приводит к меньшей эффективности рекомбинации, степень которой зависит от концентрации ННЗ.

Таким образом, полученные в работе результаты демонстрируют эффективность предлагаемой методики численного моделирования эволюции динамических решеток в полупроводниках при высоких уровнях возбуждения. Данная методика может быть также использована при учете дополнительных эффектов, а именно: неоднородности решеток по глубине образца, амплитудной решетки, влияния примесей на эволюцию динамических решеток.

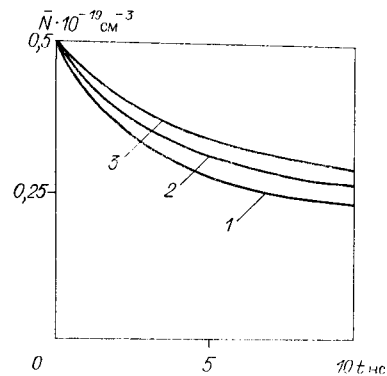


Рис. 4. Зависимость средней плотности ННЗ \bar{N} от времени для периодов решетки: кривая 1 — $\Lambda = 60$; 2 — 15; 3 — 5 мкм

ЛИТЕРАТУРА

1. Быковский Ю. А., Вайткус Ю., Гаубас Э. и др. Исследование дифракции световых волн в плоском волноводе на динамических решетках, индуцированных светом // Квантовая электроника. — 1982. — Т. 9, № 4.

2. Jain R. K., Klein M. B. Optical phase conjugation.— N. Y.: Acad. Press.— 1983.— P. 307.
3. Мазур Е. А. Пикосекундная лазерная спектроскопия сверхплотных возбуждений, генерированных ориентированными импульсными пучками в полупроводниках // Тез. докл. 12-й Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике.— М., 1985.— Ч. 2.
4. Мазур Е. А. Возбуждение электронной и ионной подсистем полупроводника импульсом быстрых частиц // Кинетические явления в полупроводниках и диэлектриках.— М.: Энергоатомиздат, 1985.
5. Мазур Е. А. Возбуждение и релаксация полупроводника, генерация дефектов при прохождении импульса ориентированных частиц // Тез. докл. 12-го Всесоюз. совещ. по теории полупроводников.— Ташкент, 1985.— Ч. 2.
6. Вайткус Ю., Ярашноас К. Свойства и возможности применения светоиндуцированных дифракционных решеток в полупроводниках // Лит. физ. сб.— 1979.— Т. 19, № 2.
7. Eichler H. I., Massman F. I. Diffraction efficiency and decay times of free-carrier gratings in silicon // J. Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 4.— P. 3237—3242.
8. Вайткус Ю., Ярашноас К., Гаубас Э. и др. Светоиндуцированная дифракция света в кристаллическом и аморфном кремнии // Изв. АН СССР. Физика.— 1985.— Т. 49, № 6.
9. Вайткус Ю., Гривичкас В. Зависимость интенсивности зона-зонной оже-рекомбинации от концентрации носителей в кремнии // ФТП.— 1981.— Т. 15, вып. 10.
10. Грибников З. С., Мельников В. И. Электронно-дырочное рассеяние в полупроводниках при высоких уровнях инжекции // ФТП.— 1968.— Т. 2, вып. 2.
11. Грехов И. В., Делимова Л. А. Коэффициент амбинолярной диффузии в условиях электронно-дырочного рассеяния // ФТП.— 1980.— Т. 14, вып. 8.
12. Gummel H. K. A self consistent scheme for one-dimensional steady-state transistor calculations // IEEE Trans Electron. Devis.— 1964.— V. ED-11.— P. 455—465.
13. Майоров С. А., Руденко А. А., Шипилин А. В. О численном методе решения системы уравнений для потенциала и носителей заряда в полупроводниковых структурах // ЖВМиМФ.— 1980.— Т. 20, № 1.

Поступила в редакцию 1 декабря 1986 г.

УДК 621.372.8

К. К. ЗИЛИНГ, А. Е. КОЛОСОВСКАЯ

(Новосибирск)

ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ДИФфуЗИОННЫХ КАНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

По мере развития интегральной оптики и в связи с переходом от исследования возможности создания интегрально-оптических устройств к оценке их предельных характеристик и задачам оптимизации возникает все большая потребность в простых и достаточно точных методах расчета характеристик основы таких устройств — канальных волноводов.

В настоящей работе на основе приближенных постановок получены максимально простые решения, обеспечивающие достаточную для практического использования точность. Достоверность результатов подтверждена сравнением с решением задачи в точной постановке [1], принятым за эталонное.

Постановка задачи. Пусть полупространство $x > 0$ занято оптически изотропным диэлектриком, а ось y направлена вдоль границы раздела сред перпендикулярно направлению распространения света. Магнитную проницаемость считаем постоянной, а показатель преломления (ПП) внутри волновода $n(x, y)$ — функцией двух координат.

В точной постановке [1, 2] задача сводится к нахождению собственных чисел N_{mn} (эффективные ПП для моды с индексами m и n) и собственных векторов \mathbf{E}_{mn} (напряженность электрического поля моды) уравнения

$$\nabla^2 \mathbf{E}_{mn}(x, y) + \nabla \left[\mathbf{E}_{mn}(x, y) \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \right] + k_0^2 [n^2(x, y) - N_{mn}^2] \mathbf{E}_{mn}(x, y) = 0, \quad (1)$$