

## ПИКОСЕКУНДНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В ИМПЛАНТИРОВАННЫХ И ИМПУЛЬСНО-ОТОЖЖЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ

Балтрамеюнас Р., Гашка Р., Куокштис Э.,  
Няткишис В., Пятраускас М.

Исследованы пикосекундные дифракционные решетки в кристаллах кремния, подвергнутых ионному легированию и последующей рекристаллизации с помощью импульсного лазерного отжига. Использована методика зондирования распада динамических решеток, индуцированных интерферирующими лучами пикосекундного лазера на поверхности полупроводника. Проведен теоретический анализ дифракционной эффективности с учетом модуляции коэффициента преломления вещества под действием лазерного излучения и процессов рекомбинации ННЗ в приповерхностной области кристалла. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными.

Состояние поверхности полупроводника во многом определяет его физические свойства в приповерхностной области. Изучение этой проблемы представляет исключительный интерес как для микро- и оптоэлектроники ввиду миниатюризации структур до субмикронных размеров и все более широкого использования планарных элементов, так и для самой физики полупроводников. До последнего времени не полностью решен вопрос о влиянии различных технологических операций, в том числе и ионной имплантации, лазерного отжига, на время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) в объеме и на поверхности кристалла, величину коэффициента амбиполярной диффузии, на скорость поверхностной рекомбинации ННЗ и др. [1-5]. Как правило, при разной обработке поверхности возникают новые сверхбыстрые каналы миграции энергии ННЗ, для изучения которой необходимо применять методики исследования, обладающие пикосекундным временным разрешением.

Целью настоящей работы являлось изучение субнаносекундных процессов релаксации ННЗ в кристаллах кремния, подвергнутых ионному легированию и последующей рекристаллизации с помощью импульсного лазерного отжига. Для экспериментальных исследований использована методика зондирования распада динамических дифракционных решеток, индуцированных на поверхности полупроводника, изучена кинетика распада динамических решеток на поверхности Si с ориентацией (111) до и после имплантации ионами мышьяка ( $\Phi = 3 \cdot 10^{15} \div 1.2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>,  $E = 60$  кэВ) и фосфора ( $\Phi = 2 \cdot 10^{13} \div 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>,  $E = 50$  кэВ), а также после наносекундного лазерного отжига (НЛО), приводящего к рекристаллизации приповерхностной области кремния.

В качестве возбуждающих использовались два идентичных одиночных пикосекундных импульса 2-й гармоники лазера на АИГ: Nd<sup>3+</sup> с пассивной синхронизацией мод ( $\tau_L \approx 35$  пс,  $\lambda_2 = 0.53$  мкм), сводившихся под углом  $\theta \approx 2.5^\circ$  на поверхность полупроводника. Максимальная плотность энергии возбуждения в импульсе составляла  $10^{-2}$  Дж/см<sup>2</sup>. Временное зондирование распада динамической решетки осуществлялось третьим импульсом малой интенсивности с длиной волны  $\lambda_1 = 1.06$  мкм. Временная задержка этого импульса варьировалась в пределах  $-100 \div 1000$  пс. Диаметры пятен возбуждающего и зондирующего лучей равны  $d_{\text{в}} = 0.3$  и  $d_{\text{з}} = 0.1$  мм соответственно. Управление экспериментом,

накопление и обработка данных осуществлялись системой «КАМАК», сопряженной с микро-ЭВМ ДВК-2М. Лазерный отжиг проводился излучением 1-й гармоники неодимового лазера модулированной добротности ( $\tau_L \approx 15$  нс,  $\lambda_1 = 1.06$  мкм). Распределение мощности по координате в световом пучке на поверхности образца имело гауссовый вид с характерным параметром  $\sim 1.8$  мм. Более подробно процедура НЛО полупроводников описана в [6].

Сначала рассмотрим свойства исходного монокристаллического кремния. На рис. 1 показана зависимость дифракционной эффективности  $\eta$  — отношения интенсивности в первом дифракционном максимуме зондирующего луча к таковой для падающего луча — от плотности энергии возбуждения  $E_p$  в образце кремния при двух задержках зондирующего импульса. Для  $\Delta t = 0$  в области энергий возбуждения  $E_p < 2 \cdot 10^{-3}$  Дж/см<sup>2</sup> показатель степени  $\gamma$  зависимости  $\eta \sim E_p^\gamma$  имеет значение, близкое к 2. С дальнейшим повышением интенсивности возбуждения ( $E_p > 2 \cdot 10^{-3}$  Дж/см<sup>2</sup>)  $\gamma$  уменьшается и даже меняет знак.

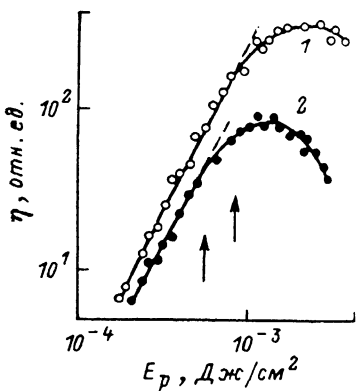


Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности от плотности энергии возбуждения.

$\Delta t$ , пс: 1 — 0, 2 — 300.

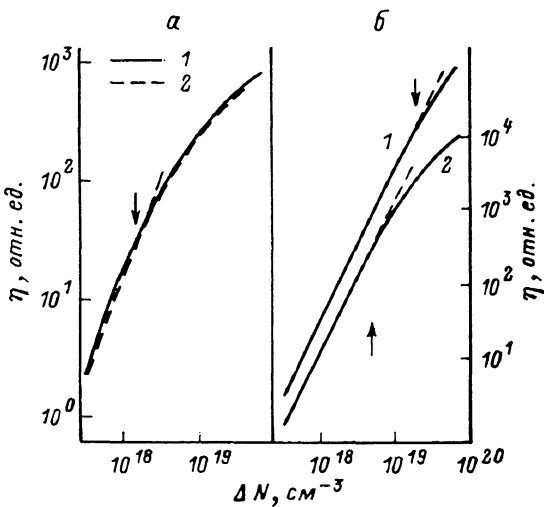


Рис. 2. Расчетные зависимости дифракционной эффективности  $\eta$  от средней концентрации ННЗ с учетом поглощения света свободными носителями заряда (а) и оже-рекомбинации (б).

$\Delta t$ , пс: 1 — 50, 2 — 300.  $|n_{eh}| = 9 \cdot 10^{-22}$  см<sup>-3</sup>,  $\sigma = 10^{-17}$  см<sup>2</sup> (а),  $\tau_s = 10^{-30}$  см<sup>3</sup>/с (б).

Для задержки зондирующего импульса  $\Delta t > 0$  получена аналогичная закономерность, однако характерные плотности энергии сдвигаются в область меньших значений. Так, при  $\Delta t = 300$  пс плотности энергии лазерного излучения, при котором зависимость  $\eta$  отклоняется от квадратичной, становится  $E_p \approx 7 \cdot 10^{-4}$  Дж/см<sup>2</sup> (рис. 1, кривая 2). Для выяснения этих особенностей динамики дифракционной эффективности необходимо оценить модуляцию показателя преломления полупроводника под действием интенсивного светового импульса. Допустим, что в нелегированном сильно возбужденном кремнии главную роль в модуляции показателя преломления  $\Delta n$  играют возбужденные светом ННЗ [7].<sup>1</sup> Рассмотрим уравнение непрерывности, описывающее кинетику изменения концентрации носителей заряда [9],

$$\frac{\partial N(x, t)}{\partial t} = (1 - R) \frac{I(x, t)}{\tau_L} - \gamma_1 N(x, t) - \gamma_2 N^2(x, t) - \gamma_3 N^3(x, t) + D \frac{\partial^2 N(x, t)}{\partial x^2}, \quad (1)$$

для которого начальные и граничные условия имеют вид

$$N(x, 0) = 0, \quad (2)$$

$$D \frac{\partial N(0, t)}{\partial x} = sN(0, t), \quad (3)$$

$$N(l, t) = 0. \quad (4)$$

<sup>1</sup> Следует отметить, что в возбужденных полупроводниках модуляция показателя преломления, видимо, определяется не одним, а несколькими механизмами, в частности перезарядкой мелких примесных состояний ННЗ [8].

Здесь  $R$  — коэффициент отражения,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  — коэффициенты соответственно линейной, квадратичной и оже-рекомбинации,  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $l$  — толщина образца,  $s$  — скорость поверхностной рекомбинации,  $I(x, t)$  — поток фотонов, определяемый уравнением

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} = -[\alpha_0 + \sigma N(x, t)] I(x, t), \quad (5)$$

где  $\alpha_0$  — коэффициент поглощения кристалла на длине волны возбуждающего излучения,  $\sigma$  — сечение захвата фотонов ННЗ. Временная зависимость интенсивности света для лазерного импульса является гауссовой, т. е. на поверхности кристалла

$$I(0, t) = I_0 \exp\left[-\left(\frac{t-t_0}{b\tau_L}\right)^2\right]. \quad (6)$$

Здесь  $t_0$  — время, в течение которого интенсивность возбуждающего импульса достигает максимального значения,  $\tau_L$  — длительность импульса,  $b=1/2\sqrt{\ln 2}$ .

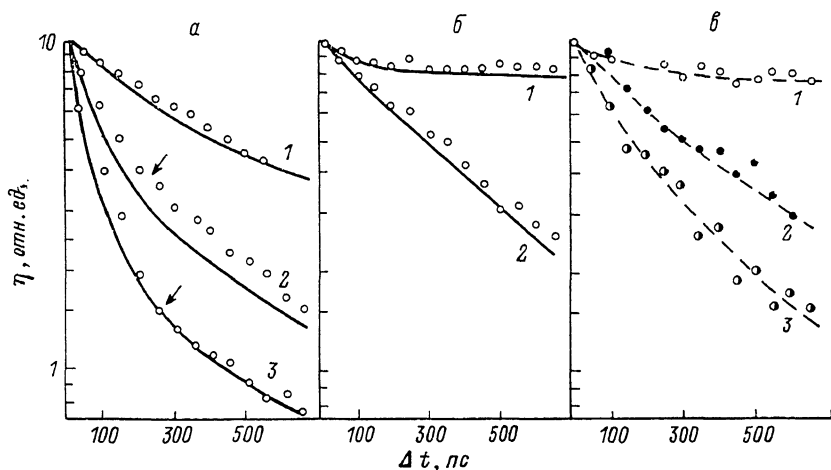


Рис. 3. Временные зависимости дифракционной эффективности на поверхностной решетке. Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — теоретические зависимости. *a* — монокристаллический Si.  $E_p \cdot 10^8$ , Дж/см<sup>2</sup>: 1 — 0.32, 2 — 1.8, 3 — 5. Теоретические кривые получены для параметров:  $\gamma_1=1.4 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup>,  $\gamma_2=7 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>/с,  $\gamma_3=6 \cdot 10^{-31}$  см<sup>6</sup>/с,  $D=10$  см<sup>2</sup>/с,  $S=2 \cdot 10^5$  см/с,  $\sigma=0$ . *б* — Si(P+). Доза имплантации  $\cdot 10^{-14}$ , см<sup>-2</sup>: 1 — 50, 2 — 0.2. Теоретические кривые получены для параметров:  $D_a=10^{-2}$  см<sup>2</sup>/с,  $\alpha_a=2 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup> (1);  $D_K=10$  см<sup>2</sup>/с,  $\alpha_K=8 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup> (2). *в* — Si(As+). 1—3 получены в разных точках отожженного пятна: 1 — в имплантированной и неотожженной области, 2 — в промежуточной области, 3 — в имплантированной и полностью отожженной области (см. рис. 4, а также текст).

В приближении плоских волн при условии, что фаза зондирующей волны равна  $\varphi = (2\pi/\lambda) n_{eh} \int_0^l N(x) dx \ll 1$  (здесь  $n_{eh}$  — «дисперсионный объем», т. е.

изменение показателя преломления, обусловленное одной электронно-дырочной парой в единице объема [10]), дифракционная эффективность светонаведенной решетки на ННЗ может быть рассчитана по формуле

$$\eta \sim \left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eh} \int_0^l (N_{\max} - N_{\min}) dx, \quad (7)$$

где  $N_{\max}$  и  $N_{\min}$  — значения концентраций ННЗ в максимуме и минимуме интенсивности дифракционной картины соответственно.

Отметим, что в данной модели сделаны некоторые допущения. Во-первых, задача рассматривается как одномерная, ввиду того что в интересующем нас временном интервале диффузионная длина ННЗ оказывается малой по сравнению с периодом дифракционной решетки. Во-вторых, не учитывается «температурный фазовый набег». Оценки показывают, что все это справедливо по

крайней мере до концентраций порядка  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а в области больших значений, во-видимому, эти допущения могут оказаться и не совсем корректными [11, 12].

На рис. 2 приведены результаты расчета дифракционной эффективности  $\eta$  как функции  $\Delta N$  — средней концентрации возбужденных ННЗ для двух значений времени задержки пробного импульса с учетом поглощения света свободными носителями (рис. 2, а) и оже-рекомбинации (рис. 2, б). Видно, что в обоих случаях с увеличением  $E_p$  степенной показатель  $\gamma$  уменьшается, однако в первом случае отклонение зависимости  $\eta$  от квадратичной начинается при концентрациях  $\Delta N = 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а  $\eta$  не зависит от времени задержки  $\Delta t$  (рис. 2, а, кривые 1, 2). Во втором же случае зависимости  $\eta$  для разных времен задержки различаются, причем  $\gamma$  начинает уменьшаться при  $\Delta N = 4.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для  $\Delta t = 300 \text{ пс}$ , а для  $\Delta t = 50 \text{ пс}$  — при  $\Delta N = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Подобная картина до определенных интенсивностей возбуждения наблюдается и в эксперименте. На рис. 1 стрелки обозначают плотности энергии возбуждения, при которых зависимость  $\eta$  начинает заметно отклоняться от квадратичной. Это свидетельствует об оже-процессах в условиях данного опыта. Отметим, что наблюдаемое в эксперименте изменение знака  $\gamma$  при больших накачках (рис. 1) может быть обусловлено рядом неучтенных эффектов, проявляющихся при столь сильном возбуждении (например, разогревом кристалла,

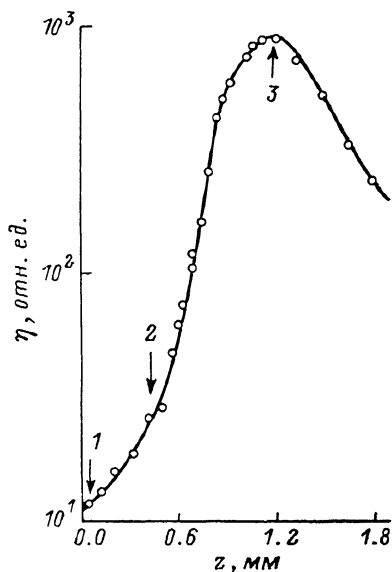


Рис. 4. Зависимость дифракционной эффективности в  $\text{Si}\langle\text{As}^+\rangle$  от координаты образца в области, подвергнутой НЛО гауссовым пучком, при задержке зондирующего луча  $\Delta t = 0$ .

возрастанием коэффициента амбиполярной диффузии). Однако эти проблемы требуют отдельного анализа, результаты которого будут опубликованы.

Информативными оказываются исследования кинетики распада динамических решеток, причем временная зависимость  $\eta$  обладает различными закономерностями в монокристаллическом, имплантированном и лазерно-отожженном кремнии. На рис. 3, а—в точками изображены экспериментальные зависимости  $\eta$  от времени для указанных трех групп образцов. Как видно, наблюдается довольно быстрое (субнаносекундное) «стирание» динамической решетки, однако уменьшение дифракционной эффективности имеет свои характерные отличия в каждом конкретном случае. Так, для монокристаллического кремния при достаточно сильном возбуждении ( $E_p \geq 10^{-3} \text{ Дж/см}^2$ ) обнаружены «быстрая» и более «медленная» части кинетики, которые разделены стрелками на рис. 3, а. Следует обратить внимание на довольно хорошее совпадение теоретических расчетов кинетики дифракционной эффективности с экспериментальными данными. Приведенные на рис. 3, а теоретические кривые получены для одинаковых параметров процесса рекомбинации (см. подпись к рис. 3) при изменении лишь интенсивности возбуждения, отвечающей условиям эксперимента. В ионно-имплантированном кремнии, не подвергнутом какой-либо дальнейшей обработке, дифракционная эффективность значительно (до 2 порядков) ниже, чем в исходном кристалле. Кроме того, для доз имплантации, превышающих некоторое пороговое значение, существенно замедляется процесс релаксации наведенной решетки, причем это обнаружено как для  $\text{Si}\langle\text{P}^+\rangle$  (рис. 3, б), так и для  $\text{Si}\langle\text{As}^+\rangle$  (рис. 3, в, точки 1). Примечательно, что НЛО имплантированных областей кремния приводит к восстановлению абсолютной величины дифракционной эффективности и временного ее поведения. На рис. 4 показана зависимость  $\eta$  в  $\text{Si}\langle\text{As}^+\rangle$  от координаты вдоль плоскости поверхности в области, ото-

женной пучком наносекундного лазера. На рисунке показана половина гауссового пятна, центр которого расположен в областях  $z=1.8$  мм, а 0 соответствует неотожженной области. Как видно,  $\eta$  резко возрастает по диаметру пучка и достигает максимального значения в точке  $z=1.2$  мм, где значение дифракционной эффективности более чем на 2 порядка превышает таковое для  $z=0$ . В области  $z=1.2 \div 1.8$  мм  $\eta$  падает ввиду оптического разрушения поверхности в максимуме интенсивности гауссового пучка. Кинетика  $\eta$  в разных точках образца показана на рис. 3, в (точки 1—3 соответственно).

Полученную кинетику дифракционной эффективности можно объяснить с помощью вышеприведенной модели, учитывая изменение ряда параметров вещества при имплантации [11]. Ионная бомбардировка приводит к аморфизации приповерхностного слоя, а в аморфизированном кремнии изменяются коэффициенты поглощения и амбиполярной диффузии, эффективное время жизни ННЗ и др. Распределение концентрации внедренной при имплантации примеси  $C(x)$  от расстояния до поверхности  $x$  имеет вид [12]

$$C(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi} \Delta R_p} \exp \left[ -\frac{(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right], \quad (8)$$

где  $\Phi$  — полная доза имплантации ионов,  $R_p$  и  $\Delta R_p$  — соответственно средний проекционный пробег и среднеквадратичное отклонение проекционного пробега внедряемого атома. Для  $As^+$  при  $E=60$  кэВ эти параметры соответственно равны 0.0368 и 0.0081 мкм, а для  $P^+$  при  $E=50$  кэВ — 0.06 и 0.02 мкм [13]. Наиболее существенное изменение при аморфизации претерпевают коэффициенты поглощения (для  $\lambda_2=0.53$  мкм  $\alpha_{кр}=8 \cdot 10^3$  и  $\alpha_a=5 \cdot 10^4$  см $^{-1}$  соответственно в кристаллическом и аморфном кремнии [14]) и диффузии ( $D_{кр}=10$  и  $D_a=10^{-2} \div 10^{-3}$  см $^2$ /с [4]), поэтому нами были учтены именно эти параметры в предположении, что в объеме кристалла (для больших  $x$ ) значения коэффициентов поглощения и диффузии соответствуют по величине монокристаллическому веществу, а до максимума зависимости  $C(x)$  они равны по величине таковой в аморфной фазе. Хорошее согласие теоретического расчета и экспериментальных данных продемонстрировано на рис. 3, б.

Таким образом, в работе исследовано поведение плазмы ННЗ в ионно-легированном кремнии в субнаносекундном временном интервале. Результаты работы показали, что после имплантации кремния ионами  $P^+$  и  $As^+$  с дозами, превышающими дозу аморфизации, релаксации поверхностной динамической решетки в период времени  $\Delta t \leq 1000$  пс не наблюдается, а дифракционная эффективность этой решетки падает более чем на 2 порядка. Лазерный наносекундный отжиг приводит к восстановлению как дифракционной эффективности поверхностной решетки, так и эффективного времени жизни дифракционной решетки. Очевидно, что для более точного определения конкретных параметров вещества необходимы дальнейшие комплексные исследования этих проблем.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Hoffman A. C. Investigations of surface recombination velocity in III—V semiconductors. Brown University, 1978. 149 p.
- [2] Алексеев Ю. А., Дибенко П. И., Зуев В. А., Литовченко В. Г., Попов В. Г., Сукач Г. А. — УФЖ, 1976, т. 21, в. 5, с. 755—762.
- [3] Kappert H. F., Sixt G., Schwuttke G. H. — Phys. St. Sol. (a), 1979, v. 52, p. 463—474.
- [4] Vaitkus J., Jarašiūnas K., Gaubas E., Jonikas L., Pranaitis R., Subačius L. — IEEE Quant. Electron., 1986, v. QE-22, N 8, p. 1298—1305.
- [5] Bergner H., Bruckner V., Supianek M. — IEEE J. Quant. Electron., 1986, v. QE-22, N 8, p. 1306—1311.
- [6] Балтрамеюнас Р., Гашка Р., Куокштис Э., Синюс Я. — Лит. физ. сб., 1987, т. 27, № 4, с. 465—475.
- [7] Woerdman J. P. — Phil. Res. Rept. (Suppl.), 1971, N 7, 81 p.
- [8] Балтрамеюнас Р., Велецкас Д., Каптураускас И. — ФТТ, 1985, т. 27, в. 10, с. 2831—2835.
- [9] Demokan M. C. — Int. J. Electron., 1981, v. 51, N 2, p. 93—140.
- [10] Eichler H. J., Gunter P., Pohl D. W. Laser-Induced Dynamic Gratings. Berlin, 1986. 238 p.

- [11] Вайткус Ю., Ярашюнас К., Гаубас Э., Тинфавичюс Э., Кулевичюс У., Мишкинис Ю. — Изв. АН СССР, сер. физ, 1985, т. 49, в. 6, с. 1173—1178.
- [12] Мизрукин Л. В., Пешко И. И., Соскин М. С., Хижняк А. И. — УФЖ, 1983, т. 28, в. 5, с. 675—683.
- [13] Правявичюс Л., Дудонис Ю. Модификация свойств твердых тел ионными пучками. Вильнюс, 1980. 242 с.
- [14] Dae M. Kim, Kwong D. L. — IEEE Quant. Electron., 1982, v. QE-18, N 2, p. 224—232.

Вильнюсский  
государственный университет  
им. В. Капсукаса  
Институт физики АН ЛитССР  
Вильнюс

Получена 3.11.1987  
Принята к печати 11.03.1988

