

05;07

Низкотемпературная кристаллизация аморфного кремния, стимулированного лазерным излучением

© С.А. Авсаркисов, З.В. Джибути, Н.Д. Долидзе, Б.Е. Цеквава

Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили, Грузия
E-mail: nugo42@mail.ru

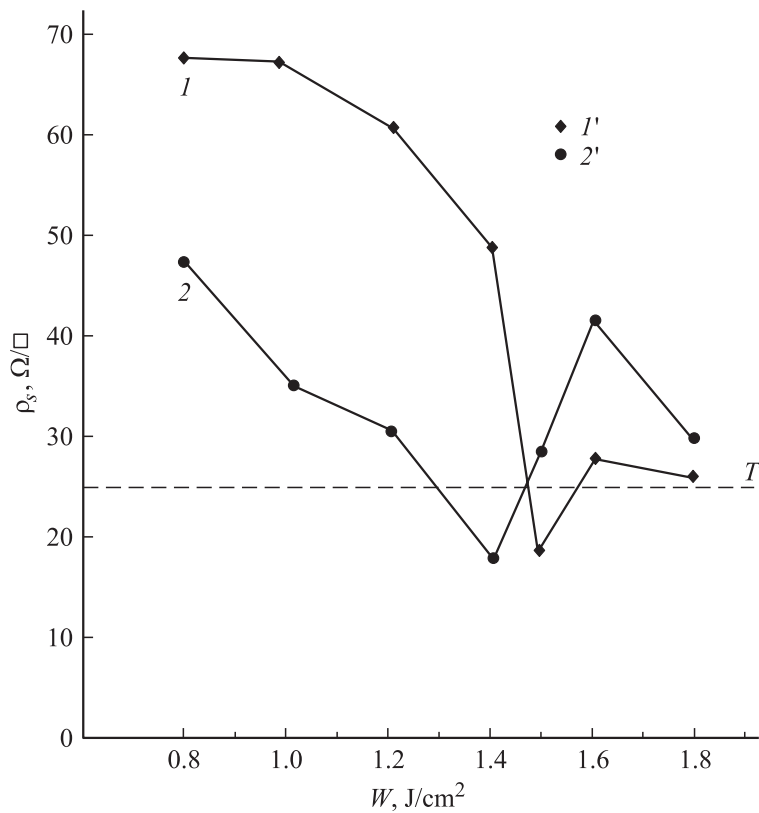
Поступило в Редакцию 30 сентября 2005 г.

Приводятся результаты экспериментов по лазерному отжигу в α -Si при различных начальных температурах 77 и 300 К. Показана возможность проведения процессов лазерного отжига при относительно низких температурах. Предлагается теоретическая модель, объясняющая это явление по электронному механизму плавления с последующей рекристаллизацией.

PACS: 64.10.+h, 61.50.Ks

Лазерный отжиг (ЛО) ионно-имплантированных слоев полупроводников широко применяется на практике. Несмотря на большое количество работ по исследованию указанных процессов, на сегодняшний день нет единого понимания механизмов их протекания [1–5].

Предлагаемая работа посвящена исследованию влияния начальной температуры образца (T_0), энергии и длительности лазерного импульса на процессы ЛО аморфизированных слоев кремния (α -Si), полученных в результате ионной имплантации. Эксперименты проводились на монокристаллическом кремнии (КЭФ-0.35) с ориентацией $\langle 111 \rangle$, имплантированном ионами бора (энергия ионов 40 keV, $\Phi = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, глубина аморфизации $\sim 0.13 \mu\text{m}$). ЛО проводился на воздухе ($T_0 = 300 \text{ K}$) или в среде жидкого азота ($T_0 = 77 \text{ K}$). Облучение осуществлялось одиночными импульсами излучения неодимовых лазеров ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$): длительность импульса 35 ns или 0.12 ms, плотность энергии в импульсе менялась в диапазоне $W = 0.8 \div 2.2 \text{ J/cm}^2$. Термический отжиг (ТО) осуществлялся в печи, в инертной среде при температуре $T = 900^\circ\text{C}$ в течение 30 min, что обеспечивало полный отжиг дефектов и активацию внедренной примеси [6]. После лазерного или термического отжига измерялось слоевое сопротивление образцов (ρ_s) четырехзондовым



Зависимость слоевого сопротивления (ρ_s) кремния, имплантированного ионами B^+ , от энергии лазерного импульса (W) при начальных температурах $T_0 = 77$ К ($1, 1'$) и $T_0 = 300$ К ($2, 2'$) и длительностях импульса $\tau = 35$ ns ($1, 2$) и $\tau = 0.12$ ms ($1', 2'$). (---) — значение (ρ_s) после термического отжига при $T = 900^\circ\text{C}$.

методом. В течение всего эксперимента контролировалось качество поверхности кристалла. Следы плавления на поверхности образцов визуально наблюдались при $T_0 = 300$ К — $W = 1.0$ J/cm² и при $T_0 = 77$ К — $W = 1.8$ J/cm².

На рисунке (кривые 1 и 2) показана зависимость слоевого сопротивления аморфизированного слоя кремния от плотности энергии лазер-

ного импульса. ЛО осуществлялся одиночными импульсами длительностью 35 ns. Облучение образцов лазером проводилось импульсами с нарастанием энергии начиная от 0.8 J/cm^2 . Как видно из рисунка, уже начиная с энергии ЛО $W = 0.8 \text{ J/cm}^2$ наблюдается существенное изменение ρ_s , как при $T_0 = 77 \text{ K}$, так и при $T_0 = 300 \text{ K}$. В диапазоне $W = 0.8-1.4 \text{ J/cm}^2$ ЛО более эффективен при $T_0 = 300 \text{ K}$, чем при $T_0 = 77 \text{ K}$, хотя с увеличением энергии лазера картина меняется. Кроме того, на обеих кривых, независимо от исходной температуры кристалла, наблюдается обратный отжиг. Однако в образцах с $T_0 = 77 \text{ K}$ область обратного отжига смещена к более высоким энергиям и проявляется слабее.

Наблюдаемое изменение ρ_s при ЛО, видимо, связано с изменением относительного вклада двух процессов: увеличения подвижности и уменьшения концентрации носителей за счет уширения профилей распределения примеси [7]. При обратном отжиге, видимо, последнее является определяющим. В работах [7,8] было показано, что при наносекундном ЛО $W = 0.5-1.5 \text{ J/cm}^2$, процесс рекристаллизации носит полицентровый характер, а с увеличением энергии — эпитаксиальный. Следовательно, наблюдаемое на эксперименте уменьшение ρ_s лазерным воздействием $W \geq 1.4 \text{ J/cm}^2$ до и ниже значений, полученных термическим отжигом (пунктирная линия), должно быть связано с рекристаллизацией аморфизированных слоев Si.

Если исходить из термической модели ЛО аморфизированного слоя кремния, как показали расчеты по методике [1,5], процесс плавления и эффективная рекристаллизация при $T_0 = 77 \text{ K}$ должна была начаться не при $W = 1.5 \text{ J/cm}^2$ (что наблюдается на эксперименте), а при $W \approx 2.0 \text{ J/cm}^2$. Этот факт невозможно объяснить чисто термической моделью ЛО.

Обсудим полученные результаты с позиции электронного механизма плавления. Заметим, что электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне являются антисвязывающими квазичастицами, которые „размягчают“ связи и способствуют низкотемпературному „плавлению“ кристалла. В работе [9] нами была получена оценочная формула для так называемой критической концентрации n_{cr} антисвязывающих квазичастиц, выше которой начинается „плавление“. Идея вывода n_{cr} заключается в следующем: антисвязывающая квазичастица ослабляет связь не локально, у какого-либо узла решетки, а во всей области ее делокализации, т. е. в области, размерами порядка де-бройлевской длины

волны $\lambda_D = h/p = h/\sqrt{3mkT}$ (m — эффективная масса проводимости квазичастиц, T — температура кристалла). Если через V_D обозначить объем сферы диаметром λ_D , тогда условие $nV_D = i$ соответствует такой концентрации квазичастиц, когда в объеме V_D находятся i квазичастиц. При такой концентрации антисвязывающие квазичастицы ослабляют связи между всеми атомами кристалла. Кристалл как бы представляет собой одну гигантскую молекулу, между всеми атомами которой ослаблены связи. Однако, чтобы произошло „плавление по электронному механизму“, степень ослабления и изотропизации связей должна достичь определенного критического значения. Здесь мы вводим гипотезу: исходя из экспериментального факта термического плавления при температуре плавления (T_{mel}) и из того, что оно есть размягчение связей между всеми атомами вещества, мы положим, что критической является такая концентрация антисвязывающих квазичастиц n_{cr} , при которой

$$n_{cr}V_D(T_{mel}) = i, \quad V_D(T_{mel}) = \frac{\pi}{6} \lambda_D^3(T_{mel}), \quad i \geq 1. \quad (1)$$

Значит, плавление по электронному механизму происходит при такой концентрации антисвязывающих квазичастиц, когда в сферическом объеме кристалла, диаметр которого равен де-бройлевской длине волны, соответствующей температуре плавления кристалла, находится хотя бы одна квазичастица. Следует подчеркнуть, что $\lambda_D(T_{mel})$ и $V_D(T_{mel})$ зафиксированы как формально назначенная длина и объем, никак не связанные с реальной температурой кристалла при „плавлении по электронному механизму“. Из (1) для n_{cr} получается следующее выражение:

$$(n_{cr})_{c,v} \approx 0.3iN_{c,v}, \quad N_{c,v} \approx 4.82 \cdot 10^{15} (m_{c,v}T_{mel})^{3/2} (\text{cm}^{-3}), \quad (2)$$

где m_c и m_v — эффективные массы проводимости электронов и дырок в единицах массы свободного электрона. При одновременном наличии обоих типов носителей, в предположении равенства их концентрации для n_{cr} получаем

$$n_{cr} \approx 0.3i \frac{N_c N_v}{N_c + N_v}. \quad (3)$$

При этом неважно, что является причиной появления антисвязывающих квазичастиц (тепловое поле, поглощение света, инжекция

и т.д.). Это означает, что в низкотемпературных технологических процессах можно использовать любое подобное внешнее воздействие, обеспечивающее критическую концентрацию.

Нам представляется, что предложенная модель плавления по электронному механизму дает возможность выполнить расчет, который адекватно описывает эксперимент (пусть по порядку величины) по ЛО при $W \geq 1.2 \text{ J/cm}^2$. Формула (3) для кристаллического кремния дает $n_{cr} \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. (Для кристаллов типа алмаза с четырьмя связями на атом оптимальным представляется $i = 2$, что и выбрано при оценке.) Можно предположить, что по порядку величины оно справедливо и для аморфного кремния. Аргументом в пользу такого предположения может служить тот факт, что наличие ближнего порядка в аморфных полупроводниках сохраняет такие понятия кристаллических полупроводников, как электроны и дырки, экситон, температура плавления и т.д. [10]. Оценка концентрации электронно-дырочных пар, генерируемых лазерным импульсом $W \geq 1.2 \text{ J/cm}^2$ и $\alpha\text{-Si}$ дает $n \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (при оценке использовались следующие значения параметров: коэффициент поглощения света $\alpha(\lambda = 1.06 \mu\text{m}) = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$, квантовый выход $\eta = 0.5$, коэффициент отражения $R = 0.5$, коэффициент оже-рекомбинации $\gamma \approx 10^{-31} - 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$ [2]). Так как $n > n_{cr}$, можно предположить, что в области $W \geq 1.2 \text{ J/cm}^2$ имеет место плавление по электронному механизму с последующей рекристаллизацией.

Явно атермический характер имеют и результаты ЛО при миллисекундном отжиге, где температура нагрева в условиях эксперимента не превышала 150°C . Наблюдаемые значения ρ_s при миллисекундном импульсе (точки 1' и 2' на рисунке) можно объяснить моделью твердофазной эпитаксиальной кристаллизации $\alpha\text{-Si}$ [11], с учетом антисвязывающего характера электронно-дырочных пар, стекаемых к границе аморфный Si–кристаллический Si и стимулирующих процесс ЛО.

Список литературы

- [1] Двуреченский А.В., Качурин Г.А., Нидаев Е.В., Смирнов Л.С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. М.: Наука, 1982. 206 с.
- [2] Абакумов В.Н., Алфёров Ж.И., Ковальчук Ю.В., Портной Е.Л. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 12. С. 2224–2227.
- [3] Копаев Ю.В., Меньяйленко В.В., Молотков С.Н. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 11. С. 3288–3294.

- [4] *Гвердцители И.Г., Герасимов А.Б., Джибути З.В., Пхакадзе М.Г.* // Поверхность. 1985. № 11. С. 132–133.
- [5] *Балтрамеюнас Р., Гашка Р., Куокитис Э., Синюс Я.* // ФТП. 1987. Т. 21. В. 12. С. 2219–2225.
- [6] *Риссел Х., Круге Н.* Ионная имплантация // М.: Наука, 1983. 360 с.
- [7] *Баязитов Р.М., Ивлев Г.Д., Хайбулин И.Б.* и др. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 79–83.
- [8] *Ивлев Г.Д., Романова Н.И.* // Поверхность. 1989. № 4. С. 145–147.
- [9] *Dolidze N.D., Jibuti Z.V., Mordkovich V.N., Tsekvava B.E.* // GEN. 2005. N 4. P. 77–79.
- [10] *Мотт Н., Девис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах. Т. 1, 2 // М.: Мир, 1982. 664 с.
- [11] *Нудаев Е.В., Васильев А.Л.* // ФТП. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1190–1195.