

- [1] М а ш о в е ц Т.В. Чтения памяти А.Ф. Иоффе. Сборник научных трудов. Л.: Наука, 1986.
- [2] Г в е р д ц и т е л и И.Г., Г е р а с и м о в А.Б., Д ж и б у т и З.В., П х а к а д з е М.Г. - Поверхность. Физика, химия, механика, 1985, № 11, с. 132-133.
- [3] Ш е й к м а н М.К. - Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, в. 6, с. 278-280.
- [4] М о р о з о в N.P., Т e t e l b a u m D.I. - Phys. Stat. Sol. (a), 1979, 51, p. 629-640.
- [5] Вопросы радиационной физики полупроводников. Под ред. Л.С. Смирнова. Новосибирск: Наука, 1980.
- [6] Б о л д ы р е в С.Н., И т а л ь я н ц е в А.Г., М о р д к о в и ч В.Н. Физические методы исследования поверхности и диагностика материалов и элементов вычислительной техники. Кишинев, 1986, с. 31.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов АН СССР

Поступило в Редакцию
19 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 9

12 мая 1988 г.

ДЕФЕКТЫ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ КРЕМНИЯ, ОБРАЗУЮЩИЕСЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Л.Н. А л е к с а н д р о в, Е.В. Н и д а е в,
А.Л. В а с и л ь е в

Импульсное лазерное облучение широко используется для модификации структуры и свойств полупроводниковых слоев. При воздействии мощного лазерного излучения в приповерхностном слое полупроводника генерируются дефекты, природа которых до конца еще не выяснена. В частности, дискуссионным остается вопрос: чем насыщаются быстро кристаллизующиеся из расплава тонкие слои полупроводника - вакансиями или междоузельными атомами? Методом инфракрасного поглощения в облученном лазером кремнии не удалось обнаружить захваченные вакансии в комплексах кислород-вакансия и дивакансия [1]. В исследованиях, проведенных с помощью методов ЭПР и *DLTS*, наблюдались дефекты, являющиеся, как полагают авторы, вакансионно-кислородными комплексами [2, 3]. В то же время данные электронной микроскопии, как правило, показывают, что образующиеся в результате лазерного плавления и последующей эпитаксиальной кристаллизации слои не содержат протяженных дефектов [4].

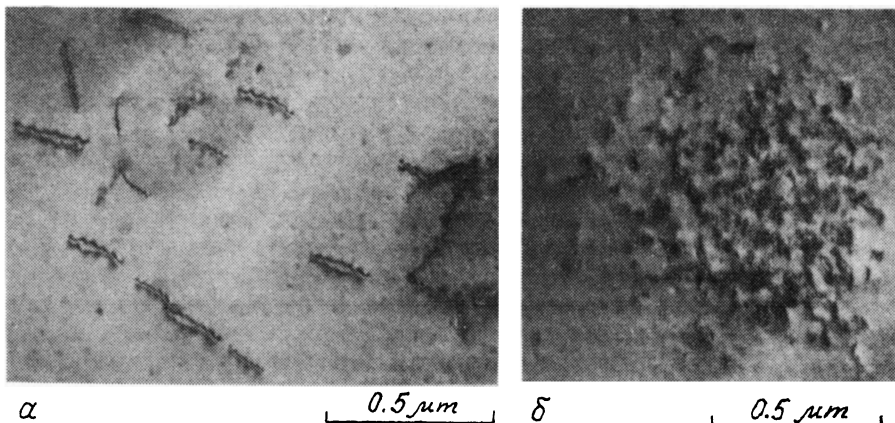


Рис. 1. Электронные микрофотографии дефектов, образующихся в приповерхностном слое кремния: а - дислокации в облученном слое ($E = 3.3 \text{ Дж/см}^2$), б - скопление субмикронных дислокационных петель ($E = 3.1 \text{ Дж/см}^2$).

В данной работе методами электронной микроскопии проведено исследование структуры приповерхностных слоев монокристаллического кремния после лазерного облучения. В качестве образцов использовались пластины КДБ-4, 5 с ориентацией поверхности (100). Образцы облучались импульсами рубинового лазера длительностью 30 нс и с плотностью падающей энергии $0.5\text{--}4.0 \text{ Дж/см}^2$ (принимались меры для гомогенизации лазерного луча в поперечном сечении); точность контроля энергии импульса $\pm 10\%$.

Расчеты показывают,¹ что при данных условиях облучения происходит плавление приповерхностного слоя на глубину $0.1\text{--}1.0 \text{ мкм}$ и быстрая его кристаллизация, скорость движения фронта кристаллизации $1.0\text{--}1.5 \text{ м/с}$. При такой скорости движения возможно образование значительного количества точечных дефектов в закристаллизованном слое.

В приповерхностном слое кремния, облученном с плотностью падающей энергии $E < 1.8 \text{ Дж/см}^2$, протяженные дефекты не наблюдались. При повышении E в приповерхностном слое обнаруживаются дефекты двух типов: 1 - при $E \geq 1.8 \text{ Дж/см}^2$ дислокации длиной $\approx 0.2 \text{ мкм}$, пронизывающие исследуемый слой (рис. 1,а); 2 - при $E \geq 2.9 \text{ Дж/см}^2$ скопления субмикронных дислокационных петель диаметром меньше 30 нм , дающих характерный черно-белый контраст, средний размер самих скоплений $0.6\text{--}0.8 \text{ мкм}$ (рис. 1,б).

Плотность наблюдаемых в приповерхностном слое дефектов возрастает по мере увеличения E , достигая значения $4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ для

¹ Расчеты выполнены по модели [5] О.А. Кулясовой.

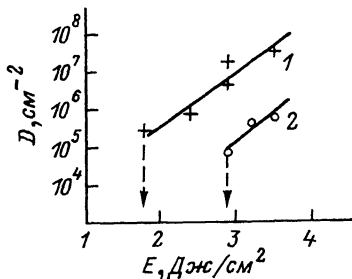


Рис. 2. График зависимости плотности дефектов D в облученном слое от плотности падающей энергии лазерного импульса E : 1 - для дефектов 1-го типа, 2 - для дефектов 2-го типа.

дислокаций и $9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ для скоплений дислокационных петель (рис. 2). Рассчитанная концентрация точечных дефектов, сосредоточенных в скоплениях, также возрастает от $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($E = 2.9 \text{ Дж/см}^2$) до $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($E = 3.3 \text{ Дж/см}^2$). Данные микродифракции показывают, что во всем исследованном диапазоне E облученные слои остаются монокристаллическими по структуре. При $E \geq 4.0 \text{ Дж/см}^2$ приповерхностный слой сильно нарушается, т.к. происходит интенсивное испарение с поверхности.

Предполагая, что при последующем нагреве в облученном слое начнется активная миграция растворенных точечных дефектов и это повлияет на обнаруженные дислокации и дислокационные петли, мы провели отжиг генерируемых лазером дефектов. Для этого образцы нагревались непосредственно в колонне микроскопа до 1000 К с выдержкой в течение часа после повышения температуры на каждые 100 К . В результате обнаружено, что размеры и плотность дислокаций не изменялись при отжиге. При повышении температуры образца до 800 К становится заметным процесс растворения в матрице кристалла дислокационных петель, их концентрация в скоплениях уменьшается на $20\text{--}30\%$ при достижении 1000 К . Уменьшение концентрации дислокационных петель при отжиге, по-видимому, обусловлено стоком точечных дефектов к поверхности.

Лазерное воздействие наносекундного диапазона длительности приводит к большим ($\approx 10^7\text{--}10^8 \text{ К/см}$) температурным градиентам, которые, в свою очередь, вызывают большие механические напряжения в кристаллизующемся слое. В более нагретой области это напряжения сжатия, в относительно холодной - растяжения. Наличие больших напряжений в сочетании с высокой температурой должно приводить к зарождению и движению дислокаций, снимающих данные напряжения. Облучение наносекундными импульсами позволяет достичь скорости охлаждения кристаллизующегося слоя $\approx 5 \cdot 10^9 \text{ К/с}$, следовательно, образование дислокаций и объединение простых дефектов в дислокационные петли происходит за времена $\approx 10^{-6}\text{--}10^{-7} \text{ с}$. Дислокации, наблюдаемые нами, очевидно, обус-

ловливают релаксацию термических напряжений, возникающих в приповерхностном слое.

Возрастание плотности наблюдаемых дефектов с увеличением E , возможно, объясняется увеличением времени остывания закристаллизовавшегося слоя (от 1 до 2 мкс) и времени формирования дефектов. Образование скоплений дислокационных петель при лазерном облучении можно объяснить наличием примесных скоплений в исходном кристалле кремния [6], а также диффузией инородных атомов в поверхности в глубь расплавленного слоя. Природа и причины образования скоплений субмикронных дислокационных петель требуют дальнейшего исследования.

Таким образом, установлено, что в облученном рубиновым лазером приповерхностном слое кремния при плотности падающей энергии $E \geq 1.8 \text{ Дж/см}^2$ образуются дислокации, а при $E \geq 2.9 \text{ Дж/см}^2$ также скопления субмикронных дислокационных петель. Получена количественная зависимость их плотности в приповерхностном слое от E . При плотности энергии $E < 1.8 \text{ Дж/см}^2$ облученный слой не содержит протяженных дефектов, а при $E < 2.5 \text{ Дж/см}^2$ их концентрация невелика. При таких режимах облучения возможно получение бездефектных эпитаксиальных слоев, ранее аморфизованных ионной бомбардировкой, т.к. тонкие аморфные слои кремния плавятся при меньших температурах, чем монокристаллические. Проведенные исследования показывают, что при лазерном отжиге полупроводников необходимо учитывать вновь образующиеся дефекты, поскольку их концентрация при больших плотностях падающей энергии может достигать значительных величин.

Л и т е р а т у р а

- [1] S t e i n H.J., P e e r c y P.S. Search for vacancies in laser annealed silicon. - In: Laser-Solid Interactions and Transient Thermal Processing of Materials. Ed. by Cullis A.G., New York, Elsevier, 1983, p. 229-234.
- [2] M e s l i A., G o l t z e n e A., M u l l e r J.C. et al. Residual defects in virgin and implanted silicon after laser processing. - In: Laser and Electron Beam Interaction with Solids. Ed. by Appleton B.R. and Celler G.K., New York, Elsevier, 1982, p. 349-358.
- [3] W a n g K.L., L i u Y.S., P o s s i n G.E. et al. - J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 7. p. 3839-3848.
- [4] C u l l i s A.G. - Reports on Progress in Physics, 1985, v. 48, N 8, p. 1155-1233.
- [5] Б а л а н д и н В.Ю., Д в у р е ч е н с к и й А.В., А л е к с а н д р о в Л.Н. - Поверхность: физика, химия, механика, 1986, № 1, с. 53-61.

[6] Калинин В.П., Маненков А.А., Михайлова Н.Г. и др. - Микроэлектроника, 1986, т. 15, в. 6, с. 528-531.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР, Новосибирск

Поступило в Редакцию
11 августа 1987 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 9

12 мая 1988 г.

СОПРОТИВЛЕНИЕ СИСТЕМ ХОЛЛОВСКИХ ПРОВОДНИКОВ

Ф.О. Александров, Е.Л. Альтшулер,
Н.Н. Трунов

В [1] были впервые выполнены измерения квантового эффекта Холла на двухзатворной МДП-структуре. Фактически она образует систему различных холловских проводников, образованных частями структуры, находящимися на различных номерах плато холловского сопротивления. Такие структуры интересны как своей электродинамикой, так и с прикладной точки зрения.

Ниже развит метод расчета граничного потенциала и квантованного сопротивления таких структур, обобщающий подход [2] на случай систем холловских проводников.

Показано, что скачок потенциала на границах двух последовательно соединенных холловских проводников следует из теории (а не является эмпирическим параметром, как предполагалось в [1]). Ситуация полностью описывается локальным тензором проводимости (в отличие от гипотезы [1] о необходимости нелокального описания).

Скачок электрического потенциала на границе двух образцов равен разности химических потенциалов этих образцов. Так как в данном случае граница проходит между одинаковыми структурами, скачок потенциала на границе равен нулю. Это и есть основное граничное условие. Теперь покажем, что следствием этого условия является то, что касательная составляющая напряженности равна нулю.

Как показано в [3], разность потенциалов на концах незамкнутого контура АВ в холловском режиме ($\sigma_{11} = 0$, $\sigma_{12} = h/4\pi e^2$)

$$\Delta\varphi_{AB} = I_{AB} R_H,$$

где I_{AB} - ток, протекающий через контур, $R_H = 1/\sigma_{12}$ - холловское сопротивление образца.

Таким образом, на границе имеем