

Модифицирование нанокластеров германия в кремнии под действием импульсного лазерного излучения

© В.А. Володин[¶], Е.И. Гацкевич*, А.В. Двуреченский, М.Д. Ефремов, Г.Д. Ивлев*, А.И. Никифоров, Д.А. Орехов⁺, А.И. Якимов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

⁺ Институт электроники Национальной академии наук Белоруссии, 220090 Минск, Белоруссия

[¶] Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 27 января 2003 г. Принята к печати 10 февраля 2003 г.)

Исследовалось воздействие импульсов излучения рубинового лазера на нанокластеры Ge, сформированные на подложке Si (100). Плотность энергии облучения соответствовала порогу плавления поверхности Si. Изменение структуры нанокластеров анализировалось на основании данных спектроскопии комбинационного рассеяния света в сопоставлении с расчетами на основе моделей Борна–фон-Кармана и Волькенштейна. Установлено, что воздействие одного импульса изменяет структуру нанокластеров. Наблюдается изменение их размеров и частичная релаксация напряжений сжатия. Еще более существенные изменения происходят при воздействии 10 импульсов. Нанокластеры Ge трансформируются в кластеры твердого раствора Ge_xSi_{1-x} , предположительно за счет диффузионных процессов, стимулированных механическими напряжениями и вакансионными дефектами. Проведено численное моделирование динамики теплового воздействия лазерного излучения на нанокластеры германия в кремнии.

1. Введение

Кремний является основным материалом микроэлектроники, но в силу непрямозонной структуры электронного спектра и, следовательно, низкой вероятности излучательных переходов использование его в оптоэлектронных приборах весьма ограничено. Одно из возможных решений — это повышение вероятности излучательных переходов из-за эффективной „свертки“ волнового вектора в квантово-размерных структурах на основе кремния. Исследования самоорганизации квантовых точек (КТ) Ge в Si актуальны также из-за перспектив применения данных структур для создания оптоэлектронных приборов, работающих на оптических переходах между уровнями квантования дырок [1]. Для получения структур с заданными свойствами важно иметь возможность управлять размерами и плотностью КТ Ge. В обзоре [2] широко освещены подходы к модификации размеров нанокластеров Ge непосредственно в процессе роста. Это достигается, например, следующими способами: варьированием температуры и скорости роста; изменением механических напряжений на гетерогранице путем создания буферных слоев; введением примесей как центров зарождения островков Ge; стимуляцией островкового роста ионными пучками [3]; использованием окисления ультратонкого слоя кремния перед осаждением германия [4,5]. В данной работе выясняется возможность модификации размеров, состава и механических напряжений германиевых КТ через воздействие импульсным лазерным излучением. Для контроля структурного состояния КТ Ge использовался

экспрессный неразрушающий и информативный метод спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) с применением сравнительного анализа эксперимента и результатов моделирования. Анализ основан на том, что, подобно электронному спектру, фонный спектр КТ как искусственной квазимолекулы определяется размерами, формой, составом нанокластеров, свойствами окружающего материала и механическими напряжениями [6].

2. Эксперимент

Набор из 3 исходных экспериментальных образцов был изготовлен с применением молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложке Si с ориентацией (100). На подложке марки КЭФ-5 выращивался буферный слой кремния при температуре 600°C толщиной 150 нм. Затем при температуре 300°C производился рост Ge с эффективной толщиной 4, 8 и 10 монослоев (ML). Нанокластеры Ge закрывались слоем кремния толщиной 150 нм, температура роста — 500°C. В эксперименте использовалось излучение рубинового лазера с длиной волны $\lambda = 694$ нм и длительностью импульса $\tau_p = 80$ нс. Оптическая схема обеспечивала высокую однородность лазерного пучка. Неравномерность распределения энергии в пятне диаметром 6 мм не превышала $\pm 5\%$. Плотность энергии W моноимпульсного облучения была близка к 1 Дж/см², т.е. соответствовала порогу плавления монокристаллического Si [7]. Число воздействующих импульсов излучения составляло 1 или 10. Изменение структуры Ge-нанокластеров анализировалось на основании данных спектроскопии КРС,

[¶] E-mail: volodin@isp.nsc.ru

полученных до и после лазерного облучения образцов. Спектры регистрировались при комнатной температуре на автоматизированной установке на базе спектрометра ДФС-52 (ЛОМО, Санкт-Петербург) при возбуждении Ar-лазером ($\lambda = 514.5$ нм). Использовалась геометрия квазиобратного рассеяния, вектор поляризации падающего излучения был направлен вдоль кристаллографического направления структур $\langle 001 \rangle$, рассеянный свет регистрировался в поляризации $\langle 010 \rangle$. Выбор такой геометрии обусловлен тем, что она является разрешенной для рассеяния на продольных оптических (LO) фононах в германии и кремнии и запрещенной для двухфононного рассеяния на поперечных акустических (TA) фононах от подложки кремния. Это позволило избавиться от сложностей в интерпретации спектров КРС, рассмотренных в работе [8]. Для анализа по данным КРС структурных свойств наноструктур Ge были проведены численные расчеты собственных частот и собственных векторов колебаний в приближении Борна-фон-Кармана с учетом 5 координационных сфер, а затем были рассчитаны спектры КРС в рамках модели аддитивной поляризуемости связи Волькенштейна [9].

3. Обсуждение результатов

В спектрах КРС исходных образцов (рис. 1) присутствует пик, соответствующий рассеянию на оптических колебаниях Ge-Ge-связей с положением от 300 до 312 см^{-1} в зависимости от эффективной толщины германия. В объемном германии (в отсутствие механических напряжений) положение пика рассеяния на продольных и поперечных оптических фононах (LO и TO) в центре зоны Бриллюэна — 302 см^{-1} . Вследствие локализации оптических фононов уменьшение размеров КТ Ge должно смещать пик в сторону меньших частот, тогда как механические напряжения сжатия — в сторону больших. Во всех пиках присутствует низкочастотное „крыло“. Это обусловлено вкладом в рассеяние локализованных мод более высокого порядка, имеющих, вследствие дисперсии оптических фононов, меньшие частоты. Возможно, это также обусловлено некоторой флуктуацией толщины германиевых слоев, особенно в случае образцов с 8 и 10 монослоями германия, где вклад в рассеяние вносят не только квантовые точки, но и смачивающий слой. В образце с 4 монослоями германия квантовых точек высотой более 1 нм, по-видимому, нет, иначе положение пика при существующих в системе механических напряжениях достигало бы $310\text{--}318 \text{ см}^{-1}$, что и наблюдается для образцов с более толстым слоем германия. Положение пика КРС в этих образцах выше по частоте, чем в объемном германии, вследствие „высокочастотного“ сдвига, обусловленного механическими напряжениями сжатия. Этот сдвиг намного превышает „низкочастотный“, обусловленный эффектом локализации оптических фононов. Таким образом, по данным КРС можно утверждать, что в образцах с эффективной

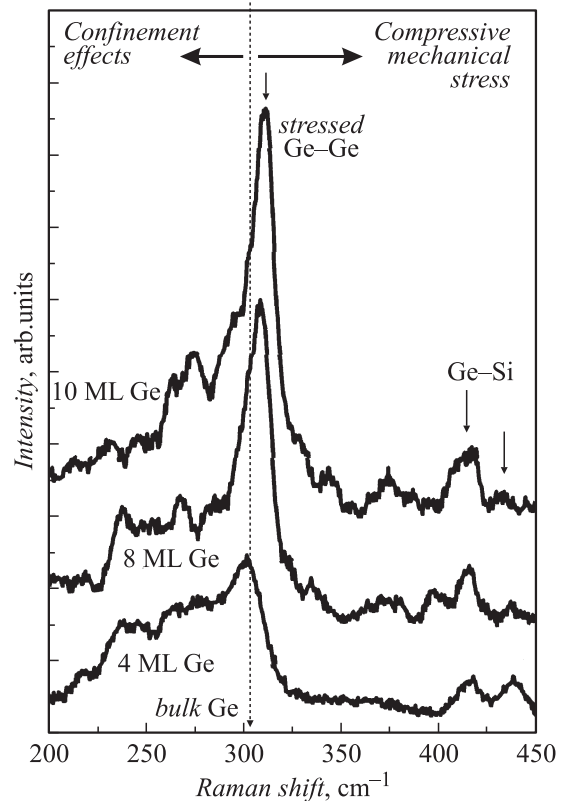


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния света в исходных образцах с нанокластерами германия.

толщиной германия 8 и 10 монослоев сформированы напряженные КТ германия. Наблюдаемые в промежутке от 350 до 450 см^{-1} пики соответствуют КРС на оптических колебаниях связей Ge-Si. Подобная дублетная структура пика Ge-Si наблюдалась многими авторами [10,11]. Положение пиков зависит от механических напряжений и от стехиометрии. Так как пики от Ge-Si-связей в спектрах выражены слабо, можно сказать, что гетерограница достаточно четкая, без переходного слоя из твердого раствора германий-кремний, как и должно быть в случае низкотемпературной эпитаксии.

Для того чтобы оценить сдвиг линий КРС в зависимости от толщины слоев германия, было проведено численное моделирование спектров. Расчеты собственных частот и собственных векторов колебаний были выполнены в модели Борна-фон-Кармана. Силовые константы подгонялись с использованием аппроксимации дисперсий фононных мод для объемного германия и кремния зависимостями, полученными из анализа рассеяния медленных нейтронов [12]. Силовые константы для кремния и германия отличались только масштабным множителем, что позволило построить элементарную ячейку гетероструктур Si-Ge по принципу массозамещения. Из рассчитанных собственных частот и собственных векторов колебаний были вычислены спектры КРС на основе модели Волькенштейна аддитивной поляризуемости связей [9]. Некоторые аспекты расчетов приведены

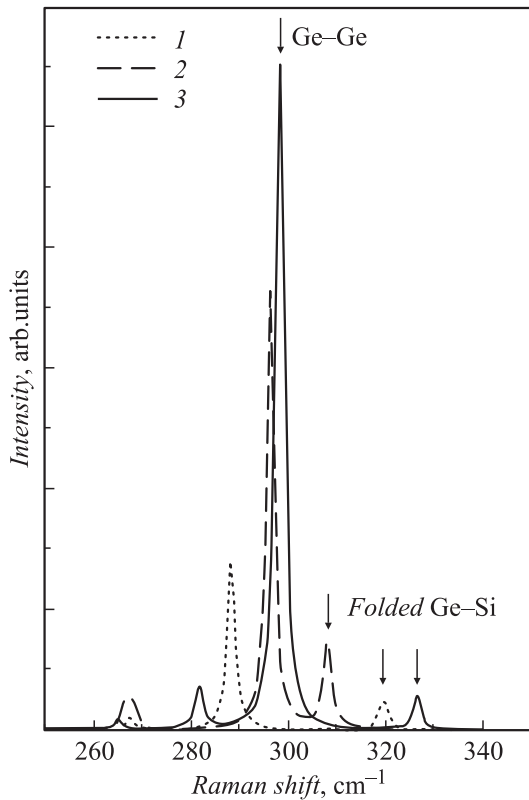


Рис. 2. Рассчитанные спектры комбинационного рассеяния света для плоских слоев германия толщиной 4 ML (1), 8 ML (2), 10 ML (3).

в работах [13,14]. Поскольку оцененный объем элементарной ячейки для характерных размеров нанокластеров германия включал в себя более десяти тысяч атомов, то в силу ограниченности расчетного времени использовалась одномерная модель с периодическими граничными условиями. Влияние механических напряжений в расчете не учитывалось, но его можно учесть посредством сдвига всех частот на величину, пропорциональную напряжению. Из расчетов (рис. 2) виден сдвиг пика КРС на колебаниях Ge-Ge-связей в сторону меньших частот при уменьшении толщины германия (упоминавшийся выше эффект локализации оптических фононов). Из анализа собственных векторов можно сделать вывод, что LO_{Ge} -колебания германия (LO_{Ge}) взаимодействуют с продольными акустическими колебаниями кремния (LA_{Si}). Это приводит к появлению „свернутых“ (folded) мод $LO_{\text{Ge}}-LA_{\text{Si}}$, что является следствием периодичности граничных условий. Однако в исследуемых образцах был только один слой германия, и поэтому такие моды не должны проявляться в эксперименте. Частота колебаний основной Ge-Ge-моды в образце с 10 монослоями германия всего на 4 cm^{-1} меньше частоты фононов в объемном германии. В КТ Ge эффективная толщина германия еще больше, и сдвиг за счет квантово-размерного эффекта еще меньше. Следовательно, сдвиг в сторону больших частот из-за механических напряже-

ний (рис. 1) для данного образца не превышает 12 cm^{-1} , что соответствует частичной релаксации механических напряжений в исходных структурах. В полностью напряженных структурах сдвиг составляет 17 cm^{-1} [15].

Из сравнения спектров КРС исходных и лазерномодифицированных образцов (рис. 3) можно заключить, что воздействие даже одного импульса приводит к радикальному изменению структуры германиевых точек, особенно в случае образцов с 8 и 10 монослоями германия. Пик, соответствующий КРС на колебаниях Ge-Ge-связей, уширяется и смещается в сторону меньших частот. Это говорит об уменьшении размеров кластеров чистого германия (за счет образования на границе слоя Ge-Si), об увеличении их дисперсии по размерам и, возможно, о некоторой релаксации в них механических напряжений сжатия. Еще более радикальные изменения видны в спектрах образцов, подвергнутых воздействию 10 импульсами лазерного излучения. Из анализа спектров можно сделать вывод, что в данном случае во всех образцах произошло образование твердого раствора германий-кремний. Возросла интенсивность и ширина пиков, соответствующих КРС на колебаниях Ge-Si-связей, а особенности, наблюдаемые в области от 220 до 300 cm^{-1} , соответствуют рассеянию на локальных оптических колебаниях связей Ge-Ge в твердом растворе [10,11]. Из данных спектроскопии КРС можно сделать вывод, что происходит модификация размеров и

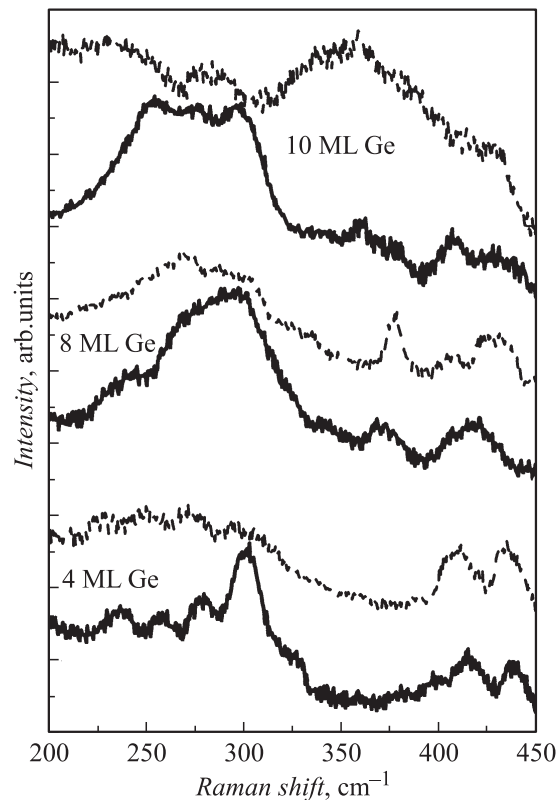


Рис. 3. Спектры комбинационного рассеяния света в образцах, модифицированных 1 (сплошная линия) и 10 (штриховая) импульсами лазерного излучения.

состава КТ германия, а также механических напряжений в гетероструктуре, контролируемая режимом импульсной лазерной обработки.

Чтобы определить температурные режимы обработки КТ, проводилось численное моделирование лазерного воздействия. Поскольку нанокластеры германия, ввиду их незначительного объемного содержания, не оказывают существенного влияния на теплофизические свойства изучаемых структур, расчет проводился для воздействия импульса рубинового лазера на монокристаллический Si, т.е. КТ не учитывались. Вклад нанокластеров германия в поглощение лазерного излучения также не учитывался. Для нашей экспериментальной ситуации можно ограничиться одномерным приближением, так как интенсивность лазерного излучения равномерно распределена по облучаемой зоне, а ее размер намного превышает длину тепловой диффузии даже за времена, на порядок большие длительности импульсного нагрева. Одномерное нелинейное уравнение теплопроводности с условием Стефана на границе фазового перехода записывалось в виде

$$\begin{aligned} \rho(x, T) [c(x, T) + L\delta(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[k(x, T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + Q(x, t), \\ \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0, \\ T \Big|_{x=D} = T \Big|_{t=0} &= T_0, \end{aligned}$$

где T — температура, $T_0 = 300$ К, t — время, координата x направлена в глубь образца, ρ — плотность, c — удельная теплоемкость, k — теплопроводность, L — скрытая теплота плавления, T_m — температура плавления, $\delta(T)$ — δ -функция Дирака. Функция $Q(x, t)$ описывает выделение тепла при поглощении лазерного излучения:

$$Q(x, t) = \alpha(T)(1 - R)q(t) \exp \left\{ - \int_0^x \alpha[T(x')] dx' \right\},$$

где α — коэффициент поглощения, R — коэффициент отражения, $q(t)$ — форма лазерного импульса, $q(t) = W/\tau_p \sin^2(\pi t/2\tau_p)$.

В расчете учитывались температурные зависимости оптических и теплофизических параметров, а также зависимость их от фазового состояния [16]. Уравнение теплопроводности решалось в конечных разностях методом прогонки. Использовалась неявная разностная схема. Фактически задача решалась для допорогового режима, а слагаемое с δ -функцией необходимо только для того, чтобы определить начало плавления монокристаллического кремния. Из численного моделирования определялись временные зависимости температуры на поверхности и на глубине залегания КТ (~ 0.15 мкм)

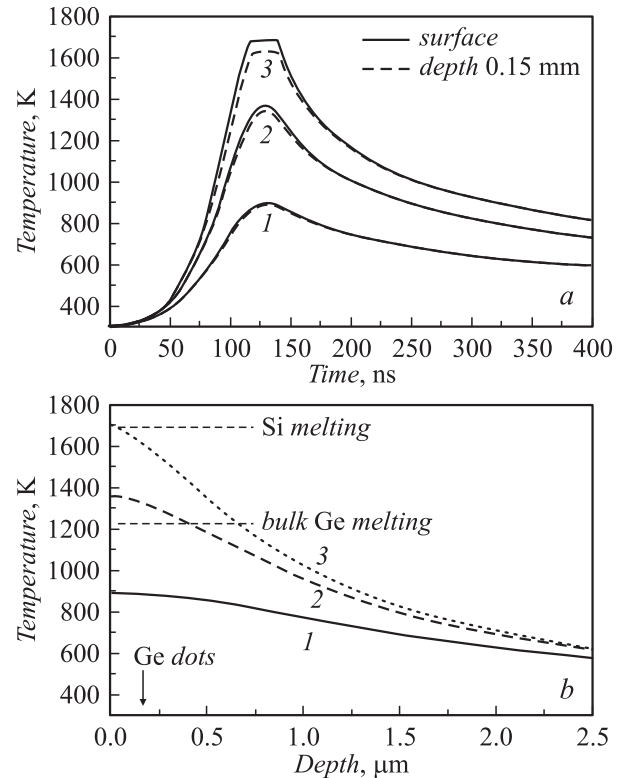


Рис. 4. Рассчитанные временные (a) и пространственные (b) распределения температуры для плотностей энергии в импульсе, Дж/см²: 1 — 0.6 (131 нс), 2 — 0.8 (128 нс), 3 — 0.9 (130 нс).

для различных плотностей энергии (рис. 4, a), а также распределение температуры по глубине в момент времени, когда достигается максимум нагрева (рис. 4, b). При плотности энергии более 0.9 Дж/см² достигается температура плавления поверхности Si (T_{mSi}), хотя на глубине залегания нанокластеров температура ниже. При $W \approx 0.8$ Дж/см² Si остается кристаллическим, а включения Ge нагреваются почти до температуры плавления объемного Ge (T_{mGe}). Таким образом, наиболее интересным режимам облучения соответствуют плотности энергии облучения в диапазоне от 0.7 до 1 Дж/см².

Из расчетных данных можно получить зависимости времени, в течение которого нанокластеры находятся в расплавленном состоянии, от плотности энергии (рис. 5). Предположим, что температура плавления нанокластера (T_{mN}) ниже температуры плавления объемного германия T_{mGe} . Пусть значения T_{mN} равны 1000, 1100 или 1200 К. Будем считать, что температуры плавления и отвердевания совпадают, что не обязательно, поскольку из-за эффектов взаимной диффузии и образования КТ из твердого раствора Ge-Si температура отвердевания нанокластера, возможно, будет выше температуры плавления, что приводит к уменьшению времени, в течение которого нанокластер находится в расплавленном состоянии. С ростом плотности энергии облучения от 0.7 до 0.9 Дж/см² длительность расплавленного состояния нанокластеров изменяется

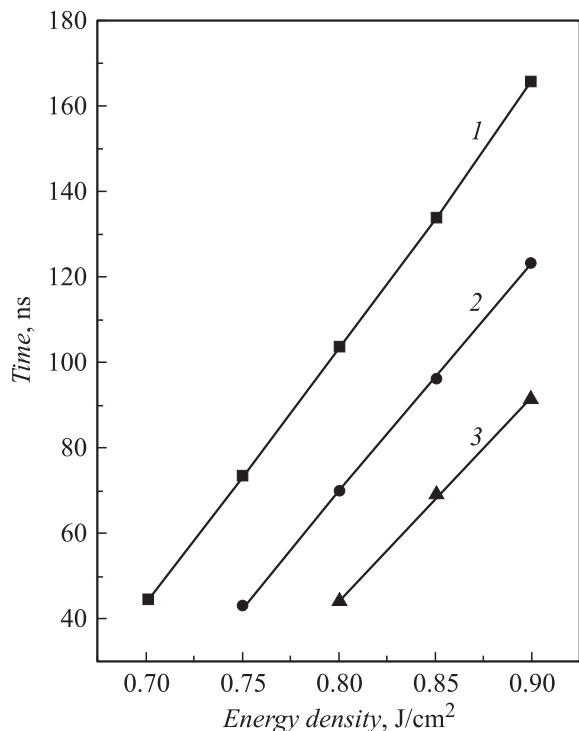


Рис. 5. Расчетное время существования нанокластеров Ge в расплавленном состоянии от плотности энергии в импульсе. Температура плавления нанокластеров T_{mN} , К: 1 — 1000, 2 — 1100, 3 — 1200.

от 50 до 170 нс в предположении, что $T_{mN} = 1000$ К. Естественно, с увеличением предполагаемой температуры плавления нанокластера это время уменьшается. Из расчетных данных можно сделать вывод, что в нашей экспериментальной ситуации нанокластеры находятся в расплавленном состоянии приблизительно 100 нс.

Если предположить, что взаимная диффузия Ge и Si происходит в твердой фазе, то оценки, полученные из коэффициентов диффузии германия в объемном кремнии ($D_{Si}[\text{см}^2/\text{с}] = 2 \cdot 10^3 \exp(-5 [\text{эВ}]/kT)$) и кремния в объемном германии ($D_{Ge}[\text{см}^2/\text{с}] = 20 \exp(-3 [\text{эВ}]/kT)$) (см. работу [17] и ссылки в ней), дают средние расстояния пробега $\sim 1 \text{ \AA}$. Так, для температуры 1600 К и времени 100 нс глубины проникновения германия в кремний и кремния в германий составляют 0.06 и 3 \AA соответственно. Из эксперимента (рис. 3) видно, что существенная модификация состава КТ происходит уже в случае воздействия одного импульса. Таким образом, можно предположить, что механизм взаимной диффузии отличается от „классического“ случая. Происходит плавление КТ Ge с увеличением коэффициента диффузии на несколько порядков [18]. Зависимость температуры плавления полупроводниковых нанокластеров от их размера, от материала окружения и механических напряжений не вполне ясна. Как из теоретических расчетов [19], так и из экспериментов [20] известно, что температура плавления

полупроводниковых нанокластеров со свободной границей уменьшается при уменьшении их размеров. Температура плавления германия понижается в случае его растяжения и увеличивается в случае сжатия, что может объяснять эффект понижения температуры плавления для нанокластеров со свободной границей. Однако для нанокластеров, внедренных в матрицу окружения, температура плавления может быть и выше температуры плавления объемного материала, в зависимости от материала окружения (см. работу [19] и ссылки в ней). Так, матрица кремния, оставаясь кристаллической, может как бы удерживать внедренные в нее нанокластеры германия от плавления. Чем меньше нанокластер германия, тем меньше вероятность образования в нем критического зародыша расплава, поскольку окружающая его матрица кремния остается кристаллической. Из наших экспериментов видно, что образец с толщиной Ge в 4 монослоя (рис. 3) менее подвержен диффузии в результате лазерного воздействия. КТ Ge в образцах с 8 и 10 монослоями Ge, по-видимому, уже плавятся. В измерениях *in situ* оптических параметров КТ Ge, полученных с использованием эллипсометрии с высоким временным разрешением при импульсном нагреве [21], не наблюдалось резкого фазового перехода при конкретной температуре. Вероятно, температура плавления КТ зависит от ее размеров, и это обстоятельство можно использовать для модификации размеров КТ с целью уменьшения как их размеров, так и дисперсии по размерам. На этапе остывания структуры возможна деформационно-стимулированная [22] или дефектно-стимулированная диффузия [23]. По данным спектроскопии аннигиляции протонов в эпитаксиальных слоях кремния, полученных при низкой температуре, концентрация комплексов вакансионных дефектов может достигать 10^{18} см^{-3} [24]. Стимулированная вакансионными дефектами диффузия германия в слоях низкотемпературного эпитаксиального кремния приводит к преобразованию нанокластеров Ge в кластеры твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, что мы и наблюдаем после воздействия 10 импульсов (рис. 3). Кроме того, плавление германия, приводя к расширению материала, за счет повышения внутреннего давления увеличивает энергию атомов германия. Это может облегчать прыжок атома германия в окружающую его матрицу кремния, где уже реализуется вакансионно-ускоренная диффузия.

4. Заключение

Установлено, что воздействие даже одного лазерного импульса изменяет свойства квантовых точек, происходит модификация их размеров, состава и частичная релаксация механических напряжений. Еще более существенные изменения происходят при воздействии 10 лазерных импульсов. Кластеры Ge трансформируются в кластеры твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, предположительно за счет диффузионного перемешивания

границы раздела при плавлении нанокластеров германия и вакансионно-ускоренной диффузии.

Работа выполнена при поддержке Комиссии РАН по работе с молодежью (грант № 60 6-го конкурса-экспертизы молодежных проектов).

Список литературы

- [1] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, Н.П. Степина, А.И. Никифоров, А.В. Ненашев. *ЖЭТФ*, **119**, 574 (2001).
- [2] О.П. Пчеляков, Ю.Б. Болховитянов, А.В. Двуреченский, Л.В. Соколов, А.И. Никифоров, А.И. Якимов, Б. Фойхтлендер. *ФТП*, **34**, 1281 (2000).
- [3] А.В. Двуреченский, В.А. Зиновьев, Ж.В. Смагина. *Письма ЖЭТФ*, **74**, 296 (2001).
- [4] A.V. Kolobov, A.A. Shklyaev, H. Oyanagy, P. Fons, S. Yamasaki, M. Ichikawa. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2563 (2001).
- [5] В.А. Володин, М.Д. Ефремов, А.И. Никифоров, Д.А. Орехов, О.П. Пчеляков, В.В. Ульянов. *ФТП*, **37** (10), 1220 (2003).
- [6] *Light Scattering in Solids. V. Superlattices and Other Microstructures*, ed. by M. Cardona, G. Güntherodt (Berlin, Springer Verlag, 1989).
- [7] G.D. Ivlev, E.I. Gatskevich, D.N. Sharaev. *Proc. SPIE*, **4157**, 78 (2001).
- [8] A.V. Kolobov. *J. Appl. Phys.*, **87**, 2926 (2000).
- [9] М. Волькенштейн. *ДАН СССР*, **32**, 185 (1941).
- [10] J.C. Tsang, P.M. Mooney, F. Dacol, J.O. Chu. *J. Appl. Phys.*, **75**, 8098 (1994).
- [11] M.I. Alonso, K. Winer. *Phys. Rev. B*, **39**, 10056 (1989).
- [12] G. Nelin, G. Nilsson. *Phys. Rev. B*, **5**, 3151 (1972).
- [13] М.Д. Ефремов, В.А. Володин, В.А. Сачков, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, В.В. Болотов, Е.А. Галактионов, А.В. Кретинин. *Письма ЖЭТФ*, **70**, 73 (1999).
- [14] В.А. Сачков, В.В. Болотов, В.А. Володин, М.Д. Ефремов. *Препринт ИМСЭ СО РАН 2000-01* (Новосибирск, 2000).
- [15] J.L. Liu, J. Wan, Z.M. Jiang, A. Khitun, K.L. Wang, D.P. Yu. *J. Appl. Phys.*, **92**, 6804 (2002).
- [16] С.П. Жвавый. *ЖТФ*, **70**, 58 (2000).
- [17] K. Dettmer, W. Freiman, M. Levy, Yu.L. Khait, R. Beserman. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2376 (1995).
- [18] В.А. Володин, Е.И. Гацкевич, А.В. Двуреченский, М.Д. Ефремов, Г.Д. Ивлев, А.И. Никифоров, Д.А. Орехов. *Материалы совещания „Кремний-2002“* (Новосибирск, 2002), с. 43.
- [19] Z. Zhang, J.C. Li, Q. Jiang. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **33**, 2653 (2000).
- [20] A.N. Goldstein. *Appl. Phys. A*, **62**, 33 (1996).
- [21] В.А. Швец, С.И. Чикичев, А.С. Мардежов и др. *Материалы совещания „Кремний-2002“* (Новосибирск, 2002), с. 186.
- [22] N.E.B. Cowern, P.C. Zalm, van der Slius, D.J. Gravesteijn, W.B. de Boer. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 2585 (1994).
- [23] *Вопросы радиационной технологии полупроводников*, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1980).
- [24] T. Ueno, T. Irisawa, Y. Shiraki, A. Uedono, S. Tanigawa, R. Suzuki, T. Ohdaira, T. Mikado. *J. Cryst. Growth*, **227–228**, 761 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

Laser pulse induced modification of Ge nanoclusters grown in Si matrix

V.A. Volodin, E.I. Gatskevich*, A.V. Dvurechenskii, M.D. Efremov, G.D. Ivlev*, A.I. Nikiforov, D.A. Orehov⁺, A.I. Yakimov

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

* Institute of Electronics of NASB,
220090 Minsk, Belarus

+ Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract A ruby laser nanosecond impact on Ge nanoclusters that were formed on Si (100) have been studied. The energy density was equal to the melting threshold of Si surface. The analysis of the nanocluster structure was carried out on the basis of the comparison of the experimental Raman spectra with the calculated ones using Born–von-Karman and Wolkenstein models. It was determined that one pulse irradiation leads to change in the nanocluster sizes and partly to relaxation of the mechanical stress. Dramatic modifications were observed under impact of ten pulses. The Ge nanoclusters were transformed to $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ clusters, likely due to stress and vacancy enhanced diffusion. The numerical simulation of the dynamics of the laser-induced heat processes in Ge nanoclusters in Si was carried out.