

01;06

## Термодинамика отжига нанопористого кремния

© Ю.С. Нагорнов

Тольяттинский государственный университет  
E-mail: Nagornov.Yuri@gmail.com

Поступило в Редакцию 17 ноября 2014 г.

Приведены результаты термодинамических расчетов плавления поверхностного слоя квантовых нитей нанопористого кремния и сравнения с результатами расчетов методом Монте-Карло. В предположении, что заполнение нанопор происходит за счет изменения поверхностной энергии пор, принятые приближения позволили объяснить формирование полостей в зависимости от глубины и ширины поры.

Пористый кремний применяют в качестве аналога кремниевых пластин в полупроводниковых приборах и датчиках, где требуется развитая поверхность. В этом направлении полупроводниковой технологии существуют разработки датчиков химических веществ, датчиков влажности, фотопреобразователей, а также фотонных кристаллов [1,2]. Другим направлением являются попытки создания микроэлектромеханических систем на микроканальном кремнии и углеродных нанотрубках. Сфера практического приложения пористого кремния достаточно широка: фотонные кристаллы [2], использование в качестве микрокапилляров [3], использование для осаждения магнитных микрочастиц, в качестве электрода для литиевых аккумуляторов [4] и т.д. Во всех случаях используется полупроводниковая технология, которая включает процессы длительного или короткого отжига. Известно [5], что состояние поверхности при этом существенно меняется, именно поэтому представляет интерес исследование динамики изменения морфологии пор нанопористого кремния. Данная работа посвящена анализу численных данных моделирования методом Монте-Карло, полученных в работах [5–7], с точки зрения термодинамики поверхности нанокристаллов и квантовых нитей.

Известно, что плавление низкоразмерных систем происходит при температурах существенно ниже температуры плавления монокристал-

ла. Поверхность является основным дефектом трехмерной кристаллической решетки, ее колебательный спектр отличается от объемного. Амплитуда колебаний атомов, расположенных на поверхности, всегда много выше, чем в объеме. Вследствие этого, как установлено для широкого класса монокристаллов металлов и полупроводников, температура Дебая поверхностного слоя составляет примерно половину величины характерной для объемной фазы [8]. Данный факт означает, что плавление поверхности кристалла может происходить при температуре, составляющей порядка половины температуры плавления объемного материала. По этой причине плавление всегда начинается с поверхности и фронт расплава движется внутрь кристалла, а полное расплавление материала наступает при равновесной температуре плавления. В результате при температурах ниже равновесной температуры плавления  $T_0$  на поверхности кристалла существует тонкий слой переохлажденного расплава, который можно рассматривать как адсорбционный слой, снижающий поверхностную энергию кристаллической фазы [8]. Для монокристаллов существование такого слоя не играет существенной роли в термодинамических процессах, именно поэтому представляет интерес провести анализ влияния поверхностного переохлажденного расплава на поведение нанокристаллов кремния в процессе отжига.

Температурой перехода из твердого в жидкое состояние  $T_0$  в классической термодинамической системе является температура, при которой наблюдается равенство потенциала Гиббса жидкой и твердой фаз

$$G_S = G_L \quad (1)$$

или

$$H_S - T_0 S_S = H_L - T_0 S_L, \quad (2)$$

где  $H_S$  и  $H_L$  — энтальпии твердой и жидкой фазы соответственно,  $S_S$  и  $S_L$  — энтропии твердой и жидкой фазы соответственно.

Выражая из равенства (2) изменение энтропии при переходе из твердого в жидкое состояние, получим

$$\Delta S_0 = \frac{\Delta H_0}{T_0}, \quad (3)$$

где  $\Delta H_0$  — теплота плавления монокристалла при температуре  $T_0$ .

Однако равенство (2) справедливо для макросистем, у которых вклад энергии поверхности в общую энергию системы является пренебрежимо малым. Для тонкой пленки или нанокристалла энергия ограничивающей его поверхности сравнима или даже превосходит объемную энергию, поэтому пренебречь слагаемым поверхностной энергии уже нельзя. В результате (1) и (2) трансформируются в выражения

$$G_{S\,film} = G_{L\,film}, \quad (4)$$

$$H_{S\,film} - TS_{S\,film} + \sigma_S \frac{A_S}{V_S} = H_{L\,film} - TS_{L\,film} + \sigma_L \frac{A_L}{V_L}, \quad (5)$$

где индексы  $S$  и  $L$  соответствуют твердому и жидкому состояниям,  $T$  — температура ниже температуры плавления  $T_0$ , при которой сосуществуют два состояния — твердое и расплавленный поверхностный слой тонкой пленки,  $\sigma_S$  и  $\sigma_L$  — поверхностная энергия в твердом и жидком состоянии соответственно,  $A_S$  и  $A_L$  — площадь поверхности твердого и расплавленного состояния соответственно,  $V_S$  и  $V_L$  — объем в твердом и расплавленном состояниях.

Появление дополнительных слагаемых в равенстве (5) по сравнению с (2) приводит к увеличению значения потенциала Гиббса и сдвигу кривых изменения изобарно-изотермического потенциала жидкой и твердой фаз, в результате чего точка равновесия фаз смещается от  $T_0$  в область более низких температур.

Учитывая, что при температурах ниже равновесной температуры плавления на поверхности кристалла существует тонкий слой переохлажденного расплава, находящийся в термодинамическом равновесии с твердым состоянием, можно рассчитать толщину этого слоя [8]. В предположении, что для монокристалла и тонкой пленки скачок энтропии при плавлении одинаковый, т. е.  $\Delta S_0 = \Delta S_{film}$ , а также что при неизменной площади поверхности из (3) и (5) следует, что толщина  $h$  поверхностного расплавленного слоя при температуре  $T$  будет равна [8]

$$h(T) = \frac{\sigma_S - \sigma_L}{\Delta H_{film} - \frac{T}{T_0} \Delta H_0}. \quad (6)$$

В формуле (6) было учтено, что объем расплавленного слоя равен  $V = A_S h = A_L h$ , в то же время для квантовой нити это соотношение принимает вид  $V = A_S h/4$ , а для кубического нанокристалла  $V = A_S h/6$ .

Следовательно, толщина слоя для квантовой нити и кубического нанокристалла соответственно в 4 и 6 раз больше, чем для пленки.

Для нанокристаллов и тонких пленок изменение энтальпии  $\Delta H_{film}(T) = H_{S\,film} - H_{L\,film}$  фазового перехода при температуре  $T$  можно определить из уравнения Кирхгоффа

$$\Delta H_{film}(T) = \Delta H_0 + \int_{T_0}^T \Delta C_p dT', \quad (7)$$

где  $\Delta H_0$  — теплота плавления для монокристалла при температуре плавления монокристалла  $T_0$ ,  $\Delta C_p$  — изменение теплоемкости при переходе из твердого в жидкое состояние для нанокристалла или тонкой пленки.

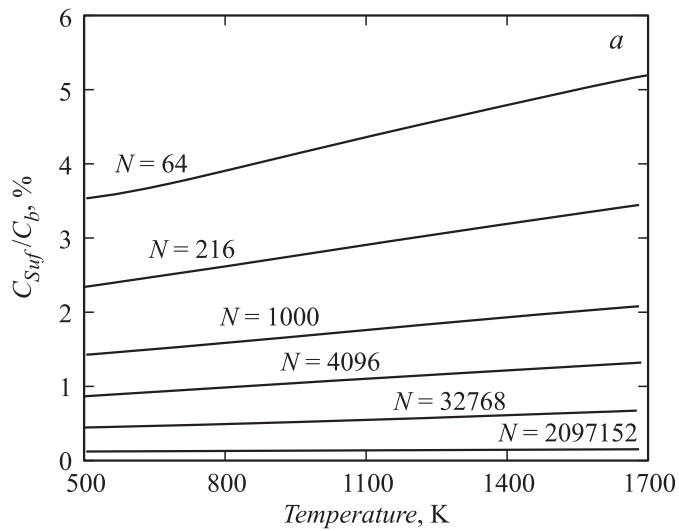
Таким образом, на процесс плавления оказывает влияние теплоемкость, которая для наночастиц может отличаться от величины объемного материала. Последние данные термодинамических расчетов и их сравнение с данными моделирования методом молекулярной динамики были получены в работе [9] для Ni и Pd, для которых увеличение теплоемкости отмечалось на уровне 15–20%. В рамках предложенного подхода при постоянном давлении теплоемкость нанокристалла  $C_p$  рассматривалась как сумма объемной  $C_b$  и поверхностной  $C_{suf}$  составляющей

$$C_p = C_b + C_{suf}. \quad (8)$$

Воспользуемся результатами расчетов работы [9], в которой поверхностная составляющая теплоемкости выражается как функция числа атомов  $N$  в нанокристалле:

$$C_{suf} = (\pi)^{1/3} \left( \frac{6M}{\rho} \frac{N}{N_A} \right)^{2/3} \times \left[ \frac{\partial \omega}{\partial T} + 2\omega\alpha_p \right], \quad (9)$$

где соотношение Гиббса–Гельмгольца  $\omega = \sigma - T \frac{\partial \sigma}{\partial T}$  связывает удельную полную поверхностную энергию  $\omega$  и удельную свободную поверхностную энергию (поверхностное натяжение)  $\sigma$ , линейный изобарический коэффициент теплового расширения равен  $\alpha_p = \frac{1}{3\vartheta} \left( \frac{\partial \vartheta}{\partial T} \right)_p$ , а удельный объем  $\vartheta$  выражается через массу моля  $M$ , плотность  $\rho$  и число Авогадро  $N_A$  как  $\vartheta = M/\rho N_A$  соответственно.



**Рис. 1.** *a* — температурная зависимость добавочной теплоемкости нанокристаллов кремния за счет поверхностной энергии, вычисленная по формуле (9) при различных числах атомов  $N$  в нанокристаллах. *b* — температурная зависимость теплоемкости кремния:  $C_L$  — теплоемкость жидкого кремния,  $C_b$  — теплоемкость монокристаллического Si,  $C_S$  — теплоемкость нанокристалла с 64 атомами Si, рассчитанная в соответствии с формулами (8) и (9). Вертикальной линией  $T_0$  показана температура плавления монокристаллического кремния (1687 К).

В данной работе проведена оценка изменения теплоемкости для нанокристаллов кремния с целью получения оценки температур плавления для нанокристаллов и квантовых нитей. Теплоемкость для наночастиц кремния была оценена на основе выражения (9), результаты расчета показаны на рис. 1, *a*. Расчет проведен для значений поверхностной энергии для направления (100), взятой из экспериментальной работы [10] и равной  $2130 \text{ mJ/m}^2$ , фактически это будет верхняя оценка эффекта увеличения теплоемкости за счет влияния поверхности. Заметим, что в выражении (9) производная  $\partial\omega/\partial T = 0$ , поскольку при дифференцировании выражения для удельной поверхностной энергии  $\omega$  остается только вторая производная от поверхностной энергии  $\sigma$ ,

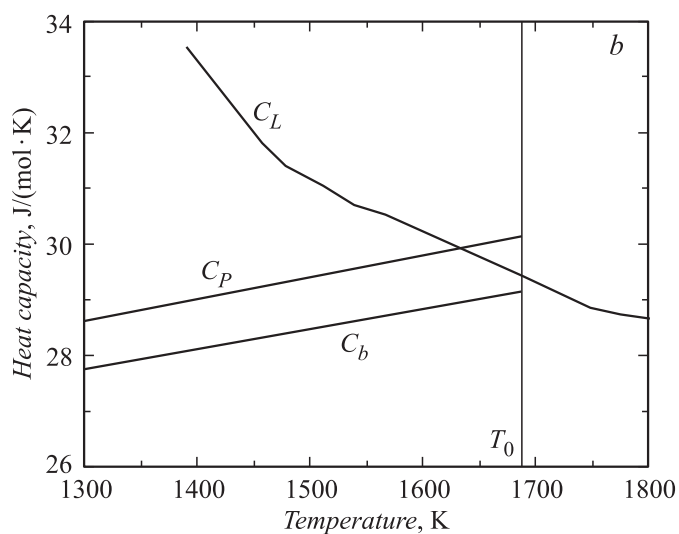
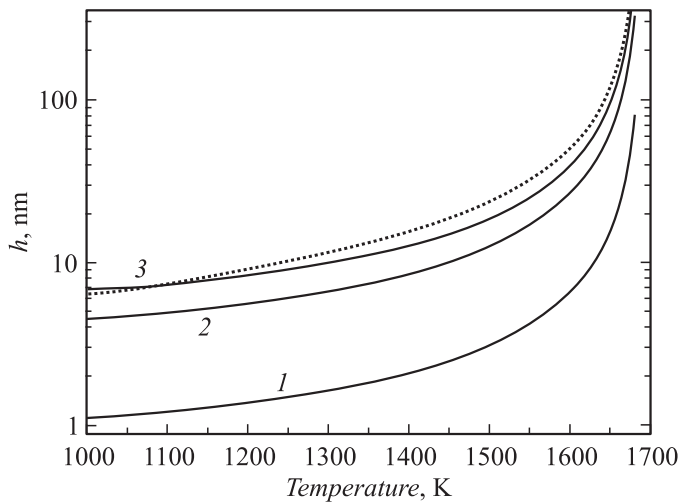


Рис. 1 (продолжение).

которая в случае ее линейной зависимости от температуры обнуляется. На рис. 1, *a* графики представлены для диаметров нанокристалла (сверху вниз) 1.9, 2.8, 4.7, 7.5, 15 и 60.2 nm, при этом линейный размер менялся от 2 до 64 ячеек трансляции. Видно, что при диаметре наночастицы 15 nm и более эффект увеличения теплоемкости за счет поверхностной энергии менее 1%. В любом случае для кремния данный эффект не превышает 5% даже для минимального размера нанокристалла (рис. 1, *a*,  $N = 64$ ).

На рис. 1, *b* представлены зависимости теплоемкости кремния в диапазоне температур 1300–1800 K, т.е. для кристаллического и жидкого кремния, а также для нанокристалла с 64 атомами, для которого влияние поверхностной энергии на теплоемкость максимально. Зависимости от температуры теплоемкости монокремния в твердом и расплавленном состояниях взяты из работ [11,12]. Видно, что при температуре плавления происходит небольшой скачок теплоемкости, связанный с изменением характера колебаний атомов при плавлении монокристалла. Также можно видеть, что теплоемкости нанокристаллов



**Рис. 2.** Температурные зависимости толщины расплавленного слоя кремния для плоскости (1), квантовой нити (2) и нанокристалла (3), рассчитанные по формуле (6), а также результаты расчета из работы [14] для нанокристалла (точки).

пересекаются с теплоемкостью жидкого кремния при температурах ниже температуры плавления.

Полученные зависимости теплоемкости от температуры для нанокристаллов подставлялись в формулу (7) для вычисления изменения энтальпии фазового перехода и расчета толщины расплавленного слоя  $h$  при температуре  $T$ . При этом значения поверхностных энергий для монокристаллического и расплавленного кремния, а также теплоемкость монокристалла были взяты из работ [11,13]. Как показал расчет, в диапазоне температур 800–1687 К энтальпия плавления меняется от 1417 до 1787 J/g.

Результаты расчетов зависимости толщины расплавленного слоя  $h$  от температуры  $T$  представлены на рис. 2, где показаны три зависимости — для пленки, квантовой нити и нанокристалла. Полученную зависимость можно интерпретировать по-разному: с одной стороны,  $h(T)$  определяет толщину поверхностного расплавленного слоя, кото-

рый находится при температуре  $T$  в термодинамическом равновесии с твердотельным остовом; с другой стороны, если при температуре  $T$  размер системы меньше или равен  $h(T)$ , возникает ситуация, что вся пленка или весь нанокристалл переходят в расплавленное состояние, т.е. полученную зависимость можно интерпретировать как зависимость температуры плавления квантовой системы от ее размера. Для сравнения на рис. 2 приведены данные работы [14], в которой были термодинамически рассчитаны температуры плавления нанокристаллов кремния. Видно, что оба термодинамических подхода дают похожие результаты с той лишь разницей, что в работе [14] зависимость логарифмическая, а по формуле (6) — обратная от  $T$ .

Проведенные термодинамические расчеты можно сопоставить с расчетами, полученными методом кинетического Монте-Карло при моделировании динамики отжига нанопор [5–7,15]. Кратко процесс моделирования описывается при помощи элементарных событий диффузии, реализуемых в системе атомов, находящихся в узлах кристаллической решетки. Переход атома из одного узла решетки в другой определяется вероятностью этого события или темпом процесса диффузии  $\nu$  (число событий в единицу времени), который определяется законом Аррениуса вида

$$\nu = \nu_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (10)$$

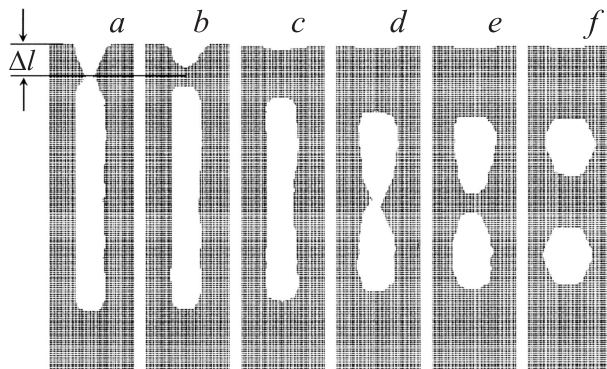
где  $\nu_0 = 10^{13} \text{ s}^{-1}$  — частота тепловых колебаний атома,  $k$  — постоянная Больцмана, а  $E$  — энергия, необходимая для выхода атома из положения равновесия. Обычно для атома, имеющего  $n$  соседей в первой координационной сфере и  $m$  во второй, энергия  $E$  вычисляется как

$$E = nE_1 + mE_2, \quad (11)$$

где  $n < 5$ ,  $m < 13$ . Под координационной сферой понимается совокупность мест кристалла, равноудаленных от рассматриваемого атома, а  $E_1$ ,  $E_2$  — энергии взаимодействия атомов с первыми и вторыми соседями соответственно. При моделировании кремниевой подложки использовались следующие значения энергий:  $E_1 = 1.24 \text{ eV}$ ,  $E_2 = 0.1 \text{ eV}$  для алмазоподобной решетки [5–7].

Результаты численного расчета конфигурации атомов квантовых нитей и поры глубиной 47 nm и диаметром 4.7 nm в процессе отжига при температуре 1373 K представлены на рис. 3 [5,6]. Видно, что в





**Рис. 3.** Динамика изменения морфологии поры глубиной 47 nm и диаметром 4.7 nm в процессе отжига при температуре 1373 K. Время моделирования: *a* — 1300, *b* — 1900, *c* — 3600, *d* — 6600, *e* — 7600, *f* — 10 000 s.

начальный момент происходит закрытие пор и неглубоких каналов вплоть до 11 nm. Затем каналы глубиной от 13 до 29 nm формируют одну полость, каналы глубиной от 31 до 39 nm формируют две полости. Моделирование процесса длительного отжига, время моделирования которого более 10 000 s, показывает, что формирование полости, ограниченной плоскостями (111) и (311), является заключительной стадией и дальнейшего изменения рельефа поверхности не происходит [5,15].

В работах [5–7] было проведено численное моделирование процесса отжига при различных начальных условиях и температурах. Варьировались такие параметры, как глубина нанопор (от 5 до 50 nm), их ширина (от 3 до 7 nm) и температура отжига (от 800 до 1100°C). Во всех случаях происходило оплывание пор и формирование закрытых пустот, однако размер пустот и их количество зависели от разных факторов — начальных размеров нанопор и температуры. На рис. 3 видны все стадии отжига нанопор — от оплывания вершечек пор до формирования пустот, ограниченных плоскостями (111) и (311).

Для объяснения совокупности данных численного моделирования воспользуемся соотношением (6) и результатами расчета, представленными на рис. 2. Видно, что при температуре моделирования 1373 K толщина расплавленного слоя для плоскости порядка 1–2 nm, а для

квантовой нити — 6 нм. В процессе отжига нанопор площадь их поверхности будет уменьшаться, что приведет к выделению свободной энергии Гиббса. Понятно, что освободившаяся энергия будет потрачена системой на процесс трансформации морфологии нанопор и перехода в термодинамически равновесное состояние. Таким образом, для оценки величины свободной энергии необходимо рассчитать изменение поверхностной энергии пористого слоя в процессе отжига.

С точки зрения термодинамики процесс отжига прямоугольных пор можно представить следующим образом. В начале поверхностная энергия определяется только геометрическими характеристиками пор, которые соответствуют симметрии направлений  $\{110\}$  и  $\{100\}$ . Обозначая линейный размер канала  $b$ , глубину канала  $l$ , получаем начальные значения площади и объема равными соответственно  $4bl$  и  $b^2l$ . Поверхностная энергия будет равна  $E_{S0} = \sigma_{100}S_{100} + \sigma_{110}S_{110}$ , где  $S_{100}$ ,  $S_{110}$  — площади поверхностей, а  $\sigma$  — поверхностная энергия соответственно для плоскостей симметрий  $\{100\}$  и  $\{110\}$ . В процессе отжига будет происходить плавление поверхностного слоя в объеме, необходимом для заполнения канала. Упрощая рассмотрение процесса, будем считать, что конечная форма полости соответствует шару с диаметром  $d$ , а его поверхностная энергия равна поверхностной энергии фигуры, изображенной на рис. 3, *f*, для которой усредненная величина поверхностной энергии соответствует  $0.67\sigma_{111} + 0.33\sigma_{100}$  или  $\sigma = 1.53 \text{ J/m}^2$ , тогда конечная величина поверхностной энергии равна  $\sigma\pi d^2$ . Таким образом, процесс отжига пор или трансформации микроканалов будет лимитироваться двумя соотношениями, отвечающими за сохранение объема закрытой поры и сохранение энергии

$$\begin{cases} b^2(l - \Delta l) = \frac{\pi d^3}{6}, \\ E_{S0} \geq \Delta H_0 \Delta V + \sigma \pi d^2, \end{cases} \quad (12)$$

где  $\Delta l$  — величина, возникающая из-за процесса оплывания вершин пор, а  $\Delta V$  — объем кремния, который в расплавленном состоянии заполнил пору.

Для оценки объема  $\Delta V$ , который в расплавленном состоянии заполнил пору, можно взять приближение, что заполнение каналов происходит за счет поверхностной энергии самих каналов в соответствии с формулой (12). При этом будем учитывать только тот

объем, который заполняется расплавленным слоем, но пренебрежем изменениями, связанными с трансформацией формы пустоты, поскольку при этом не изменяется высота столба расплава, следовательно,  $\Delta V = b^2(l - \Delta l - d)$ .

Для случая, представленного на рис. 3, когда  $l = 47$  nm,  $b = 4.7$  nm, получим, что  $E_{S0} = 1.35 \cdot 10^{-15}$  J. Расчет был проведен методом подбора диаметра  $d$  до тех пор, пока выполняется неравенство (12). Как показал расчет, термодинамической системе не хватает поверхностной энергии, чтобы принять минимальное значение, в результате происходит остановка процесса трансформации поры, при значениях глубины 22 nm и более. При глубине поры 47 nm происходит соответственно разделение канала на две полости, поскольку их объединение требует дополнительной энергии. На рис. 3,  $d$  видно, что две полости образуются только при глубине канала 29 nm и более, что при учете  $\Delta l = 7.7$  nm соответствует величине длины микроканала  $l$ , равной 21.3 nm, которая отвечает формированию одной полости при отжиге. На рис. 3,  $f$  формируются два абсолютно одинаковых шестиугольника (в разрезе) в результате термодинамического процесса, аналогичного описанному выше.

Для длины микроканала  $l$ , равной 21.3 nm, и  $\Delta l = 7.7$  nm второе неравенство в системе (12) переходит в уравнение и получаем уравнение для диаметра  $d$ , значение которого после решения системы получается равным  $d = 7.1$  nm. При расчете методом Монте-Карло в разрезе получается фигура в виде неправильного шестиугольника с размерами 6.8 и 7.4 nm, что достаточно близко к полученным в термодинамическом приближении значениям. Также понятно, почему шестиугольник является вытянутым вдоль микроканала; таким образом, система занимает положение, соответствующее минимальной энергии, и одновременно уменьшает величину  $\Delta V$ .

В работе [5] было проведено моделирование отжига нанопор при глубине 45 nm и ширине 3 nm, в этом случае происходит разделение нанопоры на три части и формирование трех одинаковых полостей. В соответствии с термодинамическими расчетами при подстановке этих величин в систему (12) получается (при  $l = 20$  nm), что искомые величины равны  $d = 6.5$  nm и  $\Delta l = 4.3$  nm, что соответствует тому факту, что на одну полость в этом случае приходится 15.7 nm канала. Следовательно, при канале глубиной 45 nm будет три полости, что и наблюдается в численном эксперименте, причем размеры полости также соответствуют расчетным величинам (6–6.5 nm) [5].

Аналогично для случая  $l = 30$  nm и  $b = 3.8$  nm, полученного в работе [7], получается, что  $E_{S0} = 0.83 \cdot 10^{-15}$  J, а решение системы (12) дает значения  $d = 8.5$  nm,  $\Delta l = 7.7$  nm. При расчете в разрезе получается фигура в виде неправильного шестиугольника с размерами 6.8 и 10.2 nm, но при этом и численный, и термодинамический расчеты показывают, что формируется только одна полость.

Таким образом, термодинамический расчет процесса отжига нанопористого кремния позволяет объяснить формирование полостей в зависимости от глубины и ширины пор. Как было показано в расчетах, при глубоких порах ( $l = 47$  nm) с диаметром пор 4.7 nm термодинамической системе не хватает поверхностной энергии, чтобы принять минимальное значение, в результате происходит остановка процесса трансформации поры при значениях глубины 22 nm и более. При глубине поры 47 nm происходит соответственно разделение канала на две полости. При той же ситуации ( $l = 45$  nm), но с диаметром пор 3 nm нанопора разделяется на три полости в соответствии с термодинамическими расчетами.

## Список литературы

- [1] Bisi O., Ossicini S., Pavesi L. // Surface Science Reports. 2000. V. 38. P. 1–126.
- [2] Болотов В.В., Росликов В.Е., Курдюкова Е.А. и др. // ФТП. 2012. Т. 46. В. 1. С. 109–112. (Bolotiov V.V., Roslikov V.E., Kurdyukova E.A. et al. // Semiconductors. V. 46. N 1. P. 105–108.)
- [3] Жаров Ю.А., Федулова Г.В., Астрова Е.В. и др. // ФТП. 2011. Т. 45. В. 8. С. 1136–1143. (Zharova Yu., Fedulova G.V., Astrova E.V. et al. // Semiconductors. V. 45. N 8. P. 1103–1110.)
- [4] Гречников А.А., Алимпиев С.С., Никифоров С.М., Симановский Я.О. / Патент № 2426191 С1 от 26.05.2010 г. [Grechnikov A.A., Alimpiev S.S., Nikiforov S.M., Simanovskiy Ya.O. / Patent N 2426191 C1 data 26.05.2010 г (in Russia).]
- [5] Костишко Б.М., Золотов А.В., Нагорнов Ю.С. // ФТП. 2009. Т. 43. В. 3. С. 372–375. (Kostishko B.M., Zolotov A.V., Nagornov Yu.S. // Semiconductors. V. 43. N 3. P. 355–358.)
- [6] Kostishko B.M., Zolotov A.V., Atazhanov Sh.R. // Physics of flow-dimensional structures. 2004. N 3/4. P. 1–5.
- [7] Золотов А.В. // Дис. . . . канд.-физ.-мат. наук по специальности 01.04.10 — физика полупроводников. Ульяновск: УлГУ, 2007. 139 с. (Zolotov A.V. // Dissertation on competition of degree of Ph.D. in specialty 01.04.10 — physics of semiconductors. Ulyanovsk: Ulyanovsk State University, 2007. 139 p.)

- [8] Громов Д.Г., Гаврилов С.А. // ФТТ. 2009. Т. 51. В. 10. С. 2012–2021. (Gromov D.G., Gavrilov S.A. // Phys. Solid State. V. 51. N 10. P. 2135–2144.)
- [9] Гафнер Ю.А., Гафнер С.Л., Зимулин И.С. и др. // ФТТ. 2013. Т. 55. В. 10. С. 2026–2032. (Gafner Yu.A., Gafner S.L., Zamulin I.S. et al. // Phys. Solid State. V. 55. N 10. P. 2142–2149.)
- [10] Jaccodine R.J. // J. Electrochem. Soc. 1963. V. 110(6). P. 524–527.
- [11] Жвавый С.П. // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 8. С. 58–62. (Zhvavyi S.P. // Technical Physics. V. 45. N 8. P. 1014–1018.)
- [12] Регель А.П., Глазов В.М. Физические свойства электронных расплавов: Справочник. М.: Наука, 1980. 296 с.
- [13] Fujii H., Matsumoto T., Izutani Sh. et al. // Acta Materialia. 2006. V. 54. P. 1221–1225.
- [14] Yang C.C., Li G., Jiang Q. // J. Phys.: Condens. Matter. 2003. V. 15. P. 4961–4965.
- [15] Ott N., Nerding M. // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. N 2. P. 497–503.