

05

Численное моделирование процесса получения мультикремния методом направленной кристаллизации

© С.А. Смирнов, В.В. Калаев

ООО „Софт-Импакт“,
194044 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: sergey.smirnov@str-soft.com

Поступило в Редакцию 22 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 25 декабря 2019 г.

Принято к публикации 19 января 2020 г.

Рассмотрен метод численного моделирования процесса направленной кристаллизации мультикремния в тигле квадратного сечения. Дано обоснование применения в расчетах $2D$ -осесимметричной геометрии, построенной по вертикальному сечению печи. Математическая модель описывает гидродинамику расплава, течение газа, глобальный теплообмен, тепловые напряжения и эволюцию плотности дислокаций в растущем кристалле. Определена чувствительность напряжений и плотности дислокаций к параметрам модели Александра–Хаазена.

Ключевые слова: кристалл, гидродинамика, тепловые напряжения, дислокации.

DOI: 10.21883/JTF.2020.07.49440.169-19

Введение

Мультикремний — это кристаллический материал с блочной структурой, состоящий из одинаково ориентированных достаточно крупных монокристаллических зерен. Для получения оптоэлектронных подложек кристаллы мультикремния в основном выращивают из расплава методом направленной кристаллизации (Directional Solidification System — DSS). Их качество зависит от типа и количества примесных атомов, плотности дислокаций, размеров и ориентации граней монокристаллических зерен. Для производства кристаллов необходима организация длительных ресурсно-затратных процессов. Численное моделирование позволяет оптимизировать режимы работы ростовых печей и выполнить анализ структурных характеристик кристаллов. Например, в [1] было показано, что понижение потребляемой мощности нагревателей печи достигается при относительно небольшом изменении конструкции тепловой изоляции. В [2] найдены условия для обеспечения плоского ростового интерфейса (межфазной границы кристалл/расплав) с минимальными тепловыми напряжениями в кристалле. В [3] для ростовой стадии процесса определен алгоритм движения боковой теплоизоляции при высокой скорости роста кристалла со слегка выпуклым интерфейсом и с пониженным уровнем напряжений. В [4] для стадии охлаждения выращенного кристалла исследовано влияние скорости движения боковой теплоизоляции на остаточные напряжения и плотность дислокаций. В этих работах были рассмотрены промышленные печи с тиглями, имеющими в горизонтальном сечении форму квадрата. Для такой формы тигля детальное описание нестационарных процессов возможно только в $3D$ -приближении при значительных затратах машинного времени и, следовательно, при

сниженной эффективности численного сопровождения технологических работ. Поэтому расчеты [1–4] выполнялись в $2D$ -осесимметричной геометрии, построенной для вертикальной плоскости симметрии печи параллельной грани тигля. Несмотря на данное упрощение, в [2–4] реализация в производстве рекомендаций расчетов позволила увеличить эффективность солнечных элементов. В упомянутых выше работах использовался специализированный код CGSim [5].

В настоящей работе путем сравнения полей температур и напряжений $3D$ и $2D$ тестовых расчетов дано обоснование использования модельного $2D$ -осесимметричного приближения для анализа процессов в тигле квадратного сечения. Также проведено моделирование промышленного процесса получения кристалла в печи, конструктивно аналогичной [1–4], с использованием кода CGSim [5].

Математическая модель настоящей работы описывает гидродинамику расплава, течение газа в объеме печи, теплопроводный и лучистый теплообмен, рост кристалла с самосогласованным расчетом формы ростового интерфейса, тепловые напряжения в кристалле и эволюцию плотности дислокаций. Уделено внимание граничным условиям по напряжениям на границах кристалла с тиглем, сильное влияние которых на характеристики кристалла для печи лабораторного масштаба показано в [6,7]. При расчете плотности дислокаций по модели Александра–Хаазена (AX) [8] нами использованы функциональные зависимости некоторых параметров Si-кристаллов, определенные по экспериментальным данным [9]. Данные зависимости целесообразно использовать при численной оптимизации процессов получения кристаллов, в частности, при поиске алгоритмов постростового охлаждения, позволяющих уменьшить плотность дислокаций без увеличения продолжительности полного процесса [10,11].

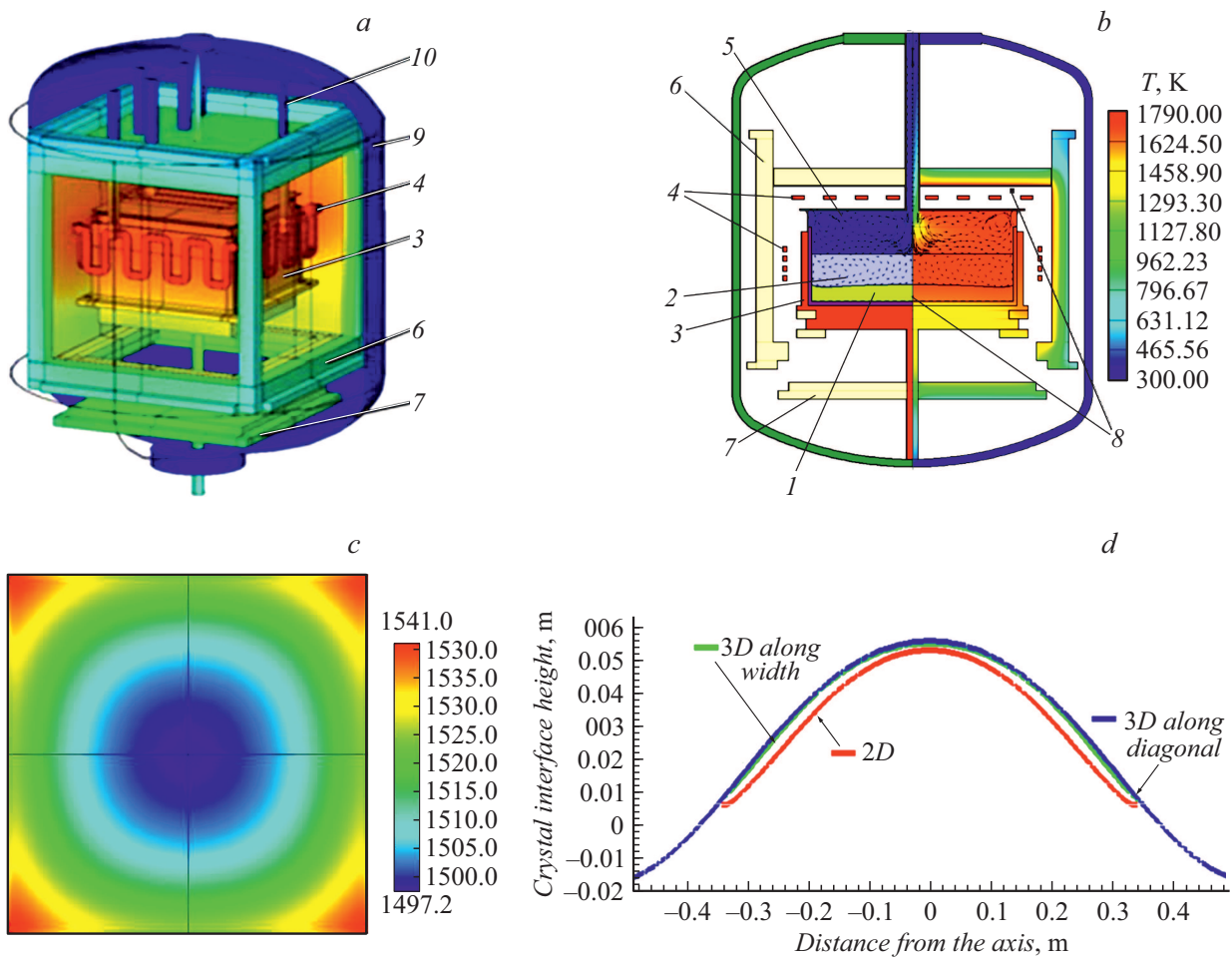


Рис. 1. Расчетные геометрии печи и результаты тепловых тестовых расчетов. *a* — 3D-детальная геометрия; *b* — 2D-осесимметричная геометрия; *c* — распределение температуры в горизонтальном сечении 3D-загрузки; *d* — формы изотерм 1685 К в 2D- и 3D-расчетах. 1 — кристалл; 2 — расплав; 3 — тигель; 4 — нагреватели; 5 — газовый объем над расплавом; 6 — боковая подвижная теплоизоляция; 7 — нижний блок теплоизоляции; 8 — места расположения измерительных спаев термопар; 9 — корпус; 10 — токовод.

Геометрия расчетной области и результаты тестовых расчетов

Общий 3D-вид печи приведен на рис. 1, *a*. Во внешнем водоохлаждаемом корпусе расположены тигель, резистивные нагреватели, теплоизоляция. К поверхности расплава по вертикальному каналу подается чистый N_2 или Ar для выноса из внутреннего объема печи примесей, загрязняющих кристалл. Осесимметричный модельный 2D-аналог этой конструкции показан на рис. 1, *b*, он соответствует [1]. Преимущество 2D-приближения заключается в простоте подготовки модельной геометрии и увеличении скорости расчетов. Как было показано выше, его практическая ценность подтверждена в [2–4], в настоящей работе нами определена пространственная область корреляции 2D и 3D тестовых расчетов.

Выполнено два теста. Первый — с использованием модели глобального теплообмена при неподвижном расплаве с детальной проработкой геометрии росто-

вого пространства печи (рис. 1, *a*). Соответствующее распределение температуры в горизонтальном сечении, проходящем через середину высоты загрузки 3D-тигля, показано на рис. 1, *c*. Видно, что в большей части этого сечения температурное поле осесимметрично, в результате в 3D- и 2D-геометриях хорошо совпадают изотермы $T_{Tsol/Liq} = 1685$ К (рис. 1, *d*). Отсюда можно сделать вывод, что осесимметричный 2D-расчет может использоваться для получения данных о форме ростового интерфейса в большей части объема реального 3D-тигля с дном квадратного сечения, а именно в области вертикального цилиндра, вписанного в 3D-тигель с квадратным дном.

Во втором тесте сравнивались напряжения VMS (Von Mises Stress) для цилиндра и куба с линейным изменением температуры по высоте боковых границ (рис. 2, *a, b*). Длина ребер куба, диаметр и высота цилиндра равны 100 мм. На рис. 2, *a, b* иниями отмечены вертикальные сечения, развернутые на рис. 2, *c–e*. В том

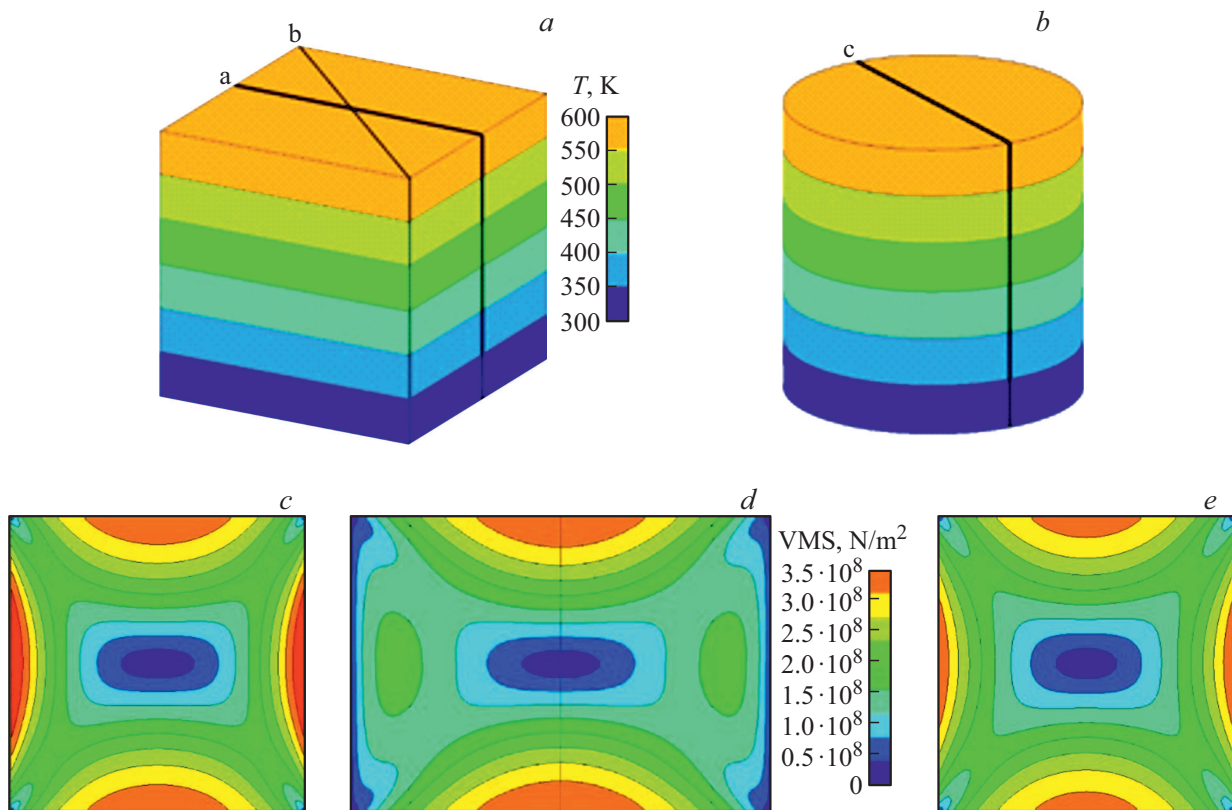


Рис. 2. Тестовые геометрии и распределения VMS в вертикальных сечениях куба (*a*) и цилиндра (*b*), проведенных через ось: *c* — параллельно грани куба; *d* — по диагонали куба; *e* — по оси цилиндра.

числе широтное сечение куба, проходящее через его ось параллельно боковой грани (рис. 2, *c*); диагональное сечение куба (рис. 2, *d*); осевое сечение цилиндра (рис. 2, *e*). Видно, что в широтном сечении куба (рис. 2, *c*) и в осевом цилиндра (рис. 2, *e*) распределения VMS удовлетворительно согласуются друг с другом. В диагональном сечении куба (рис. 2, *d*), а именно в его периферийных частях с сильным влиянием углов, наблюдаются заметные отличия от цилиндрического распределения (рис. 2, *e*).

На рис. 3 приведены распределения VMS по верхней грани куба (рис. 3, *a*) и по горизонтальному сечению, проходящему через середину его высоты (рис. 3, *b*). Из рис. 3, *a* следует, что на значительной части площади верхней грани куба распределение VMS близко к осесимметричному. В срединном горизонтальном сечении куба цилиндричность VMS можно принять лишь приближенно для приосевой области с радиусом до четверти ширины 3D-тигля.

На рис. 4 приведены графики распределения VMS вдоль линий пересечения вертикальных сечений (*a-c* на рис. 2), с верхними гранями и со срединными горизонтальными сечениями куба и цилиндра. Данные графики подтверждают корреляцию распределений VMS вертикального осевого сечения цилиндра и широтного сечения куба. Заметное рассогласование наблюдается

для вертикального сечения цилиндра и диагонального куба.

По результатам этих тестов можно сделать вывод о том, что при использовании осесимметричной 2D-геометрии, построенной по вертикальному широтному сечению тигля, расчетные распределения температуры и VMS будут удовлетворительно коррелировать с параметрами полного 3D-расчета только в области условного вертикального цилиндра, вписанного в 3D-тигель. Как следствие предыдущего, при использовании 2D-приближения можно рассчитывать на получение правдоподобной формы интерфейса в широтном сечении 3D-тигля.

Отметим, что если в 2D-геометрии ростовой печи внутренний радиус тигля задать равным полуширине 3D реального, т.е. положить $r = a$ (здесь r — радиус модельного 2D- тигля, а a — полуширина реального 3D-тигля), то при одной и той же высоте кристалла в 2D-расчете его масса будет в $\pi/4$ меньше реальной, так как площади оснований цилиндра и куба будут соответственно равны $S_{2D} = \pi a^2$ и $S_{3D} = 4a^2$. При фиксированных величинах теплопроводности и коэффициентах черноты поверхностей блоков печи это различие объемов ухудшит согласование расчетных и экспериментальных мощностей нагревателей. Поэтому, когда необходимо повысить точность расчета потребляемой мощности, в 2D-геометрии радиусы тигля, боковых нагревателей

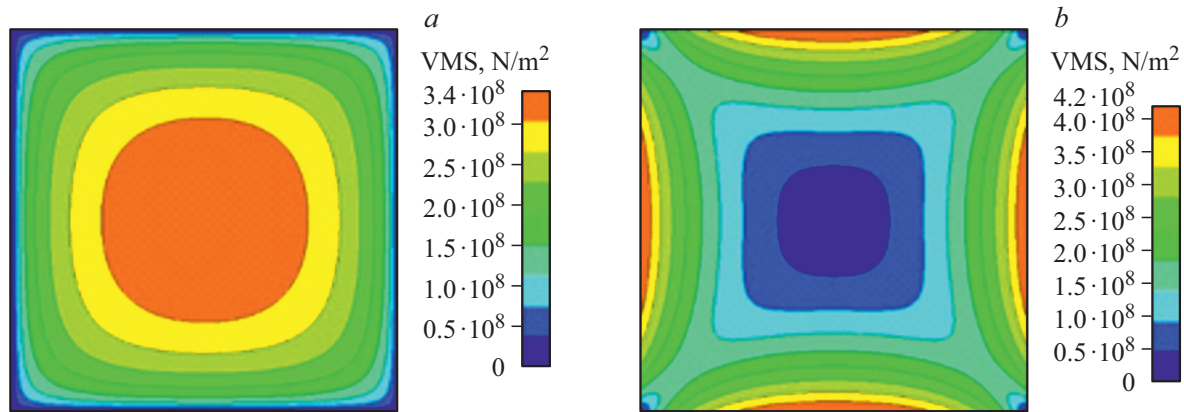


Рис. 3. Распределения VMS в горизонтальных сечениях куба: *a* — на верхней грани; *b* — посередине высоты.

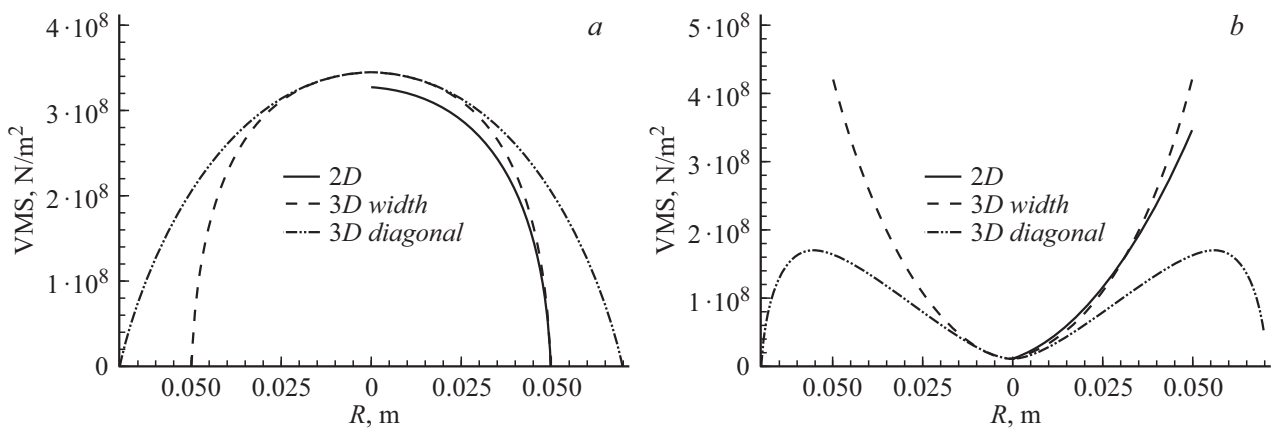


Рис. 4. Распределения VMS вдоль линий в 2D- и 3D-расчетах: *a* — верхняя грань; *b* — горизонтальное сечение посередине высоты.

и теплоизоляции масштабируются с коэффициентом $(4/\pi)^{0.5}$, т.е. для модельного тигля с осевой симметрией надо использовать радиус $r_{\text{eff}} = (4/\pi)^{0.5}a$.

Математическая модель

Математическая модель работы описывает тепловой баланс всех элементов печи. В ней также учтено турбулентное движение расплава и газа. В растущем кристалле исследуются динамика тепловых напряжений и плотности дислокаций. Форма межфазной границы расплав/кристалл для каждого расчетного момента времени определяется по балансу локальных тепловых потоков на данном интерфейсе. Самосогласованные динамические расчеты полного технологического процесса выполнялись кодом CGSim [5]. При расчете тепловых напряжений учитывалась их релаксация при генерации дислокаций, для этого использована модель АХ. Параметры турбулентности свободно конвективного течения расплава и потока газа вычислялись по модели Вольфштейна [12]. Наличие развитой турбулентности в подобном DSS-процессе, когда температура расплава увеличивается вверх и, казалось бы, нет условий для

заметной свободной конвекции, было установлено в 3D-нестационарных расчетах [13].

Гидродинамическая и тепловая части модели описаны в ряде работ, посвященных процессам роста кристаллов из расплава, а также в описании [5]. Здесь остановимся на модели дислокаций АХ [8]. В ней результирующая деформация ϵ_{ij} определяется суперпозицией упругой, тепловой и пластичной ϵ_{ij}^e , ϵ_{ij}^T и ϵ_{ij}^c соответственно:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^e + \epsilon_{ij}^T + \epsilon_{ij}^c. \quad (1)$$

Тепловая деформация вызывается изотропным тепловым расширением

$$\epsilon_{ij}^T = \frac{\delta_{ij}}{3} \left[1 - \frac{\rho_{\text{Si}}(T)}{\rho_{\text{Si}}(T_{\text{ref}})} \right]. \quad (2)$$

Здесь ρ_{Si} — плотность кристалла ($\rho_{\text{Si}} = 2302.3 - 0.03084 \cdot T$ [kg/m³]), T — локальная температура, T_{ref} — температура недеформированного материала, для кремния принято $T_{\text{ref}} = 1685$ К (температура плавления). Результирующая деформация ϵ_{ij}

связана с компонентами сдвига u_i и u_j уравнением

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (3)$$

Скорость изменения пластической деформации и плотности движущихся дислокаций N_m записывается уравнениями

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} b N_m \frac{1}{\sqrt{J_2}} S_{ij} V, \quad (4)$$

$$V = k_0 (\tau_{\text{eff}})^p \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right), \quad (5)$$

$$\frac{dN_m}{dt} = K k_0 (\tau_{\text{eff}})^{p+\lambda} \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) N_m - \frac{N_m V}{L}, \quad (6)$$

$$\tau_{\text{eff}} = \sqrt{J_2} - D \sqrt{N_m}, \quad (7)$$

$$D = R \frac{Eb}{4\pi(1-\nu^2)}, \quad (8)$$

$$J_2 = \frac{1}{2} \sum_{i,j} S_{ij}^2, \quad (9)$$

$$S_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \frac{1}{3} \sum_k \sigma_{kk}, \quad (10)$$

где b — модуль вектора Бюргерса; τ_{eff} — эффективное напряжение; Q — потенциал Пайерлса; k — постоянная Больцмана; S_{ij} — девиатор напряжений; J_2 — второй инвариант девиатора напряжений; D и R — коэффициент и относительный коэффициент деформационного упрочнения соответственно; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона; k_0 , K , p , λ — постоянные материала в модели АХ; σ_{ij} — компоненты тензора напряжений, N_m — плотность подвижных дислокаций, L — средний линейный масштаб грани монокристаллического зерна, V — средняя скорость движения дислокаций. В случае, когда $\sqrt{J_2} - D\sqrt{N_m} < 0$, величина τ_{eff} полагается равной нулю, т.е. скорость пластической деформации и скорость генерации дислокаций — нули. Упругая деформация ε_{ij}^e и полное напряжение σ_{ij} выражаются через уравнение сохранения момента и закон Гука:

$$\sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad (11)$$

$$\sigma_{ij} = \sum_j c_{ij} \varepsilon_{ij}^e, \quad (12)$$

где c_{ij} — упругие постоянные.

Для Si-кристалла в модели АХ за базовые, как правило, берут величины $p = 1.1$, $Q = 2.2$ eV, $\lambda = 1$, $R = 0.8165$, $b = 3.8 \cdot 10^{-10}$ м, $K = 3.1 \cdot 10^{-4}$ м/Н, $k_0 = 8.58 \cdot 10^{-4}$ м^{2p+1}/Н^p/с, например, [14]. Фиксированные значения $p = 1.1$, $Q = 2.2$ eV были предложены в [15] на основании экспериментальных данных для температуры, близкой к температуре плавления. Но в рассматриваемом здесь полном процессе получения кристаллов активная генерация дислокаций происходит

на этапе охлаждения, где параметры p и Q могут иметь другие значения. Поэтому представляет интерес уточнение величин p и Q , анализ их влияния на результаты моделирования.

Мы провели расчеты как при фиксированных параметрах $p = 1.1$, $Q = 2.2$ eV, так и при функциональных зависимостях $p(T)$ и $Q(\tau_{\text{eff}})$, полученных на основе экспериментальных данных [9]. Величина $p(T)$ в [9] при изменении температуры T от 773 до 1073 К уменьшалась от 1.43 до 1.30. Эта закономерность $p(T)$ напрямую была применена в расчетах, а для $T < 773$ К и $T > 1073$ К задавалась линейная экстраполяция $p(T)$. График $Q(\tau_{\text{eff}})$, построенный по данным [9], приведен на рис. 5.

В рассматриваемой конструкции промышленной печи кристалл выращивают в тигле, внутренняя часть которого изготовлена из кварца, а внешняя из графита. Для самосогласованности расчетов термоупругих напряжений необходимо учитывать эту структуру тигля и условия его крепления в печи. В настоящей работе мы вычисляем напряжения только в кристалле, что требует постановки граничных условий по напряжениям на нижней и на боковых поверхностях кристалла, касающихся внутренней кварцевой части тигля. В силу пластичности кварца, проявляющейся при высоких температурах, эти граничные условия находятся между типами „свободной“ границы, смещение которой не ограничено, и „фиксированной“ границы с нулевым перемещением. Переход от первого типа граничного условия ко второму меняет результат расчета напряжений примерно на порядок, при этом определение точного промежуточного условия достаточно сложно. С целью упрощения мы приняли во внимание, что при высоких температурах кварц является пластичным буфером между кристаллом и внешним графитовым тиглем. Для моделирования этого эффекта в относительно тонком слое кристалла толщиной 30 мм по границе с тиглем задали линейное изменение величины модуля Юнга от $E_{\text{Si}} = 1.66 \cdot 10^{11}$ Па, соответствующего Si-кристаллу, до значения кварца. С наружной стороны этого буферного слоя ставилось условие фиксированной границы. На верхней поверхности кристалла выполнялось условие „свободная граница“.

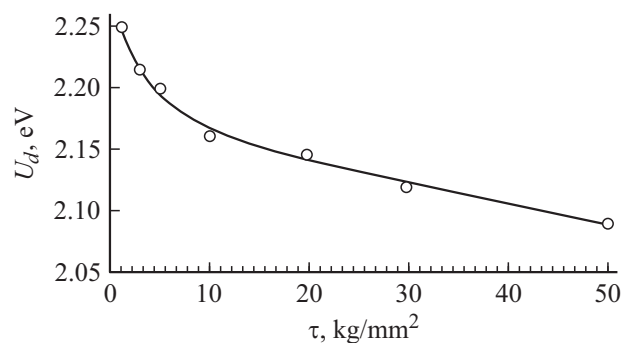


Рис. 5. Зависимость энергии активации от напряжения, потенциал Пайерлса, рисунок из [9].

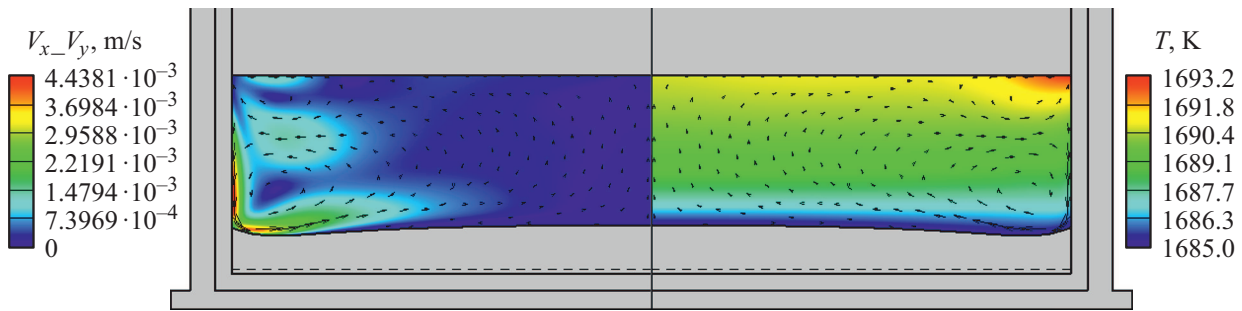


Рис. 6. Распределение скорости и температуры расплава, $t = 7$ h.

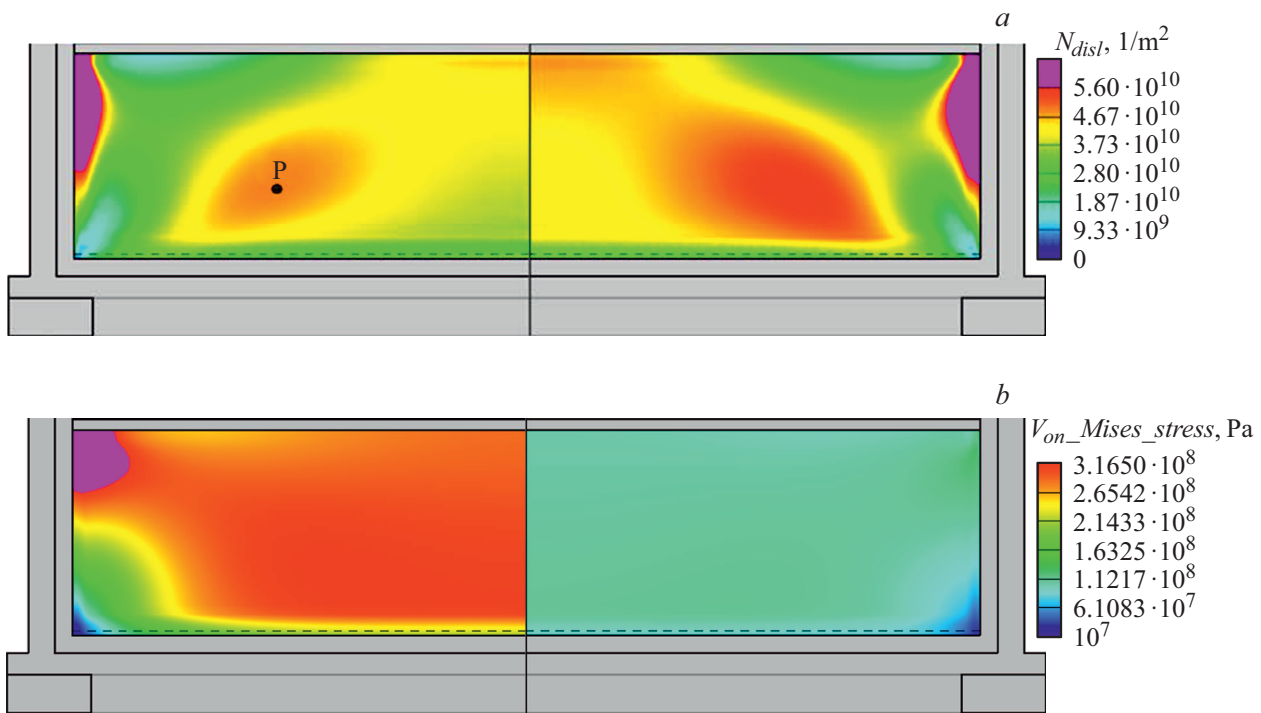


Рис. 7. Распределение и VMS: слева — $Q = 2.2$ eV, $p = 1.1$, справа — $Q(\tau_{\text{eff}})$ и $p(T)$, $t = 50$ h.

Результаты моделирования кристаллизации

В производстве мультикремния производственные стадии — плавка загрузки, начальная кристаллизация, основной процесс роста, пост-ростовая закалка и охлаждение кристалла — обеспечиваются изменением мощностей нагревателей и регулировкой тепловых потоков от дна тигля к внешним стенкам печи. Мощность радиационных потоков от нижней части тигля к охлаждаемому корпусу зависит от площади зазора, создаваемого между блоками теплоизоляции. Она меняется по заданному алгоритму смещением боковой теплоизоляции относительно нижней. В коде CGSim обеспечена возможность моделирования такого смещения теплоизоляции при одновременной перестройке расчетной сетки и пересчете коэффициентов радиационного теплообмена („view factors“). Для изменения мощности

нагревателей по заранее заданным алгоритмам используется численный аналог пропорционально-интегрально-дифференцирующего (ПИД) алгоритма автоматической системы управления печи. ПИД-алгоритм регулирует мощность нагревателей по заданным временным зависимостям температур термопар, а термопары — это точки мониторинга температуры в твердых блоках печи или в специально построенных блоках небольшого размера, размещенных в газовом объеме.

Здесь нами рассмотрен процесс продолжительностью 50 h при росте кристалла в течение 28 h с последующим отжигом и охлаждением за 22 h. Эффективный диаметр кристалла $r_{\text{eff}} = 1075$ mm, загрузка кремния 600 kg. Рассмотрены два набора параметров Q и p , в первом случае $Q = 2.2$ eV, $p = 1.1$, во втором $Q(\tau_{\text{eff}})$ и $p(T)$ по [9].

На рис. 6 приведены распределения абсолютной величины скорости свободной конвекции расплава и тем-

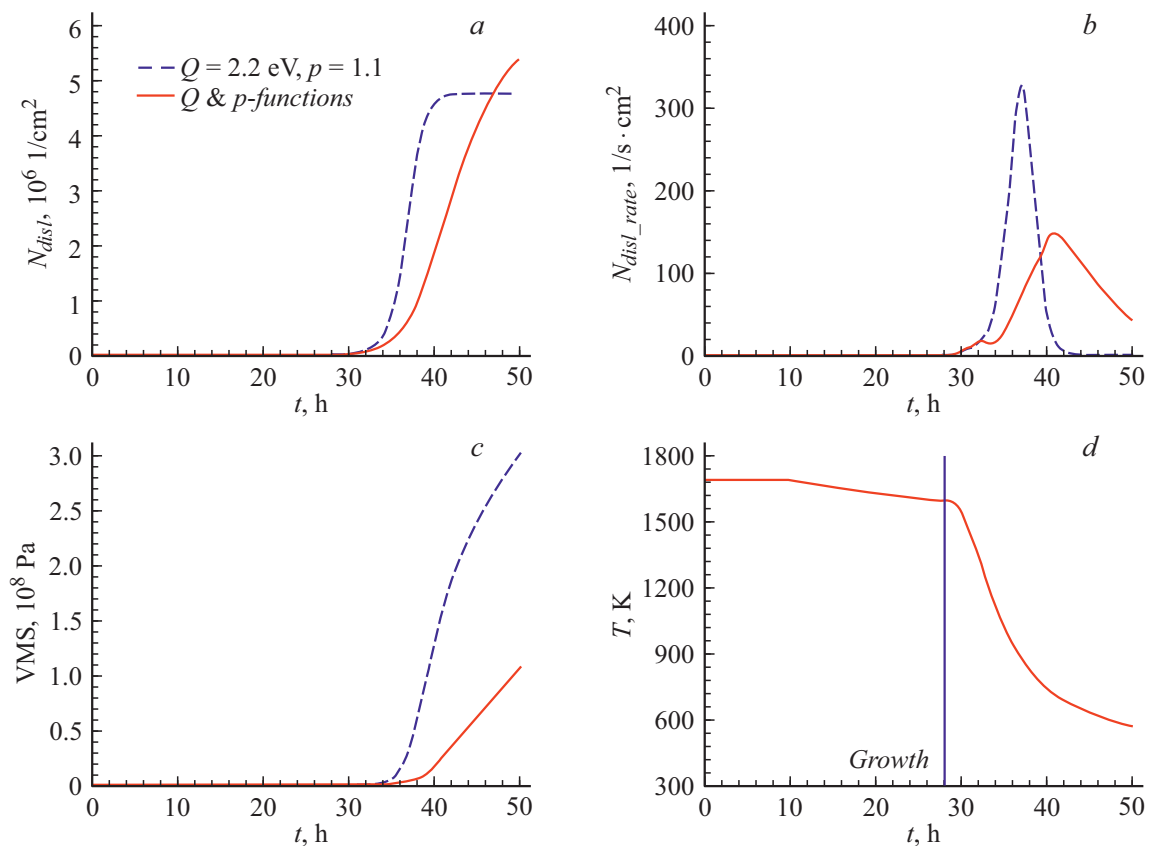


Рис. 8. Изменение параметров в течение процесса в точке Р (рис. 7) при двух наборах Q и p : a — плотность дислокаций; b — скорость роста дислокаций; c — VMS, d — температура.

пературы для седьмого часа процесса, $t = 7$ h. Максимум скорости расплава $V_{abs} = 4.43$ mm/s формируется в нисходящем потоке около тигля. В структуре течения доминируют два вихря, расположенные один над другим. Максимум температуры локализован около периферийной части свободной поверхности расплава. Перегрев расплава по отношению к температуре плавления равен примерно 8 K. Ростовой интерфейс кристалла достаточно ровный, с вогнутостью около боковой стенки тигля, обусловленный действием периферийного нисходящего течения.

На рис. 7 показано распределение в кристалле плотности дислокаций (рис. 7, a) и VMS (рис. 7, b) для момента завершения процесса, $t = 50$ h. Если исключить относительно незначительную периферийную часть кристалла, которая в реальном производстве срезается при обработке, увидим, что при $Q = 2.2$ eV, $p = 1.1$ максимум плотности дислокаций меньше, чем при зависимостях $Q(\tau_{eff})$ и $p(T)$. В первом случае $N_{disl} = 4.87$ cm⁻², во втором $N_{disl} = 5.6$ cm⁻². Соответственно в первом случае плотность термических напряжений выше.

На рис. 8 показаны зависимости скорости роста кристалла, плотности дислокаций, напряжений и температуры в точке максимума N_{disl} (отмеченной точкой в левой части рис. 7, a). Из них следует, что при $Q = 2.2$ eV, $p = 1.1$ после $t = 41$ h величина N_{disl} выходит на по-

стоянный уровень (рис. 8, a). При использовании $Q(\tau_{eff})$ и $p(T)$ рост N_{disl} продолжается до конца процесса охлаждения кристалла. Скорость роста дислокаций при фиксированных Q , p достигает максимума при $t = 37$ h и практически полностью затухает при $t = 41$ h (рис. 8, b). В расчете с $Q(\tau_{eff})$ и $p(T)$ максимум скорости роста дислокаций сдвинут к $t = 41$ h, и к концу процесса она лишь в 3 раза меньше абсолютного максимума. Значения VMS в той же точке кристалла Р на рис. 7 при постоянных Q , p выше, чем при $Q(\tau_{eff})$, $p(T)$. Разница между ними увеличивается с течением времени и в конце процесса трехкратно (рис. 8, c).

Таким образом, использование $Q(\tau_{eff})$, $p(T)$ в полном технологическом процессе меняет расчетную динамику VMS и N_{disl} по сравнению с применением $Q = 2.2$ eV, $p = 1.1$.

Выводы

Для повышения эффективности численного сопоставления технологических работ при моделировании DSS-процессов с тиглями квадратного сечения можно использовать приближенную 2D-геометрию печи, построенную по вертикальному сечению симметрии тигля, параллельному его боковой грани. Тестовые расчеты

показали, что это приближение позволяет получить результаты, удовлетворительно согласующие с полным 3D-расчетом по температурным полям в большей части кристалла, а именно в объеме вертикального цилиндра, условно вписанного в 3D-тигель. Также наблюдается корреляция между 2D- и 3D-результатами расчетов тепловых напряжений в приосевой части кристалла.

Для улучшения согласования 2D расчетных мощностей нагревателей с экспериментальными рекомендуется использовать масштабный коэффициент $(4/\pi)^{0.5}$ для радиуса 2D модельного тигля, а также для соответствующих 2D-модельных нагревателей и теплоизоляции.

Сравнительные расчеты плотности дислокаций по модели Александра–Хаазена, выполненные с постоянными величинами параметров кристалла Q , p и с эмпирическими зависимостями $Q(\tau_{\text{эф}})$, $p(T)$, показали различную динамику роста N_{dist} , что необходимо учитывать при численной оптимизации полных технологических процессов получения кристаллов.

Финансирование работы

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере в рамках Международной программы ERA.Net RUS+, номер гранта 295ГР/21031.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Chen L., Dai B.* // J. Cryst. Growth. 2012. Vol. 354. P. 86–92.
- [2] *Chen W., Zhou B., Ding J., Yu Y., Dong H., Zhong G., Huang X.* // J. Mater. Sci. Eng. B. 2016. Vol. 6. P. 201–210.
- [3] *Wu Z., Zhong G., Zhang Z., Zhou X., Wang Z., Huang X.* // J. Cryst. Growth. 2015. Vol. 426. P. 110–116.
- [4] *Zhou B., Chen W., Dong H., Zhou X., Qi F., Luo J., Huan X.* // J. Mater. Sci. Eng. B. 2017. Vol. 7. P. 89–98.
- [5] Электронный ресурс. Режим доступа: <http://www.strsoft.com/products/CGSim/>
- [6] *M'Hamdi M., Gouttebroze S., Fjaer H.G.* // J. Cryst. Growth. 2011. Vol. 318. P. 269–274.
- [7] *M'Hamdi M., Gouttebroze S., Fjaer H.G.* // J. Cryst. Growth. 2013. Vol. 362. P. 83–87.
- [8] *Alexander H., Haasen P.* // Solid State Phys. 1969. Vol. 22. P. 27–158.
- [9] *Erofeev V.N., Nikitenko V.I.* // Soviet Physics JETP. 1971. Vol. 33. N 5. P. 963–966.
- [10] *Nakano S., Chen X.J., Gao B., Kakimoto K.* // J. Cryst. Growth. 2011. Vol. 318. P. 280–282.
- [11] *Smirnova O.V., Mamedov V.M., Kalaev V.V.* // Cryst. Growth Des. 2014. N 14. P. 5532–5537.
- [12] *Wolfshstein M.* // Int. J. Heat Mass Transfer. 1969. Vol. 12. N 3. P. 301–318.
- [13] *Kuliev A.T., Durnev N.V., Kalaev V.V.* // J. Cryst. Growth. 2007. Vol. 303. P. 236–240.

[14] *Gao B., Nakano S., Kakimoto K.* // J. Cryst. Growth. 2013. Vol. 369. P. 32–37.

[15] *Maroudas D., Brown R.A.* // J. Cryst. Growth. 1991. Vol. 108. P. 399–415.