

УДК 538.9

DOI: 10.23885/2500-0640-2017-13-1-3-10

ЗОННАЯ ТЕРМИЧЕСКАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ТОНКИХ СЛОЕВ ИЗ ДИСКРЕТНОГО ИСТОЧНИКА

© 2017 г. С.Н. Чеботарев^{1,2}, А.Н. Яценко¹, В.Н. Лозовский¹, М.Л. Лунина²,
Г.А. Еримеев¹, А.А. Мохамед Аднан¹, Л.М. Гончарова¹

Аннотация. Предложен и исследован новый метод зонной термической перекристаллизации слоев, отличающийся от молекулярно-лучевой эпитаксии предельно малым расстоянием между источником и подложкой, а от зонной сублимационной перекристаллизации использованием процессов испарения из совокупности геометрически упорядоченных в плоскости жидких локальных источников осаждаемого вещества. Предложенный метод расширяет технологические возможности существующего метода зонной сублимационной перекристаллизации, сохраняя при этом его основные выгодные преимущества.

Теоретический анализ процесса массопереноса при зонной термической перекристаллизации позволил установить следующие закономерности. Толщина слоев, осаждаемых из системы локальных испарителей, не одинакова, она модулирована с шагом, определяемым расположением испарителей на пластине-источнике. Эта неоднородность практически устраняется, если толщина вакуумного промежутка l превышает некоторое критическое значение $l_{кр}$, то есть когда выполняется условие $l > l_{кр}$. Значение $l_{кр}$, которое зависит от радиуса локальных испарителей r и расстояния между ними h , определяется для каждого источника при заданном допуске по уровню неоднородности. Например, для гексагональной сетки круглых локальных испарителей с $r = 0,75$ мм и $h = 0,5$ мм имеем $l_{кр} = 1,2$ мм, если $\delta = 0,03$. Важно, что при увеличении планарных размеров D источника и подложки дополнительное условие ($l > l_{кр}$) лучше согласуется с другими двумя необходимыми условиями проведения процесса зонной термической кристаллизации вещества ($D \gg l$ и $\lambda \gg l$). Эксперимент выполнен применительно к германию. Экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными.

Ключевые слова: зонная термическая перекристаллизация, дискретный источник, тонкие пленки, германий.

ZONE THERMAL CRYSTALLIZATION OF THIN LAYERS FROM A DISCRETE SOURCE

S.N. Chebotarev^{1,2}, A.N. Yatsenko¹, V.N. Lozovskii¹, M.L. Lunina²,
G.A. Erimeev¹, A.A. Mohamed Adnan¹, L.M. Goncharova¹

Abstract. A new method of zone thermal recrystallization of semiconductor layers is proposed and investigated. This method differs from the molecular beam epitaxy in a very small distance between the source and the substrate. This method uses the evaporation of the geometrically arranged liquid phase local sources of deposited material in contradistinction to the zone sublimation recrystallization.

The proposed method extends the technological capabilities of the zone sublimation recrystallization method while keeping its main competitive advantages.

Theoretical analysis of the mass transfer process during the zone thermal recrystallization allowed to establish the following patterns. The thickness of the layers deposited from the local evaporators system is not the same, it is modulated in increments determined by the arrangement of the local evaporation source. This un-uniformity is practically eliminated if the thickness of the vacuum gap l exceeds some critical value l_{cr} and if the condition $l > l_{cr}$ is true. The parameter of l_{cr} which depends on the radius r and the distance h between the

¹ Южно-Российский государственный политехнический университет им. М.И. Платова (Platov South-Russian State Polytechnic University, Novocherkassk, Russian Federation), Российская Федерация, 346428, Ростовская обл., г. Новочеркасск, ул. Просвещения, 132, e-mail: chebotarev sergei@gmail.com

² Южный научный центр Российской академии наук (Southern Scientific Centre, Russian Academy of Sciences, Rostov-on-Don, Russian Federation), Российская Федерация, 344006, г. Ростов-на-Дону, пр. Чехова, 41

local evaporation sources is determined for each discrete source at a given level of tolerance for un-uniformity. For example, if a hexagonal arranged system of round local sources is used with $r = 0.75$ mm and $h = 0.5$ mm, the parameter of l_{cr} is equal to 1.2 mm at the level of tolerance $\delta = 0.03$. It is important that the increase of planar size of the discrete source and substrate D the additional condition $l > l_{cr}$ is in better agreement with the other two required conditions of zone thermal crystallization $D \gg l$ and $\lambda \gg l$. The experiments were carried out using germanium as a model growth material. The obtained experimental data are in well agreement with calculation results.

Keywords: zone thermal recrystallization, discrete source, thin layers, germanium.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальной задачей современной полупроводниковой технологии является разработка и совершенствование методов получения тонких эпитаксиальных слоев [1] и островковых структур [2–4]. Универсальным методом, обеспечивающим высокое качество подобных структур, является молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) [5–8]. Однако МЛЭ обладает рядом недостатков, ограничивающих использование этого метода в массовом производстве. К недостаткам МЛЭ относятся низкие коэффициенты переноса ростового вещества и активных примесей с малыми коэффициентами прилипания, очень высокие требования к вакууму в рабочей камере, трудности создания однородных эпитаксиальных слоев на подложках большой площади [9]. В связи с этим актуальны разработки таких модификаций МЛЭ, которые в применении к тем или иным частным задачам полупроводниковой технологии не обладали бы описанными выше недостатками классического варианта МЛЭ. Одной из таких модификаций МЛЭ является метод зонной сублимационной перекристаллизации (ЗСП) [10].

В типичном варианте метода ЗСП сублимирующий источник ростового материала и подложка являются плоскопараллельными пластинами с микроразмерным расстоянием между ними l , удовлетворяющим условиям [11]:

$$l \ll D, l \ll \lambda, \quad (1)$$

где D – диаметр пластин, λ – средняя длина свободного пробега атомов в вакуумном зазоре между источником и подложкой. Выполнение условия $l \ll D$ при ЗСП обеспечивает снижение давления остаточных газов в ростовой микрочаеке P на несколько порядков по сравнению с давлением в рабочей камере [12]. Коэффициент переноса атомов ростового вещества и активных примесей (включая примеси с малыми коэффициентами прилипания) приближается к единице. Достоинства метода ЗСП

усиливаются при увеличении площади пластин источника и подложки. Основным недостатком метода является отсутствие возможности производить нагрев источника напыляемого вещества выше температуры его плавления. Это значительно снижает верхний температурный предел процесса ЗСП. Для некоторых веществ, имеющих в твердом состоянии чрезвычайно низкое давление сублимирующих паров, скорости напыления v оказываются настолько низкими, что метод ЗСП для них вообще неприменим. К указанным веществам относятся 14 элементов периодической системы, включая такие важные для полупроводниковой технологии элементы, как Al, Au, Bi, Ge, Te [13–16].

Данная статья посвящена разработке свободной от указанных ограничений методики получения слоев и островковых структур, основанной на принципах ЗСП, но позволяющей использовать жидкофазные источники ростового вещества. В качестве модельного ростового вещества использован германий.

ТЕОРИЯ

Пока пластина-источник ростового вещества остается твердой, горизонтальность ее расположения в методе ЗСП не требуется [17]. При повороте сэндвича «источник – подложка» на сколь угодно большой угол α сохраняется плоскопараллельность поверхностей испарения и конденсации и выполняются условия (1). При переходе пластины-источника в жидкое состояние возникает несовместимое с первым из указанных условий требование к точности горизонтального расположения пластины. Так, для сэндвичей диаметром $D \geq 100$ мм и толщиной вакуумной зоны $l \approx 0,1$ мм допустимый угол отклонения $\alpha_{кр}$ ориентации поверхности пластины-источника от поверхности образовавшегося из нее горизонтального жидкого слоя не должен превышать нескольких угловых минут. В противном случае возникает «слипание» источника и подложки (даже без

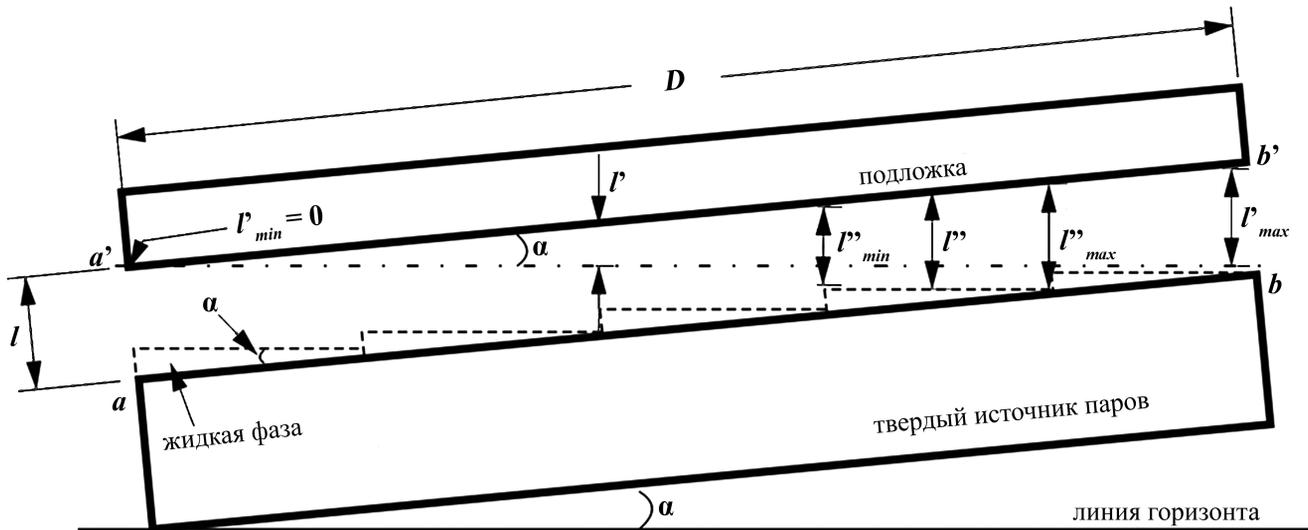


Рис. 1. Сечение сэндвича «источник – подложка»: (a, b) – расположение поверхности твердого источника, отклоненного от линии горизонта на угол α ; (a', b') – горизонтальное расположение поверхности источника после его перехода в жидкое состояние; l' – новая (переменная) толщина ростовой зоны; l'' – переменная толщина ростовой зоны после разделения жидкого слоя на $N = 5$ изолированных участков, $l'' > l'$

Fig. 1. The cross section of the sandwich “source-substrate”; (a, b) – the location of the solid source surface inclined from the horizon at an angle α ; (a', b') – the horizontal position of the source surface after its transition to a liquid state; l' – new (variable) thickness of the growth area; l'' – variable thickness of the growth zone after liquid layer separation into the isolated $N = 5$ regions, $l'' > l'$

учета механических вибраций установки и капиллярных эффектов в жидкой фазе). Рассматриваемое «слипание» – результат превращения плоскопараллельного вакуумного промежутка в клиновидный с утонением этого промежутка с одного края до нуля $l' \rightarrow 0$ (в точке a' на рис. 1). С увеличением диаметра пластин угол «слипания» $\alpha_{кр}$ уменьшается.

Если разделить жидкий слой источника на N изолированных участков, то общее искажение толщины вакуумной зоны l' проявится как совокупность N отдельных искажений, меньших в N раз. В этом случае минимальный зазор между источником и подложкой $l''_{min} > l'_{min}$ и «слипание» не произойдет. В итоге сплошной (обязательно твердый) источник трансформируется в дискретный, для которого допустим переход в жидкое состояние. Описанный эффект положен в основу разработанного варианта метода ЗСП, который назовем методом зонной термической перекристаллизации из дискретного источника.

На рисунке 1 представлен идеализированный вариант дискретного источника. Реальный дискретный источник содержит механические перегородки, разделяющие локальные испарители с расплавленным содержимым. Как показано ниже, от толщины указанных перегородок и их механических свойств зависят ключевые параметры эксплуатационных характеристик дискретного источника и вариации толщины выращенного слоя. Схема реального дис-

кретного источника представлена на рисунке 2 (для случая гексагонального расположения локальных испарителей). Одной из специфических характеристик дискретных источников является коэффициент заполнения γ , равный отношению площади поверхности всех локальных испарителей к общей площади пластины, на которой они расположены. Величина γ показывает, во сколько раз ослабляется поток испаряющегося материала при переходе от сплошного к дискретному источнику при прочих равных условиях. Например, для круглых локальных испарителей, расположенных в виде квадратной и гексагональной сеток, $\gamma_1 = \pi\beta$ и $\gamma_2 = 2\pi\beta / \sqrt{3}$, где $\beta = r^2 / (2r + h)^2$. Поэтому целесообразнее использовать круглые лунки в виде гексагональной сетки.

Очевидно, что использование дискретного источника в общем случае должно приводить к формированию неоднородного по толщине слоя на подложке $d(x)$ (рис. 2b). Для описания указанной неоднородности используем выражение из работы [18] для вероятности ω осаждения испаренных с поверхности плоского круглого испарителя молекул в некоторую точку параллельной ему подложки:

$$\omega(\rho) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{l^2 - r^2 + \rho^2}{\sqrt{(l^2 - r^2 + \rho^2)^2 + 4r^2 l^2}} \right), \quad (2)$$

где ρ – расстояние от точки пересечения подложки осью испарителя до точки на подложке, в которой определяется величина ω . Можно показать, что зависимость толщины слоя от различных факторов для дискретного источника описывается уравнением:

$$d(x, \varphi) = v_{исч} \cdot t \left\{ \omega(\rho_0) + \sum_{n=1}^k \sum_{m=0}^{n-1} \sum_{z=0}^5 \omega(\rho_i) \right\}, \quad (3)$$

где $\rho_0 = x$, $\rho_i^2 = x^2 + L^2(n^2 - nm + m^2) - 2xL\sqrt{n^2 - nm + m^2} \times \cos(\arctg(\frac{\sqrt{3}m}{2n-m})) + z \frac{\pi}{3} - \varphi$.

Положение i -того локального испарителя в гексагональной сетке характеризуется тремя координатами: n , m и z . Координата n определяет порядковый номер шестиугольника, z – его сторону,

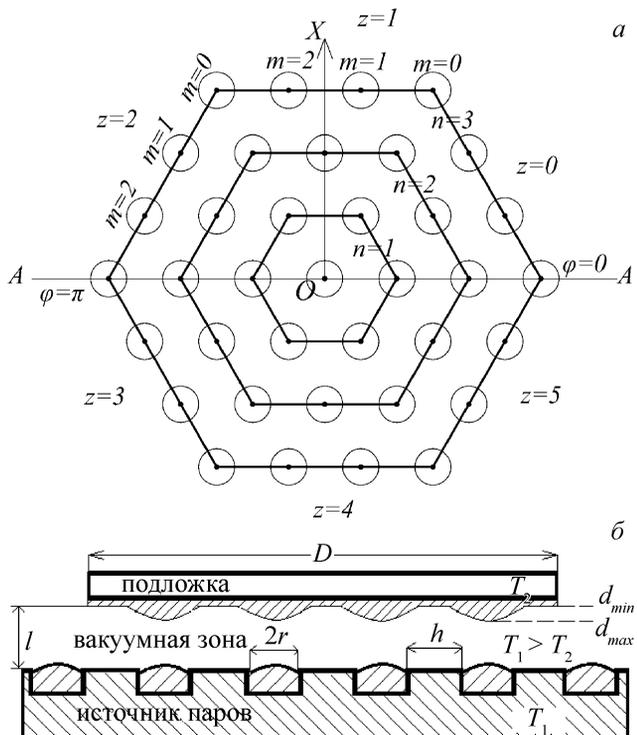


Рис 2. Схема гексагонально распределенных локальных испарителей по поверхности дискретного источника (а) и сечение AA' источника (в составе сэндвича «источник – подложка») (б). $2r$ – диаметр локального испарителя, h – минимальное расстояние между соседними испарителями, T_1 и T_2 – температура источника и подложки соответственно, d – толщина слоя

Fig. 2. Scheme of the hexagonally distributed local evaporators on the surface of the discrete source (a) and the sectional view of AA' source (as a part of a sandwich “source-substrate”) (b). $2r$ – local evaporator diameter, h – the minimum distance between adjacent evaporators, T_1 and T_2 – the temperature of the source and the substrate respectively, d – thickness

а m – положение локального испарителя на ней (рис. 2а). Значение параметра k определяется диаметром дискретного источника. Для приведенного на рисунке 2а примера $k = 3$. Центральный испаритель описывается отдельным первым слагаемым в формуле (3).

Зависимость толщины полученного слоя $d(x, \varphi)$ от температурно-временного режима процесса напыления учитывается множителем $v_{исч} \cdot t$, где $v_{исч}$ – скорость испарения с поверхности каждого из локальных источников, t – время испарения. При выводе уравнения (3) предполагалась аддитивность молекулярных потоков от отдельных испарителей. При этом не учитывалось ослабление модуляции толщины напыляемого слоя $d(x, \varphi)$ за счет поверхностной диффузии осаждаемых атомов и за счет их переотражения от поверхности носителя локальных испарителей.

Положение точки, в которой вычисляется значение d , задается полярными координатами x и φ . Для определения неоднородности выращенного слоя достаточно рассмотреть направления со значением $\varphi = \pi/6 + q\pi/3$ ($q = 0, 1, 2, \dots$), например OX на рисунке 2. Действительно, указанная неоднородность толщины слоя определяется двумя величинами – d_{min} и d_{max} . В пределах проекции на подложку любой треугольной ячейки дискретного источника величина d_{max} наблюдается против центра элементарного испарителя, а d_{min} – либо против центра треугольной ячейки, либо против точек, лежащих посередине сторон треугольника этой ячейки. Следовательно, экстремумы функции $d(x, \varphi)$ лежат на осях с $\varphi = \pi/6 + q\pi/3$ ($q = 0, 1, 2, \dots$).

МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ ОБРАЗЦОВ

Экспериментальные исследования возможности получения эпитаксиальных однородных по толщине слоев большой площади приведены на основе германия. В качестве материала для пластины-источника выбран мелкопористый чистый графит. Давление паров графита при температуре процесса не превышает 10^{-9} Па, графит практически не растворяется в германии и достаточно легко обрабатывается механически [19]. Для улучшения прочностных и вакуумных свойств и повышения чистоты графитовая пластина после ее механической обработки упрочнена слоем пироуглерода и

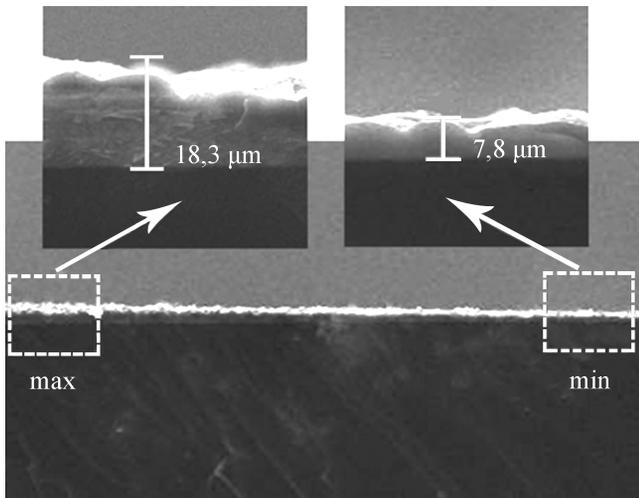


Рис. 3. Поперечный срез структуры слой – подложка
 Fig. 3. Cross-section of the non-uniformity deposited layers

подвергнута глубокой температурной очистке в вакууме. В качестве подложек использовали полированные пластины кремния, ориентированные по плоскостям (100), диаметром 100 мм. Дополнительной очистки поверхности подложки достигали сублимационным травлением в вакууме при температуре $T = 1150\text{ }^{\circ}\text{C}$. В качестве ростового вещества использовали порошок германия полупроводниковой чистоты. Максимальное давление паров испаряющегося германия не превышало 10^{-2} Па. Следовательно, основные условия метода ЗТП (1) выполнялись достаточно хорошо ($l/R < 10^{-3}$, $l/\lambda \approx 10^{-4}$). Температура подложки T_2 варьировалась от 650 до 920 $^{\circ}\text{C}$.

Толщину слоев определяли посредством растровой электронной микроскопии [20; 21] поперечного среза структуры слой – подложка вдоль направления OX (рис. 2а) с точностью измерений ~ 50 нм. Пример измерения толщины слоя показан на рисунке 3. Для уменьшения относительной погрешности измерений выращивали сравнительно толстые германиевые слои ($d_{eff} \approx 10$ мкм). Результаты измерений представлены на рисунке 5 в виде рассчитанных по формуле (4) значений неоднородности толщины слоя δ .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Поскольку расположение элементарных испарителей на дискретном источнике периодически, то изменение толщины слоя на подложке вдоль произвольно выбранного направления должно носить периодический характер (рис. 2б). Период и амплитуда указанной зависимости определяются величинами $L = 2r + h$ и r .

Для выяснения особенностей модуляции толщины осаждаемого слоя достаточно рассмотреть напыление только от одного и от двух соседних элементарных испарителей. При напылении из одного элементарного испарителя вероятность ω и толщина осадка d спадают с увеличением ρ (кривая 2 на рис. 4а). Второй такой же элементарный испаритель сам по себе дает аналогичное распределение (кривая 3 на рис. 4а). Кривая 1 является результа-

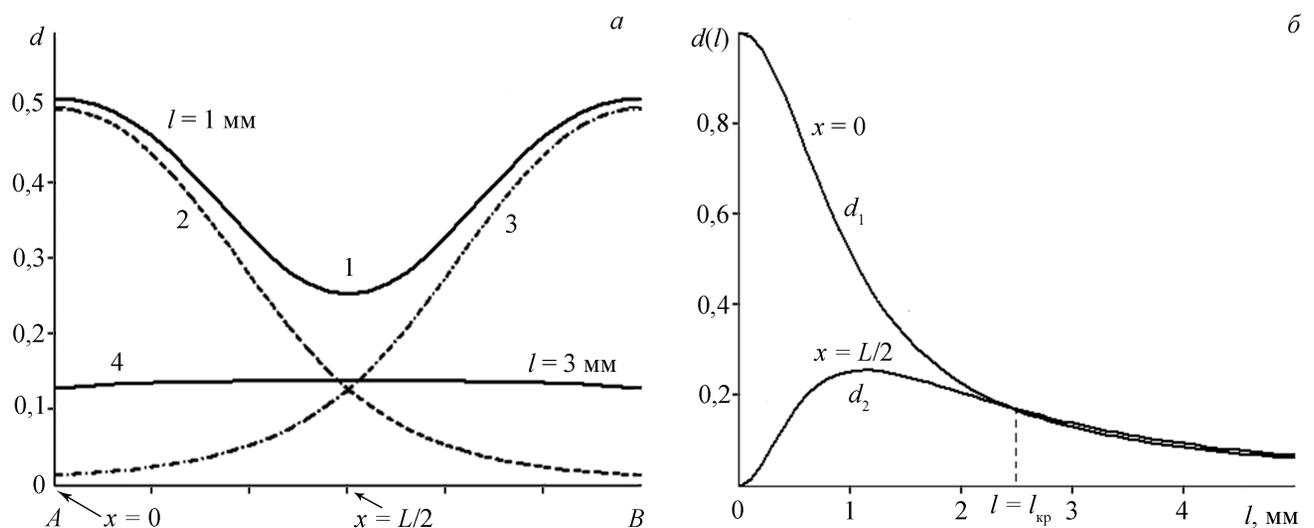


Рис. 4. Распределение толщины образовавшегося слоя на подложке (d) между двумя соседними испарителями A и B (а). Зависимости d от величины l в точках $x = 0, x = L / 2$ (б). Все графики получены в предположении, что $r = 1$ мм, $h = 1$ мм.

Fig. 4. Thickness distribution of the formed layer (d) between two adjacent local evaporatyon sources A and B (а). The dependence of d on l at the points $x = 0, x = L / 2$ (б). All graphs were obtained providing $r = 1$ mm, $h = 1$ mm

том сложения кривых 2 и 3 и дает представление об изменении толщины осадка между двумя соседними источниками. С увеличением толщины l испарение за пределы проекции локального испарителя на подложке увеличивается. В связи с этим толщина в точке подложки против центра локального испарителя уменьшается (кривая $d_1(l)$ на рис. 4б), а в средней части между локальными испарителями увеличивается (кривая $d_2(l)$ на рис. 5б). При некотором $l \geq l_{кр}$ наступает выравнивание толщины слоя ($d_1(l \geq l_{кр}) = d_2(l \geq l_{кр})$). На рисунке 5а условию $l \geq l_{кр}$ соответствует прямая линия 4.

Закономерности перехода от неоднородного осаждения слоя к однородному с увеличением l качественно сохраняются и при учете всех испарителей гексагональной сетки. Неоднородность толщины выращенного слоя d будем характеризовать величиной:

$$\delta = 1 - d_{min} / d_{max}. \quad (4)$$

Результаты вычисления величины δ по формуле (4) представлены на рисунке 5. Из него следует, что основным параметром, влияющим на степень однородности напыляемых слоев, является расстояние между источником и подложкой l , увеличение которого приводит к увеличению однородности. При этом, однако, условие (1) должно сохраняться.

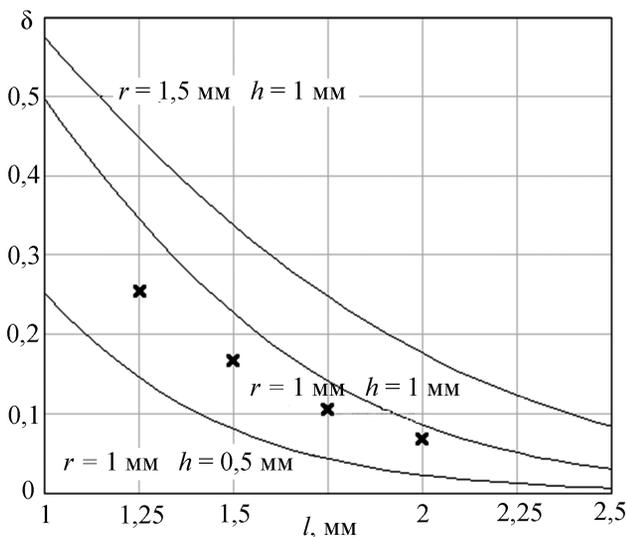


Рис. 5. Зависимость степени неоднородности слоя δ от расстояния между источником и подложкой l при различных значениях параметров r и h . Крестиками обозначены экспериментальные данные, полученные при $r = 1$ мм, $h = 1$ мм.

Fig. 5. The dependence of non-uniformity thickness δ on the distance between the source and the substrate l at different radius of the local sources r and the distance between local sources h . The crosses show the experimental data obtained for $r = 1$ mm, $h = 1$ mm.

Отметим, что с уменьшением размеров локальных испарителей r и расстояния между ними h неоднородность δ также уменьшается. Следует, однако, иметь в виду, что уменьшение r приводит к снижению скорости роста слоя v . Уменьшение h , в свою очередь, ограничено трудностями создания на поверхности пластины-источника ультратонких механических перегородок, а также их длительного сохранения в условиях многократного термоциклирования с периодическим расплавлением и кристаллизацией ростового вещества.

Как видно из рисунка 5, экспериментальные данные качественно подтверждают выводы теории. Однако экспериментальные значения δ всегда меньше теоретических. Это обстоятельство объясняется тремя причинами, способствующими выравниванию толщины пленки d . Это выпуклая форма поверхности жидкой фазы (вместо принятой в расчетах плоской), испарение германия с изначально чистых поверхностей свободных участков дискретного источника и диффузионное выравнивание рельефа пленки в процессе ее выращивания. Перечисленные выше факторы уменьшают δ , что подтверждается экспериментальными данными (рис. 5).

Таким образом, для получения методом зонной термической перекристаллизации с использованием дискретных источников однородных слоев должны выполняться не два (1), а три условия:

$$l \ll D, l \ll \lambda, l \geq l_{кр}, \quad (5)$$

где $l_{кр}$ определяется для каждого типа источника при заданном допуске по уровню неоднородности δ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен теоретический анализ процесса массопереноса при зонной термической кристаллизации слоев из дискретного источника. Установлено, что для получения однородных по толщине слоев указанным методом расстояние между дискретным источником и параллельной ему подложкой должно быть больше некоторого критического значения, $l > l_{кр}$. Показано, что параметр $l_{кр}$ возрастает с увеличением радиуса локальных источников и расстояния между ними. Полученные экспериментальные данные, выполненные на основе германия, подтверждают выводы теории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клунникова Ю.В. 2016. Оптимизация технологического процесса получения высококачественных подложек из сапфира для интегральных схем. *Известия ЮФУ. Технические науки*. 4(177): 23–31.
2. Лунин Л.С., Сысоев И.А., Чеботарев С.Н., Пашченко А.С. 2010. Формирование квантовых точек InAs на подложках GaAs методом ионно-лучевого осаждения. *Вестник Южного научного центра*. 6(4): 46–49.
3. Chebotarev S.N., Pashchenko A.S., Lunin L.S., Irkha V.A. 2013. Features in the formation of Ge/Si multilayer nanostructures under ion-beam-assisted crystallization. *Technical Physics Letters*. 39(8): 726–729. doi: 10.1134/S1063785013080178
4. Lunin L.S., Sysoev I.A., Alfimova D.L., Chebotarev S.N., Pashchenko A.S. 2011. A study of photosensitive InAs/GaAs heterostructures with quantum dots grown by ion-beam deposition. *Journal of Surface Investigation: X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. 5(3): 559–562. doi: 10.1134/S1027451011060127
5. Zhang D., Liao Y., Li J., Wen T., Jin L., Wang X., Kolodzey J. 2016. Effect of in-situ annealing on the structural and optical properties of GeSn films grown by MBE. *Journal of Alloys and Compounds*. 684: 643–648. doi: 10.1016/j.jallcom.2016.05.238
6. Nikolenko A.S., Strelchuk V.V., Safriuk N.V., Kryvyi S.B., Kladko V.P., Oberemok O.S., Borkovska L.V., Sadofyev Y.G. 2016. Structural and optical studies of strain relaxation in Ge_{1-x}Sn_x layers grown on Ge/Si(001) by molecular beam epitaxy. *Thin Solid Films*. 613: 68–74. doi: 10.1016/j.tsf.2015.10.065
7. Volkov P.V., Goryunov A.V., Lobanov D.N., Luk'yanov A.Yu., Novikov A.V., Tertyshnik A.D., Shaleev M.V., Yurasov D.V. 2016. Features of SOI substrates heating in MBE growth process obtained by low-coherence tandem interferometry. *Journal of Crystal Growth*. 448: 89–92. doi: 10.1016/j.jcrysgro.2016.05.029
8. D'Costa V.R., Wang W., Yeo Y.-C. 2016. Near-bandgap optical properties of pseudomorphic GeSn alloys grown by molecular beam epitaxy. *Journal of Applied Physics*. 120(6): 063–104. doi: 10.1063/1.4960449
9. Ржанов А.В., Стенин С.И. 1984. Молекулярная эпитаксия: состояние вопроса, проблемы и перспективы развития. В кн.: *Рост полупроводниковых кристаллов и пленок. Ч. I. Молекулярная, лазерная эпитаксия. Распределение примесей и дефектов. Материалы VI всесоюзной конференции (Новосибирск, 1982 г.)*. Новосибирск, Наука: 5–34.
10. Лозовский В.Н., Лозовский С.В., Чеботарев С.Н. 2007. Исследование краевого температурного эффекта при зонной сублимационной перекристаллизации. *Известия высших учебных заведений. Северо-Кавказский регион. Технические науки*. 5: 52–56.
11. Лозовский В.Н., Лозовский С.В., Чеботарев С.Н., Ирха В.А. 2007. Осаждение тугоплавких металлов на рельефные подложки методом зонной сублимационной перекристаллизации. *Известия высших учебных заведений. Северо-Кавказский регион. Технические науки*. 4: 68–70.
12. Lozovskii V.N., Lozovskii S.V., Valov G.V. 2013. Sorption vacuumization of a growth cell during zone sublimation and recrystallization. *Technical Physics Letters*. 39(2): 175–178. doi:10.1134/S1063785013020120
13. Shengurov V.G., Chalkov V.Y., Denisov S.A., Matveev S.A., Nezhdanov A.V., Mashin A.I., Filatov D.O., Stepihova M.V., Krasilnik Z.F. 2016. Conditions of growth of high-quality relaxed Si_{1-x}Gex layers with a high Ge content by the vapor-phase decomposition of monogermane on a sublimating Si hot wire. *Semiconductors*. 50(9): 1248–1253. doi: 10.1134/S1063782616090220
14. Shengurov V.G., Denisov S.A., Svetlov S.P., Chalkov V.Y., Shengurov D.V. 2016. A device for heating a substrate during molecular beam epitaxy. *Instruments and Experimental Techniques*. 59(2): 317–320. doi:10.1134/S0020441216020135
15. Boldyrevskii P.B., Korovin A.G., Denisov S.A., Svetlov S.P., Shengurov V.G. 2014. Thickness uniformity of silicon layers grown from a sublimation source by molecular-beam epitaxy. *Technical Physics*. 59(11): 1732–1735. doi:10.1134/S1063784214110073
16. Filatov D.O., Gorshkov A.P., Volkova N.S., Denisov S.A., Shengurov V.G. 2015. Photodiodes based on self-assembled GeSi/Si(001) nanoisland arrays grown by the combined sublimation molecular-beam epitaxy of silicon and vapor-phase epitaxy of germanium. *Semiconductors*. 49(3): 387–393. doi: 10.1134/S1063782615030082
17. Aleksandrov L.N., Lozovskii S.V., Knyazev S.Y. 1988. Silicon zone sublimation regrowth. *Physica Status Solidi(a)*. 107(1): 213–223. doi: 10.1002/pssa.2211070122
18. Лозгачев В.И. 1962. Распределение потоков молекул на плоскости при испарении в вакууме. *Журнал технической физики*. 32(8): 1012–1022.
19. Яценко А.Н., Лозовский В.Н. 2013. Возможность получения германиевых наноразмерных островковых структур на кремнии методом вакуумной микроразмерной ростовой ячейки. *Известия вузов. Северо-Кавказский регион. Технические науки*. 2: 103–105.
20. Лозовский В.Н., Ирха В.А., Чеботарев С.Н. 2012. Методика получения нанометок и их применение для позиционирования в сканирующей зондовой микроскопии. *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. 78(9): 33–36.
21. Lozovskii V.N., Chebotarev S.N., Irkha V.A., Valov G.V. 2010. Formation and use of positioning marks in scanning probe microscopy. *Technical Physics Letters*. 36(8): 737–738. doi:10.1134/S1063785010080171

REFERENCES

1. Klunnikova Yu.V. 2016. [Optimization of high-quality sapphire substrates production technological processes for integrated circuits]. *Izvestiya YuFU. Tekhnicheskie nauki*. 4(177): 23–31. (In Russian).
2. Lunin L.S., Sysoev I.A., Chebotarev S.N., Pashchenko A.S. 2010. [Formation of quantum dots InAs on substrates GaAs by ion-beam deposition method]. *Vestnik Yuzhnogo nauchnogo tsentra*. 6(4): 46–49. (In Russian).
3. Chebotarev S.N., Pashchenko A.S., Lunin L.S., Irkha V.A. 2013. Features in the formation of Ge/Si multilayer nanostructures

- under ion-beam-assisted crystallization. *Technical Physics Letters*. 39(8): 726–729. doi: 10.1134/S1063785013080178
4. Lunin L.S., Sysoev I.A., Alfimova D.L., Chebotarev S.N., Pashchenko A.S. 2011. A study of photosensitive InAs/GaAs heterostructures with quantum dots grown by ion-beam deposition. *Journal of Surface Investigation: X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. 5(3): 559–562. doi: 10.1134/S1027451011060127
 5. Zhang D., Liao Y., Li J., Wen T., Jin L., Wang X., Kolodzey J. 2016. Effect of in-situ annealing on the structural and optical properties of GeSn films grown by MBE. *Journal of Alloys and Compounds*. 684: 643–648. doi: 10.1016/j.jallcom.2016.05.238
 6. Nikolenko A.S., Strelchuk V.V., Safriuk N.V., Kryvyi S.B., Kladko V.P., Oberemok O.S., Borkovska L.V., Sadofyev Y.G. 2016. Structural and optical studies of strain relaxation in Ge_{1-x}Sn_x layers grown on Ge/Si(001) by molecular beam epitaxy. *Thin Solid Films*. 613: 68–74. doi: 10.1016/j.tsf.2015.10.065
 7. Volkov P.V., Goryunov A.V., Lobanov D.N., Luk'yanov A.Yu., Novikov A.V., Tertyshnik A.D., Shaleev M.V., Yurasov D.V. 2016. Features of SOI substrates heating in MBE growth process obtained by low-coherence tandem interferometry. *Journal of Crystal Growth*. 448: 89–92. doi: 10.1016/j.jcrysgro.2016.05.029
 8. D'Costa V.R., Wang W., Yeo Y.-C. 2016. Near-bandgap optical properties of pseudomorphic GeSn alloys grown by molecular beam epitaxy. *Journal of Applied Physics*. 120(6): 063–104. doi: 10.1063/1.4960449
 9. RzhanoV A.V., Stenin S.I. 1984. [Molecular epitaxy: modern state, problems and development prospects]. In: *Rost poluprovodnikovyykh kristallov i plenok. Ch. 1. Molekulyarnaya, lazernaya epitaksiya. Raspredelenie primesey i defektov. Materialy VI vsesoyuznoy konferentsii. [Growth of semiconductor crystals and thin films. Part 1. Molecular and laser epitaxy. Distribution of impurities and defects (Novosibirsk, USSR, 1982)]*. Novosibirsk, Nauka: 5–34. (In Russian).
 10. Lozovskiy V.N., Lozovskiy S.V., Chebotaryov S.N. 2007. [Study of Edge Temperature Effect in Zone Sublimation Recrystallization]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Severo-Kavkazskiy region. Tekhnicheskie nauki*. 5: 52–56. (In Russian).
 11. Lozovskii V.N., Lozovskii S.V., Chebotarev S.N., Irkha V.A. 2007. [Deposition of refractory metals on relief substrates by zone sublimation regrowth]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Severo-Kavkazskiy region. Tekhnicheskie nauki*. 4: 68–70. (In Russian).
 12. Lozovskii V.N., Lozovskii S.V., Valov G.V. 2013. Sorption vacuumization of a growth cell during zone sublimation recrystallization. *Technical Physics Letters*. 39(2): 175–178. doi:10.1134/S1063785013020120
 13. Shengurov V.G., Chalkov V.Y., Denisov S.A., Matveev S.A., Nezhdanov A.V., Mashin A.I., Filatov D.O., Stepikhova M.V., Krasilnik Z.F. 2016. Conditions of growth of high-quality relaxed Si_{1-x}Ge_x layers with a high Ge content by the vapor-phase decomposition of monogermane on a sublimating Si hot wire. *Semiconductors*. 50(9): 1248–1253. doi: 10.1134/S1063782616090220
 14. Shengurov V.G., Denisov S.A., Svetlov S.P., Chalkov V.Y., Shengurov D.V. 2016. A device for heating a substrate during molecular beam epitaxy. *Instruments and Experimental Techniques*. 59(2): 317–320. doi:10.1134/S0020441216020135.
 15. Boldyrevskii P.B., Korovin A.G., Denisov S.A., Svetlov S.P., Shengurov V.G. 2014. Thickness uniformity of silicon layers grown from a sublimation source by molecular-beam epitaxy. *Technical Physics*. 59(11): 1732–1735. doi:10.1134/S1063784214110073
 16. Filatov D.O., Gorshkov A.P., Volkova N.S., Denisov S.A., Shengurov V.G. 2015. Photodiodes based on self-assembled GeSi/Si(001) nanoisland arrays grown by the combined sublimation molecular-beam epitaxy of silicon and vapor-phase epitaxy of germanium. *Semiconductors*. 49(3): 387–393. doi: 10.1134/S1063782615030082
 17. Aleksandrov L.N., Lozovskii S.V., Knyazev S.Y. 1988. Silicon zone sublimation regrowth. *Physica Status Solidi(a)*. 107(1): 213–223. doi: 10.1002/pssa.2211070122
 18. Lozgachev V.I. 1962. [The distribution of molecules in the plane streams by evaporation in vacuum]. *Technical Physics*. 32(8): 1012–1022. (In Russian).
 19. Yatsenko A.N., Lozovskiy V.N. 2013. [The possibility of obtaining the germanium nano-sized island structures on silicon by vacuum growth of micro-cells]. *Izvestiya vuzov. Severo-Kavkazskiy region. Tekhnicheskie nauki*. 2: 103–105. (In Russian).
 20. Lozovskiy V.N., Irkha V.A., Chebotarev S.N. 2012. [A method of obtaining nanomarks and their use for positioning in the scanning probe microscopy]. *Zavodskaya laboratoriya. Diagnostika materialov*. 78(9): 33–36. (In Russian).
 21. Lozovskii V.N., Chebotarev S.N., Irkha V.A., Valov G.V. 2010. Formation and use of positioning marks in scanning probe microscopy. *Technical Physics Letters*. 36(8): 737–738. doi:10.1134/S1063785010080171

Поступила 15.09.2016