

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАВЛЕНИЯ И КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В СЕЛЕНИДАХ КАДМИЯ И ЦИНКА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НАНОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭКСИМЕРНОГО ЛАЗЕРА

The paper presents numerical simulation of melting and crystallization processes in cadmium and zinc selenides initiated by KrF radiation of an excimer laser ( $\lambda = 248$  nm,  $\tau = 20$  ns) with consideration given to the component evaporation and diffusion in the melt. Due to evaporation and diffusion of the components in the melt, the surface layer with a nonstoichiometric composition is formed, enrichment with selenium of cadmium selenide being the greatest on the surface, whereas that of zinc selenide – within the semiconductor bulk. Evaporation of the components results in a nonmonotonic profile of the temperature field with a maximum within the bulk. At the energy densities exceeding the melting threshold of CdSe formed under the surface the melt is spreading both to the surface and into the bulk of semiconductor.

Лазерная импульсная обработка материалов является уникальным методом образования приборных элементов полупроводниковой электроники. К особенностям лазерного воздействия на вещество относятся нестационарность, высокие скорости нагрева до  $|\partial T / \partial t| \sim 10^{11}$  К/с и охлаждения до  $|\partial T / \partial t| \sim 10^6$  К/с. Лазерное излучение хорошо фокусируется, в результате чего на поверхности обрабатываемого материала может быть обеспечена необходимая мощность, причем область выделения тепла может ограничиваться размерами порядка  $(a\tau)^{1/2}$ , где  $a$  – коэффициент температуропроводности материала,  $\tau$  – длительность лазерного импульса.

Поиск оптимальных режимов импульсной лазерной обработки основывается на изучении физики протекающих процессов в сильно неравновесных условиях. Динамика фазовых переходов, кинетики плавления и кристаллизации полупроводников при воздействии на их поверхность наносекундного лазерного излучения наименее изучены в настоящее время и очень важны для развития лазерных методов в современной микро- и оптоэлектронике.

Селениды кадмия и цинка, так же как и остальные полупроводниковые соединения  $A^{II}B^{VI}$ , используются в современных технологиях, в частности, CdSe – при производстве фотоприемников и светодиодов видимого диапазона спектра [1], тонкопленочных транзисторов [2] и детекторов гамма-излучения [3], а ZnSe – в приборах ИК-оптики, ультразвуковых измерительных преобразователях, фотоприемниках, солнечных элементах, светодиодах, лазерных установках и т. д. Для практического применения селенидов кадмия и цинка как рабочих материалов оптоэлектронных устройств необходимы исследования их свойств при воздействии интенсивного лазерного излучения. Исследования закономерностей модификации поверхностных слоев в теллуридах кадмия (CdTe) и цинка (ZnTe) при воздействии наносекундного излучения эксимерного лазера (см., например, [4–6]) показали, что процессы плавления и последующей кристаллизации сопровождаются испарением его компонентов. Массоперенос в жидкой фазе полупроводника и испарение его компонентов с поверхности при импульсном лазерном облучении могут приводить к существенному изменению стехиометрии. Аналогичные процессы должны проявляться и при воздействии лазерного излучения на CdSe и ZnSe. Однако вопросы динамики и кинетики фазовых переходов, инициируемых лазерным излучением в селенидах кадмия и цинка, недостаточно полно исследованы, что обусловлено в первую очередь отсутствием данных по ряду теплофизических параметров в расплаве. Некоторые закономерности модификации поверхностных слоев селенидов цинка и кадмия при воздействии на них лазерного излучения исследованы в работах [7–10]. Нами проведено численное моделирование процессов плавления и кристаллизации в селенидах кадмия и цинка при воздействии наносекундного лазерного излучения KrF эксимерного лазера ( $\lambda=248$  нм,  $\tau=20$  нс) с учетом диффузии компонентов в расплаве и их испарения с поверхности. Проанализированы различия в динамике фазовых переходов в селенидах кадмия и цинка, обобщены результаты экспериментальных и теоретических работ по определению их оптических и теплофизических параметров.

### Модель

Численное моделирование процессов плавления и кристаллизации, инициируемых в селенидах кадмия и цинка, проводилось на основе одномерных уравнений теплопроводности и диффузии [6, 9, 10]:

$$\rho(T) \left[ c(T) + L_m \delta(T - T_m) \right] \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ k(x, T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + S(x, t), \quad (1a)$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( D_i \frac{\partial C_i}{\partial x} \right), \quad (16)$$

где  $\rho$  – плотность,  $c$  – удельная теплоемкость,  $L_m$  – скрытая теплота плавления,  $\delta(x)$  – дельта-функция,  $T_m$  – температура плавления,  $k$  – коэффициент теплопроводности,  $C_i$  – концентрация компоненты  $i$  (кадмия или цинка и селена),  $D_i$  – коэффициент диффузии.

Тепловой источник  $S(x, t)$  в уравнении теплопроводности (1а) описывает выделение тепла при поглощении лазерного излучения

$$S(x, T) = (1 - R) \frac{E(t)}{\tau} \alpha(x, T) \exp \left( - \int_0^x \alpha(x', T) dx' \right),$$

где  $R$  и  $\alpha(x, T)$  – коэффициенты отражения и поглощения,  $E(t)$  и  $\tau$  – плотность энергии и длительность лазерного импульса.

Граничные и начальные условия для уравнений (1) задавались в виде

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=Z(t)} = -Q, \quad T(x=d, t) = T_0, \quad T(x, 0) = T_0, \quad (2)$$

$$D_i \frac{\partial C_i}{\partial x} \Big|_{x=Z(t)} = \frac{j_i}{\rho_i}, \quad C_i(x=d, t) = C_0, \quad C_i(x, 0) = C_0, \quad (3)$$

где  $d$  – толщина материала,  $T_0$  – начальная температура,  $Q$  – поток тепла с поверхности, который определяется потоком испаряющихся атомов  $j$ ,  $Z(t)$  – координата поверхности CdSe и ZnSe.

Для плотности потока массы испаряющихся в вакуум атомов  $j$  в (3) была использована зависимость [11]:

$$j_i(T) = 0,435 P_s(T) X_i \sqrt{\frac{M_i}{2\pi k_B T}},$$

где  $M$  – масса атома,  $X_i = C_i / (C_{Cd(Zn)} + C_{Se})$  – атомная доля  $i$ -го компонента. Давление  $P_s(T)$  определяется уравнением фазового равновесия

$$\lg P_s(T) = a - b / T,$$

где значения констант  $a$  и  $b$  приведены в таблице.

**Оптические и теплофизические параметры селенидов кадмия и цинка**

Параметры	Кристаллический CdSe	Расплавленный CdSe	Кристаллический ZnSe	Расплавленный ZnSe
$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	5,816 [17]	5,816 [17]	5,223 [18]	4,3 [19]
$c$ , Дж/г·К	$0,237 + 6,43 \cdot 10^{-5} \cdot T - 71,07 \cdot T^{-2}$ [20]	0,334 [20]	$0,336 + 5,335 \cdot 10^{-6} \cdot T - 1,882 \cdot 10^3 \cdot T^{-2}$ [21]	0,345 [21]
$k$ , Вт/см·К	20,7/T [22]	0,0169 [22]	$55,5/T - 14 \cdot 10^{-3}$ [23]	0,0169 [23]
$L_m$ , Дж/г	234,11 [24]		359,57 [12]	
$T_m$ , К	1521 [24]		1795 [25]	
$R$ ( $\lambda=248$ нм)	0,39 [26]	0,39 [26]	0,36 [27, 28]	0,36 [27, 28]
$\alpha$ ( $\lambda=248$ нм), см <sup>-1</sup>	$10^6$ [26]	$10^6$ [26]	$10^6$ [27, 28]	$10^6$ [27, 28]
$D_{Cd}$ , см <sup>2</sup> /с	$4,75 \cdot 10^{-2} \cdot \exp \times (-18924/T)$ [29]	$10^{-4}$	–	–
$D_{Se}$ , см <sup>2</sup> /с	$0,25 \cdot \exp(-26935/T)$ [29]	$3 \cdot 10^{-5}$	–	–
$D_{Zn}$ , см <sup>2</sup> /с	–	–	$9,8 \cdot \exp(-34783/T)$ [30]	$9 \cdot 10^{-5}$
$D_{Se}$ , см <sup>2</sup> /с	–	–	$0,13 \cdot \exp(-30145/T)$ [30]	$10^{-5}$
Параметры	Cd	Se	Zn	Se
$L$ , Дж/г	888 [11]	926,8 [31]	1770 [31]	926,8 [31]
$a$ , атм	5,68 [13]	$19,34 - 1,7055 \cdot \ln(T)$ [12]	$9,573 - 0,554 \cdot \ln(T)$ [12] 5,75 [13]	$19,34 - 1,7055 \cdot \ln(T)$ [12]
$b$ , атм·К	5720 [13]	7712 [12]	6678,4 [12] 6560 [13]	7712 [12]

Поток тепла с поверхности в граничном условии (2) вычисляется с учетом выражений для CdSe:

$$Q = L_{Cd} j_{Cd} + L_{Se} j_{Se}$$

и ZnSe:

$$Q = L_{Zn} j_{Zn} + L_{Se} j_{Se},$$

где  $L_{Cd}$ ,  $L_{Zn}$  и  $L_{Se}$  – скрытая теплота испарения кадмия, цинка и селена.

Давление насыщенных паров (н. п.) цинка  $p_{Zn}$  и селена  $p_{Se}$  монотонно увеличивается с ростом температуры. В литературе приводятся две различные зависимости давления н. п. цинка от температуры [12, 13]. В первом случае, когда используется зависимость  $p_{Zn}(T)$  из [12], давление н. п. селена  $p_{Se}$  превышает давление н. п. цинка  $p_{Zn}$  во всем рассматриваемом температурном интервале. Во втором случае, когда используется зависимость  $p_{Zn}(T)$  из [13], давление н. п. цинка  $p_{Zn}$  начинает превышать давление н. п. селена  $p_{Se}$  для температур, больших 2100 К. Это учитывалось при моделировании процессов плавления и кристаллизации в селенидах цинка.

Для учета зависимостей температуры кристаллизации  $T_m$  и скрытой теплоты фазового перехода  $L_m$  от концентрации компонентов в расплаве  $Cd_{1-X}Se_X$  ( $0,5 \leq X_{Se} \leq 0,733$ ) и  $Zn_{1-X}Se_X$  ( $X_{Se} > 0,5$ ) выполнена аппроксимация кривой ликвидуса по фазовым диаграммам Cd-Se [14]:

$$T_m(X) = T_{m_0} (1,532 - 1,302 \cdot X + 0,474 \cdot X^2),$$

$$L_m(X) = L_{m_0} (1,087 - 0,211 \cdot X + 0,078 \cdot X^2)$$

и Zn-Se [12]:

$$T_m(X) = T_{m_0} (18,98 - 124,46 \cdot X + 345,15 \cdot X^2 - 479,82 \cdot X^3 + 333,45 \cdot X^4 - 92,7 \cdot X^5),$$

$$L_m(X) = L_{m_0} (16,02 - 171,96 \cdot X + 540,51 \cdot X^2 - 747,42 \cdot X^3 + 544,87 \cdot X^4 - 157,33 \cdot X^5),$$

где  $T_{m_0}$  и  $L_{m_0}$  – равновесные значения температуры кристаллизации и скрытой теплоты плавления CdSe (ZnSe) соответственно.

Численное решение уравнения (1) проводилось методом сквозного счета без явного выделения границы раздела фаз расплав – кристалл. При составлении неявной разностной схемы был использован метод сглаживания [15], согласно которому  $\delta$ -функция аппроксимировалась  $\delta$ -образной функцией вида

$$\delta(T - T_m, \Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta} \exp\left[-\frac{(T - T_m)^2}{2\Delta^2}\right]$$

с начальной шириной  $\Delta = 10$  К, которая в зависимости от градиента температуры изменялась с условием, чтобы область определения  $\delta$ -образной функции приходилась не менее чем на три счетные точки. Задача решалась методом прогонки [16] с применением итерационного процесса. Начальный шаг по времени был равен 0,2 нс и в зависимости от сходимости итераций в процессе счета мог изменяться. Форма лазерного импульса задавалась функцией  $\sin^2(\pi t/2\tau)$ . Теплофизические и оптические параметры селенидов кадмия и цинка, используемые при решении задачи, приведены в таблице.

### Результаты и их обсуждение

Как показали расчеты, при воздействии излучения эксимерного лазера на селениды кадмия и цинка ход временной зависимости температуры поверхности на стадии нагрева такой же, как и для других полупроводников [5, 6, 9, 10]. Однако на стадии остывания происходит уменьшение температуры поверхности вблизи равновесной температуры плавления  $T_m$ , что связано с изменением стехиометрии приповерхностной области данных материалов в результате испарения их компонентов. Значение максимальной температуры поверхности ZnSe в первом варианте при использовании зависимости давления насыщенных паров цинка из [12] на 100÷200 К выше по сравнению со вторым вариантом, когда используется зависимость давления насыщенных паров цинка из [13]. Во втором случае также больше время существования расплава. Заметное испарение компонентов селенидов кадмия и цинка начинается до начала плавления при достижении температуры поверхности  $T \geq 1000$  К для CdSe и  $T > 1200$  К для ZnSe, что приводит к охлаждению поверхности облучаемого образца. Поскольку давление насыщенных паров Se больше давления паров Zn, то поток испаряющихся атомов селена превосходит поток атомов цинка. Большая величина давления насыщенных паров цинка во втором варианте приводит к большему потоку испарения атомов цинка с поверхности.

На фоне конкуренции процессов нагрева лазерным излучением и охлаждения поверхности селенидов кадмия и цинка в результате испарения в приповерхностной области формируется немонотонный температурный профиль с максимумом на глубине ~5÷15 нм (рис. 1). В результате этого расплав появляется в объеме и его распространение происходит как в направлении к поверхности (рис. 2), так и в глубь образца. Практически одновременно начинается движение границ раздела фаз: расплав – кристалл и пар – расплав (рис. 2 а). В первом варианте движение фронта кристаллизации

происходит как с поверхности в глубь селенида цинка, так и с максимальной глубины распространения расплава по направлению к поверхности (рис. 2 б) и процесс кристаллизации завершается в момент встречи фронтов. Во втором варианте кристаллизация осуществляется с максимальной глубины распространения расплава по направлению к поверхности (рис. 2 в).

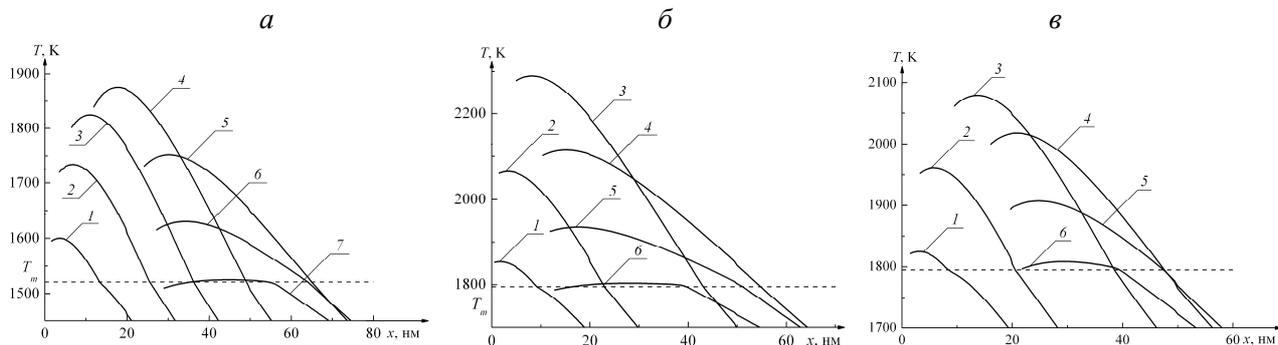


Рис. 1. Профили температуры в CdSe (а) и ZnSe (б, в) при  $E = 0,14$  (а) и  $0,16$  Дж/см<sup>2</sup> (б, в) в моменты времени  $t = 16$  (1), 18 (2), 20 (3), 23 (4), 30 (5), 33 (6) и 36 нс (7) (а);  $t = 18$  (1), 20 (2), 24 (3), 30 (4), 33 (5) и 36 нс (6) (б);  $t = 18$  (1), 20 (2), 24 (3), 28 (4), 31 (5) и 34 нс (6) (в)

Согласно проведенным расчетам, порог плавления селенида кадмия при воздействии на его поверхность излучения эксимерного лазера составляет  $\sim 0,072 \div 0,08$  Дж/см<sup>2</sup>. При увеличении плотности энергии от 0,1 до 0,14 Дж/см<sup>2</sup> толщина расплавленного слоя возрастает в диапазоне 25,5÷40,5 нм (см. рис. 2 а, кривые 1, 2, 3), а толщина испаренного слоя увеличивается с 16 до 32 нм (см. рис. 2 а, кривые 1', 2', 3').

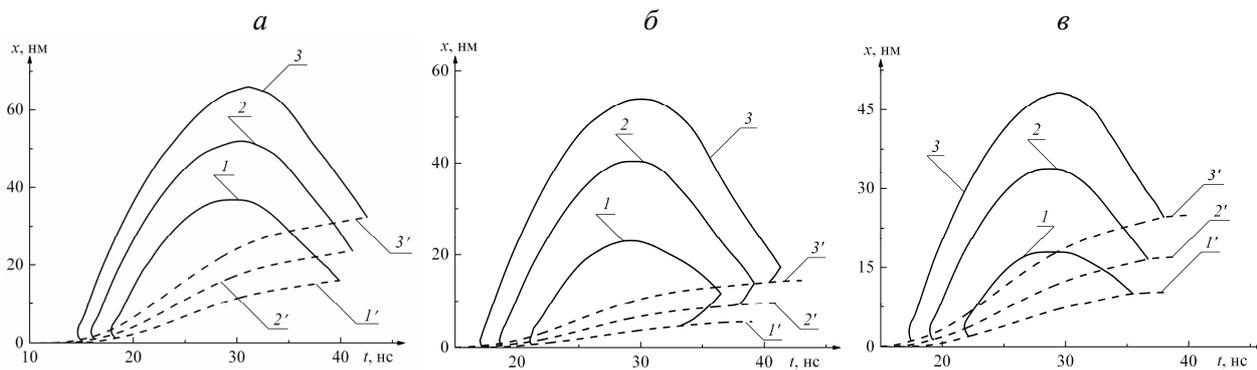


Рис. 2. Зависимость толщины расплавленного (сплошная линия) и испаренного (штриховая линия) слоя CdSe (а) и ZnSe (б, в) от времени при  $E = 0,10$  (1), 0,12 (2) и 0,14 Дж/см<sup>2</sup> (3) (а);  $E = 0,12$  (1), 0,14 (2) и 0,16 Дж/см<sup>2</sup> (3) (б, в)

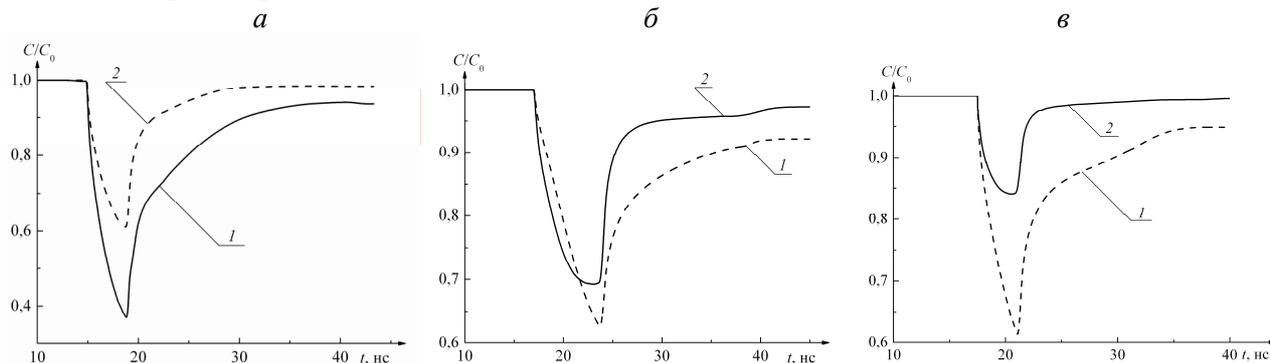


Рис. 3. Зависимость поверхностной концентрации кадмия (1) и селена (2) (а) и цинка (1) и селена (2) (б, в) от времени при  $E = 0,14$  (а, б) и  $0,16$  Дж/см<sup>2</sup> (в)

Для обоих вариантов рассчитанный порог плавления селенида цинка при воздействии на его поверхность излучения эксимерного лазера составил  $\sim 0,11$  Дж/см<sup>2</sup>. Формирование жидкой фазы ZnSe при данной плотности энергии происходит на глубине  $\sim 2$  нм. При повышении плотности энергии от 0,12 до 0,16 Дж/см<sup>2</sup> глубина распространения расплава увеличивается до  $\sim 50$  нм, а толщина испаренного слоя увеличивается с 16 до 32 нм.

ренного слоя возрастает от  $\sim 5,5$  до  $\sim 15$  нм в первом случае (см. рис. 2 б, кривые 1', 2', 3') и от  $\sim 10$  до  $\sim 25$  нм – во втором (см. рис. 2 в, кривые 1', 2', 3'). Интенсивное испарение атомов приводит к обеднению приповерхностного слоя кадмием (рис. 3 а) и цинком (рис. 3 б, в). По окончании действия лазерного импульса скорость движения границы  $Z$  снижается. В результате диффузии в CdSe увеличивается поверхностная концентрация атомов кадмия. В ZnSe коэффициенты диффузии Zn и Se в расплаве различаются практически на порядок. Поэтому поток испаряющихся атомов Se с поверхности не компенсируется диффузионным потоком в расплаве, что приводит к формированию большого градиента концентрации селена в приповерхностном слое по сравнению с Zn. В связи с этим на движущейся границе раздела пар/расплав поверхностная концентрация Se больше, чем Zn, т. е. на фоне конкурирующих процессов испарения и диффузии происходит обеднение приповерхностного слоя цинком. Распределение атомных долей компонентов по глубине в различные моменты времени показано на рис. 4. На начальной стадии испарения обогащение поверхностного слоя селеном составило  $\sim 0,6$  (рис. 4 а). К моменту завершения процесса кристаллизации CdSe в результате диффузии атомов кадмия в расплаве обогащение поверхности селеном снижается до 0,51. На рис. 4 б, в видно, что максимум обогащения селеном приповерхностного слоя ZnSe находится не на поверхности, а в глубине материала, что также объясняется значительным различием в коэффициентах диффузии цинка и селена. На начальной стадии испарения обогащение поверхностного слоя селеном составляет  $\sim 0,54$  (см. рис. 4 б) и  $\sim 0,58$  (см. рис. 4 в), а к моменту завершения кристаллизации в результате диффузии атомов цинка в расплаве обогащение поверхности селеном уменьшается до  $\sim 0,51$ .

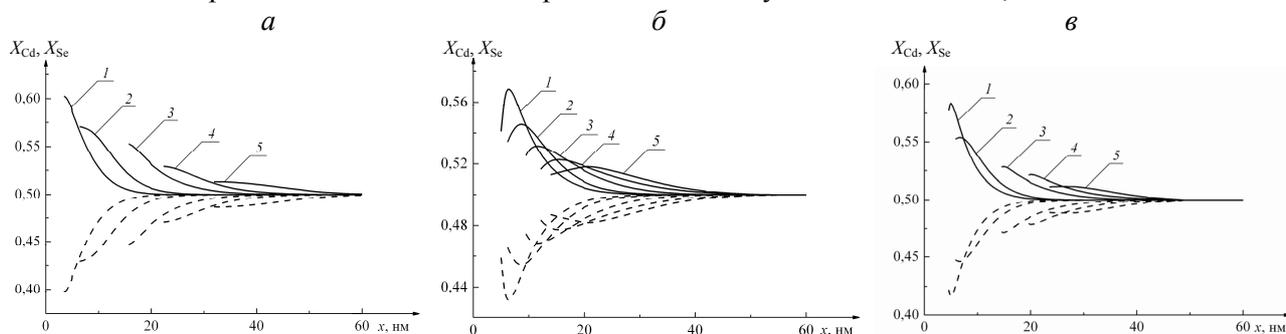


Рис. 4. Распределение атомной доли компонентов CdSe (сплошная линия – Se, штриховая – Cd) (а) и ZnSe (сплошная линия – Se, штриховая – Zn) (б, в) при  $E = 0,14$  (а) и  $0,16$  Дж/см<sup>2</sup> (б, в) в моменты времени  $t = 18$  (1), 20 (2), 25 (3), 29 (4) и 42 нс (5) (а);  $t = 24$  (1), 25 (2), 29 (3), 34 (4) и 41 нс (5) (б);  $t = 21$  (1), 22 (2), 27 (3), 31 (4) и 37 нс (5) (в)

Согласно проведенным расчетам, толщина испаренного слоя селенидов кадмия и цинка при воздействии на его поверхность излучения эксимерного лазера возрастает прямо пропорционально плотности энергии  $E$ . Размеры поверхностного слоя с измененным стехиометрическим составом определяются максимальной глубиной распространения расплава и толщиной испаренного слоя при данной плотности энергии излучения. Расчеты показывают, что для CdSe при изменении плотности энергии в диапазоне  $0,08 \div 0,14$  Дж/см<sup>2</sup> максимальная глубина расплава возрастает от 20 до 66 нм, а толщина испаренного слоя – от 9 до 32 нм. Для ZnSe при изменении плотности энергии от 0,11 до 0,16 Дж/см<sup>2</sup> максимальная глубина расплава возрастает от 10 до 49 нм, а толщина испаренного слоя – от 7 до 22 нм при использовании зависимости  $p_{Zn}$  из [13]. Для зависимости  $p_{Zn}$  [12] эти величины изменяются от 12 до 56 нм и от 4 до 12 нм соответственно.

\*\*\*

Численное моделирование процессов плавления и кристаллизации, инициируемых в селенидах кадмия и цинка излучением KrF эксимерного лазера ( $\lambda = 248$  нм,  $\tau = 20$  нс) с учетом испарения компонентов с поверхности и их диффузии в расплаве, показало, что испарение компонентов приводит к охлаждению поверхности материала и формированию немоного профиля температурного поля с максимальной температурой в объеме полупроводника. Образовавшийся под поверхностью расплав при плотностях энергии излучения, превышающих пороговое значение, распространяется как к поверхности, так и в объем полупроводника. В результате испарения и диффузии компонентов в расплаве формируется поверхностный слой с нестехиометрическим составом, причем обогащение селеном селенида кадмия достигает максимального значения на поверхности, а обогащение селеном селенида цинка – внутри объема полупроводника.

1. Симашкевич А. В. Гетеропереходы на основе полупроводниковых соединений  $A^2B^6$ . Кишинев, 1980.
2. Xiao X. R., Tien H. T. // J. Electrochem. Soc. 1983. Vol. 130. № 1. P. 55.

3. Ermolovich I. B., Shtrum E. L. // Thin Solid Films. 1974. Vol. 22. № 2. P. 157.
4. Gnatyuk V. A., Aoki T., Gorodnychenko O. S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. № 18. P. 3704.
5. Жвавый С. П., Зыков Г. Л. // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 6. С. 652.
6. Жвавый С. П., Урбанович А. И., Зыков Г. Л. // Вестн. БГУ. Сер. 1. 2010. № 1. С. 36.
7. Hatanaka Y., Aoki T., Arakawa T. et al. // J. Cryst. Growth. 1998. Vol. 184-185. P. 425.
8. Байдуллаева А., Власенко А. И., Горковенко Б. Л. и др. // ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 11. С. 1303.
9. Borisenko V. E., Zhvavyi S. P., Zikov G. L. // Proceeding of SPIE / SPIE. Washington, 2007. Vol. 6732: Laser-Assisted Micro- and Nanotechnologies. P. 67321I-1.
10. Zhvavyi S. P., Zikov G. L. // Appl. Surf. Sci. 2008. Vol. 254. № 20. P. 6504.
11. Golovan L. A., Markov B. A., Kashkarov P. K. et al. // Solid State Commun. 1998. Vol. 108. № 10. P. 707.
12. Sharma R. C., Chang Y. A. // J. Cryst. Growth. 1988. Vol. 88. № 2. P. 193.
13. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М., 1964.
14. Landolt-Bornstein New Series. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. Group IV: Macroscopic properties of matter. Berlin, 1993. Vol. 5.
15. Самарский А. А., Моисеенко Б. Д. // ЖВМ и МФ. 1965. Т. 5. С. 816.
16. Годунов С. К., Рябенский В. С. Разностные схемы. М., 1973.
17. Handbook of Chemistry and Physics. Chemical Rubber Publ. Comp. Cleveland, 1957.
18. Ching-Hua Su, Yi-Gao Sha, Volz M. P. et al. // J. Cryst. Growth. 2000. Vol. 216. № 1-4. P. 104.
19. Кулаков М. П., Фадеев А. В., Колесников Н. Н. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1986. Т. 22. № 3. С. 399.
20. Пашинкин А. С., Малкова А. С., Михайлова М. С. // Журн. физ. химии. 2002. Т. 76. № 4. С. 638.
21. Пашинкин А. С., Малкова А. С. // Там же. 2003. Т. 77. № 12. С. 2291.
22. Медведев С. А. Физика соединений  $A_2B_6$ . М., 1970.
23. Гаджиев Г. Г., Исмаилов Ш. М., Дадашев А. И. // Теплофизика высоких температур. 1993. Т. 31. № 3. С. 390.
24. Yamaguchi K., Kameda K., Takeda Y. et al. // Materials Transactions, JIM. 1994. Vol. 35. № 2. P. 118.
25. Okada H., Kawanaka T., Ohmoto S. // J. Cryst. Growth. 1996. Vol. 165. P. 31.
26. Ninomiya S., Adachi S. // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 78. № 7. P. 4681.
27. Adachi S., Taguchi T. // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. № 12. P. 9569.
28. Adachi S., Kimura T. // Jpn. J. Appl. Phys. 1993. Vol. 32. P. 1. № 6A. P. 2620.
29. Shaw D. // J. Cryst. Growth. 1988. Vol. 86. P. 778.
30. Henneberg M. M., Stevenson D. A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1971. Vol. 48. № 1. P. 255.
31. Стрельченко С. С., Лебедев В. В. Соединения  $A_2B_5$ : Справ. М., 1984.

Поступила в редакцию 11.01.10.

**Сергей Павлович Жвавый** – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник лаборатории микроэлектроники, электроники, механики, сенсорики Института физики НАН Беларуси.

**Александр Иосифович Урбанович** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры математической физики.

**Григорий Люцианович Зыков** – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории фотоэлектрических преобразователей Института физики НАН Беларуси.