

вляется лишь молекулярной теплопроводностью от нижележащих слоев жидкости и от газа (при приближении к поверхности величины q_T и $\partial q_T/\partial \eta$ меняют свой знак, фиг. 5, а). В результате кондуктивного отвода тепла к жидкости температура в пограничном слое газа становится ниже температуры невозмущенного газового потока (штриховые кривые на фиг. 4, а). Во втором варианте основная доля энергии падающего излучения поглощается тонким поверхностным слоем жидкости, температура которого растет и становится выше температуры набегающего газового потока.

В связи с этим начинается кондуктивный отвод тепла от жидкости к газу, что приводит к образованию холодной пленки. Изменение знака кондуктивной составляющей теплового потока вызывает образование в пограничном слое газа тепловых волн (штриховые кривые на фиг. 4, б). Глубинные слои жидкости, достигнув определенной температуры, начинают терять тепловую энергию излучением ($\partial q/\partial \eta > 0$, фиг. 5, б), и дальнейший их прогрев осуществляется кондуктивным подводом тепла от горячих поверхностных слоев.

Поступила 26 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. Л., Гидрометеиздат, 1974.
2. Эбрамс М., Висканта Р. Влияние теплообмена излучением на процессы плавления и затвердевания полупрозрачных кристаллов.—«Теплопередача», 1974, № 2.
3. Мирский В. Н., Стулов В. П. Обтекание затупленного тела излучающим газом при наличии интенсивного испарения.—«Труды Ин-та механики МГУ», 1973, № 30.
4. Рубцов Н. А., Шварцбург А. М. Расчет влияния спектра излучения факела на теплопередачу в ванной стекловаренной печи.—«Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1976, вып. 1.
5. Адрианов В. Н. Основы радиационного и сложного теплообмена. М., «Энергия», 1972.
6. Спэрроу Э. М., Сесс Р. Д. Теплообмен излучением. Л., «Энергия», 1971.
7. Мердас, Хеббор. Расчет ламинарного пограничного слоя на движущейся поверхности методом Мексина.—«Ракет. техн. и космонавтика», 1974, т. 12, № 5.
8. Gardon R. A Review of radiant heat transfer in glass.—«J. Amer. Ceram. Soc.», 1961, vol. 44, N 7.

УДК 536.4 22.

СУБЛИМАЦИЯ ЛЬДА ИЗ ЗАМОРОЖЕННЫХ СОЛЕВЫХ РАСТВОРОВ

Н. Ф. Богомолов, А. Э. Вольнец, В. К. Сафонов

(Москва)

Сублимационный метод сушки находит все большее распространение в различных областях науки и техники. Одной из новейших областей применения этого метода является, например, криохимический синтез неорганических материалов, в котором сублимационное обезвоживание выступает как основная стадия процесса. В результате сублимации льда из быстрозамороженных растворов солей получают порошки с распределением в них компонентов, близких к распределению в растворах.

Рассматривается задача о сублимации льда из замороженных солевых растворов в форме пластины, цилиндра и сферы в потоке неконденсирующегося газа при давлении $0,01 \leq P \leq 1,02$ бар. Неконденсирующийся газ содержит пар сублимирующегося вещества парциального давления p_f . Сопоставление теоретических и экспериментальных данных показывает их вполне удовлетворительное совпадение. Коэффициент массоотдачи, обычно определяемый экспериментальным путем для процессов массообмена с фазовыми переходами, может быть найден по аналогии с коэффициентом теплоотдачи при объемном содержании неконденсирующегося газа от 25 до 100%.

Как показывают экспериментальные исследования по сублимационному обезвоживанию различных материалов пористой структуры, разность температур между границей фазового перехода и теплоносителем невелика [1]. Это позволяет пренебречь конвективной составляющей переноса тепла по сравнению с теплотой фазового перехода. Перенос пара осуществляется не только молекулярной диффузией, но и стефановским потоком, который обуславливает изменение коэффициента массоотдачи β . Влияние пористой структуры материала на процесс диффузии в пределах обезвоженной зоны учитывается через эффективный коэффициент диффузии $D = kD_0$, где D_0 — коэффициент диффузии в свободном объеме; k — коэффициент пропорциональности, зависящий от структуры материала. Приняты еще допущения: парогазовая смесь, окружающая сублимирующее тело — двухкомпонентный идеальный газ; температурный скачок на границе фазового перехода пренебрежимо мал; термодиффузия и лучистый теплообмен отсутствуют.

В этом случае основное уравнение рассматриваемой задачи имеет вид

$$(1) \quad \partial p / \partial \tau + v \partial p / \partial \xi = (D / \xi^n) (\partial / \partial \xi) (\xi^n \partial p / \partial \xi) \quad (\tau > 0, \eta \leq \xi \leq a)$$

с краевыми условиями

$$(2) \quad p(\eta, \tau) = p_b;$$

$$(3) \quad -(D/RT) \partial p / \partial \xi + v p / RT = (\beta/RT)(p - p_f) \quad (\tau > 0, \xi = a);$$

$$(4) \quad -(D/RT) \partial p / \partial \xi + v p / RT = \sigma \rho^d \eta / d \tau \quad (\tau > 0, \xi = \eta(\tau)),$$

где v — скорость стефановского потока, определяемая выражением [2]

$$(5) \quad v = -[D/(P - p)] \partial p / \partial \xi;$$

где p — парциальное давление пара; P — общее давление парогазовой смеси; a — характерный размер тела, из которого сублимирует лед (отождествляемый с радиусом сферы, цилиндра или толщиной пластины); ξ — обобщенная координата; η — местоположение границы фазового перехода; τ — время; n — постоянная формы, равная 0,1 и 2 для пластины, цилиндра и сферы соответственно; R — удельная газовая постоянная пара; ρ — плотность льда; σ — объемная пористость материала; $T = (T_b + T_f)/2$ — средняя температура парогазовой смеси; индекс b соответствует условиям в замороженной зоне, включая границу фазового перехода, f — в потоке неконденсирующегося газа.

Трудность решения поставленной задачи обусловлена ее нелинейностью (в силу (5) и условия (4)) и тем, что коэффициент массоотдачи β в условии (3) не является постоянной величиной, представляя собой сложную зависимость от общего и парциальных давлений парогазовой смеси.

Обычно значение коэффициента β не удается найти аналитическим путем. В большинстве случаев приходится пользоваться различными эмпирическими уравнениями. Характерный пример — критериальные уравнения, полученные в последнее время на основании обобщения большого числа экспериментальных данных по конденсации пара из парогазовых смесей [3]

$$(6) \quad \text{Nu}_D/\text{Nu}_{D_0} = 0,71 \varepsilon_\Gamma^{-0,6} \pi_d^{-0,4} \text{ при } 0,1 \leq \varepsilon_\Gamma/\pi_d \leq 1;$$

$$(7) \quad \text{Nu}_D/\text{Nu}_{D_0} = 0,71 \varepsilon_\Gamma^{0,9} \pi_d^{-0,1} \text{ при } 1 < \varepsilon_\Gamma/\pi_d < 3;$$

$$(8) \quad \text{Nu}_D/\text{Nu}_{D_0} = \varepsilon_\Gamma^{-1} \text{ при } \varepsilon_\Gamma/\pi_d > 3,$$

где $\text{Nu}_D = \beta l/D$ — диффузионное число Нуссельта; Nu_{D_0} — диффузионное число Нуссельта, вычисляемое по аналогии с тепловым числом Нуссельта; l — характерный размер тела; $\pi_d = (p_f - p_w)/P$ — безразмерная разность парциальных давлений в потоке и у поверхности конденсации; $\varepsilon_\Gamma = (P - p)/P$ — безразмерная величина, характеризующая объемное содержание газа в парогазовой смеси. Видно, что использование коэффициента β из этих уравнений создает практически непреодолимую трудность для решения рассматриваемой задачи, которую можно обойти, если иметь такое выражение для коэффициента массоотдачи, в котором бы он при числе Льюиса — Семенова, близком к единице, мог определяться по аналогии с коэффициентом теплоотдачи. С этой целью используется условное понятие приведенной пленки толщиной δ [2, 4, 5]. Механизм переноса в пленке принимается не только молекулярным, но и конвективным. Плотность потока вещества, переносимого через пленку в направлении, перпендикулярном поверхности тела, выражается известным уравнением Стефана [2]

$$m = \pm(D_0 P/RT\delta) \ln [(P - p_w)/(P - p_f)],$$

где знак плюс соответствует случаю десублимации (конденсации) пара, а минус — случаю сублимации (испарения); p_w — парциальное давление пара у поверхности тела.

Так как для приведенной пленки $\delta = D_0/\beta_0$, то уравнение Стефана записывают в виде

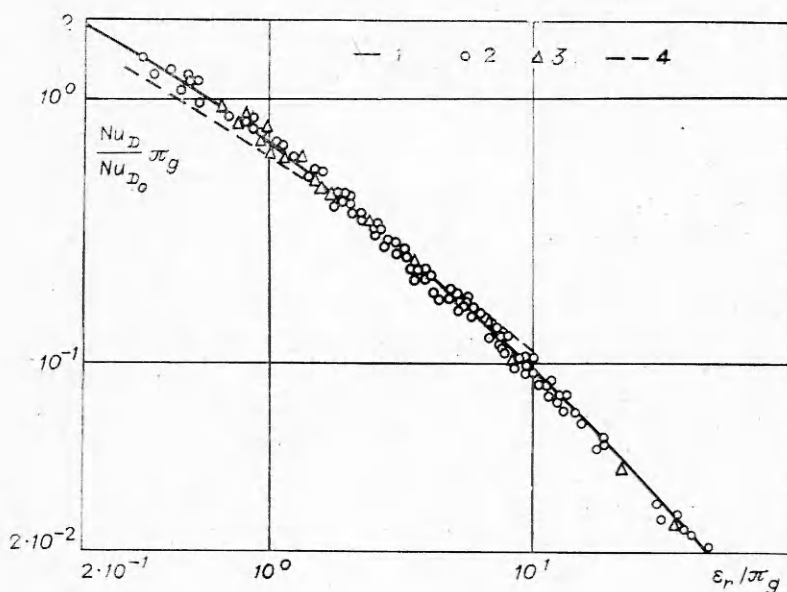
$$(9) \quad m = \pm \beta_0 (P/RT) \ln [(P - p_w)/(P - p_f)].$$

Покажем, что β_0 , введенное в уравнение (9), определяется по аналогии с коэффициентом теплоотдачи и может заменить коэффициент β в граничном условии (3). Для этого плотность потока вещества, выражаемого уравнением (9), запишем в виде

$$(10) \quad m = \pm(\beta/RT)(p_f - p_w).$$

Сопоставление уравнений (9), (10) дает

$$\beta/\beta_0 \equiv \text{Nu}_D/\text{Nu}_{D_0} = \pm [P/(p_f - p_w)] \ln [(P - p_w)/(P - p_f)]$$



или в обозначениях, использованных в уравнениях (6)—(8), можно записать

$$(11) \quad Nu_D / Nu_{D_0} = \pm (1/\pi_d) \ln(1 + \pi_d/\epsilon_{rf}).$$

Значения Nu_D / Nu_{D_0} представлены на фигуре: кривая 1 соответствует уравнению (11) данной работы (то же самое дают уравнения (6)—(8) работы [3]; 2 — экспериментальным данным работы [3]; 3 — данным работы [6]; 4 — уравнениям работы [7].

Хорошее совпадение результатов расчета с экспериментальными данными является основанием для вывода, что коэффициент массоотдачи β_0 с достаточной для практики точностью может вычисляться по аналогии с коэффициентом теплоотдачи, а уравнение (9) может быть использовано для замены выражения правой части граничного условия (3). Кроме того, вместо разрозненных уравнений (6)—(8) целесообразно использовать единое уравнение (11) в диапазоне изменения $\epsilon_{rf}/\pi_d \geq 0,2$. Следует отметить, что при малой разности парциальных давлений пара у поверхности тела и в потоке, т. е. когда $\pi_d/\epsilon_{rf} \ll 1$, из уравнения (11) путем сохранения первого члена разложения логарифма в ряд получают как частный случай уравнение (8).

Вывод, полученный при рассмотрении коэффициента массоотдачи, позволяет записать граничное условие (3) в виде

$$(12) \quad -(D/RT)\partial p/\partial \xi + vp/RT = -\beta_0(P/RT) \ln[(P-p)/(P-p_f)].$$

Чтобы избавиться от квадрата первой производной в уравнении (1), вводится новая переменная (подстановка Стефана)

$$\varphi = \ln[(P-p)/(P-p_f)].$$

Для новой переменной основное уравнение (1) и краевые условия к нему (2), (12) и (4) примут вид

$$(13) \quad \partial \varphi / \partial \tau = (D/\xi^n)(\partial/\partial \xi)(\xi^n \partial \varphi / \partial \xi) \quad (\tau > 0, \eta \leq \xi \leq a);$$

$$(14) \quad \varphi(\eta, \tau) = \varphi_b;$$

$$(15) \quad D \partial \varphi / \partial \xi = -\beta_0 \varphi \quad (\tau > 0, \xi = a);$$

$$(16) \quad DP \partial \varphi / \partial \xi = RT \sigma \rho d \eta / d \tau \quad (\tau > 0, \xi = \eta(\tau)),$$

где $\varphi_b = \ln [(P - p_b)/(P - p_f)]$.

Так как время релаксации поля парциального давления пара в обезвоженной зоне значительно меньше времени продвижения границы фазового перехода, то производную $\partial \varphi / \partial \tau$ в уравнении (13) можно опустить, а время как искомый параметр находить из условия (16). В этом случае решение однородного уравнения

$$(D/\xi^n)(d/d\xi)(\xi^n d\varphi/d\xi) = 0$$

с граничными условиями (14), (15) дает

$$\varphi = \varphi_b [(1 - n)D/a^n + \beta_0(a^{1-n} - \xi^{1-n})] / [(1 - n)D/a^n + \beta_0(a^{1-n} - \eta^{1-n})]$$

для пластины и сферы;

$$\varphi = \varphi_b \frac{1/\text{Bi}_{D_0} + \ln(a/\xi)}{1/\text{Bi}_{D_0} + \ln(a/\eta)}$$

для цилиндра,

где $\text{Bi}_{D_0} = \beta_0 a / D$ — диффузионное число Био.

Тогда интегрирование условия (16) позволяет найти выражение для полного времени сублимационного обезвоживания солевых растворов, замороженных в форме пластины, цилиндра или сферы

$$(17) \quad \tau = \frac{a^2 R T \sigma \rho}{(n+1) D P \ln [(P - p_f)/(P - p_b)]} (1/\text{Bi}_{D_0} + 1/2).$$

Следует иметь в виду, что при расчете полного времени сублимационного обезвоживания по уравнению (17) необходимо предварительно определять значение парциального давления пара на границе фазового перехода (p_b) из уравнения теплового баланса

$$\lambda(T_f - T_b) = [2PD r / R(T_f + T_b)] \ln [(P - p_f)/(P - p_b)],$$

где λ — эффективный коэффициент теплопроводности обезвоженной зоны; r — теплота фазового перехода (сублимации); p_b и T_b связаны между собой уравнением Клапейрона — Клаузиуса.

В опытах сублимационному обезвоживанию подвергались сферические гранулы, полученные путем замораживания в жидком азоте водного раствора соли Мора. Концентрация исходного раствора составляла 14,7%. Методика проведенного эксперимента состояла в следующем. Несколько гранул размещалось на сетке, выполняющей роль чашки пружинных микровесов, установленных в экспериментальной камере. Гранулы омывались потоком воздуха при заданных скорости и давлении. До поступления в экспериментальную камеру воздух осушали в колонне с цеолитом и охлаждали до заданной температуры в термостате, присоединенном к холодильной машине. Положение стрелки микровесов фиксировалось

катетометром. Обезвоживание велось до тех пор, пока не прекращалось изменение веса образцов с течением времени. По разности веса образцов до и после обезвоживания при известном объеме гранулы определялась пористость обезвоженного материала.

Расчет времени обезвоживания выполнялся по уравнению (17) для условий опытов. При расчете принималось, что $p_f = 0$. Пористость составляла 0,85. Коэффициент массоотдачи β_0 , входящий в диффузионное число Био, вычислялся по аналогии с коэффициентом теплоотдачи при вынужденном обтекании шаров [8]

$a \cdot 10^3, \text{ м}$			6		3		0,5	0,2
Т, К	Р, Па	$\omega, \text{ м/с}$	$\tau, \text{ с}$					
			Результаты					
			теорети- ческие	экспери- менталь- ные	теорети- ческие	экспери- менталь- ные	теорети- ческие	теорети- ческие
268	1333,2	0,52	897	990	224	—	6,2	1,00
	6666,0		2899	3100	725	800	20,1	3,00
	15998,4		5443	5670	1361	1450	37,8	6,00
	102389,8		24081	25530	6020	6600	167,0	26,80
258	1333,2	0,52	2442	2670	611	680	17,0	2,70
	6666,0		7359	7980	1590	1710	51,1	8,00
	15998,4		15013	16130	3753	4130	104,2	16,70
	102389,8		59781	62170	14945	16080	415,1	66,40
268	1333,2	1,34	627	690	157	—	4,3	0,70
	6666,0		2201	2410	550	610	15,3	2,40
	15998,4		4352	4710	1088	1210	30,2	4,80
	102389,8		21287	21820	5322	5950	147,8	23,60
258	1333,2	1,34	1714	1840	429	480	11,9	1,90
	6666,0		5613	6250	1403	1520	39,0	6,20
	15998,4		12048	13100	3012	3260	83,6	13,30
	102389,8		52944	55490	13236	14190	367,6	58,80
268	1333,2	3,00	480	530	120	—	3,3	0,53
	6666,0		1821	2010	455	510	12,6	2,00
	15998,4		3755	4060	939	1100	26,0	4,10
	102389,8		19724	20730	4931	5540	137,0	21,90
258	1333,2	3,00	1315	1450	329	370	9,1	1,46
	6666,0		4653	5100	1163	1270	32,6	5,10
	15998,4		10429	11080	2607	2830	72,4	11,50
	102389,8		49192	50420	12298	13980	341,6	54,60
268	1333,2	5,00	412	450	103	—	2,9	0,46
	6666,0		1646	1780	412	440	11,4	1,80
	15998,4		3484	3700	871	1000	24,2	3,90
	102389,8		19025	19870	4756	5180	132,1	21,10
258	1333,2	5,00	1132	1250	283	340	7,1	1,20
	6666,0		4222	4530	1056	1180	29,3	4,70
	15998,4		9698	10480	2424	2570	67,3	10,80
	102389,8		47524	48570	11881	12830	330,0	52,80

$$Nu = 2 + 0,03 Pr^{0,33} Re^{0,54} + 0,35 Pr^{0,36} Re^{0,58}.$$

Результаты расчета и экспериментальные данные приведены в таблице. Вполне удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических результатов свидетельствует о правомерности выбранной модели процесса и тех допущений, которые были приняты в ходе постановки задачи.

Выражение (17) и экспериментальные исследования позволяют сделать некоторое суждение о влиянии различных параметров на продолжительность процесса сублимационного обезвоживания. Например, увеличение скорости потока парогазовой смеси приводит к сокращению времени сушки, что должно соблюдаться вплоть до выполнения неравенства $1/Vi_{D_0} \ll 1/2$. Однако, как показывают теоретические и экспериментальные данные, увеличение скорости потока выше 5 м/с нецелесообразно.

Время сушки сокращается при повышении парциального давления паров растворителя на границе фазового перехода и сведении до минимума содержания этих паров в неконденсирующемся газе ($p_f = 0$). Это достигается подбором растворителя с наиболее высоким значением парциального давления его паров при выбранной температуре процесса, либо повышением температуры сублимирующегося тела при выбранном растворителе. В последнем случае имеется ограничение — эвтектическая температура замороженного солевого раствора.

Существенное влияние на продолжительность сублимационного обезвоживания оказывает коэффициент бинарной диффузии. В частности, время процесса обезвоживания сокращается при увеличении коэффициента диффузии, что возможно в результате понижения общего давления в сублиматоре и подбора соответствующего растворителя и неконденсирующегося газа. В качестве неконденсирующегося газа желательно использовать метан, водород либо гелий. Как показано в работе [9] и ряде других, при замене воздуха как неконденсирующегося газа на гелий продолжительность сублимационной сушки сокращается более чем в три раза (при сохранении других условий).

В заключение отметим, что при получении материалов с малым размером пор (типа молекулярных сит) представляет большой интерес атмосферная сублимационная сушка. В этом случае для большинства замороженных растворителей парциальное давление пара намного меньше атмосферного давления. Тогда, сохраняя первый член разложения логарифма в ряд, из уравнения (17) при больших скоростях потока сухого неконденсирующегося газа можно получить

$$\tau = a^2 RT \sigma \rho / 2D(n + 1)p_b.$$

Поступила 15 VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Применение замораживания — высушивания в биологии. М., ИЛ, 1956.
2. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Изд. 2-е. М., «Наука», 1967.
3. Бобе Л. С., Мальшев Д. Д. К расчету конденсации пара при поперечном обтекании труб парогазовой смесью. — «Теплоэнергетика», 1971, № 12, с. 84—86.
4. Основы практической теории горения. Л., «Энергия», 1973.
5. Сполдинг Д. Горение жидких топлив. — В кн.: Вопросы горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958, с. 603—617.
6. Neuser A. Wärmeübergang und Stoffübertragung bei großen Partialdruckdifferenzen. — «Chemie-Ingenieur-Technik», 1956, Jg 28, N 3, S. 161—164.
7. Берман Л. Д. Теплоотдача при пленочной конденсации движущегося пара по вертикальной поверхности и горизонтальной трубе. Четвертая всесоюзная конференция.

- ция по теплообмену и гидравлическому сопротивлению при движении двухфазного потока в элементах энергетических машин и аппаратов. Материалы конференции. Ч. 1. Ленинград, 1971.
8. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Изд. 4-е. Новосибирск, «Наука», 1970.
9. Фастовский В. Г., Петровский Ю. В., Ровинский А. Е. Криогенная техника. Изд. 2-е. М., «Энергия», 1974.

УДК 535.211

ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Ю. Н. Лохов, А. А. Углов, И. И. Швыркова

(Москва)

В работе рассматривается упругоэластическая деформация металлов, образующаяся при их плавлении под действием точечного источника тепла с длительностью импульсов выше 10^{-6} с. Исследуется временное развитие области пластической деформации и давления в расплаве. Показано, что при рассматриваемом взаимодействии имеют место две области пластической деформации: относительно широкая область «механического» влияния и узкая область «теплового» влияния. Распределения напряжений и деформаций, а также гидростатическое давление в жидкости определяются квазистационарным распределением температур, начиная со времен, соответствующих половинному (от квазистационарного) значению радиуса расплава $X \sim 0,5$. Показано, что размеры слабой и сильной областей пластической деформации, образованных тепловой и акустической волнами, растут непрерывно до квазистационарных значений, а гидростатическое давление в жидкости достигает максимального значения при $X \sim 0,3 \dots 0,4$. Отношение радиусов зон пластической деформации и жидкой ванны при квазистационарном распределении температур в первой области лежит в диапазоне 10—50, а во второй — не превышает 1,7 для Cu, Ni и Fe. Отмечается аномальный характер развития области сильной пластической деформации в Al из-за миграции границ зерен металла, приводящей к «срыву» области при значениях $X \sim 0,5$, сопровождающемуся скачкообразным уменьшением гидростатического давления в жидкости.

При воздействии высокоинтенсивных импульсных источников тепла на поверхность металлов в области, близкой к расплаву, были обнаружены следы сильной пластической деформации [1,2]. При этом отмечалось, что величина гидростатического давления в расплаве составляет 10^3 — 10^6 атм [1], что существенно превышает предел текучести большинства металлов. Следовательно, при решении задачи о деформации металлов под действием импульсного источника тепла необходимо рассматривать схему упруго-пластической деформации.

Попытка оценить вклад пластических деформаций при плавлении металла электронным лучом, сфокусированным под поверхностью металла, была сделана в [3], где предполагалось, что кинетика плавления может быть описана в приближении квазистационарного распределения температур. В этой работе указывалось на наличие одной фазы пластической деформации в то время, как экспериментально [2] обнаружены две зоны, существенно отличающиеся концентрацией дислокаций. Кроме того, стационарное приближение по температуре не учитывает скорости распространения границы жидкой фазы и не дает представления о развитии деформаций в начальные моменты времени.