

К ТЕОРИИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ РАСПЛАВОВ ЭВТЕКТИЧЕСКОГО СОСТАВА НА ПОЗДНЕЙ СТАДИИ

© С.А.Кужушкин, Д.А.Григорьев

Институт проблем машиноведения Российской академии наук,
199178 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 28 июля 1995 г.
В окончательной редакции 10 ноября 1995 г.)

Построена теория поздней стадии кристаллизации бинарных растворов-расплавов эвтектического состава в случае, когда температуры плавления чистых компонентов близки друг к другу. Получена полная система уравнений, описывающая процесс эволюции ансамбля зародышей новой фазы на этой стадии. Асимптотическое решение этой системы показало, что на поздней стадии эволюции возникает сильная корреляция между выделениями разного состава, связанная с особенностями эвтектических систем. Найдены все основные характеристики дисперсных систем эвтектического состава на поздней стадии эволюции: функция распределения, критические размеры, зависимость плотности зародышей от времени. Исследовано влияние стоков тепла из системы на параметры эволюции ансамбля выделений новой фазы и последующую структуру твердого тела.

Исследованию процессов кристаллизации эвтектических систем посвящено большое число работ, обобщенных, например, в монографиях [1,2]. Интерес исследования этих систем связан прежде всего с тем, что многие материалы, используемые в металлургии, микроэлектронике, сверхпроводниковой технике, имеют диаграмму состояния эвтектического типа [1,2]. На рисунке представлена в общем виде типичная простейшая эвтектическая диаграмма состояния [2].

На настоящий момент имеются тысячи работ, в которых исследуются процессы кристаллизации расплавов эвтектического состава. Основные экспериментальные результаты, полученные в них, сводятся к следующему. В зависимости от вида и типа диаграммы состояния расплавы кристаллизуются в виде мелкодисперсных кристаллов состава А и В (см. рисунок), перемешанных друг с другом, либо образуются пластины или стержни, например А в матрице В. Иногда расплавы эвтектического состава кристаллизуются в виде стеклообразных структур, а иногда образуются дендритные структуры.

Авторы многих работ [1,2] пытались дать объяснение такому разнообразию получающихся структур. Однако четкого ответа на этот вопрос на сегодняшний день не существует. На наш взгляд, одним из наиболее интересных подходов является подход, развиваемый в работах [3,4]. Его суть заключается в том, что жидкий эвтектический расплав при температуре выше температуры кристаллизации может

расслаиваться на составляющие. Образующиеся в дальнейшем структуры существенно зависят от механизма этого расслаивания, но теория [3,4], являясь чисто термодинамической, совершенно не объясняет механизмов и кинетики процесса кристаллизации.

Известно [1], что процессы кристаллизации расплавов являются типичными фазовыми переходами первого рода. Любой фазовый переход протекает в несколько стадий [5]. На первой из них образуются зародыши новой фазы. На второй происходит рост зародышей новой фазы без изменения их числа. Последняя стадия — стадия коалесценции или оствальдовское созревание [5]. Цель настоящей работы — описание процесса оствальдовского созревания, происходящего при кристаллизации расплавов эвтектического состава.

Теория поздней стадии кристаллизации (или оствальдовского созревания) бинарных расплавов, и в частности расплавов, имеющих диаграмму, представленную на рисунке, была построена в работах [6-8]. Однако в них рассматривались процессы, протекающие только либо слева от эвтектической точки, либо справа от нее. Кристаллизация расплавов эвтектического состава обсуждалась в [7] только на качественном уровне.

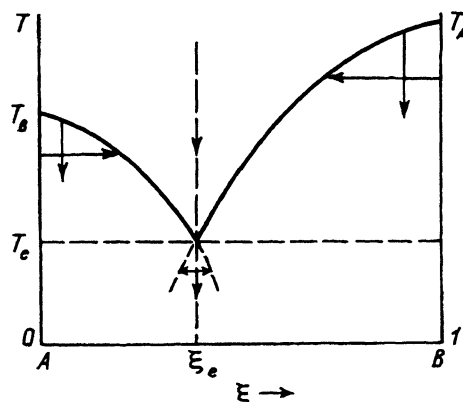
В настоящей работе мы строим количественную теорию кристаллизации расплавов эвтектического состава на поздней стадии, при этом вначале рассмотрим консервативные системы, а затем открытые.

1. Консервативные системы.

Постановка задачи и физическая сущность процесса

Рассмотрим бинарный раствор-расплав, состоящий из компонентов А и В (которые в общем случае могут быть многокомпонентными, но не разлагающимися при рассматриваемых температурах) и имеющий диаграмму состояния эвтектического типа (см. рисунок).

Прежде всего укажем, что вызвать кристаллизацию расплава эвтектического состава можно следующим образом: либо, находясь в левой части диаграммы, со стороны компонента А, охлаждать систему до тех пор, пока система не придет в точку, соответствующую составу ξ_e , и не выпадет компонент В, либо достигать этой же точки справа, со стороны компонента В (см. рисунок). Есть еще один путь. Имея расплав



Типичная диаграмма состояния эвтектической системы компонентов А и В. T_A и T_B — температуры плавления чистых компонентов, ξ_e — состав, соответствующий эвтектической точке, T_e — температура кристаллизации эвтектической смеси, стрелки — возможные пути кристаллизации. Ниже точки эвтектики указаны метастабильные линии.

строго эвтектического состава, охлаждать его до температуры (ниже эвтектической), при которой произойдет образование зародышей новой фазы. Естественно, что структура получающейся эвтектики будет зависеть от пути ее образования. Двигаясь слева (или справа) к эвтектической точке, мы уже имеем в расплаве готовые кристаллы А или В, причем чем ближе исходный состав расплава к составу чистых компонентов, тем большую объемную долю эти кристаллы будут занимать в точке эвтектики по сравнению со вторично зародившимися кристаллами, т.е. кристаллами А, если первоначально кристаллизовался В, или кристаллами В, если первоначально кристаллизовался А.

При этом зарождение вторично зародившихся кристаллов, очевидно, может происходить за счет механизма гетерогенного зарождения на поверхности уже имеющихся и растущих кристаллов. Таким образом, структура образующейся эвтектики существенно зависит как от пути ее образования, так и от начальных условий, т.е. состава расплава, путем охлаждения которого она образовалась.

Мы будем исследовать только кристаллизацию расплавов строго эвтектического состава на примере так называемых «нормальных» эвтектик — таких эвтектических систем, в которых температуры плавления чистых компонентов близки друг к другу [2]. В том случае, если температуры плавления чистых компонентов, составляющих расплав, сильно отличаются, при его кристаллизации образуется «аномальная» эвтектика [2]. В дальнейшем мы предполагаем исследовать иные пути кристаллизации эвтектических расплавов, а также кристаллизации «аномальных» эвтектик.

Итак, охладим расплав, имеющий строго эвтектический состав ниже равновесной температуры кристаллизации эвтектики. При этом в расплаве начнется интенсивное зарождение двух групп зародышей, а именно зародышей состава А и состава В. Мы уже указывали на то, что в процессе затвердевания эвтектических расплавов образуются разнообразные структуры [2]. Здесь для простоты будем предполагать, что зародыши имеют либо сферическую форму радиуса R , либо форму вытянутых стержней-цилиндров радиуса R и длины l . После этого теплоизолируем систему. Тогда с течением времени, как и любая система, испытывающая фазовый переход первого рода, данная система войдет в стадию оствальдовского созревания [7]. При этом, согласно [7], образуется обобщенное диффузионно-тепловое поле, определяемое всем ансамблем частиц. Зародыши с радиусом больше критического ($R > R_k$) будут расти в этом поле, а зародыши с радиусом меньше критического ($R < R_k$) будут растворяться.

В [7,8] была подробно описана теория эволюции таких зародышей как для левой, так и для правой частей диаграммы состояния (см. рисунок). При этом было показано, что основная система уравнений для сферически-симметричных зародышей выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial f_i(R, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R}[f_i(R, t)V_{Ri}] = 0,$$

$$f_i|_{t=0}(R, t) = f_{0i}, \quad (1)$$

$$\frac{d\bar{\varepsilon}_i}{dt} + 4\pi \int_0^{\infty} f_i(R, t) J_{D,R,i} R^2 dR = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d(\bar{T} c_{pi} \rho_i)}{dt} + 4\pi \int_0^{\infty} f_i(R, t) J_{T,R,i} R^2 dR = 0, \quad (3)$$

$$L_i J_{D,i} = J_{T,R,i}, \quad (4)$$

$$T_{Ri} = \varphi_i(\varepsilon_{Ri}), \quad (5)$$

где (1) — уравнение неразрывности для функции распределения зародышей новой фазы по размерам $f_i(R, t)$, нормированной на число зародышей в единице объема расплава; $N_i(t) = \int_0^{\infty} f_i(R, t) R^3 dR$; (2), (3) — уравнения, описывающие соответственно изменения средней концентрации компонентов и температуры в расплаве; (4) — уравнение связи потоков тепла и вещества на границе зародыша радиуса R (вычислены в [7]); (5) — уравнение, описывающее зависимость равновесной температуры на границе зародыша радиуса R от состава ε_{Ri} ; $J_{D,R,i}$, $J_{T,R,i}$ — соответственно поток растворенного компонента на зародыше новой фазы и поток тепла, выделяющегося при кристаллизации зародыша радиуса R ; c_{pi} и ρ_{Li} — теплоемкость и плотность расплава при постоянном давлении, $\varphi_i(\varepsilon_{Ri})$ — определяется видом конкретной диаграммы состояния и определяет зависимость равновесной концентрации на границе зародыша радиуса R и температуры. Символом i мы обозначаем, в какой части диаграммы мы находимся и соответственно состав зародышей новой фазы. Например, если мы находимся в левой части диаграммы, где выпадают зародыши состава А, тогда $i = 1$; если же мы находимся в правой части диаграммы, где выпадают зародыши состава В, тогда обозначим $i = 2$.

В эвтектической точке в расплаве находятся одновременно как зародыши компонента А, так и зародыши компонента В. Причем, поскольку в эвтектической точке производная $\partial T_0 / \partial \varepsilon_0$ (где T_0 и ε_0 — соответственно равновесная температура и равновесная концентрация на линии ликвидуса) меняет знак, рост зародышей, как показано качественно в [7], будет происходить самосогласованным образом.¹

Действительно, в точке эвтектики происходит рост зародышей как состава А, так и состава В, при этом зародыш каждого состава меняет концентрацию своего компонента в расплаве, а тем самым и другого. Например, рост зародыша состава А вызывает повышение концентрации компонента В, при этом возрастает его скорость роста. Однако увеличение скорости роста зародыша В приводит к уменьшению концентрации этого компонента в расплаве, что в свою очередь увеличивает скорость роста зародышей А, т.е. рост частиц обеих фаз становится коррелированным. Очевидно, что при этом потоки компонентов равны по величине, но имеют разную направленность: $J_{D,R,1} = -J_{D,R,2}$. Таким образом, средняя концентрация в системе стремится к одному значению, а именно к эвтектической концентрации ε_e .

¹ Отметим, что мы исследуем здесь только нормальные эвтектики.

Необходимо отметить, однако, что это возможно только в том случае, когда линии равновесных концентраций, заходящие в область метастабильного состояния (см. рисунок), строго симметричны относительно линии эвтектических составов. В том случае, если это не так, на начальной стадии созревания зародышей возможны флуктуации состава и зародыши растут независимо, так как их индивидуальное пересыщение будет «сняться» независимо. В этом случае необходимо рассматривать их эволюцию аналогично многофазной системе [9]. Однако на асимптотике, т.е. когда пересыщение $\Delta_i \rightarrow 0$, а именно это и есть остальдовское созревание, в малой окрестности точки эвтектики метастабильные линии равновесных концентраций все равно будут находиться практически на одинаковом расстоянии от линии эвтектической концентрации [1,2].

Итак, на стадии остальдовского созревания зародышей новой фазы в расплаве эвтектического состава средняя концентрация в расплаве ξ остается постоянной для всей системы в целом, и уравнение (2) становится тождественно равным нулю (что, конечно, несправедливо на начальной стадии).

Зависимость (5) при этом определяет степень переохлаждения расплава относительно эвтектической температуры T_e . Переохлаждение расплава становится единым для всей системы.

2. Основная система уравнений кристаллизации расплавов эвтектического состава на поздней стадии

Система уравнений (2)–(5) с учетом вышесказанного перейдет в систему вида

$$\frac{\partial f_i(R, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R}[f_i(R, t)V_{Ri}] = 0,$$

$$f_i|_{t=0}(R, t) = f_{0i}, \quad (6)$$

$$\frac{d(\bar{T}c_{pe}\rho_e)}{dt} + 4\pi \sum_{i=1}^2 \int_0^{\infty} f_i(R, t)J_{T,R,i}R^2 dR = 0. \quad (7)$$

$$\sum_{i=1}^2 L_i J_{D,i} = \sum_{i=1}^2 J_{T,R,i}, \quad (8)$$

Для того чтобы система уравнений (6)–(8) могла быть решена, ее необходимо дополнить зависимостью скорости роста зародыша от радиуса V_{Ri} . Согласно [7], скорость роста зародышей в области, далекой от точки эвтектики, определяется как процессом теплопроводности, так и процессом диффузии и имеет вид

$$V_{Ri} = \frac{2\sigma_{SLi}D_{Le}\omega_i^2 N_0 T_{0i} K_{Le} \xi_{Ri}}{[\xi_{Ri}D_{Le}N_0 L_i^2 + K_{Le}T_{0i}^2 k]} R^2 \left(\frac{R}{R_{ki}} - 1 \right), \quad (9)$$

где D_{Le} — коэффициент взаимодиффузии компонентов в эвтектическом расплаве, N_0 — полное число молекул в единице объема расплава, k — постоянная Больцмана, σ_{SLi} — энергия границы раздела

жидкость—твердое тело, K_{Le} — коэффициент теплопроводности расплава эвтектического состава, c_{pe} , ρ_e — соответственно теплоемкость и плотность эвтектического состава, ω_i — объем на атом (молекулу) компонента i , L_i — скрытая теплота кристаллизации на атом компонента i , T_{0i} — равновесные температуры.

В случае, когда состав системы далек от эвтектического, равновесная концентрация ξ_R находится из асимптотического решения системы (6)–(8) и является реально существующей термодинамической величиной, при которой заканчивается процесс оствальдовского созревания и новая фаза находится в равновесии с расплавом. Рассмотрим теперь, как может вести себя скорость роста \dot{V}_i в точке эвтектики. Перенесем подход, разработанный в [7] для термодинамически стабильной области, в область метастабильных состояний. Рост зародышей каждой из фаз определяется согласно (9), но в этом случае ξ_{Ri} есть метастабильная равновесная концентрация [1,2]. Именно разница между средней концентрацией (которая на стадии оствальдовского созревания равна эвтектической) и метастабильной равновесной концентрацией является движущей силой роста зародышей новой фазы. Как и в [7], истинная равновесная концентрация определяется из системы (1)–(5), решенной на асимптотике. Из этого решения видно, что метастабильные равновесные концентрации каждой фазы должны быть равны друг другу $\xi_{R1} = \xi_{R2}$ и равны реальной наблюдаемой равновесной концентрации ξ_e , т.е. эвтектической концентрации, а равновесные температуры равны эвтектической $T_{01} = T_{02} = T_e$. Поэтому уравнение (9) для рассматриваемого нами случая можно записать следующим образом:

$$V_{Ri} = \frac{2\sigma_{SLi}D_{Le}\omega_i^2 N_0 T_e K_{Le} \xi_e}{[\xi_e D_{Le} N_0 L_i^2 + K_{Le} T_e^2 k] R^2} \left(\frac{R}{R_{ki}} - 1 \right). \quad (10)$$

Итак, несмотря на то что движущей силой процесса являются как тепловые, так и диффузные процессы и диффузия может лимитировать рост зародышей, в эвтектических расплавах устанавливается единое для всей системы переохлаждение, которое является наблюдаемым и измеряемым в физическом эксперименте.

Таким образом, система уравнений (6)–(8), (10) и описывает кинетику кристаллизации расплавов эвтектического состава. Как известно, $R_{ki} = 2\sigma_{SLi}T_{0i}\omega_i/L_i\Delta_iT$, где T_{0i} — равновесная температура, Δ_iT — переохлаждение расплава. Поскольку переохлаждение в расплаве становится единым, то $R_{ki} = 2\sigma_{SLi}T_e\omega_i/L_i\Delta T$ и критические радиусы для зародышей разного состава становятся подобными друг другу, т.е. $R_{k1} = \gamma R_{k2}$, где $\gamma = \sigma_{SL1}\omega_1 L_2/L_1\sigma_{SL2}\omega_2$.

Итак, в процессе кристаллизации расплава эвтектического состава устанавливается соотношение подобия между критическими радиусами зародышей разного сорта. Это означает, что во времени они изменяются по одному закону.

Система уравнений (6)–(9) похожа на систему уравнений, полученную в [5] и описывающую оствальдовское созревание в однокомпонентных расплавах, протекающее вследствие уменьшения переохлаждения и образования в системе обобщенного теплового поля.

Таким образом, система уравнений (6)–(9) описывает эволюцию ансамбля зародышей новой фазы состава А и В на поздней стадии. Ре-

шение этой системы при $t \rightarrow \infty$ может быть проведено совершенно аналогично [5].

В результате получим вид функции распределения зародышей каждого сорта

$$f_i(R, t) = \frac{N_i(t)P_p(u)}{R_{ki}}, \quad (11)$$

где $p = 2, 3$ зависит от конкретного механизма тепломассопереноса [7], а $P_p(u)$ — плотность вероятности для частицы иметь размер между u и $u + \Delta u$. Вид функции распределения $P_p(u)$ мы приведем далее, при обсуждении эволюции в открытых системах.

Число зародышей в единице объема меняется во времени как

$$N_i(t) = N_i(0) \left(\frac{A_{pi}t}{R_{k0i}^p} \right)^{-3/p}, \quad (12)$$

где $N_i(0)$ — число зародышей сорта i к началу процесса оствальдовского созревания.

Критические радиусы зародышей при $t \rightarrow \infty$ меняются во времени по закону

$$R_{ki}^p \sim A_{pi}t, \quad (13)$$

где A_{pi} — кинетические коэффициенты, значения которых для всех возможных механизмов тепломассопереноса приведены в работе [7]. Для рассматриваемого нами случая в консервативных системах средний \bar{R}_i и критический R_{ki} размеры совпадают друг с другом. В частности, при указанном нами механизме тепломассопереноса $p = 3$ и

$$A_{3i} = \frac{8D_{Le}\sigma_{SLi}N_0\omega_i^2T_e\xi_eK_L}{9(D_{Le}L_i^2N_0\xi_e + K_LkT_e^2)}. \quad (14)$$

Итак, поскольку $R_{k1}(t) = \gamma R_{k2}(t)$, функция $P_p(u)$ одна и та же как для зародышей состава А, так и для зародышей состава В, то соответственно и функции $f_1(R, t)$ и $f_2(R, t)$ подобны друг другу (см. (11)).

Из уравнения (13) следует, что при $t \rightarrow \infty$

$$\frac{\sigma_{SLi}\omega_iT_e}{L_i\Delta T} = (A_{pi}t)^{1/p}. \quad (15)$$

Составляя соотношение между критическими радиусами зародышей разного сорта, имеем

$$\frac{\sigma_{SL1}\omega_1L_2}{\sigma_{SL2}\omega_2L_1} = \left(\frac{A_{p1}}{A_{p2}} \right)^{1/p}.$$

Отсюда следует интересная связь между некоторыми коэффициентами. Так, в случае, когда $p = 3$ и

$$D_{Le}L_i^2N_0\xi_e \ll K_LkT_e^2,$$

из (15) имеем

$$\frac{L_2}{L_1} = \left(\frac{\sigma_{SL_2}^2 \omega_2}{\sigma_{SL_1}^2 \omega_1} \right)^{1/3},$$

а при $D_{Le} L_i^2 N_0 \xi_e \gg K_L k T_e^2$ имеем

$$\frac{L_2}{L_1} = \frac{\sigma_{SL_2}^2 \omega_2}{\sigma_{SL_1}^2 \omega_1}.$$

Если $p = 2$, т.е. рост зародышей лимитируют процессы встраивания атомов в кристаллическую решетку, и действует соотношение [5,7]

$$N_0 \xi_e \omega_i L_i \ll k T_e^2,$$

то

$$\frac{L_2}{L_1} = \left(\frac{\sigma_{SL_2} \omega_1}{\sigma_{SL_1} \omega_2} \right)^{1/2},$$

в противоположном случае

$$\frac{L_2}{L_1} = \left(\frac{\sigma_{SL_2}}{\sigma_{SL_1}} \right)^{1/2}.$$

Эти соотношения устанавливают связь между скрытыми теплотами кристаллизации и соответственно поверхностными натяжениями выпадающих фаз в эвтектических расплавах.

Это означает, что на поздней стадии из-за корреляции между радиусами зародышей возникает своеобразная симметрия между распределением зародышей. Очевидно, именно этот процесс и наблюдается при кристаллизации нормальных эвтектик, в которых наблюдается возникновение ориентационного соотношения [2]. В частности, экспериментально установлено, что в сплавах Al—CuAl₂ в начальный момент кристаллизации нет определенной закономерности их роста, а в конце процесса четко прослеживается взаимное влияние.

Отметим, что общий характер рассмотренного нами процесса распространяется и на зародыши новой фазы, имеющие вид стержней или цилиндров, если их радиус R и длина l меняются подобным образом. В этом случае необходимо переписать уравнения (6)–(9) с учетом изменения коэффициента формы, как это было сделано в [6]. Проведя решение этой системы, можно получить значения функции распределения цилиндров по размерам, такие же как (17), (18), и выражения для длины l и радиуса цилиндров R , подобные (13).

3. Открытые системы

Пусть от системы, в которой происходит процесс оствальдовского созревания зародышей в расплаве эвтектического состава, отводится тепло. Мы будем считать, что сток тепла является объемным, т.е. не будем учитывать влияния неравномерности при теплоотводе от границ системы. Согласно [5], на стадии коалесценции стоки тепла могут

быть представлены в виде $g_T n t^{n-1}$, где g_T — мощность стока тепла, n — показатель затухания (любое, не обязательно целое число). Как показано в работе [5], при $n < 0 < 3/p$ стоки являются затухающими, а при $n \geq 3/p$ — незатухающими. В данной работе мы рассмотрим только затухающие стоки тепла.

Обобщим систему (6), (7) на случай эволюции ансамблей зародышей в эвтектической точке, когда система является открытой. Уравнение неразрывности (6) остается неизменным, а в уравнение баланса тепла (7) необходимо ввести сток тепла. Рассматривая процессы, происходящие при $t \rightarrow \infty$, опустим член с $d\bar{T}c_{pe}\rho_e/dt$, так как он мал по сравнению со стоком тепла. Совершенно аналогично можно провести решение и этой системы.

Оказывается, что асимптотическая функция распределения зародышей каждого сорта по размерам будет иметь вид

$$f_i(R, t) = \frac{N_i(t)P_p(U)}{R_{ki}}, \quad (16)$$

где

$$P_2(U) = \begin{cases} \frac{(2e^{3-2n})(3-2n)U \exp\left(-\frac{3-2n}{1-U/2}\right)}{(2-U)^{2+2\left(\frac{3}{2}-n\right)}}, & U < 2, \\ 0, & U \geq 2, \end{cases} \quad (17)$$

$$P_3(U) = \begin{cases} \frac{\left(\frac{3^3 e}{2^{3/3}}\right)^{1-n} 3(1-n)U^2 \exp\left[-\frac{(1-n)}{(1-2U/3)}\right]}{(U+3)^{1+\frac{4}{3}(1-n)}\left(\frac{3}{2}-U\right)^{2+\frac{4}{3}(1-n)}}, & U < 3/2, \\ 0, & U \geq 3/2, \end{cases} \quad (18)$$

$U = R/R_{ki}$. Отметим, что для замкнутых систем в выражениях (17), (18) необходимо положить $n = 0$.

Плотность зародышей изменяется как

$$N_i(t) = \frac{N_i(0)}{(3/p - n)(A_{pi}/R_{k0i}^p t)^{(3/p - n)}}. \quad (19)$$

Критический и средний радиусы меняются по закону

$$R_{ki}^p \sim A_{pi} t, \quad \bar{R}_i = R_{ki} C_{pn}, \quad (20)$$

где C_{pn} — коэффициент, определяемый согласно [5].

Таким образом, видно, что уравнения (16)–(20) с точностью до постоянной совпадают с уравнениями, приведенными в работе [5]; это показывает, что основной характер оствальдовского созревания сохраняется и в эвтектической точке.

4. Обсуждение результатов

Итак, мы установили, что при эволюции ансамблей зародышей новой фазы, растущих из раствора–расплава эвтектического состава на стадии оствальдовского созревания, рост зародышей происходит по механизму «теплового» оствальдовского созревания, т.е. только

за счет снижения переохлаждения ΔT . Переохлаждение раствора-расплава становится единым для обеих фаз и отсчитывается от температуры эвтектики, при этом критические размеры обеих фаз оказываются связанными между собой и подобными друг другу. При этом происходит взаимная корреляция хода эволюции ансамблей зародышей разного сорта. Очевидно, что в ходе процесса зарождения взаимное влияние выделений разных фаз на эволюцию друг друга должно быть крайне слабым. Это подтверждается и экспериментальными исследованиями, из которых видно, что сначала, как правило, выпадает одна из фаз, называемая «ведущей». Влияние фаз на взаимную эволюцию становится определяющим на поздней стадии.

В работе показано, что на стадии остальдовского созревания ансамбля зародышей в эвтектической точке существует независимая от начального распределения функция распределения зародышей по размерам. Причем в безразмерных переменных $u = R/R_{ki}$ вид функций распределения $P_p(u)$ обоих сортов зародышей совпадает, а в размерных переменных вид этих функций подобен друг другу.

В большинстве работ, посвященных экспериментальному исследованию эвтектических расплавов, либо вообще не рассматривают распределение зародышей по размеру, ограничиваясь вычислением среднего радиуса, либо обрабатывают данные эксперимента в размерных величинах. Из настоящего исследования и других работ по теории остальдовского созревания видно, что для детального объяснения происходящих процессов (определения лимитирующей стадии роста зародышей, влияния стоков тепла и других параметров протекания процесса на конечные характеристики образца) необходимо перестроить экспериментальные данные в безразмерные координаты $u = R/R_{ki}$ и произвести обработку результатов по методу, описанному в [9].

Из вышеизложенного рассмотрения следует, что на изменение структуры (в смысле распределения зерен по размерам) получаемых образцов эвтектического состава существенное влияние будет оказывать мощность отвода тепла от системы.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код № 96-03-32396).

Список литературы

- [1] Физическое металловедение / Под ред. Р.У. Кана и П. Хаазена. М. (1987). В. 1. 639 с.; В. 2. 624 с.; В. 3. 663 с.
- [2] Эллиот Р. Управление эвтектическим затвердеванием. М. (1987). 353 с.
- [3] Амброк А.Г., Калашников Е.В. Рост кристаллов. М. (1990). Т. 18. С. 5–17.
- [4] Калашников Е.В. Расплавы, 3, 40 (1990).
- [5] Кукушкин А.С. ФТТ 27, 10, 2987 (1985).
- [6] Кукушкин С.А. Поверхность, 7, 27 (1983).
- [7] Кукушкин С.А., Слезов В.В. ФТТ 29, 12, 3657 (1987).
- [8] Кукушкин С.А., Слезов В.В. ФТТ 30, 2, 3416 (1988).
- [9] Кукушкин С.А., Слезов В.В. Хим. физика 9, 4, 563 (1990).