

УДК 669.713.7

Теплообмен при гранулировании свинцосодержащих алюминиевых сплавов в водной среде

А.П. Скуратов, А.А. Пьяных

Сибирский федеральный университет, Красноярск

E-mail: a.skuratov@mail.ru, piartex@gmail.com

Работа посвящена исследованию теплофизических процессов при получении гранул свинцосодержащего алюминиевого сплава. Предложена математическая модель теплообмена, на основе которой проведено расчетное исследование охлаждения в водной среде капли расплава различного размера. С использованием лабораторного эксперимента уточнены краевые условия для моделирования и оценено качество получаемых гранул.

Ключевые слова: алюминиевые сплавы, легирование, свинец, гранулирование, теплообмен, математическая модель.

Антифрикционные свинцосодержащие алюминиевые сплавы позволяют снизить коэффициент трения и, соответственно, повысить износостойкость и эксплуатационную надежность изготовленных из них частей механизмов. Эти сплавы сравнительно легки, тверды и пластичны, что позволяет применять их в качестве конструкционного материала.

Обобщение литературных данных по способам получения отливок и лигатур из сплавов системы Al-Pb показало, что в условиях атмосферного давления и низкой скорости охлаждения (не выше 60 °C/c) при затвердевании наблюдается ликвация свинца по плотности. Наиболее подходящим здесь является процесс гранулирования, который дает возможность получить в высоколегированных сплавах алюминия с легкоплавкими, практически нерастворимыми в алюминии и резко отличающимися по плотности компонентами (Sn, Pb, Cd, Bi), диспергированную гетерогенную структуру с равномерным распределением включений. Отработка рациональной технологии процесса гранулирования расплавов связана с определением влияния ряда факторов, к которым, в первую очередь, следует отнести скорость охлаждения гранул, их состав и размеры.

В работе [1] рекомендована технология производства лигатур из алюминиевых сплавов с содержанием свинца 15 % (по массе) в гранулах диаметром 4-6 мм и размером его включений в лигатуре, не превышающем 30 мкм. При этом показано, что гранулы меньшего размера, обладая высокой удельной поверхностью, активно образуют гидратированные оксидные пленки, загрязняющие расплав при легировании. Кристаллизация же капель расплава большего размера дает включения свинца размером более 30 мкм, что при использовании гранул в качестве лигатур может привести к получению некачественных сплавов.

© Скуратов А.П., Пьяных А.А., 2012

Для получения высококонцентрированных сплавов с заданным составом и структурой необходимо их перегреть на 100÷150 °С выше температуры ликвидуса, что обеспечивает полное растворение и последующую высокоскоростную кристаллизацию свинца в расплаве алюминия. Таким образом, важной задачей является определение скорости охлаждения, при которой не успевают происходить расслаивание однородного раствора.

В настоящее время задача определения детального температурного поля кристаллизующейся капли высококонцентрированных алюминиевых расплавов с ограниченной растворимостью легирующего компонента в процессе ее свободного движения в охлаждающей среде практически не решалась. Известны лишь аналитические зависимости для определения времени кристаллизации сплавов таких материалов, дающие приближенную оценку усредненной по объему температуры частицы и, соответственно, ее фазового состояния [2].

Для проведения детального анализа температурного состояния капли расплава системы Al-Pb была использована расчетная цилиндрическая область в осесимметричной системе координат (рис. 1).

Расчетная сетка представлена на рис. 2. Для улучшения сходимости решения вблизи поверхности сферической капли было создано специальное сгущение сетки. При этом предполагалось, что именно в этой области будут наблюдаться высокие градиенты температуры, скорости и давления.

Математическая модель представляет собой систему дифференциальных уравнений неразрывности, сохранения импульса и сохранения энергии. Уравнение энергии включает члены, отвечающие за внутреннее тепловыделение при фазовом переходе в расплаве капли в процессе кристаллизации и закипания воды. При учете турбулентности, мгновенные значения гидродинамических характеристик записываются как сумма статистических средних значений и пульсационных составляющих. Таким образом, скорости в уравнениях движения являются усредненными по Рейнольдсу [3]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \text{div}(\rho v) = 0, \quad (1)$$

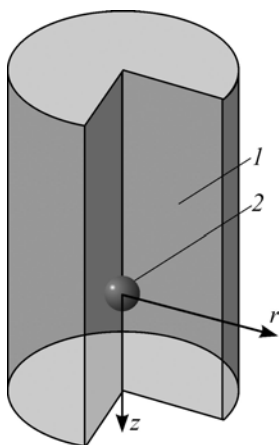


Рис. 1. Расчетная область движения капли расплава в водной среде.

1 — охлаждающая среда, 2 — капля расплава.

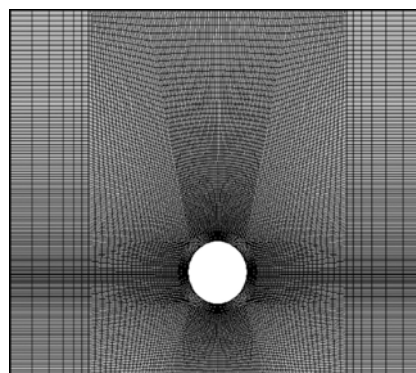


Рис. 2. Расчетная сетка области, занятой пароводяной смесью.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \operatorname{div}(\rho v v) = -\nabla p + \nabla(\bar{\tau} - \rho v' v'), \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \operatorname{div}(\rho v h) = \nabla(\lambda \nabla T) + S_h, \quad (3)$$

$$\bar{\tau} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right). \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность, кг/м^3 , v — скорость, м/с , p — давление, Па , μ — коэффициент динамической вязкости, $\text{Па}\cdot\text{с}$, v' — пульсационная составляющая скорости, м/с , h — энтальпия, Дж/кг , λ — коэффициент теплопроводности, $\text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$, S_h — источниковый член, отвечающий за приток (отток) энергии в процессе фазового перехода и излучения с поверхности капли расплава, Вт/м^3 , $\bar{\tau}$ — тензор вязких напряжений, Па , δ_{ij} — символ Кронекера, $\delta_{ij} = 0$ ($i \neq j$), $\delta_{ii} = 1$.

Для моделирования турбулентности использована гипотеза Буссинеска, связывающая напряжения Рейнольдса ($\rho v' v'$) с осредненным градиентом скоростей. Данная гипотеза, используемая в $k-\varepsilon$ моделях турбулентности, применена для замыкания уравнений (1)–(3).

Уравнения переноса для кинетической энергии турбулентности k ($\text{м}^2/\text{с}^2$) и ее диссипации ε , ($\text{м}^2/\text{с}^3$) имеют следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \operatorname{div}(\rho v k) = \nabla \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + P - \rho \varepsilon, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \operatorname{div}(\rho v \varepsilon) = \nabla \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} P - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (6)$$

где P — скорость генерации турбулентности, $\text{м}^2/\text{с}^3$, μ_t — турбулентная вязкость, $\text{Па}\cdot\text{с}$. Эмпирические константы согласно стандартной форме $k-\varepsilon$ модели имеют следующие значения: $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$, $C_1 = 1,44$, $C_2 = 1,92$ [4].

На поверхности капли расплава использовалось граничное условие третьего рода с учетом лучистой составляющей теплообмена, которая определялась согласно закону Стефана–Больцмана. Коэффициент конвективной теплоотдачи определялся при решении системы (1)–(6). На нижней поверхности цилиндра задавалась скорость движения воды, которая принималась равной скорости капли расплава. В связи с отсутствием надежных данных по динамике движения сферических частиц при наличии паровой прослойки и интенсивного теплообмена данная зависимость была получена экспериментально.

На выходе задавалось следующее граничное условие:

$$\partial v_z / \partial z = 0. \quad (7)$$

По периметру цилиндра задавалось условие непроникания и проскальзывания:

$$v_r = 0, \quad \tau_z = 0, \quad (8)$$

где v_r — радиальная составляющая скорости, м/с, τ_z — касательная составляющая тензора напряжений, Па. При этом кинетическая энергия и скорость ее диссипации на входе имели нулевые значения.

В уравнениях (1)–(6) учитывалась зависимость теплофизических параметров сред от температуры. Так, образование пара, в процессе охлаждения капли учитывалось в приближении задачи Стефана, где граница раздела пар/вода определялась при решении уравнений движения и теплообмена: при температуре выше 100 °С принимались теплофизические параметры пара, ниже — воды. Задача решалась в двумерной осесимметричной постановке с использованием численного метода контрольного объема. В литературе, как правило, приведены зависимости коэффициента сопротивления движению сферы от числа Рейнольдса, при этом образование пара и интенсивного теплообмена не учитывается [5].

Учет внутренних источников тепловыделения при фазовом переходе в воде при парообразовании и в объеме капли при кристаллизации, входящих в величину \tilde{S}_h , осуществляется путем введения эффективного коэффициента теплоемкости. Также принимается, что частица имеет однородную химическую структуру по всему объему

$$\tilde{S}_h = \int_{T_{\text{liq}}}^{T_{\text{sol}}} c_p(T) dT + L. \quad (9)$$

В модели теплота плавления L отдельно не учитывалась, а включалась в зависимость теплоемкости от температуры (эффективная теплоемкость) в виде

$$c_{\text{eff}}(T) = c_p(T) + \tilde{c}(T), \quad (10)$$

$$L = \int_{T_{\text{liq}}}^{T_{\text{sol}}} \tilde{c}_p(T) dT, \quad (11)$$

где $\tilde{c}_p(T)$ — добавочный член, отвечающий за внутреннее тепловыделение.

Исследовался процесс гранулирования капель расплава состава Al — 15 % Pb (по массе) размером 4,5; 6,0 и 7,5 мм. Учитывалось, что система Al-Pb на фазовой диаграмме характеризуется широкой областью несмешиваемости в жидком состоянии [6], где и должна быть обеспечена высокая скорость охлаждения расплава. При этом для расплава принятого состава эта область должна лежать в диапазоне между температурой несмешиваемости двух жидкостей, равной примерно 990 °С, и температурой монотектического превращения, которая ниже температуры плавления чистого Al на 1,5 °С (658,5 °С).

Начальное значение температуры воды и капли составили 15 и 1100 °С соответственно. Температурная зависимость теплофизических параметров расплава и охлаждающей среды принималась согласно [7, 8]. В процессе моделирования охлаждения капли расплава первоначально было определено ее температурное поле в воздушной среде до момента соприкосновения ее с поверхностью воды. При расчете скорости движения капли не рассматривалось влияние силы трения капли с воздухом — скорость определялась из кинематических уравнений движения материальной точки, на которую действует только сила тяжести. Как показали дальнейшие расчеты, температура капли расплава за время ее свободного движения в воздухе уменьшится не более чем на 10 °С.

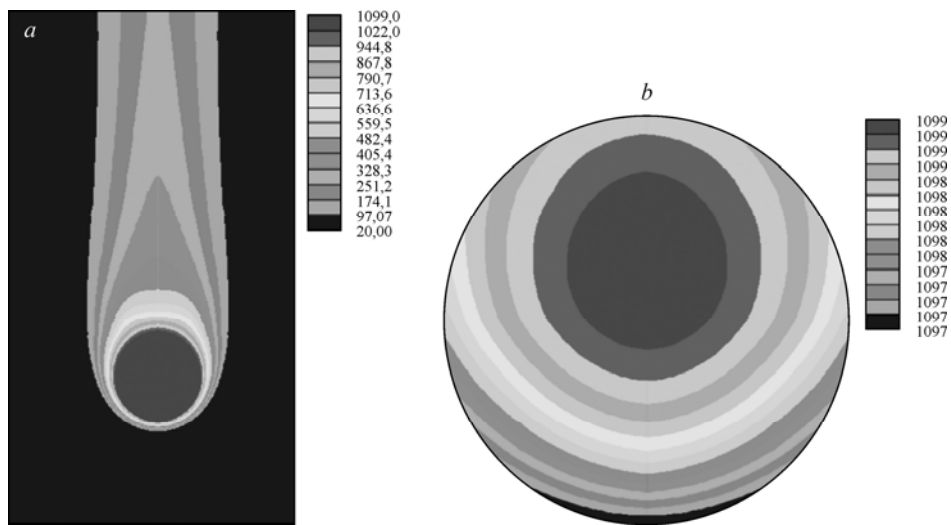


Рис. 3. Температурное поле (°C) воздушной среды и капли расплава диаметром 6,0 мм в момент времени 0,1 с.

a — воздушная среда, *b* — сечение гранулы.

В качестве примера на рис. 3 и 4 представлены расчетные температурные поля капли расплава диаметром 6 мм и окружающей среды в процессе ее движения.

Как отмечалось, экспериментальные исследования проводились с целью определения скорости движения в воде каплей расплава, а также оценки правильности выбранного в результате численного моделирования режима гранулирования.

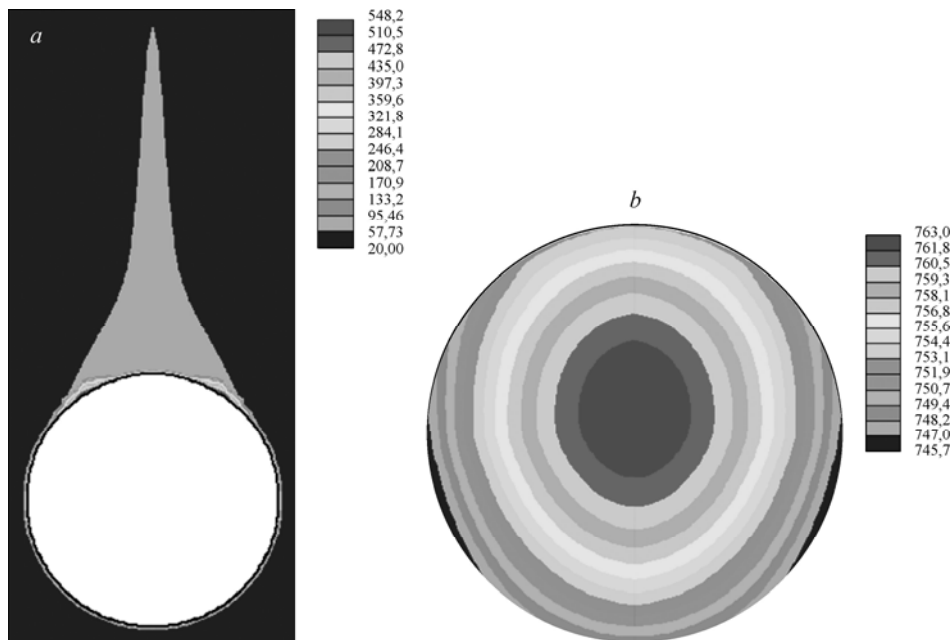


Рис. 4. Температурное поле (°C) пароводяной среды и капли расплава диаметром 6,0 мм в момент времени 0,5 с.

a — пароводяная смесь, *b* — сечение гранулы.



Рис. 5. Лабораторная установка для получения гранул.

Лабораторная установка для гранулирования расплава системы Al-Pb состояла из индукционной печи и водяной ванны (см. рис. 5). В основании тигля печи имелось отверстие, где формировалась капля расплава. Расстояние от отверстия до поверхности воды в ванне составляло 6 см. По мере движения капли в воздухе и далее в водяной ванне протекал процесс охлаждения с последующей кристаллизацией и формированием гранулы. В опытах температура участвующих в теплообмене сред составила (в °С): воды — 15, воздуха — 20, расплава в индукционной печи — 1100.

Экспериментально установлено незначительное влияние размера капель в исследуемом диапазоне (4,5÷7,5 мм) на их движение. Поэтому в расчетах была использована усредненная зависимость мгновенной скорости движения капель расплава от времени $\bar{v}(t)$ (рис. 6).

Полученные в результате численного эксперимента изменения температуры в объеме капель различного размера в процессе их движения в пароводяной среде показаны на рис. 7. Резкое падение температуры в интервале 640÷700 °С объясняется изменением в этой области теплофизических параметров алюминия при кристаллизации [6]. Установлено, что для капель диаметром 4,5; 6,0 и 7,5 мм средние за все время движения в воде скорости охлаждения соответственно составили 680, 393 и 325 °С/с. При этом выявлено существенное отличие максимальной скорости охлаждения капли расплава от средних ее значений. Так, в начальный период движения (0÷0,2 с) для капель исследуемых размеров скорости охлаждения составляют соответственно 1200, 800 и 600 °С/с. На основе численного исследования

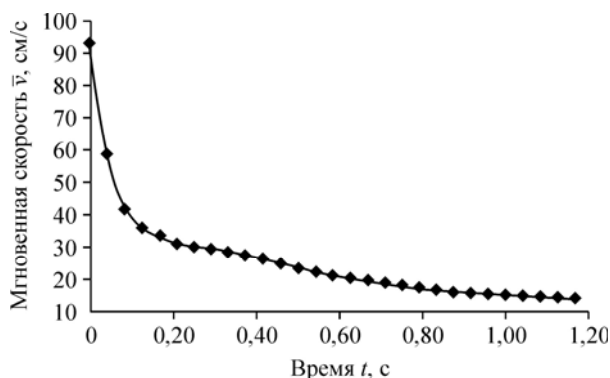


Рис. 6. Динамика изменения усредненной скорости движения в воде капель расплава диаметром 4,5÷7,5 мм.

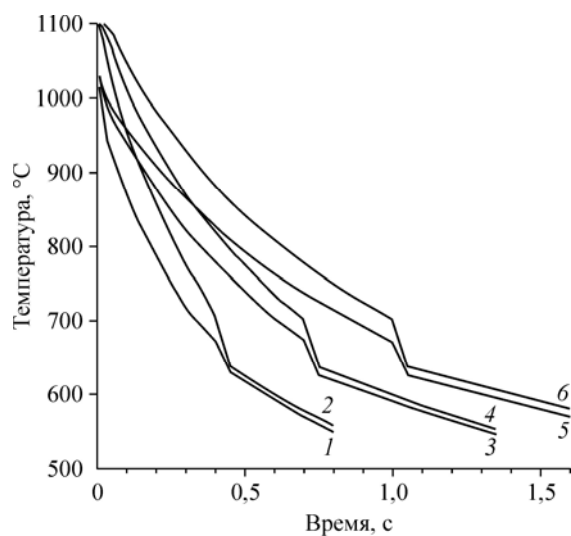


Рис. 7. Зависимость скорости охлаждения каплей расплава в воде от их размера и времени движения. 1, 3, 5 — минимальная температура каплей диаметром 4,5; 6,0 и 7,5 мм соответственно; 2, 4, 6 — максимальная температура каплей диаметром 4,5; 6,0 и 7,5 мм соответственно.



Рис. 8. Структура гранулы размером 4,5 мм (×20).

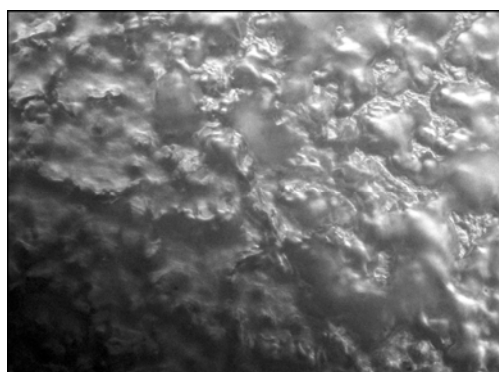


Рис. 9. Структура гранулы размером 4,5 мм (×100).

определена также высота водяной ванны, необходимая для полного затвердевания гранул различного размера.

Результаты микроскопического анализа, проведенного совместно с В.Г. Бабкиным и А.И. Черепановым, показали, что при охлаждении каплей расплава диаметром 4,5 мм со средней скоростью 680 °С/с (в интервале температур 1100÷650 °С) размер свинцовых включений в гранулах не превышает 30 мкм. При этом частицы свинцовой фазы четко выделяются на фоне алюминиевой матрицы, а их распределение по полю шлифа достаточно равномерно (рис. 8, 9). Для данных условий грануляции минимальная высота водяной емкости составляет 0,7 м.

Список литературы

1. Бабкин В.Г., Скуратов А.П., Черепанов А.И., Пьяных А.А. Моделирование тепловых процессов при литье гранул высококонцентрированных сплавов системы Al-Pb-Bi и оптимизация их структуры // Сб. науч. статей XIV межд. науч. конф. Алуминий Сибири-2008. Красноярск: Изд-во ООО «Версо», 2008. С. 284–291.

2. **Добаткин В.И., Елагин В.И.** Гранулируемые алюминиевые сплавы. М.: Металлургия, 1981. 176 с.
3. **Патанкар С.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкостей. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
4. **Launder В.Е., Spalding D.B.** Lectures in Mathematical Models of Turbulence. London, England: Academic Press, 1972. P. 157–162.
5. **Кутателадзе С.С.** Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 367 с.
6. **Диаграммы** состояния двойных металлических систем: справочник: в 3 т.; Т. 1 / под общ. ред. Н.П. Лякишева. М.: Машиностроение, 1996. 992 с.
7. **Зиновьев В.Е.** Теплофизические свойства металлов при высоких температурах: Справ. изд. М.: Металлургия, 1989. 384 с.
8. **Ривкин С.Л.** Термодинамические свойства газов: справочник. 4-е изд., перераб. М.: Энергоатомиздат, 1987. 288 с.

*Статья поступила в редакцию 28 мая 2010 г.,
после доработки 16 марта 2011 г.*