



The problem on calculation of soaking of the reinforcing carcass out of spherical particles by molting metal at founding of composite materials with macroheterogeneous structure is solved.

Ю. К. КРИВОШЕЕВ, В. Я. КЕЗИК, А. С. КАЛИНИЧЕНКО, БГА

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПРОПИТКИ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

УДК 620.22

С точки зрения управления процессом затвердевания композиционной отливки важным моментом является расчет процесса пропитки, который определяет время, необходимое для заполнения формы, количество тепла, теряемое расплавом. На основании расчета процесса пропитки можно найти минимальную температуру расплава, которая обеспечит заполнение формы, а также получить начальное тепловое условие последующего процесса затвердевания.

В работах [1, 2] рассматривается упрощенная модель пропитки, которая основывалась на самопроизвольном движении жидкости в цилиндрическом канале. Однако процесс пропитки металлическими жидкостями по сравнению с изученными до настоящего времени объектами при низких температурах при пропитке неметаллическими жидкостями осложняется рядом обстоятельств и прежде всего тем, что процесс идет при высоких температурах и сопровождается взаимодействием материала пропитываемого каркаса с пропитывающим расплавом. В таких условиях сама структура пористого тела в ходе процесса пропитки может изменяться, что усложняет как управление процессом пропитки, так и его описание.

Рассмотрим влияние температуры, величины пористости и размера пор, характера взаимодействия материала пористого каркаса с пропитывающим расплавом на кинетические параметры процесса пропитки.

Течение смачивающей жидкости в капиллярах описывается уравнением, в основе которого лежит соотношение Пуазейля:

$$v = \frac{r^2}{8\eta l} \Delta P. \quad (1)$$

Поскольку перепад давления между поверхностью мениска и основанием столба жидкости равен

$$\Delta P = P(l) - P(0) = \frac{2\sigma \cos \theta}{r} - \rho g l \sin \alpha, \quad (2)$$

то соотношение (1) сводится к следующему уравнению:

$$v = \frac{r^2}{8\eta l} \left(\frac{2\sigma \cos \theta}{r} - \rho g l \sin \alpha \right), \quad (3)$$

где v — средняя скорость потока; l — перемещение границы жидкой фазы (мениска); σ , η , ρ — соответственно поверхностное натяжение, вязкость и плотность жидкости; r — радиус капилляра; θ — краевой угол; g — ускорение свободного падения; α — угол наклона капилляра к горизонту.

Обычно полагают, что капиллярное давление $P_k \gg \rho g l \sin \alpha$. Тогда

$$\frac{dl}{dt} = \frac{\sigma r \cos \theta}{4\eta l}. \quad (4)$$

Интегрируя по времени от 0 до t и по координате от 0 до l , получаем закон перемещения мениска:

$$l = \left(\frac{\sigma r \cos \theta}{2\eta} \right)^{1/2} t^{1/2}. \quad (5)$$

Полученное уравнение используется для расчета зависимости $l = f(t)$ при течении по одиночным параллельным капиллярам. Уравнение (5) получено на основе модели, для которой справедливы следующие условия:

- 1) силой сопротивления является вязкое трение, в то время как другие сопротивления (инерции, кинетическое) пренебрежимо малы;
- 2) скорость течения на стенке капилляра равна нулю (условие прилипания);
- 3) движущая сила, пропорциональная капиллярному давлению, постоянна.

Условия (1)—(3) являются условиями течения Гагена—Пуазейля при сформировавшемся параболическом по сечению потока профиле скоростей под действием постоянной движущей силы $\pi r^2 P_k$, причем они вступают в силу не сразу после контакта жидкости с капилляром, а спустя некоторое время. Это позволяет говорить о начальной стадии и последующей основной стадии капиллярного течения.

Многие авторы, в частности [3, 4], показали, что модель структуры пористых тел в виде набора

параллельных капилляров далека от действительности. В соответствии с выводами [5, 6] о форме капилляров в [7] было обращено внимание на необходимость учета синусоидальности капилляров. При этом в [7] для скорости проникновения получено следующее соотношение:

$$l^2 = \sigma_{ж} R_{эф} \cos \theta_p / 2,8\eta b^2, \quad (6)$$

где $R_{эф}$ — радиус пор; b — коэффициент извилистости. Соотношение (6) хорошо описывает связь параметров пропитки из экспериментов [7] в широком диапазоне коэффициентов извилистости b ($1,5 \leq b \leq 5$), что отличается от обоснованных в [5, 8] значений $b \approx 1-1,06$. Это связано с тем, что не было учтено влияние угла наклона стенок на форму мениска и капиллярное давление. Кроме того, проникновение жидкости рассматривалось как пуазейлево течение в условиях сформировавшегося мениска, что справедливо лишь в случае, когда скорость смачивания намного превышает скорость подвода жидкости к периметру.

В пористом теле возможны различные способы размещения частиц в зависимости от степени уплотнения. При анализе обычно рассматривается такое тело как состоящее из частиц простейшей формы, например сферической [8]. При этом переход от наименее плотной (кубической, с пористостью $\Pi = 47,6\%$) к наиболее плотной (гексагональной, с $\Pi = 25,9\%$) укладке связывается с перекосом элементарной ячейки, который выражается уменьшением угла наклона у ее ребер от 90° до 60° (рис. 1).

Впервые геометрическую модель шаровой ячейки и теоретическую модель течения через нее разработал К. С. Сливтер [9, 10]. Главным фактором, определяющим потерю энергии при течении жидкости через шаровой слой, он считал форму пространства между шарами. Рассматривался про-

странственный элемент, состоящий из восьми шаров, расположенных в двух параллельных плоскостях таким образом, что центры их являются углами ромбоэдра. Боковые плоскости образуют ромбы с длиной стороны d и углами γ или $(180^\circ - \gamma)$, одинаковыми во всех плоскостях. Объем такого элементарного ромбоэдра равен

$$V = d^3 (1 - \cos \gamma) \sqrt{1 + 2 \cos \gamma}.$$

Объемная пористость или отношение пустого пространства в ячейке ко всему объему V будет равна

$$\Pi = 1 - \frac{\pi}{6(1 - \cos \gamma) \sqrt{1 + 2 \cos \gamma}}.$$

При угле $\gamma = 90^\circ$ получается кубическая укладка шаров с объемной пористостью, как сказано выше ($\Pi = 0,476$), число касаний шаров — шесть, проходное сечение элемента имеет форму ромба с вогнутыми сторонами.

При угле $\gamma = 60^\circ$ — тетраоктаэдрическая укладка, число касаний шаров увеличивается до предельного значения — 12, а объемная пористость становится минимальной и равной 0,259. Проходное сечение элемента представляет собой два треугольника с вогнутыми сторонами. Минимальное проходное сечение элементарной ячейки определяется зависимостью:

$$S_{\min} = \frac{\sin(\varphi - \pi/4) d^2}{2}.$$

Длина канала или путь пропитывающего вещества в шаровой ячейке определяется как:

$$L = h \frac{1 + \cos \varphi}{\sin \varphi \sqrt{1 + 2 \cos \varphi}},$$

где h — высота шаровой ячейки. В случае кубической укладки она равна диаметру шаров.

Модель Сливтера не учитывает возможности отдельного изменения угла боковых плоскостей φ . Если угол боковых плоскостей равен 60° , а угол в основании — 90° , то может получиться октаэдрическая укладка с предельно-минимальной пористостью 0,259 и 12 точками касания шаров, как и у тетраоктаэдрической ячейки, но с совершенно другой формой пространства между шарами. Таким образом, даже в предельно плотных укладках форма пространства между шарами, разделение и слияние отдельных струек пропитывающей жидкости могут быть различными; это может сказаться и на гидродинамическом сопротивлении.

Поскольку модель Сливтера не учитывает этого различия, В. М. Боришанским была предложена модель, учитывающая все многообразие возможных укладок, возникающих при неравномерном скосе ребер по граням ромбоэдра, т. е. углах φ и δ , где δ — угол в вертикальной диагональной плоскости ячейки. Объемная пористость в этом случае будет:

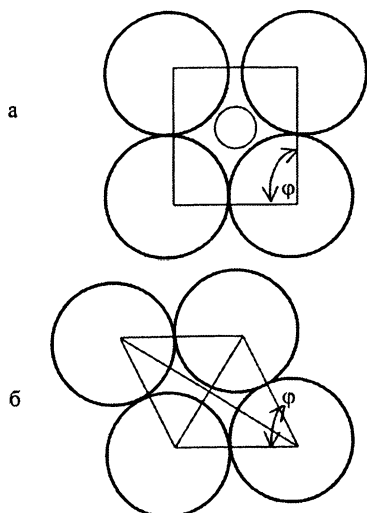


Рис. 1. Укладка сферических частиц при образовании ячейки: а — кубическая укладка, $\varphi = 90^\circ$; б — гексагональная укладка, $\varphi = 60^\circ$

$$\Pi = 1 - \frac{\pi}{6 \sin \varphi \sin \delta}$$

При $\varphi = \delta$ модель Боршанского соответствует модели Слихтера. В работе [1] был предложен теоретический метод обобщения данных по гидравлическим сопротивлениям различных шаровых засыпок и укладок из элементов неправильной формы и разработана новая геометрическая модель, в которой расстояние между шарами может быть больше диаметра шара, т. е. предусматривается случай образования взвешенного слоя с пористостью, большей 0,476. Значения параметров ячейки в этом случае будут выражаться зависимостями:

$$\Pi = 1 - \frac{\pi}{6(1 - \cos \varphi) \sqrt{1 + 2 \cos \varphi}} \left(\frac{d}{b}\right)^3, \quad (7)$$

$$\frac{L}{d} = \frac{\sin \varphi}{1 + \cos \varphi} \sqrt{1 + 2 \cos \varphi} \frac{d}{b}, \quad (8)$$

$$n = 1 - \frac{\pi}{4 \sin \varphi} \left(\frac{d}{b}\right)^3, \quad (9)$$

где b — расстояние между центрами шаров; n — относительное минимальное проходное сечение в ячейке. Так как в реальных шаровых засыпках или укладках экспериментально может быть определена только объемная пористость (например, объемным методом при заполнении пустот жидкостью), то целесообразно выразить и другие параметры ячейки через объемную пористость. Наиболее подходящей формой выражения этих зависимостей оказываются степенные функции типа

$$L/d = C_1 \Pi^{d_1}, \quad (10)$$

$$n = C_2 \Pi^{d_2}. \quad (11)$$

Тогда может быть выражен через объемную пористость и эквивалентный гидравлический диаметр шаровой ячейки:

$$d_{\text{гидр}} = \frac{4S_{\text{мин}}}{P} = \frac{4nV_{\text{яч}}}{\pi dL} = \frac{4\pi d^3}{6(1 - \Pi)dL} = \frac{2}{3} \frac{C_2}{C_1} \frac{\Pi^{d_2 - d_1}}{1 - \Pi} d,$$

где P — периметр в минимальном просвете ячейки n .

Количественные зависимости между параметрами шаровой ячейки можно определить графоаналитическим методом, учитывая при этом возможность трансформации кубической укладки как в тетраэдрическую, так и в октаэдрическую. Ячейка Слихтера требует в принципе касания шаров и объемной пористости больше, чем в кубической укладке, она иметь не может. Поэтому обычно делается допущение, что возможна раздвижка некоторых шаров, при этом число касаний в ячейке станет меньше шести. Для этого делается экстраполяция количественных зависимостей (10) и (11). В работе [11] были предложены для шаровых укладок следующие зависимости:

$$L/d = 1,45 \Pi^{0,5}, \quad (12)$$

$$n = 0,61 \Pi^{1,4}, \quad (13)$$

$$d_{\text{гидр}}/d = 0,28 \Pi^{0,9} / (1 - \Pi). \quad (14)$$

Представление каркаса капиллярного тела в виде шаровой укладки, причем шаров одного размера, является сильной идеализацией. Ближе к реальности стоит схема, в которой поры рассматриваются как каналы радиусом R сечений, периодически меняющимися от минимального R_0 до максимального R_1 [12]:

$$R = R_0 \left[\alpha + \beta \sin \left(\frac{2\pi l}{\lambda} + \psi \right) \right], \quad (15)$$

где $\alpha = R_0 + R_1 / 2R_0$; $\beta = R_1 - R_0 / 2R_0$; λ — период; ψ — угловая величина, характеризующая начало капилляра. Для принятой модели пористого тела были найдены R_0 и R_1 :

$$R_0 = a \left[\sqrt{\frac{2}{1 + \cos \varphi}} - 1 \right], \quad (16)$$

$$R_1 = a \left[\sqrt{\frac{3}{1 + 2 \cos \varphi}} - 1 \right], \quad (17)$$

где a — радиус частиц.

Гидродинамика заполнения капиллярной структуры

Как известно, перепад давлений по длине канала Δp определяется капиллярным давлением $2\sigma_m/d$, где d — радиус кривизны мениска жидкости. При этом необходимо учитывать, что d зависит не только от величины краевого угла смачивания θ (что выполняется в цилиндрическом канале), но и от угла наклона γ стенок канала к оси течения (рис. 1):

$$d = \frac{R}{\cos(\theta_p + \gamma)}$$

Угол γ можно найти, используя уравнение (15):

$$\text{tg} \gamma = \frac{dR}{dl} = \frac{2\pi\beta R_0}{\lambda} \cos \left(\frac{2\pi l}{\lambda} + \psi \right),$$

откуда капиллярное давление P после некоторых преобразований выражается следующим образом:

$$P = \frac{2\sigma_m}{R(1 + \text{tg} \gamma)^{1/2}} \left[\cos \theta_p - \frac{2\pi\beta R_0}{\lambda} \sin \theta_p \cos \left(\frac{2\pi l}{\lambda} + \psi \right) \right]. \quad (18)$$

Полученное уравнение указывает на возможность остановки жидкости в одиночном синусоидальном капилляре, даже расположенном горизонтально. При неполном смачивании, если

$$\text{ctg} \theta_p = \frac{2\pi\beta R_0}{\lambda} \cos \frac{2\pi l}{\lambda},$$

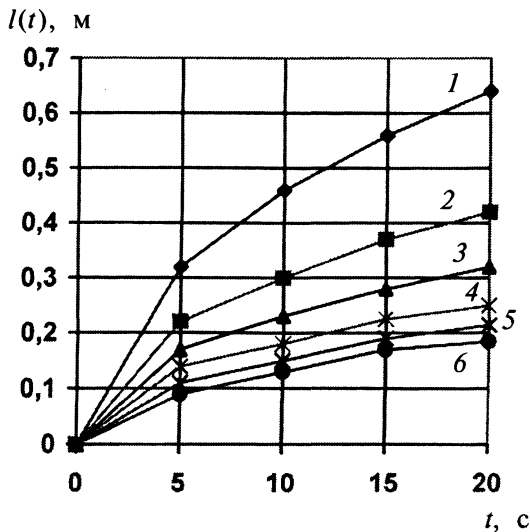


Рис. 2. Влияние коэффициента извилистости b на кинетику процесса пропитки (высоту поднятия расплава). Эффективный радиус пор — 0,2 мм: 1 — $b = 1$; 2 — 1,5; 3 — 2; 4 — 2,5; 5 — 3; 6 — 3,5

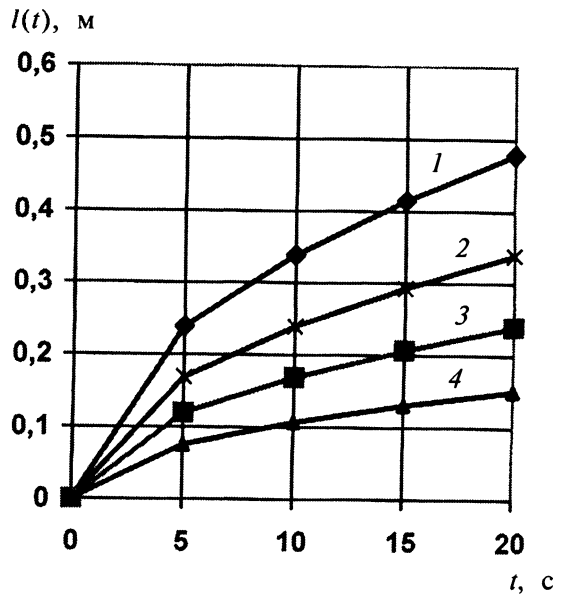


Рис. 3. Влияние размера пор на кинетику процесса пропитки при коэффициенте извилистости $b = 3$: 1 — при $H = 10$ радиус пор равен 1,0 мм; 2 — при $H = 5 - 0,5$; 3 — при $H = 2 - 0,25$; 4 — при $H = 1 - 0,1$ мм

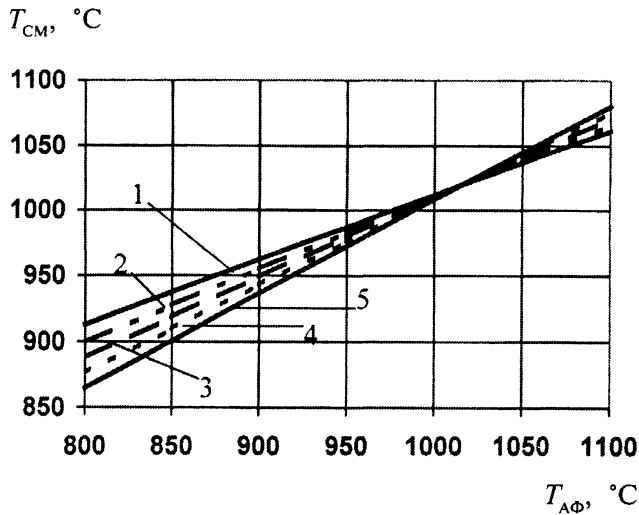


Рис. 4. Зависимость температуры композиционной смеси $T_{см}$ (армирующая фаза + расплав) от температуры армирующей фазы $T_{аф}$ для различных значений пористости P . Температура заливки — 1025°C: 1 — $P = 0,26$; 2 — 0,31; 3 — 0,36; 4 — 0,41; 5 — 0,46

происходит остановка жидкости на расстоянии $1/4$ от узкого сечения благодаря исчезновению капиллярного давления в отличие от случая, описанного в [12], где рассматривалась остановка жидкости на разных высотах цилиндрических капиллярах за счет действия массовых сил.

Анализ результатов

Соотношение (6) было использовано для изучения влияния различных параметров, в частности радиуса пор и коэффициента извилистости, на кинетику пропитки расплавом бронзы армирующей (стальная дробь), при этом результаты представлены в графической форме. Увеличение коэффициента извилистости b приводит к уменьшению высоты капиллярного подъема (рис. 2), увеличение размера пор способствует росту высоты подъема расплава (рис. 3).

Влияние температуры на процесс пропитки можно проиллюстрировать следующим примером (рис. 4). Рассмотрим взаимодействие армирующей фазы с расплавом бронзы, при этом до взаимодействия температуры расплава и армирующей фазы различны. Из соотношения теплового баланса легко определить зависимость температуры смеси от температуры армирующей фазы, причем в качестве параметра выступает пористость армирующей фазы. Скорость пропитки зависит от вязкости расплава как η^{-1} , при этом вязкость является функцией температуры расплава, поэтому для обеспечения достаточно высокой скорости капиллярной пропитки следует температуру расплава поддерживать не ниже определенного уровня. Из рис. 4 можно вычислить значение температуры армирующей фазы при определенном значении пористости, которое обеспечивает требуемое значение температуры расплава, а, значит, и требуемое значение вязкости расплава.

Литература

1. Затуловский С. С., Кезик В. Я., Иванова Р. К. Литые композиционные материалы. Киев: Тэхника, 1990.
2. Тучинский Л. И. Композиционные материалы, получаемые методом пропитки. М.: Metallurgiya, 1986.
3. Еременко В. Н., Лесник Н. Д. Исследование кинетики пропитки пористых тел жидкими металлами. Поверхностные явления в металлах и сплавах и их роль в процессах порошковой металлургии. Киев: Изд-во АН УССР, 1961. С. 155—177.
4. Кинетические закономерности проникновения жидкости в пористые тела / В. В. Хлынов, Е. Л. Фурман, Б. А. Пастухов и др. // Адгезия расплавов и пайка материалов. 1980. Вып. 6. С. 30—37.
5. Лыков А. В. Явления переноса в капиллярно-пористых телах. М.: ГИТТЛ, 1954.

6. Кусаков М. М., Некрасов Д. Н. Капиллярный гистерезис при подъеме жидкости в капиллярах произвольного сечения // Журн. физ. химии. 1960. Т. 34, № 7. С. 1602—1604.

7. Попель С. И., Шерстобитов М. А., Царевский Б. В. Определение скорости проникновения оксидных расплавов в капиллярно-пористые тела // Поверхностные явления в расплавах и возникающих из них твердых телах. Нальчик.: Кабардино-Балкар. изд-во, 1965. С. 550—557.

8. Лейбензон Л. С. Собр. тр. в 2-х т. М.: Изд-во АН СССР, 1955. Т. 2.

9. Боришанский В. М. Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1958. С. 290—298.

10. Бернштейн Р. С., Померанцев В. В., Шаглова С. Л. Обобщенный метод расчета аэродинамического сопротивления запруженных сечений // Вопросы аэродинамики теплопередачи в котельно-топочных процессах. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1958. С. 267—289.

11. Богоявленский Р. Г. Гидродинамика и теплообмен в высокотемпературных ядерных реакторах с шаровыми твэлами. М.: Атомиздат, 1978.

12. Кусаков М. М., Некрасов Д. И. Капиллярный гистерезис при подъеме жидкости в капиллярах переменного сечения // Журн. техн. физики. 1960. Т. 34, № 7. С. 1602—1604.

Приглашаем принять участие

17—20 сентября 2002 года

в городе Ростове-на-Дону

в выставочном комплексе «Роствертол» состоится

3-я Международная специализированная выставка

«Металлургия-2002».

Соорганизатор выставки
Международный Союз Metallургов
при поддержке Министерства промышленности РФ,
Ассоциации «Северный Кавказ»,
Администрации и ТПП Ростовской области.

344007, Россия, г. Ростов-на-Дону, ул. Московская, 63

Телефоны: (8632) 622876, 622883, 620727

Факс (8632) 441059

E-mail: elia@fiber.ru