

И. Н. Гусев, Л. И. Зайчик

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХФАЗНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ТОПОЧНЫХ КАМЕРАХ

Разработка методов математического моделирования процессов, происходящих при сжигании органического топлива в топках камерного типа, представляет большой практический интерес. Если в первых работах данного направления, приходящихся на начало 70-х годов, внимание в основном было сосредоточено на рассмотрении газовых топок, допускающих описание на основе сравнительно простых физических схем, то к настоящему времени в связи с развитием вычислительной техники появилась принципиальная возможность моделирования котлоагрегатов, работающих на пылеугольном топливе. Основная сложность, возникающая при формализации процессов горения и тепломассообмена в топочных камерах этого типа, связана с необходимостью адекватного учета наличия дисперсной (твердой) фазы, ее взаимодействия с газовой средой.

Существуют два альтернативных способа описания дисперсной фазы. Первый — метод Лагранжа — предполагает расчет индивидуальных траекторий частиц, имеющих различные начальные координаты и скорости. Обратное влияние на несущую фазу учитывается через соответствующие источниковые члены, определяющие межфазный обмен массой, импульсом и энергией. Этот метод, систематически изложенный в [1], распространен на широкий класс двухфазных течений; примерами его использования для рассматриваемого круга вопросов могут служить работы [2—4]. Попытка учета в рамках такого подхода стохастического характера движения мелкодисперсных фракций [5] приводит к существенному повышению требований, предъявляемых к ресурсам используемой вычислительной техники, так как для получения статистической информации необходимо вводить достаточно представительный ансамбль частиц.

Второй (эйлеров) подход опирается на континуальное представление ансамбля частиц и, следовательно, позволяет применять одни и те же численные алгоритмы как для дисперсной, так и для несущей фазы. Однако двухжидкостные модели [6] не нашли применения в расчетах топочных камер из-за значительного увеличения числа необходимых уравнений. Авторы имеющих публикации [7, 8] ограничиваются рассмотрением уравнений диффузионного типа, отождествляя движение частиц с распространением безынерционной примеси в турбулентных потоках.

В настоящей работе разработана модель, позволяющая наряду с конвективным переносом и диффузией учесть инерционные эффекты. Уравнения переноса частиц в предположении малых отклонений скоростей частиц от скорости газа редуцируются к одному уравнению для концентрации.

1. Движение газодисперсной системы в рамках теории взаимопроникающих сред [9] с учетом горения частиц описывается следующими уравнениями:

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 U_b}{\partial x_k} = \kappa;$$

$$(1.2) \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial \varphi V_k}{\partial x_k} = \frac{\kappa}{\rho_2};$$

$$(1.3) \quad \frac{\partial \rho_1 U_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 U_i U_k}{\partial x_k} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} + \rho_1 g_i - \rho_2 \varphi F_i - \kappa V_i;$$

$$(1.4) \quad \frac{\partial \varphi V_i}{\partial t} + \frac{\partial \varphi V_i V_k}{\partial x_k} = \varphi (g_i + F_i) - \frac{\kappa V_i}{\rho_2}.$$

Здесь φ — объемная концентрация дисперсной фазы ($\varphi \ll 1$); $\rho_1, \rho_2 = \text{const}$, U_i, V_i — плотности и компоненты вектора скорости соответствен-

но газовой и твердой фаз; p — давление; σ_{ik} — тензор вязких напряжений; \mathbf{g} — вектор ускорения свободного падения; κ — скорость горения частиц. Так как $\rho_2 \gg \rho_1$, то ускорение частиц, обусловленное межфазным взаимодействием, определяется только силой аэродинамического сопротивления $F_i = (U_i - V_i)/\tau$; $\tau = \rho_2 d^2 / 18 \rho_1 \nu$ — время динамической релаксации при стоксовом обтекании; d — эффективный диаметр частиц; ν — кинематическая вязкость.

Из (1.3), (1.4) получается уравнение движения для потока в целом

$$(1.5) \quad \frac{\partial (\rho_1 U_i + \rho_2 \Phi V_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_1 U_i U_k + \rho_2 \Phi V_i V_k)}{\partial x_k} = \\ = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} + (\rho_1 + \rho_2 \Phi) g_i.$$

Произведем осреднение Фавра [10] по реализациям турбулентного процесса с использованием в качестве весовых множителей ρ_1 для скорости газовой фазы и Φ для твердой. Уравнения (1.1), (1.2), (1.4), (1.5) принимают вид

$$(1.6) \quad \frac{\partial \langle \rho_1 \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle \rho_1 \rangle \langle U_k \rangle}{\partial x_k} = \langle \kappa \rangle;$$

$$(1.7) \quad \frac{\partial \langle \Phi \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle \Phi \rangle \langle V_k \rangle}{\partial x_k} = \frac{\langle \kappa \rangle}{\rho_2};$$

$$(1.8) \quad \frac{\partial \langle \Phi \rangle \langle V_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial [\langle \Phi \rangle (\langle V_i \rangle \langle V_k \rangle + \langle v'_i v'_k \rangle)]}{\partial x_k} =$$

$$= \langle \Phi \rangle \bar{g}_i + \frac{\langle \Phi \rangle (\langle U_i \rangle - \langle V_i \rangle) + \langle \Phi u'_i \rangle}{\tau} - \frac{\langle \kappa V_i \rangle}{\rho_2};$$

$$(1.9) \quad \frac{\partial (\langle \rho_1 \rangle \langle U_i \rangle + \rho_2 \langle \Phi \rangle \langle V_i \rangle)}{\partial t} + \frac{\partial [\langle \rho_1 \rangle (\langle U_i \rangle \langle U_k \rangle + \langle u'_i u'_k \rangle)]}{\partial x_k} + \\ + \frac{\partial [\rho_2 \langle \Phi \rangle (\langle V_i \rangle \langle V_k \rangle + \langle v'_i v'_k \rangle)]}{\partial x_k} = - \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial \langle \sigma_{ik} \rangle}{\partial x_k} + (\langle \rho_1 \rangle + \rho_2 \langle \Phi \rangle) g_i.$$

С целью раскрытия корреляций $\langle \Phi u'_i \rangle$ и $\langle v'_i v'_k \rangle$ зададимся двухвременной корреляционной функцией для однородного стационарного поля турбулентных пульсаций [11]:

$$\langle u'_i(t_1) u'_k(t_2) \rangle = \langle u'_i u'_k \rangle \left[1 - H \left(\frac{|t_1 - t_2|}{T} \right) \right]$$

(H — символ функции Хевисайда, T — временной масштаб энергоемких вихрей). Тогда из анализа движения частицы в гауссовом случайном поле следует [12]

$$\langle \Phi u'_i \rangle = - (T - \tau f) \langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial \langle \Phi \rangle}{\partial x_k}, \quad \langle v'_i v'_k \rangle = f \langle u'_i u'_k \rangle,$$

где коэффициент $f = 1 - \exp(-T/\tau)$ характеризует степень вовлечения твердой фазы в пульсационное движение газа.

Воспользовавшись уравнениями (1.7), (1.8), определим полный поток твердой фазы

$$(1.10) \quad \langle \Phi \rangle \langle V_i \rangle = \langle \Phi \rangle \langle U_i \rangle - T \langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial \langle \Phi \rangle}{\partial x_k} + \\ + \tau \langle \Phi \rangle \left(g_i - \frac{\partial f \langle u'_i u'_k \rangle}{\partial x_k} - \langle V_k \rangle \frac{\partial \langle V_i \rangle}{\partial x_k} - \frac{\partial \langle V_i \rangle}{\partial t} - \frac{\langle \kappa v'_i \rangle}{\rho_2} \right),$$

который помимо переноса со средней скоростью несущей фазы и турбулентной диффузии ($D_{ib} = T \langle u'_i u'_k \rangle$ — тензор диффузии) включает в себя дополнительный член конвективного типа, пропорциональный τ и учиты-

вающий ряд инерционных эффектов. Таким образом, даже при отсутствии градиента концентрации $\langle \varphi \rangle$ скорость твердой фазы отличается от скорости газа. Осредненное скольжение фаз, как вытекает из (1.10), вызывается действием силы тяжести, турбулентной миграцией частиц из областей с высокой степенью турбулизации потока в области с низкой и инерционным переносом из-за отклонения траекторий частиц от траекторий газа при их искривлении. Предпоследнее слагаемое в круглых скобках связано с существованием конечной скорости распространения возмущений в дисперсной фазе $c_i = \sqrt{D_{ii}}/\tau$. Подставляя (1.10) в (1.7) и сохраняя члены только нулевого и первого порядка по τ , для стационарного течения имеем

$$(1.11) \quad \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\langle U_i \rangle + \tau \left(g_i - \frac{\partial f \langle u'_i u'_k \rangle}{\partial x_k} - \langle U_k \rangle \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_k} \right) \right) \langle \varphi \rangle \right] = \\ = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_{ik} \frac{\partial \langle \varphi \rangle}{\partial x_k} \right) \frac{\langle \kappa \rangle}{\rho_2}.$$

Уравнение (1.11) справедливо для относительно мелких частиц $\tau \ll L/\Delta U$ (L — характерный размер области течения, ΔU — масштаб изменения скорости на расстоянии порядка L).

Тензор турбулентной диффузии D_{ik} не зависит от размеров частиц. Этот результат перестает быть справедливым только для очень крупных частиц, на диффузионный перенос которых начинает влиять осредненное скольжение [13]. Пренебрегая эффектами неградиентной диффузии, находим $D_{ik} = 2\delta_{ik}kT/3$ ($k = \langle u'_i u'_i \rangle/2$ — кинетическая энергия турбулентности). С другой стороны, коэффициент турбулентной диффузии определяется через турбулентную вязкость и турбулентное число Шмидта безынерционной примеси следующим образом: $D = \nu_\tau / Sc_\tau$. Согласно гипотезе Колмогорова, $\nu_\tau = C_\mu k^2/\epsilon$ (ϵ — скорость диссипации турбулентной энергии, C_μ — константа модели турбулентности). Отсюда получается выражение для временного масштаба турбулентности $T = (3C_\mu/2Sc_\tau) \times (k/\epsilon)$.

Принимая во внимание, что в рассматриваемых приложениях массовая концентрация твердой фазы значительно меньше газовой, в уравнении баланса импульса двухфазной системы (1.9) учитываем только пульсационное скольжение фаз, пренебрегая осредненным:

$$(1.12) \quad \frac{\partial}{\partial x_k} [(\langle \rho_1 \rangle + \rho_2 \langle \varphi \rangle) \langle U_i \rangle \langle U_k \rangle] = - \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \\ + \frac{\partial \langle \sigma_{ik} \rangle}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} [(\langle \rho_1 \rangle + f\rho_2 \langle \varphi \rangle) \langle u'_i u'_k \rangle] + (\langle \rho_1 \rangle + \rho_2 \langle \varphi \rangle) g_i.$$

Для определения одноточечных корреляций пульсаций скорости несущей фазы используется стандартная $k - \epsilon$ модель турбулентности [14].

2. Вопросы взаимодействия угольной пыли и минеральной части топлива с топочными поверхностями изучались в лагранжевом представлении в [3, 4]. В настоящей работе исследуется аэродинамический аспект проблемы шлакования. Согласно [12, 15], поток частиц на стенку определяется турбулентными пульсациями частиц в перпендикулярном направлении

$$(2.1) \quad J_w = \langle \varphi \rangle_w \frac{1-\chi}{1+\chi} \left(\frac{2 \langle v_n'^2 \rangle_w}{\tau} \right)^{1/2}$$

(χ — вероятность отскока и последующего возвращения частицы в поток).

Условие справедливости проводимого анализа $\tau \ll L/\Delta U$ может нарушаться в пристеночных зонах, где в качестве естественных масштабов выступают скорость трения u_* и расстояние до стенки y . Как следствие это приводит к сильному росту осредненного скольжения, а также к отклонению коэффициента диффузии и энергии пульсационного движения частиц от значений, полученных в приближении однородной турбулент-

ности. Одним из средств преодоления указанного затруднения является предложенный в [16] метод переноса граничного условия на расстояние $au_*\tau$ от стенки, пропорциональное длине инерционного пробега частицы (постоянная a принимается равной 0,5). Тогда из решения (1.14) для плоскопараллельного течения с граничным условием (2.1) можно получить соотношение, связывающее J_w с осредненной в диапазоне $y_+ = yu_*/\nu = 30 \div 100$ концентрацией $\langle \varphi \rangle_0$. Анализ результатов расчетов при $\chi \in \{0; 1\}$ дает

$$(2.2) \quad J_w = \langle \varphi \rangle_0 u_* (1 - \chi) \frac{\min(2,5 \cdot 10^{-4} \tau_+^{2,5}; 0,25)}{\max(0,606; \min(1,316 - 0,2705 \ln \tau_+; 1))},$$

где $\tau_+ = \tau u_*^2/\nu$.

Такое переопределенное граничное условие хорошо вписывается в структуру консервативных разностных схем, в частности, совпадает по форме с граничными условиями, используемыми в методе пристеночных функций [17]. Расчеты осаждения в круглой трубе, проведенные с применением (2.2), хорошо согласуются с экспериментальными данными, собранными в [18]. Влияние параметра $(1 - \chi)$ на скорость осаждения не является мультипликативным и требует дальнейшего детального изучения. На горизонтальных поверхностях необходимо также учитывать дополнительное осаждение, происходящее со скоростью витания τg , так как даже полностью отражающие поверхности, рассматриваемые совместно с прилегающим к ним газовым слоем, в поле силы тяжести обладают эффективной поглощающей способностью.

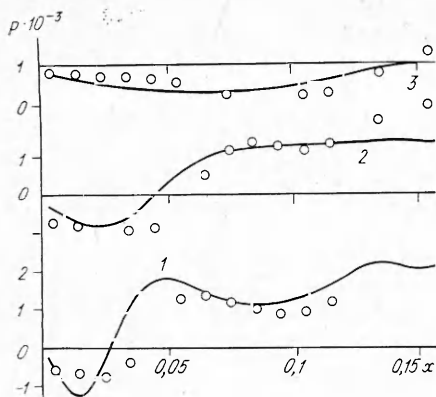
3. Расчет стационарных изотермических одно- и двухфазных течений по уравнениям (1.6), (1.11), (1.12), дополненным стандартной моделью турбулентности, был проведен для прямоугольного канала, изображенного в масштабе на рис. 1. Течения с данной геометрией, имитирующей с некоторыми упрощениями топочную камеру, исследовались на модели шириной 0,162 м экспериментально в [19] и имеют двумерный характер.

Аппроксимация уравнений выполнялась на «шахматной» сетке с использованием метода контрольного объема [20]. Поскольку диффузия частиц осуществляется на фоне движения со скоростью, не зависящей от распределения $\langle \varphi \rangle$ и отличной от средней скорости несущей фазы, конвективный перенос твердой примеси через грань контрольного объема включает также инерционную поправку. Такой способ аппроксимации представляется более точным по сравнению с аппроксимацией инерционного члена источником, хотя и приводит к некоторому усложнению алгоритма расчета. Использовался степенной интерполяционный профиль между узлами [20]. Основной идеей, заложенной в алгоритме SIMPLE [21], примененном в данной работе для определения поля давления, является введение на каждой итерации соответствующих поправок к давлению, позволяющих добиться выполнения уравнения неразрывности. На основе вычисляемых поправок уточняется поле скоростей.

Граничные условия на входе задавались равномерными профилями, а на выходе ставилось «мягкое» граничное условие равенства нулю второй производной по продольной координате для всех величин, за исключением поперечной компоненты скорости, которая принималась равной нулю как на входе, так и на выходе. Для определения характеристик течения вблизи границ использовался аппарат пристеночных функций [17], учитывающих поведение аэродинамических полей в пристеночной области. Поток частиц на стенку камеры связывался с концентрацией в первом углу посредством соотношения (2.2).



Р и с. 1

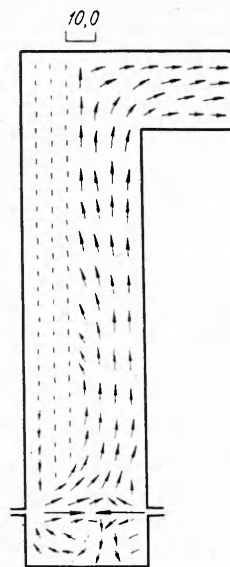


Р и с. 2

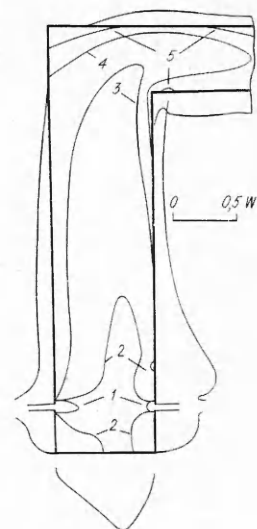
В случае односторонней подачи возникают два различных типа течения [19], показанные на рис. 1. Изображенные картины течения получены при определенном по ширине сопла и скорости на входе числе Рейнольдса $3,3 \cdot 10^4$. Расчетные линии 1—6 функции тока, нормированной на полный расход, начиная со значения $-0,5$, взяты с шагом $0,5$ между кривыми. При небольших расстояниях от дна до кромки сопла $h = 0,03$ м (рис. 1, а) эжекция струи, вызывающая появление области пониженного давления, приводит к присоединению струи ко дну (эффект Коанда). Положение дна сильно влияет на характер течения в нижней части канала. Увеличение h при прочих неизменных геометрических размерах канала смещает положение точки присоединения влево и при некотором значении h она скачком перемещается на противоположную стенку. Переход от одного типа течения к другому, как показали расчеты, происходит при $h \approx 0,05$ м. Линии тока рис. 1, б получены при $h = 0,065$ м. На рис. 2 показана зависимость донного давления p от расстояния x , отсчитываемого от правой стенки. Экспериментальные результаты взяты из [19] (линии 1—3 для $h = 0,02; 0,029; 0,065$ м). Пик давления в первых двух случаях связан с присоединением струи вблизи середины дна. Приведенные данные свидетельствуют о качественном и количественном совпадении расчетных результатов достаточно сложных двумерных однофазных течений, характеризующихся наличием зон циркуляции, точек поворота потока и т. д., с экспериментальными.

Переходя к двухфазным течениям, необходимо заметить, что в реальных энергетических объектах скорость потока такова, что число Рейнольдса примерно на порядок выше, чем в рассмотренных примерах. Тем не менее общая структура аэродинамических полей оказывается идентичной. При двухсторонней подаче взаимодействие встречно направленных струй приводит к изменению характера течения по сравнению с односторонней подачей. В качестве примера на рис. 3 приводится поле скоростей в модельной конфигурации, сохраняющей те же пропорции, что и на рис. 1, б, но при выбранном по входным параметрам числе Рейнольдса $3,3 \cdot 10^5$. При этом скорость на выходе из горелок составила 18 м/с, а высота топочной камеры — 24 м. В нижней части камеры образуется неподвижная точка сбой струй (седловая для линий тока), ниже которой формируется опускное течение. Под и над каждым горелочным поясом расположены циркуляционные зоны, причем левая верхняя занимает большую часть объема топки.

Распределение частиц с диаметром $d = 4 \cdot 10^{-5}$ м в пределе малых концентраций при данных режимных параметрах и шлакующихся топочных поверхностях ($\chi = 0$) представлено на рис. 4. Отношение плот-



Р и с. 3



Р и с. 4

ностей ρ_2/ρ_1 принималось равным 1670, линии 1—5 постоянной концентрации, нормированной на входную, соответствуют 0,8; 0,7; 0,6; 0,5; 0,4. Наиболее высокие значения ее наблюдаются вблизи горелок, снижение же вниз по потоку связано с выпадением частиц на стенки. Характерны концентрационные «языки», свидетельствующие о скоплении частиц преимущественно в проточной части топки. По периметру камеры построены эпюры скорости осаждения W . Так как расчеты проводились для полного поглощения, отвечающего частицам золы, находящимся выше температуры пластического состояния и полностью прилипающим к стенкам, изображенные профили имеют мажорирующий характер и позволяют судить только о предельно возможной скорости шлакования. Наибольшая скорость осаждения достигается в сечениях, расположенных чуть выше и ниже горелочных поясов, а также на дне топочной камеры, где только 40 % осаждения вызывается гравитационным оседанием, а остальную долю следует отнести на счет турбулентного переноса. Максимум осаждения по дну приходится на область опускного течения. В верхней части топки образуется зона, свободная от шлакования, которая своим появлением обязана уменьшению u_* .

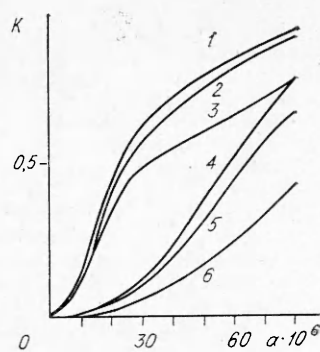


Рис. 5

Зависимости суммарного по периметру потока осаждающихся частиц K , отнесенного к полному расходу дисперсной фазы, от диаметра частиц показаны на рис. 5 (кривые 3, 6 получены для исходного поля скоростей рис. 4, а кривые 2, 5 — для тех же входных скоростей, но при подаче топливовоздушной смеси только справа). Представленные кривые соответствуют $\chi = 1$ (4—6), когда единственным механизмом, вызывающим выпадение частиц, является действие силы тяжести, и $\chi = 0$ (1—3). Оба типа граничных условий приводят к одному и тому же результату: осаждение при односторонней подаче происходит более интенсивно из-за наброса факела на топочные экраны (рис. 1, а). Еще более высокие значения интегрального коэффициента осаждения K достигаются при присоединении струи ко дну топочной камеры (рис. 1, б), несмотря на некоторое уменьшение общего периметра (кривые 1, 4). Такой режим течения на практике оказывает неблагоприятное воздействие на процессы теплообмена и горения. Разница между кривыми, относящимися к различным значениям χ , позволяет судить о доле частиц, выпадающих на стенки под действием турбулентного механизма осаждения.

Таким образом, рассмотренный метод дает возможность прогнозировать образование отложений мелкодисперсных золовых частиц на топочных поверхностях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Megdal D., Agosta V. D. A source flow model for continuum gas-particle flow // Trans. ASME: J. Appl. Mechanics.— 1967.— V. 35, N 4.
2. Устименко Б. П., Джакупов К. Б., Кроль В. О. Численное моделирование аэродинамики и горения в топочных и технологических устройствах.— Алма-Ата: Наука, 1986.
3. Врублевская В., Ваник А., Шимчак Е. К вопросу о диагностике шлакования топков // Теплоэнергетика.— 1987.— № 10.
4. Lockwood F. C., Papadopoulos C., Abbas A. S. Prediction of a corner-fired power station combustor // Comb. Sci. and Tech.— 1988.— V. 58, N 1.
5. Gosman A. D., Ioannides E. Aspect of simulation of liquid fueled combustors.— N. Y., 1981.— (Pap./AIAA; N 84—0323).
6. Кроу. Численные модели течений газа с небольшим содержанием частиц (обзор) // Теор. основы инж. расчетов.— 1982.— № 3.
7. Gorner K., Zinser W. Prediction of three-dimensional flows in utility boiler furnaces and comparison with experiments // Comb. Sci. and Tech.— 1988.— V. 58, N 1.
8. Fiveland W. A., Wessel R. A. Numerical model for predicting performance of three-dimensional pulverized fuel furnaces // Trans. ASME: J. Eng. Gas Turbine and Power.— 1988.— V. 110, N 1.

9. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
10. Джонс У. Модели турбулентных течений с переменной плотностью и горением // Методы расчета турбулентных течений: Пер. с англ./Под ред. В. Колльмана.— М.: Мир, 1984.
11. Деревич И. В., Ерошенко В. М., Зайчик Л. И. Влияние частиц на интенсивность турбулентного переноса запыленного газа // ИФЖ.— 1983.— Т. 45, № 4.
12. Деревич И. В., Зайчик Л. И. Осаждение частиц из турбулентного потока // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1988.— № 5.
13. Шрайбер А. А., Милютин В. М., Яценко В. П. Гидромеханика двухкомпонентных потоков с твердым полидисперсным веществом.— Киев: Наук. думка, 1980.
14. Роди В. Модели турбулентности окружающей среды // Методы расчета турбулентных течений: Пер. с англ./Под ред. В. Колльмана.— М.: Мир, 1984.
15. Naqvi K. B., Mork K. J., Waldenstrom S. Reduction of Fokker — Plank equation with an absorbing or reflecting boundary to the diffusion equation and radiation boundary condition // Phys. Rev. Letters.— 1982.— V. 49, N 5.
16. Friedlander S. K., Johnstone H. F. Deposition of suspended particles from turbulent gas streams // Ind. Engng. Chem.— 1957.— V. 49, N 7.
17. Launder B. E., Spalding D. B. The numerical computation of turbulent flows // Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.— 1974.— V. 3, N 1.
18. McCoy D. D., Hanratty T. J. Rate of deposition of droplets in annular two-phase flow // Intern. J. Multiphase Flow.— 1977.— V. 3, N 4.
19. Алексеенко С. В., Пронайло М. Я., Юрлагин А. В. Исследования турбулентного течения жидкости в прямоугольном канале с боковыми входами // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1988.— № 7, вып. 2.
20. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости: Пер. с англ./Под ред. В. Д. Виленского.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
21. Patankar S. V., Spalding D. B. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows // Intern. J. Heat Mass Transfer.— 1972.— V. 15, N 10.

г. Москва

Поступила 17/X 1989 г.,
в окончательном варианте — 30/I 1991 г.

УДК 533.6 + 533.9

В. И. Кирко, В. И. Мариловцев, И. И. Пак

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАТВЕРДЕВАНИЯ РАСПЛАВА НА ПОВЕРХНОСТИ ВЕЩЕСТВА

В настоящее время получили широкое распространение динамические методы термической обработки металлов и сплавов. Особый интерес представляют технологии термообработки материалов в быстропотекающих процессах, связанных с использованием современных устройств — лазерных, взрывных и т. д. [1]. Подобные процессы характеризуются действием на вещество высоких значений давления и температуры. При этом в материале происходят различные структурные и фазовые превращения, протекающие в экстремальных условиях нагревания и охлаждения [2]. В этой связи появляется возможность получения материалов с заданными полезными свойствами. В частности, практическую реализацию получили метастабильные материалы с аморфной или мелкодисперсной структурой [3].

Проведение экспериментальных исследований закономерностей термической обработки при сверхбыстрых скоростях нагревания и охлаждения сопряжено с определенными трудностями, а в некоторых случаях не представляется возможным. Теоретический анализ тепловых процессов, как правило, проводят на основе классических математических моделей теплопроводности, задач типа Стефана [4]. Однако для удовлетворительных оценок количественных и качественных характеристик структурообразования вещества необходимо рассматривать кинетику процесса образования новой фазы.

Данная работа посвящена численному анализу образования аморфных и мелкокристаллических структур в тонких приповерхностных слоях расплава при резком охлаждении.

Тонкий слой расплава на поверхности вещества можно получить воздействием концентрированных потоков энергии [2]. Высокая скорость