

Рэлея при $S = 0$, которое примерно равно 1100, поэтому при $S = S_*$ точка $k = 0$ является точкой локального минимума и возмущения с $k = 0$ становятся самыми неустойчивыми при больших S : $S \gtrsim 1,4S_*$.

Таким образом, рассматривая все проанализированные случаи, можно сказать, что увеличение спиральности от 0 до некоторого значения S_* приводит к смещению минимума нейтральной кривой $Ra_0(k, S)$ в сторону малых волновых чисел k и, следовательно, к росту горизонтального размера конвективных ячеек. При $S \geq S_*$ минимум достигается при $k = 0$ и горизонтальный размер ячеек ограничивается внешними условиями (например, горизонтальной неоднородностью).

ЛИТЕРАТУРА

1. Моисеев С. С., Руткевич П. Б., Тур А. В., Яновский В. В. Вихревое динамо в конвективной среде со спиральной турбулентностью // ЖЭТФ. — 1988. — Т. 94, вып. 2.
2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости. — М.: Наука, 1972.
3. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. — М.: Наука, 1965. — Ч. 1.

е. Новосибирск

Поступила 10/X 1988 г.

УДК 532.529

В. А. Наумов

ВЛИЯНИЕ МЕЖФАЗНОГО МАССООБМЕНА НА ТУРБУЛЕНТНУЮ ЭНЕРГИЮ ТЕЧЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ

Полуэмпирические модели турбулентности на основе уравнения переноса пульсационной энергии широко используются для расчета течений газозвеси (см. [1—3] и библиографию в них). В настоящее время предпринимаются попытки применить указанные модели для описания течений газозвеси с фазовыми переходами (например, в [3] с учетом гетерогенного горения дисперсных частиц). В настоящей работе анализируется непосредственное влияние межфазного массообмена на турбулентную энергию несущей среды.

1. Уравнение переноса пульсационной энергии. При наличии фазовых переходов уравнения сохранения массы и количества движения несущей фазы записываются [4] как

$$(1.1) \quad \partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = J;$$

$$(1.2) \quad \rho d\mathbf{V}/dt = -\nabla p + \nabla \tau - \mathbf{F} + J(\mathbf{V}_p - \mathbf{V}),$$

где ρ , \mathbf{V} — распределенная плотность и скорость несущей фазы; индекс p относится к дисперсной фазе; J — интенсивность межфазного массообмена; p — давление; τ — касательное напряжение; \mathbf{F} — сила межфазного взаимодействия.

Из (1.1), (1.2) по известной методике (см., например, [3]) можно получить уравнение для пульсационной энергии несущей среды k , которое в пренебрежении пульсациями плотности газа ρ' имеет вид

$$(1.3) \quad \rho \mathbf{V} \nabla k = \nabla [\mu \nabla k - \rho \langle \mathbf{V}' (\frac{1}{2} \mathbf{V}'^2 + p'/\rho) \rangle] - \\ - \rho \langle \mathbf{V}' \mathbf{V}' \rangle \nabla \mathbf{V} + \frac{1}{3} \mu \langle \mathbf{V}' \nabla (\operatorname{div} \mathbf{V}') \rangle + \langle p' \nabla \mathbf{V}' \rangle - \rho (\epsilon + \epsilon_p + \epsilon_J).$$

Здесь и далее штрих означает пульсационную составляющую, остальные величины осреднены по времени; $\rho \epsilon = \mu \sum_{ij} \langle (\partial V'_i / \partial x_j)^2 \rangle$ — скорость вязкой диссипации турбулентной энергии; μ — коэффициент динамической вязкости газа; $\rho \epsilon_p = \sum_i \langle F'_i V'_i \rangle$ — диссипативный член, обусловленный динамическим взаимодействием фаз в пульсационном движении.

Если из сил межфазного взаимодействия можно ограничиться силой Стокса, то, пренебрегая тройными корреляциями, слагаемые, обусловленные непосредственным влиянием частиц в (1.3), запишем в форме

$$(1.4) \quad \rho \varepsilon_p = \beta \sum_i [(V_i - V_{pi}) \langle \rho_p' V_i' \rangle + \rho_p \langle (V_i' - V_{pi}') V_i' \rangle];$$

$$(1.5) \quad \rho \varepsilon_J = \sum_i [(V_i - V_{pi}) \langle J' V_i' \rangle + J \langle (V_i' - V_{pi}') V_i' \rangle],$$

где $\beta = 18\mu/(\rho_p^0 \delta^2)$ — величина, обратная времени динамической релаксации частицы; ρ_p^0 , δ — истинные плотность и диаметр частицы.

Заметим, что уравнение (1.3) отличается от используемого в [2] наличием слагаемого ε_J , обусловленного непосредственным влиянием фазовых переходов на турбулентную энергию и определяемого по формуле (1.5). Как видно из (1.4), (1.5), ε_p зависит от осредненных и пульсационных значений скоростей фаз и распределенной плотности дисперсной фазы, а ε_J — от пульсационных и осредненных скоростей и интенсивности фазовых переходов. В случае, когда интенсивность межфазного массообмена можно представить в виде $J = j(\rho_p + \rho_p')$, т. е. пульсации интенсивности массообмена обусловлены только пульсациями концентрации дисперсной фазы, формулы (1.4) и (1.5) различаются только коэффициентами. Их сумму $\varepsilon_\Sigma = \varepsilon_p + \varepsilon_J$ представим как

$$(1.6) \quad \varepsilon_\Sigma = (1 + \gamma)\varepsilon_p, \quad \gamma = j/\beta.$$

Из формулы (1.6) следует, что влияние массообмена на турбулентную энергию можно сравнить с ее диссипацией на частицах с помощью отношения γ . Заметим, что в настоящей работе рассматривается только непосредственное влияние межфазного массообмена на турбулентную энергию. Кроме того, существенное влияние на k могут оказать изменения полей осредненных скоростей и плотности газа.

Если $\gamma > 0$, ε_J способствует уменьшению пульсационной энергии несущей среды, и наоборот. Рассмотрим причины этого явления. Известно (см., например, [3]), что уровень пульсационной энергии инерционной дисперсной примеси в газозвеси ниже уровня пульсационной энергии несущей фазы; $J > 0$ означает, что в несущую среду переходит масса дисперсной примеси с меньшим уровнем турбулентной энергии, в результате чего k понижается. Если в уравнении (1.1) $J < 0$, масса несущей фазы уменьшается, а дисперсной увеличивается. При этом турбулентная энергия дисперсной примеси становится большей, чем должна быть при данной инерционности, поэтому турбулентная энергия несущей среды меньше диссипирует при динамическом взаимодействии с частицами. Уровень k поднимается.

2. Газодисперсные турбулентные течения с межфазным массообменом. Рассмотрим изобарическое турбулентное однородное течение газа с монодисперсными испаряющимися каплями, причем их температура достигла температуры кипения при данном давлении $T_p = T_R$; осредненные скорости фаз одинаковые, при этом в правых частях (1.4), (1.5) сохраняются только вторые слагаемые. Интенсивность межфазного массообмена [5]

$$(2.1) \quad J = [12\lambda/(\rho_p^0 \delta^2 c_p)] \rho_p \ln(1 + \Delta T^*),$$

где $\Delta T^* = c_p(T - T_R)/l$ — безразмерная разность температур фаз; c_p — удельная теплоемкость пара; l — теплота парообразования; λ — коэффициент теплопроводности.

При $\Delta T^* \ll 1$ для оценки можно записать в первом приближении $\ln(1 + \Delta T^*) \approx \Delta T^*$, тогда, как видно из (2.1), осредненное значение интенсивности межфазного массообмена должно зависеть от корреляции $\langle \rho_p' T' \rangle$. Однако из физических соображений вкладом указанной корреляции по сравнению с соответствующим осредненным слагаемым можно пренебречь [3]. Поэтому из (2.1) следует

$$(2.2) \quad \gamma = (2/3Pr) \ln(1 + \Delta T^*).$$

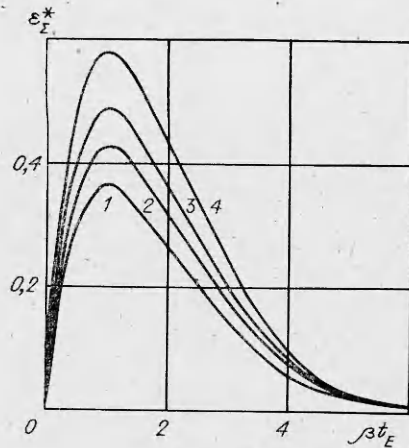


Рис. 1

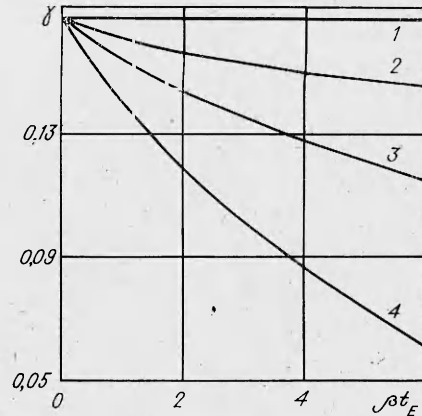


Рис. 2

Для оценки влияния массообмена аппроксимируем эйлерову временную корреляцию, как в [1], ступенчатой функцией

$$(2.3) \quad R_E(t) = \begin{cases} 1, & t \leq t_E, \\ 0, & t > t_E \end{cases}$$

(t_E — эйлеров интегральный масштаб турбулентности). В [3] показано, что при равенстве осредненных скоростей фаз из (1.4), (2.3) вытекает

$$(2.4) \quad \varepsilon_p = 2k(\rho_p/\rho)\beta \exp(-\beta t_E).$$

Подставляя (2.2) и (2.4) в (1.6), для рассматриваемого течения получим

$$\varepsilon_\Sigma = 2k \frac{\rho_p}{\rho} \left(1 + \frac{2}{3Pr} \ln(1 + \Delta T^*) \right) \beta \exp(-\beta t_E).$$

На рис. 1 показано изменение безразмерной величины $\varepsilon_\Sigma^* = \varepsilon_\Sigma t_E / (2k)$ при $Pr = 2/3$ и $\rho_p/\rho = 1$ в зависимости от относительной инерционности каплей: 1 — $\Delta T^* = 0$; 2 — 0,2; 3 — 0,4; 4 — 0,8. Из (2.2) γ не зависит от инерционности частиц, но ε_Σ зависит. При $\beta t_E \rightarrow 0$ сильноинерционные капли не откликаются на пульсационные скорости газа, поэтому $\varepsilon_\Sigma \rightarrow 0$. При $\beta t_E \rightarrow \infty$ пульсационная энергия дисперсной фазы такая же, как несущей, и вновь $\varepsilon_\Sigma \rightarrow 0$. В этих предельных случаях при любых ΔT^* влияние дисперсной фазы, в том числе и массообмена, на турбулентную энергию несущей среды можно не учитывать. При промежуточных значениях βt_E большие значения ΔT^* приводят к увеличению ε_Σ за счет возрастания интенсивности J перехода слаботурбулентной массы дисперсной фазы в несущую. Например, при атмосферном давлении для водяных каплей $\Delta T^* = 0,8$, если температура воздуха $T = 1216$ К.

Рассмотрим турбулентные газовые потоки с гетерогенным горением и окислением дисперсных частиц. Пусть горение происходит в диффузионном режиме с образованием газообразного окисла, тогда интенсивность межфазного массообмена $J > 0$, а величина его определяется [3, 6] как

$$(2.5) \quad J = A(b_R \rho_p + \langle b_R' \rho_p' \rangle), \quad A = 6f\rho^0 D_R \text{Nu} / (\rho_p^0 \delta^2),$$

где f — стехиометрический коэффициент; D_R , b_R — коэффициент диффузии и массовая доля кислорода.

В [3] показано, что с использованием аппроксимации (2.3) можно получить выражение для корреляции

$$(2.6) \quad \langle b_R' \rho_p' \rangle = \rho_p b_R \kappa (\exp(-A b_R t_E) - 1), \quad \kappa = \langle b_R'^2 \rangle / b_R^2.$$

Подстановка (2.6) в (2.5) дает $J = A b_R \rho_p (1 + \kappa (\exp(-A b_R t_E) - 1))$. Тогда для отношения γ имеем

$$\gamma = B (1 + \kappa (\exp(-B \beta t_E) - 1)), \quad B = f \text{Nu} b_R / 3 \text{Sc}.$$

В отличие от предыдущего примера здесь γ зависит от относительной инерционности частиц.

В случае реакции $C + O_2 = CO_2$ при гетерогенном горении дисперсных частиц углерода $f = 3/8$ и принимаем $Nu = 2$, $Sc = 0,75$. На рис. 2 представлена зависимость γ от относительной инерционности частиц при $b_k = 0,5$: 1 — $\kappa = 0$; 2 — 0,2; 3 — 0,5; 4 — 1. Видно, что при $\kappa = 0$ γ не зависит от βt_E , а при сильноинерционных частицах ($\beta t_E \rightarrow 0$) — от уровня пульсаций концентрации кислорода κ ; при $\beta t_E \rightarrow \infty$ (малоинерционные частицы) $\gamma \rightarrow B(1 - \kappa)$.

Пусть теперь металлические частицы окисляются в высокотемпературном потоке газа, реакция окисления характеризуется образованием только конденсированных продуктов на поверхности частиц — окалины, которая не препятствует диффузии кислорода к металлу, поэтому скорость окисления зависит только от температуры. По [7] указанными свойствами обладает магний при 400—600 °С.

В рассматриваемом случае $J < 0$, т. е. масса дисперсной фазы возрастает. Интенсивность межфазного массообмена определяется в виде [7]

$$(2.7) \quad J = -6\rho_p/(\delta\rho_p^0)a, \quad a = K_0 \exp(-E/RT_p),$$

где a — изменение массы за счет окисления частицы в единицу времени на единицу ее площади; K_0 — предэкспоненциальный множитель; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная.

Из (2.7) $\gamma = a\delta/(3\mu)$. Оценим верхнюю границу этого отношения. При 600 °С в сухом воздухе $a \approx 0,21 \cdot 10^{-4}$ кг/(м²·с) [7]; для характерных для энергоустановок размеров частиц $\delta = 10^{-5}$ — 10^{-4} м отношение $\gamma \sim \sim 10^{-6}$ — 10^{-5} столь мало, что в уравнении для турбулентной энергии (1.3) ϵ_J можно не учитывать.

Таким образом, непосредственное влияние межфазного массообмена на турбулентную энергию необходимо учитывать в случае интенсивных фазовых переходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Деревич И. В., Ерошенко В. М., Зайчик Л. И. Влияние частиц на интенсивность турбулентного переноса запыленного газа // ИФЖ.— 1983.— Т. 45, № 4.
2. Гавин Л. Б., Наумов В. А., Шор В. В. Численное исследование газовой струи с тяжелыми частицами на основе двухпараметрической модели турбулентности // ПМТФ.— 1984.— № 1.
3. Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А., Яценко В. П. Турбулентные течения газозвеси.— Киев: Наук. думка, 1987.
4. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.
6. Померанцев В. В., Арефьев К. М., Ахмедов Д. Б. и др. Основы практической теории горения.— Л.: Энергия, 1973.
7. Кубашевский О., Гопкинс Б. Окисление металлов и сплавов.— М.: Metallurgia, 1965.

г. Калининград

Поступила 30/V 1988 г.,
в окончательном варианте — 10/X 1988 г.

УДК 536.25

А. А. Непомнящий, И. Б. Симановский

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ В ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ С ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА

Возникновение термокапиллярной конвекции в двухслойной системе при подогреве снизу или сверху исследовалось в [1—4]. Установлено, что неустойчивость равновесия могут вызывать как монотонные, так и колебательные возмущения, причем при определенных условиях единственно возможной оказывается колебательная не-