

УДК 532.526.2: 532.529

© 1992 г. Е. В. ЕВСТРОПОВА, А. Н. ОСИПЦОВ,
Е. Г. ШАПИРО

ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ И ТЕПЛОБМЕН В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ ГАЗ — ИСПАРЯЮЩИЕСЯ КАПЛИ

В рамках двухконтинуального приближения строится асимптотическая модель течения в ламинарном пограничном слое смеси газа с испаряющимися каплями. На примере продольного обтекания горячей плоской пластины подробно рассматривается случай испарения капель в атмосферу собственного пара. Для ряда предельных ситуаций (малая концентрация капель, осаждение капель отсутствует, осаждение капель значительно) найдены численные и асимптотические решения построенных уравнений пограничного слоя. Изучено развитие течения по продольной координате и показано, что при отсутствии осаждения капель вблизи твердой поверхности может возникать область чистого пара. Выявлены критерии подобия и изучен механизм интенсификации теплообмена обтекаемой поверхности при наличии в пограничном слое малой концентрации испаряющихся капель. Для режима инерционного осаждения обнаружено соответствие результатов расчета интегрального коэффициента теплоотдачи пластины экспериментальным данным [1].

Работа обобщает модель двухфазного пограничного слоя на продольно обтекаемых поверхностях [2—5] на случай наличия фазовых переходов на поверхности частиц. Ранее испарение одиночных капель в пограничном слое рассматривалось в [6]. В рамках односкоростной модели пограничный слой с испаряющимися каплями рассмотрен в [7].

1. Постановка задачи. Примем обычные предположения модели запыленного газа с пренебрежимо малой объемной концентрацией частиц, на поверхности которых происходит фазовый переход [8—9]. Считаем капли монодисперсными, имеющими зависящие от времени (из-за испарения) радиус σ и массу m . Несущая фаза — пар вещества капель. В выражении для межфазного обмена импульсом кроме силы аэродинамического сопротивления в форме Клячко [10] учтем подъемную силу Сэфмана [11], роль которой быстро возрастает с увеличением размера частицы, движущейся в пограничном слое [12]. Тогда в декартовой системе координат x, y сила, действующая на каплю, примет вид

$$f_x = 6\pi\sigma\mu^*(V^* - V_x^*) \left(1 + \frac{1}{6} Re_x^{*2/3} \right) + 6,46\sigma^2 \left(\mu^*\rho^* \frac{\partial u^*}{\partial y} \right)^{1/2} (u^* - u_x^*)j$$

$$Re_x^* = \frac{2\sigma\rho^*|V^* - V_x^*|}{\mu^*} \quad (1.1)$$

Здесь и далее звездочкой отмечены размерные величины, индексом s отмечены параметры среды частиц; V, u — вектор и продольная компонента скорости; μ^*, ρ^* — вязкость и плотность несущей фазы, j — единичный вектор оси ординат. Выражение для потока тепла к капле примем в виде [9]

$$q_x^* = 4\pi\sigma\lambda^*(T^* - T_x^*)(1 + 0,3Re_x^{*1/2}Pr^{*1/3}), Pr = c_p\mu^*/\lambda^* \quad (1.2)$$

Здесь λ^* — теплопроводность несущей фазы, T — температура, c_p — теплоемкость несущей фазы при постоянном давлении. Отметим, что в выражениях (1.1)—(1.2) не учитываются эффекты, связанные с испарением частиц. Эти эффекты вносят несущественно малые поправки в (1.1)—(1.2)

[13] в рассматриваемом случае слабого вдува на поверхности частицы. Коэффициенты переноса принимаются постоянными. Считаем, что процесс испарения происходит равновесно. Температура поверхности капли связана с давлением в окружающем паре условием Клапейрона — Клаузиуса. Тогда при движении в пограничном слое при постоянном давлении температура капель будет постоянной и равной температуре равновесного испарения. При этом поток массы с поверхности капли J^* в единицу времени определится из условия

$$J^* H = q_i^*$$

Здесь H — скрытая теплота парообразования.

Запишем теперь уравнения парокapельной смеси в принятых предположениях для течения в пограничном слое полубесконечной горячей пластины, имеющей заданную температуру T_w^* . Начало координат совпадает с носиком пластины, продольный масштаб длины l — длина релаксации скоростей фаз [2]. Безразмерные переменные введены следующим образом:

$$x = \frac{x^*}{l}, \quad \eta = \frac{y^*}{l\sqrt{\epsilon}}, \quad u = \frac{u^*}{u_\infty^*}, \quad u_i = \frac{u_i^*}{u_\infty^*}$$

$$v_i = \frac{v_i^*}{u_\infty^* \sqrt{\epsilon}}, \quad v = \frac{v^*}{u_\infty^* \sqrt{\epsilon}}, \quad \sigma = \frac{\sigma^*}{\sigma_\infty^*}$$

$$n_i = \frac{n_i^*}{n_{i\infty}^*}, \quad T = \frac{T^* - T_w^*}{T_\infty^* - T_w^*}, \quad T_i = \frac{T_i^* - T_w^*}{T_\infty^* - T_w^*}$$

$$l = \frac{m_\infty^* u_\infty^*}{6\pi\sigma_\infty^* \mu^*}, \quad \epsilon = \frac{\mu^*}{\rho^* u_\infty^{*2} l}$$

Индексом ∞ отмечены параметры внешнего потока.

При $\epsilon \ll 1$ в приближении пограничного слоя [2] для случая несжимаемой несущей фазы уравнения парокapельной смеси примут вид

$$\frac{\partial(n_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial \eta} = 0, \quad \sigma^2 \left(u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + v_i \frac{\partial u_i}{\partial \eta} \right) = f_x \quad (1.3)$$

$$\sigma^2 \left(u_i \frac{\partial v_i}{\partial x} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial \eta} \right) = (v - v_i)G + \kappa\sigma(u - u_i) \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^2$$

$$f_x = (u - u_i)G, \quad G = 1 + \frac{1}{6} R^{2/3} |u - u_i|, \quad R = \frac{2\sigma_\infty^* u_\infty^{*2} \rho^*}{\mu^*}$$

$$u_i \frac{\partial \sigma}{\partial x} + v_i \frac{\partial \sigma}{\partial \eta} = -\frac{\alpha J}{3\sigma^2}, \quad J = \sigma(1 - T)D, \quad T_i = 1$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial \eta} = \alpha \alpha J n_i, \quad D = 1 + 0,3 \text{Pr}^{1/3} R^{1/2} |u - u_i|^{1/2}$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial \eta} + \alpha n_i f_x \sigma + \alpha \alpha n_i J (u - u_i) = \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2}$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial \eta} = \frac{1}{\text{Pr}} \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} + \frac{\alpha \alpha \text{Ec}}{2} J n_i (u - u_i)^2 + \alpha \text{Ec} n_i \sigma f_x (u - u_i) +$$

$$+ \frac{2\alpha}{3 \text{Pr}} n_s J - \alpha a n_s J (T - 1) + \text{Ec} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^2$$

$$\alpha = \frac{\rho_{i,0}^{\circ}}{\rho^{\circ}}, \quad \text{Ec} = \frac{u_{i,0}^{\circ 2}}{c_p (T_{i,0}^{\circ} - T_{\infty}^{\circ})}, \quad \text{Pr} = \frac{c_p \mu^{\circ}}{\lambda^{\circ}}$$

$$a = \frac{2c_p (T_{i,0}^{\circ} - T_{\infty}^{\circ})}{3H \text{Pr}}, \quad \kappa = \frac{6,46}{12\pi\sqrt{6}} R^{3/2} \left(\frac{2\rho_{i,0}^{\circ}}{\rho^{\circ}} \right)^{1/4}$$

Здесь $\rho_{i,0}^{\circ}$ — плотность вещества капле. Граничные условия при наличии скоростного и фазового равновесия во внешнем потоке имеют вид

$$\eta = 0: u = v = T = 0, \quad \eta \rightarrow \infty: u = T = 1$$

$$x = 0: u_s = T_s = \sigma = n_s = 1, \quad v_s = 0$$

Отметим, что сжимаемостью несущей фазы можно пренебречь только в случае $(1 - T_{i,0}^{\circ}/T_{\infty}^{\circ}) \ll 1$, $M_{\infty}^2 \ll 1$, M_{∞} — число Маха.

2. Упрощение системы (1.3) для характерных предельных случаев. Проведем упрощение (1.3), пренебрегая членами, которые малы для обычных условий формирования и течения парокapельных потоков. Оценим значения определяющих параметров для случая, когда $u_{i,0}^{\circ} = 10^3$ см/с, $\rho_{i,0}^{\circ}/\rho^{\circ} = 10^3$, $\rho^{\circ} = 0,001$ г/см³, $\nu^{\circ} = 0,15$ см²/с, $H = 2,3 \cdot 10^3$ Дж/г, $T_{i,0}^{\circ} - T_{\infty}^{\circ} = 50^{\circ}$, $c_p = 2$ Дж/(град) и трех размеров капле

σ , см	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}
l , см	0,014	1,44	144
R	1,33	13,3	133
κ	0,69	22,7	717,5

Число Эккерта и масштаб скорости испарения капли при этом равны $\text{Ec} = 10^3$, $a = 0,043$. Видно, что роль силы Сэфмана быстро возрастает с ростом σ и, по-видимому, для крупных капле является определяющей в процессе их осаждения и теплообмена с обтекаемой поверхностью. Малость параметров Ec , a , а также α (обычно не превосходящего нескольких процентов) позволяет отбросить в (1.3) члены порядка Ec и произведения αa . Тогда уравнения пограничного слоя примут вид

$$\frac{\partial(n_s u_s)}{\partial x} + \frac{\partial(n_s v_s)}{\partial \eta} = 0$$

$$u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial u_s}{\partial \eta} = \frac{(u - u_s)G}{\sigma^2}$$

$$u_s \frac{\partial v_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial v_s}{\partial \eta} = \frac{(v - v_s)G}{\sigma^2} + \frac{\kappa(u - u_s)}{\sigma} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

$$u_s \frac{\partial \sigma}{\partial x} + v_s \frac{\partial \sigma}{\partial \eta} = \frac{a}{3\sigma} (T - 1)D, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial \eta} = 0$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial \eta} + \alpha a n_s (u - u_s)G = \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2}$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial \eta} = \frac{1}{\text{Pr}} \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} + \frac{2\alpha}{3 \text{Pr}} n_s \sigma (1 - T)D$$

Система уравнений (2.1) позволяет проанализировать эффект значительного влияния испаряющихся капель на процесс теплообмена с обтекаемой поверхностью. Так как за счет силы Сэфмана капли выносятся на стенку [12], то суммарный тепловой поток к поверхности равен сумме тепловых потоков за счет теплопроводности несущей фазы q_1^* и за счет контактного теплообмена и испарения осаждающихся капель q_2^* .

Исследуем решения (2.1) для двух предельных случаев: а) осаждение капель несущественно и теплообмен определяется теплопроводностью пара $q_1^* \gg q_2^*$, б) испарение осаждающихся капель является определяющим $q_2^* \gg q_1^*$.

3. Отсутствие осаждения капель. Рассмотрим случай малых капель, когда силой Сэфмана можно пренебречь. В (2.1) положим $\kappa = 0$, $R = 0$. Как следует из опыта численных расчетов [2], при малой концентрации частиц ($\alpha \ll 0,1$) можно пренебречь и их влиянием на поле скоростей несущей фазы. Это объясняется конечностью произведения $n_s(u - u_s)$ в межфазном обмене импульсом даже в области накопления частиц. В рассматриваемом случае испаряющихся капель $\sigma \leq 1$, поэтому указанная оценка для источникового члена в уравнении импульса газа только усилится. Следовательно, в принятом приближении влияние капель описывается лишь источниковым членом в уравнении притока тепла для несущей фазы. В области накопления капель это влияние может быть значительным.

Как следует из [2] при $\sigma = 1$, на поверхности пластины возникает неинтегрируемая особенность концентрации частиц [14], что приводит к необходимости усложнения модели среды частиц. Покажем, что в случае испаряющихся капель особенность концентрации интегрируема и возникает лишь в одной точке торможения капель. За этой точкой внутри пограничного слоя развивается область чистого пара, на границе которой $\sigma = 0$.

Изучим асимптотическую структуру течения вблизи поверхности пластины и вблизи точки торможения капель. Введем малый параметр η_0 — значение ординаты, до которого в точке торможения профиль продольной скорости несущей фазы можно считать линейным с заданной точностью, т. е. $u = k\eta$, где k — константа. Тогда при $\eta \leq \eta_0$ имеем следующие порядки величин: $u \sim \eta_0$, $v \sim \eta_0^2$. Порядки величин параметров дисперсной фазы на масштабе длин $x \sim 1$, $\eta \sim \delta(\eta_0)$ (причем $\delta \rightarrow 0$ при $\eta_0 \rightarrow 0$) следующие:

$$u_s \sim 1, \sigma \sim 1, v_s \sim \delta^2$$

В этой области уравнения для главных членов разложения решения (2.1) имеют вид

$$u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} = -\frac{1}{\sigma^2}, \quad u_s \frac{\partial \sigma}{\partial x} = -\frac{a}{3\sigma}, \quad \frac{\partial(n_s u_s)}{\partial x} = 0$$

Решение этих уравнений имеет вид

$$u_s = (1 - bx)^{1/b}, \quad \sigma = (1 - bx)^{a/3b} \quad (3.1)$$

$$n_s = \frac{1}{u_s}, \quad b = \frac{2a + 3}{3}$$

Найдем теперь асимптотическое решение вблизи точки торможения капель. Вводим локальные «растянутые» переменные и ищем решение в виде следующих асимптотических представлений:

$$x_1 = x - \frac{1}{b}, \quad X = \frac{x_1}{\eta_0^b}, \quad Y = \frac{\eta}{\eta_0}$$

$$\sigma = \eta_0^{a/3} \sigma_0(X, Y) + \dots, \quad u_s = \eta_0 u_{s0}(X, Y) + \dots$$

$$n_s = \eta_0^{-1} n_{s0}(X, Y) + \dots$$

Тогда уравнения для главных членов разложения примут вид

$$u_{s0} \frac{\partial \sigma_0}{\partial X} = -\frac{a}{3\sigma_0}, \quad u_{s0} \frac{\partial u_{s0}}{\partial X} = \frac{kY - u_{s0}}{\sigma_0^2}, \quad \frac{\partial(n_{s0} u_{s0})}{\partial X} = 0 \quad (3.2)$$

Из условий срачивания с решением (3.1) на масштабе $x \sim 1$ имеем при $X \rightarrow -\infty$

$$\sigma_0 \sim (-bX)^{a/3b}, \quad u_{s0} \sim (-bX)^{1/b}, \quad n_{s0} u_{s0} \sim 1$$

Решение (3.2) может быть представлено в виде

$$\frac{a\sigma_0^{3/a}}{3b} + \frac{kY\sigma_0^2}{2} = -\frac{aX}{3} + C(X, Y) \quad (3.3)$$

$$u_{s0} = kY + \sigma_0^{3/a}, \quad n_{s0} = 1/u_{s0}$$

Из условия срачивания с решением в области $x \sim 1$ находим

$$C(X, Y) = \frac{kY}{2} (bX)^{2a/3b} \quad (3.4)$$

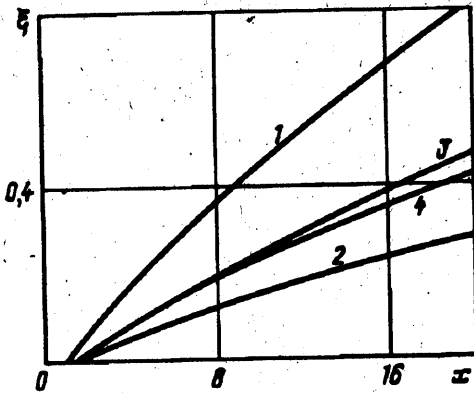
Теперь определим уравнение поверхности, на которой капли полностью испаряются. Из (3.3) и (3.4) находим, что $\sigma = 0$ на поверхности, уравнение которой в старых переменных имеет вид

$$\eta = \frac{2a}{3k} \left(\frac{1}{b}\right)^{2a/3b} \left(x - \frac{1}{b}\right)^{1/b} \quad (3.5)$$

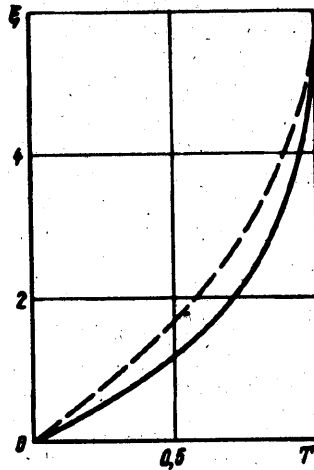
Видно, что концентрация частиц обращается в бесконечность лишь в одной точке на поверхности пластины при $x = 1/b$. Особенность концентрации интегрируема, следовательно, используемая модель невзаимодействующих частиц остается справедливой [14].

Для количественного определения эффекта влияния капель на тепловой поток в стенку из-за их накопления вблизи поверхности (3.5) были проведены численные расчеты уравнений (2.1) при $\kappa = 0$, $R = 0$ и в пренебрежении влиянием капель на поле скоростей несущей фазы. Для численных расчетов система (2.1) переписывалась в новых переменных x , $\zeta = \eta/\sqrt{x}$ и вводились новые искомые функции $v_1 = \sqrt{x}v$, $v_2 = \sqrt{x}v_s$, $g = n_s u_s$. Использовался конечно-разностный метод [2]. Правее точки торможения капель нижние граничные условия для разностных уравнений, относящихся к дисперсной фазе, сносились на поверхность (3.5).

Результаты расчетов границы области чистого пара представлены на фиг. 1. Кривые 1 и 2 соответствуют значениям $\alpha = 0,05$; $a = 0,01$ и $0,003$, кривые 3—4 — $a = 0,005$; $\alpha = 0,03$ и $0,1$ соответственно. Видно, что область чистого пара растет быстрее, чем толщина пограничного слоя. На фиг. 2 представлен рассчитанный при $\alpha = 0,05$; $a = 0,01$ профиль температуры несущей фазы, который формируется вдали от передней кромки и становится практически автомодельным при $x \geq 11$. Штриховой линией показан профиль температуры в чистом газе, с которым $T(\zeta)$ совпадает при малых x . На фиг. 3 показано развитие параметров дисперсной фазы $\sigma(\zeta)$ (сплошные линии) и $n_s(\zeta)$ (пунктир) по продольной координате при $\alpha = 0,05$; $a = 0,01$. Кривые 1 соответствуют $x = 0,5$ для n_s и $x = 0,993$ (точка торможения) для σ , кривые 2 и 3 — значениям $x = 11$ и 25 соответственно. Отметим, что n_s достигает конечного значения на границе области чистого пара везде, кроме



Фиг. 1



Фиг. 2

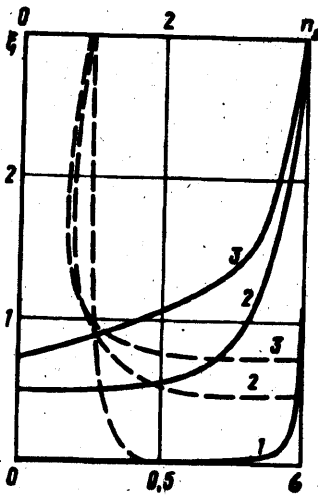
точки торможения капель. Результаты расчетов относительного увеличения теплового потока Nu/Nu_0 на пластине представлены на фиг. 4 (Nu_0 — число Нуссельта в случае чистого пара). Кривые 1—3 рассчитаны для значений $a = 0,003$; $a = 0,1$; $0,05$ и $0,03$ соответственно, кривая 4 — для значений $a = 0,01$; $a \neq 0,03$. Видно, что отношение Nu/Nu_0 с ростом расстояния от передней кромки практически перестает зависеть от x . Как показывают результаты систематических расчетов, это предельное значение для различных a и α зависит лишь от отношения $\alpha/a = \chi$. Кривая 5 на фиг. 4 показывает зависимость предельного (при больших x) значения Nu/Nu_0 от χ .

Таким образом, в рассматриваемом случае параметр χ является единственным параметром подобия, описывающим степень интенсификации теплообмена для линейных масштабов, много больших длины релаксации скоростей фаз. Эффект интенсификации теплоотдачи в данном случае объясняется накоплением и одновременно испарением капель внутри пограничного слоя.

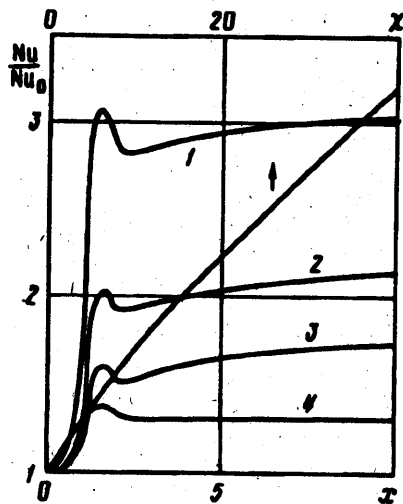
4. Случай осаждения капель. Рассмотрим второй предельный случай, когда сила Сэфмана является определяющей. Как следует из расчетов пограничного слоя с осаждающимися частицами [12], учет силы Сэфмана приводит к исчезновению эффекта накопления частиц в пограничном слое. Время достижения стенки осаждающимися частицами невелико, поэтому можно при малых α и a пренебречь как влиянием капель на движение несущей фазы, так и изменением радиуса капель до момента осаждения. Теплообмен с обтекаемой поверхностью в данном случае в основном определяется испарением капель, выпадающих на горячую поверхность. При этом возможны процессы дробления и снос испаряющихся мелких капель вниз по потоку в тонком пристенном слое. В настоящее время теоретическое описание этих процессов затруднительно, поэтому будем считать, что капля, выпадающая на поверхность, забирает энергию, необходимую на ее нагрев и испарение. Тогда полный тепловой поток от стенки можно представить в виде

$$q' = \left| \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y} + m \cdot n_{sw} \cdot v_{sw}' [H + c_s (T_w^* - T_{sw}^*)] \right|$$

Последний член в квадратных скобках может быть опущен для рассматриваемых малых перепадов температур. В безразмерном виде отношение



Фиг. 3



Фиг. 4

теплового потока q' к его значению в случае отсутствия капель q_0' имеет вид

$$\frac{q'}{q_0'} = \frac{Nu}{Nu_0} = 1 + \frac{\alpha H Pr^{2/3}}{0,332c_p(T_w^* - T_a^*)} n_{sw} |v_{sw}| x^{1/2} \quad (4.1)$$

$$q_0' = 0,332\lambda(T_w^* - T_a^*) Pr^{1/3} \left(\frac{u_w^*}{\nu^* x^*} \right)^{1/2}$$

Здесь использовано выражение для теплового потока от пластины в чистом газе q_0' из [15]. Как видно из (4.1), в рассматриваемом приближении исследование интенсификации теплообмена пластины свелось к нахождению потока массы осаждающихся на стенке капель.

Построенная модель течения газокapельной смеси в пограничном слое и соотношение (4.1) были использованы для сравнения с экспериментальными данными [1] и объяснения обнаруженного в [1] эффекта резкой интенсификации теплоотдачи пластины при малой концентрации капель. Авторы [1] экспериментально исследовали влияние испарения капель воды в воздушном пограничном слое при продольном обтекании вертикальной пластины, имевшей температуру 50 и 70°C. Температура внешнего потока составляла 20°C; диаметр капель, рассчитанный по среднему объему, равнялся $6 \cdot 10^{-3}$ см. Массовая концентрация капель в экспериментах не превышала 1,67%.

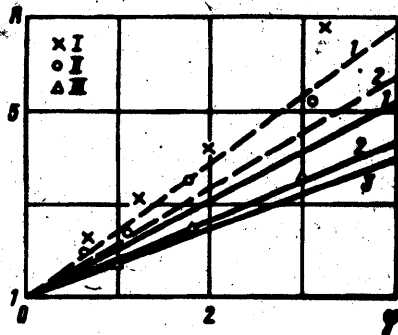
Проведем сравнение рассчитанного интегрального коэффициента теплоотдачи участка пластины ($2 \text{ см} \leq x \leq 16 \text{ см}$) с экспериментальными данными [1]. Вычислим величину

$$A = \frac{1}{L} \int \frac{Nu}{Nu_0} dx, \quad 2 \text{ см} \leq x \leq 16 \text{ см}, \quad L = 14 \text{ см}$$

Из (4.1) имеем

$$A = 1 + \frac{\varphi l}{L} \int n_{sw} |v_{sw}| \sqrt{x} dx, \quad \varphi = \frac{\alpha H Pr^{2/3}}{0,332c_p(T_w^* - T_a^*)}$$

Для расчета n_{sw} и v_{sw} численно решались уравнения для дисперсной фазы из (2.1) при $a=0$, метод решения и вычисления концентрации



Фиг. 5

капель в Лагранжевых координатах изложен в [12]. На фиг. 5 приведено сравнение результатов расчетов величины A с данными, полученными из обработки в переменных авторах экспериментальных результатов [1]. Точки I, II, III соответствуют экспериментальным данным для скоростей внешнего потока 980, 750 и 540 см/с. Результаты расчетов для этих же скоростей показаны сплошными линиями 1—3. В расчетах было принято $\sigma_w = 3 \cdot 10^{-4}$ см, $\text{Pr} = 0,72$; $c_p = 1$ Дж/г · град, $H = 2,35 \cdot 10^3$ Дж/г, $\rho_0/\rho^* = 10^3$, $\nu^* = 0,17$ см²/с. Отметим, что числа Рейнольдса обтекания капель в пограничном слое в рассматриваемых условиях не являются малыми, что должно быть учтено в коэффициенте при силе Сэфмана. В работе [16] на основании сравнения в широком диапазоне чисел Рейнольдса расчетных и экспериментальных данных по траекториям частиц в пристенном пограничном слое за ударной волной сделан вывод о необходимости увеличения коэффициента в силе Сэфмана примерно в 5 раз. Поэтому были проведены расчеты величины A с увеличенным в 5 раз коэффициентом κ (штриховые линии на фиг. 5). Для $U_w^* = 540$ см/с штриховая линия совпадает со сплошной линией 2. Видно, что штриховые линии лучше соответствуют экспериментальным данным. Важным обстоятельством является установление определяющего параметра φ , от которого зависит степень интенсификации теплообмена. Конечность φ даже при малой концентрации капель объясняет эффект интенсификации теплообмена горячей пластины в экспериментах [1].

В заключение отметим, что в настоящее время в строгой постановке не решена задача о подъемной силе, действующей на сферу при ее движении в сдвиговом поле скоростей газа с учетом конечных инерционных эффектов. В недавно вышедшей работе [17] не учитывается возникновение углового вращения сферы. Заметим также, что описание локального теплообмена при течении туманообразного потока в условиях осаждения капель требует более подробных моделей взаимодействия капли с горячей поверхностью, в том числе учета дробления и испарения осколков капли в пристенном слое.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хишида, Маеда, Икаи. Теплоотдача от плоской пластины в двухкомпонентном туманообразном потоке//Тр. амер. о-ва инж.-мех. Теплопередача. 1980. Т. 102. № 3. С. 143—150.
2. Осипцов А. Н. О структуре ламинарного пограничного слоя дисперсной смеси на плоской пластине//Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 4. С. 48—54.
3. Lee S. L. Aspects of suspension shear flows//Adv. Appl. Mech. V. 22. 1982. P. 2—65.
4. Гришин А. М., Забарин В. И. Теплообмен и трение в двухфазном пограничном слое на пластине//ПМТФ. 1988. № 4. С. 78—86.
5. Wang B. Y., Glass I. I. Compressible laminar boundary layer flows of a dusty gas over a semi-infinite flat plate//J. Fluid Mech. 1988. P. 223—241.
6. Бхатти, Сейвери. Интенсификация теплоотдачи в ламинарном внешнем газовом погра-

- ничном слое посредством испарения взвешенных капель//Тр. амер. о-ва инж.-мех. Теплопередача. 1975. Т. 97. № 2. С. 21—27.
7. *Heyt J. W., Larsen P. S.* Heat transfer to binary mist flow//Int. J. Heat and Mass Transfer. 1971. V. 14. № 9. P. 1395—1405.
 8. *Марбл Ф. Е.* Динамика запыленных газов//Механика. Период. сб. перев. иностр. ст. 1971. № 6. С. 48—89.
 9. *Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И.* Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесах//Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. Мех. жидкости и газа. 1981. Т. 16. С. 209—290.
 10. *Волощук В. М.* Введение в гидродинамику грубодисперсных аэрозолей. Л.: Гидрометеоздат, 1971. 208 с.
 11. *Saffman P. G.* The lift on a small sphere in a slow shear flow//J. Fluid Mech. 1965. V. 22. № 2. P. 385—400. Corrigendum//J. Fluid Mech. 1968. V. 31. № 3. P. 621.
 12. *Осипцов А. Н.* Движение запыленного газа в начальном участке плоского канала и круглой трубы//Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 6. С. 80—87.
 13. *Стасенко А. Л.* Уравнения динамики неоднородной полидисперсной бесстолкновительной смеси с учетом фазовых переходов//Тр. ЦАГИ. 1979. Вып. 2030. 26 с.
 14. *Осипцов А. Н.* Исследование зон неограниченного роста концентрации частиц в дисперсных потоках//Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 46—52.
 15. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
 16. *Merzkirch W., Bracht K.* The erosion of dust by a shock wave in air: initial stage with laminar flow//Int. J. Multiphase Flow. 1978, V. 4. № 1. P. 89—95.
 17. *Dandy D. S., Dwyer H. A.* A sphere in shear flow at finite Reynolds number: effect of shear on particle lift, drag and heat transfer//J. Fluid Mech. 1990. V. 216. P. 381—410.

Москва

Поступила в редакцию
27.II.1991