

Е.М.Смирнов, А.Г.Абрамов, Е. Ю. Кумзерова, П.Е.Смирнов

**О ПРИМЕНЕНИИ СОВРЕМЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ
МОДЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА ПОВЕРХНОСТНОЙ
КОНДЕНСАЦИИ В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ
ПАРОВОЗДУШНОЙ СРЕДЫ**

СПбГПУ

Надежные методы количественного предсказания тепломассообменных процессов при пленочной конденсации в присутствии неконденсирующегося газа требуются, например, для создания новых блоков АЭС, обладающих повышенной безопасностью. В новых проектах, ориентирующихся на использование реакторов типа ВВЭР, предусматривается разработка систем, основанных на естественно-конвективном механизме удаления теплоты распада и гарантирующих длительное поддержание допустимого уровня давления внутри контейнента в течение возможной тяжелой аварии, связанной с потерей теплоносителя (воды). В зависимости от проекта, условия для пленочной конденсации водяного пара, образующегося в нижней части контейнента и перетекающего в подкупольное помещение, создаются либо на стенках контейнента, либо на специальных конденсаторах, располагаемых в подкупольном пространстве.

Хорошо известно, что даже небольшое количество неконденсирующегося газа, в частности воздуха, резко уменьшает интенсивность переноса тепла к стенке, на которой происходит конденсация пара (см., например [1]). Применяемые в инженерной практике расчетные методики для предсказания коэффициента теплоотдачи при турбулентном режиме течения парогазовой среды базируются либо на применении корреляционных соотношений, аппроксимирующих экспериментальные данные, либо на использовании аналогии процессов теплообмена и массообмена в двумерном пограничном слое и полуэмпирических зависимостях, описывающих локальные переносные свойства слоя в целом. Результаты же численного решения уравнений в частных производных, описывающих процессы пленочной конденсации при турбулентном режиме свободно-конвективного пограничного слоя, в литературе сколько-нибудь полно не представлены. Ниже излагается начальный опыт приложения дифференциальных «низкорейнольдсовых» моделей турбулентности для предсказания локальной и интегральной интенсивности поверхностной конденсации в присутствии неконденсирующегося газа.

Рассматривается модельная задача свободной конвекции около вертикальной изотермической пластины. Исходно полагается, что при приближении к пластине парогазовая смесь становится более холодной, массовая доля газа в смеси увеличивается, следовательно, смесь становится более плотной и движется вниз под воздействием силы тяжести. Вблизи стенки образуются температурный, концентрационный и скоростной пограничные слои, в которых градиенты поля течения имеют большие значения. Принимается, что есть слабый спутный поток с параметрами U_∞ , T_∞ , W_∞ .

В реальности вследствие конденсации на пластине образуется водяная пленка, имеющая некоторое термическое сопротивление. Однако в данном исследовании используется приближение бесконечно тонкой пленки.

Система для описания турбулентного движения изобарического пограничного слоя парогазовой среды имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v u)}{\partial y} = g(\rho - \rho_\infty) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho u W)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v W)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{eff} \frac{\partial W}{\partial y} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial(c_p \rho u T)}{\partial x} + \frac{\partial(c_p \rho v T)}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left[(c_{p_g} - c_{p_v}) \rho T D_{eff} \frac{\partial W}{\partial y} \right] = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (4)$$

где ρ – плотность смеси, u – компонента осредненной скорости вдоль продольной (вертикальной) оси «х», v – компонента осредненной скорости вдоль поперечной оси «у», $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ – эффективный динамический коэффициент вязкости, W – массовая доля газа. $D_{eff} = D + D_t$ – эффективный коэффициент диффузии, T – абсолютная температура, $\lambda_{eff} = \lambda + \lambda_t$ – эффективный коэффициент теплопроводности, c_{p_v} и c_{p_g} – удельные теплоемкости пара и газа соответственно, c_p – удельная теплоемкость смеси, определяемая выражением, $c_p = c_{p_g} W + c_{p_v} (1 - W)$.

В предположении совершенства газовых компонент, плотность смеси газов задается формулой:

$$\rho = \frac{p}{RT \left(\frac{W}{M_g} + \frac{1-W}{M_v} \right)} \quad (4)$$

Здесь $p = p_a$ – давление по всему объему смеси, R – универсальная газовая постоянная, M_g и M_v – молярные массы газа и пара соответственно. Используемые в данной работе зависимости для коэффициентов диффузии водяного пара в воздухе и вязкости паровоздушной смеси заимствованы из [2]:

$$D_{H_2O,air} = 1.87 \cdot 10^{-10} \frac{T^{2.072}}{(p/p_0)}, \quad p_0 = 1.013 \cdot 10^5 \text{ Па} \quad (5)$$

$$\mu = \frac{(1-\varepsilon)\mu_v + 1.61\varepsilon\mu_g}{1 + 0.61\varepsilon}, \quad \varepsilon = W \cdot \frac{1}{M_g \left(\frac{W}{M_g} + \frac{1-W}{M_v} \right)}, \quad (6)$$

Зависимость вязкости от температуры для каждой из компонент смеси задается степенной аппроксимацией с показателем $n=0,76$. Вычисление коэффициента теплопроводности проводится в предположении постоянства числа Прандтля для смеси.

Эффективные коэффициенты вязкости и диффузии рассчитываются на основе той или иной «низкорейнольдсовой» модели турбулентности. В качестве таковых в данной работе использованы: однопараметрическая модель Спаларта-Аллмараса из (S – A модель), двухпараметрическая модель Ментера с SST коррекцией [4] (SST – модель), и разработанный в [5] вариант $k - \varepsilon$ модели. Во всех случаях турбулентные числа Прандтля и Шмидта полагались равными 0,7.

На входной границе и внешней границах расчетной области ставятся условия, соответствующие состоянию парогазовой смеси на «бесконечности»: $u = U_\infty$, $T = T_\infty$, $W = W_\infty$, $\rho = \rho_\infty$.

Условия на межфазной границе (поверхности пленки, отмечаемой индексом δ) определяются следующим образом. В соответствии с приближением бесконечно тонкой пленки температура этой границы равна температуре стенки, а вертикальная компонента скорости $u_\delta = 0$. На границе происходит конденсация пара, таким образом, на поверхности пленки пар находится в состоянии насыщения, а в принятом приближении парциальное давление пара на границе равно давлению насыщения при температуре стенки (связь парциального давления пара и его температуры в состоянии насыщения определяется известными табличными данными). Парциальное давление газа на межфазной границе определяет и граничное значение его массовой доли.

Массовый поток конденсирующегося в пленку пара равен нормальной составляющей потока смеси $j_\delta < 0$, даваемого выражением

$$j_\delta = \rho_\delta \cdot v_\delta \quad (6)$$

где v_δ - нормальная компонента скорости на межфазной границе. С другой стороны, массовый поток конденсирующегося в пленку пара определяется диффузионными процессами и может быть записан в виде:

$$j_\delta = \frac{\rho_\delta \cdot D \cdot \left(\frac{\partial W}{\partial y} \right)_\delta}{W_\delta} \quad (7)$$

На основе использования соотношений (6), (7) построен итерационный алгоритм поиска значения v_δ , замыкающий совокупность граничных условий.

Численные решения системы записанных выше уравнений находились для условий, которые соответствуют принятым в экспериментальном исследовании [6]. Эксперименты, в которых пар конденсировался на охлаждаемой вертикальной трубе длиной 3,5 метра, проведены при трех значениях давления в камере: 1,5 атм, 3,0 атм и 4,5 атм, и нескольких значениях среднеобъемных концентрации неконденсирующегося газа. Полученные для паровоздушной смеси данные были пересчитаны авторами [6] на случай конденсации на плоской вертикальной поверхности. В результате для среднего по поверхности конденсации теплового потока q_m , Дж/м²/с, была получена зависимость вида $q_m = (\Delta T)^{0,75} L^{0,05} [(3,7 + 28,7 \cdot p) - (2438 + 458,3 \cdot p) \text{Log}(W_\infty)]$, в которую входят: средняя по высоте разность температур смеси (на «бесконечности») и стенки (измеряемая в градусах Цельсия), длина (высота) поверхности конденсации L (измеряемая в метрах), давление в паровой камере p (измеряемое в атмосферах) и концентрация воздуха на «бесконечности».

Для расчетов был выбран случай с концентрацией воздуха на «бесконечности», составлявшей в среднем 0,34. Вычисления проведены при разных значениях турбулентной вязкости во внешней области, определяемых отношением турбулентной вязкости к молекулярной: $\mu_{ratio} = \mu_t / \mu$.

Рис. 1 иллюстрирует влияние μ_{ratio} на результаты расчета среднего значения тепловых потоков в пластину по трем моделям турбулентности, в сравнении с вычисленными по экспериментальной зависимости. Видно, что результаты расчетов по моделям S – A и SST малочувствительны к изменению μ_{ratio} на порядок. Напротив, $k - \varepsilon$ модель [5] предсказывает сильное изменение q_m при варьировании μ_{ratio} от 10 до 100. Что же касается сравнения с экспериментом, то, как можно видеть из рисунка, модели Спаларта-

Аллмараса и Ментера дают существенно заниженные значения теплового потока (почти в два раза). Разработанная в [5] версия $k-\varepsilon$ модели предсказывает еще более низкие значения q_m в случае $\mu_{ratio}=10$, однако при $\mu_{ratio}=100$ вычисленные значения q_m удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Анализ полей течения, рассчитанных по $k-\varepsilon$ модели, указывает на отсутствие в случае $\mu_{ratio}=10$ участка с развитым турбулентным пограничным слоем (т.е. на всей длине пластины слой является ламинаризованным) и, напротив, на относительно малую протяженность ламинарного участка в случае $\mu_{ratio}=100$; последнее, судя по всему, и имело место в эксперименте.

В итоге можно заключить, что разработанная в [5] версия $k-\varepsilon$ модели является подходящим кандидатом для использования в программных средствах, ориентированных на численное моделирование процессов поверхностной конденсации в условиях свободной конвекции паровоздушной среды.

Работа частично выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-08-00977).

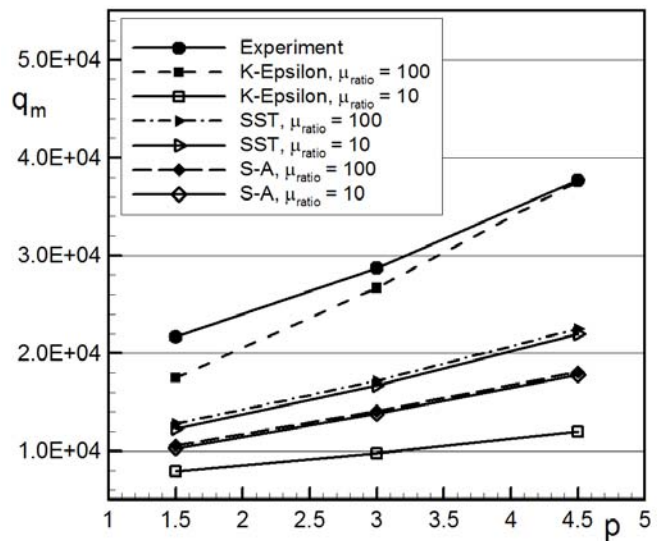


Рис. 1

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Исаченко В.П. Теплообмен при конденсации. – М.: Энергия, 1997. – 240с.
2. Lienhard J. H. IV, Lienhard J. H. V, A heat transfer text book, *third edition*, Phlogiston Press Cambridge, Massachusetts, U.S.A., 2006. – 750с.
3. Spalart P.R., Allmaras, S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // *La Rech. Aérospatiale*. - 1994. – Vol. 1. - P. 5–21.
4. Menter F.R. Two equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA Journal*. - 1994. - Vol. 32. - P. 1598-1605.
5. Lien F.S., Leschziner M.A. Computational modelling of a transitional 3D turbine-cascade flow using a modified low-Re $k-\varepsilon$ model and a multi-block scheme // *Int. J. of Computational Fluid Dynamics*. - 1999. - Vol. 12. - P. 1-15.
6. Dehby A.A., Golay M.W., Kazimi M.S. Condensation experiments in steam-air steam-helium mixture under turbulent natural convection / *National Conference of Heat Transfer, AIChE Symp. Ser.* – 1991. – No 87(283). – P.19-28.