

в тех же сечениях. Хорошее соответствие ( $\pm 10\%$ ) между измеренными и вычисленными величинами  $(\Delta p_a)^{1/2}$  наблюдается с сечений  $x = 4 \div 5$ , учет пульсаций скорости слабо сказывается на этих результатах, добавляя не более 5% к вычислявшейся величине.

8. При исследовании свободных струйных течений контроль правильности измерений обычно осуществляется по условиям сохранения некоторых интегральных параметров, например, потока импульса и потока момента количества движения. Наличие возвратного течения затрудняло проведение такого контроля, так как при этом необходимо было вводить в обработку разницы экспериментальных величин, а исходные значения соответствующих инвариантов не были известны. Поэтому контроль правильности измерений был проведен в одном сечении, расположенном вне зоны обратного тока по величине расхода примеси, значение которого в исходном сечении измерялось по показаниям мерной диафрагмы. Для этого использовалось справедливое в приближении пограничного слоя соотношение

$$\int_0^{\infty} \rho u v dy = Q = Q_0$$

Для всех значений закрутки это равенство выполнялось с точностью  $\pm 7\%$ .

Кроме того, можно отметить хорошее согласование результатов измерений с данными работ [1-3, 11] при значении закрутки  $w_0 = 1.0 \div 1.5$ .

Автор благодарит Г. Б. Краушкину, обрабатывавшую данные измерений, и Ю. В. Яковлевского, принимавшего участие в обсуждении результатов работы.

Поступило 28 X 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Chigier U. A., Chervinsky A. Experimental investigation of swirling vortex motion in jets. Trans ASME. Ser. E. J. Appl. Mech., 1967, vol. 34, No. 2.
2. Ляховский Д. Н. Аэродинамика закрученных струй и ее значение для факельного процесса сжигания. Сб. «Теория и практика сжигания газа», М., Гостехиздат, 1958, стр. 28-77.
3. Maier P. Untersuchung isothermer drallbehafteter Freistrahlen. Forsch. Ingenieurwesen, 1968, Bd. 34, Nr. 5.
4. Mathur M. L., MacCallum N. R., L. Swirling air jets issuing from vane swirlers, pt 1: free jets. J. Inst. Fuel., 1967, vol. 40, No. 316.
5. Коробко В. И., Адинсков Б. П., Шуркин Е. П. Особенности аэродинамики кольцевых закрученных струй, формируемых турбогорелками. Сб. Использование газа в народном хозяйстве. Тр. ин-та ГипроНИИгаз, 1968, вып. 284-302.
6. Бородин В. А., Дитякин Ю. Ф., Клячко Л. А., Ягодкин В. И. Распыливание жидкости. М., «Машиностроение», 1967.
7. Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н. Связь между коэффициентом диффузии и эйлеровыми характеристиками турбулентности в различных потоках. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 1.
8. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
9. Лойцянский Л. Г. Распространение закрученной струи в безграничном пространстве, затопленном той же жидкостью. ПММ, 1953, т. 17, вып. 1.
10. Хинце И. О. Турбулентность. Ее механизм и теория. М., Физматгиз, 1963.
11. Maier P. Turbulenzmessungen an isothermen Drallfreistrahlen. Forsch. Ingenieurwesen, 1969, Bd 35, Nr 4.

УДК 536.24.532.52

#### ТЕПЛОБМЕН НА ПЛАСТИНЕ ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ОБТЕКАНИИ ТУРБУЛЕНТНЫМ СТРУЙНЫМ ПОТОКОМ

В. А. КАРПОВ

(Москва)

Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований теплообмена на поверхности, обтекаемой турбулентным струйным потоком с сильной поперечной неоднородностью, а также данные исследований распределения газодинамических параметров на начальном участке сверхзвуковой турбулентной затопленной струи.

## Обозначения:

$r_0, r_{r_0}$  — радиус среза сопла и радиус трубы,  $x_{r_0}, y_{r_0}$  — продольная и поперечная координаты для трубы,  $x_0 r_0$  — расстояние от среза сопла до передней кромки трубы,  $X_{r_0}$  — эффективная длина пластины,  $\theta_{r_0}, \theta_0$  — толщина потери импульса и энергии,  $V, M$  — скорость, число Маха невозмущенного потока в ядре струи,  $\rho r_\infty V^2, \rho r_\infty$ ,  $\mu_\infty$  — давление, плотность, вязкость,  $\sigma$  — число Прандтля,  $uV, \mu r_0^2 \rho_\infty V \psi$  — скорость, функция тока,  $H_0 V^2, h_0 V^2$  — полная и статическая энтальпия,  $H_e V^2$  — энтальпия восстановления,  $h^* V^2$  — определяющая энтальпия по Эккерту,  $S, q = S \rho_\infty V^3$  — число Стантона и тепловой поток,  $H_+ V^2$  — энтальпия покоящейся среды.

Индексы  $w, \infty, k$  относятся к величинам на поверхности при вязком потоке, в невозмущенном потоке и точке изэнтропического торможения потока соответственно.

1. Рассматривается плоская поверхность, обтекаемая струйным турбулентным потоком с неоднородным распределением скорости и полной энтальпии вдоль поверхности и поперек линий тока. Аналогичная задача для ламинарного пограничного слоя, развивающегося в вязком внешнем потоке рассмотрена в работе [1]. В этой работе предложен метод, позволяющий достаточно точно учитывать влияние на теплообмен поперечной неоднородности внешнего течения. Сущность метода состоит в замене в каждой точке поверхности неоднородного внешнего потока равноценным по расходу количества движения и энергии однородным со среднемассовыми параметрами [1]

$$H_0(\psi, x)\psi = \int_0^\psi H(\psi, x) d\psi, \quad u_0(\psi, x)\psi = \int_0^\psi u(\psi, x) d\psi$$

$$h_0 = H_0 - 1/2 u_0^2 \quad \text{при} \quad \psi = \psi_0 \quad (1.1)$$

Здесь  $\psi_0$  — значение функции тока на внешней границе пограничного слоя.

Ниже этот метод обобщается на случай турбулентного пограничного слоя.

Для расчета характеристик турбулентного пограничного слоя в однородном в поперечном направлении потоке используется метод локального подобия [2, 3].

Применимость этого метода для учета неоднородности внешнего течения в продольном направлении определяется условием  $du/dx \geq 0$ . В ускоренных потоках и потоках с небольшим положительным градиентом давления в рассматриваемом классе течений  $du(\psi, x)/d\psi > 0$  условие  $du/dx \geq 0$  будет всегда выполняться.

Внешний поток будет турбулентным, поэтому зона ламинарного и переходного течения на начальном участке пограничного слоя будет малой. В дальнейшем эти области не рассматриваются и пограничный слой всюду принимается турбулентным.

Опыт многочисленных расчетов тепловых потоков на затупленных конусах [2] показал, что вводимая в закон теплообмена на затупленном конусе величина

$$\left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^{0.1} \left(\frac{H_\infty - h_w}{H_e - h_w}\right)^{0.1}$$

мала и с достаточной для практических целей точностью может быть принята постоянной и равной  $\sigma^{-0.06}$ .

При выводе формул для расчета тепловых потоков на плоской поверхности, обтекаемой струйным турбулентным потоком в качестве закона теплообмена на пластине используется формула Эккерта [4]

$$S = 0.0296 \rho^* u_0 R^{*-0.2} R_\infty^{-0.2} \sigma^{-0.6} (H_e - h_w)$$

$$\rho^* = \rho(h, p), \quad \mu^* = \mu(h, p) \quad (1.2)$$

$$R^* = \frac{\rho^* u_0 x}{\mu^*}, \quad R_\infty = \frac{\rho_\infty V r_0}{\mu_\infty}$$

$$h^* = 0.5(h_0 + h_w) + 0.22(H_e - h_0), \quad H_e = 0.89H_0 + 0.11h_0$$

Из интегрального уравнения энергии для пластины в равномерном потоке

$$\frac{\partial}{\partial x} [\rho_0 u_0 (H_0 - h_w) \theta] = S \quad (1.3)$$

определяется связь между толщиной потери энергии и длиной пластины  $x$

$$R_0 = \frac{\rho_0 u_0 \theta}{\mu^*} = 0.037 \sigma^{-0.6} \frac{H_e - h_w}{H_0 - h_w} R^{*0.5} \quad (1.4)$$

а также закон теплообмена на пластине в виде

$$S = 0.013\sigma^{-3/4}\rho^*u_0R_0^{-1/4}(H_0 - h_w)^{5/4}(H_0 - h_w)^{-1/4} \quad (1.5)$$

Используя основное предположение метода локального подобия о возможности применения в каждой точке поверхности закона теплообмена (1.5) в ускоренных течениях, была получена формула для расчета  $\Phi$  в случае обтекания пластины потоком с продольной неоднородностью

$$R_0^{5/4} = \frac{1}{77\sigma^{3/4}(H_0 - h_w)^{5/4}\mu^{*5/4}} \int_0^x \rho^*u_0\mu^{*1/4}(H_0 - h_w)^{5/4} dx \quad (1.6)$$

При помощи (1.4) и (1.6) определяется эффективная длина пластины

$$X = \frac{1}{F} \int_0^x F dx, \quad F = \rho^*u_0\mu^{*1/4}(H_0 - h_w)^{5/4} \quad (1.7)$$

Эта формула позволяет учесть влияние на теплообмен в каждой точке  $x$  предистории развития пограничного слоя, если тепловой поток рассчитывать по формуле

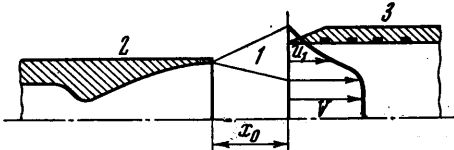
$$S = 0.0296\rho^*u_0\sigma^{-0.6}R^*R_\infty^{-0.2}(H_0 - h_w) \left(\frac{x}{X}\right)^{0.2} \quad (1.8)$$

Необходимая для расчета величины  $S$  функция тока  $\psi_0$  определяется из уравнения [2]

$$\psi_0 = \frac{r}{1.5\sigma^{0.6}R_\infty^{0.2}} \left(\int_0^x F dx\right)^{1/2} \quad (1.9)$$

Разрешая уравнение (1.9) совместно с (1.1), при заданном давлении  $p(x)$  можно определить величину  $S(x)$ .

2. Для проверки способа вычисления  $S$  был осуществлен эксперимент, схема которого представлена на фиг. 1, где 1 — зона смещения потока, 2 — сопло, 3 — труба. Сверхзвуковая турбулентная затопленная струя в расчетном режиме втекала в трубу, установленную концентрично с соплом на некотором расстоянии от среза.



Фиг. 1

На внутренней поверхности трубы были установлены калориметры, а внешняя поверхность изолировалась от потока покрытием из теплоизоляционного материала. Сопло устанавливалось в камеру Эйфеля. Расчетный режим истечения из сопла реализовался при помощи регулируемой подачи воздуха в камеру. Воздух в форкамере сопла подогревался электрической дугой.

В экспериментах фиксировались температура стенки сопла, тепловые потоки к внутренней поверхности тру-

бы, профили давления торможения  $p_0'$  и температуры торможения  $T_0'$  за прямым скачком в том сечении струи, где устанавливалась передняя кромка модели.

На фиг. 2 даны профили относительных величин

$$\frac{\Delta H}{\Delta H_\infty} = \frac{H - H_+}{H_\infty - H_+} = f_1(y), \quad \frac{p_0'}{(p_0')_\infty} = f_2(y)$$

измеренных в сечении  $x = 0$  и соответствующих режиму истечения из сопла

$$M_\infty = 2.83, \quad T_h = 1000^\circ \text{K}, \quad p_h = 11 \text{ атм}, \quad T_+ = 293^\circ \text{K}$$

При помощи указанных профилей были вычислены функции (фиг. 3)

$$H_0(\psi, 0), \quad u_0(\psi, 0), \quad h_0(\psi, 0)$$

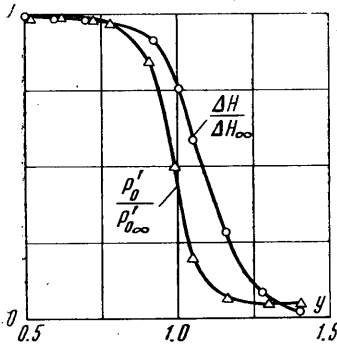
При расчете распределения тепловых потоков вдоль стенки трубы использовались начальные профили  $u_0 = u_0(\psi, 0)$  и  $H_0 = H_0(\psi, 0)$ , т. е. предполагалось, что изменения величин  $u$  и  $H$  вдоль линий тока до пересечения их с внешней границей пограничного слоя за счет вязкости и теплопроводности во внешнем потоке, малы.

Оценку изменения  $\Delta u$  и  $\Delta H$  можно произвести, используя уравнения пограничного слоя в форме Мизеса, в которых молекулярная вязкость заменяется на турбулентную, а турбулентное число Прандтля принимается равным единице.

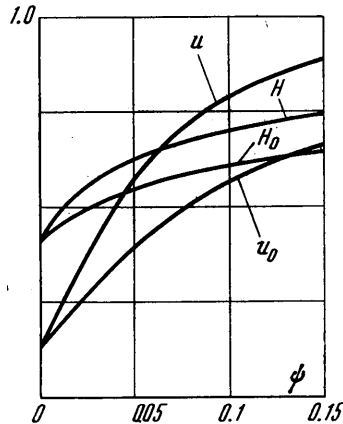
Согласно [1] для ламинарного внешнего течения имеем

$$\Delta u \sim \rho \mu \partial^2 u / \partial \psi^2 \Big|_{x=0} \Delta x, \quad \Delta H \sim \rho \mu \partial^2 H / \partial \psi^2 \Big|_{x=0} \Delta x \quad (2.1)$$

Переходя к безразмерным величинам и вводя турбулентную вязкость  $\mu_t = \epsilon_t \mu$ ,



Фиг. 2



Фиг. 3

можно получить для турбулентного внешнего потока

$$\Delta u \sim \frac{4r^2 \epsilon_t \rho \mu \Delta x}{R_\infty} \frac{\partial^2 u}{\partial \psi^2} \Big|_{x=0}, \quad \Delta H \sim \frac{4r^2 \epsilon_t \rho \mu \Delta x}{R_\infty} \frac{\partial^2 H}{\partial \psi^2} \Big|_{x=0} \quad (2.2)$$

Величина  $\Delta x$  определяется из уравнения (1.9)

$$\Delta x \approx \frac{\psi_0^{5/4}}{\rho^* u \mu^{1/4}} R_\infty^{1/4}$$

Для условий эксперимента соотношения для  $\Delta u$  и  $\Delta H$  будут иметь вид

$$\Delta u \sim \epsilon_t R_\infty^{-3/4} \psi_0^{5/4} \frac{\partial^2 u}{\partial \psi^2} \Big|_{x=0}, \quad \Delta H \sim \epsilon_t R_\infty^{-3/4} \psi_0^{5/4} \frac{\partial^2 H}{\partial \psi^2} \Big|_{x=0} \quad (2.3)$$

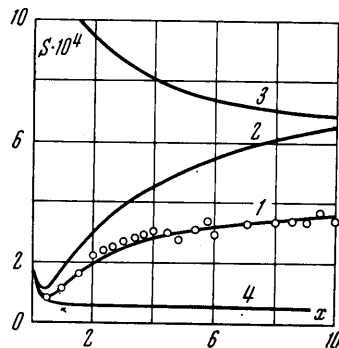
Величина  $\mu_t$  определяется как коэффициент турбулентной вязкости в зоне смешения несжимаемого плоского потока с покоящейся средой (задачи Толмина и Гертлера [3])

$$\epsilon_t = \frac{\mu_t}{\mu} = 2c^2 \frac{\rho^2}{\mu} u R_\infty \frac{\partial u}{\partial \psi} \Big|_{x=0} \Delta x^2 \quad (2.4)$$

Эмпирический коэффициент  $c$ , устанавливающий связь между длиной пути перемешивания Прандтля и длиной зоны смешения  $l = c(x + x_0)$ , принимался равным его значению для дозвуковых струй ( $c = 0.0165$ ).

При определении величин  $\epsilon_t$ ,  $\Delta u$ ,  $\Delta H$  использовались экспериментальные профили  $u = u(\psi, 0)$ ,  $H = H(\psi, 0)$ . Для условий экспериментов максимальные значения  $\Delta u$  и  $\Delta H$  равны  $\sim 10^{-2}$ . При этом значения  $u$  и  $H$  соответствуют  $\sim 1$ .

Оценки изменения величин  $u$  и  $H$  вдоль линий тока до пересечения их с внешней границей пограничного слоя за счет турбулентного смешения газа во внешнем течении показывают, что эти изменения малы и для расчета распределения тепловых потоков достаточно иметь информацию о профилях газодинамических параметров в начальном сечении.



Фиг. 4

На фиг. 4 приведены расчетные и экспериментальные значения коэффициентов теплообмена  $S = S(x)$ . Здесь кружками обозначены результаты экспериментов, а линиями — результаты расчетов. Их совпадение в случае расчета по предлагаемой методике (кривая 1) можно считать удовлетворительным. Расчет величины  $S$  с использованием истинных профилей  $u(\psi)$  и  $H(\psi)$  (кривая 2) приводит к завышению величин  $S$  примерно в два раза. Там же нанесены данные расчетов при обтекании поверхности невозмущенным потоком  $V, H_\infty$  (кривая 3) и равномерным потоком с параметрами  $u_1, H_1$ , соответствующими значению  $\psi = 0$  (кривая 4).

Пренебрежение влиянием поперечной неоднородности может привести либо к существенному завышению результатов расчета (при  $V, H_\infty$ ), либо к их занижению (при  $u_1, H_1$ ).

Применение метода средних массовых величин [1], для учета влияния на теплообмен неоднородности, связанной с турбулентным перемешиванием газа во внешнем потоке, оказалось весьма плодотворным.

Автор благодарит В. В. Лулева за постоянное внимание к работе и помощь.

Поступило 7 XII 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лулев В. В. Метод средних массовых величин для пограничного слоя во внешнем потоке с поперечной неоднородностью. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
2. Карпов В. А. О турбулентном пограничном слое на поверхности затупленных конусов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
3. Авдеевский В. С. Метод расчета пространственного турбулентного пограничного слоя в сжимаемом газе. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 4.
4. Эккерт. Инженерные методы расчета ламинарного и турбулентного теплообмена и трения при обтекании поверхностей с постоянным давлением и температурой потока газа большой скорости. Вопр. ракетн. техн., 1957, № 4.
5. Бай Ши-и. Турбулентное течение жидкостей и газов. М., Изд-во иностр. лит., 1962.

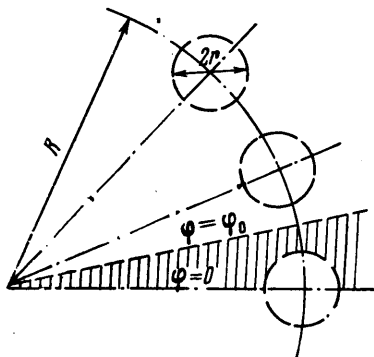
УДК 621.43.011:533+621.5:533

### ТУРБУЛЕНТНАЯ СОСТАВНАЯ СТРУЯ

И. А. ВАГРАМЕНКО

(Москва)

Исследуется пространственная турбулентная составная струя, образованная системой осесимметричных струй, расположенных по окружности диаметра  $2R$  с равным угловым расстоянием  $2\varphi_0$  между осями струй (фиг. 1). При условиях истечения, близких к расчетным, можно принять, что в пределах начального участка каждая струя в системе струй распространяется автономно, и взаимное влияние струй начинается в месте смыкания их пограничных слоев. Для решения задачи о таком турбулентном течении оказывается эффективным применение модели турбулентного смешения Рейхардта. Возможность использования аналогичного подхода к расчету сложных струйных течений обсуждалась в работах [1, 2]. Эффективность использования феноменологической модели Рейхардта обусловлена линейным характером соответствующих уравнений переноса.



Фиг. 1

Записанные с учетом уравнения неразрывности (в пренебрежении членами молекулярной природы) уравнения изобарического движения, энергии и диффузии в приближении пограничного слоя имеют общий вид

$$\frac{\partial \rho Q}{\partial t} + \frac{\partial \rho u Q}{\partial x} + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} (y \rho v Q) + \frac{1}{y} \frac{\partial \rho w Q}{\partial \varphi} = 0 \quad (1)$$

где  $Q$  — продольная компонента скорости  $u$ , концентрация примеси  $s$  или избыточное (по отношению к окружающей среде) теплосодержание  $H$ ;  $v, w$  — радиальная и трансверсальная составляющие скорости,  $t$  — время,  $\varphi, x, y$  — угловая, продольная и ради-