

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_∞ (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_∞), 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.

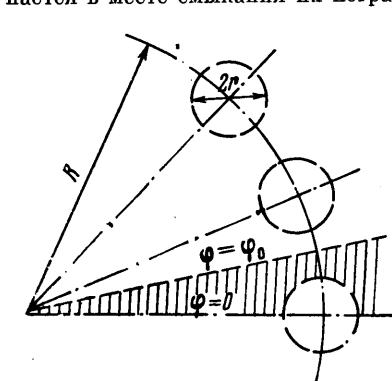
УДК 621.43.011:533+621.5:533

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, φ, x, y — угловая, продольная и ради-

альная координаты, ось x совпадает с осью симметрии блока струй и имеет начало в плоскости среза сопла, ρ — плотность.

Осреднение (1) по времени и введение соотношений

$$\rho v Q = -\lambda_\mu(x) \frac{\partial \rho u Q}{\partial y}, \quad \rho w Q = -y^{-1} \lambda_\mu(x) \frac{\partial \rho u Q}{\partial \varphi}$$

где $\lambda_\mu(x)$ — коэффициент, характеризующий кинематический, тепловой или диффузионный ($\mu = 1, 2, 3$ соответственно) масштабы турбулентного переноса, позволяют записать уравнение для осредненных параметров

$$\frac{\partial z_\mu}{\partial x} = \lambda_\mu(x) \left[\frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\partial z_\mu}{\partial y} \right) + \frac{1}{y^2} \frac{\partial^2 z_\mu}{\partial \varphi^2} \right] \quad (2)$$

$$z_1 = \rho u^2, \quad z_2 = \rho u H, \quad z_3 = \rho u c$$

Принято, что турбулентный перенос с масштабом $\lambda_\mu(x)$ в направлении, нормальном к радиальному, определяется градиентом основной составляющей плотности потока импульса (тепла, вещества) в этом направлении.

Ввиду симметрии течения достаточно рассмотреть сектор $0 \leq \varphi \leq \varphi_0$. Физически очевидны также следующие условия экстремума величин z_μ :

$$\varphi = 0, \quad \varphi = \varphi_0, \quad \frac{\partial z_\mu}{\partial \varphi} = 0; \quad y = 0, \quad \frac{\partial z_\mu}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

Решение уравнения (2) должно удовлетворять условию исчезновения течения на бесконечности. Условие истечения можно записать в том же виде, что и для системы струй — источников

$$x = 0, \quad z_\mu = 1/2 \pi r^2 y^{-1} \delta(y - R) \delta(\varphi) z_{\mu 0} \quad (4)$$

где $2r$ — начальный диаметр струи, $z_{\mu 0}$ — плотность потока импульса, теплосодержания или вещества в начальном сечении струи, $\delta(\varphi)$, $\delta(y - R)$ — функции Дирака.

Вводя независимую переменную ξ_μ и разложение Фурье

$$z_\mu = \sum_{\nu=0}^{\infty} \cos \nu \varphi \Phi_\nu(y, \xi_\mu), \quad \xi_\mu = \int_0^x \lambda_\mu(x) dx$$

где в соответствии с (3) $\nu = \nu k$, k — число струй в блоке, находим для функции $\Phi_\nu(y, \xi_\mu)$ начальное условие

$$\xi_\mu = 0, \quad \Phi_\nu(y, 0) = k r^2 y^{-1} c_\nu z_{\mu 0} \delta(y - R) \quad (c_0 = 1/2, c_\nu = 1)$$

так что для трансформанты Лапласа

$$\theta(s, y) = \int_0^{\infty} \Phi_\nu(y, \xi_\mu) \exp(-s \xi_\mu) d\xi_\mu \quad (0 \leq s \leq \infty)$$

в соответствии с условиями (3), (4) получим задачу

$$\frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) - \left(\frac{\gamma^2}{y^2} + s \right) \theta = -\Phi_\nu(y, 0) \quad (5)$$

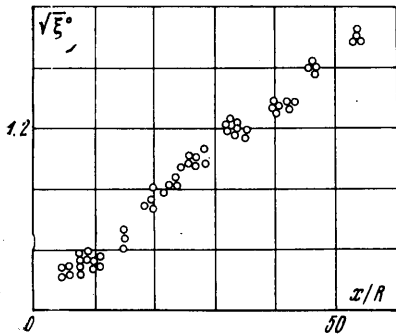
$$y = \infty, \quad \theta = 0; \quad y = 0, \quad \partial \theta / \partial y = 0$$

При этом необходимо удовлетворить условиям сопряжения

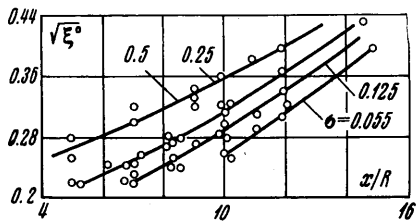
$$\theta|_{y=R-0} = \theta|_{y=R+0}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_{y=R+0} = \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_{y=R-0} - c_\nu \frac{r^2}{R} z_{\mu 0} \quad (6)$$

Решение задачи (5), (6)

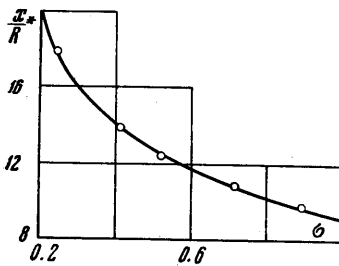
$$\theta = \begin{cases} k c_\nu r^2 z_{\mu 0} K_\nu(R \sqrt{s}) I_\nu(y \sqrt{s}), & y < R \\ k c_\nu r^2 z_{\mu 0} K_\nu(y \sqrt{s}) I_\nu(R \sqrt{s}), & y > R \end{cases}$$



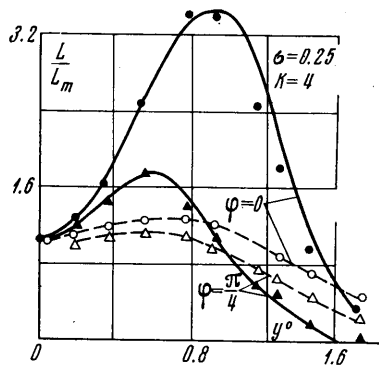
Фиг. 2



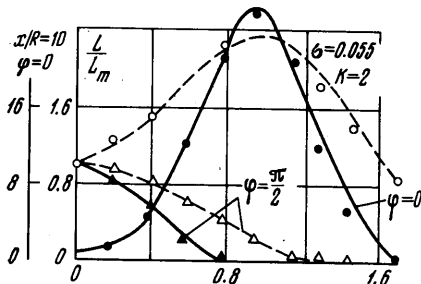
Фиг. 3



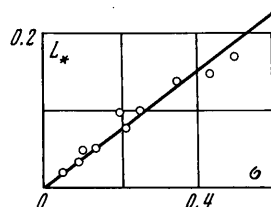
Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6



Фиг. 7

где $I_\nu(z)$, $K_\nu(z)$ — модифицированные функции Бесселя, и последующее обратное интегральное преобразование [3] позволяют представить окончательный результат в виде

$$L = \frac{\sigma}{4\xi_{\mu^0}} \left[I_0 \left(\frac{y^0}{2\xi_{\mu^0}} \right) + 2 \sum_{\nu=1}^{\infty} \cos \nu k \varphi I_{\nu k} \left(\frac{y^0}{2\xi_{\mu^0}} \right) \right] \exp \frac{-(1+y^0)}{4\xi_{\mu^0}} \quad (7)$$

$$L = z_\mu / z_{\mu 0}, \quad \xi_{\mu^0} = \xi_\mu / R^2, \quad y^0 = y / R, \quad \sigma = kr^2 / R^2$$

Решение (7) описывает пространственное течение в составной струе. Из опытных данных необходимо дополнительно определить изменение коэффициента переноса $\lambda_\mu(x)$ или переменной $\xi_\mu(x)$. Из (7) видно, что при одинаковых значениях геометрического параметра σ в различных компонентах струй изменение плотности потока импульса (теплосодержания, вещества) на оси струи в координатах (ξ_μ^0, y^0) будет одинаковым

$$L_m = \frac{\sigma}{4\xi_{\mu^0}} \exp \left(-\frac{1}{4\xi_{\mu^0}} \right) \quad (y = 0, L = L_m) \quad (8)$$

Представляется возможным обобщить по параметру σ изменение эффективной координаты $\xi_n(x)$. Заметим при этом, что согласно экспериментальным данным для учета различий между процессами переноса импульса, тепла и вещества можно принять [2]

$$\xi_1 = \beta \xi_2 = \beta \xi_3, \quad \beta \approx 0.8$$

В опытах со сверхзвуковыми воздушными струями (число $M = 3$) при различных соотношениях r/R и числе струй k в блоке было исследовано изменение плотности потока импульса на оси составной струи. Из сравнения этих данных с зависимостью (8) найдена зависимость $\xi_1^\circ(x/R^2)$ (фиг. 2). Последняя в области $x \geq x_*$, где x_* соответствует максимуму плотности потока импульса на оси составной струи, имеет обычный для автомоделльных струйных течений вид

$$\sqrt{\xi_1} = 0.04x/R$$

В ближней области течения сказывается влияние параметра σ (фиг. 3), т. е. влияние начальных геометрических размеров и компоновки системы струй.

Согласно (8) максимум плотности потока импульса на оси составной струи имеет место при $\xi_1^\circ = 0.25$ и составляет $L_* = 0.37 \sigma$. По опытным данным и результатам расчета видно, что при $x \geq x_*$ составная струя становится подобной одиночной струе — источнику. Опытная зависимость координаты x_* от σ , по которой можно судить о протяженности области слияния струй, представлена на фиг. 4. На фиг. 5, 6 показаны расчетные профили плотности потока импульса по формуле (7) в сечениях составной струи $x/R = 10$ (сплошная линия), $x/R = 15$ (пунктир) при числе струй $k = 2$ и $k = 4$, там же представлены экспериментальные данные. Сравнение расчетной зависимости $L_* = 0.37 \sigma$ с результатами эксперимента (фиг. 7) показывает, что представление о составной струе, как системе струй — источников, является точным для не слишком компактных струйных компоновок ($\sigma \leq 0.6$).

Для нахождения первичных параметров течения по найденному распределению ξ_n достаточно произвести простой алгебраический пересчет способом, рассмотренным, например, в [2, 4].

Поступило 2 X 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Бай Ш и И. Теория струй. М., Физматгиз, 1960.
2. Вулис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.
3. Диткин В. А., Прудников А. П. Справочник по операционному исчислению. М., «Высшая школа», 1965.
4. Гинзбург И. П. Теория сопротивления и теплопередачи. Л., Изд. ЛГУ, 1970.

УДК 532.135+535.662+612.117:612.13

ОБ ОДНОМ ОПТИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ ПРИ ТЕЧЕНИИ КРОВИ

В. А. ЛЕВТОВ, А. С. ПОПЕЛЬ, С. А. РЕГИРЕР, Н. Х. ШАДРИНА

(Ленинград, Москва)

Приведены результаты экспериментального исследования рассеяния света потоком крови. Обсуждается связь наблюдаемой зависимости рассеяния от времени и скорости деформации с агрегацией частиц (эритроцитов) и гидродинамическими характеристиками.

В исследованиях, посвященных спектрофотометрическому анализу состава крови [1-4], было обнаружено уменьшение интенсивности светового потока, отраженного от поверхности крови, при прекращении ее перемешивания (после остановки магнитной мешалки). Отмечалось также влияние скорости потока на рассеяние света кровью при течении по стеклянной кювете [1] и при обтекании торца стекловолоконного датчика, введенного в катетер или кровеносный сосуд [4]. Эффект резко ослаблялся или отсутствовал в крови с добавками веществ, предотвращающих агрегацию эритроцитов, и в суспензиях эритроцитов в безбелковом растворе [3]. Поэтому был сделан вывод о том, что эти оптические явления связаны с изменением агрегированности эритроцитов и могут быть использованы для исследования в сдвиговом потоке обычно объясняют процессами обратимой агрегации эритроцитов в сдвиговом потоке обычно объясняют