

Необходимо отметить, что диаметр газового вихря при постоянном газосодержании уменьшается по длине камеры фазоразделителя из-за уменьшения закрутки жидкости, вызванного подтормаживающим действием стенки. При уменьшении газосодержания интенсивность закрутки снижается, диаметр газового вихря по длине камеры, соответственно, уменьшается.

По результатам расчёта и эксперимента получена зависимость длины газового вихря от расхода жидкости, что физически соответствует окружной скорости жидкости в начальном сечении. Таким образом, длина существования закрученного двухфазного потока в круглой трубе однозначно зависит от закрутки потока в начальном сечении, уменьшение закрутки уменьшает длину вихря.

Данная методика также учитывает изменение осевой скорости газа и жидкости по длине камеры фазоразделителя. При уменьшении расхода, осевая скорость газа падает, а осевая скорость жидкости остаётся почти без изменения.

Разработанная математическая модель позволяет не только рассчитать номинальный режим работы фазоразделителя, но и спрогнозировать возможные случаи отказов и заранее принять меры по устранению выявленных недостатков при его проектировании.

Вывод

В результате проведенных теоретических и экспериментальных исследований была разработана программа расчёта проточной части камеры фазоразделителя, позволяющая оценить геометрические и гидродинамические параметры фазоразделенного закрученного потока в зависимости от геометрических и режимных параметров фазоразделителя, оценить диапазон изменения геометрических и режимных параметров устойчивого фазоразделения.

Литература

1. Краев М.В., Кишкин А.А., Сизых Д.Н. Гидродинамика малорасходных насосных агрегатов. – Красноярск: САА, 1998.
2. Степанов Г.Ю. Гидродинамика решеток турбомашин. – М.: Физматгиз, 1962.
3. Турчак Л.И. Основы численных методов. – М.: Наука, 1987.

УДК 536.24

ДИНАМИКА ТУРБУЛЕНТНОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ПОПЕРЕЧНЫМ ГРАДИЕНТОМ ДАВЛЕНИЯ

Кишкин А.А., д-р техн. наук, профессор; Черненко Д.В., канд. техн. наук, доцент;
Титлов А.С., д-р техн. наук, доцент; Смирнов П.Н., аспирант
Сибирский государственный аэрокосмический университет им. ак. М.Ф. Решетнева
Одесская национальная академия пищевых технологий

Рассмотрена система дифференциальных уравнений пространственного пограничного слоя в несжимаемой жидкости на криволинейной стенке в общем случае при наличии продольного и поперечного градиентов давления. В предлагаемой записи уравнения импульсов сохранены члены с производной $\partial p / \partial \varphi$, что позволяет интегрировать уравнения в случае непотенциального внешнего потока по поверхности любой формы.

The system of differential equalizations of spatial boundary layer is considered in an incompressible liquid on a curvilinear wall in general case at presence of longitudinal and transversal gradients of pressure. In the offered record of equalization of impulses members are stored with to $\partial p / \partial \varphi$, that allows to integrate equalizations in the case of unpotential external stream on the surface of any form.

Ключевые слова: пространственный пограничный слой, несжимаемая жидкость, криволинейная стенка, продольный и поперечный градиенты давления.

При исследовании пространственных течений используют различные системы координат. Такой подход не только упрощает описание картины течения, но иногда просто необходим: от выбора системы координат зависит возможность разделения переменных в дифференциальных уравнениях и удовлетворения граничным условиям [1-5].

Выберем для расчёта ортогональную естественную систему координат φ , ψ , y в соответствии с рис. 1. Ось y направлена по нормали к стенке, ось φ совпадает с нормальной на стенку линии тока ядра потока на толщине пограничного слоя δ , ось ψ ортогональна оси φ [5].

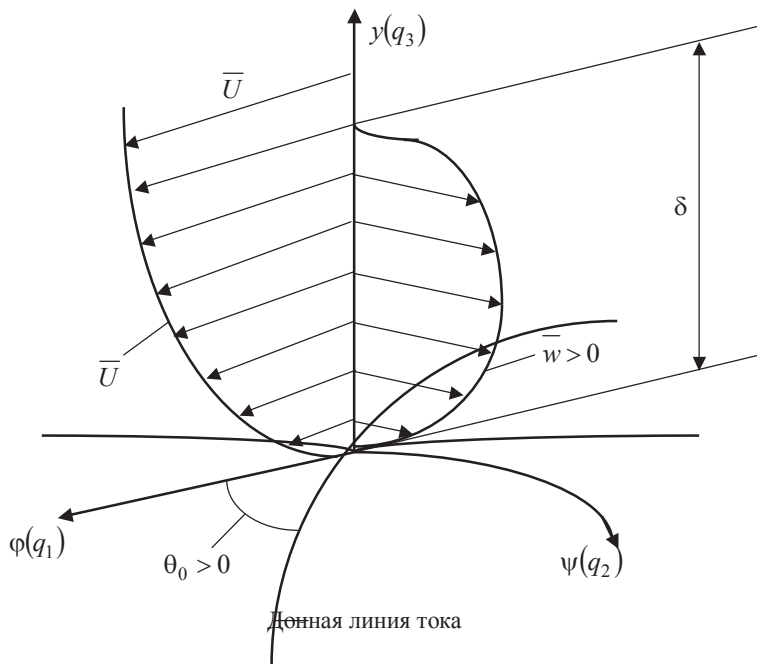


Рис. 1 – Схема течения в естественной системе координат

Рассмотрим исходную систему дифференциальных уравнений пространственного пограничного слоя в несжимаемой жидкости на криволинейной стенке в общем случае при наличии продольного и поперечного градиентов давления:

$$\begin{aligned} \frac{u}{H_\varphi} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{w}{H_\psi} \frac{\partial u}{\partial \psi} + \frac{uw}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \psi} - \frac{w^2}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\psi}{\partial \varphi} &= \frac{1}{\rho H_\varphi} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_\varphi}{\partial y}, \\ \frac{u}{H_\varphi} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + v \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{w}{H_\psi} \frac{\partial w}{\partial \psi} + \frac{uw}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial w_\psi}{\partial \varphi} - \frac{u^2}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\psi}{\partial \psi} &= \frac{1}{\rho H_\psi} \frac{\partial p}{\partial \psi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_\psi}{\partial y}, \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= 0, \\ \frac{1}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial(H_\psi u)}{\partial \varphi} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial(H_\varphi w)}{\partial \psi} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Проекции скорости u , w и v на соответствующие оси ортогональных координат φ , ψ и y назовём продольной, поперечной и вертикальной скоростями. Определим коэффициенты Ламе, соответствующие координатным осям: H_φ , H_ψ , $H_y = 1$. В уравнениях (1) p — статическое давление в ядре потока, τ — напряжение трения, ρ — плотность жидкости.

Строгое интегрирование написанных уравнений возможно только для ламинарного пограничного слоя и для некоторых частных распределений скорости потока ($U = f(\varphi; \psi)$) вне пограничного слоя.

Для вывода уравнений импульсов, соответствующих первым двум уравнениям (1), проинтегрируем их по оси y (поперёк пограничного слоя) в пределах от $y = 0$ до $y = \delta$, причём вертикальную компоненту скорости v заменим на основании уравнения неразрывности:

$$v = -\frac{1}{H_\varphi H_\psi} \left[\int_0^y \frac{\partial(H_\psi u)}{\partial \varphi} dy + \int_0^y \frac{\partial(H_\varphi w)}{\partial \psi} dy \right]. \quad (2)$$

Перепишем первое уравнение системы (1), с учётом выражения для вертикальной скорости (2):

$$\begin{aligned} \frac{u}{H_\varphi} \frac{\partial u}{\partial \varphi} - \frac{1}{H_\varphi H_\psi} \left[\int_0^y \frac{\partial(H_\psi u)}{\partial \varphi} dy + \int_0^y \frac{\partial(H_\varphi w)}{\partial \psi} dy \right] \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{w}{H_\psi} \frac{\partial u}{\partial \psi} + \frac{uw}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \psi} - \frac{w^2}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\psi}{\partial \varphi} &= \\ = -\frac{1}{\rho H_\varphi} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_\varphi}{\partial y}. \end{aligned} \quad (3)$$

Почленно проінтегруємо уравнение (3). Учитывая, что коэффициент Ламэ — величина постоянная при интегрировании по y необходимо поменять последовательность знаков интеграла и дифференцирования.

Интеграл второго члена берём по частям. Подставим границы интегрирования и распишем производную произведения функций, учитывая, что $\partial H_\psi / \partial \varphi$, $\partial H_\varphi / \partial \psi$ постоянны при интегрировании по y и $u \Big|_0^\delta$. Раскроем скобки и преобразуем подынтегральные выражения.

В выражении для третьего члена постоянным множителем является только коэффициент Ламэ. В двух последующих выражениях постоянные множители — коэффициенты Ламэ и их производные. Взяв определённый интеграл от производной касательного напряжения, получим выражение для последнего члена. Результат интегрирования уравнения (3) запишется как сумма интегралов учитывая, что

$$\frac{1}{H_\psi} \int_0^\delta u \frac{\partial w}{\partial \psi} dy + \frac{1}{H_\psi} \int_0^\delta w \frac{\partial u}{\partial \psi} dy = \frac{1}{H_\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\int_0^\delta u w dy \right),$$

окончательно получаем:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2H_\varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\int_0^\delta u^2 dy \right) - \frac{U}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\psi}{\partial \psi} \int_0^\delta u dy - \frac{U}{H_\varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\int_0^\delta u dy \right) - \frac{U}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \psi} \int_0^\delta w dy - \\ & - \frac{U}{H_\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\int_0^\delta w dy \right) + \frac{1}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\psi}{\partial \varphi} \int_0^\delta u^2 dy + \frac{1}{2H_\varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\int_0^\delta u^2 dy \right) + \frac{1}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \psi} \int_0^\delta u w dy + \\ & + \frac{1}{H_\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\int_0^\delta u w dy \right) + \frac{1}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \psi} \int_0^\delta u w dy - \frac{1}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\psi}{\partial \varphi} \int_0^\delta w^2 dy = - \frac{1}{\rho H_\varphi} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \int_0^\delta dy - \frac{\tau_{0\varphi}}{\rho}. \end{aligned} \quad (4)$$

Для дальнейших преобразований по рекомендации [5] введём характерные толщины пограничного слоя.

Толщина вытеснения продольного потока (в направлении φ)

$$\delta_\varphi^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U} \right) \cdot dy. \quad (5)$$

Толщина вытеснения поперечного потока (в направлении ψ)

$$\delta_\psi^* = \int_0^\delta \frac{w}{U} \cdot dy. \quad (6)$$

Толщина потери импульса продольного потока (в направлении φ)

$$\delta_\varphi^{**} = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U} \right) \frac{u}{U} dy. \quad (7)$$

Толщина потери импульса поперечного потока (в направлении ψ)

$$\delta_\psi^{**} = \int_0^\delta \frac{w^2}{U^2} \cdot dy. \quad (8)$$

Толщина потери импульса продольного потока в поперечном направлении

$$\delta_{\varphi\psi}^{**} = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U} \right) \frac{w}{U} dy. \quad (9)$$

Толщина импульса поперечного потока в продольном направлении

$$\delta_{\psi\varphi}^{**} = \int_0^\delta \frac{w}{U} \frac{u}{U} dy = \delta_\psi^* - \delta_{\varphi\psi}^{**}. \quad (10)$$

Отметим, что величины δ_φ^* , δ_φ^{**} и δ_ψ^{**} существенно положительны, а знак остальных характерных толщин пространственного пограничного слоя совпадает со знаком w .

Сгруппируем в уравнении (4) члены с характерным множителем $\partial H_\psi / \partial \varphi$. Разделим почленно на U^2 и преобразуем выражение. Учтём выражения (7), (8). Аналогично сгруппируем в уравнении (4) члены со множителем $\partial H_\varphi / \partial \psi$. Разделим почленно на U^2 , учтём выражения (6), (7).

Преобразуем выражение и добавим взаимно уничтожающиеся члены, отметим, что

$$U \frac{\partial u}{\partial \varphi} + u \frac{\partial U}{\partial \varphi} = \frac{\partial(Uu)}{\partial \varphi},$$

сгруппируем члены в подинтегральном выражении и поменяем местами знак интеграла и дифференциала. Учтём выражение (1) и тождество

$$\int_0^{\delta} U dy = U(\delta - \delta_{\varphi}^*),$$

распишем производную произведения и почленно поделим на квадрат скорости внешнего потока.

Аналогично предыдущему выделяем в (4) члены $1/H_{\psi}$, вынесем знак интеграла и добавим в подинтегральное выражение взаимно уничтожающиеся члены. Последовательно учитывая дифференциал произведения и суммы подинтегральных функций.

Запишем интеграл суммы и тождественно разделим и умножим первый член на U^2 , второй член на U , примем во внимание выражение (3), возьмём производную произведения и почленно поделим на квадрат скорости внешнего потока U^2 .

Члены в правой части уравнения (4) также разделим на U^2 .

Уравнение импульсов, соответствующее первому уравнению системы (1) запишется как сумма интегралов

Изменим знак и окончательно запишем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{H_{\varphi}} \frac{\partial \delta_{\varphi}^{**}}{\partial \varphi} + \frac{1}{H_{\varphi} U} \frac{\partial U}{\partial \varphi} (2\delta_{\varphi}^{**} + \delta_{\varphi}^* - \delta) + \frac{1}{H_{\psi}} \frac{\partial \delta_{\varphi \psi}^{**}}{\partial \psi} + \frac{1}{H_{\psi} U} \frac{\partial U}{\partial \psi} (2\delta_{\varphi \psi}^{**} - \delta_{\psi}^*) + \frac{1}{H_{\varphi} H_{\psi}} \frac{\partial H_{\psi}}{\partial \varphi} (\delta_{\varphi}^{**} + \delta_{\psi}^{**}) + \\ + \frac{1}{H_{\varphi} H_{\psi}} \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \psi} (2\delta_{\varphi \psi}^{**} + \delta_{\psi}^*) = \frac{1}{\rho H_{\varphi} U^2} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \delta + \frac{\tau_{0\varphi}}{\rho U^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

С учётом выражения для вертикальной компоненты скорости v (2) перепишем второе уравнение системы (1) дифференциальных уравнений пространственного пограничного слоя

$$\begin{aligned} \frac{u}{H_{\varphi}} \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \frac{1}{H_{\varphi} H_{\psi}} \left[\int_0^y \frac{\partial(H_{\psi} u)}{\partial \varphi} dy + \int_0^y \frac{\partial(H_{\varphi} w)}{\partial \psi} dy \right] \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{w}{H_{\psi}} \frac{\partial w}{\partial \psi} + \frac{uw}{H_{\varphi} H_{\psi}} \frac{\partial H_{\psi}}{\partial \varphi} - \frac{U^2}{H_{\varphi} H_{\psi}} \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \psi} = \\ = -\frac{1}{\rho H_{\psi}} \frac{\partial p}{\partial \psi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{\psi}}{\partial y}. \end{aligned} \quad (12)$$

Почленно проинтегрируем уравнение (12) вдоль оси y от 0 до δ . Учитывая, что коэффициент Ламэ - величина постоянная при интегрировании по y .

Интеграл второго члена берём по частям. Обратим внимание, что поперечная составляющая скорости в пространственном пограничном слое в соответствии с рисунком 1 равна нулю дважды: при $y = 0$ и при $y = \delta$, следовательно, при подстановке пределов интегрирования в первом члене предыдущего выражения он равен нулю. Распишем производную произведения и поменяем местами знак интеграла и дифференциала.

В выражении для третьего члена внесём функцию w под знак дифференциала. В следующих членах вынесем за знак интеграла коэффициенты Ламэ и их производные. Учитывая, что давление p не изменяется по оси y в пределах δ , получим выражение для следующего члена.

В седьмом члене берём интеграл от производной напряжения трения. Результат интегрирования уравнения (12) запишется как сумма интегралов.

Окончательно записываем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{H_{\varphi}} \int_0^{\delta} u \frac{\partial w}{\partial \varphi} dy + \frac{1}{H_{\varphi} H_{\psi}} \frac{\partial H_{\psi}}{\partial \varphi} \int_0^{\delta} w u dy + \frac{1}{H_{\varphi}} \int_0^{\delta} w \frac{\partial u}{\partial \varphi} dy + \frac{1}{H_{\varphi} H_{\psi}} \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \psi} \int_0^{\delta} w^2 dy + \frac{1}{2H_{\psi}} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\int_0^{\delta} w^2 dy \right) + \\ + \frac{1}{2H_{\psi}} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\int_0^{\delta} w^2 dy \right) + \frac{1}{H_{\varphi} H_{\psi}} \frac{\partial H_{\psi}}{\partial \varphi} \int_0^{\delta} u w dy - \frac{1}{H_{\varphi} H_{\psi}} \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \psi} \int_0^{\delta} u^2 dy = -\frac{1}{\rho H_{\psi}} \frac{\partial p}{\partial \psi} \delta - \frac{\tau_{0\psi}}{\rho}. \end{aligned} \quad (13)$$

Сгруппируем члены в уравнении (13). Выберем члены с множителем $1/H_{\varphi}$. Тождественно разделим и умножим функцию под дифференциалом на квадрат скорости внешнего потока, затем, учитывая выражение (10), продифференцируем это уравнение и разделим почленно на U^2 . Выберем из уравнения (13) члены с множителем $(1/H_{\psi} \cdot \partial/\partial \psi)$, сложим, домножим подинтегральное выражение на U^2/U^2 , учитывая равенство (8), продифференцируем это уравнение и разделим почленно на U^2 .

Выделим из (13) члены с $\frac{1}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\psi}{\partial \varphi}$, сложим их, аналогично домножим подынтегральное выражение на U^2/U^2 и с учётом (10) и разделим на квадрат скорости внешнего потока U^2 .

Выполним более громоздкие преобразования для слагаемых $\frac{1}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \psi}$.

В первом члене подынтегральное выражение умножим на U^2/U^2 , во втором добавим взаимоуничтожающиеся слагаемые $(U_u + U^2) - (U_u + U^2)$, преобразуем это выражение, затем разделим почленно на U^2 и вынесем общие множители за скобки, с учётом (5) и (7).

Члены в правой части (13) аналогично разделим на U^2 . Уравнение импульсов, соответствующее второму уравнению из системы дифференциальных уравнений пространственного пограничного слоя (1), запишется как сумма интегралов.

Развернув выражение, окончательно запишем уравнение импульсов в проекциях на поперечную координатную ось:

$$\begin{aligned} \frac{1}{H_\psi} \frac{\partial \delta_\psi^{**}}{\partial \psi} + \frac{1}{H_\varphi} \frac{\partial \delta_{\psi\varphi}^{**}}{\partial \varphi} + \frac{2\delta_{\psi\varphi}^{**}}{H_\varphi U} \frac{\partial U}{\partial \varphi} + \frac{2\delta_\psi^{**}}{H_\psi U} \frac{\partial U}{\partial \psi} + \frac{2\delta_{\psi\varphi}^{**}}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\psi}{\partial \varphi} + \frac{1}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \psi} (\delta_\psi^{**} + \delta_\varphi^{**} + \delta_\varphi^* - \delta) = \\ = - \frac{1}{\rho H_\psi U^2} \frac{\partial p}{\partial \psi} \delta - \frac{\tau_{0\psi}}{\rho U^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Уравнения (11), (14) представляют собой запись уравнения импульсов в проекциях на направления естественных координат φ и ψ . Система уравнений (11), (14) представлена в более общем виде в отличие от уже известных решений Г.Ю. Степанова [5] и С.Н. Шкарбуля [6-9], выполненных с учётом особенностей течения соответственно в межлопаточном канале осевой турбины и по покрывному диску рабочего колеса центробежного насоса. В предлагаемой записи уравнения импульсов сохранены члены с производной $\partial p/\partial \varphi$, что позволяет интегрировать уравнения в случае непотенциального внешнего потока по поверхности любой формы.

Отметим, что полученное уравнение импульсов при нулевых начальных условиях при отсутствии поперечного градиента давления $\partial p/\partial \psi = 0$ с учётом $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \varphi} = U \frac{\partial U}{\partial \varphi}$ обращается в классическую запись интегрального соотношения Кармана [10, 11]:

$$\frac{\partial_\varphi^{**}}{\partial \varphi} + (2 + H) \frac{\partial_\varphi^{**}}{U} \frac{dU}{d\varphi} = \frac{\tau_{0\varphi}}{\rho U^2}.$$

В системах (11), (14) число неизвестных функций значительно превышает число уравнений, поэтому система не доопределена. Возможность традиционного решения заключается в том, что вводят условные относительные (существенно положительные) величины:

$$H = \frac{\delta_\varphi^*}{\delta_\varphi^{**}}, \quad K = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta_\psi^*}{\delta_\varphi^{**}}, \quad L = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\delta_\psi^{**}}{\delta_\varphi^{**}}, \quad M = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta_{\psi\varphi}^{**}}{\delta_\varphi^{**}}, \quad I = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta_{\varphi\psi}^{**}}{\delta_\varphi^{**}},$$

которые считаются постоянными величинами в области, далёкой от зоны отрыва потока. Это, в частности, подтверждается экспериментальными работами. В этих формулах $\varepsilon = \operatorname{tg} \theta_0$; θ_0 — угол скоса донной линии тока в соответствии с рис. 1, определяющий поперечную составляющую напряжения трения на стенке $\operatorname{tg} \theta_0 = \tau_{0\psi}/\tau_{0\varphi}$. С указанными подстановками в системе (11) остаётся два неизвестных, что позволяет вести её интегрирование без дополняющих уравнений, все остальные неизвестные функции скорости U , $\partial U/\partial \varphi$, $\partial U/\partial \psi$, коэффициентов Ламэ H_φ , H_ψ , $\partial H_\varphi/\partial \psi$, $\partial H_\psi/\partial \varphi$ определяются из известного решения для внешнего потока и его граничных условий.

Вывод

В общем случае возможно только численное интегрирование систем (11), (14) как систем нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка. Это вызывает значительные трудности, связанные с неразвитостью метода интегрирования таких уравнений. Однако в некоторых частных случаях возможны преобразования уравнений (11), (14) к виду, позволяющему произвести их интегрирование.

Литература

1. Борщев И.О. Разработка метода расчета и исследование лопаточных отводов центробежных насосов: дис. канд. техн. наук. – Л.: ЛПИ, 1989. – 154 с.

2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука, 1970. – 940 с.
3. Пфлейдерер К.Л. Лопаточные машины для жидкостей и газов. – М.: Гостехиздат, 1960. – 684 с.
4. Селезнев К.П., Галеркин Ю.Б. Центробежные компрессоры. – Л.: Машиностроение, 1982. – 271 с.
5. Степанов Г.Ю. Гидродинамика решеток турбомашин. – М.: Физматгиз, 1962. – 512 с.
6. Шкарбуль С.Н. Исследование пространственного течения в рабочих колесах центробежных компрессоров // Автореф. дис. д-ра техн. наук. – Л.: ЛПИ, 1974. – 41 с.
7. Шкарбуль С.Н. Пространственное течение вязкой жидкости в рабочих колесах центробежных компрессоров: дис. докт. техн. наук. – Л.: ЛПИ, 1974. – 705 с.
8. Шкарбуль С.Н. Расчет пространственного пограничного слоя во вращающихся каналах центробежных колес // Энергомашиностроение – 1073. – № 1. – С. 19-29.
9. Шкарбуль С.Н., Вольчук В.С. Анализ пространственного пограничного слоя в центробежном колесе турбомашин // Энергомашиностроение. – 1977. – № 1. – С. 14-16.
10. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М: Наука, 1969. – 744 с.
11. Karman Th. Uber laminare und turbulente Reibung. ZAAM. – 1921. – № 1. – P.P. 233-252.

УДК 621.941.1

ТЕХНОЛОГІЯ РЕСУРСОВІДНОВЛЮВАЛЬНОЇ ОБРОБКИ В МАШИНОБУДУВАННІ

Ліщенко Н.В., канд. техн. наук, асистент
Одеська національна академія харчових технологій, м. Одеса

Проведено моделювання лезової обробки на стенді тертя для дослідження різних рецептур технологічних засобів. Проведено експериментальні дослідження по визначенню сил різання при свердлінні з різними сполуками.

Edge machining simulation on the friction stand for lubricant means studies is carried out. Experimental investigations are carried out to determine cutting forces in drilling with different lubricants.

Ключові слова: коефіцієнт тертя, ресурсовідновлювальні сполуки, тверді технологічні мастила, мастильно-охолоджувальні рідини.

На ранніх етапах свого розвитку (50-і та 60-і роки) в теорії різання матеріалів вивчали в основному механіку процесу: силові залежності, формування стружки, явище наросту на різці [1]. Потім з'ясувалося, що в зоні різання мають місце складні фізико-хімічні явища і ефекти, наприклад, ефекти Ребіндера, Баушингера, надпластичності тощо. Сучасну механічну обробку різанням відносять до високих технологій і нанотехнологій. Об'єктом сучасних досліджень все частіше стає фізико-хімічна взаємодія матеріалів контактуючих тіл і мастильно-охолоджувальних сполук, які включають явища дифузії речовин і масопереносу. Особливістю цих одночасно діючих процесів (concurrent processes) є специфічні температурні (до 2000 К) і силові (тиск до 7 ГПа) умови в зоні контакту [2].

В відповідності з сучасними уявленнями процеси в зоні контакту інструмента і заготовки мають різноманітну фізико-хіміко-механічну природу і тому їх можна віднести до галузі фізико-хімічної механіки матеріалів [3].

Питання контактної взаємодії вивчають з залученням матеріалознавства, механіки, теплофізики, термодинаміки. Вивчають кінетичні і фізико-хімічні явища, які відбуваються, наприклад, при термотрібоактивації [2] тощо.

Наприклад, в відповідності з роботою [2] в зоні різання мають місце процеси: адгезії (прилипання, зчеплення), дифузії, мікро- і макродеформування, реакційної руйнації, хімічної взаємодії (у т.ч. окислювання в різних середовищах), азотування, наводнювання, контактено-реактивного плавлення тощо. На наш погляд, цей перелік слід доповнити тертям і зносом інструментів, які є наслідком вищевказаних процесів.

Якщо враховувати, що існує, наприклад, декілька теорій адгезії (механічна, адсорбційна, електрична, дифузійна, хімічна) або непередбачуваний і ймовірний характер фізико-хіміко-механічних процесів, то стає зрозумілим уся складність явищ і процесів в зоні різання. У цьому зв'язку можна говорити про проблему складності явищ і процесів в зоні різання. Саме ці явища і процеси визначають механізми формування поверхневого шару деталей машин, з однієї сторони, і зношування ріжучого інструмента – з іншої. Тому керування явищами і процесами, які відбуваються в зоні контакту, відноситься до числа виключно актуальних завдань в теорії різання і технології машинобудування.