

## ЛИТЕРАТУРА

1. Русанов В. В. Пространственное обтекание затупленного тела сверхзвуковым потоком газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1968, т. 8, № 3.
2. Vaglio-Laurin R., Ferri A. Theoretical investigation of the flow field about blunt-nosed bodies in supersonic flight. J. Aeronaut. Sci., 1958, vol. 25, No. 12.
3. Mangler K. L. The calculation of the flow field between a blunt body and the bow wave. Hypersonic Flow. Butterworths, London, 1960.
4. Ладыженский М. Д. Пространственные гиперзвуковые течения газа. М., «Машиностроение», 1968.
5. Hayes W., Probstein R. Hypersonic Flow Theory. New York — London, Acad. Press, 1956, vol. 1.
6. Swigart R. I. A theory of asymmetric hypersonic blunt-body flows. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 5.
7. Swigart R. J. Hypersonic blunt-body flow fields at angle of attack. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 1. (Рус. перев.: Свигарт. Гиперзвуковое обтекание затупленного тела под углом атаки. Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 1.)
8. Bohachevsky I. O., Mates R. E. A direct method for calculation of the flow about an axisymmetric blunt body at angle attack. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 5. (Рус. перев.: Богачевский, Мейтс. Прямой метод расчета течения около затупленного осесимметричного тела при угле атаки. Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 5.)
9. Webb H. Y., Dresser H. S., Adler B. K., Waiter S. A. Inverse solution of blunt-body flowfields at large angle of attack. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 6. (Рус. перев.: Уэбб мл., Дрессер, Адлер, Уэйтер. Расчет обратным методом поля скоростей около затупленного тела при больших углах атаки. Ракетная техника и космонавтика, 1967, № 6.)
10. Минайлос А. Н. О расчете течения у затупленного тела вращения под углом атаки в сверхзвуковом потоке газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1964, № 1.
11. Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Метод расчета пространственного обтекания тел с отходящей ударной волной. Докл. АН СССР, 1964, т. 154, № 5.
12. Moretti J., Bleich J. Three-dimensional flow around blunt boddies. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 9. (Рус. перев.: Моретти, Блейх. Трехмерное обтекание затупленных тел. Ракетная техника и космонавтика, 1967, № 9.)
13. Глаголев А. И., Зубков А. И. Экспериментальное исследование энтропии на критической линии тока при сверхзвуковом обтекании тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.

## О КОЛЕБАНИЯХ ДИСКА В ЖИДКОСТИ, ОБЛАДАЮЩЕЙ ВНУТРЕННИМ МОМЕНТОМ ИМПУЛЬСА

А. С. ПОПЕЛЬ

(Москва)

В работе [1] исследовалась задача о затухании колебаний диска во вращающейся вязкой жидкости; было показано, что зависимость логарифмического декремента затухания колебаний от скорости вращения  $\Omega_0$  характеризуется резким минимумом, лежащим на частоте колебаний  $\omega = 2\Omega_0$ . Эта зависимость подтверждена экспериментальными данными [2], полученными при колебаниях диска во вращающейся воде. Дальнейшее исследование показало [2, 3], что при частоте  $\omega \approx 2\Omega_0$  в жидкости возникают вязкие волны, распространяющиеся от диска, глубина проникновения которых может намного превышать длину волны. Наличие таких волн может быть использовано для наблюдения резонансных явлений, связанных с интерференцией волн, распространяющихся от диска и отраженных от твердой или свободной поверхности, параллельной поверхности диска.

Подобные опыты могут быть поставлены для проведения вискозиметрических измерений.

В данной заметке рассмотрена задача о колебаниях диска во вращающейся жидкости, обладающей внутренним моментом импульса. Обнаружено, что наряду с перечисленными эффектами, характерными для обычной вязкой жидкости, в этом случае могут возникать глубокопроникающие вязкие волны на частоте  $\omega \approx \Omega_0$ ; на той же частоте возникает экстремум зависимости логарифмического декремента затухания от скорости вращения.

1. Уравнения движения жидкости, обладающей внутренним моментом импульса. Следуя работам [4-6], запишем уравнения неразрывности, импульсов и моментов

импульсов для случая несжимаемой жидкости в виде

$$\frac{\partial U_k}{\partial x_k} = 0, \quad \rho \frac{dU_i}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} + \rho f_i, \quad \rho J \frac{d\Omega_i}{dt} = \frac{\partial \mu_{ik}}{\partial x_k} + \sigma_{jk} e_{ijk} + \rho \Phi_i \quad (1.1)$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $p$  — давление,  $U$  — скорость поступательного движения,  $\Omega$  — угловая скорость внутреннего вращения,  $J$  — внутренний момент инерции единицы массы жидкости,  $f$  и  $\Phi$  — соответственно внешние массовые силы и моменты,  $\sigma_{ik}$  и  $\mu_{ik}$  — тензоры вязких и моментных напряжений, равные

$$\sigma_{ik} = \eta \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) + \gamma \left( \frac{1}{2} \text{rot } U - \Omega \right)_j e_{ikj} \quad (1.2)$$

$$\mu_{ik} = \mu \left( \frac{\partial \Omega_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \Omega_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \Omega_j}{\partial x_j} \delta_{ik} \right) + \lambda \frac{\partial \Omega_j}{\partial x_j} \delta_{ik} - \theta \left( \frac{\partial \Omega_k}{\partial x_i} - \frac{\partial \Omega_i}{\partial x_k} \right)$$

На твердой поверхности  $\Gamma$  должны быть выполнены следующие условия [5]:

$$U_i(\Gamma) = U_{i\Gamma}, \quad \Omega_i(\Gamma) - \Omega_{i\Gamma} = \alpha_{ij} \mu_{jkn} \quad (1.3)$$

Здесь  $U_\Gamma$  — поступательная скорость точек твердой поверхности,  $\Omega_\Gamma$  — угловая скорость вращения твердой поверхности,  $n$  — вектор внутренней нормали к поверхности,  $\alpha_{ij}$  — матрица, составленная из коэффициентов скольжения. Для изотропной границы матрица  $\alpha_{ij}$  — диагональна, причем  $\alpha_{xx} = \alpha_{yy} = \theta$ ,  $\alpha_{zz} = \chi$  (ось  $z$  направлена по нормали к поверхности).

2. Постановка задачи о колебаниях диска во вращающейся жидкости. Пусть неограниченная жидкость, обладающая внутренним моментом импульса, вращается с постоянной угловой скоростью  $\Omega_0$ . В жидкость погружен диск большого, но конечного радиуса  $R$ , участвующий во вращении и совершающий, кроме того, малые крутильные колебания вокруг оси вращения.

Введем цилиндрическую систему координат  $(r, \theta, z)$ , ось  $z$  направим по оси вращения, а начало координат поместим в центре диска. В этой системе координат движение диска описывается изменением полярного угла во времени

$$\theta = \Omega_0 t + \theta_0 e^{i\alpha t}$$

где  $\alpha$  — комплексная частота колебаний ( $\alpha = \omega + iq$ ).

Предположим, что коэффициенты вязкости в соотношениях (1.2) постоянны, а внешние массовые силы и моменты отсутствуют.

При построении решения будем пренебрегать влиянием кромок диска, т. е. будем считать радиус диска бесконечным.

В этом случае подстановка функций

$$U_r = r v_r(z) e^{i\alpha t}, \quad U_\theta = r v_\theta(z) e^{i\alpha t} + r \Omega_0, \quad U_z = v_z(z) e^{i\alpha t}$$

$$\Omega_r = r \omega_r(z) e^{i\alpha t}, \quad \Omega_\theta = r \omega_\theta(z) e^{i\alpha t}, \quad \Omega_z = \omega_z(z) e^{i\alpha t} + \Omega_0$$

$$p = p_0 + \frac{1}{2} \rho \Omega_0^2 r^2 - \left[ \frac{p_1 r^2}{2} + p_2(z) \right] e^{i\alpha t}$$

в уравнения (1.1) и граничные условия (1.3) позволяет избавиться от переменной  $r$ .

Введем безразмерные переменные соотношениями

$$z^* = \frac{z}{L}, \quad t^* = \frac{t}{T}, \quad v_r^* = T v_r, \quad v_\theta^* = T v_\theta, \quad v_z^* = \frac{T v_z}{2L}$$

$$\omega_r^* = 2LT \omega_r, \quad \omega_\theta^* = 2LT \omega_\theta, \quad \omega_z^* = T \omega_z, \quad \Omega_0^* = T \Omega_0, \quad \alpha^* = T \alpha$$

$$p_1^* = \frac{T^2 p_1}{\rho}, \quad \theta^* = \frac{\theta(\mu + \theta)}{L}, \quad \chi^* = \frac{\chi(\frac{4}{3}\mu + \lambda)}{L}, \quad \left( \frac{L}{R} \right)^2 = \frac{8(\frac{4}{3}\mu + \lambda)}{R^2(4\eta + \gamma)}$$

$$\varepsilon = \frac{\gamma}{4\eta + \gamma}, \quad a^2 = \frac{4(\mu + \theta)}{J(4\eta + \gamma)}, \quad b^2 = \frac{4(\frac{4}{3}\mu + \lambda)}{J(4\eta + \gamma)}, \quad s = \frac{\lambda - \frac{2}{3}\mu}{\lambda + \frac{4}{3}\mu}, \quad \kappa = \frac{\pi R^4(4\eta + \gamma)T}{4IL}$$

$$L = (\eta + \gamma/4)^{1/2} J^{1/2} \gamma^{-1/2}, \quad T = J \rho \gamma^{-1} \quad (0 \leq \varepsilon \leq 1, \quad -1/2 \leq s \leq 1)$$

Здесь  $L$  — характерная длина,  $T$  — характерное время,  $R$  — радиус диска,  $I$  — момент инерции диска.

Пусть выполнено неравенство  $\Omega_0 \gg \theta_0 \omega$  (условие малости колебаний), позволяющее линеаризовать систему уравнений (1.1). Вводя в систему (1.1) безразмерные пе-

ременные и опуская звездочки у букв, получим

$$\begin{aligned} v_r + \frac{dv_z}{dz} &= 0, & i\alpha v_r - 2\Omega_0 v_\theta &= p_1 + \frac{d^2 v_r}{dz^2} - \varepsilon \frac{d\omega_\theta}{dz} \\ i\alpha v_\theta + 2\Omega_0 v_r &= \frac{d^2 v_\theta}{dz^2} + \varepsilon \frac{d\omega_r}{dz}, & i\alpha v_z &= -\frac{dz}{dp_2} + \frac{d^2 v_z}{dz^2} + \varepsilon \omega_\theta \\ i\alpha \omega_r - \Omega_0 \omega_\theta &= a^2 \frac{d^2 \omega_r}{dz^2} - \omega_r - \frac{dv_\theta}{dz}, & i\alpha \omega_\theta + \Omega_0 \omega_r &= a^2 \frac{d^2 \omega_\theta}{dz^2} - \omega_\theta + \frac{dv_r}{dz} \\ i\alpha \omega_z &= b^2 \frac{d^2 \omega_z}{dz^2} - \omega_z + (b^2 - a^2) \frac{d\omega_r}{dz} + v_\theta \end{aligned} \quad (2.1)$$

На поверхности диска и вдали от него должны выполняться условия

$$v_r = v_z = 0, \quad v_\theta = i\alpha\theta_0, \quad \omega_r - \theta \frac{d\omega_r}{dz} = 0, \quad \omega_\theta - \theta \frac{d\omega_\theta}{dz} = 0 \quad (2.2)$$

$$\omega_z - i\alpha\theta_0 = \chi \left( \frac{d\omega_z}{dz} + s\omega_r \right) \quad \text{при } z = 0$$

$$v_r, v_\theta, v_z, \omega_r, \omega_\theta, \omega_z \rightarrow 0 \quad \text{при } z \rightarrow \infty$$

Рассмотрим теперь уравнение малых колебаний диска (в безразмерных переменных)

$$\frac{d^2 \theta}{dt^2} + 2q_0 \frac{d\theta}{dt} + \omega_0^2 \theta = M\theta_0 e^{i\alpha t} \quad (2.3)$$

где  $M$  — момент, действующий на диск со стороны жидкости, равный

$$M = \frac{\kappa}{\theta_0} \left[ \frac{dv_\theta}{dz} + \varepsilon \omega_r + \left( \frac{l}{R} \right)^2 \left( \frac{d\omega_z}{dz} + s\omega_r \right) \right]_{z=0}$$

а  $q_0, \omega_0$  — безразмерный коэффициент затухания и круговая частота колебаний диска в пустоте.

Ищем решения уравнения (2.3) в виде

$$\theta = \theta_0 e^{i\alpha t} \quad (2.4)$$

Подставляя (2.4) в (2.3) и приравнивая действительные и мнимые части, будем иметь

$$\frac{\omega_0}{\omega} \delta_0 - \delta = \kappa \frac{\text{Im } M}{\omega^2}, \quad \omega_0^2 - \omega^2 + q^2 - 2q_0 = \kappa \text{Re } M \quad (2.5)$$

где  $\delta_0, \delta$  — логарифмические декременты затухания колебаний в пустоте и в жидкости

$$\delta_0 = \frac{2\pi q_0}{\omega_0}, \quad \delta = \frac{2\pi q}{\omega}$$

Функция  $M$  в уравнениях (2.5) сложным образом зависит от переменных  $\Omega_0, \delta$  и  $\omega$ , и разрешение уравнений относительно переменных  $\delta$  и  $\omega$  представляет большие трудности. Рассмотрим здесь простой случай  $\kappa \ll 1$  (диск обладает большим моментом инерции).

Ищем величины  $\delta$  и  $\omega$  в виде разложений по малому параметру  $\kappa$

$$\delta = \delta^\circ + \kappa \delta^1 + \dots, \quad \omega = \omega^\circ + \kappa \omega^1 + \dots$$

С точностью до членов первого порядка по  $\kappa$  находим

$$\delta - \delta^\circ = \frac{\kappa \pi}{\omega^{\circ 2}} \left( \frac{\delta^\circ}{2\pi} \text{Re } M^\circ - \text{Im } M^\circ \right), \quad \omega^2 - \omega^{\circ 2} = -\kappa \text{Re } M^\circ \quad (2.6)$$

$$\delta^\circ = \frac{\delta_0}{\sqrt{1 - (1/2 \delta_0 / \pi)^2}}, \quad \omega^\circ = \omega_0 \left[ 1 - \left( \frac{\delta_0}{2\pi} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad M^\circ = M(\delta^\circ, \omega^\circ)$$

**3. Решение характеристического уравнения.** Будем искать решение системы (2.1) в виде суммы

$$A(z) = A_0 + \sum A_n e^{i k_n z}$$

в которой волновые числа  $k_n$  определяются из следующих характеристических уравнений:

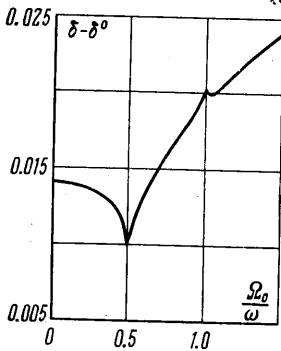
$$\begin{vmatrix} k^2 + i\alpha & -2\Omega_0 & 0 & ike \\ 2\Omega_0 & k^2 + i\alpha & -ike & 0 \\ 0 & ik & a^2k^2 + i\alpha + 1 & -\Omega_0 \\ -ik & 0 & \Omega_0 & a^2k^2 + i\alpha + 1 \end{vmatrix} = 0 \quad (3.1)$$

$$b^2k^2 + i\alpha + 1 = 0 \quad (3.2)$$

Из условий (2.2) следует, что  $p_1 = 0$ ,  $\text{Im } k_n > 0$ . Уравнения (3.1, 2) имеют пять корней  $k_n$  с положительной мнимой частью.

Величины  $v_r$ ,  $v_\theta$ ,  $\omega_r$ ,  $\omega_\theta$  представляются в виде суммы четырех поперечных волн с различными направлениями круговой поляризации. Соответствующие волновые числа  $k_{1-4}$  являются решениями уравнения (3.1). Величина  $\omega_z$  представляется, вообще говоря, в виде суммы пяти волн. Волновое число  $k_5$  является решением уравнения (3.2).

Из уравнения (3.1) видно, что параметр  $\varepsilon$  играет роль «параметра связи» между гидродинамическими колебаниями и колебаниями внутреннего момента импульса. Если пренебречь влиянием внутреннего момента импульса на распространение поступательных скоростей (что соответствует случаю  $\varepsilon = 0$ ), то волновые числа  $k_{1,2}$  и  $k_{3,4}$  находятся независимо одна от другой. Выражения для  $k_1$ ,  $k_2$  в этом случае аналогичны приведенным в работе [2] и здесь не выписываются, а выражения для  $k_3$ ,  $k_4$  имеют вид



$$k_3 = -\frac{\sqrt{(\omega(q-1)^2 + (\omega + \Omega_0)^2 + (q-1))^{1/2}}}{a\sqrt{2}} + i\frac{(\sqrt{(\omega(q-1)^2 + (\omega + \Omega_0)^2 - (q-1))^{1/2}}}{a\sqrt{2}}$$

$$k_4 = \text{sign}(\Omega_0 - \omega) \frac{\sqrt{(\omega(q-1)^2 + (\omega - \Omega_0)^2 + (q-1))^{1/2}}}{a\sqrt{2}} + i\frac{(\sqrt{(\omega(q-1)^2 + (\omega - \Omega_0)^2 - (q-1))^{1/2}}}{a\sqrt{2}}$$

Волна, соответствующая волновому числу  $k_3$ , имеет обычный для вязких волн характер, так же как и волна, соответствующая  $k_4$ , при  $q < 1$ . При  $q > 1$  и  $\omega \rightarrow \Omega_0$  характер последней волны меняется: ее глубина проникновения стремится к бесконечности, в то время как длина остается конечной.

Таким образом, в жидкости с внутренним моментом импульса возможна генерация двух типов глубокопроникающих волн: с волновым числом  $k_2$  вблизи частоты  $\omega = 2\Omega_0$  и с волновым числом  $k_4$  вблизи частоты  $\omega = \Omega_0$  (условие  $q > 1$  в размерных переменных выглядит следующим образом:  $T_- > T_3$ , где  $T_- = J_\rho / \gamma$  — характерное время релаксации, связанное с выравниванием локальной угловой скорости вращения жидкости  $\frac{1}{2} \text{rot } \mathbf{U}$  и скорости внутреннего вращения  $\Omega$ ,  $T_3$  — характерное время затухания колебаний диска). Наличие таких типов волн может быть использовано для наблюдения резонансных эффектов, связанных с образованием стоячей волны между диском и отражающей поверхностью.

При  $\varepsilon \neq 0$  можно решить уравнение (3.1) приближенно, разлагая волновые числа в ряды по степеням  $\varepsilon$ . С точностью до членов первого порядка по  $\varepsilon$  получим

$$k_{1,2} = k_{1,2}^0 \left[ 1 + \frac{\varepsilon}{2} \frac{(k_{1,2}^{02} + i\alpha)(a^2k_{1,2}^{02} + i\alpha + 1) - 2\Omega_0^2}{(k_{1,2}^{02} + i\alpha)[(a^2k_{1,2}^{02} + i\alpha + 1)^2 + \Omega_0^2]} \right]$$

$$k_{3,4} = k_{3,4}^0 \left[ 1 + \frac{\varepsilon}{2} \frac{(k_{3,4}^{02} + i\alpha)(a^2k_{3,4}^{02} + i\alpha + 1) - 2\Omega_0^2}{a^2(a^2k_{3,4}^{02} + i\alpha + 1)[(k_{3,4}^{02} + i\alpha)^2 + 4\Omega_0^2]} \right]$$

Здесь  $k_{1,2}^0$ ,  $k_{3,4}^0$  — «нулевое» приближение.

Заметим, что наличие малого, но конечного параметра  $\varepsilon$  редуцирует бесконечные величины глубин проникания к конечным значениям.

4. Распределения скоростей. Результаты численных расчетов. При  $\varepsilon = 0$  решения уравнений (2.1) с граничными условиями (2.2) имеют вид

$$v_r = -\frac{\alpha\theta_0}{2}(e^{ik_1z} - e^{ik_2z}), \quad v_\theta = i\frac{\alpha\theta_0}{2}(e^{ik_1z} + e^{ik_2z})$$

$$\omega_r = \frac{\alpha\theta_0}{2} \left[ \frac{k_1}{a^2k_1^2 + i\alpha + 1 + i\Omega_0} \left( e^{ik_1z} - \frac{1 - ik_1\phi}{1 - ik_3\phi} e^{ik_3z} \right) + \frac{k_2}{a^2k_2^2 + i\alpha + 1 - i\Omega_0} \left( e^{ik_2z} - \frac{1 - ik_2\phi}{1 - ik_4\phi} e^{ik_4z} \right) \right]$$

$$\omega_\theta = -\frac{i\alpha\theta_0}{2} \left[ \frac{k_1}{a^2k_1^2 + i\alpha + 1 + i\Omega_0} \left( e^{ik_1z} - \frac{1 - ik_1\phi}{1 - ik_3\phi} e^{ik_3z} \right) - \frac{k_2}{a^2k_2^2 + i\alpha + 1 - i\Omega_0} \left( e^{ik_2z} - \frac{1 - ik_2\phi}{1 - ik_4\phi} e^{ik_4z} \right) \right]$$

Выражение для  $\omega_z$  слишком громоздко и здесь не приводится. Его легко можно получить, решая последнее уравнение системы (2.1).

Подставляя полученные выражения в уравнения (2.6), находим зависимость логарифмического декремента затухания от скорости вращения жидкости. На фигуре представлен график этой зависимости; в точке  $\omega = \Omega_0$  кривая претерпевает излом (были приняты следующие значения параметров:  $\phi = 10$ ,  $\chi = 0$ ,  $\varepsilon = 0$ ,  $a = 1$ ,  $b = 100$ ,  $s = -0.5$ ,  $\delta^\circ = 0.1$ ,  $q = 1$ ).

Институт механики МГУ

Поступило 8 VII 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мамаладзе Ю. Г., Матинян С. Г. К гидродинамике колебаний диска во вращающейся жидкости. ПММ, 1960, т. 24, вып. 3.
2. Мамаладзе Ю. Г., Месоед К. Б., Цакадзе Д. С. Глубокопроникающие вязкие волны во вращающейся жидкости. II Всес. съезд по теор. и прикл. механ., М., 1964, Аннотации докладов.
3. Мамаладзе Ю. Г. Глубокопроникающие поперечные волны во вращающейся вязкой жидкости. ПММ, 1964, т. 28, вып. 5.
4. Шлиомис М. И. К гидродинамике жидкости с внутренним вращением. ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 1.
5. Аэро Э. Л., Булыгин А. Н., Кувшинский Е. В. Асимметричная гидромеханика. ПММ, 1965, т. 29, вып. 2.
6. Condiff D. W., Dahler J. S. Fluid mechanical aspects of antisymmetric stress. Phys. Fluids, 1964, vol. 7, No. 6.

### О ВОЗВРАТНОМ ТЕЧЕНИИ ЗАКРУЧЕННОЙ ЖИДКОСТИ В ТРУБЕ

В. Н. КАЛАШНИКОВ, Ю. Д. РАЙСКИЙ, Л. Е. ТУНКЕЛЬ

(Москва)

Если жидкость тангенциально вводится в полуограниченную цилиндрическую трубу по каналам, расположенным в начальном сечении трубы по касательным к образующей, то внутри трубы можно наблюдать две формы закрученного течения. При относительно малых тангенциальных составляющих скорости жидкость по всему сечению трубы будет удаляться от места ввода, однако с ростом тангенциальных скоростей такая форма течения становится неустойчивой, и в ядре потока возникает зона возвратного течения. В этом случае жидкость удаляется от начального сечения только по периферии потока, тогда как в центральной части осевые составляющие скорости направлены в противоположную сторону. Возникновение зоны возвратного течения обусловлено затуханием вращательного движения жидкости и увеличением давления по оси трубы по мере удаления от начального сечения.

Возвратное движение при определенных условиях наблюдается не только в закрученном потоке в трубе, но и в вихревых форсунках, в циклонных сепараторах и в закрученных свободных струях, являясь характерной особенностью всех этих видов течения.