где I_2 дается формулой (2.8), а момент прекращения действия давлений принят за начальный ($t = 0$). Учитывая результаты уже проведенного анализа интеграла I_2, получаем, что в случае $\xi \geqslant 1$ вид свободной поверхности жидкости дается формулой (3.7), где A_1 определяется формулой (3.6) с заменой знаков неравенств на обратные (там, где в формуле (3.7) $R > ub_1t$, нужно $R < ub_1t$, и наоборот). В случае $\xi < 1$ вид свободной поверхности дается формулой (4.8), при этом A_2, A_3, A_4 определяются формулами (4.6), (4.7) также с заменой знаков неравенств на обратные.

Отсюда видно, что в затухающем движении в жидкости конечной глубины основные возмущения при $\xi \geqslant 1$ заключены внутри угла $|\gamma| < \gamma_1$ справа от кривой $R = ub_1t$, а при $\xi < 1$ внутри угла $|\gamma| < \gamma_2$ справа от кривой $R = ub_3t$.

С увеличением времени t возвышение свободной поверхности в любой фиксированной точке стремится к нулю как величина порядка t^{-1}.

Приношу искреннюю благодарность Л. Н. Сретенскому за внимание к работе и В. С. Федосенко за помощь в проведении численных расчетов.

Поступило 26 VII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Сретенский Л. Н. О волнах, поднимаемых кораблем при движении по круговому пути. Изв. АН СССР, ОТН, 1946, № 1.
2. Сретенский Л. Н. О волнах на поверхности раздела двух жидкостей с применением к явлению «мертвой воды». Ж. геофизики, 1934, т. 4, № 3.
3. Hogner E. Contribution to the theory of ship waves. Arkiv för matematik, astronomi och fysik, 1962, bd. 17, No. 12.
4. Havelock T. The Propagation of groups waves in despersive media with application to waves on water produced by a travelling disturbance. Proc. Roy. Soc. (A), 1908, vol. 81, p. 398.
5. Crapper G., Surface waves generated by a travelling pressure point. Proc. Roy. Soc. (A), 1964, vol. 282, No. 1391.
6. Черкесов Л. В. Развитие и затухание корабельных волн. ПММ, 1963, т. 27, вып. 4.

ДВИЖЕНИЕ ТЕЛА МАЛЫХ РАЗМЕРОВ В ВОДЕ ПРИ НАЛИЧИИ «ВНЕШНЕГО ПОТОКА»

С. С. ГРИГОРЯН, Ю. Л. ЯКИМОВ

(Москва)

При неустановившемся движении твердого тела в жидкости на тело действуют силы и моменты, обусловленные, с одной стороны, нестационарностью движения, которые действовали бы на тело при потенциальном движении жидкости (это — первая группа сил и моментов), и с другой стороны, силы чисто аэродинамической природы (сопротивление, подъемная сила и т. д.), обусловленные возникновением циркуляции и стеканием с поверхности тела вихревых следов (вторая группа сил). Силы второй группы существуют и при стационарном обтекании тела.

В работе даются общие формулы для сил и моментов, действующих со стороны жидкости на тело произвольной формы, движущееся произвольным образом в идеальной несжимаемой жидкости и порождающее потенциальное непрерывное движение жидкости, которое налагается на уже имеющееся в жидкости произвольное потенциальное движение (волны, течения). Они определяют первую группу сил и моментов из перечисленных выше.

Рассмотрим неустановившийся потенциальный поток несжимаемой идеальной жидкости, который может быть обусловлен как расположением особенностей в области движения, так и граничными условиями на поверхности $\Sigma_i(x, y, z, t)$, ограничивающих область движения.

Пусть $\mathbf{U}(x, y, z, t)$ — поле скоростей этого потока (назовем его внешним потоком), а $\varphi_1(x, y, z, t)$ — его потенциал, $\operatorname{grad} \varphi = \mathbf{U}$. Предположим теперь, что в некоторую точку внешнего потока (x, y, z), которая имела скорость $\mathbf{U}(x, y, z, t)$, внесено тело, размеры которого L таковы, что выполняется неравенство

$$|L \operatorname{grad} |\mathbf{U}|| \ll |\mathbf{V} - \mathbf{U}| \qquad (1)$$

где $\mathbf{V}$ — скорость внесенного тела. Это неравенство означает, что скорости внешнего потока, которые были бы при отсутствии тела в этом месте, мало меняются на протяжении длины тела.

Решение задачи об определении потенциала скоростей движения жидкости, вызванного внешним потоком $\mathbf{U}$ и движением тела, будем искать в следующем виде:

$$\varphi(x, y, z, t) = \varphi_1(x, y, z, t) + \varphi_2(x, y, z, t) \qquad (2)$$

При этом φ должно удовлетворять граничным условиям на поверхности $\Sigma_i(x, y, z, t)$, заданному распределению особенностей внутри потока и условию непротекания жидкости через поверхность тела S, имеющему вид

$$\left.\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right|_S = [\omega \times \mathbf{R}]_n + V_n \tag{3}$$

где ω и $\mathbf{V}$ — угловая и поступательная скорости тела, а $\mathbf{R}$ — радиус-вектор соответствующей точки поверхности тела. Перепишем условие (3) в виде

$$\left.\frac{\partial\varphi_1}{\partial n}\right|_S + \left.\frac{\partial\varphi_2}{\partial n}\right|_S = [\omega \times \mathbf{R}]_n + V_n \tag{4}$$

Так как

$$\left.\frac{\partial\varphi_1}{\partial n}\right|_S = (\mathbf{n}\cdot\operatorname{grad}\varphi_1)_S = U_n|_S$$

то

$$\left.\frac{\partial\varphi_2}{\partial n}\right|_S = [\omega \times \mathbf{R}]_n + (V_n - U_n)_S$$

Но из неравенства (1) следует, что разность $\mathbf{V} - \mathbf{U}$ почти не зависит от положения точки на S и условие для φ_2 можно приближенно заменить следующим:

$$\left.\frac{\partial\varphi_2}{\partial n}\right|_S = [\omega \times \mathbf{R}]_n + (\overline{\mathbf{V}} - \mathbf{U})_n$$

где $\mathbf{U}$ — скорость внешнего потока для какой-нибудь из точек, находящейся внутри поверхности тела S. Подставляя $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$ в условия на Σ_i, получим некоторые граничные условия для φ_2, которые должны удовлетворяться на Σ_i. Кроме того, функция φ_2 должна быть регулярной в точках, где имеются особенности внешнего потока. Если поверхности Σ_i расположены достаточно далеко от S, так что φ_2 при приближении к ним делается достаточно малым, то при определении φ_2 можно пренебречь граничными условиями, которым должна удовлетворять φ_2 на Σ_i и свести задачу к следующей:

$$\Delta\varphi_2 = 0, \quad \left.\frac{\partial\varphi_2}{\partial n}\right|_S = [\omega \times \mathbf{R}] + (\mathbf{V} - \mathbf{U})_n, \quad \operatorname{grad}\varphi_2 \underset{r\to\infty}{\to} 0 \tag{5}$$

Если найдено φ_2 из (5), то используя интеграл Лагранжа, можно найти силы и моменты, действующие на тело S. Интеграл Лагранжа имеет вид

$$P = -\rho\left[\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}|\operatorname{grad}\varphi|^2\right] + C =$$

$$= -\rho\left[\frac{\partial\varphi_1}{\partial t} + \frac{\partial\varphi_2}{\partial t} + \frac{1}{2}\left(|\operatorname{grad}\varphi_1|^2 + |\operatorname{grad}\varphi_2|^2 + 2\operatorname{grad}\varphi_1\operatorname{grad}\varphi_2\right)\right] + C$$

На поверхности S будем иметь

$$P|_S = -\rho\left[\frac{\partial\varphi_1}{\partial t} + \frac{\partial\varphi_2}{\partial t} + \frac{1}{2}|\mathbf{U}|^2 + \frac{1}{2}|\operatorname{grad}\varphi_2|^2 + U_x\frac{\partial\varphi_2}{\partial x} + U_y\frac{\partial\varphi_2}{\partial y} + U_z\frac{\partial\varphi_2}{\partial z}\right] + C \tag{6}$$

Из свойства (1) следует, что в объеме, занимаемом телом, потенциал φ_1 может быть приближенно представлен в виде

$$\varphi_1(x, y, z, t) = (x - x_0(t))U_x(t) + (y - y_0(t))U_y(t) + (z - z_0(t))U_z(t) =$$
$$= [\mathbf{R} - \mathbf{R}_0(t)]\mathbf{U}(t) \tag{7}$$

где $\mathbf{R}_0(t)$ — радиус-вектор некоторой точки тела, $\mathbf{U}(t)$ — вектор скорости внешнего потока в точке $\mathbf{B}_0$. Запишем выражение (6) в системе x_n, y_n, z_n, двигающейся поступательно со скоростью $\mathbf{U}(t)$. При преобразовании координат следует пользоваться формулами

$$\frac{\partial\varphi_2}{\partial x} = \frac{\partial\varphi_2}{\partial x_n} \qquad \frac{\partial\varphi_2}{\partial y} = \frac{\partial\varphi_2}{\partial y_n} \qquad \frac{\partial\varphi_2}{\partial z} = \frac{\partial\varphi_2}{\partial z_n} \tag{8}$$

$$\frac{\partial\varphi_2}{\partial t} = \left.\frac{\partial\varphi_2}{\partial t}\right|_{x_n,\, y_n,\, z_n = \mathrm{const}} - U_x\frac{\partial\varphi_2}{\partial x_n} - U_y\frac{\partial\varphi_2}{\partial y_n} - U_z\frac{\partial\varphi_2}{\partial z_n} \tag{9}$$

Кроме того

$$\frac{\partial\varphi_1}{\partial t} = \mathbf{R}\cdot\frac{d\mathbf{U}}{dt} - |\mathbf{U}|^2$$

Следовательно, будем иметь

$$P|_S = -\rho\left\{\mathbf{R}\frac{d\mathbf{U}}{dt} + \frac{\partial\varphi_2}{\partial t}\Big|_{x_n,\,y_n,\,z_n=\mathrm{const}} + \frac{1}{2}|\mathbf{U}|^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial x_n}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial y_n}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial z_n}\right)^2\right]\right\} + C \tag{10}$$

В подвижной системе координат φ_2 по-прежнему удовлетворяет условиям (5), так как в эти условия входит только дифференцирование по координатам, но не по времени (см. (8)), т. е. φ_2 должно удовлетворять условиям

$$\Delta\varphi_2 = 0,\quad \frac{\partial\varphi_2}{\partial n_n}\Big|_S = [\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{R}]_n + (\mathbf{V}-\mathbf{U})_n,\quad \operatorname{grad}_n\varphi_2 \underset{n\to\infty}{\to} 0 \tag{11}$$

Перепишем теперь формулу (10) в следующем виде:

$$P|_S = -\rho\left\{\frac{\partial\varphi_2}{\partial t} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial x_n}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial y_n}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial z_n}\right)^2\right]\right\} -$$

$$-\rho\mathbf{R}\cdot\frac{d\mathbf{U}}{dt} + \left[C + \frac{1}{2}\rho|\mathbf{U}|^2\right] = P_1 + P_2 + P_3 \tag{12}$$

Таким образом, давление на поверхности тела состоит из трех слагаемых:

1) давления P_1, которое было бы на поверхности тела, если бы последнее двигалось с угловой скоростью ω и поступательной скоростью $\mathbf{V}-\mathbf{U}$ в потоке, покоящемся на бесконечности;

2) давления P_2, которое было бы на поверхности тела, если бы тело и жидкость покоились, находясь в поле тяжести с напряженностью $\mathbf{g} = d\mathbf{U}/dt$;

3) давления P_3, постоянного на всей поверхности тела S. Так как сила и моменты, действующие на тело, полностью определяются давлением жидкости на тело и, учитывая, что P_3 — постоянная составляющая давления, которая при интеграции по замкнутой поверхности тела S не дает ни силы, ни момента, можем высказать следующее утверждение.

На тело действуют силы и моменты, обусловленные слагаемыми давления P_1 в распределении давления по телу, т. е. силы и моменты, которые действовали бы на него, если бы тело двигалось с поступательной скоростью $\mathbf{V}-\mathbf{U}$ и угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}$, а жидкость на бесконечности покоилась бы, а также сила и момент, обусловленные слагаемым P_2, аналогичные силе и моменту, вызванными обычной весомостью воды.

Следовательно, для вычисления первой группы сил и моментов нужно в обычные формулы [1], по которым определяются силы и моменты, действующие на тело, движущееся в покоящейся на бесконечности жидкости с поступательной скоростью $\mathbf{V}$ и угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}$, представить вместо скорости $\mathbf{V}$ вектор $\mathbf{V}-\mathbf{U}$ и добавить к ним силу и момент от добавления P_2, т. е.

$$\mathbf{F} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} + \boldsymbol{\omega}\times\mathbf{B} + Q\rho\frac{d\mathbf{U}}{dt},\qquad \mathbf{M} = -\frac{\partial\mathbf{I}}{\partial t} - \boldsymbol{\omega}\times\mathbf{I} - (\mathbf{V}-\mathbf{U})\times\mathbf{B} + \operatorname{Mom}\rho Q\frac{d\mathbf{U}}{dt} \tag{13}$$

где

$$\mathbf{B}_i = \sum_{j=1}^{3}\lambda_i(\mathbf{V}_j-\mathbf{U}_j) + \sum_{k=1}^{3}\lambda_{i,k+3}\omega_k,\qquad \mathbf{I}_i = \sum_{j=1}^{3}\lambda_{i+3,j}(\mathbf{V}_j-\mathbf{U}_j) + \sum_{k=1}^{3}\lambda_{i+3,k+3}\omega_k$$

$$(i = 1, 2, 3)$$

а Q — объем тела, $\lambda_{\alpha\beta}$ — постоянные величины в системе координат, связанной с телом (присоединенные массы).

Таким образом, первая группа сил и моментов написана в связанной с телом системе координат и выражается при помощи объема тела и присоединенных масс $\lambda_{\alpha\beta}$. Выбор связанной с телом системы координат является существенным, так как только в этой системе координат коэффициенты λ_{ij} — постоянные числа. Для вычисления сил и моментов второй группы обычно используют полусвязанную и поточную системы координат. Для этих систем координат приводятся коэффициенты подъемной силы, сопротивления, демпфирования и т. д.

В связи с тем, что вторая группа сил и моментов зависит только от угловых и поступательных скоростей тела, но не от производных, а в первой группе сил и моментов также содержатся члены, зависящие только от этих скоростей, т. е. члены, определяющие силы и моменты той же природы, при написании уравнений движения тела необходимо учесть, что некоторые слагаемые в полных выражениях для сил и моментов могут быть написаны дважды. Поэтому при составлении полных выражений для сил и моментов эти слагаемые нужно в одной из групп сил опустить. Эти слагаемые в первой группе опускаются (в написанных ниже уравнениях (14) эти слагаемые помещены в фигурных скобках), так как выражения для них, полученные во второй группе, т. е. на основании квазистационарной аэродинамики и испытаний в трубах, полнее учитывают свойства реальной жидкости.

Система динамических уравнений движений тела, имеющего плоскость симметрии, в подвижных осях, связанных с телом, с учетом изложенного выше запишется в следующем виде:

$$
\begin{aligned}
M\frac{\partial V_x}{\partial t} + M\omega_y V_z - M\omega_z V_y = &-\lambda_{11}\frac{\partial V_x}{\partial t} + \lambda_{11}\frac{\partial U_x}{\partial t} - \lambda_{33}\omega_y(V_z-U_z) - \lambda_{35}\omega_y^2 + \\
&+\lambda_{22}\omega_z(V_y-U_y) + \lambda_{26}\omega_z^2 + \frac{Q}{g}\left(\frac{\partial U_x}{\partial t} + \omega_y U_z - \omega_z U_y\right) - X_1 + (Q-G)\sin\vartheta + P
\end{aligned}
\tag{14}
$$

$$
\begin{aligned}
M\frac{\partial V_y}{\partial t} + M\omega_z V_x - M\omega_x V_z = &-\lambda_{22}\frac{\partial V_y}{\partial t} + \lambda_{22}\frac{\partial U_y}{\partial t} - \\
&-\lambda_{26}\frac{\partial \omega_z}{\partial t} - \{\lambda_{11}\omega_z(V_x-U_x)\} + \lambda_{33}\omega_x(V_z-U_z) + \lambda_{35}\omega_x\omega_y + \\
&+\frac{Q}{g}\left(\frac{\partial U_y}{\partial t} + \omega_z U_x - \omega_x U_z\right) + (Q-G)\cos\vartheta\cos\gamma + Y_1 - Y^{\omega}{}_x\omega_z
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
M\frac{\partial V_z}{\partial t} + M\omega_x V_y - M\omega_y V_x = &-\lambda_{33}\frac{\partial V_z}{\partial t} + \lambda_{33}\frac{\partial U_z}{\partial t} - \lambda_{35}\frac{\partial \omega_y}{\partial t} - \\
&-\lambda_{22}\omega_x(V_x-U_y) - \lambda_{26}\omega_x\omega_z + \lambda_{11}\omega_y(V_x-U_x) + \frac{Q}{g}\left(\frac{\partial U_z}{\partial t} + \right.\\
&\left. + \omega_x U_y - \omega_y U_x\right) + Z_1 + (Q-G)\cos\vartheta\sin\gamma - Z^{\omega_y}\omega_y
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
I_x\frac{\partial \omega_x}{\partial t} + \omega_y\omega_z(I_z-I_y) = &\ \lambda_{44}\frac{\partial \omega_x}{\partial t} - \lambda_{45}\frac{\partial \omega_y}{\partial t} - \lambda_{66}\omega_y\omega_z - \lambda_{26}\omega_y(V_y-U_y) + \\
&-\lambda_{45}\omega_y\omega_z + \lambda_{66}\omega_x\omega_z + \lambda_{26}\omega_x(V_y-U_y) + \{\lambda_{35}\omega_y(V_x-U_x) + \\
&+\lambda_{26}\omega_z(V_z-U_z) + \{(\lambda_{22}-\lambda_{33})(V_z-U_z)(V_y-U_y)\} + M_x{}^{\omega_x}\omega_x + M_x{}^{\beta}\beta + M_x{}^{\omega_y}\omega_y
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
I_y\frac{\partial \omega_y}{\partial t} + \omega_z\omega_x(I_x-I_z) = &-\lambda_{55}\frac{\partial \omega_y}{\partial t} - \lambda_{35}\frac{\partial V_z}{\partial t} + \lambda_{35}\frac{\partial U_z}{\partial t} - \lambda_{45}\frac{\partial \omega_x}{\partial t} - \lambda_{44}\omega_z\omega_x - \\
&-\lambda_{45}\omega_y\omega_z + \lambda_{66}\omega_x\omega_z + \lambda_{26}\omega_x(V_y-U_y) + \{\lambda_{35}\omega_y(V_x-U_x) + \\
&+(\lambda_{33}-\lambda_{11})(V_x-U_x)(V_z-U_z)\} - X^*\frac{Q}{g}\left(\frac{\partial U_z}{\partial t} + \omega_x U_y - \omega_y U_x\right) + \\
&+Q\cos\vartheta\sin\gamma x^* + M_y{}^{\beta}\beta + M_y{}^{\omega_y}\omega_y + M_y{}^{\omega_x}\omega_x
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
I_z\frac{\partial \omega_z}{\partial t} + \omega_x\omega_y(I_y-I_x) = &-\lambda_{66}\frac{\partial \omega_z}{\partial t} - \lambda_{26}\frac{\partial V_y}{\partial t} + \lambda_{26}\frac{\partial U_y}{\partial t} - \lambda_{55}\omega_x\omega_y - \\
&-\lambda_{35} - \omega_x(V_z-U_z) - \lambda_{45}\omega_x^2 + \lambda_{44}\omega_x\omega_y + \lambda_{45}\omega_y^2 - \{\lambda_{26}\omega_z(V_x-U_x)\} + \\
&+\{(\lambda_{11}-\lambda_{22})(V_x-U_x)(V_y-U_y)\} + \frac{Q}{g}x^*\left(\frac{\partial U_y}{\partial t} + \omega_z U_x - \omega_x U_z\right) + \\
+Qx^*\cos\vartheta\cos\gamma + M_z(\alpha) + M_z{}^{\omega_z}\omega_z + M_z{}^{\alpha}\alpha \quad &\left(\operatorname{tg}\beta = \frac{V_z-U_x}{V_x-U_x},\ \operatorname{tg}\alpha = -\frac{V_y-U_y}{V_x-U_x}\right)
\end{aligned}
$$

Здесь t — время; x, y, z — связанные с телом оси координат, такие, что ось x направлена по оси тела, ось y лежит в плоскости симметрии тела, а начало координат находится в центре тяжести тела; g — ускорение силы тяжести тела; M — масса тела; Q — вес жидкости в объеме тела; $G = Mg$ — вес тела; P — внешняя сила (сила тяги двигателя, например, винта); I_x, I_y, I_z — моменты инерции тела относительно центра тяжести; V_x, V_y, V_z — проекция вектора поступательной скорости тела на связанные с телом оси координат; ω_x, ω_y, ω_z — проекции вектора скорости внешнего потока (скорости, которая была бы в том месте, где находится тело, если бы последнее отсутствовало) на связанные с телом оси координат; $\lambda_{\alpha\beta}$ — присоединенные места тела; X_1, Y_1, Z_1 — проекция аэродинамических моментов на связанные оси координат; Y_z^{ω} — коэффициент демпфирующей силы; $M_x^{\beta}\beta$, $M_y^{\beta}\beta$, $M_z(\alpha)$ — проекции аэродинамических моментов; β — курсовой угол; α — угол атаки, x^* — координата центра плавучести (предполагается, что центр плавучести лежит на оси x); $M_x^{\omega_x}\omega_x$ — демпфирующие моменты; ϑ — угол тангажа (угол между осью x и горизонтальной плоскостью); γ — угол крена (угол между плоскостью симметрии тела и вертикальной плоскостью).

Так как скорость внешнего потока U обычно задана как функция неподвижных координат, то могут оказаться полезными следующие формулы формальных преобразований, связывающие производные относительно подвижной и неподвижной системы координат

$$\frac{\partial U_x}{\partial t} = \frac{dU_x}{dt} - \omega_y U_z + \omega_z U_y$$

Здесь (xyz) — символ круговой перестановки для остальных формул dU / dt — проекции вектора полной производной (учитывающей изменение вектора $\mathbf{U}$ в точке, соответствующей центру тяжести тела) на связанные с телом оси координат.

Следует отметить, что в членах системы (17), соответствующих силам давления P_2, в рамках принятой оценки (1) можно поставить, например, частную производную относительно неподвижной системы координат или конвективную производную относительно «внешнего потока».

Чтобы замкнуть систему уравнений, к вышеописанным динамическим уравнениям, нужно добавить систему кинематических уравнений Эйлера. Система динамических уравнений связана с системой уравнений Эйлера только через скорости внешнего потока $\mathbf{U}$. Для упрощения решения в ряде случаев может оказаться возможным задать заранее примерный вид траектории и вычислить вдоль нее все члены динамических уравнений, которые выражаются через вектор $\mathbf{u}$ и его производные, как функции времени, тогда система динамических уравнений будет замкнута.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, изд. 6. М., Физматгиз, 1963.

ОБ ИЗМЕНЕНИИ РЕЖИМОВ ДВИЖЕНИЯ И СНИЖЕНИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ВВЕДЕНИИ ЧАСТИЦ В ПОТОК ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Б. А. АСКЕРОВ, Ю. А. БУЕВИЧ, Я. М. РАСИЗАДЕ

(Баку, Москва)

Описаны различные формы движения почти равноплотных суспензий в вертикальной трубе. Приведены экспериментальные результаты, касающиеся смены режимов, а также снижения гидравлического сопротивления при введении частиц в турбулентное течение вязкой жидкости и его зависимости от размера частиц, их весовой концентрации и числа Рейнольдса потока.

Опыты проводили в вертикальной трубе длиной 250 *см* и диаметром 2.4 *см* и на капиллярном вискозиметре (длина капилляра 40 *см*, его диаметр — 0.4 *см*) по известной методике [1]. В качестве дисперсионной среды использовали воду, в качестве диспергированной фазы — широкие фракции (0.31—0.40, 0.40—0.85, 0.85—1.0, 1.0—1.6 *мм*) частиц пористой резины, порошки канифоли (фракция до 0.16 *мм*) и глины (коллоидные частицы). Из-за наличия иммобилизационной воды эффективная плотность частиц диспергированной фазы во всех случаях лишь незначительно превосходила плотность воды, т. е. получающиеся суспензии были весьма близки к равноплотным.