

(6), (10) (штриховая и пунктирная линии) практически совпадают (как отмечено выше, при  $Re_* > 10^5$  вид зависимости (10) от значения этого параметра не зависит). Фиг. 3 иллюстрирует вид зависимостей характерных ньютоновых времен изменения скорости и температуры частицы от характерных чисел Рейнольдса относительного обтекания  $Re_*$  и наглядно показывает отличие этих времен друг от друга в широком диапазоне изменения  $Re_*$ .

На фиг. 4 показаны зависимости характерного ньютонова времени изменения скорости частицы (отнесенного к стоковому времени релаксации скорости, сплошные линии) и характерного времени изменения температуры (отнесенного к стоковому времени релаксации температуры, штриховые линии) от числа Маха для случая ударной волны в воздухе. Разные кривые соответствуют различным диаметрам частиц (цифры у кривых указывают диаметр в микронах). Каждая из кривых иллюстрирует соответствующие зависимости в области достаточно больших для данного размера частицы чисел Маха, при которых заведомо реализуется ньютонов режим ее обтекания за фронтом ( $Re_* > \sim 10^3$ ). С увеличением интенсивности волн отношения характерных ньютоновых времен к стоковым уменьшаются, при этом величина характерного времени изменения скорости стремится к нулю, а величина характерного времени изменения температуры — к  $\sim 0,05$ . Для волн фиксированной интенсивности отношение ньютоновых времен к стоковым с уменьшением диаметра частиц растет, при этом

$$\tau_v^N/\tau_v^S \sim Ad^{-1}, \quad \tau_T^N/\tau_T^S \sim 0,05 + Bd^{-1/2} \quad (A, B = \text{const}).$$

Результаты выполненного анализа могут быть полезны при оценке характерных времен обмена импульсом и теплом между фазами в задачах динамики газозвесей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Marble F. Dynamics of dusty gases. — Ann. Rev. of Fluid Mech., 1970, N 2.
2. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973.
3. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. ВИНТИ, сер. МЖГ, 1981, т. 16.

Поступила 24/II 1984 г.

УДК 532.595.2 + 135

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН ВОЗМУЩЕНИЙ В РЕОЛОГИЧЕСКИ СЛОЖНЫХ ЖИДКОСТЯХ

*Р. М. Самтаров*

(Баку)

Вопросы распространения волн возмущений в реальных жидкостях, движущихся в упругих и упруговязких трубах, неоднократно рассматривались в литературе [1—5].

В этих работах исследовано влияние реологических характеристик на процесс распространения волн возмущений в трубах с ньютоновскими и неньютоновскими (вязкопластичные, степенные, релаксационные) жидкостями. Рассматриваемые задачи в основном сводились к решению линеаризованных систем уравнений, описывающих ньютоновские и неньютоновские жидкости. Однако правомерность линеаризации не всегда оправдана, поскольку учет нелинейности может приводить к качественно новым эффектам.

В связи с этим данная работа посвящена исследованию распространения нелинейных волн в реологически сложных жидкостях при движении их в трубах.

Система дифференциальных уравнений, описывающих движение реальной жидкости в трубах, имеет вид [1]

$$(1) \quad \partial(f\rho w)/\partial t + \partial(f\rho w^2)/\partial x = -f\partial p/\partial x + \chi\tau(w), \quad \partial(f\rho)/\partial t + \partial(f\rho w)/\partial x = 0,$$

где  $f$  — площадь поперечного сечения трубы;  $\rho$  — плотность жидкости;

$w$  — средняя по сечению скорость жидкости;  $p$  — давление;  $\chi$  — смоченный периметр;  $\tau$  — касательное напряжение;  $x$  — направление потока;  $t$  — время.

Предполагается, что площадь поперечного сечения трубы зависит от давления согласно закону Гука:

$$(2) \quad f = f_0(1 + (p - p_0)/E),$$

а уравнение состояния неньютоновской жидкости имеет вид

$$(3) \quad p - p_0 = c_0^2 \left( \rho_1 + \frac{\gamma - 1}{2\rho_0} \rho_1^2 \right),$$

где  $f_0$  — площадь поперечного сечения трубы при давлении  $p_0$ ;  $a$  — некоторый безразмерный коэффициент, зависящий от формы сечения и толщины стенок;  $E$  — модуль упругости материала трубы;  $\gamma$  — постоянная, характеризующая среду;  $c_0 = (dp/d\rho)^{1/2}$  — невозмущенная скорость волны;  $\rho_0$  — невозмущенная плотность;  $\rho_1$  — изменение плотности.

С учетом соотношений (2) и (3) систему дифференциальных уравнений (1) после некоторых преобразований можно записать в виде

$$(4) \quad \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{c_0^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho_1}{\partial x} = - \frac{c_0^2 (\gamma - 1)}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_1^2}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial w^2}{\partial x} + \frac{\chi}{\rho_0 f_0} \tau(w),$$

$$\left( \frac{a}{E} c_0^2 + \frac{1}{\rho_0} \right) \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{a}{E} \frac{c_0^2}{2\rho_0} (\gamma + 1) \frac{\partial \rho_1^2}{\partial t} + \frac{\partial w}{\partial x} = - \left( \frac{a}{E} c_0^2 + \frac{1}{\rho_0} \right) \frac{\partial \rho_1 w}{\partial x} - \frac{c_0^2}{2\rho_0} (\gamma + 1) \frac{\partial \rho_1^2 w}{\partial x}.$$

Решение системы нелинейных уравнений при заданном законе трения может быть осуществлено численными методами. Приближенное решение системы (4) можно получить, используя некоторые упрощения [6].

Система дифференциальных уравнений (4) после ряда преобразований и приближений ( $\partial/\partial t \approx -c_1 \partial/\partial x$ ,  $w \approx c_1 \rho_1 / \rho_{00}$ , значением плотности третьего порядка пренебрегается, а оператор  $\partial/\partial x$  опускается) запишется в виде

$$(5) \quad \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (c_1 + 2\alpha \rho_1) \frac{\partial \rho_1}{\partial x} = \beta \tau(\rho_1),$$

где 
$$c_1 = \frac{c_0}{\left( a \frac{c_0^2}{c_T^2} + 1 \right)^{1/2}}, \quad \rho_{00} = \frac{\rho_0}{a \frac{c_0^2}{c_T^2} + 1}$$

$$\alpha = \left[ \frac{3}{2} \frac{c_0^2}{\rho_0} + \frac{c_0 (\gamma - 1)}{2\rho_0 \left( a \frac{c_0^2}{c_T^2} + 1 \right)} - \frac{ac_0^4 (\gamma + 1)}{2\rho_0 c_1^2 \left( a \frac{c_0^2}{c_T^2} + 1 \right)^2} \right] \frac{\left( a \frac{c_0^2}{c_T^2} + 1 \right)^{1/2}}{2c_0},$$

$$\beta = 1 / \left( 2c_0 \delta \left( a \frac{c_0^2}{c_T^2} + 1 \right)^{1/2} \right), \quad \delta = \frac{f_0}{\chi}.$$

Закон трения  $\tau(\rho_1)$  нетрудно будет записать, если задана реологическая кривая течения неньютоновской жидкости  $\tau(w)$ .

Характерной особенностью решения гиперболического уравнения (5) при пренебрежении диссипации в жидкости ( $\tau(\rho_1) \equiv 0$ ) является эффект искажения профиля распространяющейся волны за счет нелинейности скорости волны [7]. Учет диссипации в жидкости естественно приводит к затуханию волны, при этом существенное влияние на процесс затухания могут иметь особенности закона трения.

Рассматриваются распространения волн возмущений в неньютоновских жидкостях, описываемых следующими реологическими уравнениями состояний:

$$(6) \quad \tau(w) = -k_0 w^n$$

для степенной жидкости;

$$(7) \quad \theta \frac{d\tau}{dt} + \tau = -\frac{8\mu}{D} \left( w + \lambda \frac{dw}{dt} \right)$$

для олдرويدовской вязкоупругой (релаксационной) жидкости.

Выбор модели (7) основан на исследованиях, проведенных в [8, 9] с нефтями, содержащими парафинистые, смолистые, асфальтеновые составляющие.

Уравнения (6) и (7) с учетом вышепринятого приближенного равенства можно соответственно представить в виде

$$(8) \quad \tau(\rho_1) = -k_1 \rho_1^n;$$

$$(9) \quad \theta d\tau/dt + \tau = -k_1(\rho_1 + \lambda d\rho_1/dt),$$

где  $k = k_0(c_1/\rho_{00})^n$ ,  $k_1 = 8\mu c_1/D\rho_{00}$ ;  $k_0$ ,  $n$  — приведенные реологические параметры консистентной кривой течения;  $\mu$  — вязкость жидкости;  $D$  — диаметр трубы;  $\theta$ ,  $\lambda$  — времена релаксации и ретардации.

Решение уравнения (9) относительно  $\tau$  имеет вид

$$(10) \quad \tau = \left[ \tau|_{t=0} - k_1 \frac{\lambda}{\theta} \rho_1|_{t=0} \right] e^{-\frac{t}{\theta}} + k_1 \left( 1 - \frac{\lambda}{\theta} \right) e^{-\frac{t}{\theta}} \rho_1|_{t=0} - \\ - k_1 (\theta - \lambda) e^{-\frac{t}{\theta}} \frac{d\rho_1}{dt} \Big|_{t=0} - k_1 \rho_1 + k_1 (\theta - \lambda) \frac{d\rho_1}{dt} - \\ - k_1 (\theta - \lambda) \int_0^t e^{-\frac{t-t_1}{\theta}} \frac{d^2 \rho_1}{dt_1^2} dt_1.$$

Предполагается, что в начальный момент  $t = 0$ ,  $x = \xi$  задано некоторое возмущение:  $\rho_1 = \rho_{11}(\xi)$  (для степенной жидкости) и  $\tau|_{t=0} = k_1 \lambda \rho_1 / \theta|_{t=0}$ ,  $\rho_1|_{t=0} = \rho_{11}(\xi)$ ,  $d\rho_1/dt|_{t=0} = 0$  (для олдرويدовской вязкоупругой жидкости).

Решение уравнения (5) с учетом соотношений (8) и (10) сводится к интегрированию обыкновенных дифференциальных уравнений вдоль характеристик [7]:

$$(11) \quad \frac{d\rho_1}{dt} = -\beta k \rho_1^n, \quad \frac{dx}{dt} = c_1 + 2\alpha \rho_1;$$

$$(12) \quad [1 - \beta k_1 (\theta - \lambda)] \frac{d\rho_1}{dt} = \beta k_1 \left( 1 - \frac{\lambda}{\theta} \right) e^{-\frac{t}{\theta}} \rho_{11}(\xi) - \beta k_1 \rho_1 - \\ - \beta k_1 (\theta - \lambda) \int_0^t e^{-\frac{t-t_1}{\theta}} \frac{d^2 \rho_1}{dt_1^2} dt_1,$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{c_1}{1 - \beta k_1 (\theta - \lambda)} + \frac{2\alpha - \beta k_1 (\theta - \lambda) \frac{c_1}{\rho_{00}}}{1 - \beta k_1 (\theta - \lambda)} \rho_1,$$

где

$$\beta k_1 (\theta - \lambda) > 1.$$

Решение систем уравнений (11) и (12) с учетом начальных условий имеет следующий вид:  
для степенной жидкости

$$(13) \quad \rho_{12} = \frac{\rho_1}{\rho_{11} \xi} = \left\{ 1 - \frac{(1-n) \beta k}{[\rho_{11}(\xi)]^{1-n}} t \right\}^{\frac{1}{1-n}},$$

$$x = \xi + c_1 t + \frac{2\alpha [\rho_{11}(\xi)]^n}{(2-n)\beta k} - \frac{2\alpha [\rho_{11}(\xi)]^n}{(2-n)\beta k} \left\{ 1 - \frac{(1-n)\beta k}{[\rho_{11}(\xi)]^{1-n}} t \right\}^{\frac{2-n}{1-n}} \quad \text{при } n \neq 1;$$

$$(14) \quad \rho_{12} = \frac{\rho_1}{\rho_{11}(\xi)} = e^{-\beta k t}, \quad x = \xi + c_1 t + 2\alpha \frac{1 - e^{-\beta k t}}{\beta k} \rho_{11}(\xi) \quad \text{при } n = 1;$$

для олдرويدовской вязкоупругой жидкости

$$(15) \quad \rho_1 = \frac{\rho_{11}(\xi)}{1 - \frac{\alpha_1^2(1+\alpha_2\theta)}{\alpha_2^2(1+\alpha_1\theta)}} \left[ \left( 1 + \frac{1+\alpha_2\theta}{\alpha_2^2\theta^2} \right) e^{\alpha_1 t} - \left( \frac{1+\alpha_2\theta}{\alpha_2^2\theta^2} + \frac{\alpha_1^2(1+\alpha_2\theta)}{\alpha_2^2(1+\alpha_1\theta)} \right) e^{\alpha_2 t} \right],$$

$$x = \xi + \frac{c_1}{1 - \beta k_1(\theta - \lambda)} t + \frac{2\alpha - \beta k_1(\theta - \lambda)}{1 - \beta k_1(\theta - \lambda)} \frac{c_1}{\rho_{00}} \frac{1}{1 - \frac{\alpha_1^2(1+\alpha_2\theta)}{\alpha_2^2(1+\alpha_1\theta)}} \times$$

$$\times \left[ \left( 1 + \frac{1+\alpha_2\theta}{\alpha_2^2\theta^2} \right) \frac{e^{\alpha_1 t} - 1}{\alpha_1} + \left( \frac{1+\alpha_2\theta}{\alpha_2^2\theta^2} + \frac{\alpha_1^2(1+\alpha_2\theta)}{\alpha_2^2(1+\alpha_1\theta)} \right) \frac{1 - e^{\alpha_2 t}}{\alpha_2} \right] \rho_{11}(\xi)$$

при  $(1 + \beta k_1 \lambda)^2 > 4\theta \beta k_1$ ;

$$(16) \quad \rho_1 = \rho_{11}(\xi) \left[ 1 - \frac{1 + 2\alpha_{10}\theta + 2\alpha_{10}^2\theta^2 + \alpha_{10}^3\theta^3}{2\alpha_{10}\theta^2 + \alpha_{10}^2\theta^3} t \right] e^{\alpha_{10} t},$$

$$x = \xi + \frac{c_1}{1 - \beta k_1(\theta - \lambda)} t + \frac{2\alpha - \beta k_1(\theta - \lambda)}{1 - \beta k_1(\theta - \lambda)} \frac{c_1}{\rho_{00}} \left\{ \frac{e^{\alpha_{10} t} - 1}{\alpha_{10}} - \frac{1 + 2\alpha_{10}\theta + 2\alpha_{10}^2\theta^2 + \alpha_{10}^3\theta^3}{2\alpha_{10}\theta^2 + \alpha_{10}^2\theta^3} \frac{1}{\alpha_{10}^2} [e^{\alpha_{10} t}(\alpha_{10} t - 1) + 1] \right\} \rho_{11}(\xi)$$

при  $(1 + \beta k_1 \lambda)^2 = 4\theta \beta k_1$ ;

$$(17) \quad \rho_1 = \frac{\rho_{11}(\xi)}{\sin \varphi} e^{\alpha_{10} t} \sin(\alpha_{11} t + \varphi),$$

$$x = \xi + \frac{c_1}{1 - \beta k_1(\theta - \lambda)} t + \frac{2\alpha - \beta k_1(\theta - \lambda)}{1 - \beta k_1(\theta - \lambda)} \frac{c_1}{\rho_{00}} \frac{1}{(\alpha_{10}^2 + \alpha_{11}^2) \sin \varphi} \times$$

$$+ [\alpha_{10} e^{\alpha_{10} t} \sin(\alpha_{11} t + \varphi) - \alpha_{10} \sin \varphi - \alpha_{11} e^{\alpha_{10} t} \times \\ \times \cos(\alpha_{11} t + \varphi) + \alpha_{11} \cos \varphi] \rho_{11}(\xi)$$

при  $(1 + \beta k_1 \lambda)^2 < 4\theta \beta k_1$ ,

$$\text{где} \quad \alpha_{1/2} = \frac{-(1 + \beta k_1 \lambda) \pm \sqrt{(1 + \beta k_1 \lambda)^2 - 4\theta \beta k_1}}{2\theta}$$

$$\alpha_{10} = -\frac{1 + \beta k_1 \lambda}{2\theta}, \quad \alpha_{11} = \frac{\sqrt{4\theta \beta k_1 - (1 + \beta k_1 \lambda)^2}}{2\theta},$$

$$\varphi = \arctg \left\{ \frac{\sqrt{4\theta \beta k_1 - (1 + \beta k_1 \lambda)^2} [1 - \beta k_1(\theta - \lambda)]}{1 - \beta k_1 \theta + \beta^2 k_1^2 \lambda (\lambda - \theta)} \right\}.$$

Вначале проанализируем особенности распространения волн в степенной жидкости.

Из зависимостей (13) и (14) видно, что при  $n = 1$  (вязкая жидкость) и  $n > 1$  (дилатантная жидкость) первоначальное возмущение плотности затухает, принимая нулевое значение при  $t \rightarrow \infty$ . При  $n < 1$  (псевдопластичная жидкость) значение плотности обращается в нуль при истечении конечного времени  $t = T$ , которое определяется из первого уравнения (13) и равно  $T = [\rho_{11}(\xi)]^{1-n}/(1-n)\beta k$ .

Из последнего следует, что в псевдопластичных жидкостях волна возмущений распространяется на конечную глубину, которая определяется по формуле

$$x - \xi = c_1 \frac{[\rho_{11}(\xi)]^{1-n}}{(1-n)\beta k} + \frac{2\alpha [\rho_{11}(\xi)]^n}{(2-n)\beta k}.$$

Этот весьма важный эффект, обязанный нелинейности закона диссипации, может объяснить некоторые явления в реологически сложных жидкостях. Например, запустить трубопроводы с некоторыми псевдопластичными нефтями после остановки на определенное время не представляется возможным.

Из вторых формул (13) и (14) видно, что нелинейность уравнения состояния жидкостей приводит к искажению профиля волны. Возможность опрокидывания волны можно оценить на основе дифференцирования (13) и (14) по параметру  $\xi$ .

Приближенное время и сечение, где может произойти опрокидывание волны, оценивается следующим образом. Пусть профиль волны в начальный момент времени имеет вид  $\rho_{11}(\xi)$ . При  $\xi = 0$   $\rho_{11}(0) = \rho_{10}$ , а при  $\xi = \xi_1$   $\rho_{11}(\xi_1) = 0$ , где  $\xi_1$  — ширина волны при  $t = 0$ . Из (11) видно, что скорость волны, соответствующая значению  $\xi = 0$ , равна

$$c_1 + 2\alpha \rho_{10} \left\{ 1 - \frac{(1-n)\beta k}{\rho_{10}^{1-n}} t \right\}^{\frac{1}{1-n}}$$

при  $n \neq 1$  и  $c_1 + 2\alpha \rho_{10} e^{-\beta k t}$  при  $n = 1$ , а при  $\xi = \xi_1$  равна  $c_1$ . Так как  $\alpha > 0$ , то  $c_1 + 2\alpha \rho_{10} > c_1$ .

Тогда время опрокидывания волны можно определить по формулам:

$$T_0 \left\{ 1 - \frac{(1-n)\beta k}{\rho_{10}^{1-n}} T_0 \right\}^{\frac{1}{1-n}} = \frac{\xi}{2\alpha \rho_{10}} \quad \text{при } n \neq 1,$$

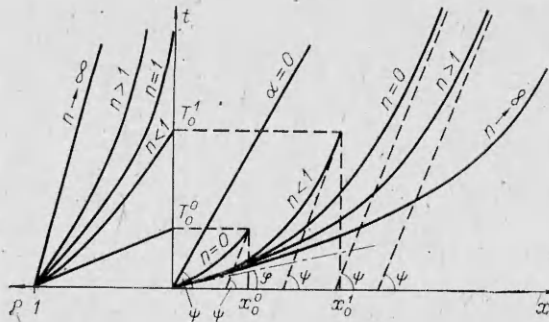
$$T_0 e^{-\beta k T_0} = \frac{\xi}{2\alpha \rho_{10}} \quad \text{при } n = 1.$$

Подставляя найденные значения  $T_0$  во второе уравнение (13) и (14), определим сечения, в которых произойдет опрокидывание волны возмущения. Для псевдопластичных жидкостей ( $n < 1$ ) опрокидывание успеет произойти при условии  $T_0 < T$ . В противном случае волна возмущения затухнет раньше, чем успеет опрокинуться.

Если  $\alpha = 0$  (давление линейно зависит от плотности), то каждая точка волны движется с одинаковой скоростью  $c_1$  и опрокидывания волны произойти не может. На фиг. 1 представлены качественные кривые изменения плотности от времени и диаграмма характеристик для нелинейных волн возмущений в степенных реологически сложных жидкостях при скачкообразном изменении плотности.

Поскольку в начальный момент времени в сечении  $x = 0$  имеет место максимальное значение плотности, скорость волны максимальна, не зависит от параметра  $n$  и равна  $c_1 + 2\alpha \rho_{10}$ . На фиг. 1 эта скорость характеризуется тангенсом угла наклона  $\varphi$  в точках  $t = 0, x = 0$ .

При распространении волны возмущения значение плотности  $\rho_1$  стремится к нулю. Поэтому скорость волны стремится к значению скорости  $c_1$ , которая характеризуется тангенсом угла наклона  $\psi$  (см. фиг. 1) и не зависит от параметра нелиней-



Фиг. 1

пости  $n$ . При  $\alpha = 0$  скорость волны  $c_1$  постоянна и характеризуется углом  $\psi$ , проходящим через начало координат.

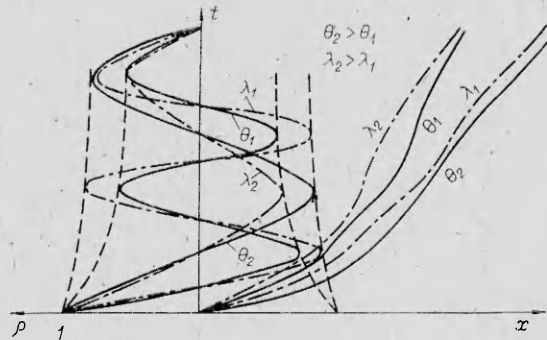
Теперь проанализируем особенности распространения волн возмущений в олдرويدовской вязкоупругой жидкости. Из формул (15) и (17) видно, что первоначальное возмущение плотности при условии  $\theta \leq \leq (1 + \beta k_1 \lambda)^2 / (4\beta k_1)$  монотонно уменьшается, причем в случае  $\lambda < \theta \leq (1 + \beta k_1 \lambda)^2 / (4\beta k_1)$  значение плотности затухает быстрее, чем для жидкостей с параметрами  $\lambda = 0, \theta = 0$  (вязкая жидкость) и  $\lambda > \theta$ .

Для вязкоупругих жидкостей при выполнении условия  $\theta > (1 + \beta k_1 \lambda)^2 / (4\beta k_1)$  первоначальное возмущение плотности осциллирует с частотой  $\sqrt{4\theta\beta k_1 - (1 + \beta k_1 \lambda)^2} / 2\theta$ , которая затухает по экспоненте с параметром  $-(1 + \beta k_1 \lambda) / 2\theta$ . Как видно, с увеличением  $\theta$  значения частоты и параметра затухания уменьшаются, а рост  $\lambda$  увеличивает значение параметра затухания и уменьшает величину частоты осцилляций.

Относительно скорости распространения волны возмущения можно отметить следующее. Наличие в жидкости времени релаксации  $\theta$  увеличивает скорость распространения волны и уменьшает влияние нелинейности на распространение волны возмущения при  $\theta \rightarrow 2\alpha\rho_{00}/(\beta k_1 c_1) + \lambda$ , в то время как наличие времени ретардации  $\lambda$  уменьшает скорость распространения волны и увеличивает влияние нелинейности. При условии  $2\alpha - \beta k_1(\theta - \lambda)c_1\rho_{00} = 0$  волна возмущения распространяется, как в линейной вязкоупругой жидкости.

На фиг. 2, 3 представлены характерные кривые изменения плотности от времени и диаграмма характеристики волн возмущений в вязкоупругой жидкости при скачкообразном изменении плотности, т. е. при условии  $t = 0, x = 0, \rho_{11}(\xi) = \rho_{10}$ .

Анализ второго уравнения (12) с учетом первых уравнений (15) и (16) показывает, что с увеличением времени релаксации  $\theta$  и уменьшением времени ретардации  $\lambda$  значения времени и сечения опрокидывания увеличиваются. Численные значения времени и сечения опрокидывания можно оценить аналогично вышеизложенному.



Ф и г. 3

Полученные в данной работе результаты могут быть использованы при решении конкретных инженерных задач, связанных с оптимизацией переходных режимов течения реологически сложных жидкостей в нефтедобыче, химической технологии и других областях промышленности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чарный И. А. Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах. М.: Недра, 1975.
2. Гинзбург И. П. Гидравлический удар в трубах из упруговязкого материала. — Вестн. ЛГУ, 1956, вып. 3, № 13.
3. Саттаров Р. М. О гидравлическом ударе степенных и нелинейно-вязкопластичных сред в трубах из вязкоупругого материала. — ПМТФ, 1975, № 3.



4. Саттаров Р. М. Некоторые случаи неустановившегося движения вязкопластичных сред в бесконечно длинном вязкоупругом трубопроводе. — ПМТФ, 1977, № 3.
5. Саттаров Р. М., Бахтизин Р. Н. Распространение давления в вязкоупругих средах при их движении в трубах из упруговязкого материала. — ИФЖ, 1983, т. 44, № 3.
6. Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П. и др. Теория солитонов. М.: Наука, 1980.
7. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
8. Диденко В. С., Дегтярев В. Н. Исследование условия пуска нефтепровода с застывшей нефтью. — НХ, 1977, № 3.
9. Саттаров Р. М. Диагностирование реологических свойств вязкоупругопластичных сред при их движении в трубах. — ИФЖ, 1981, т. 41, № 6.

Поступила 1/II 1984 г.

УДК 532.526

## ОТРЫВ ПОТОКА ОТ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ ПРОФИЛЯ И ВЛИЯНИЕ НА НЕГО АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ

В. В. Козлов  
(Новосибирск)

Изучение явления отрыва потока давно привлекает исследователей, что связано с широким распространением отрывных течений и их большой ролью в формировании структуры потоков. Известно, что существует два различных режима течения после отрыва [1]. В некоторых случаях начальный пограничный слой проходит выше области рециркулирующей жидкости и затем снова присоединяется к телу в некоторой точке вниз по потоку, отделяя «пузырь» рециркуляционной жидкости. В других случаях жидкость из пограничного слоя не присоединяется к телу, а проходит вниз по потоку, смешиваясь с рециркуляционной жидкостью и образуя след. В этом случае для профиля, находящегося под большим углом атаки, отрыв охватывает всю верхнюю его поверхность.

Вышеописанные режимы течения после отрыва определяют тип отрыва. Отрыв может быть «локализован», как это имеет место в первом случае, а может охватывать всю поверхность, как наблюдается во втором.

Первый тип отрыва был реализован и изучен в [2], [3]. В этом случае образовывался малый «локализованный» отрыв, возникающий на средней части крылового профиля. В [2] показано, что собственные возмущения, развивающиеся в области отрыва, могут приводить к существенной перестройке структуры течения в этой области. В [3] найдено, что в области неблагоприятного градиента давления происходит преобразование акустических возмущений в вихревые возмущения пограничного слоя (волны Толлмина — Шлихтинга), распространяющиеся вниз по потоку, которые также оказывают сильное влияние на структуру ламинарного течения в пограничном слое и могут приводить к устранению отрыва, как и в случае, когда возмущения вносятся в пограничный слой вибрирующей ленточкой.

Цель данной работы — получение отрыва, охватывающего всю верхнюю поверхность профиля, т. е. отрыва второго типа, изучение его структуры и влияния на него акустических возмущений.

Эксперимент выполнен в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО АН СССР [4] с размерами рабочей части  $1 \times 1$  м<sup>2</sup> и длиной 4 м. Отрыв потока исследовался на симметричном профиле Жуковского с хордой, равной 292 мм, и размахом 1 м, который располагался под углом атаки в  $11^\circ$  на расстоянии 1,0 м от начала рабочей части. Схема эксперимента приведена на фиг. 1. Для возбуждения акустических колебаний в исследуемой области течения в диффузоре трубы устанавливался динамик громкоговорителя 2. Сигнал на громкоговоритель подавался с выхода звукового генератора ГЗ-34. С помощью микрофона, расположенного в непосредственной близости от модели, и точного импульсного шумомера PSI-202 измерялась интегральная по спектру интенсивность звука, в настоящих экспериментах поддерживалась  $A_{зв} = 90$  дБ (фоновая интенсивность звука 80 дБ).

Измерение средних и пульсационных величин скорости потока осуществлялось с помощью термоанемометра 55D00 DISA с линеаризованной характеристикой. Датчик 3 вводился в поток через окно рабочей части. Чувствительный элемент датчика — нагретая нить диаметром 8 мкм была ориентирована в поперечном к потоку направлении. Средняя составляющая сигнала датчика, соответствующая некоторой комбинации ком-