

УДК 532.516

О НЕСИММЕТРИЧНОЙ МОДЕЛИ КРУГОВОГО ДВИЖЕНИЯ
ЖИДКОСТИ МЕЖДУ ДВУМЯ ВРАЩАЮЩИМСЯ ЦИЛИНДРАМИ

И. П. ПРОСЯН Д. Т.

Использована модель структурной жидкости с несимметричным тензором напряжений к решению задачи о движении жидкости между двумя вращающимися цилиндрами. Получены аналитические выражения для скорости, угловой скорости, касательного напряжения трения между цилиндрическими слоями, а также для суммарного момента относительно оси вращения сил трения на каком-нибудь радиусе окружности. Влияние учета микроструктуры проиллюстрировано на графиках.

Задачу о движении жидкости между двумя вращающимися круглыми цилиндрами впервые решил Ньютон [1]. При решении этой задачи Ньютон исходил из равновесия сил вязкости, а не из моментов. На эту ошибку указал Стокс [2], который дал правильное решение задачи. Вышеуказанные решения были основаны на классической теории континуума. Однако классическая точка зрения налагает сильные ограничения на пределы, в которых континуальное описание макроскопического поведения может успешно отражать тонкую структуру материала. Накопившиеся факты свидетельствуют о том, что классическая теория континуума Навье-Стокса не может точно предсказать поведение некоторого класса жидкостей и особенно течений через тонкие капилляры и узкие зазоры, так как не содержит механизма для объяснения наблюдаемых новых физических явлений. Такая потеря точности возможна в случаях, когда характерный размер системы (разность радиусов коаксиальных цилиндров) сравним с характерной материальной данной вещества, значение которой обусловлено средним размером молекул или зерен, содержащихся в среде [3].

Это обстоятельство (совместно с другими недостатками классической теории континуума) привело исследователей к разработке теории несимметрических жидкостей.

Все более очевидно, что разработанные в последнее время положения теории структурных жидкостей могут успешно описывать непьютоновские поведения реальных жидкостей*. В этой теории введены два независимых кинематических векторных поля, одно из которых представляет поступательные движения частиц жидкости, а другое — угловые или вращательные движения частиц, характеризующие внутренние степени свободы, соответствующие им моментные напряжения [3–12]. Характерным отличием теории структурных сред с несимметричным тензором напряжений является присутствие масштабных пара-

* К настоящему времени опубликовано большое количество работ, посвященных этой тематике, и чем достаточно полно изложено в работе [3].

метров. Эти жидкости реагируют на микровращательные движения и спиновую инерцию, поэтому могут воспринимать распределенные поверхностные и массовые пары сил.

В работе [13] в рамках модели [14] рассматривалось течение микрополярированной жидкости между двумя коаксиальными цилиндрами, из которых внутренний цилиндр неподвижен, а внешний вращается с постоянной угловой скоростью. Найдены выражения для полей скорости и микровращения.

В настоящей работе применена теория континуума с несимметричным тензором напряжений к решению задачи плоского движения несжимаемой жидкости между двумя вращающимися с разными угловыми скоростями коаксиальными цилиндрами.

Общая система уравнений движения вязкой несжимаемой жидкости с несимметричным тензором напряжений имеет вид [3, 6]

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + 2\nabla \cdot (\nabla \vec{v})^d + \nabla \nabla \times (2\vec{\omega} - \nabla \wedge \vec{v}) + \vec{f} \quad (2)$$

$$\rho \frac{d\vec{\omega}}{dt} = 2\nabla \cdot (\nabla \times \vec{v} - 2\vec{\omega}) + c_0 \nabla (\nabla \cdot \vec{\omega}) + 2c_s \nabla \cdot (\nabla \vec{\omega})^d + 2c_a (\nabla \vec{\omega})^a - \vec{c} \quad (3)$$

Здесь ρ — массовая плотность, p — давление, I — скалярная константа с размерностью момента инерции единицы массы, $\vec{v}$ — вектор скорости точки, $\vec{\omega}$ — вектор, характеризующий среднюю угловую скорость вращения частиц, из которых состоит точка континуума, ν — кинематическая ньютоновская вязкость, ν_r — кинематическая вращательная вязкость, c_0 , c_s и c_a — коэффициенты моментной вязкости, $d(\dots)/dt$ — полная производная по времени, ∇ — пространственный градиент, $(\nabla \vec{v})^d$ и $(\nabla \vec{\omega})^d$ — симметричные части соответствующих див, $(\nabla \vec{v})^a$ и $(\nabla \vec{\omega})^a$ — антисимметричные дивы, $\vec{f}$ — вектор массовой силы, $\vec{c}$ — вектор массового момента.

Воспользуемся цилиндрическими координатами r, φ, z . Рассмотрим стационарное движение несжимаемой несимметричной жидкости между концентрическими цилиндрами (фиг. 1). Тогда траектории всех частиц представляют собой дуги концентрических окружностей.

Пусть внутренний цилиндр имеет радиус R_1 и вращается с угловой скоростью Ω_1 , а внешний имеет радиус R_2 и вращается с угловой скоростью Ω_2 . Тогда вектор скорости и вектор угловых скоростей будут иметь форму

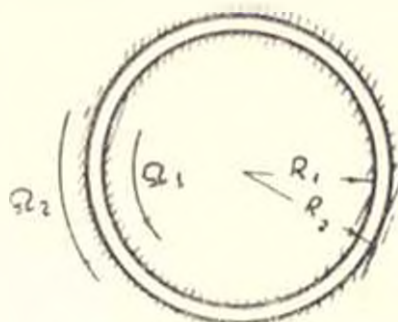
$$\vec{v} = v[0, v_\varphi(r), 0] \quad (4)$$

$$\vec{\omega} = \omega[0, 0, \omega(r)]$$

Действием массовых сил и массовых моментов пренебрегаем. Уравнение неразрывности (1) удовлетворяется тождественно и дает

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

Таким образом, скорость каждой частицы вдоль ее траектории будет оставаться неизменной. Эта скорость может изменяться лишь при переходе от одной частицы к другой.



Фиг. 1.

Уравнения поступательного движения (2) и вращательного движения (3) дают

$$\frac{v_z^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

$$(\gamma_1 + \gamma_2) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_z}{r} \right) - 2\gamma_r \frac{\partial \omega}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \quad (8)$$

$$(\epsilon_1 - \epsilon_2) \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \omega}{\partial r} \right) + 2\gamma_r \frac{\partial(rv_z)}{\partial r} - (\gamma_1 + \gamma_2) r \omega = 0 \quad (9)$$

Здесь $\gamma = \gamma_r$, $\gamma_\varphi = \gamma_\theta$, $\epsilon_1 = \epsilon_{1\varphi}$, $\epsilon_2 = \epsilon_{2\varphi}$. Заметим, что благодаря тождествам (1) и (5), квадратичные члены инерции из основных уравнений, относящихся к искомым v_z и ω , выпали, и задача о круговом движении вязкой несжимаемой несимметричной жидкости стала линейной. Дифференцируя уравнение (6) по z и учитывая уравнение (7), получим

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

то есть круговое движение вязкой несжимаемой несимметричной жидкости является плоско-параллельным.

Из уравнения (8) следует, что

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \text{const} \quad (11)$$

Равенство (11) означает, что перепад давления вдоль траектории постоянен. Уравнения (8) и (9) для определения скорости v_r и ω при учете равенства (10) и (11) будут представляться в виде

$$(\gamma_i + \gamma_r) \frac{d}{dr} \left(r \frac{dv_r}{dr} + \frac{v_r}{r} \right) - 2\gamma_r \frac{d\omega}{dr} = \frac{C}{r} \quad (12)$$

$$(c_a' + c_d') \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\omega}{dr} \right) + 2v_r \frac{d(rv_r)}{dr} - 4\gamma_r \omega r = 0 \quad (13)$$

Уравнение (12) можем представить в виде

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d(rv_r)}{dr} \right] - 2 \frac{\gamma_r}{\gamma_i + \gamma_r} \frac{d\omega}{dr} = \frac{C}{\gamma_i + \gamma_r} \frac{1}{r} \quad (14)$$

Разрешая (14) относительно $d(rv_r)/dr$, получаем

$$\frac{d(rv_r)}{dr} = (\gamma_i + \gamma_r)^{-1} (2\gamma_r \omega r + C r \ln r) + C_1 r \quad (15)$$

Подстановка $d(rv_r)/dr$ в уравнение (13) дает

$$\frac{d^2\omega}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\omega}{dr} - k^2 \omega = -P \ln r - \frac{2\gamma_r}{(c_a' + c_d')} C_1 \quad (16)$$

где

$$k = \left(\frac{4\gamma_i}{\gamma_i + \gamma_r} \frac{\gamma_r}{c_a' + c_d'} \right)^{1/2}, \quad P = \frac{2\gamma_r C}{(c_a' + c_d')(\gamma_i + \gamma_r)} \quad (17)$$

Общее решение уравнения (16) есть

$$\omega = C_2 I_0(kr) + C_3 K_0(kr) + \frac{C}{2\gamma_i} \ln r + \frac{\gamma_i + \gamma_r}{2\gamma_i} C_1 \quad (18)$$

где $I_0(kr)$ и $K_0(kr)$ — модифицированные цилиндрические функции нулевого порядка первого и второго родов, C_2 и C_3 — произвольные константы интегрирования. Подставляя (18) в (15) и интегрируя, получим

$$v_r = 2\gamma_r (\gamma_i + \gamma_r)^{-1} k^{-1} [C_2 I_1(kr) - C_3 K_1(kr)] + \frac{C}{2\gamma_i} r \left[\ln r - \frac{1}{2} \right] + \frac{\gamma_i + \gamma_r}{2\gamma_i} C_1 r + C_4 r^{-1} \quad (19)$$

где $I_1(kr)$ и $K_1(kr)$ — модифицированные цилиндрические функции первого порядка первого и второго родов, C_4 — произвольная константа интегрирования.

Мы предполагаем, что жидкость прилипает к стенкам внутреннего и внешнего цилиндров при $r=R_1$ и $r=R_2$, тогда граничные условия для поступательной скорости и угловой скорости вращения частиц будут

$$\begin{aligned} \text{при } r=R_1 \quad v_r &= \Omega_1 R_1, \quad \omega=0 \\ \text{при } r=R_2 \quad v_r &= \Omega_2 R_2, \quad \omega=0 \end{aligned} \quad (20)$$

Для давления на основании равенства (11) и уравнения (6) будем иметь

$$p = C_2 + \rho \int \frac{v_z^2}{r} dr + C_3 \quad (21)$$

Мы видим, что давление при изменении угла φ будет многозначной функцией. Для устранения этой многозначности надо положить

$$C = 0 \quad (22)$$

Используя граничные условия (20) и равенство (22) из (18) и (19), получим выражения для определения постоянных C_1 , C_2 , C_3 и C_4 и приходим к решению

$$v_z^* = \frac{v_z}{\Omega_1 R_1} = \frac{2N^2}{\lambda} [C_2^* I_1(\lambda r^*) - C_3^* K_1(\lambda r^*)] + C_1^* r^* + \frac{C_4^*}{r^*} \quad (23)$$

$$\omega^* = \frac{\omega R_1}{\Omega_1 R_1} = C_2^* I_0(\lambda r^*) + C_3^* K_0(\lambda r^*) + C_1^* \quad (24)$$

где

$$C_1^* = \frac{C_1}{\Omega_1} = \left(1 - \frac{\Omega_2 R_2^2}{\Omega_1 R_1^2}\right) \left[I_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) K_0(\lambda) - I_0(\lambda) K_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) \right] A \quad (25)$$

$$C_2^* = \frac{C_2}{\Omega_1} = - \left(1 - \frac{\Omega_2 R_2^2}{\Omega_1 R_1^2}\right) \left[K_0(\lambda) - K_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) \right] A \quad (26)$$

$$C_3^* = \frac{C_3}{\Omega_1} = \left(1 - \frac{\Omega_2 R_2^2}{\Omega_1 R_1^2}\right) \left[I_0(\lambda) - I_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) \right] A \quad (27)$$

$$C_4^* = \frac{C_4}{\Omega_1 R_1^2} = 1 + \left\{ \frac{2N^2}{\lambda} \left[\frac{1}{\lambda} - \left[I_1(\lambda) K_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) + I_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) K_1(\lambda) \right] - \right. \right. \\ \left. \left. - \left[I_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) K_1(\lambda) - I_1(\lambda) K_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) \right] \right] \right\} \left(1 - \frac{\Omega_2 R_2^2}{\Omega_1 R_1^2}\right) A \quad (28)$$

$$A^{-1} = \left[I_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) K_1(\lambda) - I_1(\lambda) K_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) \right] \left(1 - \frac{R_2^2}{R_1^2}\right) - \frac{2N^2}{\lambda} \left\{ \left[I_1(\lambda) K_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) + \right. \right. \\ \left. \left. + I_0\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) K_1(\lambda) \right] + \frac{R_2}{R_1} \left[I_0(\lambda) K_1\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) + K_0(\lambda) I_1\left(\lambda \frac{R_2}{R_1}\right) \right] - \frac{2}{\lambda} \right\} \quad (29)$$

$$r^* = \frac{r}{R_1}, \quad N^2 = \frac{\gamma_r}{\gamma_1 + \gamma_r}, \quad \lambda = \left(\frac{4\gamma_1 - \gamma_r}{\gamma_1 + \gamma_r c_a^2 + c_{il}^2} \right)^{1/2}, \quad R_1 = k R_2 \quad (30)$$

Здесь была использована формула Зоммеля—Ганкеля

$$I_0(\lambda) K_1(\lambda) - I_1(\lambda) K_0(\lambda) = \frac{1}{\lambda}$$

Решение (23) переходит в классическое при $\gamma_r = 0$ [15]

$$v_z = \frac{1}{R_2^2 - R_1^2} \left[(\Omega_2 R_2^2 - \Omega_1 R_1^2) r - \frac{(\Omega_1 - \Omega_2) R_1^2 R_2^2}{r} \right]$$

и (24) дает $m=0$.

Обобщенную гипотезу Ньютона-Навье-Стокса для изотропных несжимаемых жидкостей с несимметричным тензором напряжений имеет вид [3, 16]

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} - \gamma_i(v_{j,i} + v_{i,j}) + \gamma_r(v_{i,j} - v_{j,i}) + 2\gamma_m\epsilon_{mij}\omega_m$$

откуда касательное напряжение силы вязкости для кругового движения представится в виде

$$\tau_{\theta\theta} = (\gamma_i + \gamma_r) \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - (\gamma_i - \gamma_r) \frac{v_\theta}{r} - 2\gamma_m\omega_\theta \quad (31)$$

Здесь δ_{ij} — тензор Кронекера, ϵ_{mij} — тензор Левы-Чивиты.

Подставляя значения γ_i из (23) и ω из (24) с учетом (26) — (28), получим

$$\tau_{\theta\theta} = -2\gamma \frac{C_1}{r^2} - 2\gamma N^2 \left[C_2 \frac{1}{kr} I_1(kr) - C_3 \frac{1}{kr} K_1(kr) \right] \quad (32)$$

Вычислим момент всех сил вязкости, распределенных по какой-либо окружности радиуса r относительно оси симметрии.

Обозначая этот момент через M , будем иметь

$$M = \int_0^{2\pi} \tau_{\theta\theta} r^2 d\varphi$$

Подставляя выражение $\tau_{\theta\theta}$ из (32), получим выражение момента сил вязкости в виде

$$M = -4\pi\gamma \left[C_1 + N^2 [C_2 I_1(r^*) + C_3 K_1(r^*)] \frac{r^* R_1^2}{r} \right] \quad (33)$$

Выражение момента сил вязкости в случае классической ньютоновской жидкости имеет вид [15]

$$M_{\text{нз}} = -4\pi\gamma \frac{\Omega_1 \left(1 - \frac{\Omega_2}{\Omega_1}\right) R_2^2}{\left(\frac{R_2^2}{R_1^2} - 1\right)}$$

Для обсуждения результатов удобнее формулу (33) представить в безразмерном виде

$$M^* = \frac{M}{M_{\text{нз}}} = \left[C_1^* + N^2 [C_2^* I_1(r^*) + C_3^* K_1(r^*)] \frac{r^*}{r} \right] \left(1 - \frac{R_1^2}{R_2^2}\right) \left(1 - \frac{\Omega_2}{\Omega_1}\right)^{-1} \quad (34)$$

Структурная несимметричная жидкость, помимо обычных безразмерных параметров, встречающихся в теории ньютоновской жидкости, обладает новыми скалярными константами, связанными с учетом вращательного движения частиц. Несимметричная жидкость характеризуется тремя физическими константами γ , γ_r и $(C_2 + C_3)$ в отличие от

классической ньютоновской жидкости, которая характеризуется лишь одной константой вязкости [3]. Параметр ν_r имеет размерность вязкости. Поскольку он появляется в результате учета вращательного движения частиц, то естественно его называть вязкостью вращательного движения или просто вращательной вязкостью [17]. ν_r характеризует сопротивление вращательным движениям подобно тому, как сдвиговая ньютоновская вязкость характеризует сопротивление поступательным движениям. Константа $(c_a + c_r)$ имеет размерность $[\nu]$ [18], и с ее помощью можно составить параметр $l = \left(\frac{c_a + c_r}{4\nu} \right)^{1/2}$, который имеет размерность длины. Параметр l может быть отождествлен с некоторой характеристикой вещества, зависящей от размера молекул (подструктуры).

Структурные несимметричные жидкости характеризуются двумя безразмерными параметрами.

Параметр связи N , определенной формулой

$$N = \left(\frac{\nu_r}{\nu + \nu_r} \right)^{1/2}$$

характеризует связь уравнений (2) поступательного и (3) вращательного движений. При $\nu_r \rightarrow 0$ $N \rightarrow 0$; тогда эти уравнения разделяются и уравнение поступательного движения (2) сводится к обычному уравнению Навье-Стокса.

Второй важный безразмерный параметр L представляет собой отношение зазора между стенками внешнего и внутреннего цилиндров $e = R_2 - R_1$ к характерной материальной длине l , то есть

$$L = \frac{e}{l} \quad \left(\text{или} \quad l = NL \frac{R_2}{R_2 - R_1} \right).$$

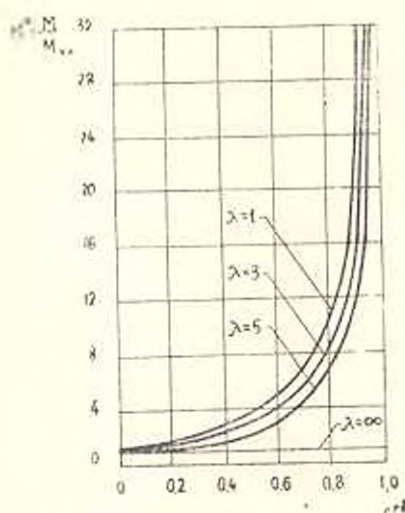
Это число характеризует взаимосвязь между геометрией и свойствами жидкости.

Можно ожидать, что эффекты несимметричности жидкости будут значительными, когда либо l велико (что соответствует большому размеру подструктуры вещества), либо зазор между цилиндрами e мало.

Большое значение l означает большой зазор между цилиндрами или малую характерную материальную длину l . В этом случае влияние микроструктуры жидкости незначительно. Здесь, по-видимому, представляет интерес второй случай, когда зазор между цилиндрами e мало и сравнимо с l .

На фиг. 2 показаны графики зависимости безразмерного момента всех сил вязкости, распределенного по окружности $r^* = 1.01$, относительно оси симметрии, от N^2 при различных значениях параметра (расчеты были выполнены для $R_2/R_1 = 1.02$ и $\Omega_2/\Omega_1 = 5$). График показыва-

ет, что увеличению параметра λ^* соответствует возрастание безразмерного момента всех сил вязкости при всех значениях λ , кроме $\lambda = \infty$, относящегося к классическому случаю ньютоновской жидкости, так как с увеличением λ соответствует увеличение R_2/R_1 , то есть увеличению за-



Фиг. 2.

зора между стенками внешнего и внутреннего цилиндров (в расчетах изменение λ происходит за счет изменения l).

Таким образом, неклассические эффекты тем больше, чем меньше характерный размер системы.

ABOUT NON-SYMMETRICAL MODEL OF FLUID CIRCULAR MOVEMENT BETWEEN TWO ROTATING CYLINDERS

L. G. PETROSIAN

ԵՐԿՈՒ ՊՏՏՎՈՂ ԳԼԱՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ՀԵՂՈՒԻ ՇՐՋԱՆԱՅԻՆ ՇԱՐԺՄԱՆ ՈՉ ՍԻՄԵՏՐԻԿ ՄՈԴԵԼԻ ՄԱՍԻՆ

Լ. Գ. ՊԵՏՐՈՍԻԱՆ

Ա մ փ ո փ ո ո մ

Երկու պատվող համառանցք գլանների միջև հեղուկի հարթ շարժման խնդրի լուծման համար օգտագործված է ոչ սիմետրիկ լարման բիենդորով կառուցվածքային հեղուկի մեխանիկայի մոդելը: Առաջված են անալիտիկ արտահայտություններ արագության, անկյունային արագության, ուղակային շերտերի միջև շոշափող լարումների համար, ինչպես նաև որևէ շառավղով շրջանագծի շփման ուժերի պոտման առանցքի նկատմամբ գումարային մոմենտի համար: Միկրոկառուցվածքի հաշվառման ազդեցությունը լուծարանված է դրաֆիկներով:

1. *Полюгон И.* Математические начала натуральной философии (перевод А. П. Крылова).—Изд. Морской Академии, 1913. 436 с.
2. *Stokes G. G.* On the Theoria of Internal Friction of Fluids in Motion.—Trans. Camb. Phil. Soc., 1845, vol. 8, p. 287—305.
3. *Петросян Л. Г.* Некоторые вопросы механики жидкости с несимметричным тензором напряжений.—Ереван: Изд-во ЕГУ, 1964. 308 с.
4. *Grad H.* Statistical Mechanics—Thermo—Dynamics and fluid dynamics of systems with an arbitrary number of Integrals.—Commun. pure appl. math., 1952, vol. 5, no. 4, p. 455—494.
5. *Аро Э. Л., Брайсан А. Н., Крашinsky Е. В.* Асимметрическая гидромеханика.—ПММ, 1965, т. 29, вып. 2, с. 297—308.
6. *Нисен Ван Диеп, Ахтаров А. Т.* О неизотермической модели несимметричных жидкостей.—ИАН СССР. МЖГ, 1967, №5, с. 132—136.
7. *Петросян Л. Г.* Исследование гидродинамического поведения многокомпонентного континуума с асимметрическим тензором напряжения. 1. Основные уравнения.—Уч. запiski, ЕГУ, 1976, №3, с. 56—63.
8. *Петросян Л. Г.* Исследование гидродинамического поведения многокомпонентного континуума с асимметрическим тензором напряжения. 2. Феноменологические уравнения. Перекрестные эффекты.—Уч. запiski, ЕГУ, 1977, №2, с. 74—80.
9. *Петросян Л. Г.* Исследование гидродинамического поведения многокомпонентного континуума с асимметрическим тензором напряжения. 3. Пристеночный и приосевой эффекты в пузайлаевском течении суспензии.—Уч. запiski, ЕГУ, 1978, №2, с. 46—54.
10. *Петросян Л. Г.* К построению модели магнитной гидродинамики несимметричных жидкостей.—ПМ, 1976, т. 12, №11, с. 133—109.
11. *Петросян Л. Г.* О модели электрогидродинамики с несимметричным тензором напряжений.—ЖТФ, 1979, т. 45, вып. 3, с. 481—487.
12. *Петросян Л. Г.* К построению неизотермической модели электрогидродинамики с несимметричным тензором напряжений.—ПМ, 1980, т. 16, №4, с. 108—114.
13. *Arfman T., Cakmak A. S., Hill L. R.* Flow of micropolar fluids between two concentric cylinders.—Phys. Fluids, 1967, v. 10, № 12, p. 2545—2550.
14. *Eringen A. C.* Theory of micropolar fluids.—J. Math. Mech. 1966, v. 16, no. 1, p. 1—18.
15. *Сазыкин Н. А.* Динамика вязкой несжимаемой жидкости.—М.: ГИИТЛ, 1955. 519 с.
16. *Петросян Л. Г.* К вопросу течения структурных жидкостей в окрестности критической точки.—Уч. запiski, ЕГУ, 1980, №1, с. 24—30.
17. *Де Гроот С., Мазур П.* Неравновесная термодинамика.—М.: Мир, 1964. 456 с.

ИНФОРМАЦИЯ

О 8-ой конференции молодых ученых Института механики АН Армении

В феврале 1991 года в Доме симпозиумов АН Армении (Арзакан) была проведена 8-ая конференция молодых ученых Института механики АН Армении.

Для участия в работе конференции помимо молодых ученых-механиков Армении был приглашен ряд молодых ученых из различных центров СССР.

Научная тематика конференции, в основном, относилась к проблемам механики деформируемого твердого тела. Были прочтены доклады по динамическим и статическим задачам теории упругости по вопросам теории электромагнитоупругости, по оптимизации тонкостенных конструкций, теории оболочек и пластин.

Лучшими докладами были признаны: «О предельной поверхности длительной прочности материалов» — Мусасяни С. Л.;

«К изгибу вязкоупругой анизотропной пластинки, находящейся в нестационарном температурном поле» — Бругян Э. Х.;

«К асимптотическому решению смешанной краевой задачи для гермоупругой полосы» — Товмасын А. Б.

Конференция была организована при спонсорстве научно-производственного кооператива при Институте механики АН Армении «МИКРО-90».

Материалы конференции опубликованы Издательством АН Армении.

СОВЕТ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ ИНСТИТУТА МЕХАНИКИ
АН АРМЕНИИ

Ի Ո Վ Ա Ն Ի Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Կոնկաւեմով Ա. Ն.—Ուորման և ճնշման ազդեցությանը էնթալպիա երկար օրթոտրոպ դիանային թաղանթների տատանումները և կաշտեցիլուները	3
Կալիյան Ա. Թ.—Ուղղանկյուն բազմաչերտ անիզոտրոպ օսլի կաշտեցիլուան և տա- տանումների մասին	11
Հակոբյան Ա. Ի.—Կոշա կոնի ներպտոտակումը պլաստիկորեն օրթոտրոպ կիսատա- րածության մեջ	19
Հաւորչյունյան Ի. Ա., Խոդիւնով Ա. Յ.—Մածուցիկ-սիւրսուն թայքայման խնդրի ֆիզի- կա-հաճանոսականային մոտեցման մասին	21
Սիւմոնյան Ա. Մ.—Թելիկային կոմպոզիտի զեֆորմացման և ամրության մոդելը թելիկ- ների ոչ օւղղահայեցիկային հաշվառումով	36
Սաբոխանյան Ա. Ա.—Մածուցիկ հեղուկի շատատեսակած լամինար շարժման զարգա- ցումը կլոր դիանային խողովակի մուտքամասում	45
Պետրոսյան Լ. Ի.—Երկու պատվող դիանների միջև հեղուկի շրջանային շարժման ոչ սի- մետրիկ մոդելի մասին	52
Ինֆորմացիա	61

СОДЕРЖАНИЕ

Կիւքլժյան Շ. Ո.—О колебаниях и устойчивости длинных ортотропных ци- линдрических оболочек, подверженных действию кручения и давления	3
Դաւլիս Ա. Դ.—К устойчивости и колебаниям прямоугольной многослойной анизотропной пластинки	11
Աօպախ Ա. Դ.—Вынужденные жесткого конуса в пластически ортотропное полу- пространство	19
Արտյունյան Բ. Ա., Բոճիօնյան Ա. Փ.—О физико-вероятностном подходе к пробле- ме вязко-хрупкого разрушения	31
Տիմոնյան Ա. Մ.—Модель деформативности и прочности волокнистого компо- зита с учетом непрямолинейности волокон	36
Տարախանյան Ա. Ա.—Развитие ламинарного неустойчившегося течения вязкой жидкости на входном участке круглой цилиндрической трубы	45
Պետրոսյան Լ. Դ.—О несимметричной модели кругового движения жидкости меж- ду двумя вращающимися цилиндрами	52
Информация	61

Сдано в набор 26.11.1992 г. Подписано к печати 4.06.93 г.
Формат 70×108^{1/16} Бумага №1 сыктывкарская. Высокая печать. Печ. лист 4.9
Усл. печ. л. 5.2. Усл. кр. отг. 5.2. Тираж 450. Заказ 95.

Адрес: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г, 11 эт., к. 1, т. 27-92-30

Издательство Академии наук Армении, 375019, Ереван,
пр. Маршала Баграмяна, 24-г

Типография Издательства Академии наук Армении, 378410, г. Аштарак, 2.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

1. Статьи, представляемые в «Известия Академии наук Армении, Механика», должны сопровождаться разрешением на опубликование от учреждения, в котором выполнена работа.

2. Статьи представляются на армянском или русском языках в двух экземплярах в возможно сжатой и ясно изложенной форме, чисто напечатанными на пишущей машинке в два интервала на одной стороне листа. К статье должно быть приложено резюме на армянском языке, если она написана на русском языке, и наоборот, а также аннотации в 2-х экземплярах с указанием УДК.

3. Объем статьи не должен превышать 14 стр. машинописи, включая список литературы и таблицы.

4. Формулы и все обозначения выписываются от руки чернилами, при этом должно быть отчетливое различие между заглавными и строчными буквами.

В тех случаях, когда заглавные и строчные буквы одинаковы по начертанию, необходимо заглавные буквы подчеркнуть снизу двумя черточками, а строчные отметить двумя черточками сверху, например: Y и y, S и s, O и o, K и k, U и u и т. д. Следует также делать различие между O, n и 0 (нулем), для чего 0 (нуль) следует подчеркнуть снизу квадратной скобкой (карандашом).

Необходимо тщательно выписывать положение друг на друга буквы, например, g и q, i и e, l, J и Y, и и л и др. Греческие буквы подчеркивать красным карандашом.

Индексы и показатели следует отметить черным карандашом соответственно дугой $\wedge$ или $\cup$, например: $N_{\wedge}$. Черточки и другие знаки над буквами в математических обозначениях применять лишь в случае особой необходимости.

Математические обозначения, например $\sin$, $\arcsin$, $\ln$, $\lg$, $\lim$, $\cos y$ и т. д. надо подчеркивать горизонтальной прямой скобкой.

5. Рекомендуется двойная нумерация формул: первая цифра обозначает номер параграфа, вторая после точки — номер формулы.

6. Литература приводится общим списком в конце статьи, при этом в последующей последовательности указываются для книги — фамилия и инициалы автора, полное название книги, номер тома, место издания, издательство, год издания, страницы; для журнала — фамилия и инициалы автора, наименование работы, название журнала, год издания, том (подчеркнуть) и выпуск. Ссылка на литературу в тексте дается цифрой в квадратной скобке.

7. Чертежи прилагаются на отдельных листах. Места иллюстрации указываются на левом поле страницы отметкой «фиг.». Подписи к иллюстрациям даются на отдельном листе в конце статьи. Каждая иллюстрация (чертеж, фото и др.) подписывается автором. На обороте иллюстрации указывается название журнала, фамилия автора, заглавие статьи и номер иллюстрации. Иллюстрации представляются в двух экземплярах: один экземпляр должен быть выполнен тушью на белой плотной бумаге или кальке, а второй — можно представить в виде светодопия или фотокопии. Фотокопии должны быть контрастными.

8. В конце статьи должно быть указано полное название учреждения, где выполнена работа.

9. При представлении двух или более статей указывается желательный порядок их опубликования.

10. При возвращении статьи автору для доработки, датой поступления считается день получения редакцией окончательного текста.

11. В случае отказа в публикации редакция оставляет за собой право не возвращать автору один экземпляр статьи.

12. Рукопись подписывается автором с указанием его адреса, фамилии, имени, отчества, а также номера телефона.

Адрес редакции: 373019, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24-б. Редакция журнала «Известия АН Армянск. Механика».

