

Член-корреспондент НАН Украины Л. П. Хорошун

## Гидродинамическая теория экспериментального определения скорости эфирного ветра на основе эффекта первого порядка

*Построены уравнения нестационарного осредненного течения вязкой жидкости в цилиндрической трубе, находящейся в равномерно движущемся потоке. Исследованы решения для неподвижной трубы и при ее повороте в случае ламинарного и турбулентного течений. Решены задачи по определению скорости и кинематической вязкости эфира по измеренным смещениям полос статической и динамической интерференционной картины в модифицированной установке Хека.*

Неинвариантность уравнений Максвелла относительно преобразований Галилея и нулевые, как принято считать, результаты первых опытов Майкельсона по измерению скорости эфирного ветра, обусловленного орбитальным движением Земли, явились, по существу, причиной отказа в физике от понятия “материальный эфир”. Его заменили специальной теорией относительности (СТО), базирующейся на двух постулатах Эйнштейна: 1) инвариантность всех физических законов и уравнений относительно преобразований Лоренца, сохраняющих инвариантность уравнений Максвелла; 2) независимость скорости распространения света от скоростей движения инерциальных систем отсчета, относительно которых скорость света измеряется. Несмотря на антилогичность второго постулата, а также явное фиксирование эфирного ветра в экспериментах Миллера, Майкельсона, Писа и Пирсона в 1921–1929 годы [1, 2], СТО заняла официальный статус в физике. В сложившейся парадоксальной ситуации необходимыми стали новые научные разработки, подтверждающие существование эфира. Одной из таких работ стало построение [3] общих динамических уравнений электромагнетизма диэлектриков, инвариантных относительно преобразований Галилея, из которых для неподвижных диэлектриков как частный случай следуют уравнения Максвелла. Это свидетельствует о неправомерности введения преобразований Лоренца, а тем более их распространения на все физические законы и уравнения, а также о справедливости и логичности классического правила сложения скоростей.

Убедительным подтверждением существования эфира могли бы стать, наряду с опытом Физо и явлением звездной аберрации, новые эксперименты на основе эффектов первого порядка, точность и достоверность которых на порядок превосходит эксперименты на основе эффектов второго порядка, проведенные Миллером, Майкельсоном, Писом и Пирсоном. Такие эксперименты могут быть осуществлены с помощью модифицированной установки Хека [4] на основе интерферометра Саньяка [5], особенно в динамическом режиме, когда смещение полос интерферометра существенно возрастает. При этом расшифровка экспериментальных измерений смещений интерференционных полос связана с необходимостью точного решения определенных задач гидродинамики. Результаты подобных опытов приведены в работах Галаева [6, 7]. Однако для расшифровки измерений здесь ошибочно принято решение задачи Громеки [8], неприменимой к рассматриваемым процессам, а также допущено ряд неправомерных манипуляций, свидетельствующих о подтасовке под результаты

Миллера. Это не дает оснований считать достоверными приведенные значения скорости движения эфира и его кинематической вязкости вблизи земной поверхности.

Настоящая работа посвящена построению и решению уравнений нестационарного осредненного течения вязкой жидкости в цилиндрической трубе, находящейся в равномерно движущемся потоке, а также решению конкретных задач по определению скорости и кинематической вязкости движущегося эфира по измеренным смещениям полос статической и динамической интерференционной картины в модифицированной установке Хека.

**Нестационарное течение вязкой жидкости в цилиндрической трубе, находящейся в равномерно движущемся потоке.** Пусть в равномерно движущемся неограниченном потоке вязкой несжимаемой жидкости находится длинная цилиндрическая труба, ориентация которой относительно потока может изменяться во времени при заданной начальной скорости. Это приводит к нестационарному течению вязкой жидкости в трубе, которое может быть ламинарным или турбулентным в зависимости от числа Рейнольдса. Поэтому будем исходить из уравнений Рейнольдса [8], представляющих собой осредненные уравнения Навье–Стокса для турбулентного течения,

$$\rho \frac{d\bar{v}_i}{dt} = \rho \bar{F}_i - \bar{p}_{,i} + S_{ij,j}, \quad S_{ij} = \bar{\tau}_{ij} - \rho \overline{v'_i v'_j}, \quad (1)$$

где  $v_i, v'_i = v_i - \bar{v}_i, F_i$  — векторы соответственно скорости, пульсаций скорости и объемных сил;  $\tau_{ij}$  — тензор напряжений, обусловленных вязкостью;  $p$  — давление;  $\rho$  — плотность (черта сверху означает сглаживающее осреднение). Если пульсации гидродинамических параметров равны нулю, то уравнение (1) описывает ламинарное течение.

Рассмотрим осесимметричное нестационарное течение вязкой несжимаемой жидкости в трубе длиной  $l$  и внутренним радиусом  $a$  ( $l \gg a$ ) в цилиндрической системе координат  $r, \varphi, z$  при отсутствии объемных сил, где ось  $z$  проходит по осевой линии трубы. В этом случае [8] имеем

$$\bar{v}_r = \bar{v}_\varphi = 0, \quad \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} = 0, \quad \bar{v}_z = \bar{v}(r, \varphi, t), \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial \varphi} = 0, \quad (2)$$

и уравнения (1) сводятся к одному уравнению

$$\rho \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r S_{rz}). \quad (3)$$

В ряде практических задач о течении вязкой жидкости в трубе интерес представляет средняя по сечению скорость или расход жидкости, являющийся интегральной характеристикой по сечению трубы. В этом случае целесообразно упростить уравнение (3), осреднив его по сечению трубы согласно формулам

$$\tilde{v} = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2\pi r \bar{v} dr; \quad \tilde{p} = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2\pi r \bar{p} dr; \quad \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2\pi \frac{\partial}{\partial r} (r S_{rz}) dr = \frac{2}{a} S_{rz}(a), \quad (4)$$

в результате чего получим

$$\rho \frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} + \frac{2}{a} S_{rz}(a). \quad (5)$$

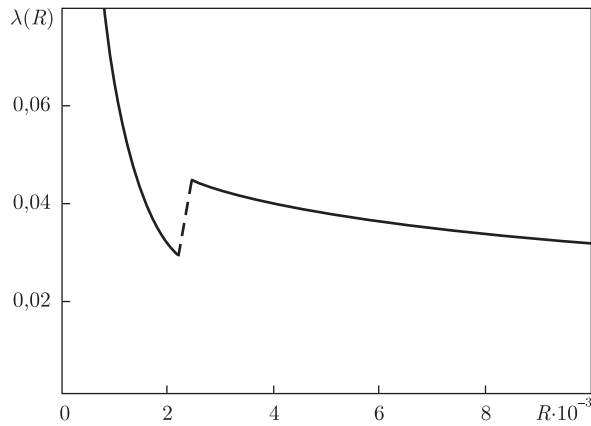


Рис. 1

Здесь  $S_{rz}(a)$  — максимальное значение касательных напряжений, действующих на жидкость со стороны трубы, которое как при ламинарном, так и при турбулентном течении определяется [8, 9] формулой

$$S_{rz}(a) = -\frac{1}{8}\lambda\rho\tilde{v}^2, \quad (6)$$

где  $\lambda$  — коэффициент сопротивления трубы.

Известно [8, 9], что в случае ламинарного и турбулентного течений жидкости в трубе коэффициент сопротивления  $\lambda$  связан с числом Рейнольдса  $R$  соответственно зависимостями Пуазейля и Блазиуса

$$\lambda = \frac{64}{R}, \quad \lambda = \frac{0,3164}{R^{0,25}} \quad \left( R = \frac{2a\tilde{v}}{\nu}, \quad \nu = \frac{\mu}{\rho} \right), \quad (7)$$

где  $\mu, \nu$  — коэффициенты, соответственно, динамической и кинематической вязкости жидкости.

При изменении числа Рейнольдса от малых до очень больших значений коэффициент сопротивления трубы  $\lambda$ , согласно (7) и данным экспериментов [8], можно представить графиком, приведенным на рис. 1. Переход ламинарного течения в турбулентное происходит скачком, когда число Рейнольдса переходит критическое значение  $R_c \approx 2200$ – $2800$ . При этом коэффициент сопротивления трубы также увеличивается скачком.

Градиент давления  $\partial\tilde{p}/\partial z$ , согласно (2), (5), зависит только от времени, поэтому можно записать

$$\frac{\partial\tilde{p}}{\partial z} = \frac{\Delta p}{l}, \quad \Delta p = p_2 - p_1, \quad p_1 = p_0 - \delta p, \quad p_2 = p_0 + \delta p, \quad (8)$$

где  $p_0$  — постоянное давление жидкости в равномерно движущемся потоке;  $p_1, p_2$  — давление жидкости в трубе на ее концах;  $\delta p$  — приращение давления на концах трубы за счет различия скоростей движения жидкости в трубе  $\tilde{v}$  и во внешнем потоке с составляющей  $V_3$  вдоль оси  $z$ , которое определяется интегралом Бернулли [9]

$$\delta p = \frac{1}{2}\rho(\tilde{v} - V_3)^2 \text{sign}(\tilde{v} - V_3). \quad (9)$$

Подставляя (6)–(9) в (5), приходим к уравнению Риккати для ламинарного течения

$$\frac{d\tilde{v}}{dt} + \frac{1}{l}((\tilde{v} - V_3)^2 \operatorname{sign}(\tilde{v} - V_3) + \frac{8\nu}{a^2}\tilde{v}) = 0 \quad (10)$$

и уравнению с дробной степенью скорости для турбулентного течения

$$\frac{d\tilde{v}}{dt} + \frac{1}{l}(\tilde{v} - V_3)^2 \operatorname{sign}(\tilde{v} - V_3) + 0,0665 \left(\frac{\nu}{a^5}\right)^{0,25} |\tilde{v}|^{1,75} \operatorname{sign} \tilde{v} = 0. \quad (11)$$

Рассмотрим простейшую задачу, когда труба неподвижно находится в равномерно движущемся потоке со скоростью  $V_3 > 0$  и  $V_3 < 0$  вдоль оси  $z$  при начальной скорости в трубе  $\tilde{v}(0) = \tilde{v}_0$ . Тогда, вводя безразмерные переменные

$$\begin{aligned} u &= \frac{\tilde{v}}{|V_3|}, & u_0 &= \frac{\tilde{v}_0}{|V_3|}, & \tau &= \frac{|V_3|t}{l}, \\ \kappa &= \frac{8l\nu}{a^2|V_3|}, & \kappa' &= 0,0665 \left(\frac{\nu}{a^5|V_3|}\right)^{0,25}, & \Delta\bar{p} &= \frac{\Delta p}{\rho V_3^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

представим уравнения (10), (11) соответственно при  $V_3 > 0$  и  $V_3 < 0$  в безразмерной форме для ламинарного течения

$$\frac{du}{d\tau} - (u - 1)^2 + \kappa u = 0, \quad \frac{du}{d\tau} + (u + 1)^2 + \kappa u = 0 \quad (13)$$

и турбулентного течения

$$\frac{du}{d\tau} - (u - 1)^2 + \kappa'|u|^{1,75} = 0, \quad \frac{du}{d\tau} - (u + 1)^2 + \kappa'|u|^{1,75} = 0, \quad (14)$$

где принято, что скорость в трубе  $\tilde{v}$  не превосходит по модулю скорость внешнего потока  $V_3$ , т. е.  $|u| \leq 1$ . В случае идеальной жидкости ( $\nu = 0$ ) из (13), (14) следует соответственно при  $V_3 > 0$  и  $V_3 < 0$  решение

$$u(\tau) = 1 - \frac{1 - u_0}{1 + (1 - u_0)\tau}, \quad u(\tau) = -1 - \frac{1 + u_0}{1 + (1 + u_0)\tau}. \quad (15)$$

На рис. 2 приведены зависимости скорости  $u(\tau)$  (кривые 1) и перепада  $\Delta\bar{p}$  давления (кривые 2) при  $V_3 > 0$ ,  $u_0 = 0$  для ламинарного (сплошные) и турбулентного (штрихпунктирные) течений вязкой жидкости ( $\nu \neq 0$ ), а также для течения идеальной (штриховые) жидкости ( $\nu = 0$ ). Как видим, выход на стационарный режим течения в трубе обусловлен уменьшением перепада давления. Вязкость лишь ускоряет выход, особенно при турбулентном течении. Здесь приняты следующие значения параметров:  $l = 0,48$  м,  $a = 0,01$  м,  $\nu = 7 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>с<sup>-1</sup>,  $V_3 = 200$  мс<sup>-1</sup>.

Рассмотрим задачу о течении жидкости в трубе, находящейся в равномерно движущемся потоке, при ее повороте из начального стационарного состояния  $\tilde{v}(0) = \tilde{v}_0$ . Для этого необходимо задать вектор пространственного потока в некоторой системе координат, т. е. его координатные составляющие  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_3$ , соответственно вдоль осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Для неподвижной трубы составляющая потока вдоль трубы представляется формулой  $V_3 = V_{13} \cos \beta_1$ , где  $V_{13} = \sqrt{V_1^2 + V_2^2}$  — проекция вектора потока на плоскость  $xz$ ;  $\beta_1$  — угол между осью  $z$

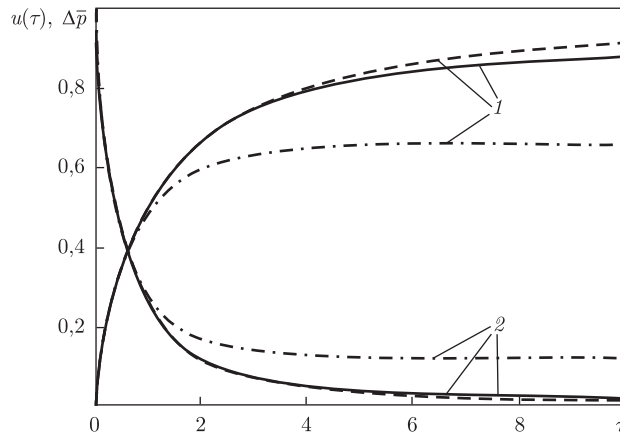


Рис. 2

и  $V_{13}$ . При равномерном во времени повороте трубы в плоскости  $xz$  на угол  $\pi$  против часовой стрелки в течение времени  $t_0$  составляющая внешнего потока вдоль трубы будет функцией времени  $V_3 = V_{13} \cos(\beta_1 - \pi t/t_0)$ . Тогда уравнения (10), (11) с начальным условием  $\tilde{v}(0) = \tilde{v}_0$  в соответствующих безразмерных переменных при  $\tilde{v}_0 > 0$  примут соответственно вид

$$\frac{du}{d\tau} + \tau_0 [u - \cos(\beta_1 - \pi\tau)]^2 \text{sign}[u - \cos(\beta_1 - \pi\tau)] + \tau_0 \kappa u = 0, \quad (16)$$

$$\frac{du}{d\tau} + \tau_0 [u - \cos(\beta_1 - \pi\tau)]^2 \text{sign}[u - \cos(\beta_1 - \pi\tau)] + \tau_0 \kappa' |u|^{1,75} \text{sign} u = 0, \quad (17)$$

где обозначено

$$u = \frac{\tilde{v}}{|V_{13}|}, \quad u_0 = \frac{\tilde{v}_0}{|V_{13}|}, \quad \tau = \frac{t}{t_0}, \quad \tau_0 = \frac{|V_{13}| t_0}{l}, \quad (18)$$

$$\kappa = \frac{8l\nu}{a^2 |V_{13}|}, \quad \kappa' = 0,0665 \left( \frac{\nu}{a^5 |V_{13}|} \right).$$

При  $\tilde{v}_0 < 0$  уравнения (10), (11) соответственно принимают вид

$$\frac{du}{d\tau} + \tau_0 [u + \cos(\beta_1 + \pi\tau)]^2 \text{sign}[u + \cos(\beta_1 + \pi\tau)] + \tau_0 \kappa u = 0, \quad (19)$$

$$\frac{du}{d\tau} + \tau_0 [u + \cos(\beta_1 + \pi\tau)]^2 \text{sign}[u + \cos(\beta_1 + \pi\tau)] + \tau_0 \kappa' |u|^{1,75} \text{sign} u = 0. \quad (20)$$

Если поворот трубы в плоскости  $xz$  осуществляется по часовой стрелке, то в уравнениях (16), (17), (19), (20) в слагаемом  $\pi\tau$  необходимо изменить знак на противоположный. Очевидно, что решения таких уравнений совпадают с решениями уравнений (16), (17), (19), (20) лишь при  $\beta_1 = 0$  ( $V_1 = 0$ ), т. е. при условии, что труба в плоскости  $xz$  направлена вдоль максимальной скорости течения потока. Аналогичные выкладки и построения уравнений могут быть проведены при повороте трубы в плоскости  $yz$ .

**Схемы опытов по определению скорости эфирного ветра на основе эффектов первого порядка.** Рассмотренные выше уравнения и закономерности течения жидкости в трубе, находящейся в стационарном потоке, могут быть положены в основу схем опытов

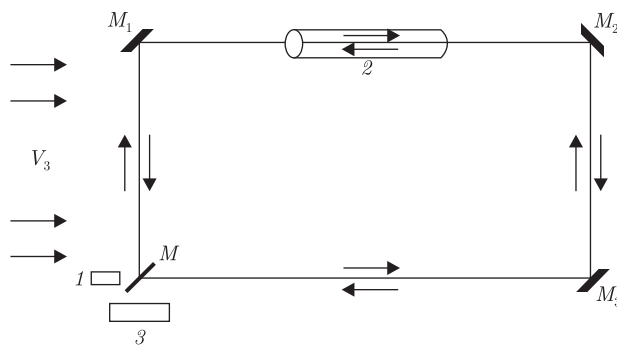


Рис. 3

по определению скорости эфирного ветра на основе эффектов первого порядка. Для этого воспользуемся установкой (рис. 3) опыта Хека [4], представляющей собой интерферометр Саньяка, на одном из четырех отрезков оптического пути которого находится наполненная водой труба так, чтобы через нее проходил луч света. Но, в отличие от опыта Хека, трубу 2 считаем открытой и заполненной окружающим ее эфиром, причем стенки трубы непроницаемы для потока эфира. Свет от источника 1, падая под углом  $45^\circ$  на полупрозрачное зеркало  $M$ , разделяется на два пучка, которые проходят путь  $M_1M_2M_3$  в противоположных направлениях, отражаясь от зеркал, расположенных под углами  $45^\circ$ . После повторного взаимодействия с полупрозрачным зеркалом  $M$  оба пучка интерферируют, что фиксируется в детекторе 3 в виде картины полос.

Если установка неподвижно находится в равномерно движущемся потоке эфира, то времена прохождения оптического пути  $MM_1M_2M_3M$  первым пучком и  $MM_3M_2M_1M$  вторым пучком равны, если скорость движения эфира в трубе такая же, как и вне ее. В случае их различия соответствующие времена будут различаться только за счет прохождения участка трубы длиной  $l$  отрезка  $M_1M_2$  и противоположного участка длиной  $l$  отрезка  $M, M_3$ . Эти времена определяются формулами

$$t_1 = \frac{l}{c + \tilde{v}(t)} + \frac{l}{c - V_3} \approx \frac{2c + \tilde{v}(t) - V_3}{c^2}; \quad t_2 = \frac{l}{c + V_3} + \frac{l}{c - \tilde{v}(t)} \approx \frac{2c + \tilde{v}(t) - V_3}{c^2}. \quad (21)$$

Разность этих времен

$$\Delta t = t_2 - t_1 = 2l \frac{V_3 - \tilde{v}(t)}{c^2} \quad (22)$$

приводит к смещению интерференционных полос в детекторе

$$m(\tau) = \frac{c}{\lambda} \Delta t = \frac{2lV_3}{c\lambda} [1 - u(\tau)], \quad (23)$$

где  $c$  — скорость света;  $\lambda$  — длина волны источника 1 когерентного света и приняты обозначения (12).

Аналогичные формулы можно получить для подобной установки на основе интерферометра Рождественского [7]. Они будут отличаться только отсутствием множителя 2 в числителе, т. е. чувствительность установки будет в два раза ниже.

Из выражения (23), связывающего в динамическом режиме смещение полос  $m(\tau)$ , скорость течения эфира в трубе  $u(\tau)$  и скорость внешнего потока эфира  $V_3$ , легко определить

скорость  $V_3$ , если для некоторого момента времени  $\tau = \tau'$  известны смещение полос  $m(\tau')$  и скорость течения эфира в трубе  $u(\tau')$ . Самой простой и доступной представляется следующая процедура опыта. Если торцы трубы закрыть заслонками, непроницаемыми для потока эфира, то скорость эфира в трубе равна нулю при  $V_3 \neq 0$ . При мгновенном снятии заслонок детектор должен зафиксировать смещение полос  $m(0)$ , соответствующее нулевой скорости течения эфира в трубе  $u(0) = 0$ . Тогда из (23) находим

$$V_3 = \frac{c\lambda m(0)}{2l}. \quad (24)$$

Меняя расположение установки в пространстве так, чтобы труба была поочередно направлена вдоль осей  $x$ ,  $y$ , определим также составляющие эфирного ветра  $V_1, V_2$ .

Если эфир представляет собой идеальную жидкость, то, как следует из (15),  $u(\infty) = 1$ , т. е.  $m(\infty) = 0$  согласно (23). Если эфиру присуща вязкость, то, принимая его течение в трубе турбулентным, получим, согласно (12), (14), (23), соотношения

$$\kappa' = 0,0665 \left( \frac{\nu}{a^5 |V_3|} \right)^{0,25}, \quad [1 - u(\infty)]^2 = \kappa' u^{1,75}(\infty), \quad c\lambda m(\infty) = 2lV_3[1 - u(\infty)], \quad (25)$$

откуда с учетом (24) следует формула для определения кинематической вязкости эфира

$$\nu = \frac{c\lambda}{2(0,0665)^4} \left( \frac{a}{l} \right)^5 \frac{m^8(\infty)}{[m(0) - m(\infty)]^7} \quad (26)$$

по измеренным в динамическом режиме смещениям полос  $m(0)$ ,  $m(\infty)$ .

Если эфиру присуща вязкость, то описанная установка в принципе позволяет определить скорость движения и кинематическую вязкость эфира в статическом режиме. Для этого необходимо провести два статических опыта с трубами различных размеров  $l_1, a_1$  и  $l_2, a_2$ . Тогда, согласно (25), получим формулы

$$\begin{aligned} V_3 &= \frac{c\lambda}{2} \frac{m_2 - m_1 \Delta_1}{l_2 - l_1 \Delta_1}, \\ \nu &= \frac{c\lambda m_1^8}{2(0,0665)^4} \left( \frac{a_1}{l_1} \right)^5 \left( \frac{l_2 - l_1 \Delta_1}{l_1 m_2 - l_2 m_1} \right)^7 = \frac{c\lambda m_2^8}{2(0,0665)^4} \left( \frac{a_2}{l_2} \right)^5 \left( \frac{l_1 - l_2 \Delta_2}{l_2 m_1 - l_1 m_2} \right)^7, \\ \Delta_1 &= \left( \frac{l_1 a_2}{l_2 a_1} \right)^{5/7} \left( \frac{m_2}{m_1} \right)^{8/7}, \quad \Delta_2 = \frac{1}{\Delta_1}, \quad m_1 = m_1(\infty), \quad m_2 = m_2(\infty), \end{aligned} \quad (27)$$

где  $m_1(\infty)$ ,  $m_2(\infty)$  — измеренные смещения полос в статическом режиме ( $\tau \rightarrow \infty$ ) соответственно для труб с размерами  $l_1 a_1$  и  $l_2 a_2$ .

Более сложная процедура опыта в динамическом режиме связана с поворотом интерферометра из стационарного состояния с известной скоростью потока  $u_0$  в трубе на  $180^\circ$  в течение очень малого времени  $t_0$ . Вследствие инерционности потока в трубе такой поворот приводит к существенному увеличению разности скоростей в трубе и вне ее, что ведет к увеличению смещения полос, повышающему чувствительность установки и точность измерений. Уравнения (16)–(20) позволяют определить скорость  $u(\tau)$  движения потока в трубе для  $0 \leq \tau \leq 1$ , при этом  $u(1)$  является начальным условием при решении уравнений (14) для неподвижной трубы после ее поворота. Совместное решение уравнений (14), (20) представлено на рис. 4 в виде зависимостей скорости потока в трубе  $u(\tau)$  (сплошные кривые),

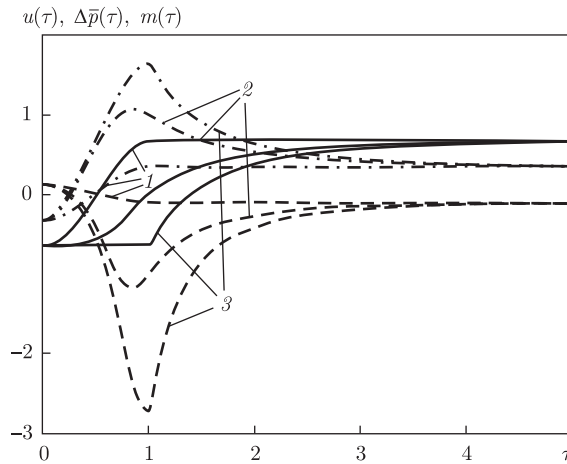


Рис. 4

перепада давления  $\Delta\bar{p}(\tau)$  (штриховые кривые) и смещения интерференционных полос  $m(\tau)$  согласно (23) (штрихпунктирные кривые) для значений параметров  $l = 0,48$  м,  $a = 0,01$  м,  $\nu = 7 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>с<sup>-1</sup>,  $|V_3| = 200$  мс<sup>-1</sup>,  $u_0 = -0,657$ ,  $\beta_1 = 0$ . При этом кривые 1, 2, 3 соответствуют времени поворота трубы  $t_0$ , равному 1 с,  $3 \cdot 10^{-3}$  с,  $7 \cdot 10^{-7}$  с. Как видим, при  $t_0 \geq 1$  с выйти на динамический режим течения в трубе невозможно для данных значений параметров. Поэтому утверждение [7], что интерферометр переходил в динамический режим работы после поворота на  $180^\circ$  в течение 3 с, не соответствует действительности. Расчет согласно (16)–(20) для  $l = 0,48$  м,  $a = 0,01$  м,  $\nu = 7 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>с<sup>-1</sup>,  $\beta_1 = 0$  при повороте такого прибора в течение 3 с на  $180^\circ$  показывает, что динамический режим можно наблюдать лишь для скорости внешнего потока  $V_3 < 1$  мс<sup>-1</sup>. Это свидетельствует о явном подлоге в работах [6, 7], где якобы таким путем определена скорость эфирного ветра порядка 200 мс<sup>-1</sup> вблизи земной поверхности.

1. *Michelson A. A., Pease F. G., Pearson F.* Repetition of the Michelson–Morley experiment // J. of the Optical Society of America and Review of Scientific Instruments. – 1929. – **18**, No 3. – P. 181–182.
2. *Miller D. C.* Ether-drift experiment at Mount Wilson // Proceedings of Nat. Acad. Sci. – 1925. – **11**. – P. 306–314.
3. *Khoroshun L. P.* General dynamic equations of electromagnetomechanics for dielectrics and piezoelectrics // Int. Appl. Mech. – 2006. – **43**, No 4. – P. 407–420.
4. *Тоннела М.-А.* Основы электромагнетизма и теории относительности. – Москва: Изд-во иностр. лит., 1962. – 483 с.
5. *Hariharan P.* Basics of interferometry. – New York: Academic Press, 2007. – 226 p.
6. *Галаев Ю. М.* Результаты повторения эксперимента Д. К. Миллера в диапазонах радио- и оптических волн / Под ред. В. А. Ацюковского // Эфирный ветер. – Москва: Энергоатомиздат, 2011. – 419 с.
7. *Galaev Yu. M.* The measuring of ether-drift velocity and kinematic ether viscosity within optical waves band // Spacetime and Substance. – 2002. – **3**, No 5(14). – P. 207–224.
8. *Слезкин Н. А.* Динамика вязкой несжимаемой жидкости. – Москва: ГИТТЛ, 1955. – 520 с.
9. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. – Москва: Наука, 1978. – 736 с.



**Л. П. Хорошун**

**Гідродинамічна теорія експериментального визначення швидкості ефірного вітру на основі ефекту першого порядку**

*Побудовано рівняння нестационарної осередненої течії в'язкої рідини у циліндричній трубі, яка знаходиться у потоці, що рівномірно рухається. Досліджено розв'язки для нерухомої труби і при її повороті у випадку ламінарної і турбулентної течії. Розв'язано задачі з визначення швидкості і кінематичної в'язкості ефіру за вимірними зміщеннями полос статичної і динамічної інтерференційної картини у модифікованій установці Хека.*

**L. P. Khoroshun**

**Hydrodynamic theory of experimental determination of the ether wind speed on the basis of a first-order effect**

*The equations for the nonstationary averaged flow of a viscous liquid in the cylindrical tube, being in a uniformly moving current, are constructed. The solutions for fixed and turning tubes in case of laminar and turbulent flows are investigated. The problems of determination of the speed and the kinematic viscosity of the ether on the basis of measured static and dynamic displacements of the interference fringes in a modified Hoek installation are solved.*