

В экспериментах [1] при очень малой скорости смачивания наблюдали так называемую первичную пленку, движущуюся впереди растекающейся жидкости. До сих пор это явление оставалось необъясненным [2]. Анализируя два профиля первичной пленки, приведенные на фиг. 4 работы [1], можно найти, что они в пределах ошибки опытов описываются кривыми $h = c(t)/(x - x_0)$, что соответствует (4.7). Для момента $t = 18$ ч после начала растекания из данных [1] найдем, что величина $c \sim 4 \cdot 10^{-8}$ см², при этом скорость $v \sim 5 \cdot 10^{-7}$ см. Если учесть значения $\mu = 0,27$ П, $\sigma = 27,6$ дин/см [1], то из (4.7) определим разумное значение $|A| \sim 10^{-13}$ эрг, которое согласуется с типичными значениями постоянной A [8]. При этом, согласно (4.6), величина $h_m \sim 10^{-5}$ см. Длина первичной пленки, определяемая условием $h_m > h > 10^{-6}$ см, равна $\sim 0,3$ см.

Поступила 14 IV 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Bascom W. D., Cottington R. L., Singlettery C. R. Dynamic surface phenomena in the spontaneous spreading of oils on solids.— In: Contact angles, wettability and adhesion. Amer. Chem. Soc., 1964.
2. Dussan V. E. B., Davis S. H. On the motion of a fluid-fluid interface along a solid surface.— «J. Fluid Mech.», 1974, vol. 65, pt 1.
3. Hansen R. J., Toong T. Y. Dynamic contact angle and its relationship to forces of hydrodynamic origin.— «J. Colloid and Interface Sci.», 1971, vol. 37, N 1.
4. Воинов О. В. Релаксация жидкого слоя под действием капиллярных сил.— ПМТФ, 1970, № 1.
5. Friz G. Über den dynamischen Randwinkel im Falle der vollständigen Benetzung.— «Z. Angew. Phys.», 1965, Bd 19, N. 4.
6. Железный Б. В. К гидродинамике наступающего мениска смачивающей жидкости.— «Докл. АН СССР», 1974, т. 219, № 1.
7. Huh C., Scriven L. E. Hydrodynamic model of steady movement of a solid/liquid/fluid contact line.— «J. Colloid and Interface Sci.», 1971, vol. 35, N 1.
8. Зонтар Г., Штрэнге К. Коагуляция и устойчивость дисперсных систем. Л., «Химия», 1973.
9. Архипов Р. Г. Неустойчивость течения сверхтекучей пленки.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, вып. 1.
10. Воинов О. В. К гидродинамическому описанию пленки простой жидкости.— «Журн. физ. химии», 1972, т. 46, вып. 2.

УДК 532.517.43

ЦИРКУЛЯЦИОННОЕ ТЕЧЕНИЕ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ ВБЛИЗИ СТЕНОК

И. А. Белов

(Ленинград)

1. Известно, что при течении ускоренных потоков вблизи неподвижных границ влияние вязкости на поле течения сказывается на весьма небольших расстояниях от границ рассматриваемой области. На значительной части области течение может быть принято идеальным, потенциальным или вихревым с интенсивностью вихря, определяемой условиями формирования потока вдали от границ области.

В декартовой системе координат xoy рассмотрим плоское потенциальное течение несжимаемой жидкости вблизи твердых стенок или плоскостей симметрии $x = 0$, $y = 0$ с точкой торможения потока $x = y = 0$. Пусть x_∞ и y_∞ — заданные сечения с фиксированными граничными условиями, подлежащими определению. Ищем решение для составляющих скорости потока в виде

$$(1.1) \quad v = -F(y)\Phi'(x), \quad u = F'(y)\Phi(x),$$

где v , u — составляющие скорости по нормали и по касательной к поверхности $y = 0$, отнесенные к характерной скорости на границе y_∞ . Очевидными граничными условиями для рассматриваемой задачи будут

$$(1.2) \quad v(x, 0) = 0, \quad F(0) = 0; \quad u(0, y) = 0; \quad \Phi(0) = 0.$$

Из (1.1) следует, что при граничных условиях (1.2) поток скорости через поверхность, ограничивающую рассматриваемую область, равен нулю при любых значениях функций F , Φ на границах y_∞ , x_∞ . Примем, что $\max|v(x, y_\infty)| = \max|u(x_\infty, y)|$. Отсюда, исключая условия $F(y_\infty) = \Phi(x_\infty) = 0$, дающие тривиальные решения, получим из (1.1)

$$(1.3) \quad \Phi(x_\infty) = F(y_\infty) \Phi'_m / F'_m,$$

где

$$\Phi'_m / F'_m = \text{const}, \quad (\Phi', F')_m = \max(\Phi', F').$$

Не теряя общности рассуждений, примем $x_\infty = y_\infty = 1$, где в качестве характерного размера использована длина стороны квадрата $x, y \in [0, 1]$. Условие отсутствия вихря в потоке записывается в виде

$$F\Phi(F''/F + \Phi''/\Phi) = 0.$$

Выделяя тривиальные решения $F = \Phi = 0$, получим

$$(1.4) \quad F''/F = -\Phi''/\Phi = C.$$

Для $C = 0$ из (1.4) следует известное решение для равномерного потока в окрестности точки торможения [1] $F = C_1 y$, $\Phi = C_2 x$; $v = -by$, $u = bx$, где $C_1 = F(1)$; $C_2 = \Phi(1)$; $b = C_1 C_2$ — градиент скорости в точке торможения.

Для $C < 0$ решения (1.4) имеют вид $F = C_1 \sin \sqrt{-C} y$, $\Phi = C_2 \text{sh} \sqrt{-C} x$, где $C_1 = F(1)/\sin \sqrt{-C}$; $C_2 = \Phi(1)/\text{sh} \sqrt{-C}$.

В этом случае из (1.3) получим следующее уравнение для определения значений $\sqrt{-C}$:

$$\sin \sqrt{-C} \cdot \text{ch} \sqrt{-C} x_m / (\text{sh} \sqrt{-C} \cdot \cos \sqrt{-C} y_m) = 1,$$

где x_m , y_m — сечения, в которых $\Phi' = \Phi'_m$, $F' = F'_m$ соответственно. Отметим, что корни данного уравнения совпадают по величине с корнями уравнения $\Phi'_m / F'_m = 1$ при $F(1) = \Phi(1)$. Приняв в дальнейшем $C_1 = a$, где $a = F(1) = \Phi(1)$, определим постоянные $\sqrt{-C}$ и C_2 как

$$\sqrt{-C} = (-1)^k (2k + 1)\pi/2, \quad C_2 = (-1)^k a / \text{sh}(2k + 1)\pi/2, \quad k = 0, 1, \dots,$$

которые с большой степенью точности удовлетворяют (1.3) для $k > 0$. Для выбранных величин $\sqrt{-C}$, C_1 , C_2 решения для F и Φ имеют вид

$$F = (-1)^k a \sin(2k + 1)(\pi/2)y, \quad \Phi = a \text{sh}(2k + 1)(\pi/2)x / \text{sh}(2k + 1)\pi/2.$$

Аналогичные выражения получаются для $C > 0$

$$F = a \text{sh}(2k + 1)(\pi/2)y / \text{sh}(2k + 1)\pi/2, \quad \Phi = (-1)^k a \sin(2k + 1)(\pi/2)x.$$

Функция тока рассматриваемого течения для $C \neq 0$ имеет вид

$$\psi = (-1)^k a^2 \operatorname{sh}(2k+1)(\pi/2)z \sin(2k+1)(\pi/2)\zeta / \operatorname{sh}(2k+1)\pi/2,$$

$$z = x, \zeta = y, C < 0; z = y, \zeta = x, C > 0.$$

Отметим, что суммы решений вышеуказанного типа для $C = 0$, $C \geq 0$ также являются решениями уравнения (1.4) при граничных условиях (1.2), (1.3). Исследуем частные решения (1.4) для $C \neq 0$. Граничные условия на поверхностях $x = y = 1$ для достаточно больших величин k в предположении $a^2 = a_k^2 = \operatorname{th}(2k+1) \frac{\pi}{2} / (2k+1) \frac{\pi}{2}$ для $C < 0$ имеют вид

$$v(x, 1) = -\operatorname{ch}(2k+1)(\pi/2)x / \operatorname{ch}(2k+1)\pi/2, u(x, 1) = 0,$$

$$v(1, y) = (-1)^{k+1} \sin(2k+1)(\pi/2)y,$$

$$u(1, y) = (-1)^k \operatorname{th}(2k+1)(\pi/2) \cos(2k+1)(\pi/2)y,$$

где максимальная скорость на границе $y = 1$ $v(1, 1) = 1$, а отношение $v(1, 1)$ к минимальной скорости на этой же границе $v(0, 1)$ равно $\operatorname{ch}(2k+1)\pi/2$. Аналогичные соотношения получаются для $C > 0$. Приняв то же значение для a^2 , что и в предыдущем случае, граничные условия на поверхностях $x = y = 1$ для достаточно больших величин k запишутся в виде

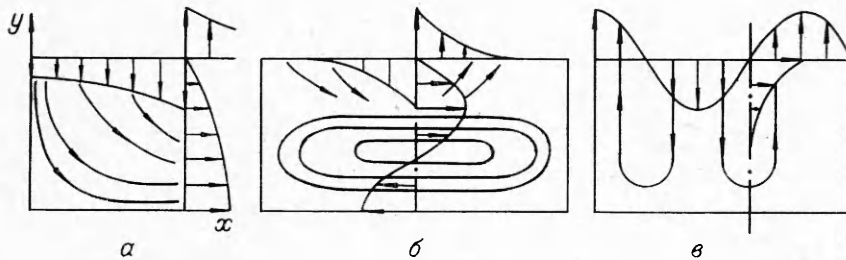
$$v(x, 1) = (-1)^{k+1} \operatorname{th}(2k+1)(\pi/2) \cos(2k+1)(\pi/2)x,$$

$$u(x, 1) = (-1)^k \sin(2k+1)(\pi/2)x, v(1, y) = 0,$$

$$u(1, y) = \operatorname{ch}(2k+1)(\pi/2)y / \operatorname{ch}(2k+1)\pi/2,$$

где максимальная скорость на границе $x = 1$ $u(1, 1) = 1$, а отношение $u(1, 1)$ к минимальной скорости на этой границе $u(1, 0)$ равно $\operatorname{ch}(2k+1)\pi/2$.

Из сравнения полученных решений следует, что при $C < 0$ скорости $v(x, 1)$, $u(x, 1)$, $u(1, y)$, $v(1, y)$ равны по модулю скоростям $u(1, y)$, $v(1, y)$, $v(x, 1)$, $u(x, 1)$ соответственно, т. е. решение для $C < 0$ в области $x, y \in [0, 1]$ сопрягается с решением для $C > 0$ в области $x \in [1, 2]$, $y \in [0, 1]$, а для $C > 0$ в области $x, y \in [0, 1]$ — с решением для $C < 0$ в области $x \in [1, 2]$, $y \in [0, 1]$. Возможность сопряжения решений обеспечивается выбором в качестве граничных условий на поверхностях $x = y = 1$ условий периодичности течения, появление которых вызвано расположенной вниз по потоку твердой стенкой или плоскостью симметрии (плоскостью взаимодействия двух потоков). Для области $x, y \in [0, 1]$ это будет плоскость $x = 2$; для области $x \in [1, 2]$, $y \in [0, 1]$ — плоскость $y = 2$ и т. д. При $a_0 \neq 0$, $a_k = 0$ ($k = 1, 2, \dots$) (фиг. 1, а) течение в рассматриваемой области осуществляется без формирования циркуляционных зон вблизи стенок, а при $a_0 = 0$, $a_k \neq 0$ ($k = 1, 2, \dots$) — с циркуляционными зонами (линии $\psi = 0$ пересекают-



Ф и г. 1

ся с поверхностями $x = y = 1$ в точках $x_0, y_0 = 2n/(2k + 1)$; $x_0, y_0 \leq 1$, $k = 1, 2, \dots, n = 1, 2, \dots, k$). Число циркуляционных зон соответствует выбранному значению k ; при $C < 0$, $k = 1$ (фиг. 1, б) для течения в области $x, y \in [0, 1]$ циркуляционная зона ориентирована вдоль стенки $y = 0$, при $C > 0$, $k = 1$ (фиг. 1, в) для течения в той же области — вдоль нормали к стенке $y = 0$.

2. Пусть вихрь в потоке идеальной жидкости в области $x, y \in [0, 1]$ не равен нулю. В данной постановке величина вихря определяется эффектами вязкости жидкости вне границ рассматриваемой области. Как и ранее для потенциального течения, приняв зависимости v, u вида (1.1), обеспечивающие выполнение теоремы Стокса, из уравнения переноса вихря получим

$$(2.1) \quad (FF''' - F'F'')/FF' = (\Phi\Phi''' - \Phi'\Phi'')/\Phi\Phi' = C.$$

Решения (2.1) при граничных условиях

$$(2.2) \quad F(0) = \Phi(0) = 0, F(1) = \Phi(1) = a, F'(1) = \Phi'(1) = d$$

исследовались в [2] для $C \leq 0$. Покажем, что в общем случае в дополнение к полученным в [2] решениям следует учесть решения, описывающие циркуляционные течения жидкости в рассматриваемой области. При $C = 0$ из (2.1) следует, что

$$\varphi'^2 = C_2 + C_1\varphi^2, C_2 = d^2 - C_1a^2, C_1 = \varphi''(1), \varphi \equiv F, \Phi.$$

При $P = C_1a^2/(C_1a^2 - d^2) \leq 0$ решение для φ имеет вид

$$(2.3) \quad \varphi/a = z, a = d, P = 0;$$

$$\varphi/a = \sqrt{(C_1a^2 - d^2)/C_1a^2} \cdot \sin \sqrt{-C_1}z, P > 0;$$

$$\varphi/a = \sqrt{(C_1a^2 - d^2)/C_1a^2} \cdot \text{sh} \sqrt{C_1}z, P < 0, z \equiv x, y,$$

т. е. при $C_1 \leq 0$, $P > 0$ имеем неограниченное количество действительных решений для φ , а при $C_1 \geq 0$, $P < 0$ бесконечное число действительных решений достигается лишь при $d^2 \geq C_1a^2$. Величина C_1 зависит от отношения $d/a = \varphi'(1)/\varphi(1)$ и для условий (2.2) определяется из

$$(2.4) \quad d^2 = -C_1a^2 \text{ctg}^2 \sqrt{-C_1}, P > 0,$$

$$d^2 = C_1a^2 \text{cth}^2 \sqrt{C_1}, P < 0.$$

Если $\varphi'(1) = d$ принять равной нулю, тогда при $P > 0$ для отрицательных величин C_1 корни уравнения (2.4) будут $\sqrt{-C_1} = (-1)^k(2k + 1)\pi/2$, $k = 0, 1, \dots$; при $P < 0$, $d = 0$ действительных корней $\sqrt{C_1}$ уравнения (2.4) на положительной части числовой оси нет. При $d/a = 1$ $\sqrt{-C_1} = 0$; 4,4934; 7,7253; 10,9041; 14,0662 и т. д., а $\sqrt{C_1} = 0$. При $C_1 = 0$ решение (2.4) дает $d/a = 1$, что соответствует разобранным выше случаю течения потенциального потока в окрестности точки торможения.

При $d^2 < C_1a^2$ имеем комплексное решение для φ . Полагая $\sqrt{C_1} = p + iq$, из (2.4) получим два действительных уравнения относительно p и q

$$(2.5) \quad p \text{cth} p + p \text{th} p = q \text{tg} q - q \text{ctg} q = C_3,$$

где C_3 — некоторая постоянная, определяющая для каждой пары корней (p, q) величину отношения d/a .

Из (2.5) видно, что для k различных значений числа q соответствует одно из значений числа p . Для больших величин p постоянная $C_3 \rightarrow 2p$,

а $q \rightarrow (2k + 1)\pi/2$, $k = 0, 1, \dots$. Перепишем (2.5) в виде

$$\operatorname{th}^2 p = -\frac{d/a + q/\operatorname{tg} q}{d/a + q \operatorname{tg} q} (d/a > 0); \operatorname{th}^2 p = \frac{d/a - q/\operatorname{tg} q}{q \operatorname{tg} q - d/a} (d/a < 0).$$

Из последних соотношений следует, что имеются решения (p, q) для $d/a \leq 0$, $\operatorname{tg} q < 0$ с q , взятой из диапазона:

$$\mp(d/a)/\operatorname{tg} q < q < \mp(d/a) \operatorname{tg} q; \mp(d/a) \operatorname{tg} q < q < \mp(d/a)/\operatorname{tg} q.$$

При $d/a = \pm 1$ $\pi/2 < q < 2$; $3\pi/2 < q < 4,9$; $2,8 < q < \pi$; $6,12 < q < 2\pi$ и т. д. Так как $0 \leq p < \infty$, определим границы по d/a существования комплексных решений для φ . При $p \rightarrow \infty$ $d/a = +q(\operatorname{tg}^2 q + 1)/(2 \operatorname{tg} q)$; при $p = 0$ $d/a = +q/\operatorname{tg} q$. Если принять $q = 0$, тогда при $p \rightarrow \infty$ $d/a = \pm 0,5$; $p = 0$ $d/a = \pm 1$. Последний предел соответствует $C_1 = 0$, и, следовательно, условие $d^2/a^2 < C_1$ существования комплексных решений (2.3) нарушается. Можно получить, что в этом случае величина p находится в диапазоне $0,725 \leq p < \infty$.

Решение для φ при $\sqrt{C_1} = p + iq$ имеет вид

$$\varphi/a = [(Ap + Bq) + i(Bp - Aq)] \operatorname{sh} pz \cos qz + [(Aq - Bp) + i(Ap + Bq)] \operatorname{ch} pz \sin qz,$$

где

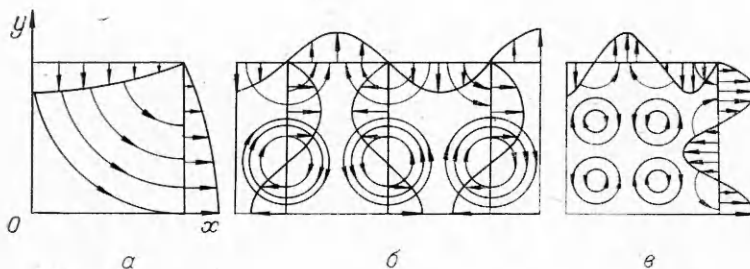
$$A = \frac{(\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2})^{1/2}}{(p^2 - q^2) \sqrt{2}}; B = \frac{(-\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2})^{1/2}}{(p^2 - q^2) \sqrt{2}},$$

$$\alpha = d^2/a^2 - p^2 + q^2, \beta = -2pq.$$

Отметим, что как и для потенциального течения, суммы рассмотренных решений при действительных $C_1 \geq 0$, $C_1 = 0$ и комплексных значениях C_1 являются решениями уравнения (2.3) при граничных условиях (2.2). Исследуем частные решения (2.3). Приняв $a^2 = \sin^2 \sqrt{-C_1}/\sqrt{-C_1}$, для $C_1 < 0$ получим

$$v = -\sin \sqrt{-C_1} y \cos \sqrt{-C_1} x, u = \sin \sqrt{-C_1} x \cos \sqrt{-C_1} y,$$

где $C_1 = C_1(a, d)$ находится из (2.4). Если $d = 0$, то $\sqrt{-C_1} = (-1)^k(2k + 1)\pi/2$, $k = 0, 1, \dots$, и тогда для различных k течение в рассматриваемой области $x, y \in [0, 1]$ представляет собой течение при развороте на прямой угол неравномерного потока, ориентированного по нормали к плоскости $y = 0$ без формирования циркуляционных зон ($k = 0$, фиг. 2, а) и с циркуляционными зонами ($k = 1$, фиг. 2, б; $k = 2$, фиг. 2, в). Появление циркуляционных зон в пределах рассматриваемой области, как и для потенциального течения, обусловлено условиями периодичности течения на границах $x = y = 1$. Число циркуляционных зон (вихрей) и расстояние между центрами соседних вихрей равно k^2 и $2/(2k + 1)$



Ф и г. 2

соответственно; расстояние между плоскостями $x, y = 0$ и центром ближайшего к точке торможения вихря равно $x, y = 1/(2k + 1)$.

Для $C_1 > 0$, $d^2 > C_1 a^2$, приняв $a^2 = \text{sh}^2 \sqrt{C_1}/\sqrt{C_1}$, получим

$$v = -\text{sh} \sqrt{C_1} y \text{ch} \sqrt{C_1} x, \quad u = \text{ch} \sqrt{C_1} y \text{sh} \sqrt{C_1} x,$$

где $C_1 = C_1(a, d)$ находится из (2.4).

Данное решение описывает течение при развороте на прямой угол неравномерного потока с заданным законом закрутки потока в сечениях $x = y = 1$ в плоскости течения.

Для $d^2 < C_1 a^2$, приняв $a^2 = (p^2 - q^2)/(p^2 + q^2)$, получим

$$\text{Re}(v) = \text{ch} py \text{ch} px \cos qy \cos qx [\text{tg} qx \text{th} px (M \text{tg} qy - \\ - N \text{th} py) - (M \text{th} py + N \text{tg} qy)];$$

$$\text{Re}(u) = \text{ch} py \text{ch} px \cos qy \cos qx [\text{tg} qy \text{th} py (N \text{th} px - M \text{tg} qx) + \\ + (M \text{th} px + N \text{tg} qx)],$$

где p, q находятся из (2.5); $M = p \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} + \beta q$;

$$N = q \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} - \beta p, \quad \alpha = d^2(p^2 + q^2)/(p^2 - q^2)^2 - p^2 + q^2, \\ \beta = -2pq.$$

Данное решение является промежуточным между полученными решениями для $C_1 < 0$ и $C_1 > 0$. Из приведенных соотношений для v и u видно, что при $p = 0$ комплексное решение (2.3) имеет тот же вид, что и действительное решение для $C_1 < 0$; при $q \rightarrow (2k + 1)\pi/2$ ($k = 0, 1, \dots$) решение (2.3) переходит в действительное решение для $C_1 > 0$.

3. Полученные решения представляют течения идеальной жидкости вблизи преграды, которые требуют для практического осуществления соответствующей организации потока, включая выполнение условий по завихренности, на заданном расстоянии от преграды. Значительный интерес представляют циркуляционные течения. Физическими аналогами полученных решений в этом случае служат течения вблизи преграды с выступающими разделительными перегородками (течения в импакторах), течения, возникающие в вентиляционных системах, в пластинчатых теплообменниках и подобных конструкциях. Такого же типа течения возникают при взаимодействии с преградой ряда дискретных струй, когда поток повторно тормозится на неподвижных поверхностях, параллельных преграде, как, например, при струйном охлаждении внутренних полостей лопаток турбин или при движении жидкости под корпусом летательных аппаратов вертикального взлета и посадки и аппаратов на воздушной подушке.

Отметим некоторые особенности полученных решений применительно к последней проблеме.

Для потенциального течения выбор значения параметра C в уравнениях (1.4), а следовательно, и типа граничных условий на поверхностях $x = y = 1$ определяет величину отношения максимальной и минимальной скорости потока на этих поверхностях. Приняв максимальное значение скорости за единицу, получим, что для $C < 0$ ($k = 1, 2, \dots$) это отношение $v(1,1)/v(0,1)$ равно $\text{ch}(3\pi/2)$, $\text{ch}(5\pi/2)$ и т. д. Таким образом, для возникновения k циркуляционных зон у поверхности преграды в этом случае необходимо создать поток, натекающий на преграду, с периферийным максимумом скорости, $v(1,1)$, превышающим в $\text{ch}(2k + 1)(\pi/2)/\text{ch}(\pi/2)$ раз максимальную скорость во внешнем потоке, когда движение вдоль преграды осуществляется без формирования циркуляционных зон (для $a_0 \neq 0$, $a_k = 0$ ($k = 1, 2, \dots$)) отношение $v(1,1)/v(0,1) \simeq$

$\simeq \text{ch}(\pi/2)$). Профиль скорости с периферийным максимумом является типичным профилем, возникающим на срезе сопла при взаимодействии струи с преградой в пределах начального участка струи. Применение дискретных струй при малых удалениях среза сопла от преграды и при отношении максимальной и минимальной скорости на срезе сопла порядка $\text{ch}(3\pi/2)$ может, как следует из настоящего анализа, привести к развитому циркуляционному движению жидкости под поверхностью среза сопла.

Как и для потенциального потока, вихревое течение вблизи преграды определяется типом граничных условий на поверхностях $x = y = 1$ и, как следует из настоящего анализа, зависит от выбора значения параметра C_1 в уравнениях (2.3), характеризующего интенсивность вихря во внешнем потоке. Используя полученные решения для периодических условий на поверхностях $x = (2k + 1)$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) для описания течения, реализующегося при натекании по нормали к преграде ряда параллельных струй, получим, что для потока в сечении $y = 1$ с нулевой составляющей скорости в направлении преграды ($d = 0$) при $C = 0$, $C_1 < 0$ интенсивность вихря на поверхности $y = 1$ равна $\Omega(x, 1) = 2 \sqrt{-C_1} \sin \sqrt{-C_1} x$, где $\sqrt{-C_1} = (-1)^k (2k + 1)\pi/2$. С увеличением k максимальная величина $\Omega(x, 1)$ увеличивается в $(2k + 1)$ раз по сравнению с потенциальным течением. Выбор достаточно большого числа вихрей в этом случае позволяет представить течение в рассматриваемой области как некоторое модельное «турбулентное» течение, состоящее из системы вихревых частиц. Можно отметить, что система из k^2 вихрей при $C = d = 0$, $C_1 < 0$ использовалась в [3] для имитации турбулентности свободного потока при обтекании пластинки в продольном направлении.

Поступила 6 IV 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
2. Белов И. А. Об одном классе решений для потока в окрестности точки торможения. — ПМТФ, 1975, № 3, с. 52.
3. Rogler H. L. The interaction between vortex-array representations of freestream turbulence and impermeable bodies. AIAA paper, 1975, N 75-446.

УДК 532.513.1

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРОСТРЕМИТЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА РЕЙНЕРА В ЖИДКОСТЯХ

А. А. Шарц

(Москва)

Эффект Рейнера [1, 2] состоит в возникновении избыточного давления в зазоре между двумя параллельными соосными дисками, один из которых вращается, а другой неподвижен при условии, что зазор достаточно мал и скорость вращения достаточно большая. Это явление представляет особый интерес, потому что его изучение позволяет экс-