произвол в выборе параметров вихревых колец и связанный с этим произвол в величине их самоиндуцированной скорости.

Динамическое уравнение (9) может служить как для построения аналогичных численных алгоритмов расчета течений идеальной жидкости, свободных от отмеченных ограничений, так и для их обобщения на случай неоднородной жидкости. Гамильтоновость уравнения (9) означает, что фазовый объем и другие интегральные инварианты Пуанкаре сохраняются во времени. Это свойство позволяет построить статистическую механику жидкости и может быть полезным при исследовании устойчивости решений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Гончаров В. П., Красильников В. А., Павлов В. И.** К теории волновых взаимодействий в стратифицированных средах.—Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1976, т. 12, № 11.
2. **Воронович А. Г.** Гамильтоновский формализм для внутренних волн в океане.— Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1979, т. 15, № 1.
3. **Моисеев С. С., Сагдеев Р. З. и др.** Об интегралах вмороженности и лагранжевых инвариантах в гидродинамических моделях.— ЖЭТФ, 1982, т. 83, вып. 1.
4. **Kuz'min G. A.** Ideal incompressible hydrodynamics in terms of the vortex momentum density.— Phys. Lett. A, 1983, vol. 96, N 2.
5. **Ламб Г.** Гидродинамика. М.: ОНТИ, 1947.
6. **Бэтчелор Дж.** Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.
7. **Ле Блон П., Майсек Л.** Волны в океане М.: Мир, 1981.
8. **Моффат Г.** Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир, 1980.
9. **Phillips H. B.** Vector analysis. N. Y.: Wiley, 1933.
10. **Захаров В. Е., Кузнецов Е. А.** Гамильтоновский формализм для систем гидродинамического типа. Препринт ИАЭ СО АН СССР, № 186,Новосибирск, 1982.
11. **Серрин Дж.** Математические основы классической механики жидкости. М.: ИЛ, 1963.
12. **Lynden-Bell D., Katz J.** A Lagrangian for Eulerian fluid mechanics.— Proc. Roy. Soc. London, 1982, vol. A 381, N 1781.
13. **Kuznetsov E. A., Mikhailov A. V.** On topological meaning of canonical Clebsch variables.— Phys. Lett. A, 1980, vol. 77, № 1.
14. **Morrison P., Greene J. M.** Noncanonical Hamiltonian density formulation of hydrodynamics and ideal magnetohydrodynamics.— Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 45, N 10.
15. **Новиков Е. А.** Статистическая необратимость и передача энергии по спектру.— В кн.: Турбулентные течения. М.: Наука, 1974.
16. **Яненко П. Н., Веретенцев А. Н., Григорьев Ю. Н.** Гамильтонов формализм для пространственной системы малых вихрей в идеальной жидкости.— ЧММСС, 1979, т. 10, вып. 5.
17. **Григорьев Ю. Н., Левинский В. Б., Яненко Н. Н.** Гамильтоновы вихревые модели в теории турбулентности.— ЧММСС, 1982, т. 13, вып. 3.
18. **Roberts P. H.** A Hamiltonian theory for weakly interacting vortices.— Mathematika, 1972, vol. 19, N 1.

Поступила 10/VI 1983 г.

УДК 532.516

ПРИМЕР ОБТЕКАНИЯ САМОДВИЖУЩЕГОСЯ ТЕЛА ОСЕСИММЕТРИЧНЫМ ПОТОКОМ ЖИДКОСТИ

В. Л. Сенницкий

(*Новосибирск*)

В [1] рассмотрена плоская задача о стационарном обтекании потоком вязкой несжимаемой жидкости самодвижущегося цилиндрического тела — кругового цилиндра, движущаяся граница которого является движителем. В данной работе изучается осесимметричная задача о стационарном обтекании потоком вязкой несжимаемой жидкости самодвижущегося шара. Нормальная компонента вектора скорости течения распределена на поверхности шара так, что поток массы и полный поток импульса жидкости через эту поверхность равны нулю. При малых числах Рейнольдса получена, в частности, асимптотическая формула, согласно которой возмущение скорости течения в следе за рассматриваемым телом с увеличением расстояния стремится к нулю по закону X^{-2}, т. е. значительно быстрее, чем в стационарном осесимметричном следе за телом, передающим жидкости в единицу времени отличный от нуля импульс. В последнем случае, как известно [2], возмущение скорости течения стремится к нулю по закону X^{-1}.

Пусть X, Y, Z — прямоугольные координаты; a — радиус шара; $x = X/a$, $y = Y/a$, $z = Z/a$; $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$, $\mathbf{k}$ — единичные векторы, направления которых совпадают с направлениями осей x, y, z; $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$; θ — угол между векторами $\mathbf{i}$ и $x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$; λ — угол между векторами $\mathbf{j}$ и $y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$; $\mathbf{V}$ — скорость течения жидкости; $\mathbf{V}_\infty = V_\infty \mathbf{i}$ — скорость течения на бесконечности ($V_\infty > 0$); $\mathbf{u} = \mathbf{V}/V_\infty$; u_r, u_θ, u_λ — соответственно r-, θ- и λ-компоненты вектора $\mathbf{u}$; P — давление; P_∞ — давление на бесконечности; σ — плотность жидкости; $p = (P - P_\infty)/(\sigma V_\infty^2)$; ν — кинематический коэффициент вязкости; $\mathrm{Re} = aV_\infty/\nu$ — число Рейнольдса; ε — некоторая безразмерная величина, не зависящая от координат; f — функция от θ, определенная на промежутке $[0, \pi]$; $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$; $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$.

В принятых здесь обозначениях уравнения Навье — Стокса и непрерывности и условия, которым должны удовлетворять безразмерные скорость течения и давление, имеют следующий вид:

(1) $$(\mathbf{u}\cdot\nabla)\,\mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{\mathrm{Re}}\Delta\mathbf{u};$$

(2) $$\nabla\cdot\mathbf{u} = 0;$$

(3) $$u_r = \varepsilon f,\ u_\theta = 0,\ u_\lambda = 0 \quad \text{при } r = 1;$$

(4) $$\mathbf{u} \to \mathbf{i},\ p \to 0 \quad \text{при } r \to \infty.$$

Течение жидкости предполагается симметричным относительно оси x. Это означает, что u_r, u_θ, p не зависят от λ, и $u_\lambda \equiv 0$ (ввиду чего последнее из условий (3) является выполненным). Вследствие указанной симметричности течения равны нулю y- и z-компоненты вектора $\mathbf{S}$ полного потока импульса жидкости через поверхность шара. Таким образом, $\mathbf{S} = S\mathbf{i}$. С учетом стационарности данного течения нетрудно показать, что

(5) $$S/(\sigma a^2 V_\infty^2) = 2\pi r^2 \int_0^\pi \bigl[(u_r\cos\theta - u_\theta\sin\theta)\,u_r + \bigl(p - 2\mathrm{Re}^{-1}\partial u_r/\partial r\bigr)\cos\theta + \mathrm{Re}^{-1}\bigl(r^{-1}\partial u_r/\partial\theta + \partial u_\theta/\partial r - r^{-1}u_\theta\bigr)\sin\theta\bigr]\sin\theta\, d\theta.$$

Согласно (1)—(5), при заданной зависимости f от θ $S/(\sigma a^2 V_\infty^2)$ является функцией от ε и Re. В данной работе предполагается, что распределение u_r на сфере $r = 1$ таково, что

(6) $$S = 0,$$

и что равенством (6) (при заданной зависимости f от θ) ε определяется как функция от Re. Кроме того, предполагается, что равен нулю поток массы жидкости через поверхность шара. В соответствии с этим функция $f(\theta)$ удовлетворяет условию

(7) $$\int_0^\pi f(\theta)\sin\theta\, d\theta = 0.$$

Ниже задача (1)—(4) рассматривается при малых числах Рейнольдса. Предположим, что при $\mathrm{Re} \to 0$

(8) $$\mathbf{u}(r, \theta, \mathrm{Re}) \sim \mathbf{u}_0(r, \theta) + \sum_{m=1}^{\infty} \mathbf{u}_m(r, \theta)\, g_m(\mathrm{Re});$$

(9) $$p(r, \theta, \mathrm{Re}) \sim p_0(r, \theta)\,\mathrm{Re}^{-1} + \sum_{m=1}^{\infty} p_m(r, \theta)\,\mathrm{Re}^{-1} g_m(\mathrm{Re}),$$

где $g_m(\mathrm{Re})$ — функции, удовлетворяющие условиям

$$\lim_{\mathrm{Re}\to 0} g_1 = 0, \quad \lim_{\mathrm{Re}\to 0} \frac{g_{m+1}}{g_m} = 0.$$

Отметим, что λ-компоненты векторов $\mathbf{u}_n$ $(n = 0, 1, \ldots)$ равны нулю. Асимптотические разложения, полученные при $\mathrm{Re} \to 0$ и постоянных r, θ, будем называть внутренними. Разложим при $\mathrm{Re} \to 0$ функцию $\varepsilon\,(\mathrm{Re})$ в следующий асимптотический ряд:

$$\varepsilon\,(\mathrm{Re}) \sim \varepsilon_0 + \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_m g_m\,(\mathrm{Re}). \tag{10}$$

Используя (1)—(4), (8)—(10), определим задачу нулевого приближения:

$$\nabla p_0 = \Delta \mathbf{u}_0; \tag{11}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_0 = 0; \tag{12}$$

$$u_{0r} = \varepsilon_0 f,\ u_{0\theta} = 0 \qquad \text{при } r = 1; \tag{13}$$

$$u_{0r} \to \cos\theta,\ u_{0\theta} \to -\sin\theta,\ p_0 \to 0 \qquad \text{при } r \to \infty. \tag{14}$$

Здесь u_{0r}, $u_{0\theta}$ — соответственно r- и θ-компоненты вектора $\mathbf{u}_0$.

Предположим, что

$$f = \sum_{m=0}^{\infty} f_m P_m\,(\cos\theta), \tag{15}$$

где f_m — постоянные, $f_1 \neq 0$; P_m — полиномы Лежандра. В соответствии с условием (7) будем иметь

$$f_0 = 0. \tag{16}$$

Подставим в выражение (5) для $S/(\sigma a^2 V_\infty^2)$ вместо u_r, u_θ, p их внутренние разложения. Используя полученное в результате этого выражение, найдем

$$S/(\sigma a^2 V_\infty^2) \sim s_{-1}\mathrm{Re}^{-1} + s_0 + s_0' \mathrm{Re}^{-1} g_1\,(\mathrm{Re}) + \ldots \text{ при } \mathrm{Re} \to 0. \tag{17}$$

Здесь, в частности,

$$s_{-1} = 2\pi r^2 \int_0^{\pi} \left[(p_0 - 2\partial u_{0r}/\partial r)\cos\theta + \left(r^{-1}\partial u_{0r}/\partial\theta + \partial u_{0\theta}/\partial r - r^{-1}u_{0\theta}\right)\sin\theta\right] \times$$
$$\times \sin\theta\, d\theta.$$

Ввиду того, что $S = 0$, должны быть равны нулю и все члены разложения (17). Используя (11)—(16) и условие равенства нулю главного члена разложения (17) и проделав несложные вычисления, получим

$$\varepsilon_0 = 3/f_1; \tag{18}$$

$$p_0 = \frac{3}{f_1} \sum_{m=2}^{\infty} \frac{m\,(2m-1)}{m+1} f_m r^{-m-1} P_m\,(\cos\theta); \tag{19}$$

$$u_{0r} = \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial\psi_0}{\partial\theta}, \quad u_{0\theta} = -\frac{1}{r\sin\theta} \frac{\partial\psi_0}{\partial r}, \tag{20}$$

где $\psi_0 = -\left(r^2 + 2r^{-1}\right) \int\limits_{-1}^{\cos\theta} P_1\,(\xi)\, d\xi - \frac{3}{2f_1} \sum\limits_{m=2}^{\infty} f_m \left[m r^{2-m} + \right.$

$$\left. + (2-m)\, r^{-m}\right] \int_{-1}^{\cos\theta} P_m\,(\xi)\, d\xi.$$

Область применимости решения (19), (20) определяется условием малости конвективных членов по сравнению с вязкостными членами в уравнениях движения жидкости. Оценив их величины с помощью (20), можно показать, что это условие не выполняется при $\mathrm{Re}\, r \geqslant 1$. Поэтому ниже наряду с внутренними разложениями (8), (9) рассматриваются также некоторые внешние разложения $\mathbf{u}$, p. Члены этих разложений определенным образом (в соответствии с принципом асимптотического сращивания [3]) согласуются с членами разложений (8), (9). Отметим, что условия (14) совпадают с условиями согласования главных членов внутренних разложений u_r, u_θ, p с членами порядка единицы их внешних разложений.

Перепишем уравнения (1), (2) и условия (3), (4) для u_r, u_θ, p следующим образом:

$$(\mathbf{u}\cdot\widehat{\nabla})\mathbf{u} = -\widehat{\nabla}p + \widehat{\Delta}\mathbf{u}; \tag{21}$$

$$\widehat{\nabla}\cdot\mathbf{u} = 0; \tag{22}$$

$$u_r = \varepsilon f,\ u_\theta = 0 \qquad \text{при } \rho = \mathrm{Re}; \tag{23}$$

$$u_r \to \cos\theta,\ u_\theta \to -\sin\theta,\ p \to 0 \qquad \text{при } \rho \to \infty. \tag{24}$$

Здесь $\widehat{\nabla} = (\partial/\partial\widehat{x},\ \partial/\partial\widehat{y},\ \partial/\partial\widehat{z})$; $\widehat{\Delta} = \partial^2/\partial\widehat{x}^2 + \partial^2/\partial\widehat{y}^2 + \partial^2/\partial\widehat{z}^2$; $\widehat{x} = \mathrm{Re}\, x$, $\widehat{y} = \mathrm{Re}\, y$, $\widehat{z} = \mathrm{Re}\, z$; $\rho = \mathrm{Re}\, r$. Предположим, что при $\mathrm{Re} \to 0$

$$\mathbf{u}(\rho/\mathrm{Re},\ \theta,\ \mathrm{Re}) \sim \mathbf{i} + \sum_{m=1}^{\infty} \mathbf{u}^{(m)}(\rho,\ \theta)\, h_m(\mathrm{Re}); \tag{25}$$

$$p(\rho/\mathrm{Re},\ \theta,\ \mathrm{Re}) \sim \sum_{m=1}^{\infty} p^{(m)}(\rho,\ \theta)\, h_m(\mathrm{Re}), \tag{26}$$

где $h_m(\mathrm{Re})$ — функции, удовлетворяющие условиям

$$\lim_{\mathrm{Re}\to 0} h_1 = 0,\ \lim_{\mathrm{Re}\to 0} \frac{h_{m+1}}{h_m} = 0.$$

Отметим, что λ-компоненты векторов $\mathbf{u}^{(m)}$ равны нулю. Асимптотические разложения, полученные при $\mathrm{Re} \to 0$ и постоянных ρ, θ, будем называть внешними. Используя (21), (22), (24)—(26), получим

$$\frac{\partial \mathbf{u}^{(1)}}{\partial \widehat{x}} = -\widehat{\nabla}p^{(1)} + \widehat{\Delta}\mathbf{u}^{(1)}; \tag{27}$$

$$\widehat{\nabla}\cdot\mathbf{u}^{(1)} = 0; \tag{28}$$

$$u_r^{(1)} \to 0,\ u_\theta^{(1)} \to 0,\ p^{(1)} \to 0 \qquad \text{при} \qquad \rho \to \infty, \tag{29}$$

где $u_r^{(1)}$, $u_\theta^{(1)}$ — соответственно r- и θ-компоненты вектора $\mathbf{u}^{(1)}$. Отметим, что граничные условия (23) не могут быть использованы для получения условий, которым должны удовлетворять r- и θ-компоненты векторов $\mathbf{u}^{(m)}$ $(m = 1, 2, \ldots)$, так как внешние разложения производятся при постоянных ρ, θ и $\mathrm{Re} \to 0$, а в (23) $\rho = \mathrm{Re}$, и поэтому ρ не может оставаться постоянным при $\mathrm{Re} \to 0$.

Уравнения (27), (28) имеют решения следующего вида [4]:

$$u_r^{(1)} = \frac{\partial\varphi}{\partial\rho} + \frac{\partial\chi}{\partial\rho} - \chi\cos\theta; \tag{30}$$

$$u_\theta^{(1)} = \rho^{-1}\frac{\partial\varphi}{\partial\theta} + \rho^{-1}\frac{\partial\chi}{\partial\theta} + \chi\sin\theta; \tag{31}$$

$$p^{(1)} = \rho^{-1}\frac{\partial\varphi}{\partial\theta}\sin\theta - \frac{\partial\varphi}{\partial\rho}\cos\theta, \tag{32}$$

где $\varphi(\rho,\ \theta)$, $\chi(\rho,\ \theta)$ — функции, удовлетворяющие уравнениям

$$\widehat{\Delta}\varphi = 0; \tag{33}$$

$$\partial\chi/\partial\widehat{x} = \widehat{\Delta}\chi. \tag{34}$$

Решая уравнения (33), (34) и используя (29)—(32), получим

$$\varphi = \sum_{m=0}^{\infty} a_m \rho^{-m-1} P_m(\cos\theta); \tag{35}$$

$$(36)\qquad \chi = \rho^{-\frac{1}{2}} e^{\frac{1}{2}\rho\cos\theta} \sum_{m=0}^{\infty} A_m K_{m+\frac{1}{2}}(\rho/2) P_m(\cos\theta),$$

где a_m, A_m — постоянные; $K_{m+1/2}$ — функции Макдональда.

Пусть коэффициент f_2 в разложении (15) отличен от нуля. Тогда внешние разложения $\mathbf{u}_0 - \mathbf{i}$ и $\mathrm{Re}^{-1}p_0$ начинаются с членов порядка Re^2. В соответствии с этим положим $h_1(\mathrm{Re}) = \mathrm{Re}^2$. Заменим в выражении (5) для $S/(\sigma a^2 V_\infty^2)$ r на ρ/Re. Используя полученное в результате этого выражение и (25), (26), найдем

$$(37)\qquad S/(\sigma a^2 V_\infty^2) \sim \hat{s}_0 + \hat{s}_1 \mathrm{Re}^2 + \hat{s}_1' \mathrm{Re}^{-2} h_2(\mathrm{Re}) + \ldots \text{ при } \mathrm{Re} \to 0.$$

Здесь, в частности,

$$\hat{s}_0 = 2\pi\rho^2 \int_0^\pi \left[\frac{1}{2} u_r^{(1)}(3 + \cos 2\theta) - \frac{1}{2} u_\theta^{(1)} \sin 2\theta + \left(p^{(1)} - 2\partial u_r^{(1)}/\partial\rho\right)\cos\theta + \right.$$
$$\left. + \left(\rho^{-1}\partial u_r^{(1)}/\partial\theta + \partial u_\theta^{(1)}/\partial\rho - \rho^{-1}u_\theta^{(1)}\right)\sin\theta\right] \sin\theta\, d\theta.$$

Ввиду того, что $S = 0$, все члены разложения (37) также должны быть равны нулю.

Для нахождения $u_r^{(1)}$, $u_\theta^{(1)}$, $p^{(1)}$ необходимо определить постоянные a_m, A_m $(m = 0, 1, \ldots)$ в выражениях (35), (36) для φ и χ. Эти постоянные должны удовлетворять условию равенства нулю главного члена разложения (37) и условиям согласования

$$E_{\mathrm{Re}^2} I_1 u_r = I_1 E_{\mathrm{Re}^2} u_r, \quad E_{\mathrm{Re}^2} I_1 u_\theta = I_1 E_{\mathrm{Re}^2} u_\theta,$$
$$E_{\mathrm{Re}^2} I_{\mathrm{Re}^{-1}} p = I_{\mathrm{Re}^{-1}} E_{\mathrm{Re}^2} p,$$

где $I_{\mathrm{Re}^{-1}}$, I_1, E_{Re^2} — операторы внутренних и внешних разложений, определенные так, как указано в [1]. Перечисленные условия выполняются при

$$(38)\qquad a_0 = 0,\ a_1 = 3f_2/f_1,$$
$$A_0 = 3f_2/(2\pi^{1/2}f_1),\ A_1 = -3f_2/(2\pi^{1/2}f_1),$$
$$a_k = 0,\ A_k = 0\ (k = 2, 3, \ldots).$$

Таким образом, согласно (30)—(32), (35), (36), (38), $u_r^{(1)}$, $u_\theta^{(1)}$, $p^{(1)}$ имеют следующий вид:

$$u_r^{(1)} = \frac{3f_2}{8f_1\rho} e^{\frac{1}{2}\rho(\cos\theta - 1)} \{\cos 2\theta - 1 + 2\rho^{-1}(\cos 2\theta + 4\cos\theta - 1) + 16\rho^{-2}\cos\theta\} -$$
$$- \frac{6f_2}{f_1\rho^3}\cos\theta,$$

$$u_\theta^{(1)} = \frac{3f_2}{4f_1\rho} e^{\frac{1}{2}\rho(\cos\theta - 1)} \{(1 + 2\rho^{-1})(1 - \cos\theta) + 4\rho^{-2}\}\sin\theta -$$
$$- \frac{3f_2}{f_1\rho^3}\sin\theta, \quad p^{(1)} = \frac{3f_2}{2f_1\rho^3}(3\cos 2\theta + 1).$$

Применяя метод аддитивного составления [3], найдем для u_r, u_θ, p приближенные составные выражения, пригодные во всей области течения:

$$u_r \approx (I_1 + E_{\mathrm{Re}^2} - I_1 E_{\mathrm{Re}^2}) u_r = u_{0r} + \mathrm{Re}^2 u_r^{(1)} - \frac{3f_2}{4f_1 r^2}(3\cos 2\theta + 1),$$

$$u_\theta \approx (I_1 + E_{\mathrm{Re}^2} - I_1 E_{\mathrm{Re}^2}) u_\theta = u_{0\theta} + \mathrm{Re}^2 u_\theta^{(1)},$$

$$p \approx (I_{\mathrm{Re}^{-1}} + E_{\mathrm{Re}^2} - I_{\mathrm{Re}^{-1}} E_{\mathrm{Re}^2})\, p = \mathrm{Re}^{-1} p_0.$$

Рассмотрим вопрос об асимптотическом поведении скорости течения на больших расстояниях от шара (при малых Re). Перейдем в составных выражениях для u_r, u_θ к координатам ρ, θ. Для любого положительного, не превышающего π числа δ при $\rho \to \infty$, $\delta \leqslant \theta \leqslant \pi$ и постоянном Re будем иметь

$$u_r \sim \cos\theta + O(\rho^{-3}),\quad u_\theta \sim -\sin\theta + O(\rho^{-3}).$$

Значительно медленнее возмущение скорости течения с увеличением расстояния стремится к нулю на параболоидах $(\hat{y}^2 + \hat{z}^2)/\hat{x} = \mathrm{const}$ $(\hat{x} > 0)$, в следе за телом. Перейдем в составных выражениях для u_r, u_θ к координатам $\hat{x}$, $(\hat{y}^2 + \hat{z}^2)/\hat{x}$. Произведем разложение полученных в результате этого выражений при $\hat{x} \to +\infty$ и постоянных $(\hat{y}^2 + \hat{z}^2)/\hat{x}$, Re с точностью до членов, малых по сравнению с $\hat{x}^{-2}$. Переходя затем к размерным величинам и векторной форме записи, найдем

$$\mathbf{V} \sim \mathbf{V}_\infty \left\{1 + \frac{3f_2 a^2}{f_1 X^2}\left(1 - V_\infty \frac{Y^2 + Z^2}{4\nu X}\right) e^{-V_\infty \frac{Y^2+Z^2}{4\nu X}}\right\}.$$

Таким образом, при малых числах Рейнольдса возмущение скорости течения в следе за рассматриваемым телом с увеличением расстояния стремится к нулю по закону X^{-2} (расстояние от тела совпадает с X с точностью до величины, малой по сравнению с X при $X/a \to +\infty$ и постоянном $(Y^2 + Z^2)/(aX)$). Этот результат, в частности, находится в соответствии с замечанием о законе изменения с расстоянием возмущения скорости осесимметричного течения в следе за самодвижущимся телом, сделанным в [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. **Сенницкий В. Л.** О течении жидкости вокруг самоходного тела.— ПМТФ, 1978, № 3.
2. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1954.
3. **Ван-Дайк М.** Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967.
4. **Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.** Теоретическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Физматгиз, 1963.
5. **Биркгоф Г., Сарантонелло Э.** Струи, следы и каверны. М.: Мир, 1964.

Поступила 10/VI 1983 г.

УДК 532.527 : 532.526.5 : 533.6.011

ГЛОБАЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ОТРЫВНОМ ОБТЕКАНИИ ПЛОСКИХ ТЕЛ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Л. А. Кожуро

(*Москва*)

Основной проблемой теории стационарных отрывных течений при больших числах Рейнольдса Re является определение глобального поля течения, которое описывается уравнениями движения невязкой жидкости.

Из общих соображений и из экспериментальных наблюдений ясно, что граница срывной зоны в идеально-жидкостной модели, соответствующей течениям с большими, но конечными Re, представляет собой поверхность тангенциального разрыва скорости, на которой испытывает скачок постоянная Бернулли.

Кроме того, известно [1, 2], что при достаточно общих предположениях в предельном случае больших Re плоское течение с замкнутыми линиями тока является течением с постоянной завихренностью. Поэтому отрывное обтекание плоского тела идеальной жидкостью, которое могло бы служить первым приближением для построения вязкого отрывного течения, должно иметь постоянную завихренность в зоне отрыва и скачок постоянной Бернулли на ее границе.