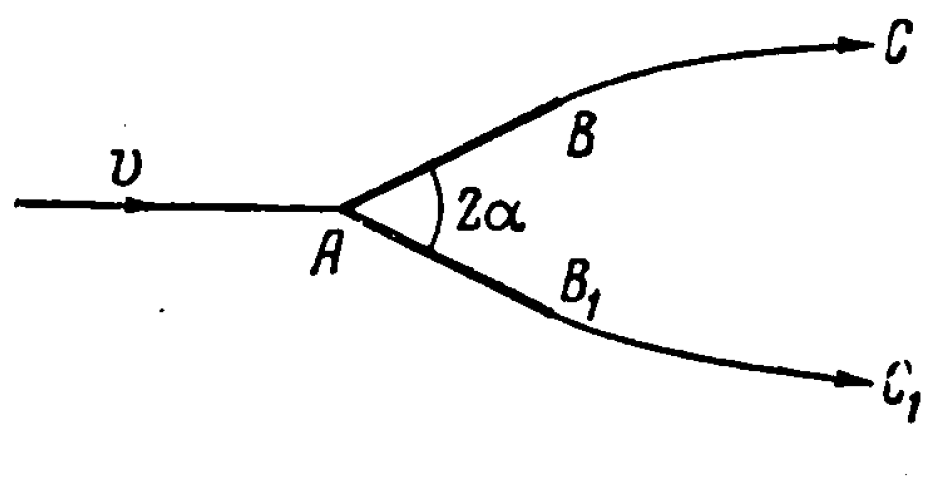
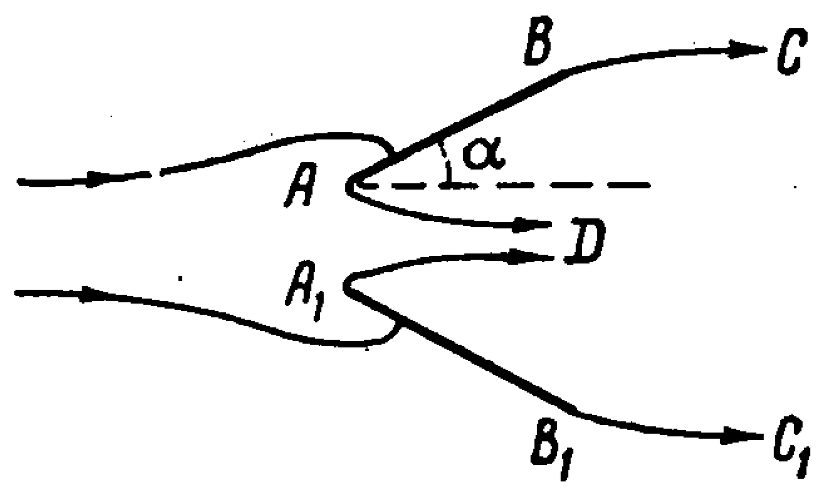
ВЛИЯНИЕ ОТВЕРСТИЯ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ТЕЛА, ОБТЕКАЕМОГО С ОТРЫВОМ СТРУЙ

М. И. Гуревич (Москва)

С первого взгляда кажется, что если в поверхности тела, обтекаемого с отрывом струй, проделать отверстие, то коэффициент сопротивления этого тела обязательно уменьшится. На самом деле в зависимости от формы тела коэффициент сопротивления тела с дополнительным отверстием может быть большим, меньшим или равным коэффициенту сопротивления тела без отверстия. Покажем это явление показать на примере.

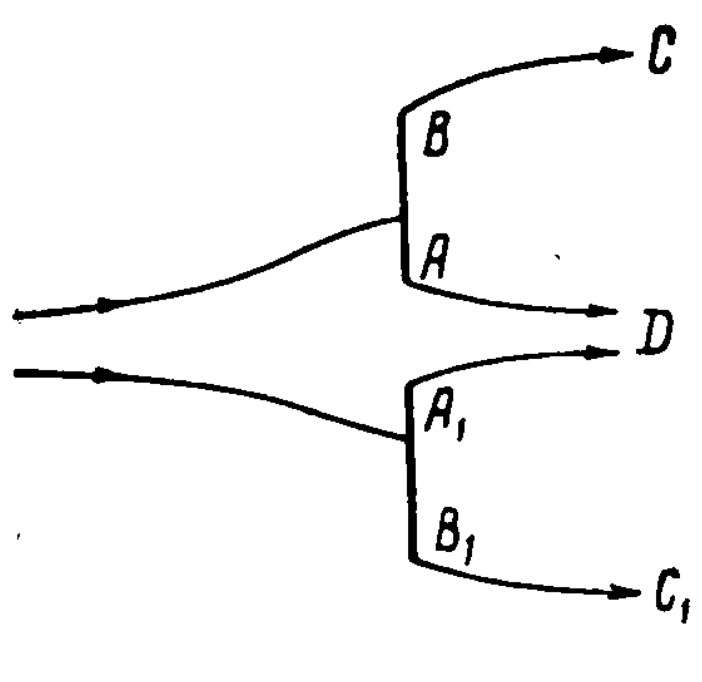


Фиг. 1

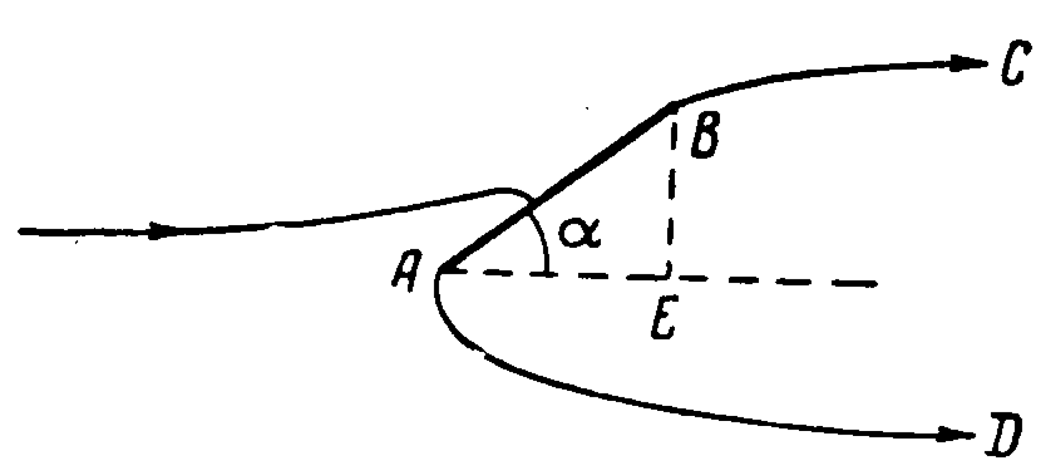


Фиг. 2

Рассмотрим (фиг. 1) плоскую симметричную задачу о клине, обтекаемом потоком идеальной, несжимаемой, невесомой жидкости, т. е. задачу, решенную, как известно, Д. К. Бобылевым [1]. Если проделаем в острие клина отверстие, то в это отверстие устремится струя (фиг. 2). Эта задача была решена Бондером [2]. Впрочем, она получается и как предельный случай задачи о глиссирующей пластинке с дном, когда толщина струи бесконечна. Задача эта была решена С. А. Чаплыгиным (литературу вопроса см. в [3]). В частности, Бондер получил оригинальный результат: в случае $\alpha = {}^1/_2\pi$, т. е. в случае плоской пластинки с отверстием (фиг. 3) коэффициент сопротивления пластинки равен $C_x = 2\pi \,/\, (4 + \pi)$, независимо от ширины отверстия. М. Ю. Цейтлин (см. [3]) обобщил результат Бондера на случай косого набегания потока на плоскую пластинку с отверстием, лишь бы струя ADA_1 не пересекала свободной поверхности BC или B_1C_1. Таким образом, уже случай плоской пластинки представляет собой именно тот случай, когда отверстие в теле не меняет коэффициента сопротивления.



Фиг. 3



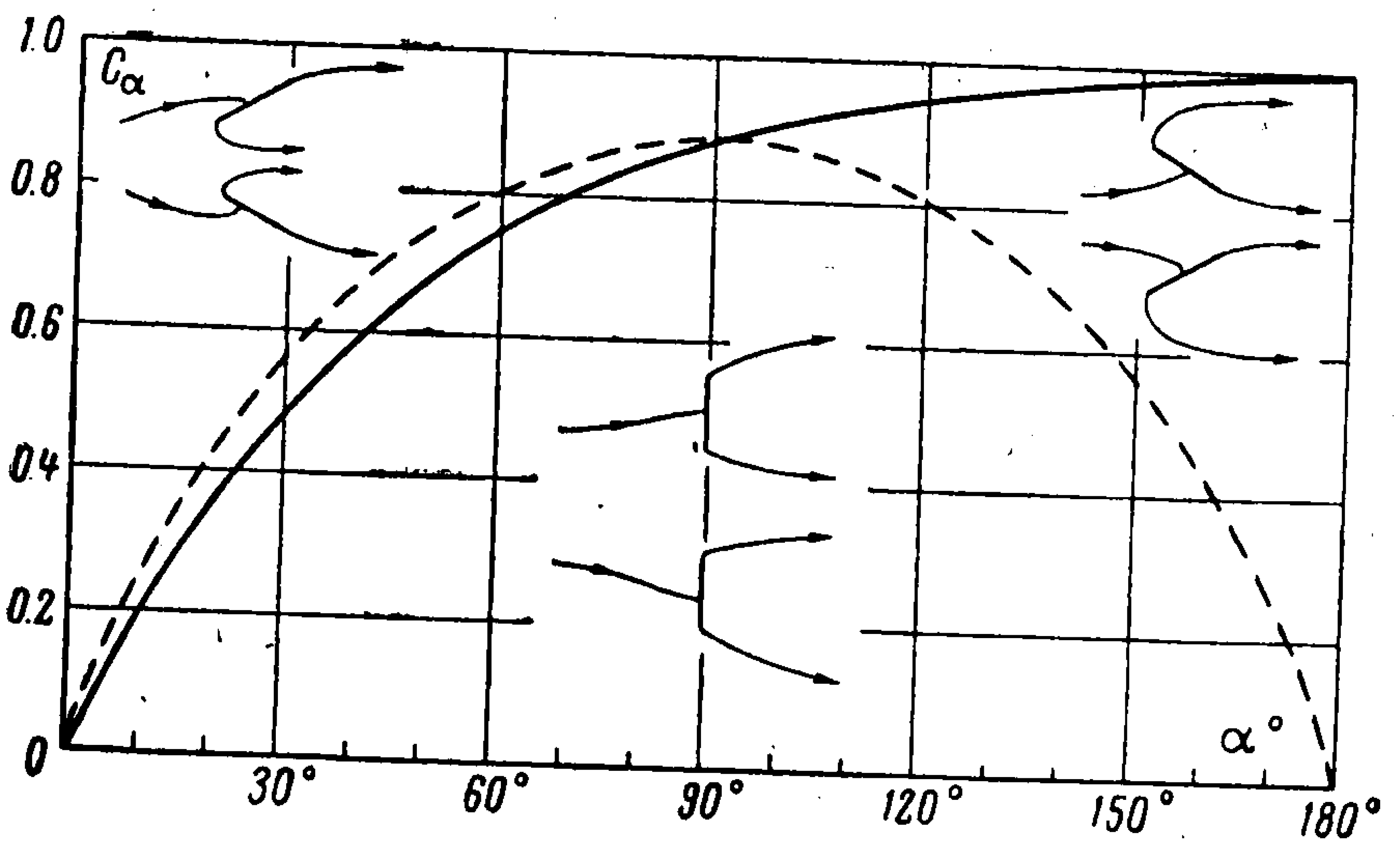
Фиг. 4

Можно было бы, пользуясь решением Бондера (сам Бондер просчитал случай $\alpha = 120°$), провести подробные расчеты коэффициента сопротивления препятствия BAA_1B_1 (т. е. клина с отверстием). Однако для обнаружения указанного явления в этом нет необходимости. Очевидно, что с изменением относительной ширины отверстия коэффициент сопротивления меняется монотонно и непрерывно. Рассмотрим предельный случай, когда ширина отверстия AA_1 бесконечна. Это и будет как раз случай косого струйного обтекания изолированной пластинки, изученный Релеем [4] (фиг. 4). Коэффициент сопротивления X такой пластинки, отнесенный к проекции пластинки на направление, перпендикулярное к набегающему потоку, как известно, равен

$$C_x = \frac{2X}{\rho B E v^2} = \frac{2\pi \sin \alpha}{4 + \pi \sin \alpha} \qquad (1)$$

Коэффициент сопротивления для клина имеет несколько более сложный вид. Подробные вычисления его были проведены самим Д. К. Бобылевым. Заметим только, что для коэффициента сопротивления бесконечно тонкого клина из формул Д. К. Бобылева можно получить величину $4\alpha \,/\, \pi$, которая меньше, чем коэффициент сопротивления по Релею, равный

$$C_x \approx \pi\alpha \,/\, 2$$



Фиг. 5

На фиг. 5 приведены значения коэффициента сопротивления по Релею, т. е. коэффициента сопротивления клина с бесконечно большим отверстием (пунктирная кривая), с коэффициентом сопротивления сплошного клина для произвольных углов α (сплошная кривая).

Из рассмотрения фиг. 5 можно сделать вывод, что когда клин направлен острием против набегающего потока, отверстие увеличивает коэффициент сопротивления, а когда клин расположен основанием против потока — отверстие уменьшает коэффициент сопротивления.

Поступила 14 X 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Бобылев Д. К. Заметка о давлении, производимом потоком неограниченной ширины на две стенки, сходящиеся под каким бы то ни было углом. Ж. Русск. физ. хим. общ-ва, 1881, т. 13.
2. Bonder J. Sur un cas de movements plans a deux sillages. Annales de l'Academie des sci. techn. a Varsovie (Rosznik Akademji Nauk techniznych w Warszawie), t. III, 1936.
3. Гуревич М. И. Теория струй идеальной жидкости. Физматгиз, 1961.
4. Rayleigh D. On the resistance of fluides. Philos. Mag., 1876, vol. 2, ser. 5.

К ТЕОРИИ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

М. Н. Репников (Москва)

Турбулентное установившееся течение несжимаемой жидкости через плоскую неограниченную решетку осесимметрично.

Пусть ось z декартовой системы координат — нормаль к плоскости решетки; обозначим через u, v, w и u', v', w' — компоненты скоростей в двух точках $x = 0$, $y = 0$, z и $x' = 0$, $y' = r$, z' соответственно. Тогда усредненные по времени произведения компонент будут функциями трех независимых переменных r, z, z'.

Если пренебречь усредненными тройными произведениями пульсаций по сравнению с двойными, то из уравнений Навье—Стокса и сплошности следует, в частности,

$$\frac{W}{\nu}\left[\frac{\partial}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial z'}\right]\langle ww'\rangle=\left[2\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\frac{\partial^2}{\partial z'^2}\right]\langle ww'\rangle$$

где

$$\langle ww'\rangle=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T ww'\,dt,\qquad W=\langle w\rangle=\langle w'\rangle$$

Решение (типа источника) этого уравнения имеет вид

$$\langle ww'\rangle=\mathrm{Re}\left\{\frac{\zeta+\zeta'+i(\zeta-\zeta')}{\zeta^2+\zeta'^2}\exp\left[-\frac{\eta^2}{8}\,\frac{\zeta+\zeta'+i(\zeta-\zeta')}{\zeta^2+\zeta'^2}\right]\right\}$$

Здесь

$$\eta=\frac{W}{\nu}r,\qquad \zeta=\frac{W}{\nu}z,\qquad \zeta'=\frac{W}{\nu}z'$$

Имеем

$$\langle w^2\rangle=\frac{1}{\zeta}\quad\text{при } \eta=0,\quad \zeta=\zeta'$$

Таким образом, в этом случае анизотропия приводит к убыванию энергии турбулентности по закону z^{-1}.

За помощь и внимание автор приносит благодарность М. Д. Миллионщикову.

Поступила 28 X 1964