

ЛИТЕРАТУРА

1. Malkus W. V. R. Outline of a theory of turbulent shear flow. J. Fluid Mech., 1956, vol. 1, pt 5, p. 521.
2. Townsend A. A. Remarks on the Malkus theory of turbulent flow. Collog. Internat. Centre Nat. Rech. Sci., 1962, No. 108, pp. 167—180.
3. Spiegel E. A. On the Malkus theory of turbulence. Collog. Internat. Centre Nat. Rech. Sci., 1962, No. 108, pp. 181—199.
4. Nihoul J. C. J. Description hamiltonienne des phenomenes irreversibles stationnaires et elements d'une theorie de la turbulence. J. Mecanique, 1967, vol. 6, No. 3.
5. Savulescu S., Nastase A. Theoretische Ableitung des turbulenten Geschwindigkeitsprofils auf Grund des Minimums der Gesamtenergie der Schwankungen. Wiss. Z. Tech. Univ. Dresden, 1967, Bd 16 Nr 4.
6. Reynolds W. C., Tiederman W. G. Stability of turbulent channel flow with application to Malkus's theory. J. Fluid. Mech., 1967, vol. 27, pt 2.
7. Nihoul J. C. J. Tentative Lagrangian for the Determination of the Mean Velocity Profile in turbulent channel flow by a Hamiltonian Principle. Z. angew. Math. und Mech., 1968, Bd 48, H. 8.
8. Nihoul J. C. J. On a principle of «Minimum Reynolds number» and the Malkus theory of turbulent channel flow. Bull. Soc. Roy. Sci. Liege, 1969, vol. 38, No. 3, 4.
9. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1964.
10. Van Driest E. R. On turbulent flow near a wall. J. Aeronaut. Sci., 1956, vol. 23, No. 11.
11. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1. М., «Наука», 1965.
12. Гольдштик М. А., Сапожников В. А. Устойчивость ламинарного потока в присутствии поля массовых сил. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5.
13. Гольдштик М. А., Сапожников В. А., Штерн В. Н. Локальные свойства задачи гидродинамической устойчивости. ПМТФ, 1970, № 2.
14. Гольдштик М. А. Принцип максимальной устойчивости осредненных турбулентных течений. Докл. АН СССР, 1968, т. 182, № 5.
15. Гольдштик М. А., Кутателадзе С. С. Вычисление константы пристенной турбулентности. Докл. АН СССР 1969, т. 185, № 3.

ДИСКРЕТНЫЕ ВИХРИ В ПЛОСКОМ СЛЕДЕ ПРИ $M_\infty < 1$ И НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ У ПЛАСТИНКИ

О. М. КУЗНЕЦОВ, С. Г. ПОПОВ, В. В. ФЕОКТИСТОВ

(Москва)

Экспериментами в аэродинамической трубе количественно и качественно показано распространение волн плотности над пластиной при нулевом угле атаки и числах $M_\infty < 1$; частота колебаний плотности в этой области одинакова с частотой дискретных вихрей, образующихся в следе пластинки.

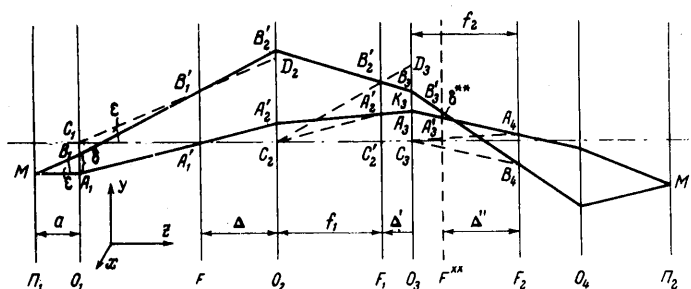
При исследовании использовался теневой прибор ИАБ-451 с параллельным пучком света в схеме расфокусированной диафрагмы и шпирен-интерферометра со съемкой высокочастотной камерой СФР.

Формирование дискретных вихрей в расходящиеся двухрядные дорожки с шахматным расположением вихрей в плоских следах за различными профилями при $M_\infty < 1$ есть периодический регулярный процесс [1, 2], связанный с пограничными слоями на обеих боковых сторонах профиля, которые питают вязкий след, а также с окружающим внешним потоком. Поэтому все параметры течения в пограничном слое профиля также должны быть периодическими по времени, пусть даже заметными только в области вблизи задней части профиля.

Для изучения этих процессов в аэродинамической трубе с прямоугольной перфорированной рабочей частью $32 \times 25 \text{ см}^2$ создавалось нестационарное распределение плотности над поверхностью плоской пластины длиной $l = 100 \text{ мм}$, толщиной $d = 5 \text{ мм}$, при нулевом угле атаки и числах $M_\infty = 0.4$, $Re = lV_\infty / \nu = 10^6 \div 2 \cdot 10^6$ [3]. При этом применялся способ Теллера в схеме расфокусированной нити [4-6] и в схеме шпирен-интерферометра [7-9]; в обоих случаях применялась для фотографирования высокочастотная камера СФР с оптической коммутацией [10].

Метод расфокусированной нити применялся так же, как это принято в стационарных условиях. Отличие состояло в применении белого света в коллиматоре установки ИАБ-451, связанной с СФР. Кроме того, для определения вектора $\text{grad } \rho$ по величине и направлению в достаточном числе точек потребовалось производить кино съемки с потоком и без него в трубе для двух различных ориентаций нитей, устанавливая решетку при каждой ориентации в различные последовательные положения с параллельным сдвигом в одной и той же плоскости, перпендикулярной к оптической оси установки ИАБ-451. При этом отметчиком фазы в течение периода времени служили конфигурация и положение дискретного вихря относительно задней кромки пластины, при помощи которых отдельные кадры для различных моментов времени t_i в той или другой ориентации решетки нитей могли быть подобраны и определены как относящиеся к одной и той же фазе периода, т. е. к одному и тому же моменту времени.

Схема хода лучей в способе расфокусированной нити в примененном виде показана на фиг. 1.



Фиг. 1

На этой фигуре Π_1 — плоскость в области исследования; Π_2 — плоскость, сопряженная с плоскостью Π_1 ; расстояние между плоскостью исследования и зеркалом прибора ИАБ-451 равно $a = 2500$ мм. Через O_1 обозначено выходное зеркало прибора ИАБ-451 с фокусным расстоянием $F = 1917$ мм, через O_2 — окуляр прибора ИАБ-451 с фокусным расстоянием $f_1 = 184$ мм, через O_3 — линза с фокусным расстоянием $f_2 = 75$ мм, O_4 — линза фотоаппарата.

Буквы F, F_1, F_2, F^{**} указывают положение фокальных плоскостей зеркала, окуляра и линзы O_3 и плоскость решетки нитей соответственно; расстояния между плоскостями F и O_2 , плоскостями F_1 и O_3 , а также F^{**} и F_2 обозначены через Δ, Δ' и Δ'' .

Ломаная $MA_1A_1' \dots A_4$ определяет путь луча света, проходящий через точку M при отсутствии оптической неоднородности, ломаная $MB_1B_1' \dots B_4$ — путь луча света, проходящий через точку M при наличии оптической неоднородности; при этом $\delta^{**} = A_3'B_3'$ — отклонение луча в плоскости F^{**} , а $\delta = A_1B_1$ — отклонение луча в плоскости O_1 .

Возмущения плотности при этом предполагаются малыми, поэтому будут малы и углы отклонения лучей, а следовательно, применимы правила геометрической оптики. Величина смещения δ^{**} определяется по величине смещения изофоты на снимке δ° по формуле

$$\delta^{**} = \xi \delta^\circ \Delta / \mu F \tag{1}$$

$$\xi = \left(\frac{f_1 + \Delta'}{\Delta} - \frac{\Delta'}{f_1} \right) \left(\frac{\Delta''}{f_2} + \frac{f_2 - \Delta''}{f_1 + \Delta'} \right) - \frac{f_2 - \Delta''}{f_1 + \Delta'}$$

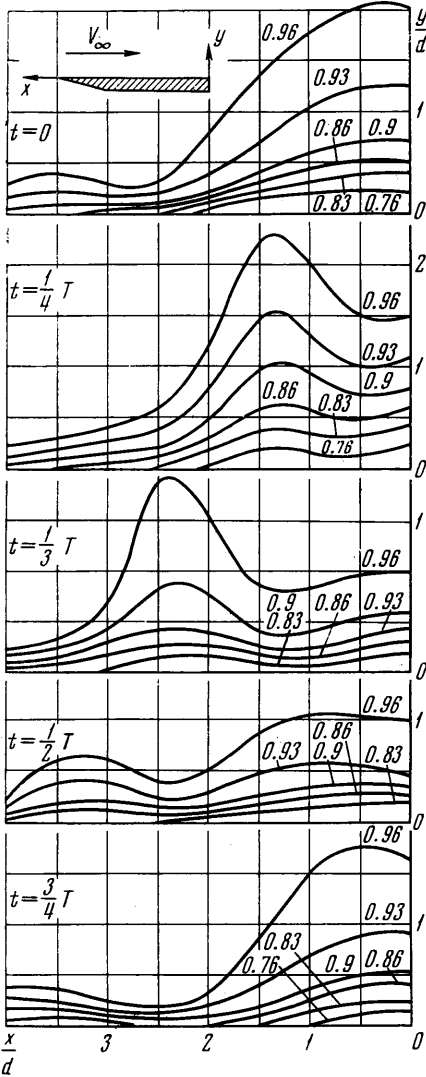
Здесь μ — масштаб фотосъемки (эта формула и следующая получаются из геометрических построений фиг. 1).

Зависимость между углом отклонения луча ϵ и величиной δ^{**} выражается формулой

$$\epsilon = \delta^{**} / (\eta \xi - a \zeta) \tag{2}$$

$$\eta = F + \Delta - \frac{a \Delta}{F}, \quad \zeta = \frac{f_1 + \Delta'}{F + \Delta} \left(\frac{\Delta''}{f_2} + \frac{f_2 - \Delta''}{f_1 + \Delta'} \right)$$

Процедура определения $\rho(x, y; t_i)$ над поверхностью пластины состояла в следующем. По фотоснимку для фиксированного момента времени, т. е. фазы периода T , в точках области определялись величины $\delta^{\circ}(x, y)$, затем по (1) и (2) вычислялись последовательно $\delta^{**}(x, y)$ и $\varepsilon(x, y)$ для двух определенных направлений. Проекция градиента плотности по направлению связана с углом отклонения луча в этом направлении формулами (4) и др.)



Фиг. 2

через прибор ИАБ-451). Качественные распределения плотности у поверхности пластины в различных фазах периода за период $T = 1/6000$ сек при $M = 0.4$ представлены на фиг. 3. Здесь отчетливо виден именно волновой характер изменений плотности, качественно соответствующий данным фиг. 2; возмущения плотности малы на расстоянии нескольких толщин d пластины от ее задней кромки; волны плотности возникают периодически с частотой, равной частоте вихрей в следе. Введя обозначения для относительных высот через y^* , где

$$y^* = 2(y_{\max} - y_{\min}) / (y_{\max} + y_{\min})$$

если y с индексами есть высота волны по вертикали для задней кромки пластины, получим приближенно $y^* = 0.9, 0.8, 0.6$ соответственно для $M = 0.4, 0.6, 0.8$. Суще-

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\varepsilon_x}{kL}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial y} = \frac{\varepsilon_y}{kL}$$

$$\left(k = \frac{n-1}{\rho} = 0.22635 \frac{\text{см}^3}{\text{г}} \right)$$

Здесь L — ширина рабочей части трубки, а ориентация осей координат относительно оптической системы показана на фиг. 1. Затем численным интегрированием строилось поле плотностей $\rho(x, y; t_i)$ и окрестности поверхности пластины. Так получалось поле плотностей для всякого фиксированного момента времени t_i внутри периода T образования дискретного вихря за пластиной.

На основе этих данных затем построены изохоры $\rho(x, y; t_i) / \rho_0$, приведенные на фиг. 2 для $M_{\infty} = 0.4$ при значении $\rho_0 = 0.00146 \text{ г/см}^3$.

Вид этих кривых показывает волновую природу изменений плотности у поверхности пластины: вблизи задней кромки пластины получается в определенный момент наибольшее вслучивание внешней области пограничного слоя (фиг. 2), которое как бы перемещается затем против потока вдоль поверхности пластины. Толщина этой волны довольно велика — в несколько раз более — по сравнению с невозмущенной частью, лежащей впереди. Частота возникновения этих волн над пластиной у задней кромки равна частоте вихрей, возникающих в следе пластины.

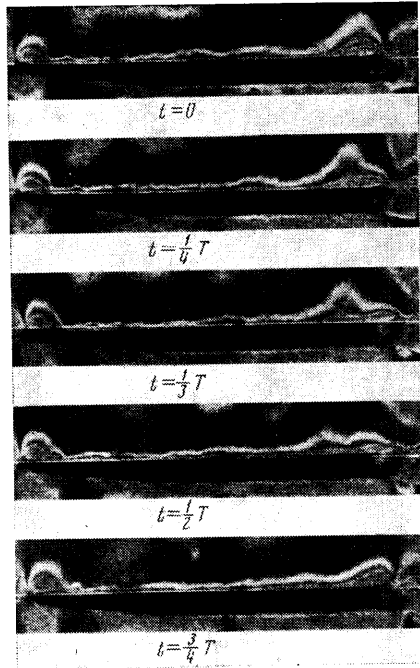
Полученные большие возмущения плотности и сам факт ее периодических изменений, а следовательно, так же и изменений других параметров потока требовали дополнительного подтверждения независимым другим путем. Это было показано применением прибора ИАБ-451 в схеме шпирен-интерферометра [7-9] с целью получения, прежде всего, качественных данных о форме изменений плотности над пластиной при периодических образованиях дискретных вихрей в следе.

Опыты проводились на пластине при нулевом угле атаки и $M_{\infty} = 0.4, 0.6, 0.8$ (с применением камеры СФР для съемки

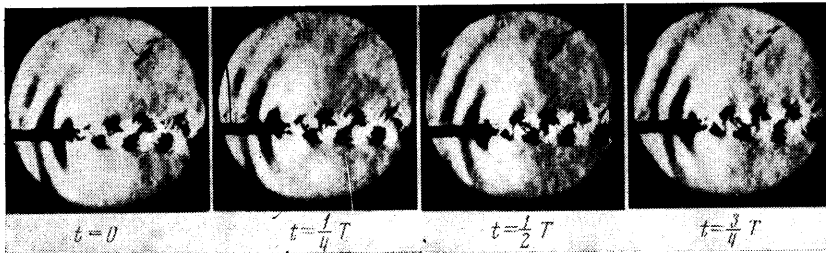
ственно, что эти волны над пластиной связаны с импульсами давлений, посылаемых в поток при образовании дискретных вихрей в следе. Волны получены при различных величинах $M_\infty = 0,4, 0,6, 0,8$; на всех фотоснимках видно постепенное сгущение волн по мере роста величины M_∞ . Против направления потока, в частности, такие волны распространяются со скоростями $V_n = a_\infty - V_\infty$, где a_∞ — скорость звука в невозмущенном потоке; таким образом, здесь возникают звуковые волны. Распространение этих волн в связи с образованием дискретных вихрей шахматной двухрядной дорожки показано на фиг. 4.

Итак, здесь установлены периодические волны плотности над поверхностью пластины при $M_\infty = 0,4, 0,6, 0,8$, связанные с дискретными вихрями, образующимися в следе пластины, а также со звуковыми импульсами давления, распространяющиеся против направления невозмущенного потока (фиг. 4); приведены качественные (фиг. 3) и предварительные количественные (фиг. 2) данные об этих волнах. Волны плотности, волны импульсов давления и дискретные вихри имеют равные частоты. Важно, что заметные изменения плотности у пластины длиной $l = 100$ мм доходят до $y/l \approx 0,1$ и $x/l \approx 0,15 \div 0,2$ от задней кромки. В этой области, по крайней мере, не существует тонкого пограничного слоя в принятом представлении.

Большая частота показанных периодических процессов для тонких профилей позволяет, по-видимому, во многих аналогичных случаях осреднять по времени величины соответствующих параметров течений газа в следе и в пограничном слое и изучать такие внешние задачи газовой динамики, как стационарные. Этот вывод относится ко многим теоретическим, расчетным и экспериментальным работам по обтеканию газом профилей с пограничным слоем в предположении стационарности. Но приведенные здесь данные о периодических процессах во внешней области пограничного слоя и следах [1-3] существенны



Фиг. 3



Фиг. 4

для объяснения таких явлений, как взаимодействие потока и обтекаемого тела в хвостовой части при различных явлениях колебаний и другие.

Авторы благодарят Г. И. Петрова за советы при постановке и выполнении этой работы.

Поступило 3 II 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов О. М., Попов С. Г. Вихри в плоском газодинамическом следе за цилиндром. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
2. Кузнецов О. М., Попов С. Г. Дискретные вихри в плоском следе за различными профилями при в дозвуковом и сверхзвуковом плоском потоке газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5.

3. Кузнецов О. М., Попов С. Г., Феоктистов В. В. Дискретные вихри в плоских следах за различными профилями при $M_\infty < 1$ и $M_\infty > 1$ и пограничный слой. III Всес. съезд по теорет. и прикл. механ., Аннот. докл. М., 1968, стр. 334.
4. Васильев Л. А. Усовершенствование прибора ИАБ-451. Научн. докл. Высшей школы, Машиностроение и приборостроение, 1958, № 4, стр. 230—237. См. также: «Теневые методы», М., «Наука», 1968.
5. Anderson J. A., Porter R. W. Ronchi's method of optical testing. *Astrophys. Journal*, 1929, vol. 70, pp. 175—181.
6. Абрюков С. А. Теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей. Изд-во Казанск. ун-та, 1962.
7. Абрюков С. А., Шафигуллин А. Г. О возможности применения интерференционных явлений в приборе Теплера для количественных исследований. *Ж. техн. физ.*, 1955, т. 25, № 3.
8. Подковырин И. А. Дифракционный интерферометр на основе прибора Теплера. Уч. зап. Казанск. ун-та, 1956, т. 116, № 5.
9. Temple E. B. Quantitative measurement of gas density by means of light interference in shlieren system. *Optical Soc. Amer.*, 1957, vol. 47, No. 1, pp. 91—100.
10. Дубовик А. С. Фотографическая регистрация быстротекущих процессов. М., «Наука», 1964.
11. Holman J. P., Gartrell H. E., Soehngen E. E. An interferometric method of studying boundary layer oscillations. *J. Heat Trans. (Trans. A. S. M. E., Ser. G)*, 1960, vol. 82, No. 3, pp. 263—264.
12. Holman J. P., Stout K. E. On the effects of flow obstructions of free-convection boundary-layer oscillations. *J. Aero Space Sci.*, 1960, vol. 27, No. 6, pp. 463—464.

РАСЧЕТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

С. Г. ЗАЙЦЕВ, И. К. ФАВОРСКАЯ

(Москва)

Проведен расчет течения ионизованного газа за ударной волной, распространяющейся по магнитогазодинамическому каналу в приближении одномерного течения без учета влияния индуцированного магнитного поля.

Получены решения для распространения ударной волны в аргоне с числом Маха около 12 и напряженности магнитного поля до 2 тл. При этих режимах параметр магнитогазодинамического взаимодействия превышает единицу. Определены параметры течения в канале, интенсивность скачка торможения, образующегося в канале в результате действия пондермоторных сил, а также влияние процесса в канале на движение исходной ударной волны.

В работе используется численный метод решения системы магнитогазодинамических уравнений с введением искусственной вязкости [1]. Этот метод основан на включении искусственного диссипативного процесса, который позволяет получить непрерывное изменение параметров в местах возникновения разрывов газодинамических параметров, не меняя значения их в области непрерывного течения. В этом методе поверхность разрыва заменяется тонким переходным слоем, в котором величины меняются быстро, но без разрыва. Это дает возможность сквозного счета ударных волн без явного выделения фронта разрыва. Дифференциальные уравнения применимы как в слое скачка, так и вне его, так что нет необходимости в граничных условиях на скачке. Расчет выполнен по методике, разработанной в Институте прикладной математики под руководством А. Н. Тихонова и А. А. Самарского [2].

В работах [3, 4] проведен расчет задачи о движении ионизирующей ударной волны через магнитогазодинамический канал. В [3] используется линеаризованный метод характеристик, который применим лишь в случае малых возмущений. В [4] рассматривается метод характеристик, который позволяет определить поле течения в канале при сильном взаимодействии, когда в потоке образуется ударный фронт, вызванный действием пондермоторных сил.

Постановка задачи. Рассматривается задача о движении ударной волны в магнитогазодинамическом канале через поперечное магнитное поле. Индуцированные токи снимаются с помощью секционированной системы электродов. К каждой паре