

ческой градуировки [4]. В качестве эталона использовался преобразователь давления фирмы «Kulite» (LQ-080-25, собственная частота — 125 кГц, чувствительность — 15 мВ/В, нелинейность и гистерезис $\leq 1\%$). Испытания проводились при частотах до 1,5 кГц. Анализ результатов показал, что величина фазового сдвига при частотах до 10 Гц не выходит за пределы величины, определяемой гистерезисом мембраны, т. е. рассеянием энергии колебаний в пределах точности измерения можно пренебречь.

Таким образом, погрешность измерения давления по амплитуде составляла $\leq \pm 2\%$, а по фазе $\leq \pm 0,5^\circ$.

4. Экспериментальные исследования нестационарных нагрузок на колеблющемся крыле проводились в аэродинамической трубе с размерами рабочей части $1,2 \times 0,7$ м (эллипс) при скорости набегающего потока $v=30$ м/с. Средний (установочный) угол атаки крыла составлял 1° . Величины амплитуд колебания угла атаки крыла и угла скоса потока были одинаковы и составляли 3° . При этих условиях число Струхала r^* было равно 0,113. Колебания осуществлялись относительно оси z (Фиг. 1) с координатой $X=0,347$.

Полученные по результатам испытаний с использованием предложенной методики величины аэродинамических производных распределенной нагрузки (комплекссы и раздельные значения) вдоль хорды профиля для сечения крыла $Z=2z/L=0,233$ (где L — размах крыла, равный 300 мм, z — координата вдоль размаха крыла) представлены на фиг. 4 и 5. На фиг. 4 цифрами обозначены экспериментальные точки и соответствующие им осредненные зависимости для аэродинамических производных: 1 — комплекса $P_\alpha - r^* P_\alpha^\circ$; 2 — комплекса $P_\alpha + r^* P_\alpha^\circ$; 3 — комплекса $\dot{P}_\alpha + P_\alpha^\circ$; 4 — комплекса $P_\alpha - P_\alpha^\circ$. Цифрой 5 обозначена расчетная зависимость [2] аэродинамической производной P_α . На фиг. 5 обозначены: 6 — величины P_α^2 ; 7 — величины P_α° . Там же нанесены доверительные интервалы случайной погрешности определения значений P_α и P_α° при вероятности 0,95.

Как это следует из представленных данных, результаты испытаний по всей длине хорды профиля крыла хорошо согласуются с расчетными значениями (кривые 1, 2 и 5 практически совпадают, это свидетельствует также о том, что в пределах точности измерений аэродинамическая производная P_α° равна нулю). Очевидна также весьма удовлетворительная точность определения раздельных значений аэродинамических производных P_α и P_α° (погрешность составляет $\sim 10-15\%$).

Таким образом, проведенные исследования подтвердили возможность использования разработанных методики и средств измерения, основанных на применении высокочувствительных миниатюрных преобразователей давления типа МПДИ, для качественных и количественных измерений нестационарных полей давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М.: Наука, 1971.
2. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К. Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях. М.: Наука, 1975.
3. Киреев Н. Т., Пальчик М. И., Тюнин Н. Н. Измерительная аппаратура для определения КВП методом вынужденных колебаний и некоторые вопросы обработки экспериментальных данных. — Тр. Воен.-возд. инж. акад. им. проф. Н. Е. Жуковского, 1969, вып. 1253.
4. Петунин А. Н. Методы и техника измерений параметров газового потока. М.: Машиностроение, 1972.

Москва, Рига

Поступила в редакцию
26.XI.1979

УДК 533.7

МЕДЛЕННЫЕ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА ОКОЛО НЕРАВНОМЕРНО НАГРЕТОЙ ПЛАСТИНЫ

РЫКОВ В. А.

Численным методом исследуется обтекание неравномерно нагретой пластины потоком разреженного газа с малой скоростью натекания. Рассматривается взаимодействие набегающего потока с течением, вызванным переменной температурой газа вблизи тела. В работе [1] показано, что если в газе имеются изменения температуры порядка единицы и число Кнудсена Kn мало, то в газе возникают температурные напряжения, которые, вообще говоря, вызывают медленные движения газа с характерной величиной скорости порядка Kn .

В задачах обтекания тел со скоростями набегающего потока порядка скорости возникающих температурных движений можно ожидать таких интересных явлений, как срыв потока.

В настоящей работе предпринята попытка обнаружить численным методом на основе S -модельного кинетического уравнения [2] явления срыва.

Рассмотрение на основе кинетического подхода проводится с целью установления чисел Кнудсена, при которых возникают движения, обусловленные изменениями температуры в газе. Численное рассмотрение неравномерно нагретой пластины, покоящейся в однородном газе, показало, что при числах Кнудсена порядка единицы и больше движения газа вдоль поверхности тела мало, а в свободномолекулярном режиме строго равно нулю. Конвективное движение возникает, когда число Кнудсена становится малым. Например, при $Kn=0.1$ такие движения уже достаточно развиты. По мере уменьшения числа Кнудсена абсолютная величина скорости конвективного движения увеличивается и это происходит до тех пор пока ее величина не станет порядка числа Кнудсена.

Таким образом, движения, обусловленные переменной температурой газа, присущи лишь режимам с малыми числами Кнудсена. В настоящей работе удалось провести расчеты при числах $Kn \geq 0.1$, так как дальнейшее уменьшение чисел Кнудсена приводит к значительным затратам машинного времени. Для расчета течений при малых числах Кнудсена необходимо развить специальные методы, основанные на использовании уравнений сохранения, в которых выделены как вязкие, так и температурные напряжения.

1. Обтекание пластины, расположенной вдоль по потоку, рассматривается на основе следующих безразмерных уравнений, описывающих течение газа:

$$(1.1) \quad \xi_i \frac{\partial \varphi_k}{\partial x_i} = \frac{8}{5\sqrt{\pi}} \frac{n}{Kn} (\varphi_k^+ - \varphi_k), \quad k = \{1, 2\}, \quad i = \{x, y\}$$

$$\varphi_1^+ = \varphi_M \left[1 + a \left(\frac{c^2}{T} - 2 \right) \right], \quad \varphi_2^+ = \frac{1}{2} T \varphi_M \left[1 + a \left(\frac{c^2}{T} - 1 \right) \right]$$

$$\varphi_M = \frac{n}{\pi T} \exp \left(-\frac{c^2}{T} \right), \quad a = \frac{4}{15} \frac{q_i c_i}{n T^2}, \quad c_i = \xi_i - U_i$$

Макропараметры определяются через функции φ_k по формулам

$$n = \int \varphi_1 d\xi, \quad n U_i = \int \xi_i \varphi_1 d\xi, \quad P_{ij} = 2 \int c_i c_j \varphi_1 d\xi$$

$$P_{zz} = 2 \int \varphi_2 d\xi, \quad n T = \frac{1}{3} (P_{xx} + P_{yy} + P_{zz})$$

$$q_i = \int c_i (c^2 \varphi_1 + \varphi_2) d\xi, \quad d\xi = d\xi_x d\xi_y$$

Граничные условия в набегающем потоке и на поверхности пластины следующие:

$$\varphi_{1\infty} = \frac{1}{\pi} \exp(-c^2), \quad \varphi_{2\infty} = \frac{1}{2} \varphi_{1\infty}, \quad c^2 = (\xi_x - S)^2 + \xi_y^2$$

$$\varphi_{1w} = \frac{n_w}{\pi T_w} \exp(-\xi^2/T_w), \quad \xi^2 = \xi_x^2 + \xi_y^2$$

$$\varphi_{2w} = \frac{1}{2} T_w \varphi_{1w}, \quad T_w = T_{w0} + (T_{w1} - T_{w0})(x - 0.5), \quad x \in [0.5, 1.5]$$

$$n_w = -2 \sqrt{\frac{\pi}{T_w}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \xi_y \varphi_1 d\xi$$

Здесь S — безразмерная скорость набегающего потока, а последнее соотношение является условием непротекания.

Обезразмеривание величин проводилось по формулам

$$n' = n_{\infty} n, \quad T' = T_{\infty} T, \quad x' = Lx, \quad y' = Ly$$

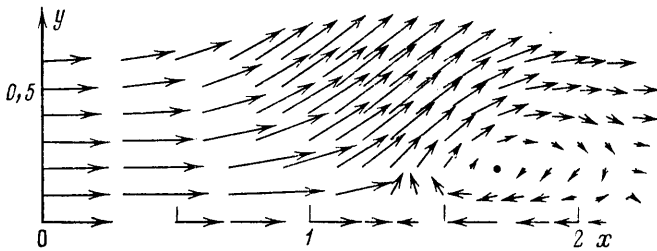
$$\xi_i' = v_0 \xi_i, \quad U_i' = v_0 U_i, \quad p' = n_\infty k T_\infty p, \quad q_i' = \frac{m}{2} n_\infty v_0^3 q_i$$

$$v_0^2 = \frac{2kT_\infty}{m}, \quad S = \frac{U_\infty}{v_0}, \quad \lambda_\infty = \frac{16}{5} \frac{\mu_\infty}{n_\infty \sqrt{2\pi k m T_\infty}}$$

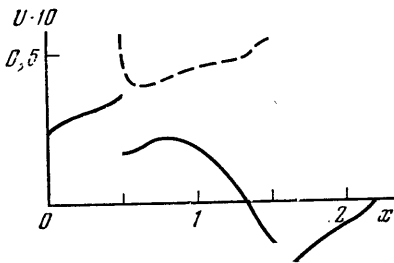
$$\text{Kn} = \frac{\lambda_\infty}{L}, \quad \varphi_1' = \frac{n_\infty}{v_0^2} \varphi_1, \quad \varphi_2' = n_\infty \varphi_2, \quad T_w' = T_\infty T_w$$

Здесь n_∞ , U_∞ , T_∞ — плотность, скорость и температура газа в набегающем потоке на бесконечности, L — длина пластины.

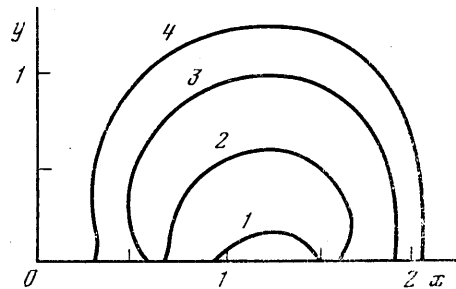
Система уравнений (2.1) решалась численным методом итераций, применявшимся в [3]. Интегрирование уравнений вдоль характеристик проводилось по ко-



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

нечно-разностной формуле с экспонентами второго порядка точности [4]. Отличия в данной работе состоят в основном в расчете концевых точек пластин. Эти точки являются особыми и поэтому значения макропараметров получаются разными при стремлении в эти точки по разным направлениям. В связи с этим в каждой концевой точке хранились три набора значений макропараметров, соответствующих стремлениям в точку слева, справа и сверху. Эти значения использовались для интерполяции макропараметров с соседними точками.

2. Результаты расчетов представлены на фиг. 1–3. Расчеты проводились при $\text{Kn}=0,1$, $S=0,02$, $T_{w0}=1$, $T_{w1}=4$. На фиг. 1 представлено распределение поля скоростей. Пластина расположена при $y=0$ на участке $0,5 \leq x \leq 1,5$. Необычность распределения состоит в том, что газ при приближении к телу из набегающего потока разгоняется, что свидетельствует о действии температурных напряжений. Движение газа происходит вдоль поверхности тела в направлении от холодных областей в сторону горячих. Наблюдаемый на фиг. 1 срыв потока происходит из-за разгона газа в окрестности задней кромки, где газ под действием температурных напряжений ускоряется в направлении против набегающего потока. Изменение продольной компоненты скорости U вдоль линии $y=0$ в зависимости от координаты x представлено на фиг. 2. Газ при подходе к передней кромке пластины ускоряется, на самой передней кромке при $x=0,5$ имеет место разрыв продольной составляющей скорости. При $x=1,33$ $U=0$, т. е. происходит срыв потока, и правее этой точки газ движется против набегающего потока. На фиг. 3 представлены линии равной темпера-

туры. Цифрами 1-4 отмечены кривые, отвечающие значениям температуры $T = \{2; 1,5; 1,3; 1,2\}$. Расчеты, проведенные при других скоростях набегающего потока, показали, что линии уровня слабо реагируют на изменение скорости. Это говорит о том, что число $Kn = 0,1$ еще недостаточно мало. Об этом же свидетельствует и то, что абсолютная величина скорости возникающих движений пока еще меньше числа Кнудсена. На фиг. 3 приведено пунктиром распределение вдоль пластины напряжения P_{xy} , отнесенного к свободномолекулярному значению P_{xy}^0 . Из графика видно, что в области отрыва потока напряжение трения нигде не обращается в нуль в отличие от того, как это было бы по уравнениям Навье - Стокса с условием прилипания.

Обнаруженное явление срыва потока под воздействием резкого изменения температуры газа вблизи поверхности тела может иметь место не только в тех случаях, когда набегающий поток имеет малую скорость. Аналогичная ситуация может возникнуть при обтекании тела и с конечной скоростью. В этом случае на дне пограничного слоя скорости течения могут оказаться настолько малыми, что воздействие на течение при помощи резкого изменения температуры поверхности тела может привести к возникновению температурных напряжений и срыву потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган М. Н., Галкин В. С., Фридендер О. Г. О напряжениях, возникающих в газах вследствие неоднородности температуры и концентраций. Новые типы свободной конвекции. - Усп. физ. наук, 1976, т. 119, вып. 1.
2. Шахов Е. М. О приближенных кинетических уравнениях в теории разреженных газов. - Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 1.
3. Шахов Е. М. Поперечное обтекание пластины разреженным газом. - Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 6.
4. Рыков В. А. Об осреднении кинетического уравнения Больцмана по поперечной скорости для случая одномерных движений газа. - Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 4.

Москва

Поступила в редакцию
3.I.1980

УДК 533.7

ТЕРМОФОРЕЗ СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ В МНОГОАТОМНОМ ГАЗЕ В СВОБОДНОМОЛЕКУЛЯРНОМ РЕЖИМЕ

БЕРЕСНЕВ С. А., СУЕТИН П. Е., ЧЕРНЯК В. Г.

Движение частицы в одноатомном газе в условиях свободномолекулярного режима, обусловленное градиентом температуры (термофорез), впервые рассмотрено в [1]. Эффекты влияния внутренних степеней свободы молекул на силу и скорость термофореза обсуждались в [2], где аэрозольные частицы трактовались как один из компонентов бинарной газовой смеси (метод «гигантских молекул»).

В данной работе, как и в [1], сила термофореза определяется подсчетом суммарного импульса, переданного газовыми молекулами частице при столкновениях. При этом учитывается возможность произвольной аккомодации трансляционной и внутренней энергии, а также тангенциального импульса молекул при взаимодействии их с поверхностью частицы.

Рассмотрим сферическую частицу радиуса R , находящуюся в бесконечном многоатомном газе, состояние которого возмущено направленным вдоль оси z постоянным градиентом температуры (∇T). Предполагается, что средняя длина свободного пробега молекул значительно превышает радиус частицы. В этом случае функция распределения падающих на частицу молекул в i -м внутреннем состоянии может быть выбрана в соответствии с первым приближением метода Чепмена - Энскога в линеаризованном виде [3]

$$(1) \quad f_i^- = f_{0i} \left\{ 1 + \left(c^2 - \frac{5}{2} + \varepsilon_i - \langle \varepsilon \rangle \right) \tau_0 + 2c_z u_\infty - \right. \\ \left. - \left(\frac{m}{2kT_0} \right)^{1/2} \frac{|\nabla T|}{T_0} c_z \left[\frac{4}{5} \frac{\lambda_i}{kn_0} \left(c^2 - \frac{5}{2} \right) + \frac{2\lambda_i(\varepsilon_i - \langle \varepsilon \rangle)}{c_v^i n_0} \right] \right\} \\ f_{0i} = n_0 \left(\frac{m}{2\pi kT_0} \right)^{3/2} \exp(-c^2 - \varepsilon_i) \left[\sum_i \exp(-\varepsilon_i) \right]^{-1}$$