

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. К теории зажигания. — «Докл. АН СССР», 1963, т. 150, № 2.
2. Шкадинский К. Г., Барзыкин В. В. Закономерности зажигания газов накаленной поверхностью с учетом диффузии и гидродинамики. — ФГВ, 1968, № 2.
3. Мержанов А. Г., Хайкин Б. И., Шкадинский К. Г. Установление стационарного распространения пламени при зажигании газа накаленной поверхностью. — ПМТФ, 1969, № 5.
4. Мержанов А. Г., Аверсон А. Э. Современное состояние тепловой теории зажигания. Препринт ИХФ АН СССР, М., 1970.
5. Linian A., Williams F. A. Theory of ignition of a reaction solid by constant energy flux combustion. — «Sci. and Techn.», 1971, vol. 3, p. 91.
6. Linian A., Williams F. A. Radiant ignition of a reactive solid with in-depth absorption. — «Combustion and Flame», 1972, vol. 18, p. 85.
7. Виллюнов В. Н., Гольдман Р. С. О применении метода сращиваемых асимптотических разложений к одной задаче зажигания. — В кн.: Материалы IV конференции по математике и механике. Томск, изд. Томск. ун-та, 1974.
8. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М., «Мир», 1960.
9. Коул Дж. Методы возмущений в прикладной математике. М., «Мир», 1971.

УДК 533.6.011

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ
ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА ПОВЕРХНОСТИ
НА ТЕЧЕНИЕ В ДОННОЙ ОБЛАСТИ ТЕЛА
КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ**

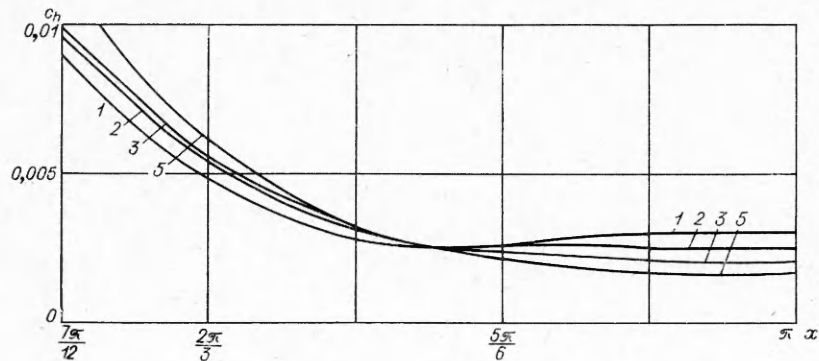
А. В. Бабаков, Л. И. Северинов

(Москва)

Результаты данной работы получены с помощью метода «потоков» [1], обладающего свойствами консервативности по массе, импульсу и полной энергии. Характерная особенность метода — несимметричная аппроксимация конвективных членов.

Принято, что газ является ньютоновским, совершенным, имеет постоянные удельные теплоемкости, коэффициент вязкости μ зависит от температуры по закону $\mu \sim T^\omega$ ($\omega = \text{const}$), число Прандтля Pr постоянно. Кроме того, выполнено предположение Стокса о равенстве давления и среднего арифметического трех главных напряжений с обратным знаком. Расчеты проведены в следующей системе координат: ось x направлена по поверхности сферы, ось y — по местной нормали к ней, начало помещено в переднюю критическую точку. Введем следующие обозначения: u, v — составляющие скорости по x и y ; p, ρ, T — давление, плотность и температура соответственно; γ — отношение удельных теплоемкостей. Безразмерные u, v, p, ρ, T, μ получены посредством деления размерных переменных на $V_\infty, V_\infty, \rho_\infty V_\infty^2, \rho_\infty, T_\infty, \mu_\infty$, где V_∞ — модуль вектора скорости в невозмущенном потоке. Линейные размеры отнесены к радиусу обтекаемой сферы R .

Результаты численного исследования получены при следующих значениях определяющих параметров: $M_\infty = 20, Pr = 0,72, Re_\infty = \rho_\infty V_\infty R / \mu_\infty = 1500, \gamma = 1,4, \omega = 0,5$. В качестве параметра, характеризующего температуру поверхности, взята величина $k = T_w / T_0$, где T_w — температура поверхности; T_0 — температура адиабатически заторможенного газа.



Ф и г. 1

Областью интегрирования является сферический слой, заключенный между поверхностью обтекаемой сферы и внешней сферической границей радиуса R_r . Расчеты проведены на сетке с числом ячеек 30×30 с постоянными шагами по координатам при $R_r = 1,75$. Решение получалось во всей области интегрирования одновременно, однако здесь приводятся результаты, относящиеся только к донной области, где влияние k на характер течения наиболее существенно.

Проведенные ранее методические расчеты [2] показали возможность численного исследования течений при указанных выше значениях определяющих параметров и характеристиках сетки.

Методические расчеты [2] проведены для наименьшего из используемых в данных расчетах значения $k = 0,05$, при котором расчет наиболее труден с вычислительной точки зрения.

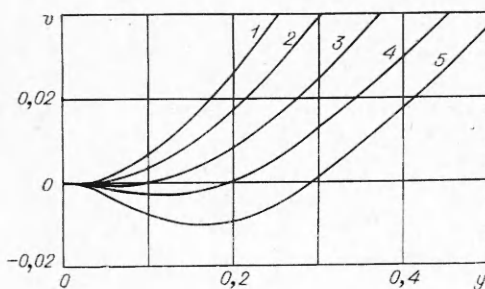
Исследовались течения при значениях k , равных 0,5 (вариант 1); 0,375 (2); 0,25 (3); 0,15 (4); 0,05 (5). Отметим, что при этих значениях k численное решение носит отрывной характер, за исключением $k = 0,5$, где отрыв, возможно, только зарождается.

На фиг. 1 (кривые 1—5, соответствующие вариантам значений k) показано распределение по поверхности сферы местного коэффициента теплопередачи

$$c_h = (\lambda \partial T / \partial y)_w / \rho_\infty V_\infty (H_\infty - H_w),$$

где λ — коэффициент теплопроводности; H — полная энтальпия. В области $x \geq 5\pi/6$ при $k \geq 0,05$ с увеличением k увеличивается c_h , в то время как при $\pi/2 < x \leq 5\pi/6$ — уменьшается.

На фиг. 2 приведены графики нормальной к поверхности тела скорости v по задней оси симметрии. Из них видно, что уменьшение k вызывает рост длины возвратно-циркуляционной области за сферой.

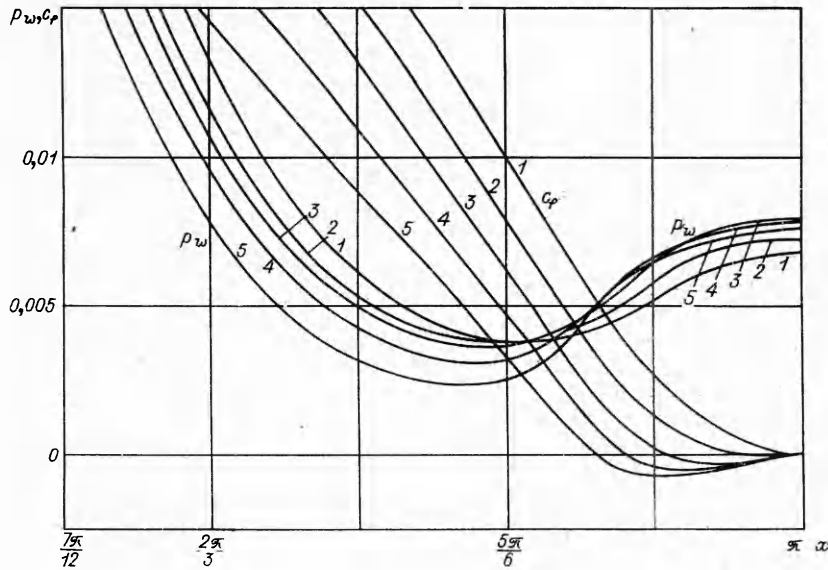


Ф и г. 2

Распределение по поверхности сферы давления p и коэффициента поверхностного трения

$$c_f = 2 (\mu \partial u / \partial y)_w / \rho_\infty V_\infty^2$$

показано на фиг. 3. Поведение c_f указывает на то, что уменьшение k приводит к перемещению точки отрыва вверх по поверхности сферы. Отрыв имеет место в области положительного градиента давле-

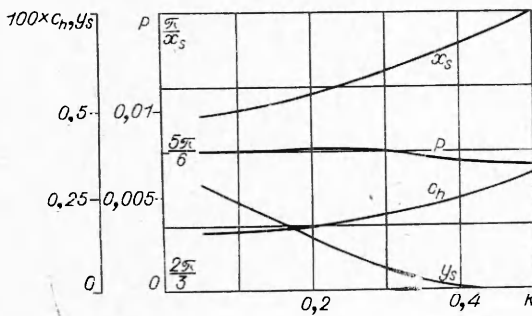


Ф и г. 3

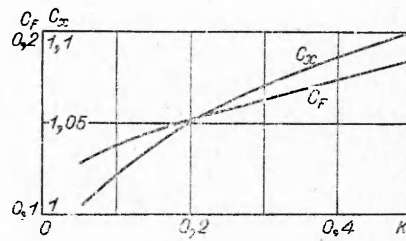
ния, что находится в соответствии с концепцией отрыва Праудтля.

Давление в донной области с ростом x выходит на так называемое плато давления. Имеется слабо выраженный максимум давления в задней критической точке при $k \simeq 0,25$.

На фиг. 4 показано влияние параметра k (или, что то же самое, температуры поверхности) на координату точки отрыва потока x_s , длину возвратно-циркуляционной области по задней оси симметрии y_s и на значения p_w и c_h в задней критической точке. Видно, что давление в задней критической точке практически не зависит от температуры поверхности (по крайней мере в исследованном диапазоне изменения k). Положение точки отрыва и длина возвратно-циркуляционной области заметно меняются при



Ф и г. 4



Ф и г. 5

уменьшении температуры поверхности: при $k = 0,5$ течение носит безотрывный характер; охлаждение поверхности тела приводит к возникновению отрыва и увеличению возвратно-циркуляционной области.

На фиг. 5 показаны зависимости коэффициента полного сопротивления сферы C_x и сопротивления C_F , обусловленного наличием вязкости. С охлаждением поверхности сферы полное сопротивление и сопротивление трения уменьшаются.

Поступила 19 I 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский О. М., Северинов Л. И. Консервативный метод «потоков» и расчет обтекания тела конечных размеров вязким теплопроводным газом.— «Журн. вычисл. матем. и матем. физики», 1973, т. 13, № 2, с. 385—397.
2. Бабаков А. В., Белоцерковский О. М., Северинов Л. И. Численное исследование течения вязкого теплопроводного газа у тупого тела конечных размеров.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1975, № 3, с. 112—123.

УДК 532.526

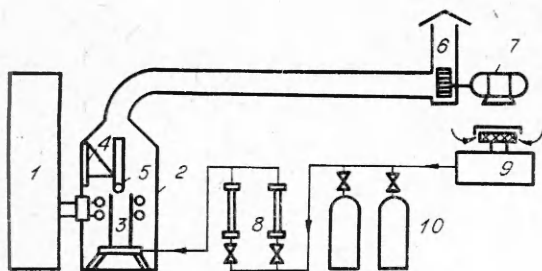
О СТРУКТУРЕ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА РАЗРУШАЕМЫХ МОДЕЛЯХ

Э. Б. Георг, М. И. Якушин

(Москва)

1. Эксперименты проводились на высокотемпературной газодинамической установке, где в качестве нагревателя газа использовался индукционный высокочастотный разряд в потоке воздуха [1]. Схема установки приведена на фиг. 1, где 1 — радиочастотный генератор, 2 — испытательная камера, отделяющая разрядный канал и нагревательный индуктор 3 от окружающей атмосферы, 4 — двухкомпонентный координатник, 5 — исследуемая модель, 6 — вытяжная труба, 7 — центробежный вентилятор с плавнорегулируемой производительностью, 8 — набор расходомеров на тракте подвода газа, 9 — винтовой воздушный компрессор, 10 — баллоны с благородными газами. Установка обычно работала на воздухе от компрессора, создающего избыточное давление 0,25 атм. Для облегчения запуска установки использовался аргон, система подключалась к баллонам. В качестве источника электрической энергии индукционного разряда применялся ламповый радиочастотный генератор, работающий на частоте 17 мГц. Максимальная потребляемая колебательная мощность 50 кВт. Цилиндрический разрядный канал представлял собой кварцевую трубу, на которую наматывался медный двухвитковый соленоид, выполняющий роль нагревательного элемента — индуктора.

В разрядный канал поток газа поступал из форкамеры, где ему придавалось спирально-поступательное движение. Форкамера имела профилированную кольцевую полость, к которой подвод газа осуществлялся тангенциально. В зависимости от интенсивности закручивания падающего газа наблюдаются три газодинамических режима существования разряда. Оптимальным является режим, когда область разряда заполнена горячим газом, разряд отжат от стенки и процесс су-



Ф и г. 1