

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров М. Д., Сепп В. А. Двухслойный калориметрический зонд для измерения температуры и полного давления в потоках высокой температуры. Измерительная техника, 1972, № 4.
2. Петров М. Д., Сепп В. А. Использование малогабаритного зонда для определения профилей температуры и полного давления в плотном плазменном потоке. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, вып. 4.
3. Ватажин А. Б., Любимов Г. А., Регирер С. А. Магнитогазодинамические течения в каналах. М., «Наука» 1970.
4. Брановер Г. Г. Турбулентные магнитогидродинамические течения в трубах. Рига, «Зинатне», 1967.

УДК 533.601.155

**ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ
НЕРАВНОВЕСНО-ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА С УЧЕТОМ ОПЕРЕЖАЮЩЕГО
ИЗЛУЧЕНИЯ**

А. К. Кондря, Н. В. Леонтьева

(Ленинград)

Исследуется обтекание сферы гиперзвуковым потоком неравновесно-ионизованного одноатомного излучающего газа с учетом выхода излучения из ударного слоя (т. е. из области, заключенной между ударной волной и поверхностью тела) вверх по потоку. Расчет разогрева и предшествующей ионизации газа излучением в прогревном слое дает возможность замкнуть систему уравнений и определить значение степени ионизации газа на фронте ударной волны.

В ударном слое учитываются следующие процессы:

- 1) однократная ионизация при столкновении электрон — атом и обратный ей процесс рекомбинации при тройном столкновении электрон — электрон — атом;
- 2) однократная ионизация излучением и фоторекомбинация в области сплошного спектра.

В прогревном слое, который по сравнению с ударным слоем характеризуется значительно более низкой температурой и концентрацией электронов, определяющим процессом является ионизация при поглощении выходящего из ударного слоя излучения.

Используется кинетическая модель газа из работы [1]. Расчет параметров излучения проводится в приближении локально-одномерного плоского слоя [2]. Рассматривается поведение газодинамических параметров в прогревном слое и влияние прогревном слое на поле параметров ударного слоя.

Газодинамическое и радиационное поля в прогревном слое описываются той же системой уравнений, что и в ударном слое [2]. Однако благодаря низким температурам в прогревном слое можно пренебречь столкновительными процессами, а также радиационной рекомбинацией, считая единственным происходящим процессом ионизацию за счет радиационного поглощения. Конечно, известную роль будет играть также ионизация, происходящая в результате поглощения резонансного излучения, однако учет этого процесса является гораздо более сложной задачей.

В рассматриваемом случае в обозначениях работы [2] релаксационное уравнение и уравнение переноса излучения для прогревном слое принимают более простой вид

$$\rho \frac{A}{\varepsilon} \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} + \rho \frac{v}{r} \frac{\partial \alpha}{\partial \theta} = - \frac{m_a}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial \xi} \int_{\nu_j}^{\infty} (h\nu)^{-1} q_{\nu} d\nu \quad (1)$$

$$\mu \frac{1}{\varepsilon} \frac{dI_{\nu}}{d\xi} = - \rho (i - \alpha) \kappa_{\nu} I_{\nu} \quad (2)$$

Граничными условиями для системы уравнений прогревного слоя являются значения параметров в невозмущенном потоке

$$\alpha = \alpha_{\infty}, W = W_{\infty}, \rho = \rho_{\infty}, T = T_{\infty}, I_{v\infty} = 0$$

Уравнение (2) имеет решение

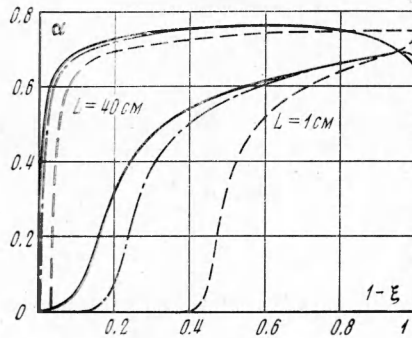
$$I_v = C \exp(-\tau_{1v}/t) \left(\tau_{1v} = \varepsilon \int_1^{\xi} \rho (1 - \alpha) \kappa_v d\xi \right) \quad (3)$$

где τ_{1v} — оптическая координата прогревного слоя, отсчитанная от поверхности ударной волны вверх по потоку. Постоянная интегрирования C определяется из условия непрерывности интенсивности излучения при переходе через скачок уплотнения.

Метод решения задачи, как и в [2], сводится к двойным итерациям. Внутренний итерационный цикл заключается в нахождении положения и формы ударной волны при заданном распределении поля излучения, в то время как само поле излучения определяется во внешнем итерационном цикле. В качестве начальной итерации принимается течение при отсутствии излучения. При этом прогревной слой отсутствует, и значения параметров невозмущенного потока распространяются до ударной волны, где они служат граничными условиями для системы уравнений ударного слоя. После того как определено начальное приближение поля течения в ударном слое, по полученным газодинамическим параметрам вычисляется распределение поля излучения. Полученное значение интенсивности (или потока) излучения на ударной волне дает возможность рассчитать радиационное поле в прогревном слое в предположении, что газодинамическое поле прогревного слоя остается неизменным. Вычисление радиационных переменных вверх по потоку продолжается до тех пор, пока лучистый поток не уменьшится

в заданное число раз по сравнению с его значением на ударной волне. При следующих итерациях в газодинамические уравнения прогревного слоя включаются вычисленные радиационные члены, в результате находят параметры течения перед ударной волной, отличающиеся от параметров невозмущенного потока. Внешний итерационный цикл продолжается до тех пор, пока на двух последовательных итерациях не совпадут с заданной степенью точности как газодинамические, так и радиационные поля.

Обтекание тел малого радиуса рассматривалось для того, чтобы отделить эффекты неравновесности и опережающего излучения. При минимальном значении радиуса $L = 1$ см критерий Рейнольдса $Re \approx 10^2$, а толщина ударной волны и по-



Фиг. 1

граничного слоя соответственно пропорциональны Re^{-1} и $Re^{-1/2}$, т. е. в этом предельном случае, строго говоря, следует учитывать эффекты вязкости и теплопроводности. Однако учет этих явлений совместно с излучением и неравновесной ионизацией представляет большие трудности.

В описанной постановке на ЭВМ БЭСМ-4М была проведена серия расчетов обтекания аргоном сферического тела с радиусом L ($1 \text{ см} \leq L \leq 40 \text{ см}$) и коэффициентом черноты поверхности $\delta = 1$. Давление, температура и степень ионизации в набегающем потоке принимались соответственно равными

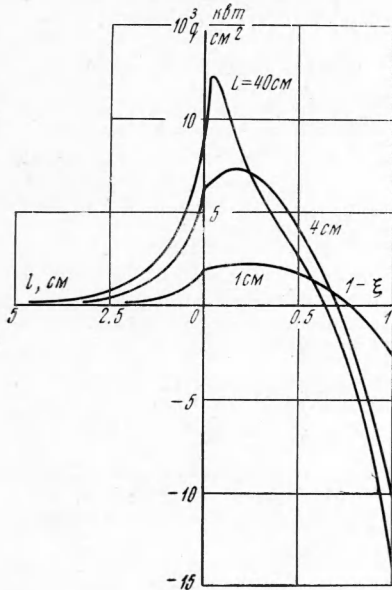
$$p_{\infty} = 0,0002 \text{ атм}, T_{\infty} = 300^{\circ} \text{ К}, \alpha_{\infty} = 10^{-12}$$

Некоторые результаты расчетов приводятся на фиг. 1—5.

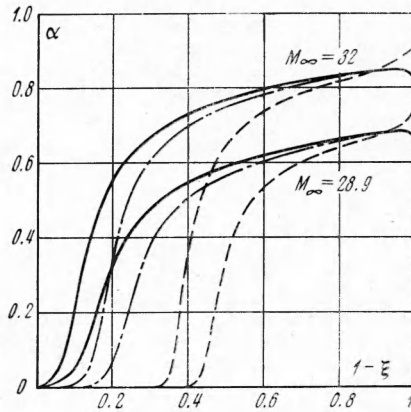
Сплошными кривыми изображены решения, полученные при учете поглощения опережающего излучения прогревным слоем. Пунктирные кривые относятся к решениям без учета излучения, т. е. при рассмотрении только столкновительных процессов. Штрих-пунктиром нанесены решения в постановке [2], т. е. с учетом излучения и самопоглощения в ударном слое, но без учета опережающего излучения.

Фиг. 1 и фиг. 2 отражают влияние размера тела на характер обтекания при $M_{\infty} = 28,9$. На фиг. 1 приведены профили степени ионизации α на нулевой линии тока в

ударном слое. Видно, что с увеличением размера обтекаемого тела режим течения в ударном слое приближается к равновесному, что выражается в сокращении ширины зоны релаксации. При этом одновременно возрастает оптическая толщина ударного слоя τ ($\tau = 0.28, 0.86, 6.6$ при $L = 1, 4, 40$ см соответственно), в результате чего значительная часть излучения равновесной области ударного слоя поглощается в релаксационной зоне, не выходя за фронт ударной волны. Для тел малых размеров (или в более разреженных средах) оптические толщины ударного слоя значительно меньше и часть излучения ударного слоя выходит вверх



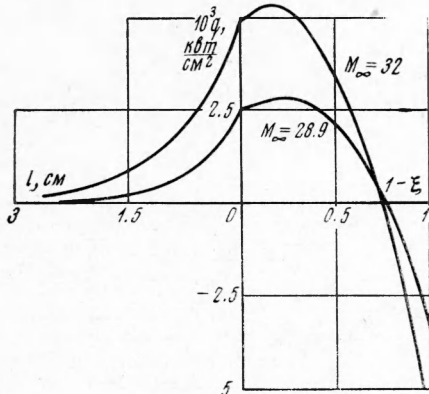
Фиг. 2



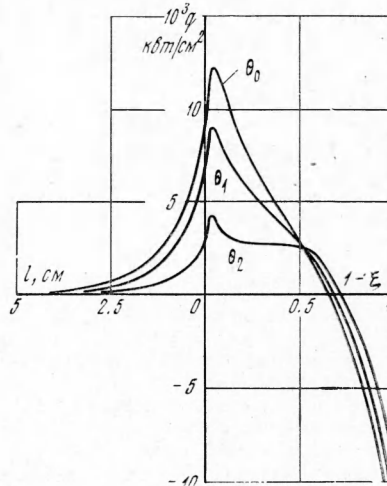
Фиг. 3

по потоку. Сравнение решений с учетом и без учета прогревного слоя для $L = 1$ и 40 см показывает, что для $L = 1$ см учет прогревного слоя более существен.

На фиг. 2 изображены профили безразмерного потока лучистой энергии q вдоль оси симметрии течения. Вправо от оси ординат поток построен в зависимости от безразмерной координаты $\xi = r - r_0 / r_* - r_0$ (r_0 — радиус-вектор поверхности тела, r_* — радиус-вектор ударной волны), для которой координатная линия $\xi = 0$ изображает



Фиг. 4



Фиг. 5

поверхность тела, а $\xi = 1$ — поверхность ударной волны. Влево от оси ординат изменение потока изображено в зависимости от l , расстояния от ударной волны в сантиметрах. На фиг. 2 видно, что ширина прогревного слоя составляет несколько сантиметров, так что для $L \leq 4$ см она сравнима с размерами обтекаемого тела, а для $L = 40$ см ширина прогревного слоя значительно меньше радиуса тела и сравнима с толщиной ударного слоя. При этом следует отметить, что абсолютная толщина ударного слоя

растет с увеличением радиуса тела. Это приводит к увеличению лучистого потока q на ударной волне.

Расчеты показали, что профили степени ионизации α в прогревном слое качественно следуют изменению потока q . Так, значения α перед ударной волной при $L = 1, 4, 40$ см составляют соответственно 0.0019, 0.006 и 0.010. Температура газа в прогревном слое в рассмотренном диапазоне условий повышается в 1.5—2 раза. На плотности и скорости течения газа поглощение излучения прогревным слоем практически не сказывается.

Фиг. 3 и фиг. 4 отражают изменение α и q на нулевой линии тока для $L = 1$ см, $M_\infty = 28.9$ и 32. С увеличением числа Маха M_∞ набегающего потока режим обтекания приближается к равновесному, возрастают значения лучистого потока, падающего на поверхность тела и выходящего в прогревном слое, возрастает степень ионизации газа в прогревном слое. Для рассмотренных вариантов значения α перед ударной волной равны соответственно 0.0019 и 0.0033.

На фиг. 5 изображены профили безразмерного лучистого потока q при $M_\infty = 28.9$, $L = 40$ см на лучах $\theta_0 = 0$, $\theta_1 = 0.25$ и $\theta_2 = 0.5$ радиана. Видно, что лучистый поток максимален на нулевой линии тока. При перемещении расчетного луча θ от оси симметрии вверх по обводу тела наблюдается быстрое снижение величины лучистого потока при сохранении качественно подобной зависимости $q(\xi)$.

Поступила 12 VII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Clarke J. H., Ferrari C. Gas dynamics with nonequilibrium radiative and collisional ionization. Phys. Fluids, 1965, vol. 8, No. 12, pp. 2121—2139. (Рус. перев.: Газовая динамика с неравновесной ионизацией излучением и столкновениями. Механика, 1967, № 1.)
2. Кременецкий М. Д., Леонтьева Н. В., Лунькин Ю. П. Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком неравновесно-ионизованного излучающего газа. ПМТФ, 1971, № 4.

УДК 621.378.3:532.57

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ЖИДКОСТИ С ПОМОЩЬЮ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ СХЕМЫ ОДИС

Б. С. Ринкевичюс, В. И. Смирнов

(Москва)

Рассмотрены причины аппаратурного уширения доплеровского сигнала в дифференциальной схеме оптического доплеровского измерителя скорости. Показано, что это уширение может составлять не больше 0.1%. Проведено измерение степени турбулентности потока жидкости в вихревой камере.

Для исследования потоков жидкости и газа в последнее время стали применяться оптические доплеровские измерители скорости (ОДИС) [1]. Если для выделения доплеровского сдвига частоты в ОДИС используется метод фотогетеродинамирования, то на выходе фотоприемника получается электрический сигнал, мгновенная частота которого соответствует мгновенному значению скорости потока в исследуемой точке пространства. Поэтому доплеровский сигнал содержит всю информацию о статистических характеристиках локальной скорости турбулентной среды.

В данной работе рассмотрен спектральный метод анализа электрического сигнала с доплеровской частотой. В этом случае измерение степени турбулентности осуществляется по соотношению

$$\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / \langle u \rangle = k_1 \Delta f / \langle f_D \rangle \quad (1)$$

где $\langle u \rangle$ — средняя скорость потока, u' — пульсационная скорость потока, $\langle f_D \rangle$ — средняя доплеровская частота, Δf — ширина спектра доплеровского сигнала, k_1 —