

при прохождении через газовую струю в установившемся режиме составляло $\approx 1^\circ$, что находится в хорошем согласии с оценочными расчетами.

В заключение авторы благодарят Х. М. Файзулина, В. М. Абрамова, С. А. Данилушкина, Б. Я. Любимова и Л. В. Большова за помощь в проведении экспериментов и полезные обсуждения.

Поступила 19 IV 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., «Наука», 1965.
2. *Parmentier E. M.* Supersonic flow aerodynamic windows for high-power lasers. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 7. (Рус. перев.: Сверхзвуковые аэродинамические пленки для мощных лазеров. Ракетная техника и космонавтика, 1973, т. 11, № 7).
3. Колт, Бедел. Характеристики конического ракетного сопла при течении с отрывом от стенки. Вопр. ракетн. техн., 1966, № 3.

УДК 533.95

ОБ ИМПУЛЬСЕ, ВЫЗВАННОМ ПАДЕНИЕМ НА ПОВЕРХНОСТЬ СИЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. В. МИХАЙЛОВ

(Москва)

Изучается нестационарное течение, возникающее в покоящемся газе при падении на плоскую поверхность пучка сильного излучения. Предлагается схема течения и выводятся приближенные соотношения для определения величины импульса, вызванного достаточно длительным облучением тела. Результаты расчета сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

При падении интенсивного излучения на твердую поверхность может происходить испарение или распыление материала, приводящее к образованию нестационарного течения в окружающем тело покоящемся газе.

Рассмотрим случай, когда в центр круглой пластины падает параллельный пучок сильного излучения. Примем, что относительный поперечный размер пучка мал и, следовательно, течение близко к осесимметричному, а термодинамические свойства окружающего газа могут быть аппроксимированы двумя показателями адиабаты κ и κ_∞ .

При этом κ соответствует газу, нагретому излучением, а κ_∞ — холодному газу. Тогда можно ввести следующие критерии подобия рассматриваемой задачи:

$$(1) \quad \kappa, \kappa_\infty, N_1 = F/f \\ N_2 = a_\infty^5 \rho_\infty \tau^2 (E_f f)^{-1}, \quad N_3 = a_\infty^3 \rho_\infty F (E_f f)^{-1}$$

Здесь F — площадь пластины; f — площадь поперечного сечения луча; τ — время действия излучения; E_f — энергия, протекающая через единицу площади поперечного сечения в единицу времени; ρ_∞ , ρ_∞ , a_∞ — давление, плотность и скорость звука в невозмущенном газе.

Дальнейшее рассмотрение будем проводить в безразмерных переменных, обозначив через u , p , ρ , r , t соответственно безразмерные скорость, давление, плотность, линейный размер и время. В качестве характерных величин (обозначенных звездочкой) используем $u_* = [2(\kappa^2 - 1)E_f \rho_\infty^{-1}]^{1/2}$, $p_* = \rho_\infty u_*^2$, $\rho_* = \rho_\infty$, $r_* = (f/\pi)^{1/2}$, $t_* = r_*/u_*$.

Для построения схемы течения, следуя [1], примем, что вдоль светового пучка навстречу излучению с постоянной скоростью u_s распространяется плоская ударная волна (квазиодномерное течение). Пренебрегая противодавлением ($p_\infty \approx 0$) и считая скорость звука за скачком равной скорости потока относительно скачка (режим Чепмена — Жуге), получим $u_s = 1$. При $t \gg 1$ скачок отойдет от поверхности пластины на расстояние $r \gg 1$. При этом давление газа вблизи пластины станет много меньшим давления за скачком p_s , а скорость газа в стационарной (связанной со скачком) системе координат будет близка к максимально возможной скорости $\kappa/\sqrt{\kappa^2 - 1}$ [2]. Переходя к системе, связанной с покоящимся газом, вычитаем из указанного значения

$u_s=1$ и получаем скорость u_m , падающей на пластину струи горячего газа

$$(2) \quad u_m = (\kappa - \sqrt{\kappa^2 - 1}) (\kappa^2 - 1)^{-1/2}$$

Расход газа в струе

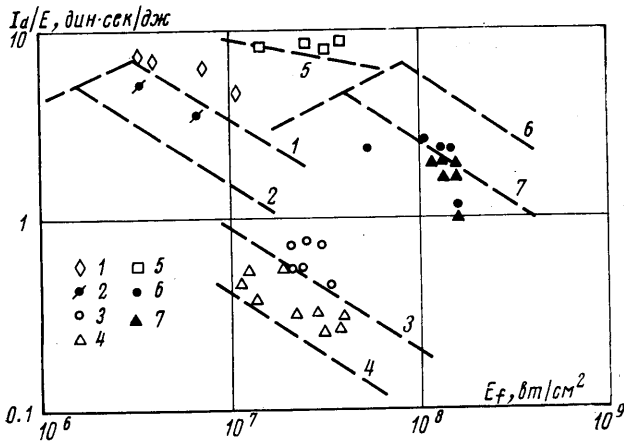
$$(3) \quad Q = \pi u_m (1 + u_m)^{-1} = \pi (\kappa - \sqrt{\kappa^2 - 1}) \kappa^{-1}$$

Примем далее, что горячий газ, поступающий к поверхности тела, накапливается в некоторой пристеночной области. Допустим также, что из-за малой плотности газа перепад давления в этой области близок к нулю. Тогда, если падающая струя имеет относительно малый поперечный размер и слабо возмущает внешний поток, область накопления горячего газа должна расширяться, сохраняя полусферическую форму. Составим для рассматриваемой области уравнение сохранения энергии

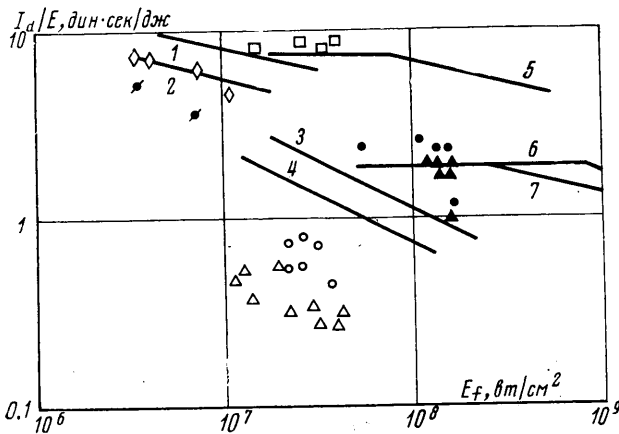
$$(4) \quad Q t \frac{u_m^2}{2} = \frac{2}{3} \pi R^3 \rho U + 2\pi \int_0^R p R^2 dR$$

Здесь R – радиус области накопления газа, U – полная энергия единицы массы газа в этой области.

Пренебрегая противодавлением ($p_\infty = 0$), добавим к (4) уравнение, связывающее давление за полусферическим ударным слоем с темпом расширения области накопления.



Фиг. 1



Фиг. 2

В приближении тонкого ударного слоя

$$p = \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{R}{3} \frac{d^2R}{dt^2}$$

В ньютоновском приближении (без учета «центробежных» сил)

$$(5) \quad p = (dR/dt)^2$$

Для $\kappa_\infty = 1.4$ последняя формула обычно более точна, если $d^2R/dt^2 < 0$. Учитывая, что значение κ близко к единице, пренебрежем с относительной погрешностью порядка $\kappa - 1$ кинетической энергией газа в зоне накопления, считая, что $U \approx p[\rho(\kappa - 1)]^{-1}$.

Решение уравнений (2) — (5) в классе степенных функций имеет вид

$$(6) \quad R = Bt^{3/5}, \quad p = (3B/5)^2 t^{-4/5}$$

$$B = [125(\kappa - \sqrt{\kappa^2 - 1})^3 / (12\kappa(\kappa + 1)(9\kappa - 4))]^{1/5}$$

Пренебрегая толщиной ударного слоя, для величины импульса, передаваемого пластине за время t_i , получим

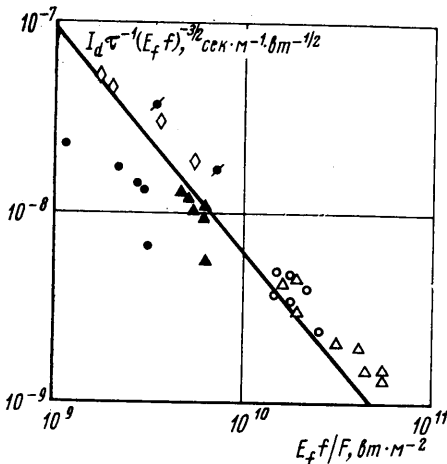
$$(7) \quad I = \pi \int_0^{t_i} pR^2 dt = \frac{9\pi}{35} B^4 t_i^{7/5}$$

Отметим, что доля импульса, полученная за время формирования зоны накопления газа, ограничена и поэтому относительно мала при $t_i \gg 1$.

В качестве характерных времен t_i будем использовать t_1 , соответствующее значению $p = p_\infty / (\rho_\infty u_*^2)$, t_2 , равное времени падения струи газа на пластину, t_3 , соответствующее значению $R = (F/\pi)^{1/2}$ (при $t = t_3$ зона нагретого газа достигает края пластины).

При вычислении t_2 примем, что после прекращения действия излучения нагретые частицы газа движутся к поверхности тела со скоростью u_m . Тогда $t_2 = \tau t_*^{-1} (1 + u_m)^{-1}$.

Подставив значения t_1, t_2, t_3 в формулу (7), получим соответственно следующие выражения для расчета величины импульса, действующего на пластину:



Фиг. 3

Если принять что $\kappa_\infty = 1.4, \kappa = 1.15$, то соотношения (8) примут вид

$$I_{da} \infty E^{-1} = 0.00107 N_2^{-1/2}, \quad I_{da} \infty E^{-1} = 0.0636 N_3^{1/6} N_2^{-1/2}, \quad I_{da} \infty E^{-1} = 0.116 N_2^{1/3},$$

Величина импульса должна определяться по формуле, дающей минимальное значение I_d , поскольку каждое из характерных значений t_1, t_2, t_3 накладывает ограничение сверху на величину импульса.

Сравнение расчетов по формулам (9) с экспериментальными данными работы [3] показано на фиг. 1.

$$\frac{I_{da} \infty}{E} = \frac{243}{112} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{1/2} \kappa_\infty^{1/4} S^{1/2} N_2^{-1/2}$$

$$(8) \quad \frac{I_{da} \infty}{E} = \frac{45}{28} \left(\frac{25\pi}{4} \right)^{1/5} C^{1/5} S^{4/5} N_2^{1/5}$$

$$\frac{I_{da} \infty}{E} = \frac{9}{14 \sqrt{\pi}} S^{1/2} N_3^{1/6} N_2^{-1/2}$$

$$S = \frac{4}{3} \frac{(\kappa - 1)(\kappa - \sqrt{\kappa^2 - 1})^3}{\kappa(9\kappa - 4)}$$

Здесь I_d — размерное значение импульса, $E = E_{ff} \tau$ — полная энергия излучения длительности τ .

Расчеты и испытания проведены для воздуха при стандартных атмосферных условиях на уровне моря и $\tau = 25$ мксек. Соответствие экспериментальных точек тем или иным расчетным кривым показано на фиг. 1. На фиг. 2 приведены результаты расчета, проделанного в работе [3] по методике, основанной на использовании при больших t теории плоских сечений.

Данным 1-7 на фигурах соответствуют следующие значения параметров f (см²) и F/f : 1 - 0.6, 20; 2 - 0.6, 10; 3 - 0.1, 14; 4 - 0.1, 7; 5 - 0.3, 130; 6 - 0.02, 500; 7 - 0.02, 250.

Не обсуждая степень точности того или другого способа расчета, можно отметить лишь существенно меньшую трудоемкость применения предлагаемой методики и качественное согласие принятой схемы с картиной течения, следующей из фотографии работы [3].

Приведенные выше критерии подобия (4) также могут оказаться полезными при обработке экспериментальных результатов. На фиг. 3 дан пример обработки результатов испытаний, нанесенных на фиг. 1 и 2 (режимы соответствуют третьей формуле (9), результаты расчета по которой показаны сплошной линией).

Поступила 13 I 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Нагревание газа под действием мощного светового импульса. ЖЭТФ, 1965, т. 48, вып. 5.
2. Коган М. Н., Михайлов В. В. Об автомодельных решениях при выделении энергии в потоке газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 6.
3. Pirri A. N. Theory for momentum transfer to a surface with high-power laser. Phys. Fluids, 1973, vol. 16, No. 9.

УДК 536.24.08

ОСРЕДНЕННЫЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПОЛЯ В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЯХ НАД ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛА

В. Д. ЗИМИН, П. Г. ФРИК

(Пермь)

Описана модификация теневого метода, позволяющая измерять трехмерные осредненные поля показателя преломления в турбулентных потоках. Метод применен для измерения температурного поля в турбулентном конвективном факеле. В качестве источника тепла использовалась медленно вытекающая из круглого отверстия струя нагретой жидкости. Результаты измерений сравниваются с асимптотическими зависимостями для свободновосходящих конвективных потоков [1].

В неравномерно нагретой жидкости при не слишком больших перепадах температуры поля показателя преломления и температуры подобны. Трехмерные распределения показателя преломления в турбулентных потоках можно измерять, используя теневые методы. Для восстановления трехмерного поля по результатам теневых измерений необходимы данные, соответствующие нескольким направлениям просвечивания. Расчет проводится для отдельных плоских сечений с использованием формулы обращения двумерного преобразования Радона [2]. В теневых методах измеряются полные угловые отклонения лучей в прошедшей оптическую неоднородность световой волне [3]. Формула, связывающая локальные значения показателя преломления $n(x, y, z)$ с угловыми отклонениями лучей $\varepsilon(\alpha, y_0, z)$, линейна по ε и после осреднения сохраняет свой первоначальный вид [4]

$$(1) \quad \langle f(x, y, z) \rangle = -\frac{n_0}{2\pi^2} \int_0^\pi d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\langle \varepsilon(\alpha, y_0, z) \rangle}{y_0 - y \sin \alpha} dy_0$$

Здесь $f(x, y, z) = n(x, y, z) - n_0$, n_0 — показатель преломления невозмущенной среды, (x, y, z) — система координат, связанная с оптической неоднородностью, (x_0, y_0, z) — система координат, связанная с зондирующей волной, α — угол между осями x и y_0 . Зондирующая волна распространяется вдоль оси x_0 .

При использовании фотометрического метода щели и ножа [5] теневой прибор можно настроить так, что во всем интервале изменения ε интенсивность света в пло-