03

О сопротивлении и теплообмене тела в сверхзвуковом потоке при наличии перед телом плоского источника энергии

© Г.А. Лукьянов

Институт высокопроизводительных вычислений и баз данных,
С.-Петербург

Поступило в Редакцию 20 мая 1998 г.

Рассмотрена и решена задача о стационарном следе за источником энергии в сверхзвуковом потоке газа. Источник энергии представляет собой плоский газодинамический разрыв с заданным энергоподводом к потоку. Параметры за источником соответствуют режиму слабой детонации (сверхзвукового горения). На базе полученного решения проведены исследования сопротивления и теплообмена тела в следе за источником. Показана возможность значительного снижения сопротивления и тепловых нагрузок тела при достаточно больших числах Маха набегающего потока. Исследована энергетическая эффективность данного способа снижения сопротивления и тепловых нагрузок тела. Определены условия, при которых этот способ является энергетически выгодным.

В последние годы опубликован ряд работ, посвященных математическому моделированию и экспериментальному исследованию обтекания тел сверхзвуковым потоком при наличии перед телом объемного источника энергии [1–5]. Показано, что при определенных условиях (числах Маха M_∞, форме тела, параметрах источника энергии и др.) подвод энергии к сверхзвуковому потоку перед телом приводит к существенному (до двух раз) снижению аэродинамического сопротивления тела. Механизм эффекта снижения сопротивления состоит в образовании за источником энергии теплового следа с пониженным по сравнению с невозмущенным потоком значением динамического давления.

В ряде случаев, рассмотренных в [1–3], общая энергия, затрачиваемая в единицу времени на горизонтальное движение тела с постоянной скоростью u_∞ и равная $N_i + F_i u_\infty$ (N_i — мощность источника энергии, F_i — сопротивление тела при $N_i > 0$), оказывается меньшей значения аналогичной энергии $F_0 u_\infty$, необходимой для движения тела при $N_i = 0$.

Результаты работ [1–5] свидетельствуют о большой перспективности исследований в этой новой области физической газодинамики, закладывающей, возможно, основы аэрофизики принципиально новых сверхзвуковых летательных аппаратов, использующих принцип энергетического воздействия на набегающий на тело поток газа. Вместе с тем степень понимания данной проблемы находится пока на недостаточном уровне. Имеющиеся результаты носят достаточно частный характер. Отсутствует понимание картины взаимодействия сверхзвукового потока с источником энергии и течения за источником в общем случае. Отсутствует ясность относительно потенциальных возможностей энергетического воздействия на поток в широком диапазоне определяющих параметров (чисел M, параметров энерговклада и др.) как способа снижения сопротивления и тепловых нагрузок тела в сверхзвуковом потоке. Данное состояние обсуждаемой проблемы является следствием отсутствия в настоящее время соответствующих основ теории. Разработка таких основ — дело ближайшей перспективы. В настоящей работе сделан шаг в этом направлении. Более подробно описываемые ниже результаты изложены в работе [6].

Схема рассматриваемого течения представлена на рис. 1, *a*. Перед телом в стационарном сверхзвуковом потоке имеется область энерговыделения с поперечным размером $2b$ и малой протяженностью вдоль потока. Пренебрегая структурой течения внутри тонкого слоя, рассмотрим в качестве модели источника энергии плоский газодинамический разрыв ($x = 0$, $|y| \leqslant b$) с заданным энергоподводом к газу, проходящему через разрыв. Рассматриваемые стационарные режимы течения соответствуют режимам слабой детонации [7].

Параметры за плоским источником энергии определяются из законов сохранения массы, импульса и энергии, дополненных уравнением состояния

$$\rho_i u_i = \rho_\infty u_\infty, \tag{1}$$

$$p_i + \rho_i u_i^2 = p_\infty + \rho_\infty u_\infty^2, \tag{2}$$

$$\rho_i u_i \left(\frac{u_i^2}{2} + c_p T_i \right) = \rho_\infty u_\infty \left(\frac{u_\infty^2}{2} + c_p T_\infty \right) + \rho_\infty u_\infty q, \tag{3}$$

$$p = \rho R T. \tag{4}$$

Здесь ρ — плотность, p — давление, T — температура, u — скорость, R — газовая постоянная, c_p — теплоемкость, q — энергия, подводимая

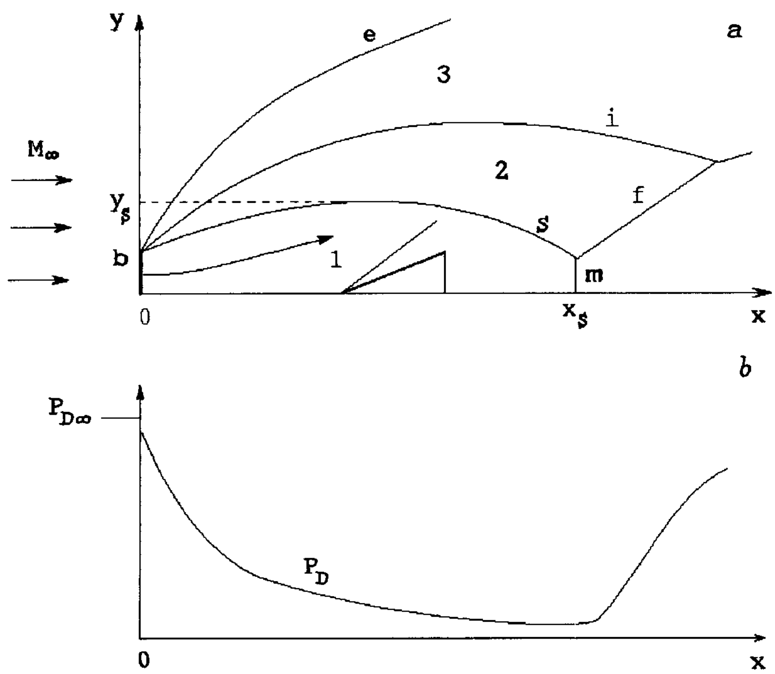

Рис. 1. Схема течения в следе за плоским источником энергии в сверхзвуковом потоке (a), изменение динамического давления p_D вдоль оси следа (b).

в источнике энергии к единице массы газа за единицу времени, индексы ∞ и i относятся к параметрам перед источником и за источником соответственно.

Решение системы уравнений (1)–(4) для режима слабой детонации имеет вид (см., например, [7]):

$$\lambda_i = \frac{1}{2(1+\beta)^{1/2}}\left\{\lambda_\infty + \frac{1}{\lambda_\infty} + \left[\left(\lambda_\infty - \frac{1}{\lambda_\infty}\right)^2 - 4\beta\right]^{1/2}\right\}, \tag{5}$$

$$\varkappa_i = \rho_i/\rho_\infty = \lambda_\infty/\lambda_i(1+\beta)^{1/2}, \tag{6}$$

$$\tau_i = T_i/T_\infty = \beta(1-\lambda_i^2/\epsilon)/(1-\lambda_\infty^2/\epsilon), \tag{7}$$

$$n_i = p_i/p_\infty = \rho_i T_i/\rho_\infty T_\infty. \tag{8}$$

Здесь $\lambda = u/u_*$ — коэффициент скорости, u_* — критическая скорость, $\beta = q/c_p T_{0\infty}$ — параметр нагрева, $T_{0\infty}$ — температура торможения набегающего потока, $\epsilon = (\gamma+1)/(\gamma-1)$, γ — отношение удельных теплоемкостей.

Предельное значение β, при котором наступает тепловой кризис и дальнейший стационарный теплоподвод невозможен, соответствует $\lambda_i = 1$ и определяется соотношением

$$\beta_*(M)_\infty = (M_\infty^2 - 1)^2/2(\gamma+1)\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M_\infty^2\right). \tag{9}$$

Соответствующие предельные значения $\varkappa_i$, τ_i и n_i равны

$$\varkappa_* = \left[\frac{\gamma+1}{2}M_\infty^2 \Big/ \left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M_\infty^2\right)\right]^{1/2} \Big/ (1+\beta_*)^{1/2}, \tag{10}$$

$$\tau_* = 2(1+\beta_*)\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M_\infty^2\right) \Big/ (\gamma+1), \tag{11}$$

$$n_* = \left[\frac{\gamma+1}{2}M_\infty^2 \Big/ \left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M_\infty^2\right)(1+\beta)\right]^{1/2}. \tag{12}$$

При $M_\infty \gg 1$ соотношения (10)–(12) приобретают вид

$$\varkappa_* \simeq (\gamma+1)/\gamma, \quad \tau_* \simeq \gamma^2 M_\infty^2/(\gamma+1)^2, \quad n_* \simeq \gamma M_\infty^2/(\gamma+1). \tag{13}$$

В рассматриваемой задаче след за плоским источником энергии представляет собой сверхзвуковую недорасширенную струю в спутном сверхзвуковом потоке (рис. 1, *a*). Течение данного типа исследовано достаточно подробно в [8,9]. Нагрев газа в источнике энергии приводит к повышению давления и последующему расширению газа. В следе за источником формируются пять поверхностей сильного разрыва, положением которых определяется структура течения. Поток нагретого газа отделяется от потока холодного газа, текущего мимо источника, тангенциальным разрывом *i*. Поверхность *e* представляет собой головную ударную волну, поверхности *s*, *f* и *m* — висячий, отраженный и центральный скачки уплотнения соответственно. Указанные поверхности разрыва разделяют области свободного расширения *1*, сжатый слой струи *2* и сжатый слой внешнего потока *3*. Качественно картина течения одинакова в плоском и осесимметричном вариантах. Параметры течения в следе (в том числе геометрия течения) в рамках модели невязкого совершенного газа определяются значениями чисел Маха M_∞ и M_i, γ и n_i. В области свободного расширения интенсивное расширение нагретого газа сопровождается быстрым уменьшением динамического давления $p_D = \rho u^2/2$ (рис. 1, b). При этом p_D в области свободного расширения оказывается значительно меньшим, чем p_D в набегающем потоке. Это обстоятельство и является основным фактором в механизме снижения сопротивления тела, находящегося в следе за источником энергии рассматриваемого типа.

Согласно данным [8], полученным в результате обобщения численных исследований невязких осесимметричных струй в спутном сверхзвуковом потоке, при $n \gg 1$ и $\gamma = 1.4$ продольный и поперечный размеры области свободного расширения приближенно равны

$$x_s/b \simeq 0.5 M_i \sqrt{n}, \quad y_s/b \simeq M_i \sqrt{n}/M_\infty. \tag{14}$$

Для плоского течения

$$x_s/b \sim M_i n, \quad y_s/b \sim M_i n/M_\infty. \tag{15}$$

Сопротивление тела, движущегося в области свободного расширения следа, определяется формулой

$$F_1 = C_{x1} \frac{\rho_1 u_1^2}{2} S, \tag{16}$$

где C_{x1} — коэффициент сопротивления, ρ_1 и u_1 — плотность и скорость газа перед телом в области свободного расширения, S — площадь миделя тела. Для оценки эффективности снижения сопротивления тела в рассматриваемой схеме течения введем параметр

$$\omega = F_1/F_0 = (C_{x1}/C_{x\infty})(\rho_1 u_1^2/\rho_\infty u_\infty^2). \tag{17}$$

Аналогичное (17) отношение для суммарных тепловых потоков к телу равно

$$m = (C_{H_1}/C_{H\infty})(\rho_1 u_1^3/\rho_\infty u_\infty^3), \tag{18}$$

где C_H — коэффициент теплоотдачи. Минимальные значения ω и m достигаются в конце области свободного расширения. При $C_{x1} = C_{x\infty}$, $C_{H1} = C_{H\infty}$, $M_\infty \gg 1$ и $M_1 \gg 1$ предельные (наименьшие) значения ω и m приближенно равны

$$\omega_m \simeq \varkappa_*(1+\beta_*)/n_* = (\gamma+1)^2/M_\infty^2, \tag{19}$$

$$m_m \simeq \omega_m \gamma / (\gamma^2 - 1)^{1/2} = \gamma(\gamma + 1)^2 / (\gamma^2 - 1)^{1/2} M_\infty^2. \qquad (20)$$

На рис. 2 приведены зависимости ω и m от параметра нагрева β при $M_\infty = 10$, $\gamma = 1.4$, $C_{x1} = C_{x\infty}$, $C_{H1} = C_{H\infty}$. Предельные значения ω и m соответственно равны 0.06 и 0.085. Приведенные на рис. 2 оценки ω подтверждаются результатами расчетов [6] для осесимметричного течения.

Оценим эффективность использования источника энергии данного типа как средства снижения сопротивления. Для оценки используем параметры [6]

$$K = (N_0 - N_1)/N_i, \quad C = (N_1 + N_i)/N_0, \qquad (21)$$

где $N_i = \rho_\infty u_\infty c_p S_i (T_{0i} - T_{0\infty})$, $N_0 = F_0 u_\infty$, $N_1 = F_1 u_\infty$.

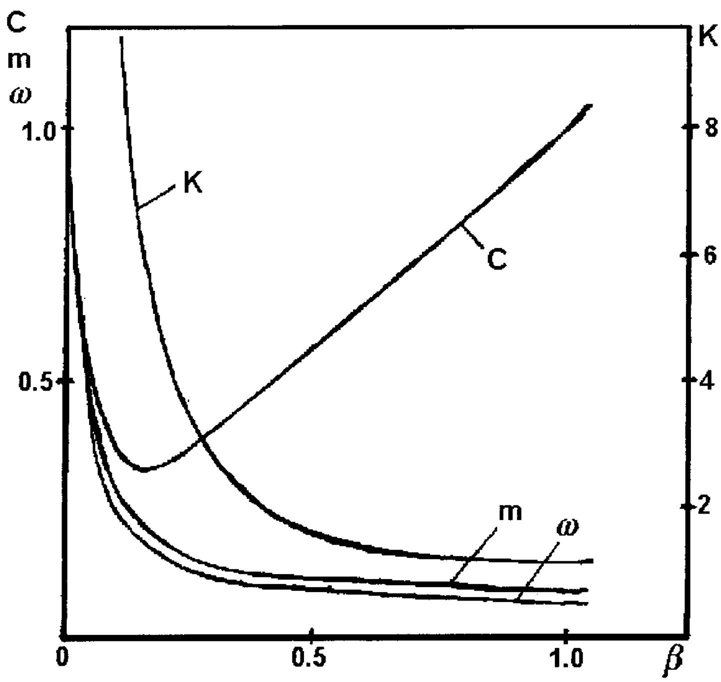

Рис. 2. Зависимость ω, m, K и C от параметра нагрева β при $M_\infty = 10$ и $\gamma = 1.4$.

Используя соотношение (17), выражения (21) можно преобразовать к виду

$$K = C_{x\infty}\frac{\gamma - 1}{2}\frac{M_\infty^2}{1 + (\gamma - 1)M_\infty^2/2}\frac{S}{S_i\beta}(1 - \omega), \tag{22}$$

$$C = \omega + \frac{2}{C_{x\infty}}(\gamma - 1)\frac{1 + (\gamma - 1)M_\infty^2/2}{M_\infty^2}\frac{S_1\beta}{S}. \tag{23}$$

На рис. 2 в качестве примера приведены зависимости K и C от β при $M_\infty = 10$, $\gamma = 1.4$, $C_{x1} = C_{x\infty} = 1$ и $S = S_i$. При малых значениях β реализуются энергетически высокоэффективные режимы, соответствующие $K \gg 1$. Однако снижение сопротивления при этом относительно невелико. С увеличением β значение K монотонно уменьшается. Суммарная энергия, затрачиваемая на движение тела, имеет минимум в области умеренных значений β, которым соответствуют при $M_\infty = 10$ значения ω и m порядка 0.2–0.3. Оценки K и C получены при $C_{x1} = C_{x\infty} = 1$. При существенно меньших значениях C_x возможности реализации энергетически выгодных режимов движения значительно сокращаются. Принципиальная возможность снижения общих тепловых нагрузок на тело при больших числах M_∞ представляет большой самостоятельный интерес. Тепловой аспект данной проблемы требует более детального анализа.

Список литературы

[1] *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 8. С. 684–687.
[2] *Левин В.А., Тереньтьева Л.В.* // МЖГ. 1993. № 2. С. 110–114.
[3] *Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С.* // ИФЖ. 1994. Т. 67. № 5–6. С. 355–361.
[4] *Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н.* и др. // ДАН РАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339–340.
[5] *Гувернюк С.В., Самойлов А.Б.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 9. С. 1–8.
[6] *Лукьянов Г.А.* // Препринт 04–98. ИВВБД. С.-Петербург.
[7] *Черный Г.Г.* Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
[8] *Авдуевский В.С., Ашратов Э.А., Иванова А.В., Пирумов У.Г.* Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй. М.: Машиностроение, 1989. 320 с.
[9] *Дулов В.Г., Лукьянов Г.А.* Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1994. 234 с.