

03

Газодинамические эффекты в расширяющемся канале при подводе энергии импульсами конечной длительности

© В.П. Замураев, А.П. Калинина

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
СО РАН, Новосибирск
Новосибирский государственный университет, Новосибирск
E-mail: zamuraev@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 3 октября 2008 г.

Рассмотрено влияние на сверхзвуковое течение длительности импульсов периодического подвода энергии в расширяющемся канале. Показано, что это влияние на удельную силу имеет немонотонный характер. При малой длительности импульсов получено значительно более высокое значение удельной силы по сравнению со стационарным подводом энергии.

PACS: 47.40.Ki, 47.60.+i

При изучении возможности управления внешними и внутренними течениями газа с помощью энергоподвода чаще рассматривался стационарный подвод энергии. Его эффективность по сравнению с нестационарным подводом энергии практически не исследовалась. Вместе с тем в [1] при исследовании сверхзвукового обтекания полусферы ($M_\infty = 3$) с пульсирующим источником энергии перед ней обнаружено существование минимума сопротивления полусферы при изменении частоты следования импульсов подводимой энергии. На основании этого сделан вывод: режим пульсирующего энергоподвода может быть эффективнее стационарного. Глубина найденного в [1] минимума оказалась небольшой. В экспериментах [2] минимум не обнаружен.

Аналогичный эффект получен в [3] при исследовании обтекания крылового профиля NASA-0012 на трансзвуковом режиме ($M_\infty = 0.85$) с импульсно-периодическим подводом энергии в узкой зоне вблизи поверхности профиля. Для некоторого значения периода подвода энергии,

названного „предельным“ получен минимальный коэффициент волнового сопротивления. В последующих расчетах с заданным удельным энергоподводом в одном из вариантов при стационарном подводе энергии установившееся решение получить не удалось. Плотность газа в следе оказалась более чем в 2 раза ниже по сравнению с периодическим решением (поглощалось, следовательно, в два раза меньше энергии), что приводит к формированию в хвостовой части профиля вихрей с последующим их сходом с задней кромки. Величина коэффициента волнового сопротивления профиля колебалась около среднего значения, которое было на 20% больше величины коэффициента сопротивления в периодическом решении, полученном для тех же удельного энергоподвода и положения источника энергии.

Импульсно-периодический подвод энергии при конечной длительности импульсов рассматривался в задаче сверхзвукового обтекания тел (см., например [4]). Однако влияние длительности импульсов не рассматривалось.

Авторами данного исследования обнаружены эффекты, подобные найденным в [1,3], при изучении сверхзвукового течения в канале переменного сечения с импульсно-периодическим подводом энергии в импульсах конечной длительности. Рассматриваемая задача связана с проблемой создания газодинамических силовых установок, в частности лазерных ракетных двигателей, основанных на использовании импульсно-периодического лазерного излучения [5,6]. В отличие от [5,6], в данной работе рассматривается возможность получения тяги при импульсно-периодическом подводе энергии в сверхзвуковой поток.

Моделируется нестационарное течение в плоском канале переменного сечения с распределенным подводом энергии. Решаются уравнения Эйлера в „каналовом“ приближении для газа с постоянным показателем адиабаты γ . Для плоского случая эти уравнения имеют вид [7]:

$$\partial \mathbf{U} / \partial t + \partial \mathbf{F} / \partial x = \mathbf{Q},$$

$$\mathbf{U} = (\rho u, \rho u u, e u), \quad \mathbf{F} = (\rho u u, (p + \rho u^2) u, u(p + e) u), \quad \mathbf{Q} = (0, p dy/dx, q u).$$

Полуширина канала задается уравнением: $y = y(x)$. Координата x направлена вдоль канала и отнесена к его полуширине d на входе; время t отнесено к d/a_0 , скорость газа u и скорость звука a — к a_0 , плотность ρ — к ρ_0 ; давление p и полная энергия единицы объема газа e обезразмерены с помощью величины $\rho_0 a_0^2$; q — мощность, подводимая к

единице объема газа, отнесена к величине $\rho_0 a_0^3/d$; p_0 и a_0 — размерные давление и скорость звука в потоке на входе в канал, величина ρ_0 определяется из условия $p_0 = \rho_0 a_0^2$.

Для принятой модели газа

$$p = (\gamma - 1)(e - 0.5\rho(u^2 + v^2)), \quad a^2 = T = \gamma p/\rho.$$

Подвод энергии осуществляется в расширяющейся части канала в заданном интервале координат $[x_1, x_2]$. Величина подводимой мощности q (средней за период при периодическом ее подводе) определяется из сравнения с мощностью, выделяющейся при полном сгорании водорода в прямоточном воздушно-реактивном двигателе. Это дает интегральное уравнение для нахождения q

$$\int_0^{\Delta t} dt \int_{x_1}^{x_2} q y dx = \gamma M_0 Q \Delta t,$$

где Δt — период, M_0 — число Маха потока на входе в канал. Величина $Q = Hu/a_0^2$ (Hu — калорийность водорода) зависит от числа Маха M_∞ полета (так же, как и M_0). Эти величины задаются. Для q используется ступенчатая зависимость от времени, т. е.

$$q(x, t) = q_0(x)\sigma(t),$$

где

$$\sigma(t) = \begin{cases} 1, & n\Delta t \leq t \leq n\Delta t + \tau, \\ 0, & n\Delta t + \tau < t < (n+1)\Delta t, \end{cases} \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Произведение $q_0(x)y$ предполагается постоянным. В результате для $q_0(x)$ получено выражение

$$q_0(x) = \gamma M_0 Q / (x_2 - x_1) / y \Delta t / \tau.$$

Случай $\tau = \Delta t$ соответствует непрерывному подводу энергии. Другой предельный случай $t \rightarrow 0$ соответствует зависимости

$$\sigma(t) = \sum_n \delta(t - n\Delta t),$$

где $\delta(t)$ — импульсная функция Дирака.

Для решения задачи на входе в канал задаются параметры невозмущенного потока, на выходе при сверхзвуковых скоростях используются „мягкие“ граничные условия [7]. В качестве начальных условий используется стационарное течение газа при отсутствии подвода энергии.

Для численного решения задачи применяется метод Маккормака с искусственной вязкостью четвертого порядка малости.

При решении задачи вычисляется средняя за период удельная сила f (отношение силы, действующей на стенки канала, к расходу воздуха).

Расчеты проведены для параметров, соответствующих условиям перед камерой сгорания прямоточного двигателя для числа Маха полета $M_\infty = 12$ на высоте 10 km при десятикратном сжатии струи в воздухозаборнике: $M_0 = 4$, давление $p = 1$, плотность газа $\rho = \gamma = 1.33$ (параметры на входе в канал). Канал имеет общую длину, равную двум. На участке длиной 0.8 его сечение постоянное (полуширина равна единице). Далее канал равномерно расширяется до $y = 2$. Параметры источника энергии: $x_1 = 1$, $x_2 = 1.02$, $Q = 5.76$, $\Delta t = 0.01$. Получены удельная сила, действующая на стенки канала, и распределение параметров течения по длине канала для непрерывного и импульсно-периодического подвода энергии. Варьировалась длительность импульсов τ .

На рис. 1 показана зависимость удельной силы f от длительности τ импульсов подводимой энергии. Видно, что импульсно-периодический подвод энергии при $\tau \rightarrow 0$ дает более высокое значение удельной силы, чем непрерывный стационарный энергоподвод (в данном случае — примерно на 35%). Это подтверждает предположение, что импульсно-периодический подвод энергии может быть эффективнее непрерывного. Существует небольшой минимум удельной силы в зависимости от величины τ .

На рис. 2 показано, как нарастает значение удельной силы по длине расширяющейся части канала. До зоны подвода энергии происходит адиабатический рост удельной силы. В зоне давление резко возрастает. Более высокий уровень давления ведет к более высокому темпу роста удельной силы. При этом в импульсно-периодическом режиме подвода энергии уровень давления оказывается выше, чем при непрерывном ее подводе. Давление в зоне подвода энергии высокое, и оно слабо падает.

На рис. 3 представлены распределения давления по длине канала для непрерывного подвода энергии (гладкая кривая 1) и для импульсно-периодического ее подвода при $\tau \rightarrow 0$ (кривая 2). Во

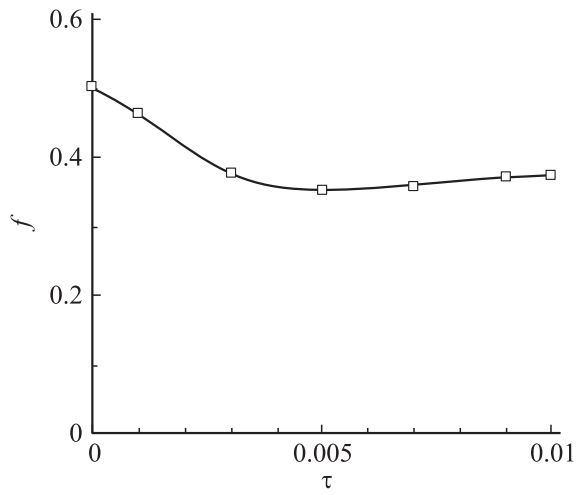


Рис. 1. Зависимость удельной силы f от длительности импульсов τ при периодическом подводе энергии.

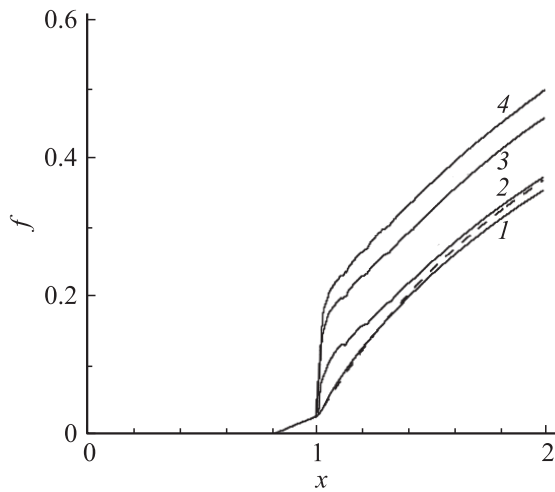


Рис. 2. Формирование удельной силы по длине канала для $\tau = k\Delta t$: штриховая линия — непрерывный постоянный подвод энергии ($k = 1$); 1 — $k = 0.5$, 2 — $k = 0.3$, 3 — $k = 0.1$, 4 — $\tau \rightarrow 0$.

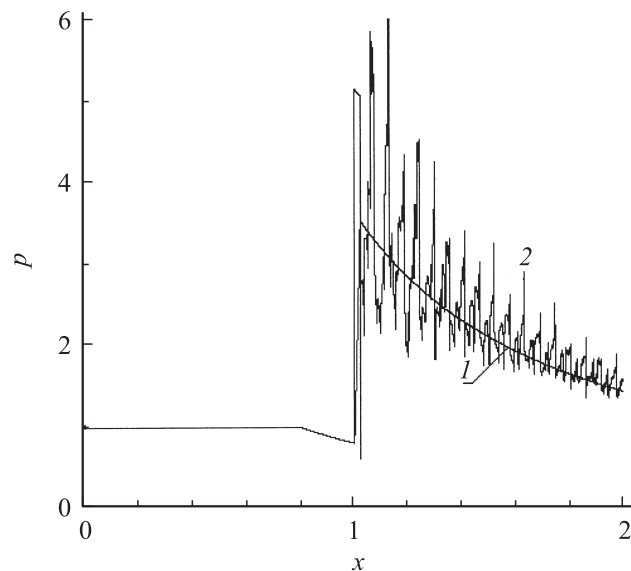


Рис. 3. Распределение давления по длине канала: 1 — непрерывный подвод энергии; 2 — импульсно-периодический подвод энергии ($\tau \rightarrow 0$).

втором случае наблюдаются ударные волны, распространяющиеся по расширяющейся части канала. В целом уровень давления на стенки канала при импульсно-периодическом подводе энергии ($\tau \rightarrow 0$) выше, чем при непрерывном подводе. Это приводит к тому, что средняя удельная сила f , действующая на стенки канала, выше при импульсно-периодическом подводе энергии, что демонстрирует рис. 1.

Кроме ступенчатой зависимости подводимой мощности от времени рассмотрен непрерывный подвод энергии по синусоидальному закону с тем же средним значением мощности. Этот случай энергоподвода скорее соответствует большим значениям длительности импульса при ступенчатой зависимости, и значение удельной силы $f = 0.366$ получилось немного ниже, чем при непрерывном постоянном энергоподводе, когда $f = 0.372$.

Таким образом, при малой длительности импульсов периодически подводимой энергии возможны значительно более высокие значения

удельной силы, действующей на стенки канала, чем в случае непрерывного постоянного энергоподвода.

Список литературы

- [1] *Гувернюк С.В., Самойлов А.Б.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 9. С. 1–8.
- [2] *Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н.* и др. // Докл. РАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339–340.
- [3] *Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 1. С. 6–11.
- [4] *Georgievsky P.Yu., Levin V.A.* // Proc. of the 5th Intern. Workshop on Magneto- and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 7–10 April 2003. Moscow: IVTAN, 2003. P. 228–233.
- [5] *Мирабо Л., Райзер Ю.П., Суржиков С.Т.* // ТВТ. 1995. Т. 33. № 1. С. 13–23.
- [6] *Аполлонов В.В., Тищенко В.Н.* // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 12. С. 1143–1146.
- [7] *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.