

03

## **Нестационарное течение в канале переменного сечения при распределенном импульсно-периодическом подводе энергии**

© В.П. Замураев, А.П. Калинина

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск  
E-mail: zamuraev@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 16 октября 2006 г.

Исследовано влияние импульсно-периодического подвода энергии, равной энергии, выделяющейся при сгорании водорода в воздухе, на структуру сверхзвукового течения в канале переменного сечения, моделирующем тракт прямоточного воздушно-реактивного двигателя. Моделирование течения проводится на основе двумерных нестационарных уравнений газовой динамики. В зависимости от конфигурации зон подвода энергии и коэффициента избытка воздуха получены различные режимы течения.

PACS: 47.40.Ki, 47.60.+i

Импульсно-периодический подвод энергии можно интерпретировать как подвод лучистой энергии. Он позволяет надеяться на расширение диапазона чисел Маха полета (свыше  $M_\infty = 6$ ), при которых возможно использование прямоточного канала в составе комбинированного двигателя (например, в составе детонационного МГД-генератора [1]) для увеличения эффективного удельного импульса. Подвод лучистой энергии предполагается использовать в лазерных двигателях [2].

Рассматривается нестационарное течение идеального газа в плоском канале переменного сечения, моделирующем элемент прямоточного воздушно-реактивного двигателя, при распределенном подводе энергии. Подвод энергии учитывается источником членом в уравнении энергии. Зоны подвода энергии представляют собой прямоугольники и уголки с различным углом раствора.

Идея исследования влияния формы зоны подвода энергии в виде вытянутого вдоль потока уголка связана с результатами [3] по изучению подвода энергии в сверхзвуковом потоке в зонах, сильно вытянутых вдоль потока. В этом случае наблюдается непрерывный переход от сверхзвукового течения в дозвуковому, без формирования прямого скачка уплотнения перед зоной подвода энергии (присутствуют висячие скачки). В связи с этим в настоящей работе была исследована возможность существования сверхзвукового течения в канале без ударных волн или, по крайней мере, со „средним“ по сечению значением числа Маха, превышающим единицу. Мощность подводимой энергии предполагалась равной мощности сгорания водорода с коэффициентом избытка воздуха 1–2. Полученные результаты доложены на IX Всероссийском съезде по теоретической и прикладной механике [4]. Там же представлены доклады [5,6] с похожими режимами течения при непрерывном горении водорода.

Решаются уравнения Эйлера в консервативной форме для газа с постоянным показателем адиабаты  $\gamma$ . При импульсном периодическом подводе энергии величина мощности  $q$ , подводимая к единице объема газа, определяется из сравнения с мощностью при непрерывном ее подводе в количестве, соответствующем полному сгоранию водорода. Мощность энергии, подводимая к единице объема, принята равной

$$q = \Delta e(x, y)g(t), \quad g(t) = \sum_m \delta(t - m\Delta t), \quad \Delta e = \rho u Q / \Delta x \Delta t,$$

где  $\Delta e$  — энергия, подводимая к единице объема газа;  $\Delta t$  — период подвода энергии;  $\delta(t)$  — импульсная функция Дирака;  $\Delta x = x_i - x_{i-1}$  — длина  $i$ -й зоны подвода энергии;  $\rho$  и  $u$  — плотность и скорость газа на входе в зону подвода энергии; величина  $Q$  задается.

Уравнения решаются в канале переменного сечения. Форма и размеры канала указаны на рисунках, приведенных ниже. Короткий начальный участок канала ( $0 \leq x < 1$ ) имеет постоянное сечение, равное единице. Затем канал плавно расширяется и переходит в камеру ( $6 < x < 16$ ), в которой осуществляется подвод энергии („камера сгорания“, ее полуширина равна двум). После камеры канал расширяется и имеет на выходе полуширину, равную трем. Общая длина канала равна  $l = 26$ .

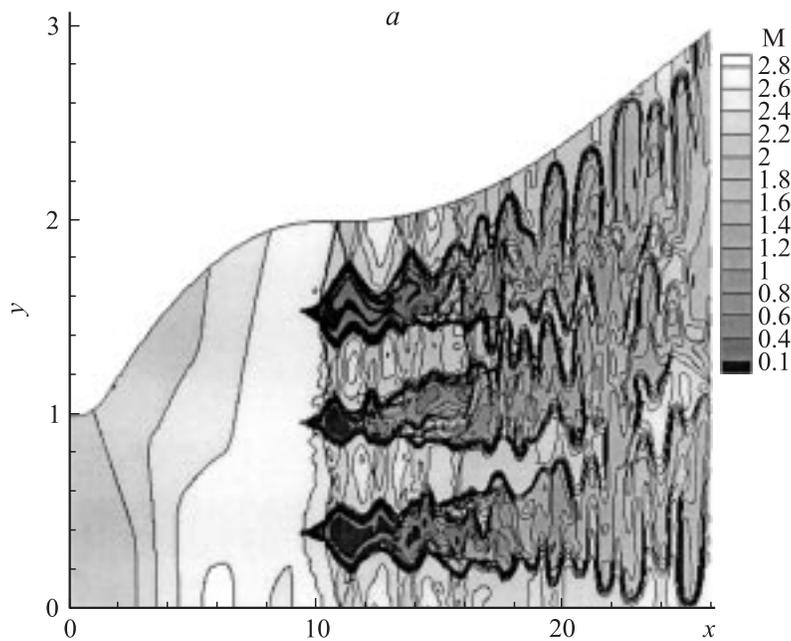
Зоны подвода энергии имеют либо приблизительно прямоугольную форму, либо в виде уголка (стреловидной формы). Стреловидность зон определяется сдвигом одного слоя ячеек сетки (вытянутого по  $x$ ) на  $n$  ячеек (параметр стреловидности) по отношению к соседнему слою. Изменением плотности газа и его скорости при подводе энергии пренебрегается.

Для нахождения численного решения в промежутках между моментами подвода энергии применяется TVD-схема третьего порядка с интегрированием по времени по методу Рунге–Кутты. Расчетная сетка в физической области геометрически адаптивна к контуру канала; число расчетных узлов в основных расчетах  $400 \times 280$ .

Основные результаты получены для следующего варианта. На входе в канал задан равномерный поток с числом Маха  $M = 2$ , плотностью газа  $\rho = \gamma = 1.33$  и давлением  $p = 1$ . Величина  $Q$ , определяющая подводимую мощность, принята равной  $Q = 9.85$ . Эти значения параметров соответствуют условиям полета с числом Маха  $M_\infty = 6$  на высоте, где температура воздуха  $T_\infty = 218$  К, при десятикратном сжатии поперечного сечения струи в воздухозаборнике. Приведенные ниже результаты расчета получены для периода энергоподвода  $\Delta t = 0.1$ . Параметр стреловидности  $n$  варьировался в пределах  $n = 0 \div 10$ .

При подводе энергии в нескольких прямоугольных зонах ( $n = 0$ ), не перекрывающих сечение канала и расположенных в начале секции постоянного сечения (в „камере сгорания“), формируется „стационарный“ прямой скачок уплотнения, локализующийся ближе к входу, в более узкой части канала [7,8]. Этот результат получен для случая, когда зоны перекрывают канал полностью или наполовину (если провести аналогию со сгоранием водорода, то это соответствует горению с коэффициентом избытка воздуха  $\alpha = 1$  или 2). Продвижение вверх по потоку волны сжатия и формирование стационарного прямого скачка уплотнения в этом случае соответствует экспериментальной зависимости давления от времени, полученной в модельном тракте гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя при сгорании водорода [9]. Контактные разрывы, разделяющие потоки, проходящие через зоны подвода энергии и минующие их, неустойчивы. Периодический режим течения не устанавливается.

При подводе энергии в зонах в виде острых уголков возникает периодическое плавное течение с „присоединенным“ скачком уплотнения.



**Рис. 1.** Распределение параметров течения при подводе энергии в трех зонах с параметром стреловидности  $n = 5$ :  $a$  — распределение числа Маха,  $b$  — поле давления.

При увеличении стреловидности зон подвода энергии возможно возникновение других режимов течения. На рис. 1 приведены распределения числа Маха ( $a$ ) и статического давления ( $b$ ) для параметра стреловидности  $n = 5$  (о виде зон подвода энергии можно судить по черным штриховым линиям на рис. 1,  $b$  — следам подвода энергии,  $\alpha = 2$ ). Возникающие (более слабые) ударные волны на уходят вверх по течению: они пересекают зоны подвода энергии и имеют криволинейную форму. В отличие от предыдущих вариантов эти ударные волны нестационарные: наблюдается небольшое нерегулярное колебание их положения. Такое поведение их связано с тем, что на участках за „вершинами“ зон подвода энергии ударные волны прямые и течение за ними дозвуковое. Возмущения потока, возникающие в результате

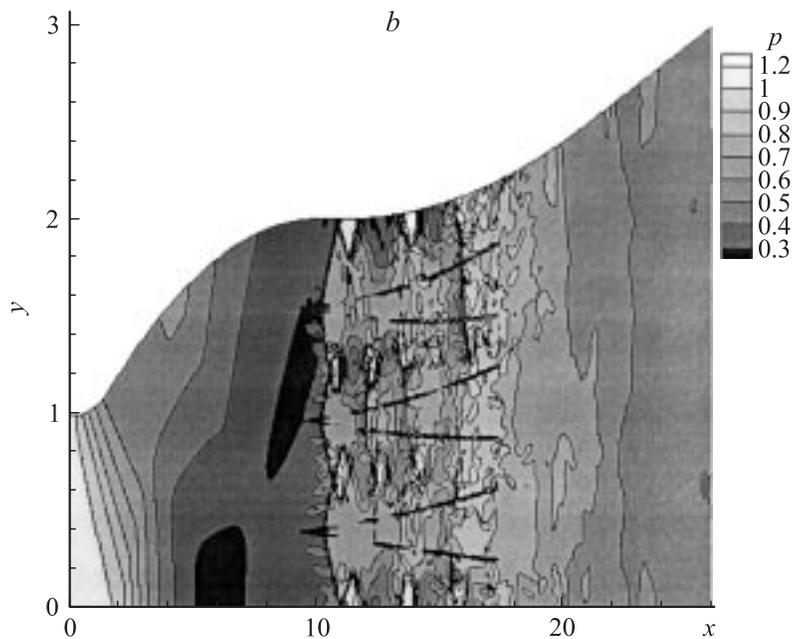
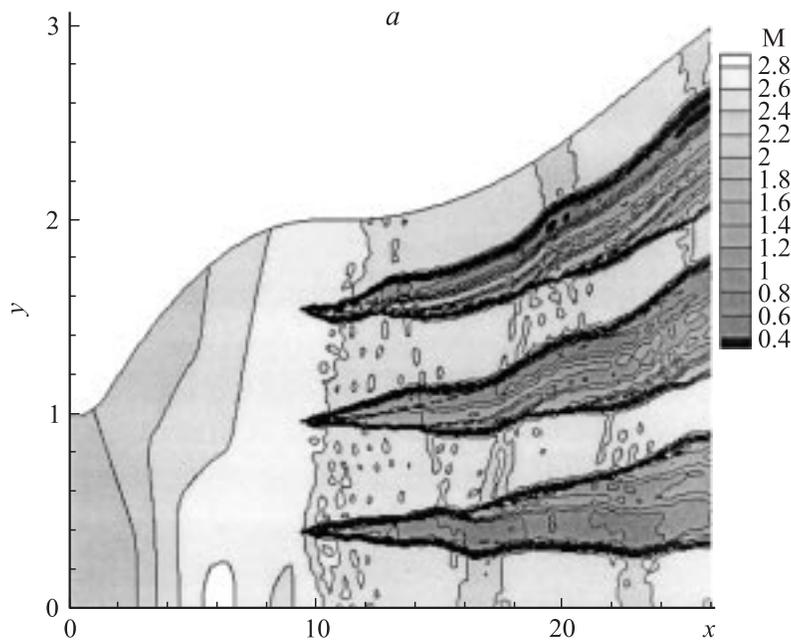


Рис. 1 (продолжение).

нерегулярного колебательного движения контактных разрывов, распространяется вверх по течению, смещая положение ударных волн. Другим фактором, влияющим на нестационарное поведение ударных волн, являются поперечные волны сжатия, распространяющиеся перед ударными волнами. В дозвуковых областях потока, непосредственно за ударными волнами, наблюдается возвратно-вихревое течение. Взаимодействие ударных волн, отраженных от стенки канала, плоскости симметрии и друг от друга, с контактными разрывами приводит к резкому излому последних (см. рис. 1, *a*). Следует отметить, что подобласти дозвуковых скоростей занимают небольшую часть области течения, что связано как со стреловидной формой зон подвода энергии, так и с разгоном потока в результате подвода энергии и с расширением канала.

При последующем увеличении стреловидности зон подвода энергии возможно возникновение режима течения, в котором ударные волны



**Рис. 2.** Распределение параметров течения при подводе энергии в трех зонах с параметром стреловидности  $n = 10$ :  $a$  — распределение числа Маха,  $b$  — поле давления.

не возникают. На рис. 2 приведены распределения числа Маха ( $a$ ) и статического давления ( $b$ ) для параметра стреловидности  $n = 10$  (на рис. 2,  $b$  черные штриховые линии — следы подвода энергии). В этом варианте устанавливается периодическое течение. На рис. 2,  $b$  видно, что ударные волны отсутствуют. В области между контактными поверхностями, связанными с одной зоной подвода энергии, наблюдаются подобласти до- и сверхзвуковых скоростей (см. рис. 2,  $a$ ). В целом течение остается практически сверхзвуковым. Важным фактором возникновения такого режима течения является продление зон подвода энергии в расширяющуюся часть канала. При подводе энергии в шести зонах ( $\alpha = 2$ ,  $n = 5$ ), расположенных в части канала постоянного сечения (в „камере сгорания“), возникает переходный режим течения

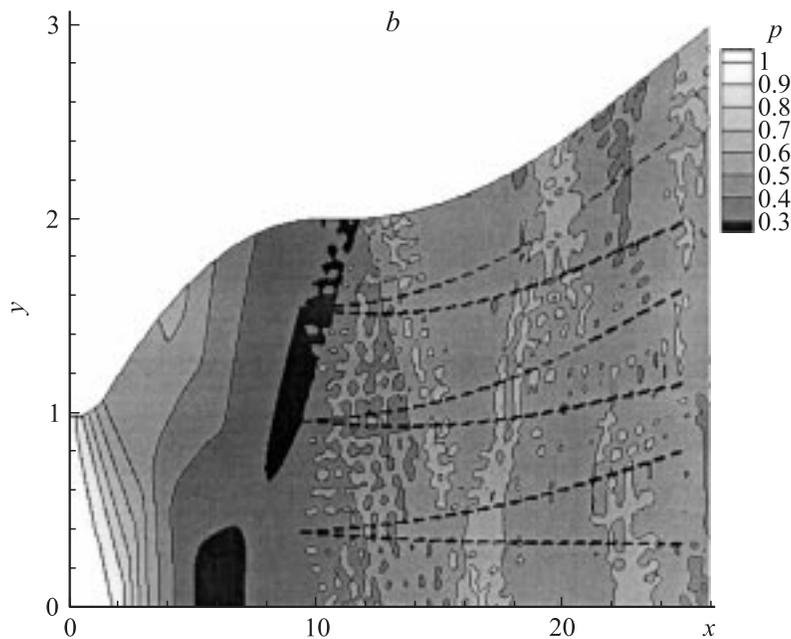


Рис. 2 (продолжение).

со слабыми нестационарными волнами. Получен безударный режим течения и при  $\alpha = 1$  ( $n = 10$ ).

Таким образом, установлено, что при подводе энергии, равном энергии, выделяющейся при полном сгорании водорода в воздухе, в зонах в форме уголка происходит значительная перестройка первоначально сверхзвукового течения в канале, моделирующем прямоточный воздушно-реактивный двигатель. Существуют различные режимы течения. Характерными особенностями структуры потока при первом скачке в более узкой передней части канала, дозвуковая область за ним, в которой и происходит „горение“; участок разгона потока и переход к сверхзвуковым скоростям. Наблюдается неустойчивость контактных разрывов, разделяющих потоки газа, в которые подводится энергия и в которые она не подводится. В другом предельном случае: при

подводе энергии в зонах, имеющих форму тонкого уголка с большой стреловидностью ( $n = 10$ ) и продолжающихся в расширяющуюся часть канала, и коэффициенте избытка воздуха порядка двух — наблюдается периодический режим практически всюду сверхзвукового течения с отсутствием скачков уплотнения. При  $\alpha = 1$  безударный режим остается аperiodическим. Существует переходный режим течения с относительно слабыми криволинейными скачками уплотнения, которые пересекают зоны подвода энергии. Положение этих скачков может колебаться во времени. Возможно формирование периодического режима с „присоединенными“ скачками уплотнения.

## Список литературы

- [1] *Деревянко В.В.* // Труды Междунар. конф. „Математические модели и методы их исследования“. 16–21 августа 2001 г. Красноярск. Т. 1. С. 220–223.
- [2] *Тищенко В.Н.* Взаимодействие оптического пульсирующего разряда с газом на основе механизма объединения волн. Автореф. докт. дис. Новосибирск: Институт лазерной физики СО РАН, 2005. 34 с.
- [3] *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* // Изв. АН. МЖГ. 2003. № 5. С. 154–167.
- [4] *Калинина А.П.* // Ан. докл. 9 Всерос. съезда по теоретической и прикладной механике. 22–28 августа 2006 г. Н. Новгород. Т. 2. С. 99.
- [5] *Ватажин А.Б., Копченов В.И., Старик А.М.* // Анн. докл. 9 Всерос. съезда по теоретической и прикладной механике. 22–28 августа 2006 г. Н. Новгород. Т. 2. С. 44–45.
- [6] *Гуськов О.В.* // Ан. докл. 9 Всерос. съезда по теоретической и прикладной механике. 22–28 августа 2006 г. Н. Новгород. Т. 2. С. 69.
- [7] *Замураев В.П., Калинина А.П.* // Инженерно-физический журнал. 2005. Т. 78. № 4. С. 152–157.
- [8] *Замураев В.П., Калинина А.П., Латыпов А.Ф.* // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2006. № 2. С. 149–156.
- [9] *Chalot F., Rostand Ph., Perrier P., Gounko Y.P., Kharitonov A.M. et al.* // AIAA Paper. 1998. N 98–1624. P. 1–8.