

03

Влияние локализованного импульсно-периодического подвода энергии на сверхзвуковое смещение в каналах

© А.А. Желтоводов, Е.А. Пимонов

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

Поступило в Редакцию 31 января 2017 г.

На основе численного моделирования сверхзвуковых течений в плоских каналах с сужающимися и расширяющимися входными участками обосновывается возможность интенсификации смешения сверхзвуковой газовой струи пониженной плотности с окружающим спутным сверхзвуковым потоком с помощью локализованного импульсно-периодического подвода энергии. Демонстрируется влияние положения струи и энергоисточника на формирование крупномасштабных вихревых структур, сопутствующих интенсификации процесса смешения.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.16.44929.16723

Поиск эффективных способов интенсификации смешения сверхзвуковых газовых потоков остается одной из актуальных задач современной аэрогазодинамики. В значительной степени это обусловлено разработкой гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ГПВРД) для реализации эффективного горения струй подаваемого топлива (например, водорода) в окружающем сверхзвуковом воздушном потоке в камере сгорания. Исторический обзор выполненных обширных исследований интенсификации смешения применительно к ГПВРД с помощью различных механических устройств дан в работе [1]. Возможности улучшения смешения и эффективности горения путем предварительной подачи струи топлива в набегающий поток перед воздухозаборником или в изоляторе перед камерой сгорания анализировались в работах [2,3]. В качестве перспективного способа воздействия на эти процессы в настоящее время рассматривается

подвод энергии с помощью оптических и электрических разрядов [4–6]. Как показано, например, в работах [7,8], локализованный импульсно-периодический энергоподвод стимулирует образование крупномасштабных вихревых структур в распространяющихся в сверхзвуковом потоке спутных струях в условиях их взаимодействия с косым скачком уплотнения. Такие вихревые структуры возникают вследствие неустойчивости Рихтмайера–Мешкова при взаимодействии локальных зон энергоподвода со скачком и способствуют интенсификации смешения струй с окружающим потоком. Поскольку в тракте ГПВРД реализуется сложная система пересекающихся падающих и отраженных от внутренних поверхностей скачков уплотнения и волн разрежения, представляют интерес исследования сверхзвукового смешения в таких условиях.

В настоящей работе рассматривается воздействие локализованного импульсно-периодического подвода энергии на развитие двумерной сверхзвуковой спутной изобарической струи при ее взаимодействии с различными последовательностями пересекающихся скачков уплотнения и волн разрежения, возникающими в плоских каналах с сужающимися и расширяющимися участками. Как и в работах [7,8], с этой целью проведены численные расчеты в рамках нестационарных уравнений Эйлера для идеального совершенного газа. При этом использовалась конечно-объемная схема типа схемы Годунова третьего порядка по пространству, в рамках которой потоки через грани расчетной ячейки на текущем временном слое находятся решением локальной одномерной задачи Римана HLLEM-методом. С целью повышения порядка точности по пространству без потери монотонности алгоритма применялась процедура MUSCL-интерполяции. Для расчета газодинамических величин на шагах по времени применялась явная схема Рунге–Кутты третьего порядка. Подвод энергии моделировался источником членом в уравнении сохранения энергии. Для расчета удельной мощности на единицу массы задавались энергия, подводимая за один импульс, начальная форма и размер источника энергии.

В качестве граничных условий на левой границе расчетной области, соответствующей входу в канал, задавались постоянные параметры в однородном сверхзвуковом потоке, а также распространяющейся в нем спутной струи. На правой границе (выходе из канала) использовались стандартные „мягкие“ условия, а на верхней и нижней поверхностях каналов — условия непротекания. Сходимость полученных решений проверялась предварительными расчетами на равномерных регулярных

сетках (2400×400 , 3000×500 и 3600×600), что позволило обосновать приемлемость сетки с размерностью 3600×600 .

В анализируемых случаях на входе в каналы задавался равномерный сверхзвуковой поток с числом Маха $M_\infty = 3.0$, давлением торможения $p_0 = 0.25$ МПа и температурой торможения $T_0 = 288$ К. При этом плотность в изобарической спутной струе в исходном сечении была в 2 раза меньше, чем в окружающем потоке, а постоянное по ее толщине число Маха принималось равным $M_j = 1.05$. Начальная толщина плоской струи на левой границе расчетной области задавалась равной $h_j = 0.01$ м.

Полученное в расчетах поле градиентов плотности (рис 1, *a*) характеризует установившуюся в момент времени $t = 12\,000 \mu\text{s}$ газодинамическую структуру течения в канале с сужающимся входным участком и расположенной в его плоскости симметрии ($y/h_j = 10.5$) двумерной струей в условиях без энергоподвода. Высота образованного параллельными горизонтальными поверхностями входного сечения канала $H_1/h_j = 21$, угол отклонения симметричных верхней и нижней поверхностей сжатия $\alpha = 10^\circ$, высота следующей части канала с параллельными поверхностями $H_2/h_j = 17$. В рассматриваемых условиях струя проникает через распространяющиеся от поверхностей сжатия навстречу друг другу косые скачки уплотнения. При этом внутри струи в сечении $x/h_j = 11$ формируется прямой скачок-предвестник, который вне струи трансформируется в наклонные скачки, достигающие параллельных стенок канала за поверхностями сжатия. За скачком-предвестником на участке $10.7 < x/h_j \leq 65$ в струе образуются две отчетливо выраженные утолщенные зоны дозвукового течения. Высота первой зоны постепенно растет, и в сечении $x/h_j = 21.8$ становится максимальной. Распространяющиеся от поверхностей сжатия косые скачки уплотнения отражаются в этом сечении от границ струи веерами волн разрежения, которые способствуют ускорению течения и уменьшению высоты дозвуковой зоны. Под влиянием дополнительных волн разрежения, направленных к центру канала от концов поверхностей сжатия, струя разгоняется в сечении $x/h_j \approx 36.7$ до числа Маха на оси $M_j = 0.72$ и достигает минимальной толщины. При отражении этих волн разрежения от струи образуются направленные к стенкам канала волны сжатия, объединяющиеся в слабый скачок.

Распространяющиеся от вершины дозвуковой зоны косые скачки уплотнения отражаются от стенок канала (рис. 1, *a*). В результате их

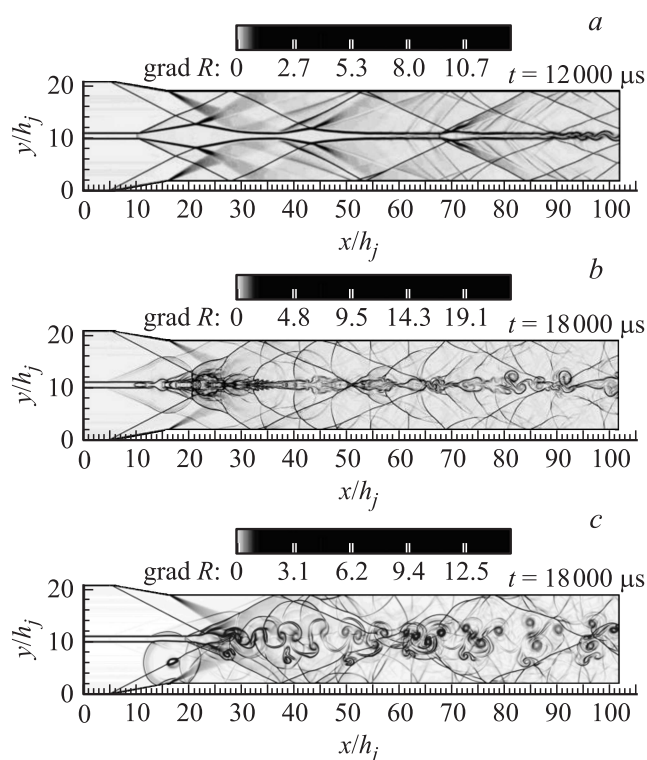


Рис. 1. Течение в сужающемся канале ($\alpha = 10^\circ$) со струей вдоль его плоскости симметрии: *a* — без подвода энергии, *b* — с пульсирующим источником энергии ($E = 0.0512\text{J}$, $f = 5\text{kHz}$) в струе ($x_0/h_j = 5$, $y_0/h_j = 10.5$), *c* — с пульсирующим энергоисточником под струей ($x_0/h_j = 5$, $y_0/h_j = 6$).

взаимодействия со струей образуется вторая утолщенная дозвуковая зона. Ее начало примерно соответствует сечению $x/h_j \approx 36.7$. С учетом дозвуковой скорости в струе перед этой зоной не образуется прямой скачок, а во внешнем течении формируются лишь косые скачки. При $x/h_j \approx 65.2$ струя разгоняется до звуковой скорости. Наконец, распространяющиеся косые скачки от начала второй утолщающейся зоны, отражаясь от стенок канала, стимулируют образование третьей дозвуко-

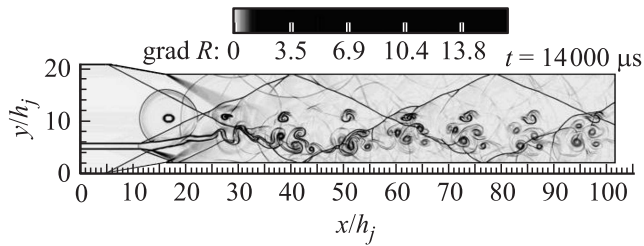


Рис. 2. Течение в сужающемся канале ($\alpha = 10^\circ$) со струей, расположенной ниже плоскости симметрии канала ($y/h_j = 5.25$), и с пульсирующим источником энергии в плоскости симметрии канала ($x_0/h_j = 5$, $y_0/h_j = 10.5$).

вой зоны в струе при $67.7 \leq x/h_j \leq 87.5$, перед которой внутри струи наблюдается прямой скачок-предвестник. Число Маха непосредственно перед ним $M_j \approx 1.14$. Характер течения в струе, развивающейся в канале в условиях влияния падающих и отраженных скачков уплотнения и волн разрежения, не обнаруживает признаков ее активного перемешивания с окружающим сверхзвуковым потоком. Лишь при $x/h_j > 88$ в струе появляются волны, обусловленные неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца, которые при дальнейшем развитии могут постепенно трансформироваться в вихревые структуры, способствующие интенсификации смешения.

Для изучения влияния локализованного подвода энергии на развитие струи в канале в сформировавшееся течение (рис. 1, *a*) вводился пульсирующий с частотой $f = 5$ kHz энергоисточник с эллипсоидальным сечением. Длины горизонтальной и вертикальной полуосей такого источника составляли соответственно $\Delta x/h_j = 0.5$ и $\Delta y/h_j = 0.25$. Подводимая в импульсе энергия была равна $E = 0.0512$ J, а продолжительность импульса $\tau = 10$ ns. Положение области энергоподвода задавалось координатами центра такого источника x_0 , y_0 . Полученные результаты в условиях импульсно-периодического подвода энергии на оси струи ($x_0/h_j = 5$, $y_0/h_j = 10.5$) перед первой дозвуковой зоной (рис. 1, *b*) демонстрируют возникающие вследствие неустойчивости Рихтмайера–Мешкова вихревые структуры непосредственно за пересекающимися косыми скачками, распространяющимися от поверхности сжатия. Размеры и темпы роста образующихся вихрей заметно меньше,

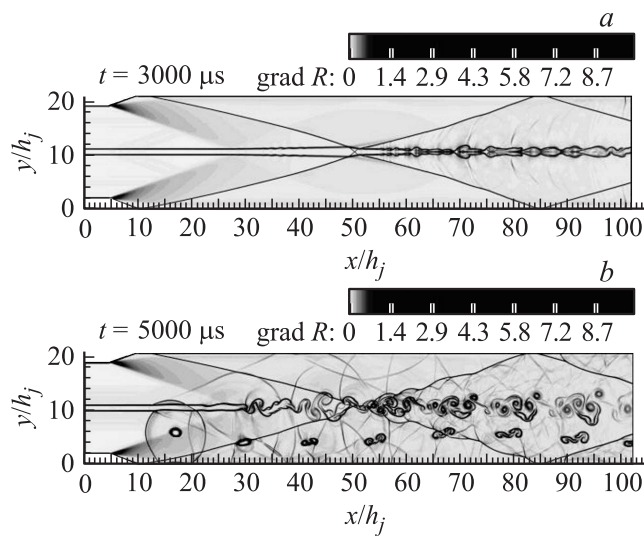


Рис. 3. Течение в расширяющемся канале ($\alpha = -20^\circ$) со струей вдоль его плоскости симметрии: *a* — без энергоподвода, *b* — с пульсирующим энергоисточником ($E = 0.0512 \text{ J}$, $f = 5 \text{ kHz}$) под струей ($x_0/h_j = 5$, $y_0/h_j = 6$).

чем в случаях взаимодействия струи с косым скачком уплотнения и последующими волнами разрежения в окрестности наклонной ступеньки на нижней поверхности при отсутствии верхней стенки канала [7,8]. Как было показано в этих работах, при подводе энергии в набегающем потоке вне струи в таких условиях распространяющиеся от энергоисточника близкие к сферическим ударные волны инициируют в ней начальные возмущения, достаточные для формирования крупномасштабных вихревых структур. Согласно полученным таким же способом результатам, располагая энергоисточник под струей ($x_0/h_j = 5$, $y_0/h_j = 6$), удается активизировать появление более крупных вихрей в канале (рис. 1, *c*). Качественно аналогичный характер течения, свидетельствующий о заметной интенсификации смешения, реализуется и в условиях энергоподвода на оси канала ($x_0/h_j = 5$, $y_0/h_j = 10.5$) над струей, расположенной ближе к его нижней стенке (рис. 2).

Течение в канале с расширяющимся входным участком ($H_1/h_j = 17$, $\alpha = -20^\circ$, $H_2/h_j = 21$) характеризуется последовательностью распространяющихся от вершин наклонных уступов пересекающихся волн разрежения, которые предшествуют образующейся за уступами системе пересекающихся скачков уплотнения, проникающих вниз по потоку (рис. 3, *a*). Струя, распространяющаяся в плоскости симметрии канала, предварительно ускоряется волнами разрежения и проникает через пересекающиеся скачки без признаков активного перемешивания с внешним потоком. Импульсно-периодический подвод энергии под струей ($x_0/h_j = 5$, $y_0/h_j = 6$) в таких условиях способствует заметной интенсификации смешения (рис. 3, *b*), как и в рассмотренных выше случаях.

Таким образом, выполненные исследования демонстрируют принципиальную возможность интенсификации процесса смешения сверхзвуковых струй с окружающим спутным сверхзвуковым потоком в каналах с помощью локализованного импульсно-периодического энергоподвода. Показано, что подвод энергии вне струи более эффективен для генерации в ней крупномасштабных вихревых структур, способствующих интенсификации процесса смешения, чем энергоподвод внутри струи. Планируемые дальнейшие экспериментальные и расчетные исследования позволят проанализировать влияние интенсивности и частоты энергоподвода на процесс смешения и развитие эффектов запираания течений в каналах различной конфигурации, а также уточнить влияние пространственных и вязких эффектов.

Список литературы

- [1] *Seiner J.M., Dash S.M., Kenzakowski D.C.* // J. Propulsion Power. 2001. V. 17. N 6. P. 1273–1286.
- [2] *Vinogradov V.A., Shikhman Yu.M., Segal C.* // Appl. Mech. Rev. Transact. of the ASME. 2007. V. 60. P. 139–148.
- [3] *Tuner J.C., Smart M.K.* // AIAA J. 2010. V. 48. N 4. P. 829–838.
- [4] *Adelgren R.G., Elliott G.S., Crawford J.D., Carter C.D., Donbar J.M., Grosjean D.F.* // AIAA J. 2005. V. 43. N 4. P. 776–791.
- [5] *Savelkin K.V., Yarantsev D.A., Adamovich I.V., Leonov S.B.* // Combustion Flame. 2015. V. 162. P. 825–835.

- [6] *Иванов В.В., Скворцов В.В., Стародубцев М.А., Чернышев С.Л.* // Уч. зап. ЦАГИ. 2016. Т. XLVII. № 4. С. 3–11.
- [7] *Желтоводов А.А., Пимонов Е.А.* // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 22. С. 73–79.
- [8] *Zhelтоводов А.А., Pimonov Е.А.* // Int. Conf. on the methods of aerophysical research: Abstracts. June 30–July 6, 2014. Novosibirsk, Russia, 2014. P I. P. 234–235.