

03

Интенсификация смешения параллельных сжимаемых потоков с помощью локализованного импульсно-периодического подвода энергии

© А.А. Желтоводов, Е.А. Пимонов

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

Поступило в Редакцию 18 июня 2013 г.

На основе численного моделирования взаимодействия сверхзвуковых и дозвуковых газовых струй пониженной плотности с косым скачком уплотнения обосновывается возможность интенсификации их смешения со спутным сверхзвуковым потоком с помощью локализованного импульсно-периодического подвода энергии. Демонстрируется влияние расположенного перед скачком источника энергии как на оси струи, так и во внешнем потоке на формирование крупномасштабных вихревых структур, способствующих интенсификации процесса смешения.

Развитие методов интенсификации смешения сверхзвуковых газовых потоков является современной и важной задачей. Ее актуальность в значительной степени обусловлена разработкой гиперзвукового прямо-точного воздушно-реактивного двигателя (ГПВРД), в котором должны быть реализованы условия для эффективного горения подаваемого топлива (например, водорода) в окружающем сверхзвуковом воздушном потоке в камере сгорания. В течение продолжительного времени применительно к ГПВРД активно изучались возможности использования различных традиционных механических средств и газодинамических методов управления потоком, способствующих развитию неустойчивости и генерации вихревых структур в слоях смешения [1]. Развитие современных технологий стимулировало интерес к перспективе применения локализованного подвода энергии в сверхзвуковые потоки с

помощью оптических и электрических разрядов с целью интенсификации смешения и реализации горения [2–4]. Например, в работе [2] продемонстрирована возможность генерации с помощью лазерного разряда локализованной пространственной вихревой структуры в слое смешения на границе между истекающей из сопла сверхзвуковой струи и неподвижной окружающей воздушной средой. Зафиксированный в эксперименте небольшой рост толщины сдвигового слоя в окрестности такой вихревой структуры ассоциировался с интенсификацией процесса смешения. Вместе с тем наблюдавшийся эффект нельзя признать значительным, а рассмотренные условия далеки от реализующихся в камере сгорания ГПВРД, где распространяющиеся в сверхзвуковом потоке струи топлива взаимодействуют с последовательностью падающих и отраженных от внутренних поверхностей скачков уплотнения. Это обстоятельство является важным, поскольку возникающая неустойчивость Рихтмайера–Мешкова (Р–М) при взаимодействии локализованных областей подвода энергии со скачками уплотнения может способствовать образованию более интенсивных вихревых структур, которые стимулируют процесс смешения [5,6]. Как известно, такая неустойчивость обусловлена порождением завихренности при прохождении скачков уплотнения через границы раздела газов с различными плотностями в условиях непараллельности векторов, характеризующих градиенты давления ∇p на фронтах скачков и градиенты плотности $\nabla \rho$ на отмеченных границах раздела.

Для изучения возможности интенсификации процесса смешения в обсуждаемых условиях проведены расчетные исследования воздействия локализованного импульсно-периодического подвода энергии на взаимодействия двумерной сверхзвуковой и дозвуковой струи с косым скачком уплотнения в спутном сверхзвуковом потоке. В качестве основы для таких исследований рассмотрены течения, аналогичные изучавшимся в работе [7] в условиях без подвода энергии. Как и в указанной работе, численные расчеты проводились в рамках нестационарных уравнений Эйлера для идеального совершенного газа. Применимость такого подхода для решения близких задач в условиях с локализованными источниками энергии обоснована в работе [6]. В расчетах использовалась конечно-объемная схема типа Годунова 3-го порядка по пространству, в рамках которой потоки через грани расчетной ячейки на текущем временном слое находятся решением локальной одномерной задачи Римана методом HLLEM. С целью повышения

порядка точности по пространству без потери монотонности алгоритма применялась процедура MUSCL интерполяции (см. [3,5,6]). Для расчета газодинамических величин на следующем шаге по времени применялась явная схема Рунге–Кутты 3-го порядка. Подвод энергии моделировался источниковым членом в уравнении сохранения энергии. Для расчета удельной мощности на единицу массы задавалась начальная форма и размер источника энергии [3,6].

Граничные условия реализованы при помощи 2 слоев фиктивных ячеек вокруг расчетной области. На левой границе задавались постоянные параметры в набегающем однородном сверхзвуковом потоке и во входном сечении струи. На правой границе использовались стандартные „мягкие“ условия, на верхней границе — условия отсутствия отражения возмущений, а на нижней — условия непротекания. Сходимость полученных решений проверялась предварительными расчетами на равномерных в основной области регулярных сетках различной размерности (1800×450 , 2400×600 и 3000×750), которые, начиная с некоторой ординаты и абсциссы в окрестностях соответственно верхней и правой границ расчетных областей, экспоненциально разрежались для рассмотренных различных задач. Это позволило обосновать размерность используемой сетки 2400×600 .

С целью формирования исходного течения для последующего изучения влияния локализованного подвода энергии на первом этапе численно моделировалось развитие двумерной спутной изобарической струи. Струя, распространяясь от левой границы расчетной области в сверхзвуковом потоке с числом Маха $M_\infty = 2.0$, взаимодействовала с косым скачком уплотнения, который генерировался установленной на нижней поверхности наклонной ступенькой с углом отклонения наветренной грани 20° (рис. 1, *a*). В соответствии с условиями работы [7] приняты значения давления торможения внешнего потока $p_0 = 0.25$ МПа и температуры торможения $T_0 = 288$ К. При этом плотность в струе была в 2 раза меньше ее значения в невозмущенном внешнем потоке, а постоянное по толщине число Маха задавалось равным $M_c = 1.05$ или 0.7 . Исходная толщина плоской струи принималась равной 1 см, и ее плоскость симметрии располагалась на высоте $y_0 = 10.5$ см от нижней поверхности.

Полученное в расчетах поле мгновенных значений числа Маха для исходного течения со сверхзвуковой струей с числом Маха $M_c = 1.05$ (рис. 1, *a*) демонстрирует его газодинамическую структуру

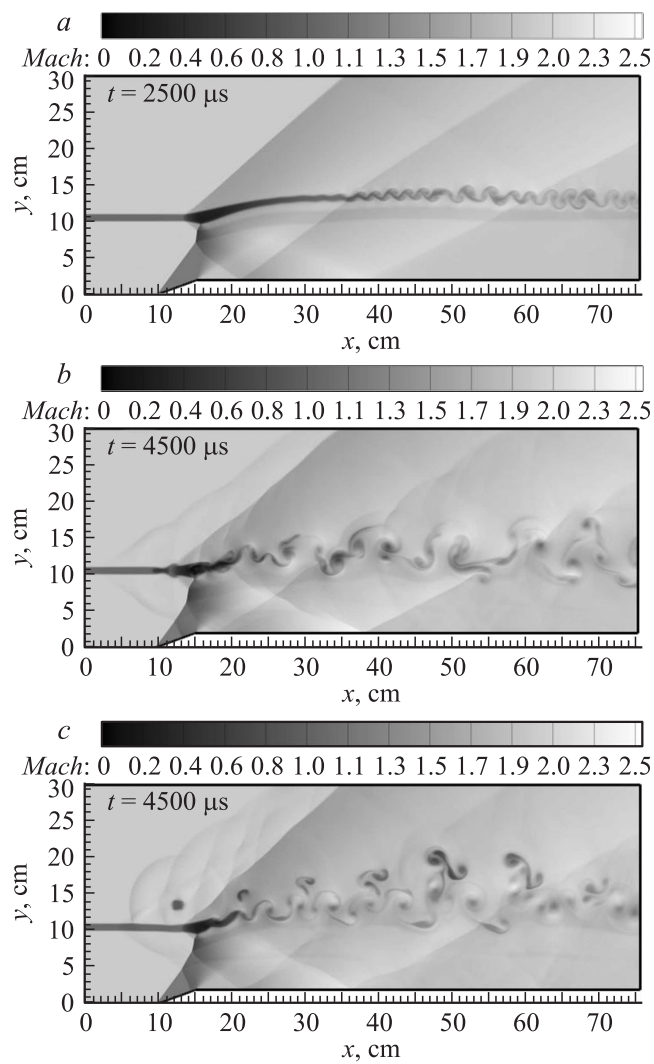


Рис. 1. Взаимодействие сверхзвуковой струи ($M_c = 1.05$) с косым скачком в окружающем спутном потоке с числом Маха $M_\infty = 2.0$: *a* — без подвода энергии, *b* — с пульсирующим источником энергии на оси струи ($x_0 = 3$ см, $y_0 = 10.5$ см), *c* — с источником над струей ($x_0 = 3$ см, $y_0 = 13.5$ см).

для указанного на рисунке момента времени $t = 2500 \mu\text{s}$, которая аналогична зафиксированной в работе [7]. В этих условиях струя проникает через фронт косого скачка с формирующимся в ней выше по потоку прямым скачком—предвестником, который вне струи трансформируется в наклонные скачки. При пересечении такого наклонного скачка под струей с распространяющимся косым скачком от вершины угла сжатия возникает дополнительный прямой скачок. Характер течения в струе после взаимодействия с исходным косым скачком уплотнения не обнаруживает признаков ее активного перемешивания с окружающим сверхзвуковым потоком. Лишь при $x > 32 \text{ см}$ в ней начинают развиваться волны, ассоциируемые с неустойчивостью Кельвина—Гельмгольца (К—Г), которые постепенно трансформируются в вихревые структуры, способствующие росту интенсивности смешения.

Для проверки возможности интенсификации процесса смешения в рассмотренных условиях численно моделировалось влияние локализованного подвода энергии при различных положениях пульсирующего с частотой $f = 5 \text{ kHz}$ источника с эллипсоидальным сечением, центр которого располагался в струе перед косым скачком при $x_0 = 3 \text{ см}$. Длины горизонтальной и вертикальной полуосей такого источника составляли соответственно $\Delta x = 0.5 \text{ см}$ и $\Delta y = 0.25 \text{ см}$. Подводимая в импульсе энергия была равной $E = 0.3 \text{ J}$, а продолжительность импульса $\tau = 10 \text{ ns}$. Полученные результаты при импульсно-периодическом подводе энергии на оси струи $y_0 = 10.5 \text{ см}$ (рис. 1, *b*) для указанного на рисунке момента времени $t = 4500 \mu\text{s}$ демонстрируют сносимые потоком локальные зоны подвода энергии, которые инициируют возникающие непосредственно за скачком крупномасштабные вихревые структуры вследствие неустойчивостей Р—М. Такие крупномасштабные вихри существенно активизируют процесс смешения. Примечательно, что и в случае расположения энергоисточника над струей при $y_0 = 13.5 \text{ см}$ (рис. 1, *c*) распространяющиеся от него близкие к сферическим ударные волны инициируют начальные возмущения в струе, достаточные для формирования аналогичных крупномасштабных вихревых структур за скачком. При этом дорожка вихрей, возникающих в результате взаимодействия локальных областей подводимой энергии со скачком, распространяется над более крупными вихрями, появляющимися в возмущенной сферическими ударными волнами струе.

Результаты расчета взаимодействия с косым скачком дозвуковой струи ($M_c = 0.7$) без подвода энергии также демонстрируют газоди-

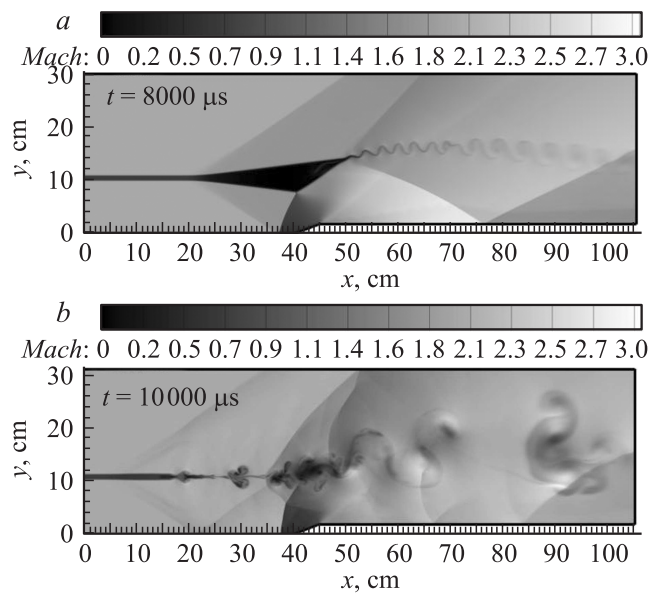


Рис. 2. Взаимодействие дозвуковой струи ($M_c = 0.7$) с отсоединенным скачком в окружающем спутном потоке с числом Маха $M_\infty = 2.0$: *a* — без подвода энергии, *b* — с пульсирующим источником энергии на оси струи ($x_0 = 3$ см, $y_0 = 10.5$ см).

намическую структуру течения (рис. 2, *a*), во многом аналогичную наблюдавшейся в работе [7]. В таких условиях резко возрастает протяженность распространяющейся вверх по потоку через струю области повышенного давления по сравнению со случаем сверхзвуковой струи (рис. 1, *a*). Границы дозвуковой струи расширяются до места падения на нее инициированного углом сжатия скачка, который в рассмотренных условиях становится отсоединенным. При взаимодействии этого скачка с нижней границей расширяющейся дозвуковой струи формируются отраженные волны разрежения, в которых струя ускоряется и при $x > 52$ см становится сверхзвуковой. Вниз по течению в такой струе проявляются признаки неустойчивости К–Г. Отсоединение скачка от вершины угла сжатия свидетельствует о приближении режима запира- ния сверхзвукового потока между струей и поверхностью. Такой эффект

не наблюдался в работе [7], где аналогичная струя располагалась выше над поверхностью.

Описанный выше пульсирующий источник энергии, расположенный на оси рассмотренной струи ($x_0 = 3$ см, $y_0 = 10.5$ см), способствует подавлению проникающей против потока расширяющейся дозвуковой области и инициирует крупномасштабные вихревые структуры за фронтом распространяющегося от угла возмущенного скачка (рис. 2, *b*). Согласно выполненным дополнительным расчетам, аналогичные эффекты сохраняются и в условиях подвода энергии вне такой струи при $y_0 = 16$ см.

Таким образом, проведенные исследования демонстрируют возможность существенной интенсификации процесса смешения сверх- и дозвуковых струй с окружающим спутным сверхзвуковым потоком с помощью локализованного импульсно-периодического подвода энергии в условиях их взаимодействия с косым скачком уплотнения. Показано, что положительный эффект может быть достигнут при подводе энергии перед скачком как внутри струй, так и во внешнем потоке. Планируемые дальнейшие экспериментальные и расчетные исследования позволят уточнить влияние пространственных и вязких эффектов на процесс смешения в рассматриваемых условиях, а также обосновать параметры и схемы энергоподвода, наиболее приемлемые для практического использования.

Список литературы

- [1] *Seiner J.M., Dash S.M., Kenzakowski D.C.* // J. Propulsion and Power. 2001. V. 17. N 6. P. 1273–1286.
- [2] *Elliott G.S., Grawfold J., Mosedale A.* // AIAA J. 1998. V. 36. N 9. P. 1730–1732.
- [3] *Желтоводов А.А., Пимонов Е.Е.* // Теплофиз. и аэромех. 2005. Т. 12. № 4. С. 553–574.
- [4] *Leonov S., Bityurin V., Savelkin K., Yarantsev D.A.* // AIAA 2003–0699. 2003.
- [5] *Schülein E., Zheltovodov A.A., Pimonov E.A., Loginov M.S.* // AIAA 2009–3568. 2009.
- [6] *Желтоводов А.А., Пимонов Е.А.* // ЖТФ. 2013. Т. 83. В. 2. С. 21–35.
- [7] *Зудов В.Н.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 16. С. 82–88.