

Математическое моделирование ударно-волновых структур при взаимодействии скачков уплотнения с пограничными слоями нижней и верхней стенки

А.О. Бекетаева, Н.Ш. Шахан

Институт Математики и Математического
Моделирования МОН РК, Алматы, Казахстан

Аннотация. В плоском канале численно моделируется сверхзвуковое турбулентное течение воздуха с перпендикулярным вдувом звуковой струи водорода через щель на нижней стенке. Решение исходных осредненных по Фавру уравнений Навье-Стокса, замкнутых $k - \omega$ моделью турбулентности, осуществляется с помощью алгоритма, построенного на основе WENO-схемы. Основное внимание уделяется исследованию взаимодействия ударно-волновой структуры с пограничными слоями на нижней и верхней стенках в условиях внутреннего турбулентного течения, а именно, проведено детальное изучение структур потоков, исследован отрыв и смещение в зависимости от ширины щели струи. Установлено, что помимо известных ударно-волновых структур, возникающих при взаимодействии набегающего потока с поперечной струей и при взаимодействии головного скачка уплотнения с пограничными слоями вблизи стенок, возникают дополнительная система скачков уплотнения и отрыв потока на нижней стенке на некотором расстоянии от струи вниз по потоку. Произведено сравнение с опытными данными.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, совершенный газ, пограничный слой, уравнения Навье-Стокса, ударная волна

1 Введение

Одной из сложных задач сверхзвуковых течений является взаимодействие сверхзвукового потока воздуха с поперечно вдуваемой струей, сопровождающегося образованием большого количества скачков уплотнения, вихрей и отрывных зон. Большинство существующих на данный момент работ по теоретическому изучению взаимодействия струи и набегающего потока в канале в основном рассматривают область вдува струи, и при этом, как правило, на верхней границе ставятся граничные условия симметрии или свободного потока [1-3], что значительно облегчает решение поставленных задач. Однако эти задачи не позволяют в полной мере изучать взаимодействие ударной волны с пограничным слоем.

Механизм образования ударно-волновой структуры вышеуказанного течения хорошо описан в литературе [1-7]. Схематическая картина потока в области вдува представлена на рисунке 1, где 1 - головной скачок уплотнения, возникающий вследствие торможения набегающего потока перед струей, 2 и 3 - косой и замыкающий скачки уплотнения, соответственно. Головной, косой и замыкающий скачки уплотнения, пересекаясь в одной точке, образуют λ -образную ударно-волновую структуру. На схеме перед струей изображены вихри, образованные в результате первичного и вторичного отрывов потока от стенки. При этом вихрь, расположенный ближе к струе, движется против часовой стрелки, а вихрь, отстоящий на большем расстоянии от нее, движется по часовой стрелке [4-6]. Также на рисунке приведена отрывная область за струей, которая возникает вследствие зоны разряжения. Кроме того, на схеме течения (рис. 1) показан слабый скачок, который образуется за соплом вдува при натекании на стенку потока, обогнувшего вдуваемую струю.

Следует отметить работы, где изучено взаимодействие падающей ударной волны, но уже с пограничным слоем. Данной проблеме посвящено значительное число как экспери-

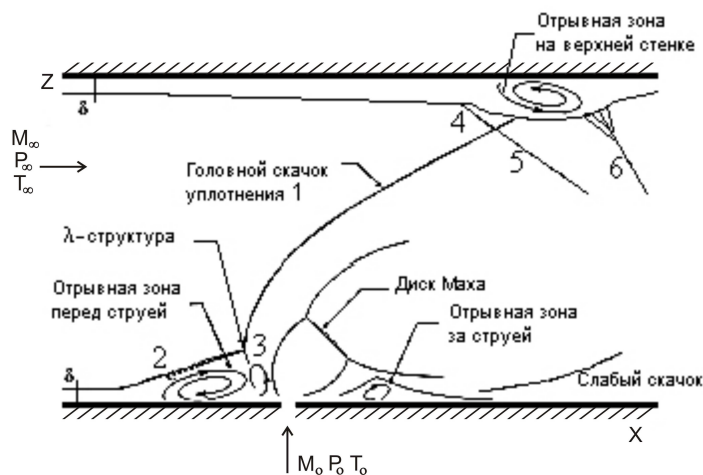


Рис. 1. Схема течения

ментальных, так и теоретических работ [8-9]. При этом исследования, посвященные взаимодействию ударной волны с пограничным слоем в условиях внутреннего турбулентного течения, практически отсутствуют. Схематическая картина взаимодействия ударной волны с пограничным слоем на верхней стенке также приведена на рисунке 1. Здесь 1 - головной скачок уплотнения, падающий на верхнюю стенку, 4 - волна сжатия, образуемая вследствие вытеснения сверхзвуковой части пограничного слоя во внешний поток положительным градиентом давления, 5 - отраженный скачок уплотнения, 6 - волна сжатия, возникающая в месте присоединения отрывного потока. Так, в работе [8] приведены результаты расчетов, полученных методом крупных вихрей. Основное внимание уделяется изучению структуры течения, размеров отрывной зоны, а также динамических и тепловых нагрузок, реализующихся при этом взаимодействии. В [9] исследованы условия, при которых угол наклона и интенсивность ударной волны приводят к отрыву пограничного слоя.

Практический интерес сверхзвукового течения с вдувом струй в канале связан с возникающими нагрузками как на верхнюю, так и на нижнюю стенки канала. При этом очевидно, что структура взаимодействия будет существенно зависеть от параметров вдуваемой струи, а также от высоты самого канала. На сегодняшний день, как было указано выше, проблемы взаимодействия ударной волны с вдуваемой струей и с пограничными слоями в основном рассматриваются по отдельности. Это связано не только со сложностью численной реализации сложного характера течения и многокомпонентностью рассматриваемого газа, но и с наличием верхней стенки, что требует надежных численных методов расчета.

Трудности, возникающие при численном решении вышеописанных задач, не позволяют в полном объеме изучить структуру как взаимодействия струи с поперечным потоком, так и взаимодействия падающей ударной волны с пограничным слоем в зависимости от основных параметров. Основная проблема численного моделирования обусловлена тем, что использование схем выше первого порядка вызывает осцилляции в решениях, разрывы в рассчитываемых функциях. В настоящее время для решения такого рода сложных задач широко применяются квази-монотонные консервативные схемы повышенного порядка аппроксимации без введения искусственных диссипативных членов, такие как TVD схемы (Total Variation Diminishing schemes). При этом их основной недостаток состоит в том, что в окрестности разрыва решения порядок точности понижается до первого. Это обстоятельство приводит к тому, что скачки уплотнения, возникающие в течении, могут быть сильно размазаны. Схемы ENO (Essentially Nonoscillatory Schemes), и WENO свободные от выше-

указанных недостатков, изложены в работах [10-11]. В работе [12] авторы развили ENO-схему на основе идеи метода Годунова и показали применимость схемы к решению задачи сверхзвукового течения многокомпонентного газа в плоском канале с вдувом перпендикулярных струй.

Цель данной работы - численное моделирование взаимодействия ударной волны с пограничным слоем, которая возникает в плоском сверхзвуковом течении воздуха с поперечно вдуваемой звуковой струей водорода с нижней стенки.

2 Постановка задачи

Рассматривается сверхзвуковое течение воздуха с поперечным вдувом струи с нижней стенки прямоугольного канала (рисунок 1). Система двумерных осредненных по Фавру уравнений Навье-Стокса для многокомпонентной газовой смеси относительно декартовых координат в консервативной форме представляется в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{E} - \mathbf{E}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v)}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho w, E_t, \rho Y_k)^T,$$

$$\mathbf{E} = (\rho u, \rho u^2 + P, \rho u w, (E_t + P) u, \rho u Y_k)^T,$$

$$\mathbf{F} = (\rho w, \rho u w, \rho w^2 + P, (E_t + P) w, \rho w Y_k)^T,$$

$$\mathbf{E}_v = (0, \tau_{xx}, \tau_{xz}, u\tau_{xx} + w\tau_{xz} - q_x, J_{xk})^T,$$

$$\mathbf{F}_v = (0, \tau_{xz}, \tau_{zz}, u\tau_{xz} + w\tau_{zz} - q_z, J_{zk})^T,$$

$$P = \frac{\rho T}{\gamma_\infty M_\infty^2 W}, \quad W = \left(\sum_{k=1}^{N_p} \frac{Y_k}{W_k} \right)^{-1}, \quad \sum_{k=1}^{N_p} Y_k = 1$$

$$E_t = \frac{\rho}{\gamma_\infty M_\infty^2} h - P + \frac{1}{2} \rho (u^2 + w^2), \quad h = \sum_{k=1}^{N_p} Y_k h_k, \quad h_k = h_k^0 + \int_{T_0}^T c_{pk} dT,$$

$$c_{pk} = C_{pk}/W_k, \quad \tau_{xx} = \frac{\mu}{Re} \left(2u_x - \frac{2}{3}(u_x + w_z) \right),$$

$$\tau_{xx} = \frac{\mu}{Re} \left(2w_z - \frac{2}{3}(u_x + w_z) \right), \quad \tau_{xz} = \tau_{zx} = \frac{\mu}{Re} (u_z + w_x),$$

$$q_x = \left(\frac{\mu}{Pr Re} \right) \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{\gamma_\infty M_\infty^2} \sum_{k=1}^{N_p} h_k J_{xk}, \quad q_z = \left(\frac{\mu}{Pr Re} \right) \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{\gamma_\infty M_\infty^2} \sum_{k=1}^{N_p} h_k J_{zk},$$

$$J_{xk} = -\frac{\mu}{Sc Re} \frac{\partial Y_k}{\partial x}, \quad J_{zk} = -\frac{\mu}{Sc Re} \frac{\partial Y_k}{\partial z}.$$

Система уравнений (1) записана в безразмерном виде в общепринятых обозначениях, в качестве определяющих приняты параметры потока $u_\infty, \rho_\infty, T_\infty$; давление P и полная энергия E_t отнесены к значению $\rho_\infty u_\infty^2$; удельная энтальпия h_k - к $R^0 T_\infty / W_\infty$; молярные удельные теплоемкости C_{pk} - к R^0 ; характерным параметром длины является диаметр сопла. Величина Y_k - массовая концентрация k -ой компоненты; индекс массовой концентрации $k = 1$ соответствует O_2 , $k = 2$ - H_2 , $k = 3$ - N_2 ; $N_p = 3$ - число компонент смеси газов. W_k - молекулярный вес k -ой компоненты; Re, Pr, Sc - числа Рейнольдса, Прандтля и Шмидта, соответственно; $\tau_{xx}, \tau_{zz}, \tau_{xz}, \tau_{zx}$ - тензоры вязких напряжений; q_x, q_z, J_{xk}, J_{zk} - тепловые и диффузионные потоки (диффузионные потоки вычисляются по закону Фика); $\mu = \mu_l + \mu_t$ - эффективная вязкость (определяется через сумму ламинарной и турбулентной вязкости). Для определения μ_t используется $k - \omega$ модель турбулентности.

3 Граничные условия

На входе:

$$Y_k = Y_{k\infty}, W_k = W_{k\infty}, P = P_\infty, T = T_\infty,$$

$$u = M_\infty \sqrt{\gamma_\infty R_0 T_\infty / W_\infty}, w = 0, \quad x = 0, \quad 0 \leq z \leq H;$$

во входном сечении вблизи стенок канала задается пограничный слой, толщина которого определяется по формуле $\delta_1 = 0.37x (Re)^{-0.2}$. Также задается пристенный слой (10% от пограничного слоя) $\delta_2 = 0.1\delta_1$. Продольная составляющая скорости принимает следующий вид:

$$u = 0, 1 \left(\frac{z}{\delta_2} \right) + 0, 9 \left(\frac{z}{\delta_2} \right)^2, \quad x = 0, \quad 0 \leq z \leq \delta_2.$$

В развитом турбулентном пограничном слое профиль продольной скорости задается степенным законом:

$$u = \left(\frac{z}{\delta_1} \right)^{1/7}, \quad x = 0, \quad \delta_2 \leq z \leq \delta_1.$$

В зависимости от распределения скорости значения температуры и плотности примут вид:

$$T = T_w + u(1 - T_w), \quad \rho = 1/T,$$

где $T_w = \left(1 + r \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \right)$ - температура на стенке, $r = 0.88$.

На щели:

$$Y_k = Y_{k0}, W_k = W_{k0}, P = nP_\infty, T = T_0,$$

$$u = 0, w = M_0 \sqrt{\gamma_0 R_0 T_0 / W_0}, \quad z = 0, \quad L_b \leq x \leq L_b + h;$$

($n = P_0 / P_\infty$ - степень нерасчетности, P_0, P_∞ - давление в струе и в потоке, M_0, M_∞ - число Маха струи и потока, соответственно, индексы 0, ∞ относятся к параметрам струи и потока);

на нижней и верхней стенках задается условие прилипания и теплоизоляции; на выходной границе задаются условия неотражения [13].

4 Метод решения

На нижней и верхней стенках в пограничном слое, а также на уровне щели, вводится сгущение сетки для более точного численного решения. Тогда система уравнений (1) в преобразованной системе координат запишется в виде:

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \eta} = \frac{\partial \tilde{E}_{v2}}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{E}_{vm}}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{F}_{v2}}{\partial \eta} + \frac{\partial \tilde{F}_{vm}}{\partial \eta} \quad (2)$$

где $\tilde{U} = \mathbf{U}/J$, $\tilde{E} = \xi_x \mathbf{E}/J$, $\tilde{F} = \eta_z \mathbf{F}/J$, $\tilde{E}_{v2} = \xi_x \mathbf{E}_{v2}/J$, $\tilde{E}_{vm} = \xi_x \mathbf{E}_{vm}/J$, $\tilde{F}_{v2} = \eta_z \mathbf{F}_{v2}/J$, $\tilde{F}_{vm} = \eta_z \mathbf{F}_{vm}/J$. $J = \partial(\xi, \eta)/\partial(x, z)$ - Якобиан преобразования.

Параметры преобразования координат подробно описаны в [10,12].

В данной работе конвективные члены аппроксимируются с использованием WENO-схемы, идея построения которого основана на ENO-схеме, подробно изложенной в работе [10]. В предлагаемой WENO-схеме при интерполировании кусочно-постоянной полиномиальной функции применяются полиномы Ньютона третьего порядка и, вместо выбора одного интерполяционного полинома, используется выпуклая комбинация с весовыми коэффициентами всех представленных полиномов. За счет этого достигается существенно неосциллирующее свойство схемы, повышающее порядок аппроксимации схемы.

Решение системы уравнений (2) подробно описано в [10,12].

По известным значениям исходных переменных вычисляется поле температуры с помощью следующего уравнения:

$$f(T) = E_t - \frac{\rho}{\gamma_\infty M_\infty^2 W} \left(\tilde{H}(T) - RT \right) - \frac{1}{2} \rho (u^2 + w^2) = 0, \quad (3)$$

где \tilde{H} - молярная энтальпия смеси газов.

Решение алгебраического уравнения (3) относительно температуры осуществляется итерационным методом Ньютона-Рафсона, обладающим квадратичной скоростью сходимости [10,12].

5 Результаты расчетов и их анализ

Предварительно решается следующая тестовая задача: рассматривается плоское сверхзвуковое течение воздуха ($M_\infty = 2.9$, $P_\infty = 0.0663 \text{ MPa}$, $T_\infty = 108 \text{ K}$) с перпендикулярным вдувом звуковой струи гелия ($T_0 = 217 \text{ K}$, $P_0 = 1.24 \text{ MPa}$) через щель на нижней стенке шириной 0.0559 cm . Высота и ширина канала $H = 7.62 \text{ cm}$ и $L = 25 \text{ cm}$, соответственно. Сгущение сетки вблизи стенки осуществляется таким образом, что для пристенного слоя приходится 5-8 узловых точек по направлению оси z , а расчет всего пограничного слоя выполняется с использованием 35-40 узлов расчетной сетки.

В данном эксперименте необходимо знание C_{pk} (молярных удельных теплоемкостей) компонент O_2 , N_2 , H_2 при температуре ниже 300 K . Здесь используются экспериментальные данные работы [14], в которой приведены зависимости C_{pk} от низких значений температуры. Построение полинома осуществляется с помощью метода наименьших квадратов. Для этого составляется система линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных эмпирических констант $\{\alpha_{ki}\}$, решение которых производится методом LU-разложения. Найденные таким образом значения $\{\alpha_{ki}\}$ используются для определения профиля удельной теплоемкости кислорода, азота и водорода.

На рисунке 2 показаны рассчитанные и измеренные значения распределения давления на стенке перед щелью и за ней. Кривые 1, 2 - численные расчеты WENO и ENO схемами,

соответственно; ●●● - эксперимент из работы [1]. На рисунке видно хорошее согласование численных и экспериментальных данных перед щелью, однако за щелью значения оказались заниженными. Кривая, полученная с использованием WENO-схемы, расположена ниже кривой, соответствующей экспериментам, и кривой, полученной по ENO-схеме, что также можно объяснить диссипативными свойствами WENO-схемы. В целом можно отметить удовлетворительное согласование результатов расчетов с измерениями опытов.

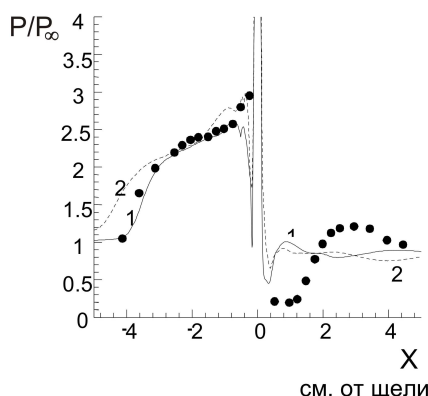


Рис. 2. Распределение давления на стенке: ●●● - эксперимент работы [1], кривая 1 - WENO-схема, кривая 2 - ENO-схема. $M_\infty = 2.9$, $P_\infty = 0.0663 \text{ MPa}$, $T_\infty = 108 \text{ K}$, $T_0 = 217 \text{ K}$, $P_0 = 1.24 \text{ MPa}$

Динамика сходимости численного решения иллюстрируется на рисунке 3, данные результаты были получены для сетки с узлами 301×281 для WENO и ENO схем соответственно (кривая 1 и кривая 2). В обоих случаях скорость сходимости решения оказывается довольно высокой. Однако для WENO-схемы кривая сходимости лежит ниже линии 2 и не обладает сильными флуктуациями, присущими ENO-схеме.

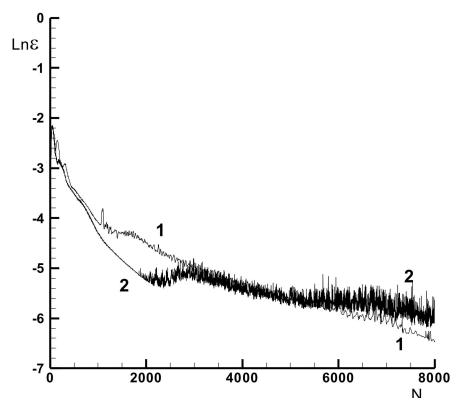


Рис. 3. Динамика сходимости численного решения: кривая 1 - WENO-схема, кривая 2 - ENO-схема. $M_\infty = 3.75$, $P_\infty = 11090 \text{ Pa}$, $T_\infty = 629.43 \text{ K}$, $Pr = 0.7$, $Re = 62.73 \cdot 10^6$, $T_0 = 800 \text{ K}$, $n = 10.29$

5.1 Исследование влияния ширины струи

Ниже, на рисунках 4-6, приведены результаты расчетов задачи плоского сверхзвукового течения воздуха с поперечным вдувом звуковой струи водорода через щель на нижней стенке.

В поставленной задаче варьируются размеры щели вдуваемой струи, т.е. рассматриваются три случая физической ширины щели (h_1, h_2, h_3). В первом случае безразмерные параметры вычислительной области будут следующими: $h = 1, L = 125$ и $H = 20$, тогда как для второго случая: $h = 1, L = 100$ и $H = 16$, что соответствует $h_2 = 1.33h_1$, и для третьего: $h = 1, L = 75$ и $H = 12$, а $h_3 = 1.66h_1$.

Параметры набегающего потока следующие: $M_\infty = 3.75, T_\infty = 629.43K, Re = 10^6, Pr = 0.7$; у струи $T_0 = 800K$, параметр нерасчетности $n = 15$. Численные эксперименты по изучению взаимодействия скачков уплотнения с пограничными слоями для различных ширин щелей представлены на рисунке 4 - распределение изобар (4а - h_1 , 4б - h_2 , 4в - h_3). В результате взаимодействия как струи с набегающим потоком, так и головного скачка уплотнения (1) с верхним пограничным слоем на рисунке 4 наблюдается образование систем скачков уплотнения, которые соответствуют ранее изученным и схематически представленным на рисунке 1.

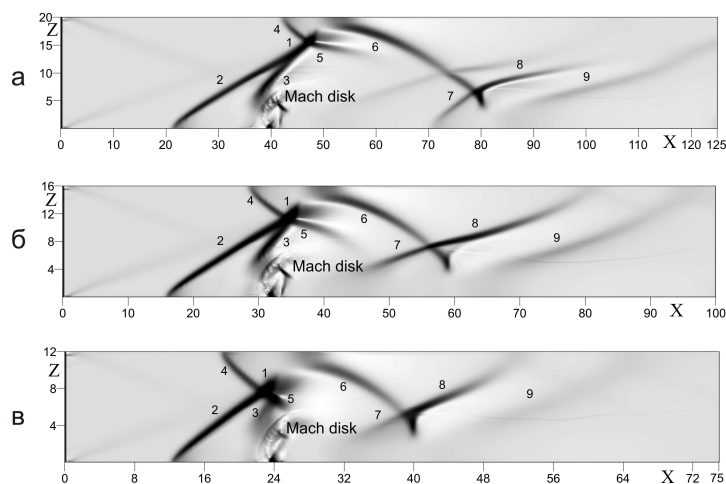


Рис. 4. Распределение изобар для ширины щели: а) h_1 , б) h_2 , в) $h_3, T_0 = 800K, M_\infty = 3.75, T_\infty = 629.43K, Re = 10^6, Pr = 0.7$

Как следует из рисунка 4в для h_3 , скачок (3) слабо выражен, тогда как для двух других случаев (рисунки 4а, б) он отчетливо просматривается. Также из графиков наблюдается сокращение длины головного скачка (1).

Размеры λ -образной ударно-волновой структуры на верхней стенке значительно возрастают с ростом ширины щели, что можно наблюдать из сравнения рисунков 4а-4в. Здесь видно, что увеличение ширины струи приводит к тому, что волна сжатия (4), сформировавшись вблизи верхней стенки, существенно сдвигается по направлению к входной границе.

На графиках изобар 4 хорошо просматривается диск Маха, размеры которого изменяются неоднозначным образом, хотя общеизвестно, что возрастание размеров щели приводит к расширению бочкообразной структуры в струе и, как следствие, к увеличению диска Маха. Такой рост размеров диска Маха объясняется тем, что в случае h_3 происходит смещение зоны отрыва в сторону входной границы, соответственно расстояние между струей и верхней возвратной областью становится минимальным (конфузор). Вследствие этого набегающий поток существенно ускоряется, тем самым препятствует расширению струи.

Из рисунка 4 следует, что помимо общеизвестной ударно-волновой картины, здесь появляется дополнительная структура, обусловленная взаимодействием отраженного скачка

(6) с пограничным слоем на нижней стенке за струей. Видно, что взаимодействие нижнего пограничного слоя и скачка (6) аналогично картине, наблюдаемой на верхней стенке, т.е. создается волна сжатия (7), которая распространяется в виде скачка (8). Также здесь просматривается слабая отраженная волна (9).

Известно, что при истечении недорасширенной струи в поток давление в струе стремится выровняться с давлением окружающей среды, вследствие чего происходит расширение струи с образованием семейства волн разрежения, которые движутся к границам струи, формируя висячий скачок, замыкающийся диском Маха. Распределение местного числа Маха ($M = \sqrt{u^2 + w^2}/c$, здесь c - местная скорость звука) в зависимости от ширины щели представлено на рисунке 5. Из графика следует, что для h_1 (рис. 5а) струя, вдуваясь со звуковой скоростью, ускоряется и на некотором расстоянии переходит в сверхзвуковую зону, (значение местного числа Маха увеличивается до 2.5), затем граница образовавшейся сверхзвуковой зоны замыкается, очерчивая круг. Этот круг и соответствует бочке, отделяющей сверхзвуковую зону от дозвуковой. В верхней части бочки волны сжатия сходятся, образуя диск Маха. За бочкой течение замедляется и становится дозвуковым со значением числа Маха, равным 0.4. В конечном итоге течение струи, ускоряясь, переходит в сверхзвуковую зону, а значение числа Маха растет до $M = 3$ и выше. С увеличением ширины щели наблюдается заметный рост размеров круга, что можно проследить из сравнения рисунков 5а и рисунков 5б. Однако, как было указано ранее (из распределения давления), на рисунке 5в четко наблюдается сужение бочки несмотря на то, что здесь размер щели является максимальным.

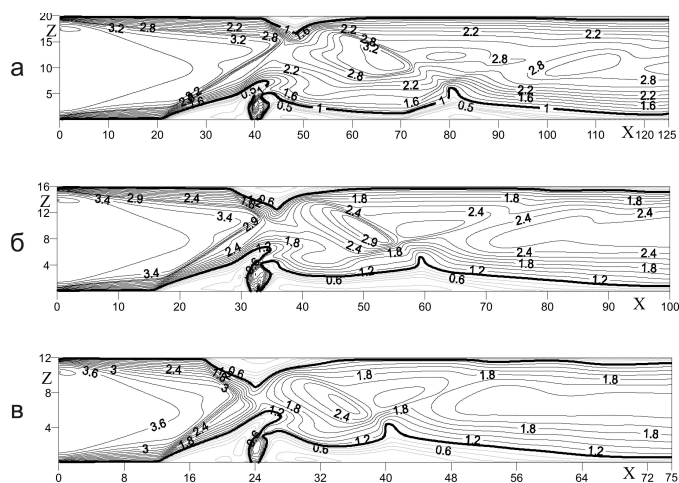


Рис. 5. Распределение местного числа Маха для ширины щели: а) h_1 , б) h_2 , в) h_3 , $T_0 = 800K$, $M_\infty = 3.75$, $T_\infty = 629.43K$, $Re = 10^6$, $Pr = 0.7$

Результаты численных экспериментов для поля вектора скорости, представленные на рисунке 6 (6а - h_1 , 6б - h_2 , 6в - h_3), показывают картину вихревой структуры, возникающую при взаимодействии скачков уплотнения как с нижним пограничным слоем, так и с верхним. На графике видно, что в зоне, примыкающей к стенке, перед струей формируются два вихря, образовавшиеся в результате первичного и вторичного отрывов потока от стенки. Направления движения в них противоположные вследствие того, что часть потока воздуха непосредственно вблизи стенки, проходя участки косога скачка (2) и замыкающего (3), поворачивает вниз к стенке и проникает в зону отрывного течения, затем растекается в

противоположных направлениях. При этом вихрь, расположенный ближе к струе, движется против часовой стрелки, а вихрь, отстоящий на большем расстоянии от нее, движется по часовой стрелке, что наблюдается в представленных результатах расчетов. За струей возникновение вихревой области связано с зоной низких давлений. На графиках можно увидеть область отрыва на верхней стенке вследствие взаимодействия головного скачка уплотнения (1) с верхним пограничным слоем. Качественные картины возвратных зон во всех трех случаях аналогичны, однако количественно они отличаются, т.к. размеры отрыва пограничного слоя на верхней стенке существенно увеличиваются с ростом ширины щели.

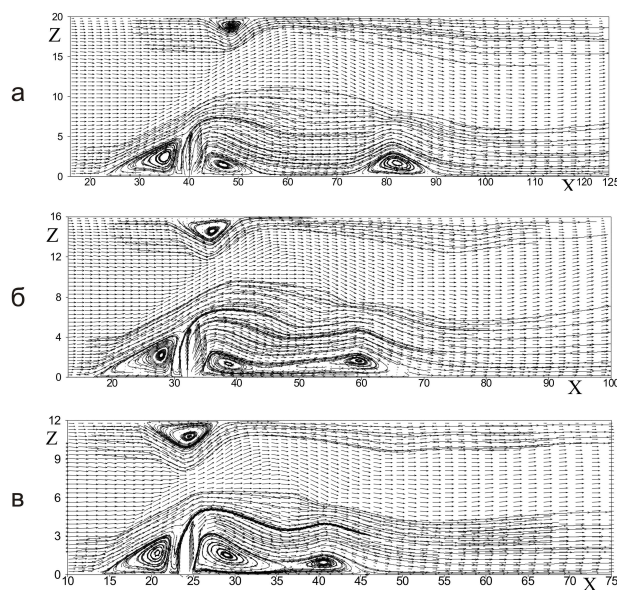


Рис. 6. Распределение поля вектора скорости для ширины щели: а) h_1 , б) h_2 , в) h_3 , $T_0 = 800K$, $M_\infty = 3.75$, $T_\infty = 629.43K$, $Re = 10^6$, $Pr = 0.7$

На фигуре 6 (а-в), помимо известных структур, наблюдается дополнительный вихрь на нижней стенке на некотором расстоянии за струей, который сформировался в результате взаимодействия скачка (6) с нижним пограничным слоем. Этот отрыв также показан на картине изомахов в форме пиков для линий числа Маха, меньшей единицы (рисунки 5 а, б, в). Как следует из графиков, с возрастанием размеров щели происходит его смещение в сторону струи (сравнение рис. 6 а-в). Таким образом, можно сделать вывод, что рост размеров щели будет приводить к повышению смешения воздуха и горючего непосредственно за вдуваемой струей вследствие обширных зон возвратных течений.

6 Заключение

С помощью численных экспериментов изучена ударно-волновая структура и отрывная область, возникающая вследствие взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем как на верхней, так и на нижней стенках канала, в зависимости от размеров вдуваемой струи. Выявлено, что помимо общеизвестной ударно-волновой картины здесь появляется дополнительная структура, обусловленная взаимодействием отраженного скачка (6) с пограничным слоем на нижней стенке на некотором расстоянии за струей, что может приводить к повышению смешения воздуха и горючего вследствие обширных зон возвратных

течений. Избыточное давление на стенках возрастает с ростом размеров струи, что приводит к увеличению нагрузки на стенки канала. Сопоставление расчетов с опытными данными показывает удовлетворительное согласование результатов. Таким образом, проведенные численные эксперименты показывают образование новых физических эффектов, которые могут оказаться полезными для улучшения смешивания потока со струей.

Список литературы

1. Шунь, Дж.Ш., Юнь, С.: Численное исследование течений с химическими реакциями на основе LU-факторизованной схемы, построенной методом симметричной последовательной верхней релаксации. *Аэрокосмическая техника*. 10, 102–113 (1990)
2. Chenault, F.C., Beran, P.S.: $k - \varepsilon$ and Reynolds Stress Turbulence Model Comparisons for Two-Dimensional Injection Flows. *AIAA Journal*. Vol.36, 8, 1401–1412 (1998)
3. Aso, S., Inoue, K., Yamaguchi, K., Tani, Y.: A study on supersonic mixing of circular nozzle with various injection angles for air breathing engine. *Acta Astronautica* 65. 687–695 (2009)
4. Спейд, Ф., Зукоски, Е.Е.: Исследование взаимодействия газовой струи, вытекающей из поперечной щели, со сверхзвуковым потоком. *Ракетная техника и космонавтика*. 2, 16–25 (1968)
5. Авдучевский, В.С., Медведев, К.И., Полянский, М.Н.: Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной струей, вдуваемой через круглое отверстие в пластине. *Известия АН СССР. Механика жидкости и газа*. 5, 193–197 (1970)
6. Глаголев, А.И., Зубков, А.И., Панов, Ю.А.: Взаимодействие струи газа, вытекающей из отверстия в пластине, со сверхзвуковым потоком. *Известия АН СССР. Механика жидкости и газа*. 2, 99–102 (1968)
7. Шец, Д., Хокинс, П.Ф., Леман, Х.: Структура поперечных струй, истекающих в сверхзвуковой поток с большой степенью недорасширения. *Ракетная техника и космонавтика*. 5, 65–69 (1967)
8. Knight, D., Yan, H., Panaras, A., Zheltovodov, A.: RTO WG 10: CFD validation for shock wave turbulent boundary layer interactions. *AIAA Paper*. N 2002-0437
9. Федорова, Н.Н. Федорченко, И.А.: Расчет взаимодействия падающего косоугольного скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на пластине. *Прикладная механика и техническая физика*. Т.45, 3, 61–71 (2004)
10. Bruel, P., Naimanova, A.Zh.: Computation of the normal injection of a hydrogen jet into a supersonic air flow. *Thermophysics and Aeromechanics*. Т.17, 4, 531–541 (2010)
11. Liu, X., Osher, S., Chan, T.: Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes. *Journal of Computational Physics*. Vol.115, 200–212 (1994)
12. Бекетаева, А.О., Найманова, А.Ж.: Применение ENO (Essentially Non-Oscillatory) схемы для моделирования течения многокомпонентной газовой смеси. *Вычислительные технологии*. Т.12, 4, 17–25 (2007)
13. Poinso, T.J., Lele, S.K.: Boundary Conditions for Direct Simulation of Compressible Viscous Flows. *Journal of Computational Physics*. Vol.101, 104–129 (1992)
14. Кикоина, И. К.: *Таблицы Физических величин*. с. 1008. Атомиздат, Москва (1976)