

УДК 533.6.011.5

МГНОВЕННАЯ И ОСРЕДНЕННАЯ СТРУКТУРА НЕДОРАСШИРЕННОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ

© 2024 г. В. И. Запрыгаев*, И. Н. Кавун, Н. П. Киселев, А. Н. Кудрявцев**,
А. А. Пивоваров, Д. В. Хотяновский***

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия

**e-mail: zapr@itam.nsc.ru*

***e-mail: alex@itam.nsc.ru*

****e-mail: khotyanovsky@itam.nsc.ru*

Поступила в редакцию 16. 05. 2024 г.

После доработки 11.06.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

Численно и экспериментально изучается мгновенная и осредненная структура недорасширенной сверхзвуковой струи. Экспериментальные фотографии с различной выдержкой и измерения давления Пито сравниваются с результатами численного моделирования, выполненного с помощью неявного метода крупных вихрей. Отмечается, что неустойчивость струйного течения, рост возмущений и переход к турбулентности приводят к тому, что мгновенная структура течения может существенно отличаться от его осредненной структуры. Картина течения, наблюдающаяся в расчетах, хорошо согласуется с представленной на экспериментальных фотографиях с короткой выдержкой. Как расчетные, так и экспериментальные данные свидетельствуют, что важную роль в динамике струйного течения играют крупномасштабные вихревые структуры, существующие на фоне мелкомасштабной турбулентности. Расчетные и экспериментальные распределения давления Пито близки друг к другу вплоть до определенного расстояния от среза сопла. Ниже по потоку давление Пито и в расчете, и в эксперименте начинает быстро расти, но расчет предсказывает начало роста на большем расстоянии от сопла, чем это наблюдается в эксперименте.

Ключевые слова: нерасчетные струи, ударно-волновая структура, гидродинамическая неустойчивость, слой смешения, переход к турбулентности, берстинг.

DOI: 10.31857/S1024708424050091 **EDN:** NQLYVY

В природе и, особенно, в различных приложениях часто встречаются сверхзвуковые струи, истекающие в затопленное пространство или спутный поток из сопла, давление на выходе из которого отличается от давления в окружающем пространстве. Такие неизобарические или, как их еще называют, нерасчетные, струи имеют сложную “бочкообразную” (ячеистую) ударно-волновую структуру, которая была предметом многочисленных исследований [1–3]. Гораздо менее исследованными остаются вопросы возникновения и развития неустойчивостей, перехода к турбулентности и, собственно, самой турбулентности в неизобарических сверхзвуковых струйных течениях. Источниками неустойчивостей являются слой смешения на границе струи и внутренние слои смешения, образующиеся при нерегулярном отражении ударных волн в первой и последующих бочках. Эти неустойчивости развиваются, однако, при существенном влиянии таких факторов как кривизна линий тока и изменение числа Маха вдоль них, что делает малоприменимыми инструменты классической линейной теории устойчивости. При своем развитии волны неустойчивости взаимодействуют с ударно-волновой структурой, усиливаются, пересекая скачки уплотнения, и ослабевают, попадая в области разрежения. В свою очередь они оказывают существенное влияние на ударно-волновую структуру струи. Как показывает сравнение экспериментальных фотографий, сделанных с малой и большой выдержкой, мгновенная и осредненная картины течения могут

заметно отличаться [4]; из-за взаимодействия с волнами неустойчивости и турбулентными пульсациями ударно-волновая структура перестает быть стационарной, что делает течение в нерасчетной струе еще более сложным.

Численное моделирование подобных течений на основе осредненных по времени уравнений, дополненных моделью турбулентности, неспособно полностью воспроизвести всю эту сложную картину, давая только поля средних величин. К тому же, в рассматриваемом случае даже их адекватное воспроизведение наталкивается на значительные трудности, для разрешения которых приходится отказаться от использования моделей турбулентности, основанных на гипотезе Буссинеска, в пользу более сложных дифференциальных моделей напряжений Рейнольдса, причем специальным образом модифицированных [5–7]. Одной из основных причин этих трудностей, видимо, является неадекватность описания взаимодействия турбулентных пульсаций с ударными волнами в большинстве, если не во всех, популярных моделях.

Более адекватными численными инструментами для моделирования подобных течений являются различные варианты метода крупных вихрей (МКВ — Large Eddy Simulation, LES) [8] и, при низких числах Рейнольдса, прямое численное моделирование. Расчеты с помощью МКВ в последние годы неоднократно проводились, в частности в связи с задачей предсказания шума струй [9–12]. Тем не менее, проблему численного моделирования таких течений вряд ли можно считать до конца решенной, поэтому результаты расчетов обязательно должны сопоставляться с надежными экспериментальными данными. Такое сравнение на примере нерасчетной струи, истекающей из осесимметричного конвергентного сопла, является предметом настоящей работы.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальное исследование проведено с использованием вертикальной струйной установки (ВСУ) и струйного модуля сверхзвуковой аэродинамической трубы периодического действия Т-326 ИТПМ СО РАН. Холодная воздушная сверхзвуковая струя истекала в затопленное пространство из конвергентного (число Маха на срезе равно $M_d = 1$) осесимметричного сопла [13]. В данной работе экспериментальные данные представлены для двух сверхзвуковых режимов истечения $N_{pr} = p_0/p_a = 5$ и 9. Здесь p_0 — давление в форкамере, p_a — давление в окружающей среде, в данном случае в камере Эйфеля. Соответствующие значения нерасчетности $n = p_d/p_a$, где p_d — давление на срезе сопла, равны 2.64 и 4.75. При режиме $N_{pr} = 5$ использованы два сопла с диаметрами $D = 30$ и 60 мм, при $N_{pr} = 9$ — сопло с $D = 30$ мм. Соответствующие числа Рейнольдса, определенные по параметрам на срезе сопла и его диаметру в этих трех случаях равнялись $Re_d = 2.3 \cdot 10^6$, $4.6 \cdot 10^6$ и $3.7 \cdot 10^6$. Особое внимание при постановке эксперимента уделялось качеству сопла, которое имеет профилированную внутреннюю поверхность (профиль Витошинского) и минимальную инструментальную шероховатость, составляющую 0.25 мкм [13].

На рис. 1а приведена шлирен-фотография, полученная при $N_{pr} = 5$ и $D = 30$ мм с большим временем экспозиции — 10 мс. Отчетливо наблюдаются граница струи, диск Маха, висячий и отраженные скачки уплотнения, слой смешения, формирующийся за тройной точкой, что соответствует общепринятому объяснению структуры течения на начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи [1–3]. На рис. 1б представлена шлирен-фотография, полученная при малой (мгновенной) экспозиции, равной 3 мкс. Видно, что уже в первой ячейке струи течение турбулизуется, а во второй ячейке на границе струи формируются крупномасштабные вихревые структуры.

Дополнительные особенности вихревого течения в слоях смешения могут быть установлены с помощью метода лазерного ножа, дающего, в отличие от шлирен-фотографии, не интегрированное вдоль луча зрения изображение, а картину течения в некоторой плоскости. В этом методе в струю вводятся микро-частицы, на которых рассеивается плоский лазерный луч, сформированный с помощью специальной оптической системы. В данном случае луч рассекал струю в продольной плоскости, проходящей через ось струи.

На рис. 2 представлены две фотографии, сделанные с помощью данного метода для одного и того же режима истечения и в одной плоскости, но соответствующие различным моментам времени. Хорошо заметны различия вихревой структуры внешнего и внутреннего слоев смешения. Во второй ячейке струи во внутреннем слое смешения, исходящем из области взаимодействия висячего скачка уплотнения, диска Маха и отраженного скачка, наблюдаются движущиеся вниз по потоку отдельные интенсив-

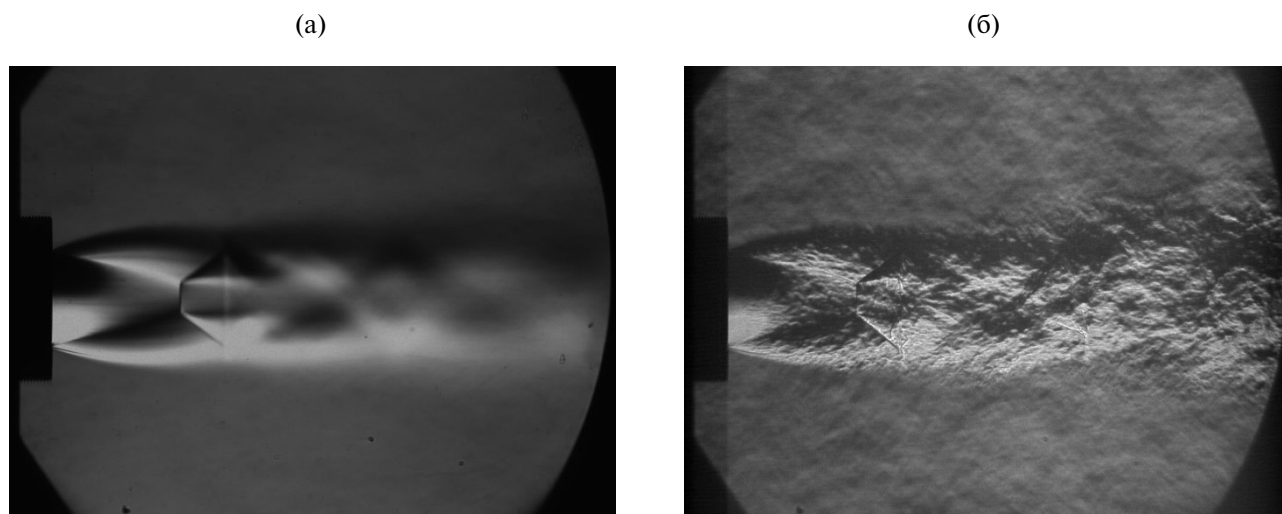


Рис. 1. Шлирен-фотография истечения сверхзвуковой струи из осесимметричного конвергентного сопла диаметром 30 мм при $N_{pr} = 5$ с экспозицией 10 мс (а) и 3 мкс (б).

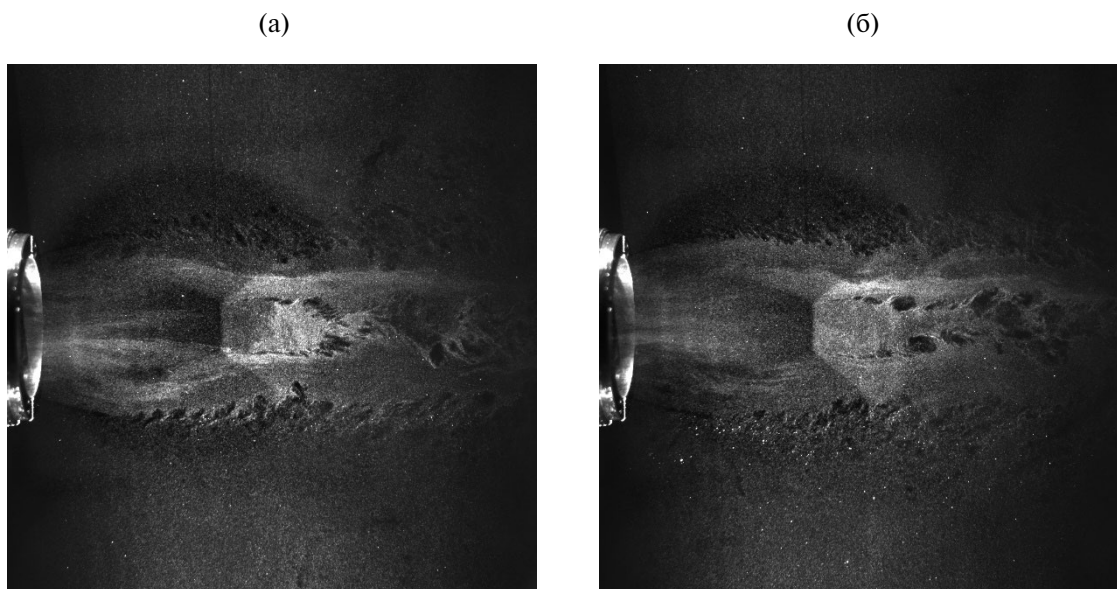


Рис. 2. Фотографии структуры течения, полученные методом лазерного ножа с экспозицией 10 нс в два различных момента времени (а, б) в диаметральной плоскости сверхзвуковой струи, истекающей из осесимметричного конвергентного сопла диаметром 60 мм при $N_{pr} = 5$.

ные вихри. Они регистрируются как локальные темные пятна, поскольку внутри вихрей практически отсутствуют рассеивающие свет микрочастицы. Отметим, что подобные фото были представлены в [14, 15], где, однако не анализировались причины возникновения таких заметных возмущений в слое смешения струи.

На рис. 3а представлена шлирен-фотография, а на рис. 3б фотография, полученная методом лазерного ножа, для режима истечения $N_{pr} = 9$. На второй из них хорошо видны траектории движения микрочастиц, совпадающие с выходящими из сопла линиями тока. Очевидно, что в первой ячейке течения в ядре струи ламинарное. На внешней границе струи вблизи среза сопла также регистрируется ламинарный режим течения на расстоянии примерно половины диаметра для нижней части струи. В верхней части струи ламинарный режим реализуется до конца первой ячейки. Видно резкое увеличение амплитуды пульсаций потока и появление темных пятен во внутреннем слое смешения, также регистрируются выбросы газа с микрочастицами в окружающее пространство на внешней границе струи.

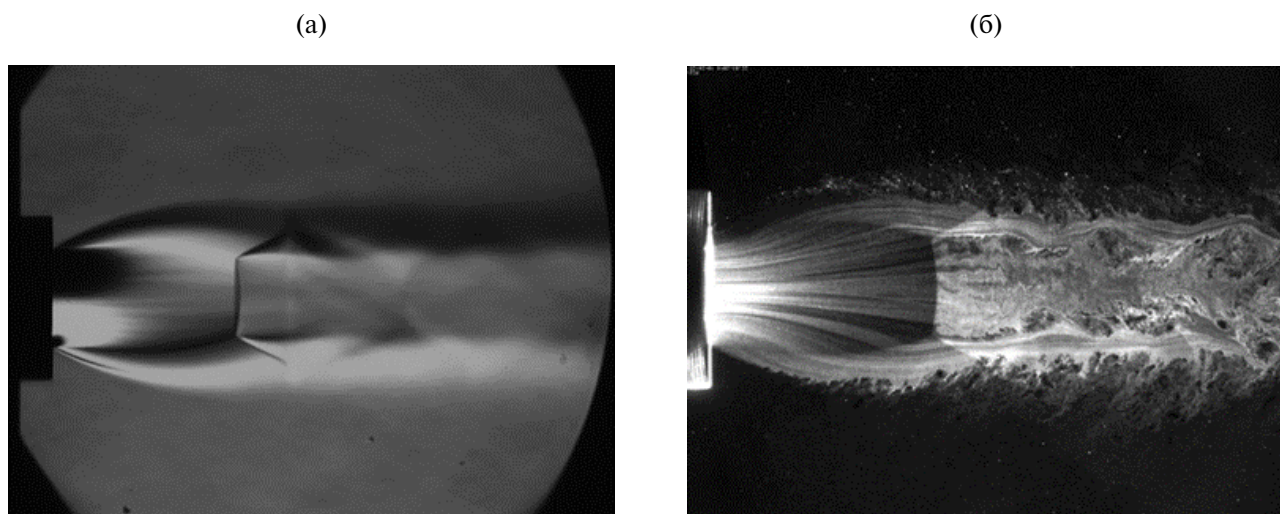


Рис. 3. Истечение сверхзвуковой струи из осесимметричного конвергентного сопла диаметром 30 мм при $\text{Npr} = 9$: шлирен-фотография с большой выдержкой (а) и фотография, полученная методом лазерного ножа (б).

Такие выбросы на границе слоя смешения трактуются как результат формирования в слое смешения крупных когерентных структур, возникающих в процессе перехода от ламинарного режима к турбулентному и сохраняющихся в турбулентном течении [16]. Подобные крупные вихревые структуры наблюдались и на границе дозвуковой струи, где они формировались при введении в поток дополнительных акустических возмущений [17]. Выбросы газа во внешнее течение обнаружены также при анализе результатов численного моделирования нелинейной стадии развития возмущений в пограничном слое [18], данное явление обычно именуется «берстингом» (bursting).

Кроме визуализаций струи различными методами (шлирен-визуализация, метод лазерного ножа) было выполнено зондирование струи в различных поперечных сечениях и на различных расстояниях от среза с использованием пневмоприемника полного давления (трубки Пито). Наличие данных о газодинамической структуре сверхзвуковой недорасширенной струи, полученных с помощью различных экспериментальных методов, дает возможность использовать их для тестирования результатов численного расчета.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

При численном моделировании недорасширенной струи используется подход, известный как неявный МКВ (Implicit LES, ILES) [19]. В этом подходе к нестационарным уравнениям Навье—Стокса не добавляется никакой подсеточной модели, роль такой модели играет присущая схеме сквозного счета численная диссипация. Следует отметить, что расчетная сетка, на которой проведено моделирование (160 млн. ячеек) намного более подробная, чем сетки, обычно используемые в МКВ. Как правило, сетки с подобным числом узлов используются для прямого численного моделирования. Тем не менее, с учетом высокого числа Рейнольдса очевидно, что после перехода к турбулентности этой сетки недостаточно для разрешения всего диапазона масштабов турбулентных пульсаций. Таким образом, рассматривать данные расчеты как прямое численное моделирование в полном смысле этого определения нельзя.

Расчеты струи, истекающей из конвергентного сопла при $\text{Npr} = 5$, проведены с помощью вычислительного кода HyCFS [20], разработанного в Лаборатории вычислительной аэродинамики ИТПМ СО РАН. Код HyCFS предназначен для численного моделирования течений сжимаемого вязкого теплопроводного газа на гибридных вычислительных кластерах с использованием графических сопроцессоров. Для пространственной дискретизации конвективных членов используется конечноразностная WENO-схема 5-го порядка точности с локальным расщеплением потоков по Лаксу—Фридрихсу [21, 22]. Диффузионные члены уравнений Навье—Стокса аппроксимируются с помощью центрально-разностных формул 2-го порядка. Численный алгоритм является явным, для интегрирования по времени используется метод Рунге—Кутты.

Используемая расчетная область имеет форму правильной усеченной четырехугольной пирамиды, расширяющейся вниз по потоку. Боковые грани наклонены к высоте пирамиды под углом 7.5° . Высота, она же длина расчетной области вдоль продольной координаты, $L_x = 20 D$. Стороны меньшего из оснований, являющегося входной границей области, равны $L_y = L_z = 8 D$. Сетка насчитывала $N_x \times N_y \times N_z = 864 \times 430 \times 430$ ячеек, она сгущалась в области ядра и ближнего поля струи. На входной границе расчетной области, при $x = 0$, задавался кусочно-постоянный (ударный) профиль струи: при $|y|, |z| \leq D/2$ задавались значения, соответствующие течению на срезе сопла; при $|y|, |z| > D/2$ задавались значения, соответствующие окружающему газу. На выходной границе расчетной области, где течение дозвуковое, использовались «мягкие» граничные условия: производные всех величин вдоль x полагались равными нулю. Параметры струи и окружающего газа соответствуют условиям эксперимента для недорасширенной струи с $\text{Npr} = 5$ и $D = 30$ мм за исключением того, что окружающий газ предполагается не покоящимся, а движущимся в виде спутного потока со скоростью, соответствующей числу Маха 0.05.

При проведении расчета мгновенные поля плотности, трех компонент скорости и давления использовались для вычисления средних по времени: мгновенные значения в каждой ячейке суммировались с учетом величины временного шага и делились на общее прошедшее время, т. е. сумму всех шагов. Такое усреднение начиналось по истечении определенного начального временного интервала, необходимого для того, чтобы завершились переходные процессы, и течение в среднем перестало меняться.

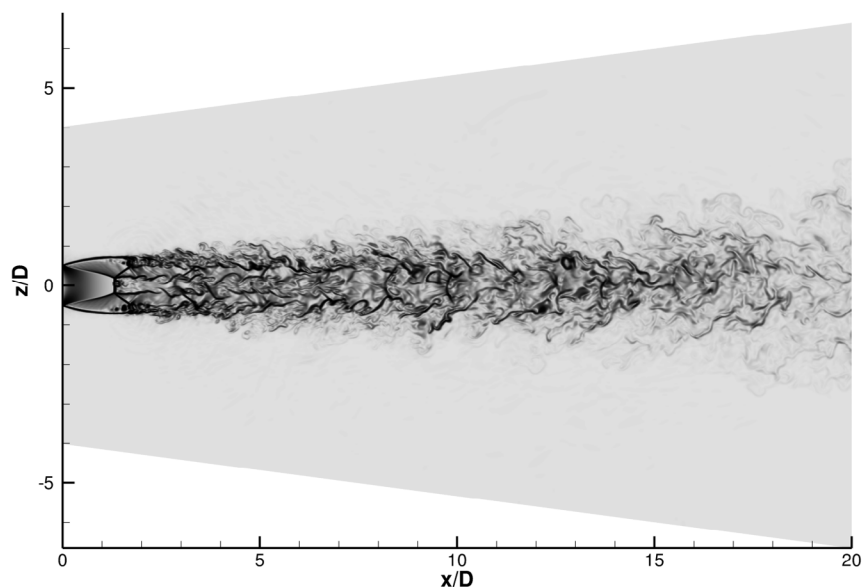
На рис. 4 показаны численные шлирен-визуализации (т.е. поля модуля градиента плотности, построенные в некоторой нелинейной шкале, см. [23]) среднего и мгновенного поля течения в плоскости $y = 0$. Очевидно, что, как и в эксперименте, средняя и мгновенная картины течения сильно отличаются друг от друга. На среднем поле течения видна классическая ячеистая «бочкообразная» структура сверхзвуковой недорасширенной струи с несколькими бочками. Газ последовательно проходит через систему скачков уплотнения и волн разрежения. В двух первых бочках отражение скачков от оси является нерегулярным, и за двумя отчетливо видимыми дисками Маха присутствуют замкнутые дозвуковые зоны, ограниченные в радиальном направлении кольцевыми слоями смещения, начинающимися на линиях пересечения трех ударных волн — падающего и отраженного скачков, диска Маха.

В следующих бочках видимые диски Маха отсутствуют, и отражение от оси кажется регулярным. Хорошо известно, что в случае невязкого осесимметричного течения регулярное отражение от оси теоретически невозможно [24, 25]. Тем не менее, подобные ударно-волновые конфигурации без видимого диска Маха постоянно наблюдаются в экспериментах даже при больших числах Рейнольдса [26]. Принято считать, что на самом деле в этих случаях реализуется нерегулярное отражение с очень маленьким диском Маха. В нашем расчете число Маха среднего течения за точками отражения в третьей и последующих бочках остается сверхзвуковым. Оно постепенно уменьшается, а падающие и отраженные скачки становятся все слабее, пока при $x/D \approx 18$ не происходит переход через скорость звука. Далее течение развивается как дозвуковая струя.

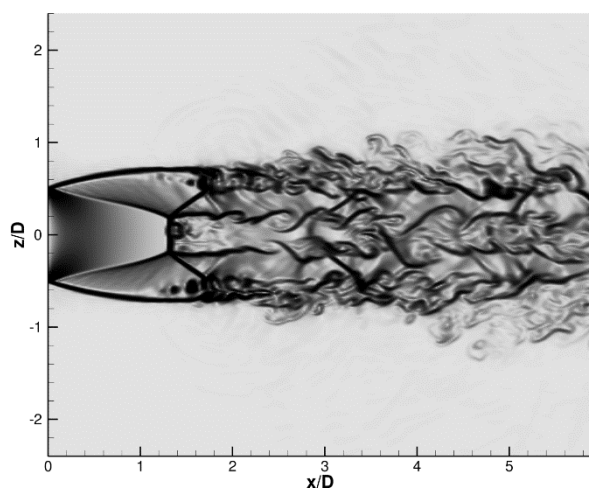
Из шлирен-визуализации мгновенного поля можно заключить, что течение в ядре струи остается ламинарным только до первого диска Маха. За ним в исходящем из тройной точки слое смещения развивается неустойчивость Кельвина—Гельмгольца, и формируются вихри. Возмущения распространяются на всю дозвуковую зону и воздействуют на сам диск Маха.

Еще раньше неустойчивость начинает развиваться в слое смещения на границе струи. Здесь также появляется типичная цепочка вихрей, граница струи становится нерегулярной, наряду с перемешиванием струи с окружающей средой происходят выбросы газа во внешнее течение («берстинг»). Развиваются мелкомасштабные пульсации, возмущения во внешнем и внутреннем слое смещения сливаются, происходит переход к турбулентности во всей струе. При этом на фоне развитой турбулентности по-прежнему присутствуют крупномасштабные вихри, очевидно играющие существенную роль в динамике струйного течения.

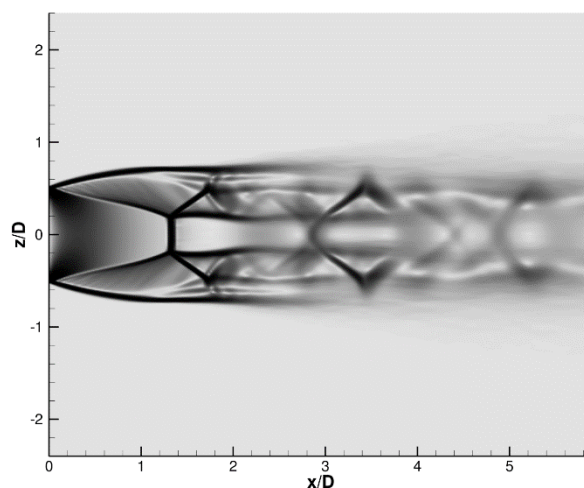
Сравнение рис. 1–4 показывает, что выполненное численное моделирование верно передает все основные особенности развития неустойчивости и перехода к турбулентности в нерасчетной струе. Более детальное количественное сопоставление можно выполнить, сравнивая измеренные в эксперименте распределения давления Пито с расчетными данными. На рис. 5 приведены распределения данной величины вдоль оси струи. Видно, что примерно до $x/D = 2$ наблюдается очень хорошее согласие расчета и экспери-



(a)



(б)



(в)

Рис. 4. Численная ширен-визуализация в плоскости $y = 0$ недорасширенной струи, $N_{Pr} = 5$, истекающей из круглого сопла: полная мгновенная картина течения (а), мгновенная картина вблизи сопла (б), среднее течение вблизи сопла (в).

мента. Ниже по потоку от этой точки давление Пито начинает возрастать. Эта тенденция прослеживается и в расчете, и в эксперименте, однако, расчетный график как бы сдвинут вниз по потоку относительно экспериментального.

Рисунок 6 показывает, что различия возникают не только на оси струи. В то время как в сечении $x/D = 0.833$ (рис. 6а) совпадение практически идеальное, уже при $x/D = 1.5$ (рис. 6б) наблюдается заметное отличие профилей во внешнем слое смешения на границе струи — толщина слоя смешения в эксперименте существенно больше, чем в расчете. При этом распределения во внутреннем слое смешения полностью совпадают. Наконец, при $x/D = 3.5$ значительные отличия наблюдаются даже на оси, где экспериментальное значение давления Пито намного выше расчетного. В обоих распределениях максимум находится почти на одинаковом расстоянии от оси, примерно при $r/D = 0.35$, но величина этого максимума в эксперименте заметно меньше.

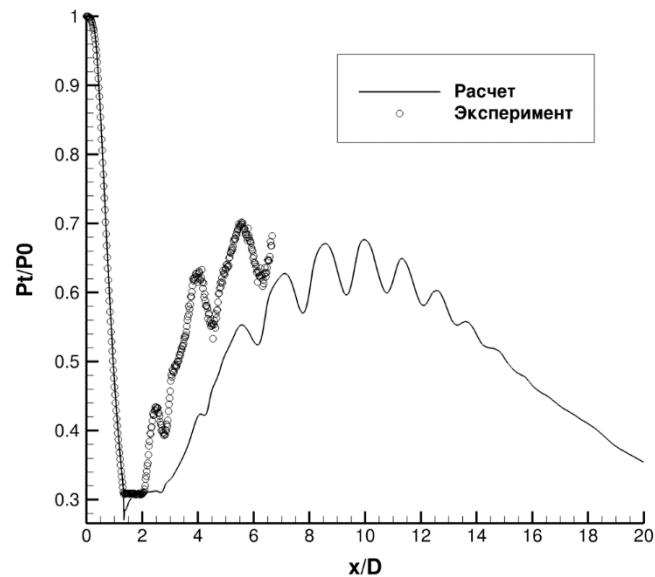


Рис. 5. Распределения давления Пито, отнесенного к давлению в форкамере, вдоль оси струи в эксперименте (символы) и в расчете (сплошная кривая) при $Npr = 5$.

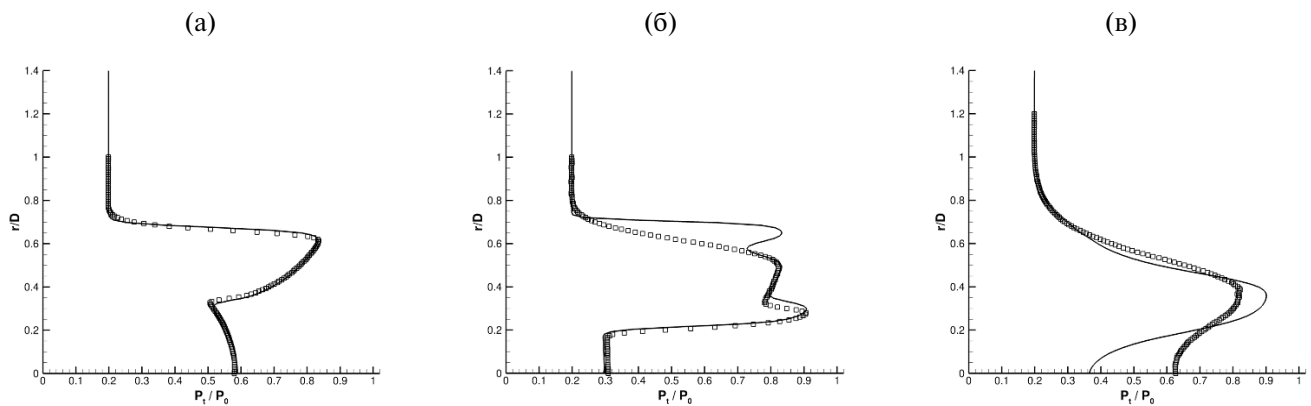


Рис. 6. Профили давления Пито в эксперименте (квадратные символы) и в расчете (сплошные кривые) при $Npr = 5$ в сечениях $x/D = 0.833$ (а), 1,5 (б) и 3.5 (в).

Существенное расхождение расчетных и экспериментальных значений давления Пито вниз по потоку от диска Маха отмечалось ранее в работах [5–7], где численное моделирование было выполнено на основе уравнений, осредненных по Рейнольдсу. При использовании SST-модели турбулентности давление Пито за диском Маха вообще не растет, оставаясь далее приблизительно постоянным. При использовании $q-\omega$ -модели оно сильно колеблется в данной области, но также совершенно не совпадает с экспериментальным распределением, при этом некорректно предсказывается даже положение диска Маха. В указанных работах было предположено, что неспособность моделей турбулентности правильно воспроизвести данное течение связана с тем, что они некорректно описывают производство кинетической энергии турбулентности на скачках уплотнения. Было предложено применять дифференциальные модели для напряжений Рейнольдса, не использующие гипотезу Буссинеска о связи напряжений Рейнольдса с градиентами средних величин. После специальной модификации одной из таких моделей удалось добиться существенно лучшего согласия (хотя и не полного совпадения) с экспериментальными данными.

Можно предположить, что причиной роста давления Пито на оси струи является перемешивание турбулентными пульсациями газа, прошедшего через прямые скачки уплотнения, с окружающим газом. Судя по рис. 5, переход к турбулентности в расчете происходит несколько позже, чем в эксперименте. Одной из причин этого может быть отличный от экспериментального уровень пульсаций на выходе из сопла, другой — подавление развития возмущений численной вязкостью используемой схемы сквоз-

ного счета. Наконец, еще одна возможная причина — то, что при численном моделировании некорректно описывается усиление пульсаций при пересечении ими скачка уплотнения. При использовании схем сквозного счета ударная волна «размазана» на несколько ячеек расчетной сетки, так что ее толщина на много порядков превышает физическую толщину, равную нескольким длинам свободного пробега молекул. Когда малые возмущения взаимодействуют с такой размазанной волной, коэффициент их усиления зависит от численной схемы и может сильно отличаться от истинного [27, 28]. Эта аномалия является серьезным препятствием на пути прямого численного моделирования сверхзвуковых турбулентных течений, в которых важную роль играют взаимодействия турбулентных пульсаций с ударными волнами.

Как видно из рис. 6а и 6б, ниже по потоку толщина слоя смещения на границе струи растет при численном моделировании заметно медленнее, чем в эксперименте. Трудно сказать, является ли это просто следствием отмеченного выше сдвига точки, где начинается быстрый рост давления Пито, или здесь сказывается более низкая интенсивность турбулентного перемешивания в расчете. Как уже говорилось, несмотря на довольно густую сетку, очевидно, что после перехода к турбулентности мелкие масштабы турбулентного движения разрешены быть не могут. Не исключено, что диссипация численной схемы, работающая в данном случае как подсеточная модель, не дает возможность адекватно учесть вклад пульсаций с масштабами меньше размера ячеек сетки в турбулентное перемешивание. В таком случае, включение явной подсеточной модели, возможно, могло бы улучшить согласие между расчетом и экспериментом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные данные и результаты численного моделирования использованы, чтобы изучить мгновенную и осредненную структуру течения в сверхзвуковой недорасширенной струе, истекающей из конвергентного сопла. Моделирование выполнялось с помощью подхода, известного как неявный метод крупных вихрей (МКВ), то есть без использования какой-либо подсеточной модели. Показано, что мгновенные поля течения заметно отличаются от осредненных, демонстрируя такие характерные явления как быстрый рост возмущений в слоях смещения, турбулизацию течения, интенсивное вихревое движение и присутствие на фоне турбулентного течения крупномасштабных вихревых структур. Все эти наблюдаемые в эксперименте особенности воспроизводятся в численном расчете.

Расчетные и экспериментальные профили давления Пито хорошо совпадают в сечениях, близких к срезу сопла. Ниже по течению согласие ухудшается. Неявный МКВ позволяет описать наблюдаемый в эксперименте рост давления Пито на оси струи, что не удается сделать с помощью моделей турбулентности, основанных на гипотезе Буссинеска.

Однако в расчете этот рост начинается на большем расстоянии от сопла, чем в эксперименте. Выяснение причин этой задержки требует дополнительных исследований, направленных на изучение влияния численной вязкости, уровня пульсаций в начальном сечении, корректности моделирования взаимодействия пульсаций с ударными волнами. Неясно также, позволяет ли численная диссипация, неявно играющая роль подсеточной модели, адекватно учесть вклад мелкомасштабных пульсаций в турбулентное перемешивание, или здесь необходимо введение явной модели подсеточных напряжений.

Работа была поддержана грантом РФФИ, проект № 23-11-00258. Эксперименты выполнены на вертикальной струйной установке и в аэродинамической трубе Т-326, входящих в перечень оборудования ЦКП «Механика» ИТПМ СО РАН. Численное моделирование проводилось на гибридном вычислительном кластере ЦКП «Механика» ИТПМ СО РАН, а также на кластере Информационно-вычислительного центра НГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю. и др.* Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
2. *Дулов В.Г., Лукьянов Г.А.* Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 320 с.
3. *Авдеевский В.С., Ашратов Э.А., Иванов А.В., Пирумов У.Г.* Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй. М.: Машиностроение, 1989. 231 с.

4. *Zapryagaev V.I., Kudryavtsev A.N., Lokotko A.V., Solotchin A.V., Pavlov A.A., Hadjadj A.* An experimental and numerical study of a supersonic—jet shock—wave structure // West—East High Speed Flow Fields. Aerospace applications from high subsonic to hypersonic regime / Ed. by Zeitoun D.E., Périaux J., Désidéri J.A., Marini M. Barcelona. CIMNE, 2003. P. 346—351.
5. *Трошин А.И., Запругаев В.И., Киселев Н.П.* Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвуковой слаботензорасширенной струи // Труды ЦАГИ. 2013. Вып. 2710. С. 111—120.
6. *Troshin A.I.* Application and modification of a Reynolds stress model in problems of jets outflow // Proceedings of 17th Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR-2014, Russia, Novosibirsk, 30 Jun. 6 Jul., 2014) / Ed. by V.M. Fomin. Novosibirsk: ITAM SB RAS, 2014. Paper № 206. 8 p.
7. *Трошин А.И.* Полуэмпирическая модель турбулентности для описания высокоскоростных слоев смешения и струй, не основанная на гипотезе Буссинеска: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Жуковский: ЦАГИ, 2014. 168 с.
8. *Гарбарук А.В., Стрелец М.Х., Травин А.К., Шур М.Л.* Современные подходы к моделированию турбулентности. СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2016. 234 с.
9. *Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.Kh.* Noise prediction for underexpanded jets in static and flight conditions // AIAA J. 2011. V. 49. № 9. P. 2000—2017.
10. *Любимов Д.А.* Разработка и применение метода высокого разрешения для расчета струйных течений методом моделирования крупных вихрей // ТВТ. 2012. Т. 50. №3. С. 450—466.
11. *Duben A.P., Kozubskaya T.K.* Evaluation of quasi-one-dimensional unstructured method for jet noise prediction // AIAA J. 2019. V. 57. № 12. P. 5142—5155.
12. *Босняков С.М., Волков А.В., Дубень А.П. и др.* Сравнение двух вихреразрешающих методик повышенной точности на неструктурированных сетках применительно к моделированию струйного течения из двухконтурного сопла // Матем. моделирование. 2019. Т. 31. №10. С. 130—144.
13. *Запругаев В.И., Киселев Н.П., Пивоваров А.А.* Газодинамическая структура осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи. // Известия АН. Механика жидкости и газа. 2015. № 1. С. 95—107.
14. *Волков К.Н., Запругаев В.И., Емельянов В.Н., Губанов Д.А., Кавун И.Н., Киселев Н.П., Тетерина И.В., Яковчук М.С.* Визуализация данных физического и математического моделирования в газовой динамике / под ред. Волкова К.Н., Емельянова В.Н. М: Физматлит, 2018. 360 с.
15. *Zapryagaev V., Kavun I., Kiselev N.* Flow feature in supersonic non-isobaric jet near the nozzle edge // Aerospace. 2022. V. 9. № 7. P. 379—393.
16. *Yule A.J.* Large-scale structure in the mixing layer of a round jet // J. Fluid Mech. 1978. V. 89. Pt. 3. P. 413—432.
17. *Wicker R.B., Eaton J.K.* Near field of a coaxial jet with and without axial excitation // AIAA J. 1994. V. 32. №3. P. 542—546.
18. *Липатов И.И., Тугазаков Р.Я.* Механизм образования берстинга при обтекании узкой пластины сверхзвуковым потоком газа // ПМТФ. 2022. Т. 63. № 2. С.37—47.
19. *Implicit Large Eddy Simulation* / Ed. by Grinstein F.F., Margolin L.G., Rider W.J. Cambridge et al.: Cambridge Univ. Press, 2007. 546 p.
20. *Shershnev A.A., Kudryavtsev A.N., Kashkovsky A.V., Khotyanovsky D.V.* HyCFS, a high-resolution shock-capturing code for numerical simulation on hybrid computational clusters // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1770. 030076. 11 p.
21. *Jiang G.S., Shu C.-W.* Efficient implementation of weighted ENO schemes // J. Comput. Phys. 1996. V. 126. P. 202—228.
22. *Кудрявцев А.Н., Поплавская Т.В., Хотяновский Д.В.* Применение схем высокого порядка точности при моделировании нестационарных сверхзвуковых течений // Математическое моделирование. 2007. Т. 19. №7. С. 39—55.
23. *Hadjadj A., Kudryavtsev A.* Computation and flow visualization in high-speed aerodynamics // J. Turbulence. 2005. V. 6. №16. 25 p.
24. *Курант Р., Фридрихс К.* Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: Изд-во иностр. литер. 1950. 427 с.
25. *Рылов А.И.* К вопросу о невозможности регулярного отражения стационарной ударной волны от оси симметрии // Прикл. мат. и механ. 1990. Т. 54. №2. С. 245—249.
26. *Мельников Д.А.* Отражение скачков уплотнения от оси симметрии // Изв. АН СССР. Механ. и машиностр. 1962. №3. С. 24—30.
27. *Khotyanovsky D.V., Kudryavtsev A.N., Ovsyannikov A.Yu.* A comparative study of accuracy of shock capturing schemes for simulation of shock/acoustic wave interactions // Int. J. Aeroacoustics. 2014. V. 13. № 3 — 4. P. 261—274.
28. *Chuvakhov P.V.* Shock-capturing anomaly in the interaction of unsteady disturbances with a stationary shock // AIAA J. 2021. V. 59. № 8. P. 3241—3251.

INSTANTANEOUS AND AVERAGE STRUCTURE OF A SUPERSONIC UNDEREXPANDED JET

V. I. Zapryagaev *, I. N. Kavun, N. P. Kiselev, A. N. Kudryavtsev **, A. A. Pivovarov,
and D. V. Khotyanovskii ***

*Institute of Theoretical and Applied Mechanics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, 630090 Russia*

**e-mail: zapr@itam.nsc.ru*

***e-mail: alex@itam.nsc.ru*

****e-mail khotyanovsky@itam.nsc.ru*

The instantaneous and average structure of a supersonic underexpanded jet is studied numerically and experimentally. The photos obtained in experiments with different exposure times and the Pitot pressure measurements are compared with the results of the numerical modeling performed using an implicit large-eddy method. We note that the jet flow instability, disturbance growth, and transition to turbulence lead to the situation, in which the instantaneous flow structure can be considerably different from the average structure. The flow pattern observable in the calculations is in good agreement with that presented in the experimental photos obtained with short exposure times. Both calculated and experimental data indicate that an important role in the jet flow dynamics is played by large-scale vortex structures that exist against the background of small-scale turbulence. The calculated and experimental Pitot pressure distributions are similar with each other, up to a certain distance from the nozzle exit section. Further downstream, the experimental and calculated Pitot pressures start to increase rapidly but the calculations predict the onset of this growth at a greater distance from the nozzle than it is observable in the experiments.

Keywords: off-design jets, shock wave structures, hydrodynamic instability, mixing layer, transition to turbulence, bursting.