

УДК 533.9

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЧЕНИЯ В СВЕРХЗВУКОВОЙ ОТКРЫТОЙ ПОЛОСТИ

© 2019 г. Дж. М. Ванг^{a,*}, Х. Ванг^a, Й. Ма^{a,b}, К. Дж. Минг^{a,b}, Дж. К. Ус^{**}

^a Liaoning Key Lab of Advanced test Technology for Aerospace Propulsion, Shenyang Aerospace University, Shenyang, 110136, China

^b Sichuan Aerospace Zhongtian Power Equipment Co., Ltd, Chengdu, 610100, China

^c China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang, 621000, China

*E-mail: jmwang_sau@163.com

**E-mail: junqiangwu_cardc@163.com

Поступила в редакцию 08.05.2018 г.

После доработки 12.11.2018 г.

Принята к публикации 10.02.2019 г.

Течение в открытой полости подвержено интенсивным самоподдерживающимся осцилляциям. Это нестационарное течение, характеризующееся множественными тонами, порождает мощные пульсации давления. В работе течение в полости при числе Маха набегающего потока 1.19 моделируется при помощи метода отсоединенных вихрей. Для лучшего понимания процессов переноса сдвигового слоя и частотных характеристик поле скорости потока на середине ширины полости изучено посредством разложения по динамическим модам (DMD). Выделены три первые моды сверхзвукового течения в полости и при их помощи описана конфигурация течения на доминирующих частотах; этим DMD-модам соответствуют течения с двумя, тремя и четырьмя вихрями. Предложены упрощенные модовые структуры, позволяющие определить динамику течения в сверхзвуковой полости. Когда волна сжатия, являющаяся частью петли обратной связи, сталкивается с волной вытеснения в определенном месте, возникает явление, аналогичное звуковому удару, производящее очень сильный шум в полости.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, течение в полости, бомбовый отсек, разложение по динамическим модам

DOI: 10.1134/S0568528119050128

Течения в полостях имеют место во многих аэрокосмических приложениях; таковы, например, ниши для колес шасси, бомбовые отсеки и другие полости в фюзеляже, предназначенные для выдвигаемых и измерительных элементов [1]. Начиная с середины прошлого века, подобные течения изучались многими исследователями во всем мире. Многочисленные ранние исследования, включая теоретический анализ и экспериментальные наблюдения, были выполнены Росситером и Рошко [2]. Изучая теневые картины течения и результаты измерений давления, Росситер впервые разработал линейную теоретическую модель явления и предложил свою знаменитую полуэмпирическую формулу для частоты процесса

$$\frac{fl}{U} = \frac{m - \alpha}{Ma + 1/k} \quad (0.1)$$

В формулу (0.1) входят конвекционная скорость сдвигового слоя, частота сходящихся вихрей и скорость акустической волны, создающей петлю обратной связи [3]; здесь f – частота, l – длина полости, k – скорость переноса вихря, отнесенная к скорости набегающего потока U , Ma – число Маха набегающего потока, α – некоторая константа и $m = 1, 2, 3, \dots$. Согласно [3], $\alpha = 0.25$ и $k = 0.57$. При малых числах Маха, это предположение приводит лишь к незначительным ошибкам, но с ростом числа Маха ошибка увеличивается. Модифицированная формула Хеллера (0.2), в которой предполагается, что скорость звука внутри полости равна заторможенной скорости звука в набегающем потоке, существенно улучшает результаты. Эта формула для числа Струхалия имеет следующий вид:

$$\frac{fl}{U} = (m - \alpha) \left/ \left\{ \frac{Ma}{[1 + (\gamma - 1)Ma^2/2]^{1/2}} + \frac{1}{k} \right\} \right. \quad (0.2)$$

В работе [3] предложена математическая модель, описывающая возбуждение тонов и пульсаций давления в полости; она основана на взаимодействии между неустойчивостями сдвигового слоя и акустической обратной связью. В [4] по теневым фотографиям течения в полости обнаружены волны пяти различных типов, что подтверждено результатами скоростной шпирен-съемки в [5]. В работе [6] по результатам теневых картин течения обнаружено существование волны эжекции и указано, что причиной возбуждения дискретных тонов является соударение волны эжекции с задней стенкой полости, а не срыв вихрей, который приводит к возникновению широкополосного шума. Помимо того, в [7] исследованы характеристики эжекции сдвиговых слоев полостей, находящихся в сверхзвуковом потоке, и отмечено, что эжекция жидкости из набегающего потока в циркуляционную зону внутри полости сопровождается взаимодействием сдвигового слоя и задней стенки полости. В настоящее время существуют различные интерпретации механизма возбуждения течения в полости и нет общепринятой точки зрения. Частоты дискретных тонов полости могут быть предсказаны по формулам Росситера и Хеллера, но выбор эмпирических параметров различен у разных авторов [8].

В случае больших чисел Маха набегающего потока уровень звукового давления тонального звука в полости может достигать 170 дБ, что соответствует среднеквадратичным амплитудам давления 6300 Па [1]. Помимо того что амплитуды велики, волны давления пространственно скоррелированы, что быстро приводит к усталости конструкции летательного аппарата. Анализ когерентных структур различного порядка поможет разработать методы, которые позволят обратить особенное внимание на конкретные элементы петли обратной связи и внедрить более эффективные технологии активного и пассивного управления [9]. Ни уровень звукового давления (SPL) мод различных порядков, ни распределения SPL при различных числах Маха набегающего потока не одинаковы. Существует энергетическая конкуренция между модами различных порядков [10].

Чтобы понять основополагающий физический механизм дискретных тонов в полости, следует выделить когерентные структуры, соответствующие различным частотам. Общим методом идентификации когерентных структур является собственно ортогональное разложение (POD) [11]. Однако этот метод обладает двумя существенными недостатками в его применении. Во-первых, энергия не всегда является правильной мерой в ранжировании структур течения. Во-вторых, в силу выбора статистики второго порядка в качестве основы при разложении, может быть потеряна ценная информация о фазах [12]. В то же время метод разложения по динамическим модам (DMD) пригоден для анализа динамики течений в полости. Метод DMD был впервые предложен Шмидом и Сестерхенном в 2008 г. и позже опубликован в работе [12]; он представляет собой метод разложения динамической системы по модам на основе анализа Коопмана, позволяющий выявить скрытые физические механизмы. Это эффективный метод обработки результатов экспериментального или численного анализа полей течения. Когерентная динамика пространственно-временного поля представляется малоразмерной матрицей. Собственные значения и собственные векторы Ритца этой малоразмерной матрицы заключают в себе скрытую динамику системы. Метод был применен к различным сложным динамическим системам, как струи различного рода [13], неустойчивые термоакустические системы [14], течения в следах [15] и турбулентные течения в полостях [16]. Далее, на основе стандартного алгоритма DMD были развиты некоторые родственные методы разложения такие, как разложение по оптимальным модам [17], разреженное DMD [18], тотальное DMD [19] и другие модифицированные методы. Предложенные методы позволяют более точно выявить моды и расширить область применения алгоритма DMD. Для того чтобы подчеркнуть изменчивость динамики, в данной работе прослеживается эволюция во времени выявленных мод.

Некоторые важные аспекты течения в сверхзвуковой открытой полости такие, как взаимодействие волны обратной связи со сдвиговым слоем, еще нуждаются в более полном понимании и тщательном исследовании. Моделирование течения в сверхзвуковой открытой полости выполнено методом отсоединенных вихрей (DES). При этом изучены явления, для которых характерно наличие множественных частот и пульсации течения в полости. Структуры течения на середине ширины полости изучены посредством DMD-алгоритма. Помимо того, выделены доминирующие моды колебаний, определяющие процесс пульсаций. Получены упрощенные структуры мод динамики течения в полости.

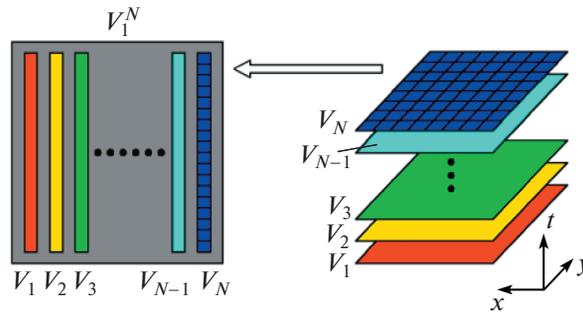


Рис. 1. Формирование пространственно-временной матрицы.

1. РАЗЛОЖЕНИЕ ПО ДИНАМИЧЕСКИМ МОДАМ

Течение в полости включает в себя многие феномены, в том числе образование ударных волн и волн сжатия, неустойчивые сдвиговые слои, динамику вихрей. Эти феномены порождают различные течения, частоты которых взаимодействуют друг с другом. Метод DMD позволяет выявить когерентные структуры с различными частотами.

Пространственно-временное поле нестационарного течения может быть представлено матрицей $V_1^N = [v_1, v_2, \dots, v_i, \dots, v_{N-1}, v_N]$, где вектор v_i есть пространственное распределение параметров течения на временном слое i (рис. 1).

Шаг по времени между двумя смежными столбцами равен Δt . Если временной интервал дискретизации достаточен, то метод DMD предполагает, что эволюция от v_i к v_{i+1} определяется приближенной линейной динамической системой вида

$$v_{i+1} = Av_i \tag{1.1}$$

Поскольку векторы, задаваемые уравнением (1.1), линейно зависимы, последний вектор v_N может быть выражен через предыдущие векторы следующим образом:

$$v_N \approx V_1^{N-1}c \tag{1.2}$$

с коэффициентами $c^T = \{c_1, c_2, \dots, c_{N-1}\}$. Следуя алгоритму Арнольди, линейную матрицу A можно записать в виде

$$A\{v_1, v_2, \dots, v_{N-1}\} = \{v_2, v_3, \dots, v_N\} \approx \{v_2, v_3, \dots, v_{N-1}\}c \tag{1.3}$$

Уравнение (1.3) можно записать в виде

$$AV_1^{N-1} = V_2^N \approx V_1^{N-1}K \tag{1.4}$$

где K – сопровождающая матрица матрицы системы A .

Используя метод наименьших квадратов, сопровождающую матрицу K можно восстановить при помощи выражения

$$K = \begin{pmatrix} 0 & c_1 \\ 1 & 0 & c_2 \\ & 0 & 0 & M \\ & & 1 & 0 & c_{N-2} \\ & & & 1 & c_{N-1} \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

Коэффициенты определяются по формулам

$$c = W\Sigma^{-1}U^H v_N \tag{1.6}$$

где $V_1^{N-1} = U\Sigma^{-1}W^H$, при помощи сингулярного разложения (SVD).

Собственные значения Ритца λ_i матрицы K аппроксимируют некоторые из собственных значений Ритца матрицы A . Собственные значения Ритца сопровождающей матрицы K логарифми-

чески отображаются на комплексную плоскость, где их действительные части представляют собой экспоненциальный инкремент или декремент, а мнимые части – частоту процесса во времени. Динамическая мода DMD может быть определена следующей функцией:

$$\Phi_i = Uy_i \quad (1.7)$$

где y_i есть i -й собственный вектор матрицы K , а U – правые сингулярные векторы последовательности событий V_1^{N-1} ; Φ_i также есть соответствующая динамическая мода DMD. Выявленные динамические моды могут быть использованы для получения информации о когерентной динамике, причем каждая мода обладает своей собственной частотой. Более подробное описание алгоритма DMD можно найти в работе [12].

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВАЛИДАЦИЯ

2.1. Основные уравнения и алгоритм решения

Нестационарное течение сжимаемой вязкой жидкости рассчитывалось на основе уравнений Навье—Стокса. Уравнения, описывающие течение, имеют вид

Уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.1)$$

Уравнение импульса

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau} \quad (2.2)$$

где p – статическое давление. Тензор напряжений $\bar{\tau}$ задается выражением

$$\bar{\tau} = \mu \left[(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \mathbf{I} \right] \quad (2.3)$$

где μ – турбулентная вязкость, а \mathbf{I} – единичный тензор.

Уравнение энергии

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla \cdot (\mathbf{v} (\rho E + p)) = \nabla \cdot \left(k_{eff} \nabla T - \sum_j h_j \mathbf{J}_j + (\bar{\tau}_{eff} \cdot \mathbf{v}) \right) \quad (2.4)$$

где k_{eff} – эффективная теплопроводность, а E – полная энергия. Первые три члена в правой части уравнения (2.4) представляют собой перенос энергии в результате теплопроводности, диффузии компонентов и вязкой диссипации соответственно.

Моделирование было выполнено методом отсоединенных вихрей (DES) с использованием SST k – ω модели турбулентности, описанной в [20]. Кинетическая энергия турбулентности k и удельная скорость диссипации ω определяются из следующих уравнений переноса

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega + D_\omega - Y_\omega \quad (2.6)$$

В этих уравнениях G_k определяет производство кинетической энергии турбулентности за счет градиентов средней скорости, а G_ω определяет генерацию ω . Величины Γ_k и Γ_ω представляют собой коэффициенты эффективной диффузии k и ω соответственно, а Y_k и Y_ω диссипацию k и ω вследствие турбулентности. Наконец, D_ω представляет собой встречную диффузию. Выражение для диссипации k может быть записано в виде

$$Y_k = \rho \beta^* k \omega F_{DES} \quad (2.7)$$

где β^* – константа модели, а выражение для F_{DES} имеет вид

$$F_{DES} = \tanh[(C_{d1} r_{d1})^{C_{d2}}] \quad (2.8)$$

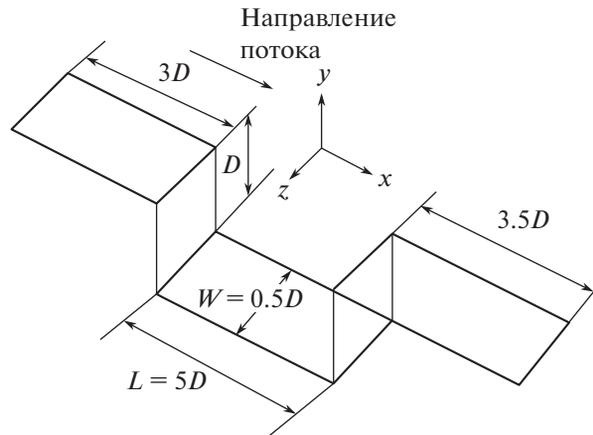


Рис. 2. Схематическое изображение конфигурации полости.

где $C_{d1} = 20$, $C_{d2} = 3$ и

$$r_d = \frac{v_t + v}{\kappa^2 y^2 \sqrt{0.5g(S^2 + \Omega^2)}} \quad (2.9)$$

Здесь S – величина тензора деформации, а Ω – величина тензора завихренности. Более подробно вычислительная модель описана в работе [20].

2.2. Вычислительные параметры

Моделирование выполнено для тех же параметров течения, что и в работе [21]. Течение в открытой полости моделируется при помощи коммерческого пакета прикладных программ ANSYS/Fluent. Число Маха набегающего потока 1.19. Выбрана модель турбулентности DES/SST с запаздыванием, близкая, но не тождественная модели работы [22]. На рис. 2 схематически изображена конфигурация полости с отношением длины к глубине $L/D = 5$. Сетка сгущалась у стенок полости. Минимальный шаг сетки мог составлять $1 \times 10^{-3}D$, а в случае максимального шага на выходе из расчетной области первая точка сетки располагалась при $y^+ < 4$. Перед входом в полость на толщину пограничного слоя, принятую равной $0.1D$, приходилось 15 точек расчетной сетки. Вычислительная сетка удовлетворяет требованиям DES. На входе в расчетную область, где течение сверхзвуковое, задаются параметры набегающего потока. В направлении поперек потока ставятся периодические граничные условия. На верхней границе полости в плоскости симметрии отбираются пульсации давления в 39 равноотстоящих точках, которым присваивается нумерация от точки 01 при $x = 0.025L$ до точки 39 при $x = 0.975L$. Для того чтобы выявить частоту пульсаций течения в полости, шаг по времени был выбран равным 10^{-6} с, а временной диапазон моделирования более, чем в 20 раз, превышал период, соответствующий первой моде дискретного тона в полости, рассчитанный по формуле Хеллера.

2.3. Валидация результатов моделирования

Как следует из рис. 3, результаты расчетов согласуются с данными работы [21]; здесь f – частота пульсаций давления. Три первые тональные моды обладают наиболее высоким уровнем звукового давления. Самым громким тоном течения в полости является второй тон, что соответствует результатам, полученным в [23].

Суммарный уровень звукового давления ($OASPL$) может быть представлен в виде

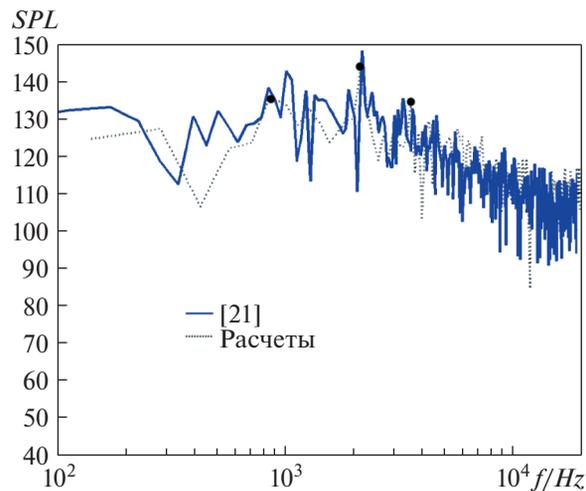
$$OASPL = 20 \log \frac{P_{rms}}{P_{ref}} \quad (2.10)$$

где P_{rms} – среднеквадратичная величина колебаний давления относительно среднего внешнего давления, а $P_{ref} = 20$ мкПа.

Таблица 1. Сравнение чисел Струхалия при числе Маха 1.19

Мода	1	2	3
Формула Хеллера	0.2674	0.6239	0.9804
Результаты [21]	0.2860	0.6238	0.9394
DES моделирование	0.2464	0.6240	1.0017

Безразмерное число Струхалия определяется как $St = f \cdot l / U$. В табл. 1 представлены числа Струхалия, соответствующие пиковым частотам течения в полости при числе Маха 1.19 и проведено сравнение с формулой Хеллера и результатами [21]. Как видно из таблицы, результаты расчетов находятся в хорошем соответствии с упомянутыми результатами. На рис. 4 проведено сравнение по величине $OASPL$ на верхней стенке полости с результатами [21] и экспериментальными результатами [6]. Результаты расчетов предсказывают общее повышение $OASPL$ к задней стенке полости. Проведенное сравнение показывает, что данные, полученные в расчетах настоящей работы, вполне надежны и могут быть использованы для анализа динамической системы.

**Рис. 3.** Сравнение рассчитанных спектров звукового давления у задней стенки с результатами [21].

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Трехмерная когерентная динамика

Для распознавания трехмерной когерентной динамики течения в полости на рис. 5 приведены мгновенные изображения трехмерных структур течения, визуализированные с использованием безразмерного Q критерия, определяемого следующим образом

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (3.1)$$

где $\|\bullet\|$ означает евклидову норму матрицы, S — величина тензора деформаций и Ω — величина тензора завихренности [24]. Области, в которых $Q > 0$ (окрашены в красный цвет), заняты вихревыми структурами.

Как показывает рис. 5, сложные вихревые структуры доминируют в поле течения внутри полости. Неустойчивость сдвигового слоя растет, когда сдвиговый слой обтекает переднюю кромку полости, что сопровождается образованием вихрей. При движении вихрей вниз по потоку их размеры растут. Задняя кромка разделяет сдвиговый слой на две части, одна из которых входит в полость, а другая движется вниз по потоку.

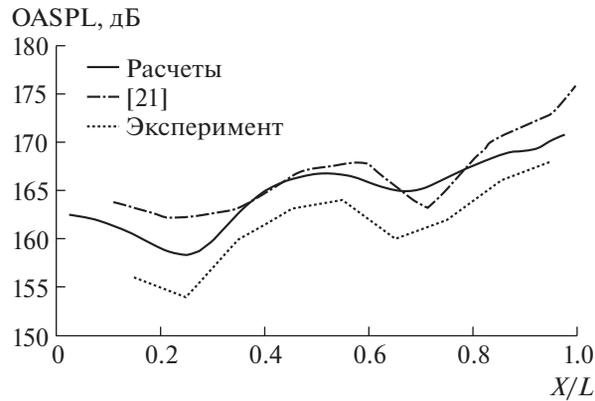


Рис. 4 Изменение $OASPL$ по длине верхней стенки полости.

3.2. Структуры течения в среднем сечении полости

На рис. 6 представлены мгновенные изображения структур течения на середине ширины полости; построены линии тока и линии равных чисел Маха, C_p и $\partial P/\partial x$. Каждая фаза на рис. 6 соответствует аналогичной фазе на рис. 5. Коэффициент давления определяется как $C_p = \frac{P - P_\infty}{1/2\rho U_\infty^2}$. На рис. 6г построены линии равных значений градиента давления $\partial P/\partial x$; здесь области, показанные красным цветом, соответствуют волнам сжатия, а голубые области представляют собой волны разрежения.

Благодаря вынуждающему действию набегающего потока, сдвиговый слой обтекает переднюю кромку полости; при этом образуется вихрь, перемещающийся вниз по течению. Он приобретает вращательный импульс в достаточном количестве, чтобы ввести малую часть набегающего потока внутрь полости, как показано на рис. 6а. При соударении сдвигового слоя (фактически, волны эжекции, см. [6]) с задней стенкой, как можно видеть на рис. 6в, у задней кромки образуются акустическая волна (волна сжатия) и ударная волна (рис. 6г). Отраженная акустическая волна движется вверх по течению вдоль верхней стенки полости. Под действием отраженной акустической волны пульсации сдвигового слоя усиливаются в глубине полости. Эти пульсации хорошо видны на рис. 6а и 6б. Когда акустическая волна приходит на переднюю стенку полости, она своим действием возмущает сдвиговый слой, у передней кромки полости образуется новый вихрь и начинается новый цикл петли обратной связи. Аналогичный процесс описан в работе [25]. Кроме того, у передней кромки полости поочередно возникают волна сжатия (рис. 6г, 4) и волна разрежения (рис. 6г, 2) [26].

Ввиду малой интенсивности акустической волны в петле обратной связи очевидно, что она может быть распознана по линиям равного градиента давления (рис. 6г). Стоит отметить, что в полости существует несколько бегущих акустических волн, образующих обратную связь (рис. 6г); в работе [6] они представлены теневыми картинками течения. Тем временем в некоторой области вне сдвигового слоя образуется наклонная ударная волна, которая видна на рис. 6б. Необходимо отметить, что эта акустическая волна в системе обратной связи существует всегда, тогда как ударные волны, возбужденные акустической волной, прерывисты. Как видно на рис. 6г (3), передняя акустическая волна соединяется с ударной волной вне сдвигового слоя, а задняя акустическая волна не соединяется с ней. Ударные волны возбуждаются, лишь когда акустическая волна достигает определенного положения в полости. Когда ударная волна образуется, как показано на рис. 6г (3), акустическая волна системы обратной связи иногда соединяется с ней. Это явление подтверждается теневыми картинками течения, приведенными в [6].

4. РАЗЛОЖЕНИЕ ПО ДИНАМИЧЕСКИМ МОДАМ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В СРЕДИННОЙ ПЛОСКОСТИ ПОЛОСТИ

4.1. Спектр DMD

На рис. 7 представлено распределение собственных значений сопровождающей матрицы K . Цвета отдельных точек указывают амплитуды $\log\|\Phi\|$ соответствующих мод в последовательно-

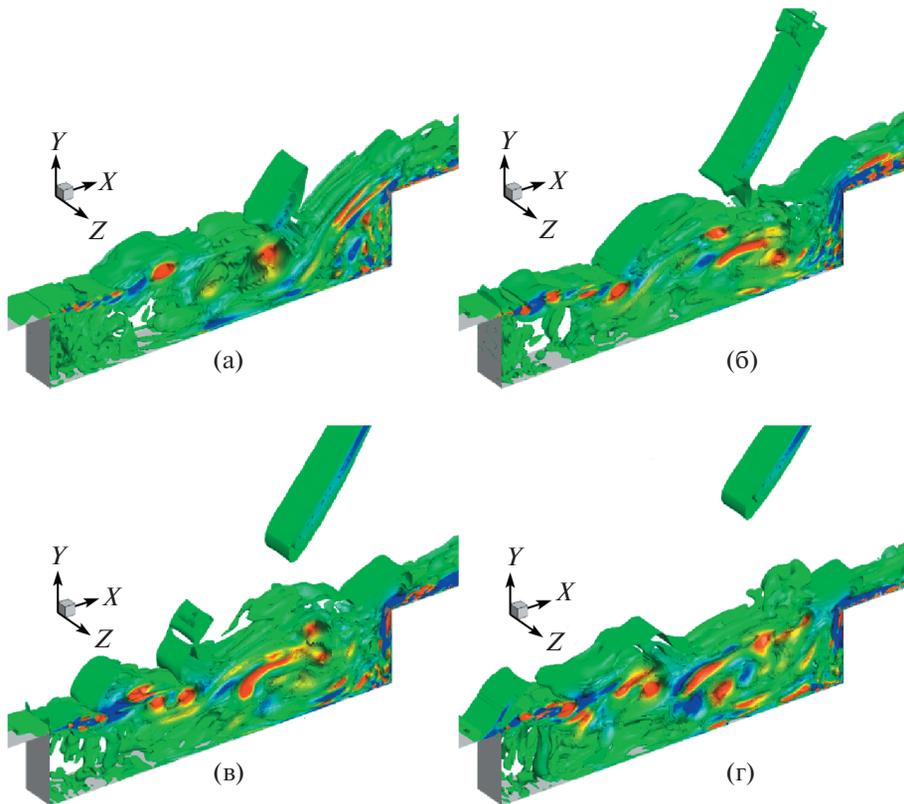


Рис. 5. Мгновенные изображения трехмерных структур течения, визуализированные при помощи Q -критерия.

сти данных. Из рис. 7а видно, что большинство динамических мод лежат на или в окрестности единичной окружности в комплексной плоскости λ_j , за исключением лишь немногих мод, находящихся внутри единичной окружности. Представленные точки показывают, что большинство мод квазинейтральны и устойчивы во времени [19].

Натуральный логарифм собственного значения имеет вид

$$\log(\lambda_j)/\Delta t = \omega_j = \omega_j^{(r)} + \omega_j^{(i)} \quad (4.1)$$

Мнимая часть ω_j , представляющая собой фазовую скорость, содержит информацию о частоте соответствующей моды. Действительная часть ω_j указывает на тенденцию возмущения к усилению или ослаблению. На рис. 7б значительная часть точек находится вблизи нуля, также показывая, что данные моды обладают нейтральной устойчивостью во времени. Абсцисса $\omega_j^{(r)}/(2\pi)$ представляет собой частоту соответствующей моды.

Каждая DMD-мода представлена на соответствующей частоте на рис. 7в, где f – частота, а $\|\Phi\|$ представляет собой норму глобальной энергии каждой моды. Поскольку собственные значения по Ритцу образуют комплексно-сопряженные пары, показаны только моды с $f > 0$, а мода среднего течения $f = 0$ на рис. 7в не показана. Анализ разложением по динамическим модам (DMD) и анализ уровней звукового давления дают сходные результаты по амплитудам, хотя они редко согласуются по частотам.

(а) спектр DMD в форме λ_j , каждая точка соответствует одной моде; (б) распределение логарифмических собственных значений; (в) величины DMD-мод ($St > 0$) для каждой частоты.

В табл. 2 проведено сравнение чисел Струхала при числе Маха 1.19. Три частоты, полученные методом DMD, почти совпадают с пиковыми частотами, определенными по формуле Хеллера и выделенными из спектра уровней звукового давления.

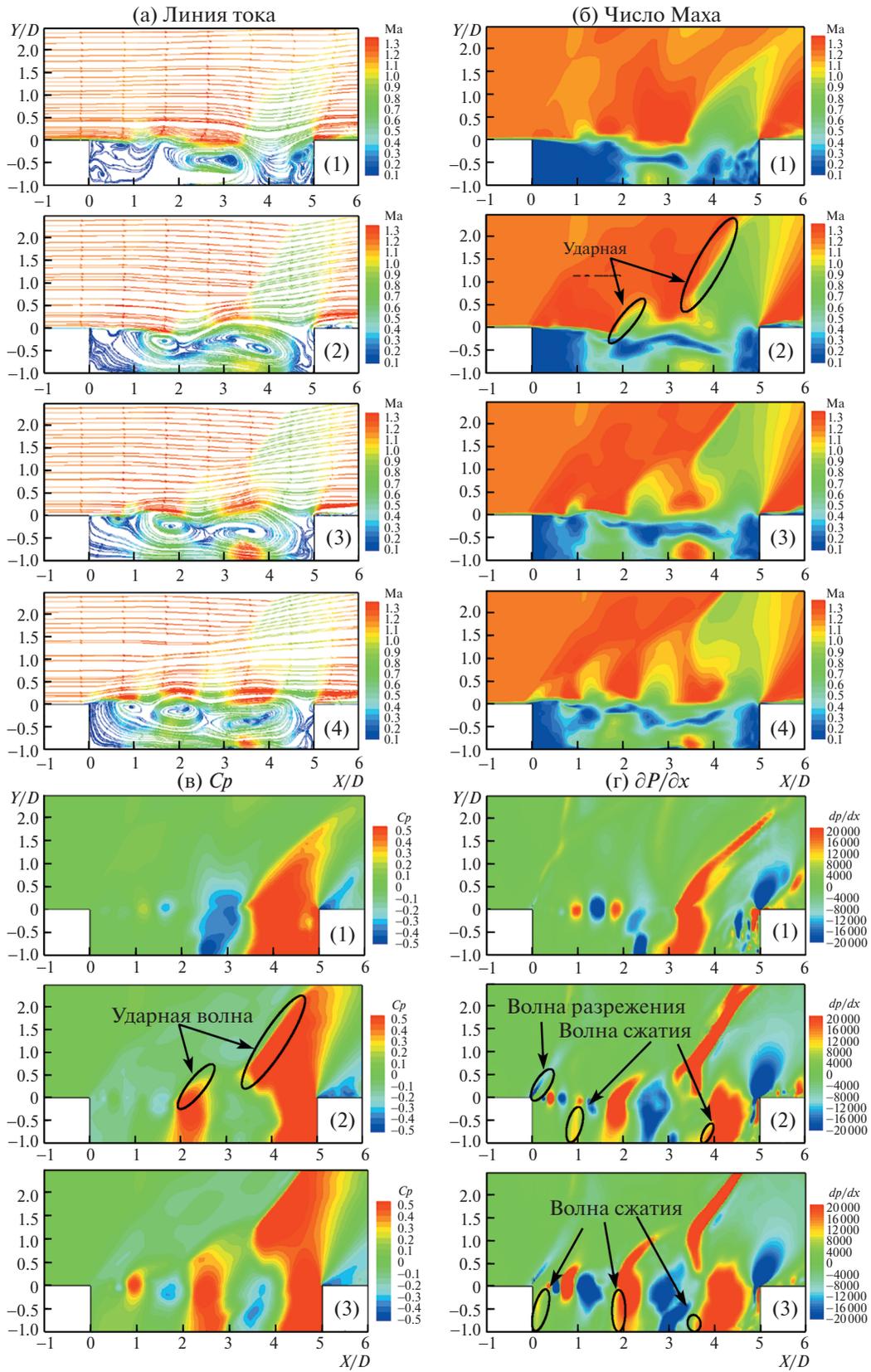


Рис. 6. Мгновенные изображения структур течения в средней плоскости полости.

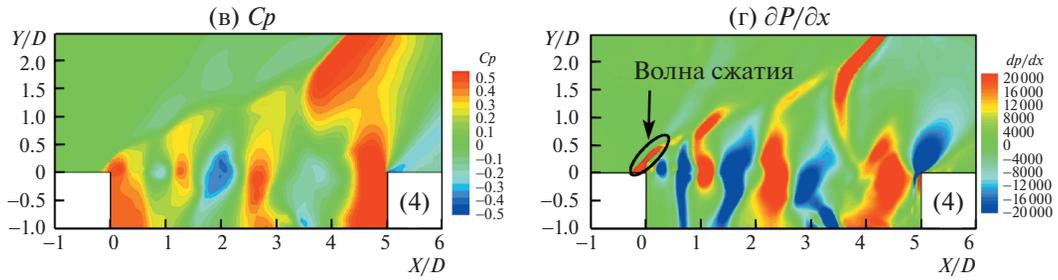


Рис. 6. Окончание.

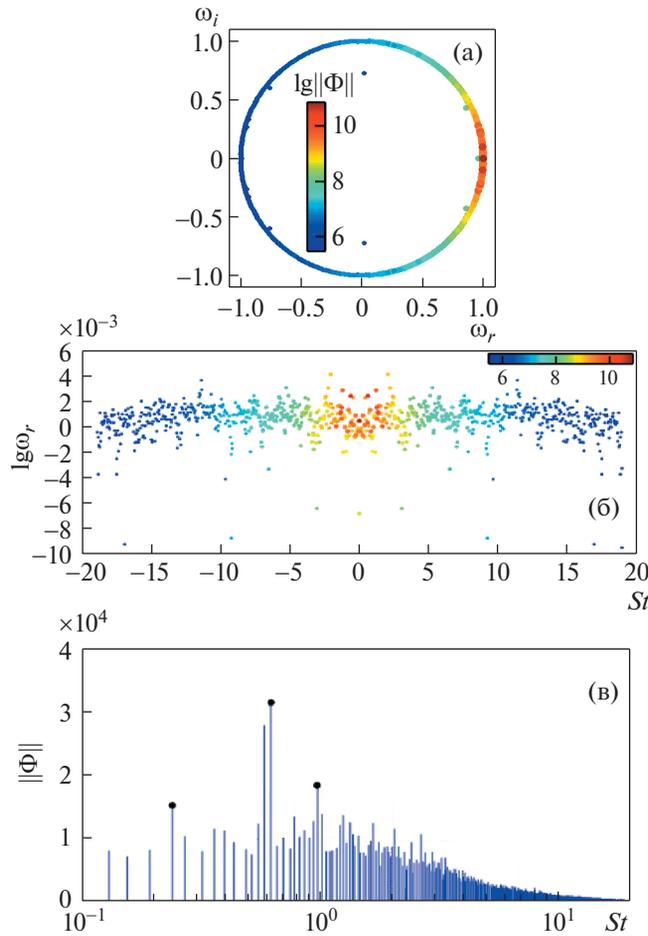


Рис. 7. Характеристики динамических собственных значений.

4.2. Выделенные DMD-моды

На рис. 8 представлены векторы скорости нулевой моды, рассчитанной посредством DMD-алгоритма; эта единственная в своем роде мода определяет структуру течения, осредненного во времени. Векторы скорости окрашены в соответствии с величиной скорости ($V_m = (u^2 + v^2 + w^2)^{0.5}$). Очевидно, что возмущение от интенсивного сдвигового слоя расположено в передней части полости. В результате отрыва сдвигового слоя меньший индуцированный вихрь вращается у передней кромки против часовой стрелки, а доминирующий вихрь, занимающий основной объем полости, вращается по часовой стрелке.

Таблица 2. Сравнение чисел Струхала при числе Маха 1.19

Мода	1	2	3
Формула Хеллера	0.2674	0.6239	0.9804
Анализ по уровню звукового давления	0.2464	0.6240	1.0017
DMD анализ	0.2392	0.6218	0.9878

В соответствии с эволюционным уравнением, приведенным в [27], выделенные динамические моды могут развиваться при $\phi_i^m = \lambda_i^{m-1} \phi_i$, где ϕ_i^m – фаза динамической моды, а λ_i – собственное значение, соответствующее выделенной динамической моде.

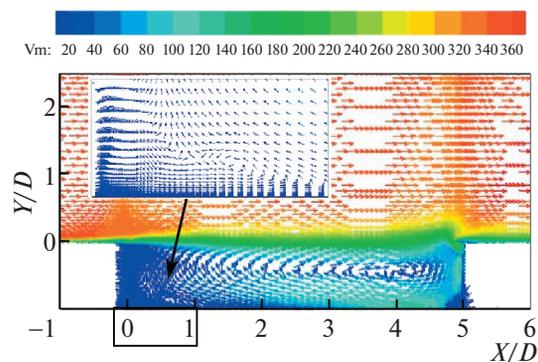
На рис. 9 приведены векторы скорости развивающихся во времени DMD-мод. Все DMD-моды развиваются во времени, поэтому для каждой моды выбраны по четыре фазы. Действительное течение в полости представляет собой суперпозицию DMD-мод. Стрелки у векторов скорости указывают на направление колебаний в потоке. Числа Струхала, соответствующие доминирующим частотам трех DMD-мод, равны 0.2392, 0.6218 и 0.9878 соответственно (см. табл. 2). Три моды, изображенные на рис. 9, очевидно различаются количеством вихрей и направлением пульсаций сдвигового слоя. Первая, вторая и третья моды содержат два, три и четыре вихря соответственно. Поскольку моды развиваются во времени, на рис. 9 вихри образуются у передней кромки полости и перемещаются вниз по потоку. Бегущие вихри растут в размерах и постепенно наполняют всю полость. У задней стенки полости вихри выталкиваются из полости и движутся вниз по потоку.

Как видно на рис. 9, вблизи передней кромки полости поочередно образуются волны сжатия и разрежения. Это явление подробно изучено в работе [26]. Далее, вихри периодически соединяются с волной вытеснения или линией раздела в различных фазах. Когда смежные вихри вытесняются, между ними существует волна вытеснения. Эта волна действует как волна сжатия. Вдоль этой волны жидкость выходит из полости в набегающий поток. Когда смежные вихри находятся далеко друг от друга, между ними имеет место линия раздела. Последняя действует как волна разрежения; вдоль нее жидкость входит в полость из набегающего потока. Волна вытеснения и линия раздела перемещаются вниз по потоку.

5. УПРОЩЕННЫЕ МОДОВЫЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В ОТКРЫТОЙ ПОЛОСТИ

В соответствии со сказанным выше, на рис. 10 представлены упрощенные модовые структуры течения в полости, полученные методом DMD. Для каждой из ранее рассмотренных мод выбраны две типичные фазы. Цветными линиями на рис. 10 показаны различные структуры течения.

Как показано на рис. 10а, для первой моды характерна двухвихревая структура. Эта мода эволюционирует во времени, обладая различными фазами. При соударении сдвигового слоя (по сути дела, волны эжекции [6]) с задней стенкой в окрестности задней кромки образуются область повышенного давления, волна сжатия системы обратной связи и ударная волна. В то же время локальная область повышенного давления образуется между волной сжатия и задней кромкой.

**Рис. 8.** Векторы скорости среднего течения.

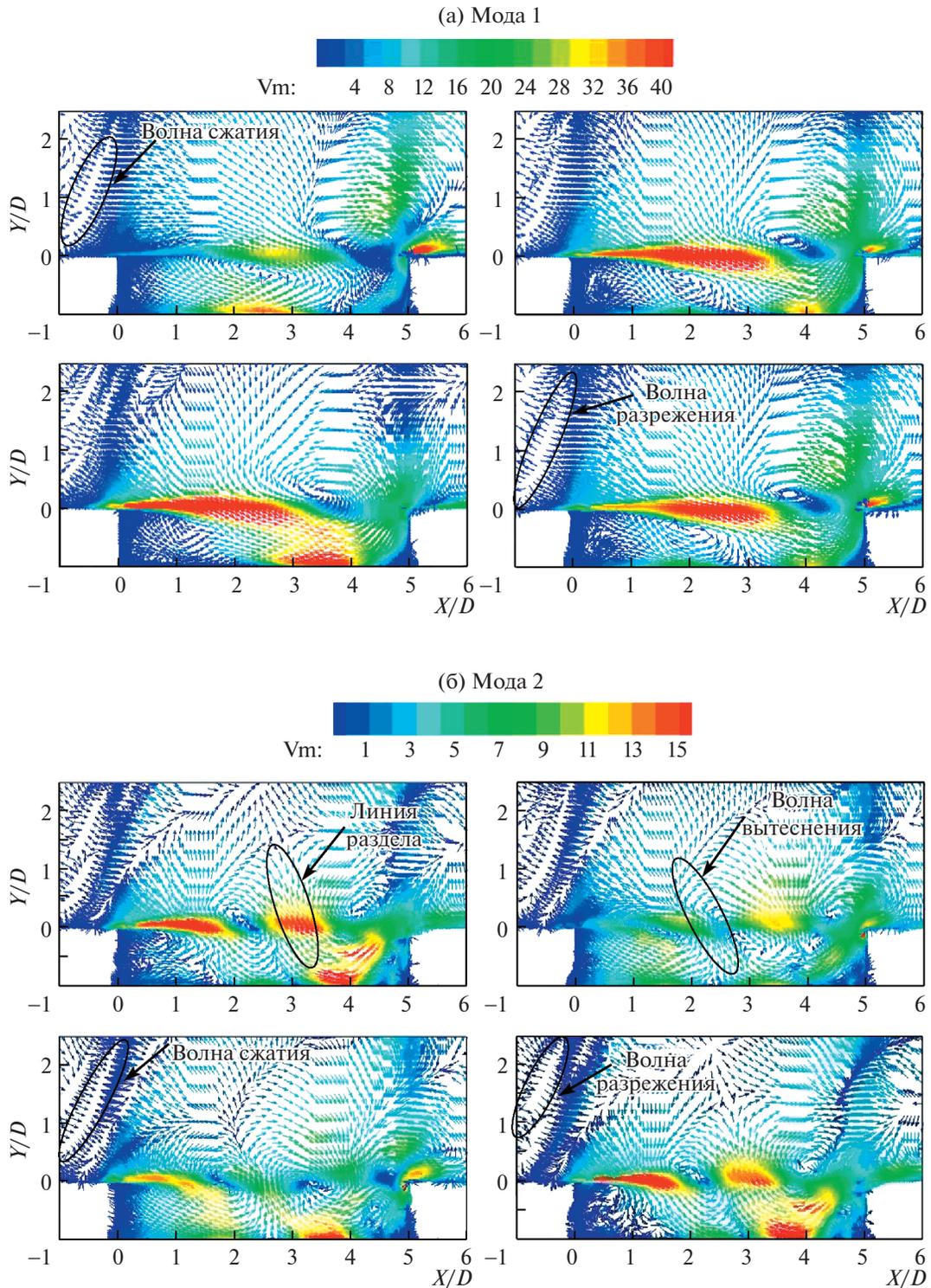


Рис. 9. Векторы скорости выделенных DMD-мод.

Когда волна сжатия, являющаяся элементом петли обратной связи, приходит на переднюю кромку, она действует, как спусковой механизм, приводя к возмущению сдвигового слоя.

Как показано на рис. 10б, во второй моде имеет место структура с тремя вихрями. Сходящиеся вихри движутся вниз по потоку, изменяясь в различных фазах. В первой фазе два задних вихря разделены и между ними существует линия раздела, вдоль которой жидкость из набегающего по-

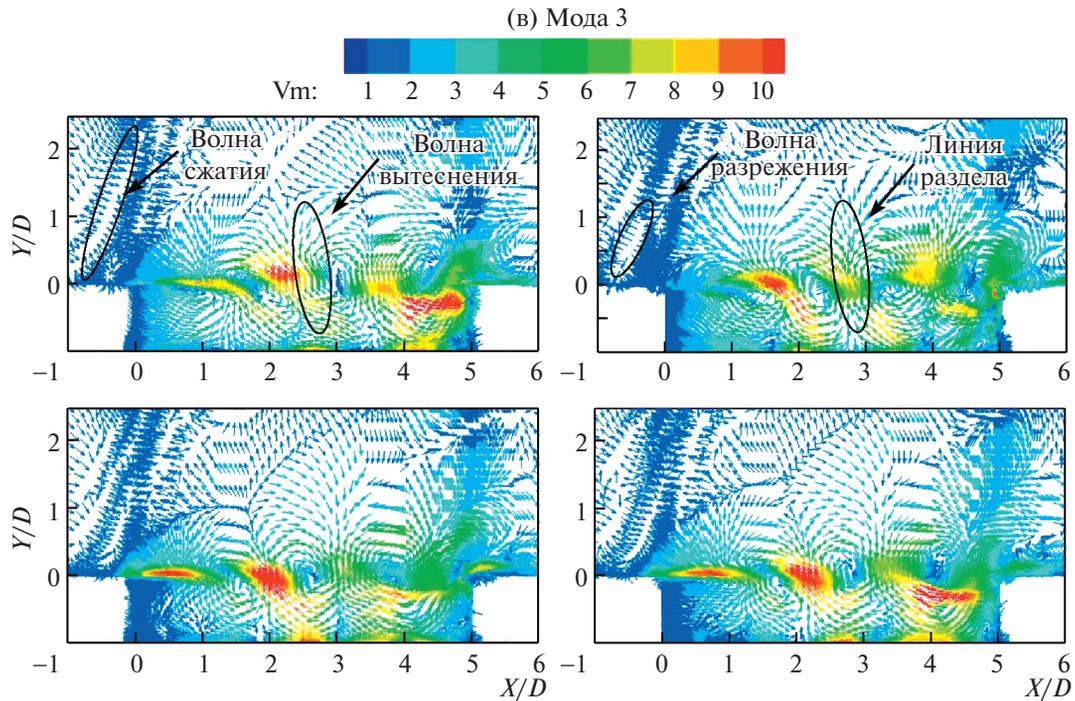


Рис. 9. Окончание.

тока втекает в полость. Во второй фазе сходящиеся вихри движутся вниз по потоку, а два задних вихря вытесняют друг друга. Между этими вихрями существует волна вытеснения, и жидкость из набегающего потока втекает в полость. Эта волна является своего рода волной сжатия. Итак, волна сжатия системы обратной связи сталкивается с волной вытеснения. Эти волны постоянно усиливают друг друга (волна сжатия системы обратной связи, возможно, превращается в ударную волну). Тем временем, нарастание давления приводит к образованию ударной волны вне полости, согласованной с формой сдвигового слоя; через нее проходит сдвиговый слой, вытесненный из полости. Усиленная волна вытеснения и волна сжатия системы обратной связи, а также ударная волна, движутся вверх сдвигового слоя; таким образом, возникает явление, аналогичное звуковому удару, приводящее к весьма сильному шуму в полости. Подводя итог, можно сказать, что когда сверхзвуковой поток обтекает полость, процесс перемещения сдвигового слоя приводит к переносу массы внутри и вне полости и, с другой стороны, к образованию мощных пульсаций давления. Как показано в работах [4, 28], неустойчивый сдвиговый слой вблизи передней кромки полости совершает машущее движение; при взмахе вверх образуется волна сжатия, а при взмахе вниз — волна разрежения.

Третья мода с четырьмя вихрями представлена на рис. 10в. В этом случае одновременно существуют линия раздела и волна вытеснения. Как и в случае моды 2, взаимодействие между волной сжатия системы обратной связи и волной вытеснения приводит к мощному шуму в полости. Важно также, что только если волна сжатия сталкивается с волной вытеснения, возникают движущиеся ударные волны поверх сдвигового слоя и структура волн вытеснения в различных модах дискретна. Можно заключить, что волна сжатия составляет неотъемлемую часть системы обратной связи и существует всегда, а ударные волны возникают и исчезают.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обтекание полости потоком газа при числе Маха 1.19 исследовано при помощи моделирования методом отсоединенных вихрей (DES) и разложения по динамическим модам (DMD). Рассчитанные спектры уровней звукового давления и значения суммарного уровня звукового давления (OASPL) на верхней стенке полости согласуются с результатами работы [21]. Рассчитанные значения частот пульсаций течения в полости хорошо совпадают с результатами, полученными по формуле Хеллера.

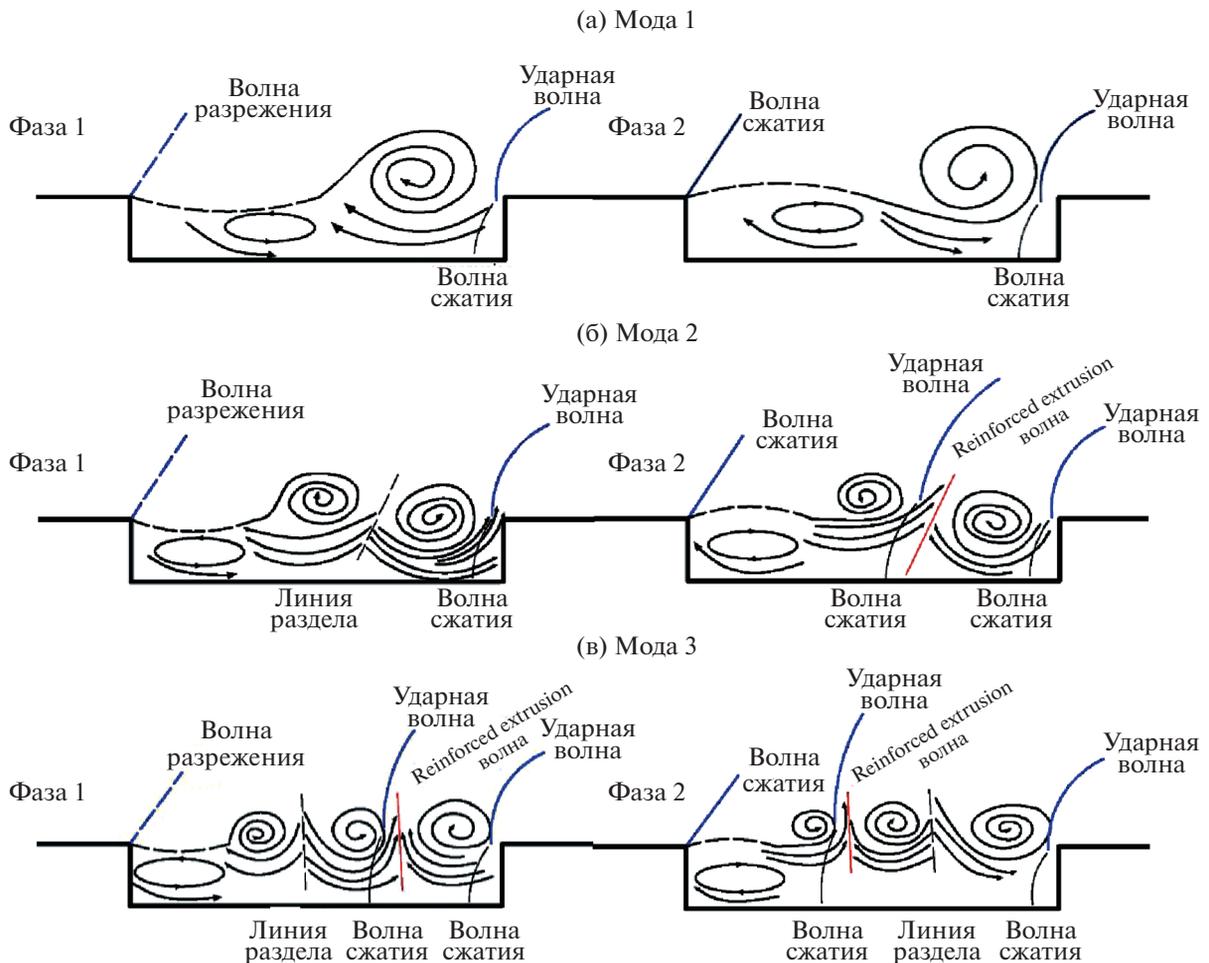


Рис. 10. Упрощенные модовые структуры течения в полости.

Следует отметить, что когерентные структуры течения в полости, обладающие дискретными частотами, были выявлены при помощи алгоритма DMD. Мода среднего течения описывает структуру течения, осредненного по времени. Числа Струхала, соответствующие доминирующим частотам трех первых DMD-мод, равны 0.2392, 0.6218 и 0.9878 соответственно. Три первые DMD-моды эволюционируют во времени; им соответствуют структуры с двумя, тремя и четырьмя вихрями по длине полости соответственно. Вихри, соединенные волной вытеснения или линией раздела, циклически перемещаются вниз по потоку.

Динамика течения в сверхзвуковой полости представлена в полном объеме упрощенными модовыми структурами. В полости всегда существуют акустические волны, являющиеся элементами петли обратной связи. Только в случае, когда акустическая волна приходит в определенное положение, вне сдвигового слоя может образоваться ударная волна. Акустическая волна системы обратной связи соединяется с наклонной ударной волной. Между двумя вытесняемыми вихрями образуется волна вытеснения. Когда волна сжатия системы обратной связи сталкивается с волной вытеснения в определенном месте, обе волны непременно усиливают друг друга и затем движутся как ударная волна поверх сдвигового слоя. В результате возникает явление, аналогичное звуковому удару, приводящее к возникновению интенсивного шума в полости.

Работа выполнена в рамках проекта по поддержке приоритетных дисциплин провинции Ляонинь, Китай (проект № 15021540).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rowley C.W., Williams D.R. Dynamics and control of high-Reynolds-number flow over open cavities // Annu. Rev. Fluid Mech. 2005. V. 38. 1. P. 251–276.

2. *Rossiter J.E.* Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds // RAE. 1964. Techn. Rep. № 3438.
3. *Tam C.K.W., Block P.W.* On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities // J. Fluid Mech. 1978. V. 89. 2. P. 373–399.
4. *Zhuang N., Alvi F.S., Alkislar M.B., Shih C.* Supersonic cavity flows and their control // AIAA J. 2006. V. 44. № 9. P. 2118–2128.
5. *Moon S.J., Gai S.L., Kleine H.H., Neely A.J.* Supersonic flow over straight shallow cavities including leading and trailing modifications // AIAA-2010-4687 (2010).
6. *Schmit R.F., Semmelmayr L.T.F., Haverkamp L.T.M.* Fourier analysis of high speed shadowgraph images around a Mach 1.5 cavity flow field // AIAA-2011-3961 (2011).
7. *Wang H., Li P., Sun M., Wei J.* Entrainment characteristics of cavity shear layers in supersonic flows // Acta Astronautica. 2017. V. 137. P. 214–221.
8. *Yang D.G., Li J.Q., Fan Z.L.* Aerodynamic characteristics of transonic and supersonic flow over rectangular cavities // Flow Turbulence and Combustion. 2006. V. 84. № 4. P. 639–652.
9. *Schmit R.F., Grove J.E., Ahmed A.* Examining passive flow control using high speed shadowgraph images in a Mach 1.5 cavity flow field // Intern. J. Flow Control. 2013. V. 5. № 3. P. 153–186.
10. *Colonus T.* An overview of simulation, modeling, and active control of flow/acoustic resonance in open cavities // AIAA-2001-0076 (2001).
11. *Rowley C.W., Colonus T., Murray R.M.* Dynamical models for control of cavity oscillations // AIAA-2001-2126 (2001).
12. *Schmid P.J.* Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data // J. Fluid Mech. 2010. V. 56. P. 5–28.
13. *Gunaratne G.H., Talley D.G., Gord J.R., Roy S.* Dynamic mode decomposition based analysis of shear coaxial jets with and without transverse acoustic driving // J. Fluid Mech. 2016. V. 790. P. 5–32.
14. *Sayadi T., Schmid P.J., Richecoeur F., Durox D.* Parametrized data-driven decomposition for bifurcation analysis, with application to thermo-acoustically unstable systems // Phys. Fluids. 2015. V. 27. № 3. P. 037102–1013.
15. *Pan C., Yu D., Wang J.* Dynamical mode decomposition of gurney flap wake flow // Theor. Appl. Mech. Letters. 2011. V. 1. № 1. P. 42–46.
16. *Seena A., Sung H.J.* Dynamic mode decomposition of turbulent cavity flows for self-sustained oscillations // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2011. V. 32. P. 1098–1110.
17. *Wynn A., Pearson D.S., Ganapathisubramani B., Goulart P.J.* Optimal mode decomposition for unsteady flows // J. Fluid Mech. 2013. V. 733. P. 473–503.
18. *Jovanovic M., Schmid P.* Sparsity-promoting dynamic mode decomposition // Phys. Fluids. 2013. V. 26. № 2. P. 561–571.
19. *Hemati M.S., Rowley C.W., Deem E.A., Cattafesta L.N.* De-biasing the dynamic mode decomposition for applied Koopman spectral analysis // J. Nonlinear Science 2015. V. 25. № 6. P. 1–40.
20. *Gritskevich M.S., Garbaruk A.V., Schutze J., Menter F.R.* Development of DDES and IDDES formulations for the $k-\omega$ shear stress transport model // Flow, Turbulence and Combustion. 2012. V. 88. № 3. P. 431–449.
21. *Hamed A., Basu D., Das K.* Detached eddy simulations of supersonic flow over cavity // AIAA-2003-549 (2010).
22. *Абдрашитов П.Г., Архиреева Е.Ю., Даньков Б.Н., Коротаев В.С., Косенко А.П., Попов О.Ю., Стрельцов О.К., Чучкалов И.Б.* Численно-экспериментальные исследования путей снижения аэроакустических нагрузок в протяженной прямоугольной каверне при до- и трансзвуковых скоростях набегающего потока // Изв. РАН. МЖГ. 2017. № 2. С. 75–89.
23. *Lee B.H.K.* Pressure waves generated at the downstream corner of a rectangular cavity // J. Aircraft. 2010. V. 47. № 3. P. 1064–1066.
24. *Hunt J.C.R., Wray A.A., Moin P.* Eddies stream and convergence zones in turbulent flows // Center for Turbulence Research. 1988. CTR-S88. P. 193–209.
25. *Даньков Б.Н., Дубень А.П., Козубская Т.К.* Численное исследование возникновения автоколебательного процесса возле трехмерного обратного уступа при трансзвуковом режиме обтекания // Изв. РАН. МЖГ. 2016. № 4. С. 108–119.
26. *Heller H., Delfs J.* Cavity pressure oscillations: the generating mechanism visualized // J. Sound Vibr. 1996. V. 45. P. 248–252.
27. *Rowley C.W., Mezić I., Bagheri S.* Spectral analysis of nonlinear flows // J. Fluid Mech. 2009. V. 641. P. 115–127.
28. *Gautam T., Lovejeet G., Vaidyanathan A.* Experimental study of supersonic flow over cavity with aft wall offset and cavity floor injection // Aerospace Sci. Technol. 2017. V. 70. P. 211–232.