

УДК 532.517.4; 532.525.2; 532.522.2; 533.69.048
DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-4-46-59

Анализ когерентных структур в осесимметричной и шевронной струях

С. С. Абдуракипов, В. М. Дулин, М. П. Токарев, Д. М. Маркович

*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН
Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия*

Аннотация

Работа посвящена анализу пространственной формы и динамики когерентных вихревых структур в осесимметричной и шевронной затопленных струях. Томографическая PIV-система использовалась для измерений 3D-распределений скорости с частотой съемки 2 кГц. Массив данных о поле скорости был проанализирован с применением пространственного преобразования Фурье по азимутальному углу и статистического метода POD (Proper Orthogonal Decomposition). Показано, что для шевронной струи кинетическая энергия пульсаций осесимметричной моды $m = 0$, связанная с кольцевыми вихрями в слое смещения струи, в два раза меньше по сравнению со струей из круглого сопла.

Ключевые слова

шеvronная струя, Томо PIV, когерентные структуры

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант № 18-79-00138

Для цитирования

Абдуракипов С. С., Дулин В. М., Токарев М. П., Маркович Д. М. Анализ когерентных структур в осесимметричной и шевронной струях // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 4. С. 46–59. DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-4-46-59

Analysis of Coherent Structures in Circular and Chevron Jets

S. S. Abdurakipov, V. M. Dulin, M. P. Tokarev, D. M. Markovich

*Institute of Thermophysics SB RAS
Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

The present study reports on measurements of the spatial shape and dynamics of large-scale coherent structures in circular and chevron submerged jets by the volumetric particle image velocimetry technique. A tomographic PIV system was used for the measurements of 3D velocity fields with 2 kHz acquisition rate. The datasets of PIV velocity fields were analyzed by spatial Fourier transform over the azimuthal angle and proper orthogonal decomposition (POD). It was concluded that for the chevron jet the turbulent kinetic energy of the axisymmetric mode $m = 0$, related with ring-like vortices in mixing layer of the jet, was more than twice smaller in comparison with the jet from a circular nozzle.

Keywords

circular and chevron jets, Tomographic PIV, coherent structures

Acknowledgements

This work was supported by the Russian Science Foundation, grant number 18-79-00138

For citation

Abdurakipov S. S., Dulin V. M., Tokarev M. P., Markovich D. M. Analysis of Coherent Structures in Circular and Chevron Jets. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 4, p. 46–59. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-4-46-59

© С. С. Абдуракипов, В. М. Дулин, М. П. Токарев, Д. М. Маркович, 2018

ISSN 2541-9447

Сибирский физический журнал. 2018. Том 13, № 4
Siberian Journal of Physics, 2018, vol. 13, no. 4

Введение

Общеизвестно, что динамика крупномасштабных вихревых структур очень важна в процессе тепломассопереноса в турбулентных сдвиговых течениях, к которым относятся струи [1; 2]. Кроме того, нестационарная динамика вихрей играет ключевую роль в генерации акустического шума в дозвуковых струях. Эта проблема связана с образованием и взаимодействием вихревых структур в слое смешения струй [3]. Сопла с альтернативной геометрией (эллиптические, шевронные, лопастные и др.) часто используются на практике для воздействия на генерацию шума и перенос тепла и массы посредством изменения свойств крупномасштабных вихревых структур. Например, шевронные сопловые насадки широко применяются для уменьшения шума выхлопа авиационных реактивных двигателей [4–6]. Они также активно используются для интенсификации перемешивания топлива и воздуха в камерах сгорания для более эффективного сжигания и снижения уровня выбросов [7]. В работах [8; 9] проводилось исследование турбулентной структуры и динамики осесимметричных и шевронных струй посредством прямого численного моделирования (Direct Numerical Simulation, DNS) [8] и метода крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES) [9] для струй при умеренных и высоких числах Рейнольдса. Однако в случае сложной геометрии указанные методы требуют больших вычислительных затрат для разрешения широкого спектра масштабов течения и нуждаются в детальной верификации результатов моделирования. Томографический метод PIV позволяет получить информацию о мгновенном пространственном распределении всех компонент вектора скорости и тензора градиента скорости. Такие измерения важны для выявления и анализа трехмерных характеристик и динамики вихревых структур с целью получения более подробной информации о механизмах процессов, протекающих в таких потоках. Как уже упоминалось, это также важно с практической точки зрения.

В работе [3] представлены результаты детальных 3D PIV-измерений нестационарной организации и динамики первичных и вторичных когерентных структур, которые играют значимую роль с точки зрения генерации акустических шумов. Процессы сворачивания, распространения и попарного объединения кольцевых вихрей, связанных с неустойчивостью Кельвина – Гельмгольца, являются наиболее выраженными явлениями в ближнем поле осесимметричных струй [10]. Кроме первичных структур (вихрей Кельвина – Гельмгольца) также обнаруживаются вторичные структуры в виде продольных вихрей с ненулевой осевой завихренностью. На основе результатов анализа линейной устойчивости полей средней скорости в работе [11] сделан вывод о том, что инкременты пространственного роста доминирующих азимутальных мод в шевронных струях оказываются существенно ниже, чем для осесимметричных струй, а пики дисперсионных кривых смещены в область более низких частот.

Авторами работ [2; 12; 13] было показано, что полосчатые структуры, которые развиваются и усиливаются в области между первичными кольцевыми вихрями Кельвина – Гельмгольца, значительно увеличивают интенсивность вовлечения в ближнем поле струи. Продольная (осевая) завихренность значительно влияет на процесс вовлечения по сравнению с азимутальной завихренностью, особенно в конце потенциального ядра струи. Однако, как упоминалось в работе [14], вихри Кельвина – Гельмгольца также играют неоспоримую роль в процессе вовлечения окружающей жидкости на этом расстоянии. К тому же ориентированные по потоку продольные вихри, по-видимому, также значимы для процесса стабилизации пламени [15; 16]. Как подтверждают результаты [17], стабилизация пламени обеспечивается путем смешения на масштабах, меньших, чем масштаб основных кольцевых вихрей. В работе [18] авторы наблюдали повторяющиеся продольные когерентные вихревые структуры, присоединенные к крупномасштабным кольцевым вихрям в струях, организованных соплами короновидной формы. Авторы продемонстрировали, что формой и динамикой обнаруженных продольных структур можно эффективно управлять путем изменения длины зубьев и количества сопловых насадок. В работах [19; 20] наглядно показано, что полосчатые структуры могут генерироваться непосредственно на выходе из сопла с использованием элементов

искусственной продольной шероховатости внутри сопла. Взаимодействие полосчатых структур с кольцевыми вихрями Кельвина – Гельмгольца приводит к трехмерным искажениям вихревых колец и образованию лямбда- или омега-структур, характеризующихся ростом азимутальных пульсаций скорости. Эти вторичные структуры непосредственно связаны с процессом турбулизации струй и интенсификацией перемешивания с окружающей жидкостью. В работах [21; 22] показано, что распространяющиеся вниз по потоку когерентные структуры спиральной формы являются характерными собственными модами струйного течения и вносят существенный вклад в структуру и динамику пульсаций скорости прямооточной турбулентной струи.

В настоящей работе проведено исследование трехмерной пространственной формы и динамики крупномасштабных вихревых структур в ближней области осесимметричной и шевронной струй с использованием томографического метода PIV. Наиболее энергонесущие собственные азимутальные моды потока были проанализированы на основе большого массива данных 3D PIV-эксперимента с применением пространственного преобразования Фурье по азимутальному углу и статистического метода Proper Orthogonal Decomposition (POD).

Описание экспериментальной установки

Осесимметричные и шевронные затопленные струйные течения были организованы в замкнутом гидродинамическом контуре, который включал резервуар для воды, насос, расходомер и участок измерений. Прямоугольный измерительный участок ($200 \times 600 \times 200 \text{ мм}^3$) был изготовлен из плексигласа. Расход контролировался с помощью обратной связи от расходомера к насосу. На рис. 1, а представлена фотография экспериментальной установки и измерительной системы. Начало декартовой системы координат (x, y, z) расположено в центре выхода сопла. Ось y совпадает с осью струи. Координата z направлена на PIV-камеру. В соответствии с декартовыми координатными осями компоненты скорости определяются как (u, v, w) и (u_r, u_y, u_θ) для декартовых и цилиндрических осей координат соответственно.

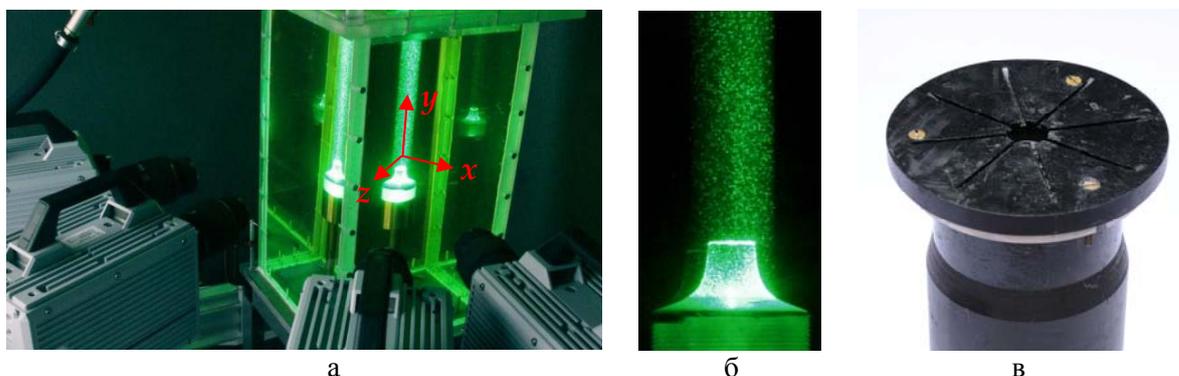


Рис. 1. Фотографии экспериментальной установки (а), освещенного объема (б), пьедестала, установленного на сопле для создания азимутальных возмущений (в)
 Fig. 1. Photographs of the experimental setup (a), illuminated volume (b), pedestal mounted on the nozzle to create azimuthal disturbances (c)

Для организации осесимметричной струи использовалось круглое сопло с поджатием (рис. 1, б). Подробную информацию о геометрии сопла можно найти в работе [23]. Диаметр выходного отверстия $d = 15 \text{ мм}$. Для формирования регулярных азимутальных возмущений потока на сопло был установлен специальный пьедестал с радиальными канавками (рис. 1, в).

В работе исследованы пьедесталы с различным количеством канавок (4, 6, 8, 10) и сравнены со случаем без канавок (но с пьедесталом) и без пьедестала [24]. В данной статье в качестве наиболее показательного примера сравниваются случаи с 8-ю канавками и без пьедестала. Число Рейнольдса, определенное как $Re = U_0 d / \nu$ (U_0 – среднерасходная скорость потока, ν – кинематическая вязкость воды), было установлено равным 8 900 (как в предыдущих исследованиях [23; 25]).

Для проведения PIV-измерений поток засеивался полиамидальными частицами размером 50 мкм. Измерительный объем $2,67d \times 2,67d \times 2,67d$ захватывался четырьмя высокоскоростными CMOS-камерами (Photron FASTCAM SA5) с разрешением 1024×1024 пикселя. Камеры были оборудованы объективами SIGMA AF 105 мм $f / 2.8$ EX DG MACRO. Измерительный объем освещался импульсным Nd: YAG-лазером с высокой частотой (Photonix DM100-532) и со средней мощностью 100 Вт. Камеры и лазер были синхронизированы устройством BNC 575 от Berkeley Nucleonics. Частота съемки составляла 2 кГц. Собственное разработанное программное обеспечение «ActualFlow» использовалось для измерения и обработки данных. Более детально методика исследований представлена в работе [25].

Камеры были откалиброваны с помощью изображений плоской мишени (150×150 мм), перемещаемых через измерительный объем с помощью микроскопа. Процедура самокалибровки (аналогичная процедуре, описанной в работе [26]) использовалась до томографической реконструкции трехмерных изображений. Размер реконструированных 3D-изображений составлял $571 \times 571 \times 571$ вокселей. Томографическая реконструкция была выполнена с помощью усовершенствованного двухкадрового подхода MLOS + 15 SMART + 3 \times (MTE + 15 SMART) [27; 28]. Сдвиг частиц оценивался с использованием итерационного алгоритма с непрерывным сдвигом и деформацией объема. Коэффициент перекрытия расчетной области был установлен на 75 %. Конечный размер корреляционной области для расчета одного вектора скорости составлял $2,8 \times 2,8 \times 2,8$ мм³ ($40 \times 40 \times 40$ вокселей). Для каждого режима струйного течения были получены две тысячи полей скорости.

Описание методов анализа данных

Чтобы выявить когерентные моды, присутствующие в наборе полей скорости, мы выполнили процедуру преобразования Фурье трехмерных мгновенных полей скорости по азимутальному углу θ . Таким образом, каждое 3D-поле скорости $\mathbf{u}(r, \theta, y, t_k)$ было представлено в качестве комплексных амплитуд Фурье $\hat{\mathbf{u}}^m(r, y, t_k)$ согласно формуле

$$\hat{\mathbf{u}}^m(r, y, t_k) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{u}(r, \theta, y, t_k) e^{-im\theta} d\theta \approx \frac{1}{N_\theta} \sum_{i=1}^{N_\theta} \mathbf{u}(r, \theta_i, y, t_k) e^{-im\theta_i}. \quad (1)$$

Для анализа характерных частот азимутальных мод мы выполнили дополнительное преобразование Фурье во времени согласно формуле

$$\hat{\mathbf{u}}(r, m, y, f) = \frac{1}{2\pi T} \int_0^{2\pi} \int_0^T \mathbf{u}(r, \theta, y, t) e^{-i(m\theta - 2\pi f t)} d\theta dt \approx \frac{1}{N_\theta N_t} \sum_{i=1}^{N_\theta} \sum_{j=1}^{N_t} \mathbf{u}(r, \theta_i, y, t_j) e^{-i(m\theta_i - 2\pi f t_j)}. \quad (2)$$

Процедура преобразования Фурье требует интерполяции данных из декартовой системы координат на цилиндрическую сетку. Это делается с постоянным шагом сетки в каждом направлении с использованием метода взвешенных ближайших соседей, где r – радиальная координата, определяемая как $r^2 = x^2 + z^2$. 3D-поля скорости разлагались до максимального волнового числа $|m| = M = 30$.

Для каждой азимутальной моды m полученная последовательность комплексных амплитуд Фурье $\hat{\mathbf{u}}(r, m, y, t_k)$, анализировалась методом POD [29; 30] для извлечения наиболее энергоемких когерентных возмущений:

$$\mathbf{u}(r, \theta, y, t_k) = \sum_{m=-M}^{+M} \hat{\mathbf{u}}^m(r, y, t_k) e^{im\theta} = \sum_{m=-M}^{+M} \sum_{q=1}^{N_t} a_q^m(t_k) \lambda_q^m \boldsymbol{\varphi}_q^m(r, y) e^{im\theta}, \quad (3)$$

где

$$\int_{\Omega_{r-y}} \boldsymbol{\varphi}_i^m \boldsymbol{\varphi}_j^m r dr dy = \delta_{ij}, \quad \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N_t} a_i^m(t_k) a_j^m(t_k) = \delta_{ij}. \quad (4)$$

Метод POD основан на представлении каждого k -го мгновенного комплексного коэффициента Фурье $\hat{\mathbf{u}}^m(r, y, t_k)$ соответствующего поля скоростей $\mathbf{u}(r, \theta, y, t_k)$ в качестве конечного ряда (3) произведений комплекснозначных пространственных ортонормированных базисных функций $\boldsymbol{\varphi}_q^m$ с безразмерными комплекснозначными временными коэффициентами a_q^m , удовлетворяющими равенству (4), и действительных собственным значениям λ_q^m , характеризующих амплитуду каждой моды POD в последовательности данных. N_t соответствует числу измеренных полей скорости, т. е. $N_t = 2000$. Моды и коэффициенты POD для волновых чисел m с противоположным знаком являются комплексно-сопряженными.

Чтобы уменьшить вычислительные потребности алгоритма POD, мы использовали разложение на сингулярные значения (Singular Value Decomposition, SVD) (см. [31]) для вычисления пространственных ортонормированных базисных функций, собственных значений и временных амплитуд. Эта процедура была ранее проверена и использована в работе [32]. Пространственная структура доминирующих азимутальных мод анализировалась как суперпозиция поля средней скорости \mathbf{U}_{mean} и наиболее энергичных POD-мод (т. е. для $q = 1$) с использованием формулы

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{LO}^{|m|}(r, \theta, y, t) &= \mathbf{U}_{\text{mean}}(r, \theta, y) + \mathbf{u}_q^{|m|}(r, \theta, y, t) = \\ &= \mathbf{U}_{\text{mean}} + a_q^m(t) \lambda_q^m \boldsymbol{\varphi}_q^m(r, y) e^{im\theta} + a_q^{-m}(t) \lambda_q^{-m} \boldsymbol{\varphi}_q^{-m}(r, y) e^{-im\theta} = \\ &= \mathbf{U}_{\text{mean}} + 2 \operatorname{Re} \left[a_q^m(t) \lambda_q^m \boldsymbol{\varphi}_q^m(r, y) e^{im\theta} \right]. \end{aligned}$$

Результаты

На рис. 2, *a, в* показано поле средней скорости и распределения кинетической энергии радиальных пульсаций скорости, усредненные по времени и по азимутальному углу, для осесимметричной и шевронной струи соответственно. На рис. 2, *б, г* – пространственные распределения кинетической энергии радиальных пульсаций, полученные после пространственного анализа Фурье для первых четырех азимутальных мод ($|m|$ от 0 до 3). Как можно видеть, осесимметричная мода $m = 0$ в осесимметричной струе содержит наибольшее количество кинетической энергии пульсаций по сравнению с другими модами.

Для шевронной струи средняя кинетическая энергия радиальных пульсаций в слое смешения выше, а максимумы распределения кинетической энергии для различных азимутальных мод расположены ближе к соплу (см. рис. 2, *г*). Осесимметричная мода $m = 0$ уже не доминирует в потоке и содержит примерно такое же количество кинетической энергии, как азимутальная мода с $|m| = 1$. На рис. 3, *a* показаны поля мгновенной скорости в центральной плоскости осесимметричной струи и распределения величины Q -критерия $Q = \Omega_{ij} \Omega_{ij} - S_{ij} S_{ij}$ (Ω_{ij} и S_{ij} – антисимметричная и симметричная части тензора градиента скорости), окрашенные в соответствии с величиной осевой завихренности. Вследствие неустойчивости Кельвина – Гельмгольца сдвигового слоя тороидальные вихри начинают формироваться вблизи выхода сопла. Помимо эволюции тороидальных вихрей, также проявляется рост азимутальных неустойчивостей вниз по течению.

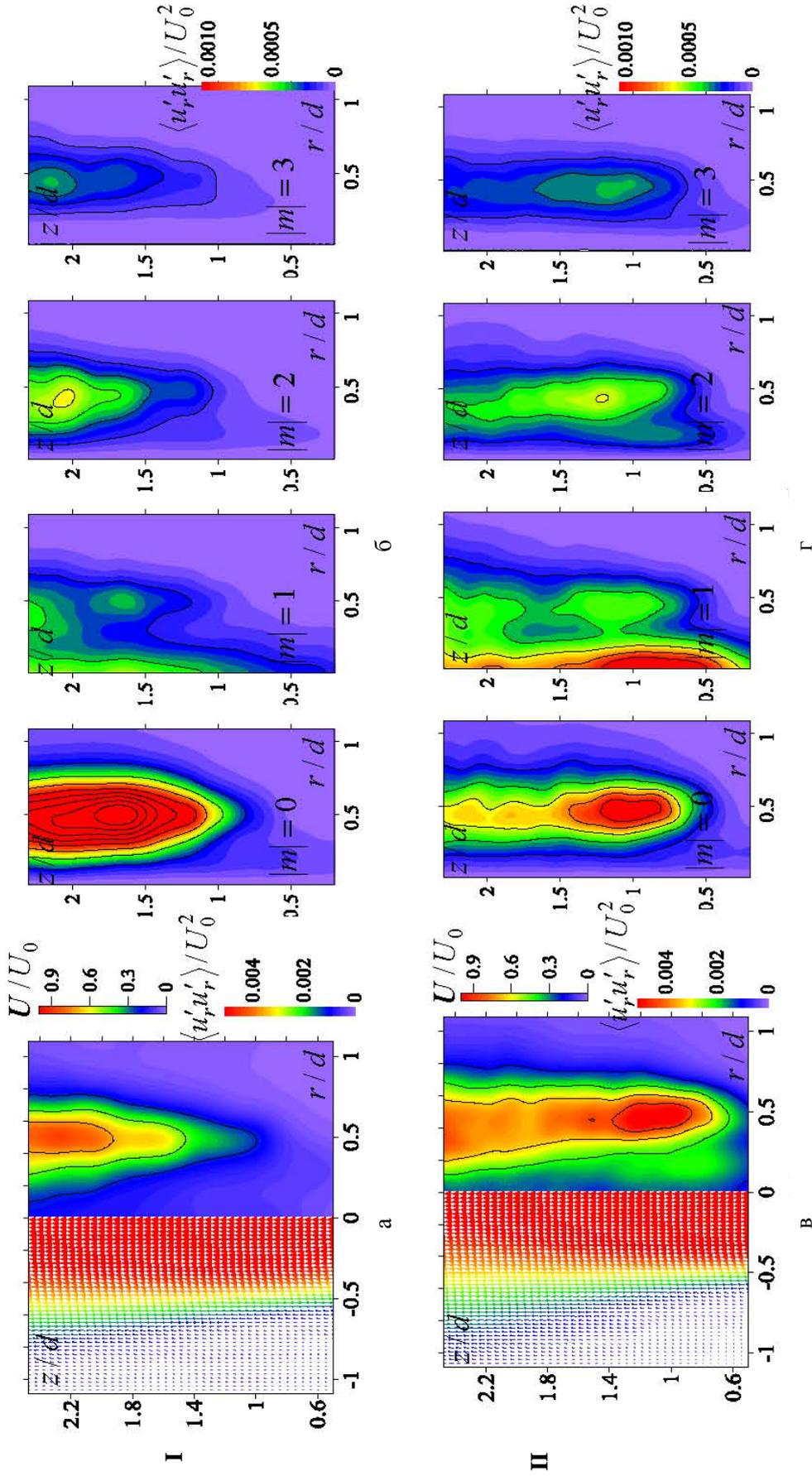


Рис. 2. Результаты анализа осесимметричной (I) и шевронной (II) струй ($Re = 8900$):
 а, в – среднее поле скорости (слева) и кинетическая энергия радиальных пульсаций скорости (справа),
 усредненная по времени и азимутальному углу; б, з – доля кинетической энергии радиальных пульсаций в разных азимутальных модах

Fig. 2. The results of the analysis of axisymmetric (I) and chevron (II) jets ($Re = 8900$):
 а, в – mean velocity field (left) and kinetic energy of radial pulsations (right), averaged over time and azimuthal angle;
 б, з – part of the kinetic energy of radial pulsations in different azimuthal modes

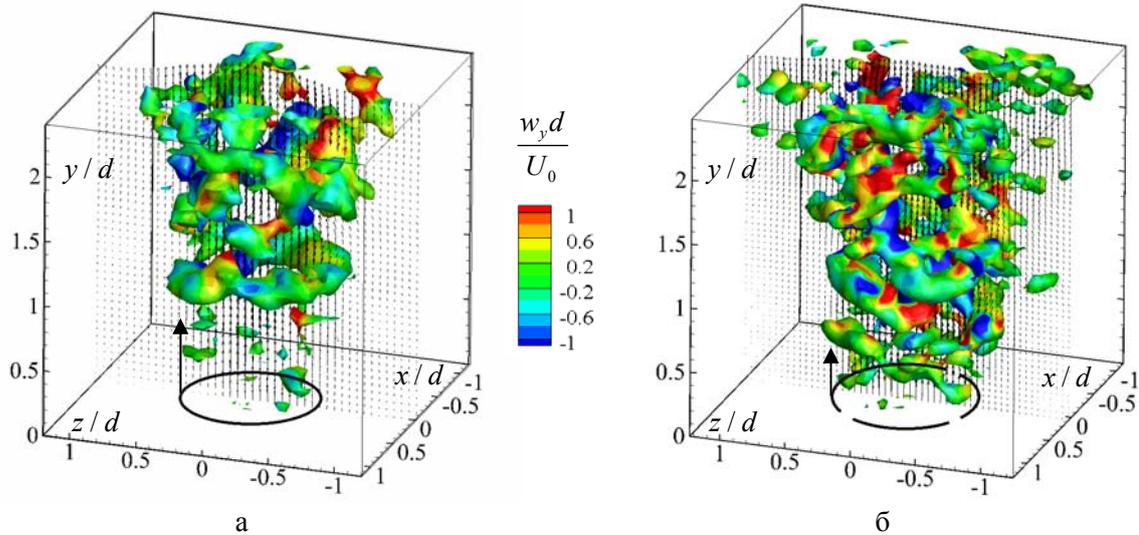


Рис. 3. Распределения мгновенной скорости в плоскости $x = 0$ и изоповерхности Q -критерия, окрашенные локальными значениями осевой завихренности для осесимметричной (а) и шевронной (б) струй

Fig. 3. Distributions of instantaneous velocity fields for $x = 0$ plane and isosurfaces of Q -criterion, colored with local values of axial vorticity for axisymmetric (a) and chevron (b) jets

Рост амплитуды азимутальных мод сопряжен с образованием вторичных вихревых структур, которые усиливаются вниз по течению. После $z/d \approx 2$ вторичные структуры начинают взаимодействовать с первичными вихрями и друг с другом, поток становится более турбулентным: с более сложной структурой и динамикой крупномасштабных вихрей. Турбулентная структура шевронной струи значительно отличается от структуры осесимметричной струи. В этом случае взаимодействие различных азимутальных мод определяет картину течения и динамику пульсаций скорости вблизи выхода сопла. Они также взаимодействуют с кольцевыми вихрями, что приводит к искажению их формы и дроблению на сегменты. Чтобы количественно оценить влияние шевронного сопла на деформацию вихревых структур, нормированные характеристики деформации вихрей (растяжение и наклон вихрей) оцениваются по аналогии с работой [3]:

$$|S| = \left| (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} \cdot \frac{\boldsymbol{\omega}}{|\boldsymbol{\omega}|} \right|, \quad |T| = \left| (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} \times \frac{\boldsymbol{\omega}}{|\boldsymbol{\omega}|} \right|. \quad (6)$$

Как видно на рис. 4, абсолютные значения характеристик деформации вихрей значительно выше, чем в случае шевронной струи. Для осесимметричной струи в слое смешения, где распространяются вихревые структуры, характеристики растяжения и наклона вихрей возрастают вниз по течению. В случае шевронной струи наибольшее растяжение вихрей происходит в области потока $z/d = 0,5-1,5$. Область значительной деформации наклона вихрей оказывается более протяженной ($z/d = 0,3-2,0$).

На рис. 5 показаны результаты анализа POD-разложения (спектры POD) осесимметричной и шевронной струй. Анализ POD показывает принципиальную разницу между азимутальными модами для двух типов струй. В осесимметричной струе преобладают вихревые кольца, отраженные в двух первых POD-модах для пульсаций осесимметричной моды $m = 0$. В на-

шем случае выраженного парного объединения вихрей не наблюдалось в области измерения, и предполагается, что оно происходит дальше по течению (после $y/d = 2,5$).

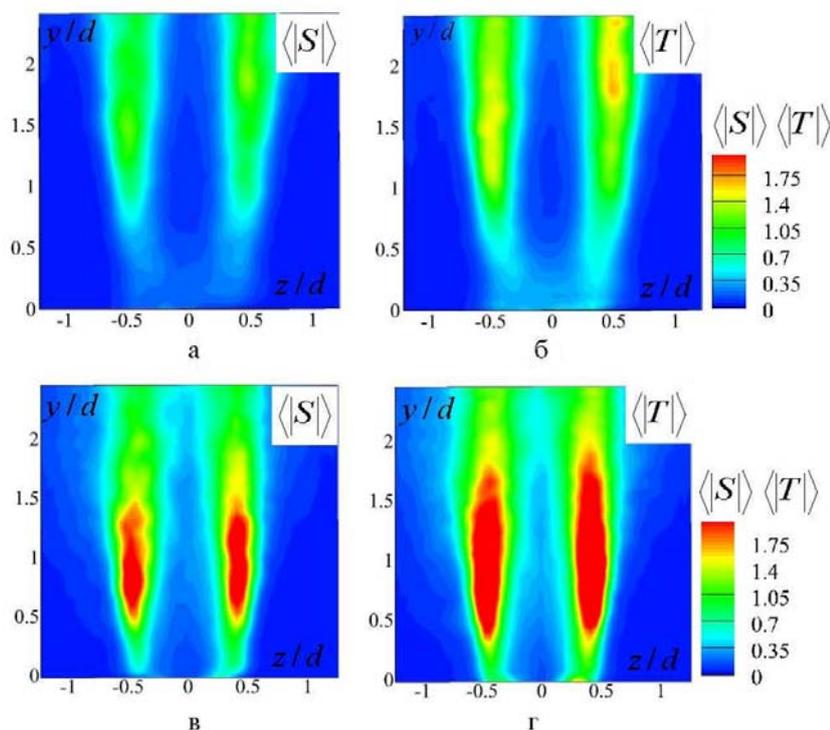


Рис. 4. Нормированные усредненные по времени характеристики деформации вихрей: растяжение $\langle |S| \rangle$ и наклон $\langle |T| \rangle$ вихрей в центральной плоскости (а, б) осесимметричной и шевронной (в, г) струй

Fig. 4. Normalized time-averaged characteristics of vortex deformation: stretching $\langle |S| \rangle$ and tilting $\langle |T| \rangle$ of vortices in the central plane (a, б) of axisymmetric and chevron (в, г) jets

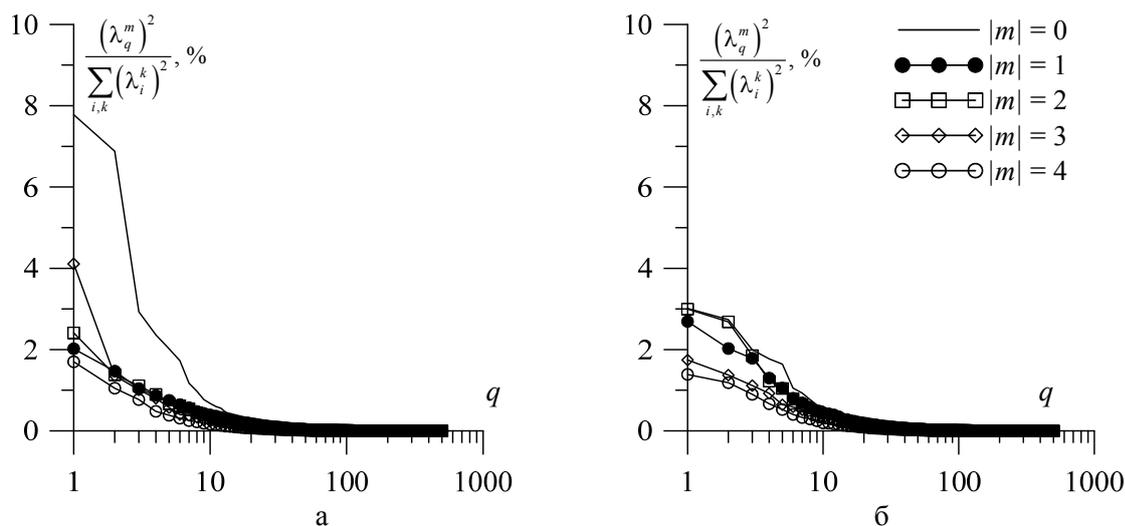


Рис. 5. Спектры POD-разложения для различных азимутальных мод в осесимметричной (а) и шевронной (б) струях

Fig. 5. Spectra of POD-decomposition for various azimuthal modes in axisymmetric (a) and chevron (б) jets

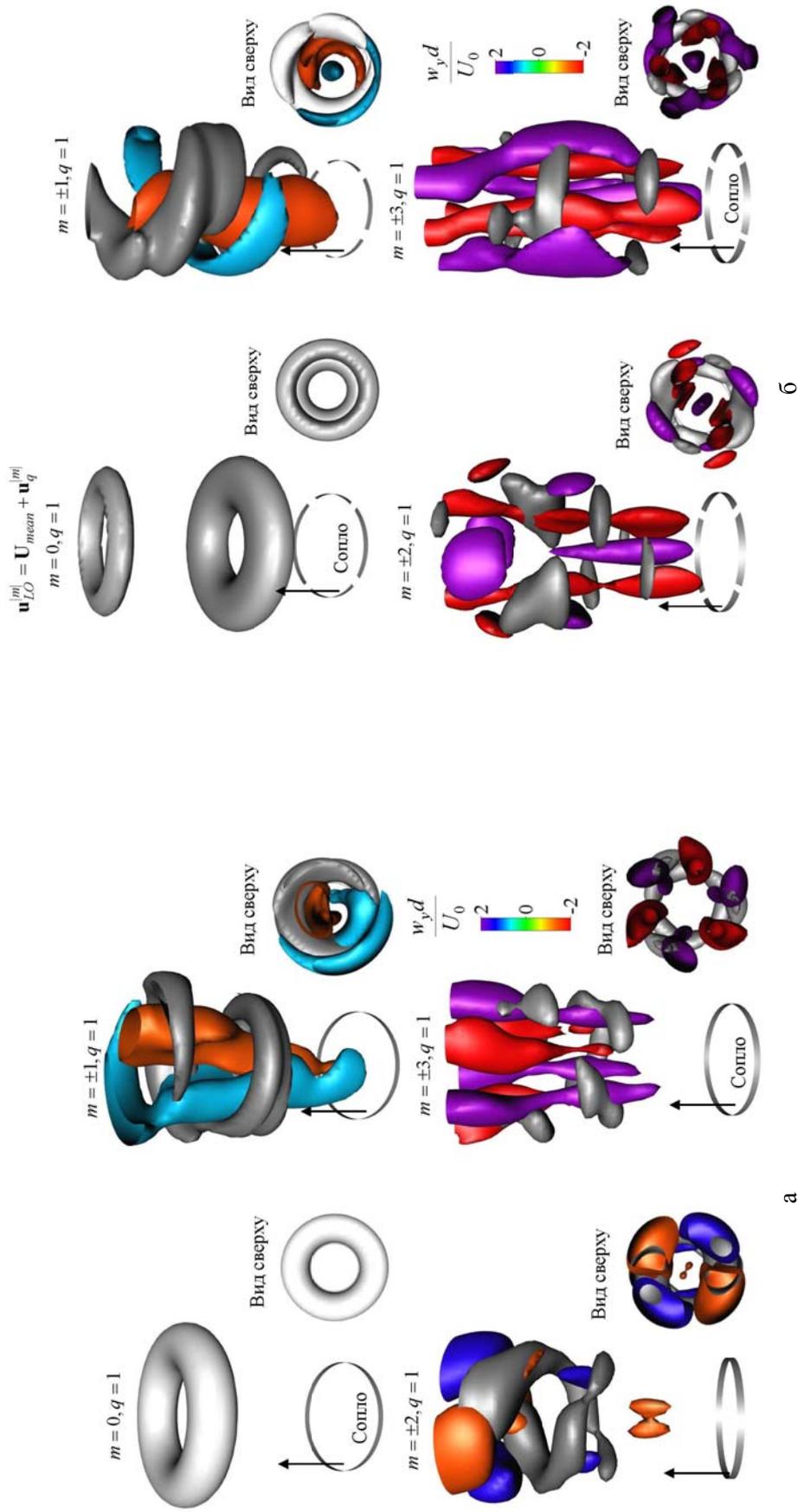


Рис. 6. Реконструкция доминирующих азимутальных мод осесимметричной (а) и шевронной (б) струй на основе поля средней скорости и наиболее энергичных мод POD. Вихревые структуры визуализируются изоповерхностями осевой завихренности $d\omega_y/U_0$ (цвет) и Q -критерием (серый). Стрелкой показано направление потока на выходе из сопла

Fig. 6. Reconstruction of the dominant azimuthal modes of axisymmetric (a) and chevron (б) jets based on the mean velocity field and the most energetic POD modes. Vortex structures are visualized by isosurfaces of axial vorticity $d\omega_y/U_0$ (color) and Q -criterion (gray). The arrow shows the flow direction at the nozzle exit

На рис. 6 показаны наиболее энергоемкие азимутальные моды, полученные из анализа POD для осесимметричной и шевронной струй. Деформация ядра осесимметричной струи при прохождении кольцевых вихрей приводит к образованию вторичных спиральных неустойчивостей ($|m| = 1, 2$) и создает вторичные продольные вихри, которые, в свою очередь, также взаимодействуют с доминирующими кольцевыми структурами (рис. 6, а). Энергия этих вторичных вихревых структур значительно меньше по сравнению с осесимметричной модой. Для шевронной струи кинетическая энергия осесимметричных пульсаций находится на том же уровне, что и кинетическая энергия других азимутальных мод. Спиральные неустойчивости, вызывающие деформации ядра струи, также присутствуют в шевронной струе (рис. 6, б). Таким образом, в случае шевронной струи осесимметричные кольцевые вихри больше не являются доминирующими структурами, а флуктуации скорости в большей степени определяются суперпозицией продольных вихревых структур, формирующихся вблизи кромки сопла. Описание трехмерной структуры вихрей осесимметричной и шевронной струй согласуется с результатами, представленными в работе [3].

На рис. 7 и 8 представлены результаты дискретного преобразования Фурье по азимутальной координате, а также по времени, рассчитанному для радиальных и осевых пульсаций

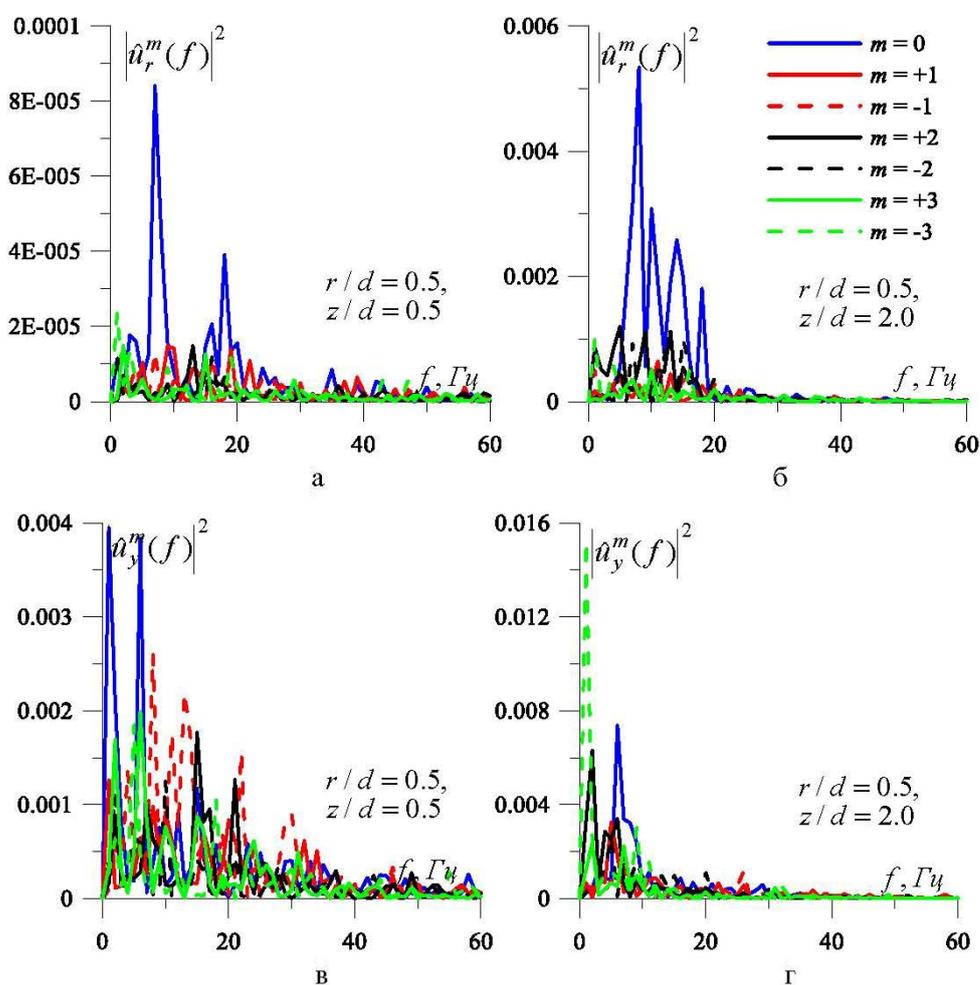


Рис. 7. Дискретное преобразование Фурье по азимутальной координате и времени радиальных (а, б) и осевых (в, г) пульсаций скорости в осесимметричной струе

Fig. 7. Discrete Fourier transform over azimuthal coordinate and time of the radial (a, б) and axial (в, г) velocity pulsations for axisymmetric jet

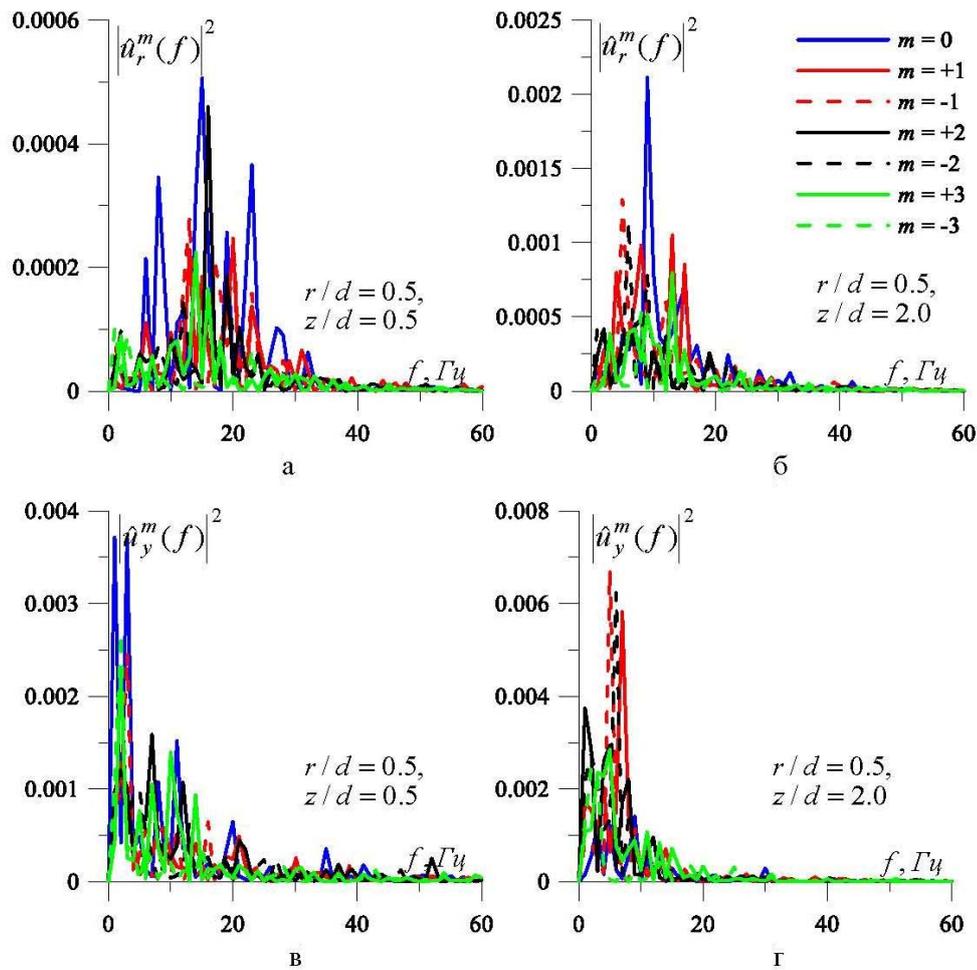


Рис. 8. Дискретное преобразование Фурье по азимутальной координате и времени радиальных (а, б) и осевых (в, г) пульсаций скорости в шевронной струе
 Fig. 8. Discrete Fourier transform over azimuthal coordinate and time of the radial (a, б) and axial (в, г) velocity pulsations for chevron jet

скорости в двух локальных точках потока ($r/d = 0,5$; $z/d = 0,5$ и $r/d = 0,5$; $z/d = 2,0$), расположенные в слое смешения осесимметричной и шевронной струй. Спектры отчетливо демонстрируют поведение азимутальных мод с положительными $+m$ и отрицательными $-m$, которые имеют противоположное направление винтовой завивки. Частотные спектры для различных азимутальных мод показывают, что первичным кольцевым вихрям соответствуют пики на частотах около 8 и 17 Гц (безразмерное число Струхала $St = 0,25$ и $0,5$ соответственно) в спектрах радиальных и осевых пульсаций скорости. Пики для мод $m = -1$ при $z/d = 0,5$, вероятно, соответствуют наклону кольцевых вихрей, тогда как моды $|m| > 1$, как ожидается, связаны с их деформацией из-за вторичных неустойчивостей.

Осесимметричная мода ($m = 0$) шевронной струи имеет несколько значительных пиков в спектре радиальных пульсаций скорости вблизи сопла ($z/d = 0,5$) из-за деформации торoidalных вихрей и их взаимодействия с другими азимутальными модами. Согласно рис. 7, осевая азимутальная мода $m = -3$, имеющая отношение к продольным вихревым структурам (см. рис. 6, а), демонстрирует доминирующее поведение в конце области измерений. Вблизи выхода сопла ($z/d = 0,5$) интенсивность осесимметричных флуктуаций выше, чем в осесиммет-

ричной струе, но далее по течению ($z/d = 2,0$) их амплитуда уменьшается и становится сравнимой с амплитудой других азимутальных мод.

Заключение

Характеристики доминирующих азимутальных мод в турбулентной осесимметричной и шевронной струях были исследованы с применением Фурье- и POD-анализа разрешенных во времени томографических данных PIV эксперимента. Согласно выполненному анализу азимутальных мод 3D-полей скорости показано, что в осесимметричной струе азимутальная мода $m = 0$ содержала существенную часть кинетической энергии турбулентности. В случае шевронной струи слой смещения был более широким в поперечном направлении, и кинетическая энергия пульсаций распределялась более равномерно между различными азимутальными модами. Кинетическая энергия пульсаций для осесимметричной моды $m = 0$ оказалась существенно ниже по сравнению с осесимметричной струей. Согласно анализу POD в осесимметричной струе доминировали когерентные структуры в виде кольцевых вихрей. Были идентифицированы вторичные спиральные структуры, соответствующие азимутальным модам с $|m| = 1, 2$, связанные с неустойчивостью потенциального ядра струи и противовращающимися парами продольных вихрей, расположенных в области деформации между кольцевыми вихрями. Сделан вывод о том, что в случае шевронной струи кинетическая энергия турбулентности осесимметричной моды, связанной с кольцевыми вихрями в слое смещения струи, была подавлена более чем в два раза по сравнению со струей из круглого сопла.

Список литературы / References

1. **Yule A.** Large-scale structure in the mixing layer of a round jet. *J. Fluid Mech.*, 1978, vol. 89, p. 413–432.
2. **Liepmann D., Gharib M.** The role of streamwise vorticity in the near field entrainment of round jets. *J. Fluid Mech.*, 1992, vol. 245, p. 643–668.
3. **Violato D., Scarano F.** Three-dimensional evolution of flow structures in transitional circular and chevron jets. *Phys. Fluids*, 2011, vol. 23, no. 12, p. 124104.
4. **Kuchar A., Chamberlin R.** Scale model performance test investigation of exhaust system mixers for an energy efficient engine (E3) propulsion system. *AIAA Journal*, 1980, vol. 1980-0229, p. 229.
5. **Presz W., Reynolds G., McCormick D.** Thrust augmentation using mixer-ejector-diffuser systems. *AIAA Journal*, 1994, vol. 1994-0020, p. 20.
6. **Mabe J., Calkins F., Butler G.** Boeing's variable geometry chevron, morphing aerostructure for jet noise reduction. *AIAA Journal*, 2016, vol. 2006-2142, p. 2142.
7. **Smith L., Majamaki A., Lam I., Delabroy O., Karagozian A., Marble F., Smith O.** Mixing enhancement in a lobed injector. *Phys. Fluids*, 1997, vol. 9, no. 3, p. 667–678.
8. **Freund J.** Noise sources in a low-Reynolds-number turbulent jet at Mach 0.9. *J. Fluid Mech.*, 2001, vol. 438, p. 277–305.
9. **Uzun A., Hussaini M.** Simulation of noise generation in the near-nozzle region of a chevron nozzle jet. *AIAA Journal*, 2009, vol. 47, no. 8, p. 1793–1810.
10. **Becker H., Massaro T.** Vortex evolution in a round jet. *J. Fluid Mech.*, 1968, vol. 31, no. 3, p. 435–448.
11. **Uzun A., Alvi F., Colonius T., Hussaini M.** Spatial stability analysis of subsonic jets modified for low-frequency noise reduction. *AIAA Journal*, 2015, vol. 53, no. 8, p. 2335–2358.
12. **Hu H., Saga T., Kobayashi T., Taniguchi N.** A study on a lobed jet mixing flow by using stereoscopic particle image velocimetry technique. *Phys. Fluids*, 2001, vol. 13, no. 11, p. 3425–3441.

13. **Nastase I., Meslem A., Gervais P.** Primary and secondary vortical structures contribution in the entrainment of low Reynolds number jet flows. *Exp. Fluids*, 2008, vol. 44, no. 6, p. 1027–1033.
14. **El Hassan M., Meslem A.** Time-resolved stereoscopic particle image velocimetry investigation of the entrainment in the near field of circular and daisy-shaped orifice jets. *Phys. Fluids*, 2010, vol. 22, no. 3, p. 035107.
15. **Lin C., Jeng M., Chao Y.** The stabilization mechanism of the lifted jet diffusion flame in the hysteresis region. *Exp. Fluids*, 1993, vol. 14, no. 5, p. 353–365.
16. **Demare D., Baillot F.** The role of secondary instabilities in the stabilization of a nonpremixed lifted jet flame. *Phys. Fluids.*, 2001, vol. 13, no. 9, p. 2662–2670.
17. **Gutmark E., Parr T., Hanson-Parr D., Schadow K.** Azimuthal structure of an annular diffusion flame. *Combust. Flame*, 1989, vol. 75, no. 3, p. 229–240.
18. **Longmire E., Eaton J., Elkins C.** Control of jet structure by crown-shaped nozzles. *AIAA Journal*, 1992, vol. 30, no. 2, p. 505–512
19. **Litvinenko M., Kozlov V., Kozlov G., Grek G.** Effect of streamwise streaky structures on turbulization of a circular jet. *J Appl. Mech. Tech. Phys.*, 2004, vol. 45, no. 3, p. 349–357.
20. **Kozlov G., Grek G., Sorokin A., Litvinenko Y.** Influence of initial conditions at the nozzle exit on the structure of round jet. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2008, vol. 15, no. 1, p. 55–68.
21. **Mullyadzhanov R., Abdurakipov S., Hanjalić K.** Helical structures in the near field of a turbulent pipe jet. *Flow Turb. Combust.*, 2017, vol. 98, no. 2, p. 367–388.
22. **Mullyadzhanov R., Sandberg R., Abdurakipov S., George W., Hanjalić K.** Propagating helical waves as a building block of round turbulent jets. *Phys. Rev. Fluids*, 2018, vol. 3, no. 6, p. 062601.
23. **Alekseenko S., Dulin V., Kozorezov Y., Markovich D.** Effect of axisymmetric forcing on the structure of a swirling turbulent jet. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2008, vol. 29, p. 1699–1715.
24. **Abdurakipov S., Dulin V., Kozinkin L., Tokarev M., Markovich D.** Tomographic PIV measurements of azimuthal modes in jets issuing from circular and chevron nozzles. In: Proceedings of 18 International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon, Portugal, July 4–7. 2016.
25. **Alekseenko S., Abdurakipov S., Hrebtov M., Tokarev M., Dulin V., Markovich D.** Coherent structures in the near-field of swirling turbulent jets: A tomographic PIV study. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2018, vol. 70, no. 1, p. 363–379.
26. **Wieneke B.** Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry. *Exp. Fluids*, 2008, vol. 45, p. 549–456.
27. **Atkinson C., Soria J.** An efficient simultaneous reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry. *Exp. Fluids*, 2009, vol. 47, p. 553–568.
28. **Novara M., Batenburg J., Scarano F.** Motion tracking-enhanced MART for tomographic PIV. *Meas. Science Tech.*, 2010, vol. 21, p. 035401.
29. **Holmes P., Lumley J., Berkooz G.** Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry. Cambridge, Cambridge University Press, 1998.
30. **Kerschen G., Golinval J., Vakakis A., Bergman L.** The method of proper orthogonal decomposition for dynamical characterization and order reduction of mechanical systems: an overview. *Nonlinear Dynamics*, 2005, vol. 41, no. 1–3, p. 147–169.
31. **Markovich D., Abdurakipov S., Chikishev L., Dulin V., Hanjalic K.** Comparative analysis of low- and high-swirl confined flames and jets by proper orthogonal and dynamic mode decompositions. *Phys. Fluids*, 2014, vol. 26, p. 065109.
32. **Markovich, D., Dulin V., Abdurakipov S., Kozinkin L., Tokarev M., Hanjalić K.** Helical modes in low-and high-swirl jets measured by tomographic PIV. *J. Turbulence*, 2016, vol. 17, no. 7, p. 678–698.

Материал поступил в редколлегию

Received

30.07.2018

Сведения об авторах / Information about the Authors

Абдуракипов Сергей Сергеевич, кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия); Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Sergey S. Abdurakipov, PhD, Junior Researcher, Institute of Thermophysics SB RAS (1 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Novosibirsk State University (1 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

s.s.abdurakipov@gmail.com

Дулин Владимир Михайлович, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия); Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Vladimir M. Dulin, PhD, D. Sci., Head of Laboratory, Institute of Thermophysics SB RAS (1 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Novosibirsk State University (1 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

vmd@itp.nsc.ru

Токарев Михаил Петрович, кандидат технических наук, научный сотрудник, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия); Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Mikhail P. Tokarev, PhD, Researcher, Institute of Thermophysics SB RAS (1 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Novosibirsk State University (1 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

mtokarev@itp.nsc.ru

Маркович Дмитрий Маркович, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, директор, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия); Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Dmitriy M. Markovich, PhD, D. Sci., Corresponding Member of RAS, Director, Institute of Thermophysics SB RAS (1 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Novosibirsk State University (1 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

dmark@itp.nsc.ru