

УДК 532.574.7; 54.08; 004.932; 533.6.08

История и тенденции развития метода анемометрии по изображениям частиц для аэродинамического эксперимента (обзор)*

А.В. Бильский¹, О.А. Гобызов¹, Д.М. Маркович^{1,2}

¹*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

²*Новосибирский государственный университет*

E-mail: oleg.a.g.post@gmail.com

Данный обзор посвящен анализу истории и современным тенденциям развития метода анемометрии по изображениям частиц для аэродинамического эксперимента. Авторами рассматриваются основы метода анемометрии, варианты его реализации, история и современное состояние аппаратных средств. Отдельное внимание уделено способам обработки данных и расчета производных величин на основе измеряемых полей скорости. Также кратко анализируются некоторые панорамные оптические методы, которые могут применяться совместно с анемометрией по изображениям частиц и реализуются с применением аналогичной аппаратной базы. Основной акцент в обзоре сделан на примеры работ, демонстрирующих возможности и современный уровень метода анемометрии по изображениям частиц в контексте аэродинамического эксперимента.

Ключевые слова: аэродинамика, панорамная оптическая диагностика потоков, трассеры, PIV, PLIF, LIP, измерение скорости, измерение давления, измерительная аппаратура.

1. Анемометрия по изображениям частиц — краткая ретроспектива

Методика анемометрии по изображениям частиц или цифровая трассерная визуализация (PIV, Particle Image Velocimetry) в ее современном понимании появилась в 1984 году. Основы были заложены в работе (Adrian, 1984). Новый метод измерения скорости в потоках жидкости был основан на подходах методов анализа спекловых картин (LSV), которые в 70-х годах прошлого века применялись для измерения деформации нагруженных твердых тел, и являлся их частным случаем. Собственно слово «particle» в названии метода было использовано для того, чтобы отличать два метода, в одном из которых для определения скорости анализируются спекловые картины, а в другом — изображения отдельных частиц. Для разделения этих двух подходов был введен параметр относительной плотности частиц, который представляет собой отношение площади изображений частиц к общей площади изображения. Для потока жидкости, где происходит регистрация рассеивающих маркеров в сечении лазерного ножа, этот параметр, как правило, мал, а сам поток, как было показано в указанной выше работе (Adrian, 1984), можно считать однофазным. В 80-е годы во всем мире разрабатывалось сразу несколько разных модификаций анемометрии по изображениям частиц. Обзор различных способов подсветки, регистрации, засева потока и обработки данных, которые применялись в то время,

* Работа выполнена в рамках гос. задания ИТ СО РАН.

можно найти в работе (Adrian, 1986). Здесь также была сформулирована схема работы метода, которая показана на рис. 1. Методика PIV привлекла к себе большое внимание научной общественности, поскольку она открывала новые возможности для исследования такого комплексного, многомасштабного явления, как турбулентность (Adrian, 2005). Следует отметить, что оптимальный экспериментальный метод исследования турбулентности должен разрешать большой динамический диапазон масштабов, начиная с масштабов течения в целом и заканчивая колмогоровским масштабом. Кроме того, он должен позволять регистрировать мгновенные пространственные распределения компонент вектора скорости, что является принципиально важным для анализа нестационарных течений, быстропотекающих процессов, а также потоков, содержащих локализованные вихревые образования.

Одной из главных составляющих метода PIV являются алгоритмы обработки трассерных картин, основанные на корреляционном анализе изображений трассеров с применением быстрого преобразования Фурье (Keane, Adrian, 1992; Willert, Gharib, 1991). Применение цифровых камер и возникшие в связи с этим новые возможности цифровой обработки изображений и данных привели в последующее десятилетие к появлению большого количества работ, посвященных развитию методики. Были исследованы различные подходы к расчету корреляционных функций, методы поиска и межпиксельной интерполяции их максимумов, методы валидации векторных полей с целью отсева неверных векторов, полученных в результате автоматической обработки. Основной целью работ было повышение вероятности достоверного определения векторов, увеличение пространственного разрешения, снижение случайной и систематической ошибок измерения. Общее понимание преимуществ и недостатков тех или иных подходов к обработке данных возникло, вероятно, после проведения двух международных симпозиумов PIV Challenge в 2003 и 2005 годах, основные выводы которых опубликованы в (Stanislas, Okamoto, 2003) и (Stanislas et. al., 2005). В результате были сформулированы основные

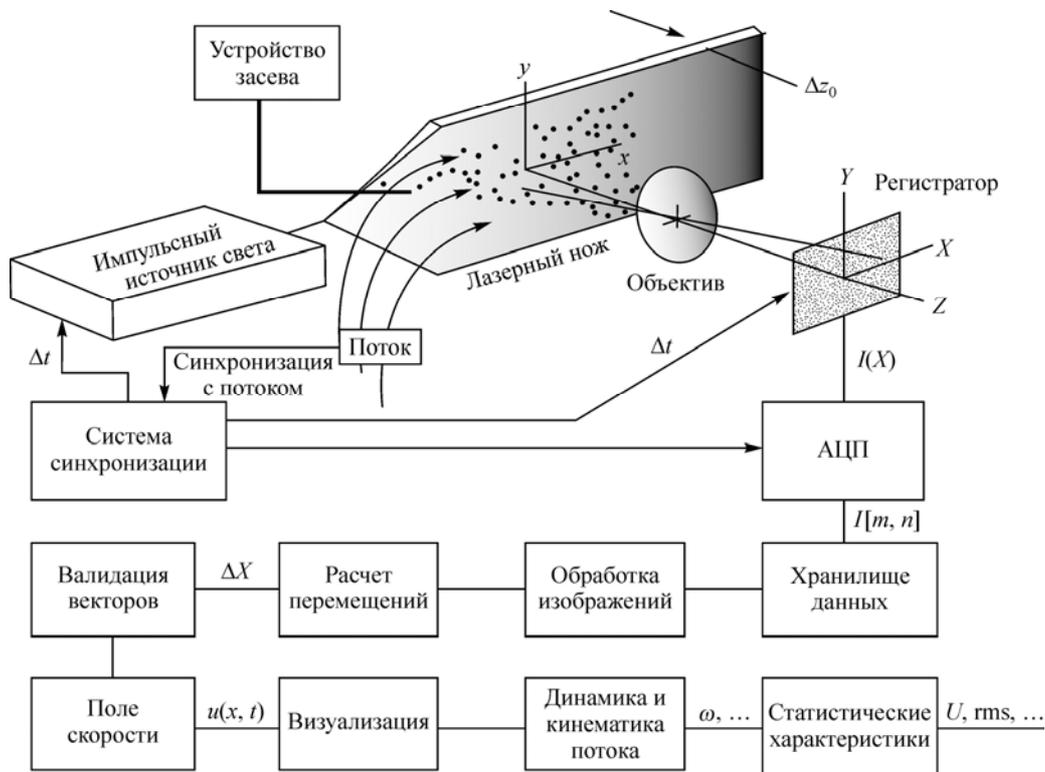


Рис. 1. Поэтапная схема работы метода PIV (Adrian, 1986).

требования и рекомендации к экспериментальным данным, выполнение которых позволяет повысить качество результатов обработки (см., например, монографию (Raffel et al., 2018). Наилучшие результаты по точности и пространственному разрешению показали подходы с использованием итерационного кросскорреляционного метода со смещением областей, предложенного впервые в работе (Scarano, Riethmuller, 1999).

В СССР первые работы с применением стробоскопической визуализации — методики, предшествовавшей PIV, — являлись приоритетными в мире и были выполнены в ИТ СО РАН (Хабахпашева, Перепелица, 1968) для исследования пристенной турбулентности. Результаты этих исследований опубликованы также в монографии (Кутателадзе и др., 1975). Технология предполагала стробоскопическую подсветку лампами и регистрацию изображений на фотопленку с последующей ручной обработкой координат трассеров. Эта же технология в последующие годы использовалась в ИТ СО РАН для измерения мгновенного поля скорости в волновой пленке жидкости (Накоряков и др., 1977). Позднее, уже на новом техническом уровне цифровая трассерная визуализация была применена в работах (Alekseenko et al., 2003; Алексеенко и др., 2004) для исследования структуры турбулентных импактных струй. Технология анализа характеристик турбулентности по спекловым картинам развивалась также в АН Беларуси (Fomin et al., 1996), а методы слежения за частицами — в Институте систем энергетики СО РАН (Mikheev, Zubtsov, 2008). Корреляционные алгоритмы обработки трассерных картин в течение продолжительного времени разрабатывались в ИТ СО РАН (Токарев и др., 2007) и легли в основу первой отечественной PIV-системы, выпускающейся в настоящее время под торговой маркой ПОЛИС.

В настоящее время методика цифровой трассерной визуализации приобрела чрезвычайную популярность среди исследователей по всему миру, включая Россию. Это легко продемонстрировать количеством упоминаний в международных базах данных триграмм, соответствующих методикам цифровой трассерной визуализации (PIV), лазерной доплеровской анемометрии (LDA, Laser Doppler Anemometry) и термоанемометрии (HWA, Hot Wire Anemometry), представленным на рис. 2. База данных Google Books Ngram индексирует книги, тогда как база Web of Science — научные публикации. Рост количества упоминаний методики PIV наблюдается в период с 1990 по 2000 годы, на который приходится её интенсивное развитие. В настоящее время методика PIV по количеству упоминаний существенно превосходит другие традиционные методы измерения скорости. В период с 2014 по 2016 годы упоминание метода PIV в научных публикациях, индексируемых в базе Web of Science, встречается в десять раз чаще, чем упоминание методов HWA и LDA.

Простейшая конфигурация прибора для измерения скорости в потоке подразумевает использование одной камеры. В этом случае результатом измерения является мгновенное двухкомпонентное поле скорости в сечении лазерного ножа. Таким образом,

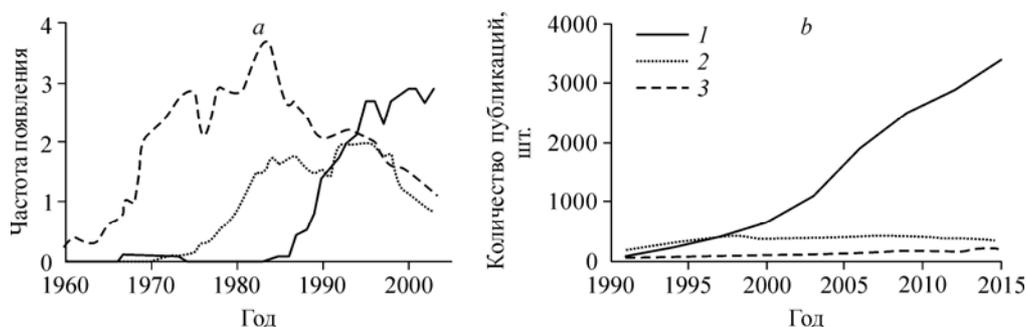


Рис. 2. Частота использования триграмм PIV (1), LDA (2) и HWA (3) по данным Google Books Ngram (a) и Web of Science (b).

измеряются только две компоненты скорости в своих проекциях на плоскость матрицы регистратора. Такая конфигурация получила название 2С2D PIV — двумерный двухкомпонентный PIV. Поскольку большинство потоков имеют сложный трехмерный характер, информации о двух компонентах скорости зачастую недостаточно. Для измерения трех компонент скорости используется методика анемометрии по изображениям частиц в стереоскопической конфигурации — Stereo PIV. Метод основан на тех же фундаментальных принципах, что и человеческое зрение, при определении движения по направлению к наблюдателю и от него. Для восстановления третьей, нормальной к плоскости матрицы компоненты скорости используются две камеры, регистрирующие перемещения частиц с разных направлений (Arroyo, Greated, 1991; Маркович, Токарев, 2008). Схема регистрации трассерных картин в Stereo PIV-конфигурации показана на рис. 3. Метод требует использования пространственной калибровки камер по координатной мишени. Методики для выполнения такой калибровки были предложены, например, в работах (Prasad, Jensen, 1995; Soloff et al., 1997). В настоящее время стереоскопический метод является одной из стандартных конфигураций PIV-методики и классифицируется как 3С2D PIV, то есть измерение трех компонент скорости в двумерном сечении потока. Наиболее полный русскоязычный обзор современного состояния метода можно найти в диссертации (Токарев, 2010).

Томографический метод анемометрии по изображениям частиц Томо PIV (Tomographic PIV) в обозначенной классификации относится к классу 3С3D методов, то есть позволяет измерять мгновенное трехкомпонентное поле скорости в трехмерном объеме потока. Основы современной реализации томографического метода были заложены в работе (Elsinga et al., 2006). Альтернативными ему методами получения трехкомпонентной трехмерной картины поля течения являются Holographic PIV (Hinsch, 2002), Scanning PIV (Brücker, 1995) и 3D PTV (Maas et al., 1993). Несмотря на то, что попытки измерения трехмерных полей скорости предпринимались еще в 80–90-х годах (Nishino et al., 1989), настоящий прорыв наметился в последнее десятилетие (Scarano, 2012). На рис. 4 демонстрируется пример результатов, которые можно получать в аэродинамическом эксперименте с использованием метода Томо PIV.

В томографической реализации метода засвечивается не плоскость, а объем потока. Регистрация изображений, рассматриваемых в данном методе как двумерные проекции измерительного объема, осуществляется с нескольких ракурсов. С инструментальной точки зрения возможности метода ограничиваются мощностью подсветки и глубиной резко изображаемого пространства, которую обеспечивают объективы камер.

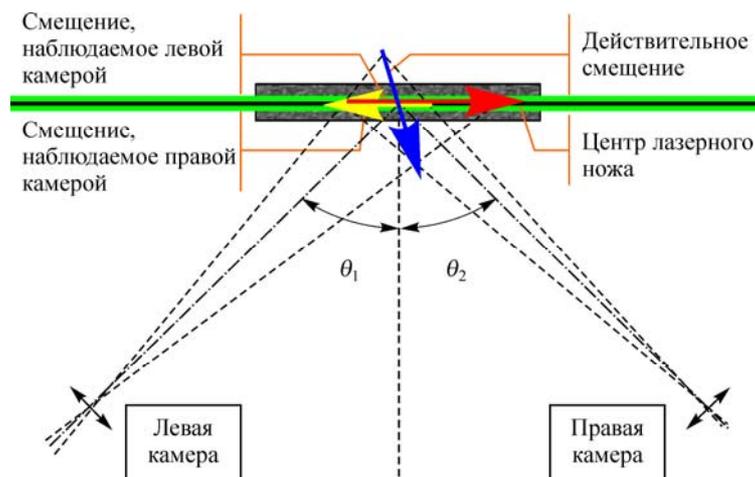
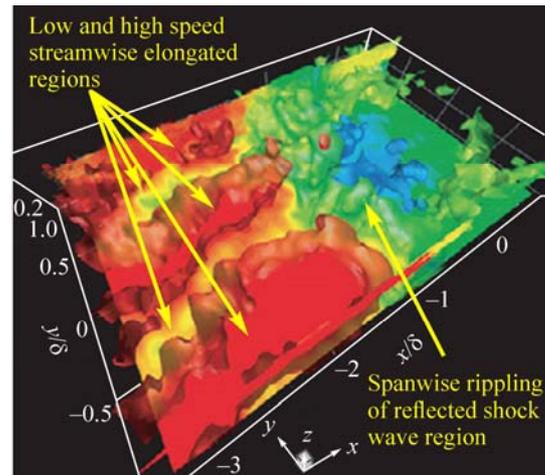


Рис. 3. Схема регистрации трассерной картины стереоскопической конфигурации метода PIV (Маркович, Токарев, 2008).

Рис. 4. Изолинии продольной компоненты скорости на мгновенной картине взаимодействия пограничного слоя с ударной волной (Scarano, 2012).

Выделяются перемежающиеся продольные области низкой и высокой скорости в невозмущенном пограничном слое и поперечные возмущения на участке за ударной волной.



В обзоре (Scarano, 2012) указываются характерные размеры измерительной области для различных условий эксперимента в газовой среде: до $12 \times 60 \times 60$ мм — в эксперименте с низкой частотой измерений и до $8 \times 50 \times 50$ мм — при измерениях с высокой частотой

(3 кГц); причем даже для таких сравнительно небольших объемов для обеспечения засветки с достаточной яркостью используются многопроходные оптические системы. Значительное увеличение измерительной области может достигаться за счет использования трассеров крупного размера, для регистрации которых требования к плотности энергии излучения ниже.

Реконструкция трехмерных изображений трассеров по зарегистрированным двумерным проекциям является ключевой особенностью томографического метода. Пространственная калибровка выполняется, по сути, аналогично калибровке в Stereo PIV. На основании рассчитанных по изображениям калибровочной мишени коэффициентов преобразования решается уравнение, связывающее яркость каждого вокселя (элементарного трехмерного объема) с яркостью пикселей на зарегистрированных проекциях, то есть решается задача томографической реконструкции. Существует множество различных способов решения этой задачи. Применимость того или иного способа определяется характером исходных данных (Timmerman, 1997). В случае Tomo PIV характерными особенностями являются малое число проекций и высокочастотный пространственный сигнал, связанный с малым размером образов частиц. В этих условиях эффективными оказываются итерационные алгебраические методы реконструкции, в частности, метод MART (Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique) (Elsinga et al., 2006). После первых демонстраций работы метода основные усилия были сосредоточены на исследовании его свойств и устранении выявленных недостатков, среди которых была более высокая, чем для 2D2C и 2D3C PIV, погрешность измерений и чрезвычайная ресурсоемкость процедур обработки.

Исследование свойств метода MART позволило определить степень влияния различных факторов на результаты измерений и сформулировать набор рекомендаций для их улучшения. На качестве измерений сказываются, в частности, концентрация и размер образов трассеров, количество проекций (камер) и их ориентация. Концентрацию трассеров обычно выражают как количество частиц на пиксель изображения, оптимальной считается концентрация на уровне 0,05–0,07 частиц/пикс. При более низких концентрациях снижается точность расчета корреляций, а при более высоких растет вероятность перекрытия образов, возникновения «фантомных частиц» (ghost particles) и ухудшается качество реконструкции (Scarano, 2012). Указанные значения концентрации приведены для типичного размера образа трассера, составляющего ≈ 2 пикс, его увеличение будет приводить к снижению максимальной допустимой концентрации. Количество используемых проекций сказывается на качестве реконструкции, однако при увеличении их числа свыше четырех прирост качества оказывается незначительным, как показано, например, в работе (Бильский и др., 2011). В этой же работе рассматривался вопрос выбора оптимального ракурса визирования измерительной области.

Попытки совершенствования процедур обработки, в свою очередь, привели к появлению большого числа различных модификаций и дополнений метода MART и нескольких самостоятельных способов реконструкции. Наибольшее распространение получила модификация метода MART, получившая название MLOS-SMART (Atkinson, Soria, 2009). В этой модификации начальное распределение интенсивности в объеме рассчитывается в одну итерацию при помощи метода MLOS, а затем уточняется на нескольких итерациях алгоритма SMART, отличие которого от MART заключается в том, что пересчет яркости во всех вокселях производится одновременно. Этот алгоритм дает прирост скорости обработки данных в несколько раз по сравнению с MART. Разработанный в ИТ СО РАН алгоритм MENT (Bilsky et al., 2013) основан на работе с промежуточными псевдоизображениями, для которых рассчитываются линии обзора, итерационно уточняются значения яркости и на основании которых затем выполняется томографическая реконструкция. Демонстрируя несколько более низкое качество реконструкции, он в то же время позволяет ускорить обработку данных в 7–10 раз по сравнению с MLOS-SMART.

Сравнительный анализ различных подходов для расчета полей скорости в объеме можно найти в работе (Kähler et al., 2016), обобщающей результаты четвертого международного симпозиума PIV Challenge, а наиболее полный обзор работ по развитию томографического метода и примеров его применения представлен на сегодняшний день, вероятно, в работе (Scarano, 2012) и в трудах международного симпозиума «Particle Image Velocimetry». Несмотря на уже достигнутый прогресс, разработка методов и алгоритмов томографической реконструкции для 3D3C PIV продолжает вызывать интерес исследователей. Так, например, принципиально новый подход к реконструкции, использующий глубокое машинное обучение, был представлен в недавней работе (Gao et al., 2019). Здесь на наборе синтетических данных было продемонстрировано преимущество предложенного метода по сравнению с MART как в точности, так и в скорости реконструкции. Интересным направлением развития метода является использование пленоптических камер, принцип работы которых кратко будет описан далее, в разделе, посвященном аппаратной части PIV. Потенциально 3D3C-измерения могут быть реализованы с использованием одной камеры такого типа, что позволило бы значительно упростить конфигурацию измерительной системы и решить проблему проведения измерений в условиях ограниченного оптического доступа, однако принципиальные недостатки такой оптической конфигурации не позволяют добиться необходимого качества реконструкции (Shi et al., 2016). При использовании двух пленоптических камер, как показано, в частности, в работе (Mei et al., 2019), становится возможной реконструкция, сравнимая по качеству со «стандартным» Томо PIV.

Хотя метод Томо PIV и является относительно новым, в мировой литературе уже можно найти немало работ, где он применялся для обработки аэродинамического эксперимента, например, (Humble et al., 2009) или (Ehlers et al., 2016). Метод Томо PIV на сегодняшний день все еще остается достаточно сложным и трудоемким как с точки зрения организации эксперимента, так и с точки зрения обработки первичных данных. Анализируя динамику развития томографического PIV, можно предположить, что в ближайшее десятилетие он получит еще большее распространение, а работы по развитию метода окажутся направлены не только на улучшение его характеристик, таких как точность или пространственное разрешение, но также на дальнейшее ускорение и упрощение применения процедур обработки. В существенной степени это связано с динамикой развития вычислительных мощностей: подходы и алгоритмы, использующиеся в настоящее время, были абсолютно нереализуемы еще несколько лет назад из-за ограниченных возможностей вычислительной техники.

Дальнейшим развитием Томо PIV является его модификация, реализованная на высокоскоростных камерах и источниках излучения (Time-resolved Tomo PIV). В этом случае результатом применения метода является трехмерное поле скорости, измеренное с высоким временным разрешением. В таких экспериментах можно получать полную пространственно-временную картину течения (Ghaemi, Scarano, 2011; Shestakov et al., 2014). Регистрация трассерных картин с высокой частотой как в плоскостной, так и в томографической конфигурациях открывает возможности для повышения точности результатов

за счет обработки временных последовательностей изображений, на которых запечатлен один и тот же набор перемещающихся частиц. Высокое временное разрешение может использоваться и на этапе препроцессинга изображений или поиска частиц (в случае PTV), и на этапе расчета перемещений. К методам обработки, в которых используется высокое временное разрешение, относятся, например, расчет корреляционной функции по набору изображений по методу «пирамида» (Sciacchitano et al., 2012), поиск образов частиц на изображениях при помощи алгоритма «shake-the-box» (Schanz et al., 2016), алгоритм FTC («Fluid Trajectories Correlation») для повышения точности и динамического диапазона метода (Cierpka et al., 2013). Так, в частности, алгоритм «shake-the-box» позволил практически полностью решить проблему ложных частиц даже при высокой концентрации трассеров (свыше 0,125 частиц/пикс). Эти и многие другие методы обработки временных последовательностей изображений, появившиеся в последнее десятилетие, существенно расширили возможности анемометрии по изображениям частиц.

Безусловно, для целей аэродинамического эксперимента анемометрия по изображениям частиц представляет большой интерес, поскольку измерение скорости является одной из главных задач экспериментальной аэродинамики. Кроме того, измерение полей скорости позволяет получать другую важную экспериментальную информацию, к которой относятся пространственные частотные спектры турбулентных пульсаций, статистические характеристики, интегральные масштабы, области отрыва потока, аэродинамическое сопротивление моделей, а также поля давления. В то же время применение трассерных методов для аэродинамического эксперимента имеет ряд особенностей и сложностей, связанных со свойствами несущей фазы, характерными скоростями и частотами протекающих процессов, способами организации эксперимента в аэродинамических установках.

Впервые в российской практике анемометрия по изображениям частиц в аэродинамическом эксперименте при высоких скоростях потока была применена совместно специалистами ИТ СО РАН и ИТПМ СО РАН в работе (Ахметбеков и др., 2009). В частности, здесь были измерены мгновенные поля скорости в импульсной сверхзвуковой трубе Т-302М и трубе Т-327Б. Позже PIV был применен в ЦНИИмаш (Гобызов и др., 2014), ЦАГИ (Власов и др., 2013), в МГУ, КГТУ-КАИ и других организациях. На рис. 5 в качестве примера приведена схема PIV-эксперимента по измерению поля потока в аэродинамической трубе.

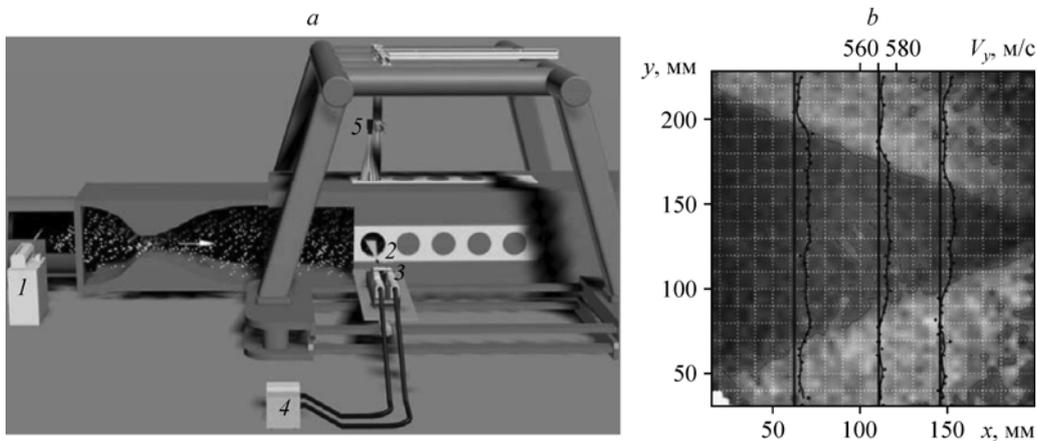


Рис. 5. Диагностика поля потока в сверхзвуковой среднемасштабной аэродинамической трубе (Гобызов и др., 2014).

a — схема расположения PIV-системы на стенде: 1 — устройство засева, 2 — лазерный нож, 3 — излучатель лазера, 4 — блок охлаждения лазера, 5 — камера;

b — пример зарегистрированного поля продольной компоненты скорости потока.

На поле скорости (рис. 5*b*) отчетливо выделяется область квазиравномерного потока, ограниченная возмущениями, распространяющимися от стыков боковых стенок сопловой коробки и рабочей части.

2. Цифровая трассерная визуализация — современное состояние

2.1. Аппаратная часть

Основными аппаратными элементами PIV-систем являются лазерные источники излучения, регистраторы на основе цифровых камер, электронные модули синхронизации и программное обеспечение для хранения, обработки и визуализации данных. Кроме того, используются специализированные устройства для засева потока частицами-трассерами.

2.1.1. Источники подсветки

Для целей аэродинамического эксперимента, где скорости потока велики, а трассеры имеют размер порядка микрометра, необходимы мощные и короткие импульсы подсветки. Высокая мощность необходима для того, чтобы интенсивность излучения, рассеянного мелкими трассерами, была достаточной для регистрации, а малая длительность импульса позволяет получать четкие, неразмытые изображения движущихся в потоке частиц. В качестве источника излучения в этом случае обычно используются твердотельные Nd:YAG-лазеры с ламповой накачкой. Для получения двух импульсов с короткой временной задержкой между ними можно использовать два таких лазера со сведенными на общую оптическую ось пучками. Впервые сдвоенный лазер был применен в 1986 году в немецком аэрокосмическом центре (DLR), и на сегодняшний день такой способ получения короткой временной задержки остается основным.

В число главных технических характеристик, представляющих интерес с точки зрения применения PIV, входят мощность излучения или энергия в импульсе, длительность импульса и частота генерации импульсов. Энергия в импульсе определяет яркость трассерных картин, возможность регистрации трассеров малого размера и размер области измерений. Длительность импульса характеризует верхний предел диапазона измеряемых скоростей. В случаях, когда длительность импульса высока, изображения трассеров в высокоскоростном потоке могут становиться размытыми, что приводит к непригодности изображений для расчета полей скорости корреляционными методами либо, по крайней мере, к существенному возрастанию неопределенности измерений. Частота генерации импульсов определяет максимально возможную частоту измерений. С точки зрения формирования лазерного ножа с необходимыми пространственными характеристиками, такими как толщина или равномерность распределения энергии, и разработки формирующей оптики для этих целей, важны характеристики пучка лазерного излучения: его диаметр, расходимость или параметр качества M^2 .

Применяемые в настоящее время для PIV Nd:YAG-лазеры с ламповой накачкой имеют характерную энергию в импульсе 100–500 мДж, а длительность импульса обычно не превышает 10 нс. Основным их недостатком является низкая частота генерации импульсов, которая обычно не превышает 200 Гц, а чаще всего находится в диапазоне 10–50 Гц. Сдвоенные Nd:YAG-лазеры в настоящее время активно используются для PIV-измерений, поскольку они являются удобным, надежным и относительно недорогим источником подсветки, подходящим для большинства приложений.

С развитием светодиодных технологий стали доступны также Nd:YAG- и Nd:YLF-лазеры с диодной накачкой, которая позволила существенно увеличить частоту импульсов лазера. Наиболее мощные модели могут генерировать до 150 Вт световой мощности, при этом частота генерации достигает 30 кГц. Генерируемая такими лазерами энергия в одном импульсе составляет единицы или десятки миллиджоулей и уже является достаточной для регистрации трассерных картин на высокоскоростные камеры. Характерная длительность импульса для подобных лазеров выше, чем для лазеров с ламповой накачкой, и составляет 100–200 нс. Необходимо учитывать, что такая длительность импульса при проведении измерений с большим оптическим увеличением в высокоскоростных потоках

может приводить к появлению коротких треков частиц. Лазерная техника с диодной подсветкой еще не достигла вершины своего развития и в обозримом будущем будет представлена на рынке в виде более мощных и скоростных лазерных модулей.

В ряду лазерных источников подсветки для PIV следует отметить одну из сравнительно недавних разработок — лазеры, генерирующие продолжительные серии (пакеты) импульсов с частотой до мегагерц и энергией импульса в сотни миллиджоулей (Slipchenko et al., 2012), (Beresh et al., 2015). К сожалению, такие лазеры (изготавливаемые компанией Spectral Energies под маркой Quasimodo) пока имеют чрезвычайно высокую стоимость и не производятся серийно.

При всем разнообразии источников подсветки, основными для аэродинамического эксперимента продолжают оставаться твердотельные импульсные Nd:YAG-лазеры с ламповой накачкой, ключевыми преимуществами которых является высокая энергия в импульсе при его короткой длительности и высокое качество пучка. Это позволяет регистрировать частицы микронного и субмикронного размеров при больших скоростях потока.

2.1.2. Регистраторы

Первоначально для регистрации частиц в потоке использовалась фотопленка. Обработка изображений предполагала применение прецизионных координатных столов, на которых операторы получали координаты частиц вручную. Для набора статистической информации о турбулентном потоке такой подход был слишком трудоемким. Применение цифровых регистраторов сделало возможным обработку и хранение единиц и даже десятков тысяч измерений для получения статистической информации о турбулентности (Nishino et al., 1989). Настоящим прорывом в регистрации изображений трассеров стало применение ПЗС-матриц (CCD-матриц, Charge-Coupled-Device) с построчным переносом (interline CCD), созданных впервые компанией Kodak и примененных в работе (Lougenco et al., 1994). Наличие на матрице секции переноса позволяет регистрировать два кадра с малой временной задержкой. У современных камер с матрицей такого типа межкадровая задержка может составлять 200 нс и менее, что позволяет измерять скорости до единиц километров в секунду.

Для регистрации изображений трассеров также иногда используют матрицы, созданные на основе КМОП (CMOS, Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) технологии и модифицированной КМОП (sCMOS) технологии. Технология sCMOS представляет значительный интерес, поскольку при большой квантовой эффективности дает меньший, чем КМОП или ПЗС, уровень шума. КМОП-технология на сегодняшний день является безальтернативной для высокочастотных регистраторов. Современные серийно производимые матрицы позволяют регистрировать кадры разрешением 1 Мпикс с частотой порядка 20 кГц, а при снижении разрешения частота кадров может достигать значений порядка 1 МГц. При этом максимальное разрешение изображения (число пикселей) скоростных камер обычно уступает разрешению «медленных» камер: разрешение ПЗС-матриц достигает десятков мегапикселей, а характерное разрешение скоростных КМОП-матриц составляет обычно от 1 до 4 Мпикс. Также для скоростных камер с КМОП-матрицами минимальная межкадровая задержка составляет около одной микросекунды или более (в зависимости от конкретной модели), что может вносить дополнительные ограничения на измеряемые скорости потока.

В последнее десятилетие более широкое распространение получили пленоптические камеры, называемые также камерами светового поля. В данном случае более корректно говорить не о новом типе камер, а о специальной оптической схеме регистрации изображения, которая может использоваться совместно с различными камерами независимо от типа матрицы. В этой схеме между объективом и матрицей располагается массив микролинз, формирующих на различных участках матрицы множество элементарных

изображений регистрируемого объекта, отличающихся друг от друга из-за разницы ракурсов. Более подробно принцип функционирования пленоптической камеры рассматривался, например, в работе (Fahringer et al., 2015). Применению пленоптических камер для 3DЗС PIV-измерений предшествовал так называемый метод «defocusing PIV» (Pereira et al., 2000), применяемый, например, в системах V3V компании TSI. В этом методе несколько изображений объекта на матрице формируются за счет установки между объективом и матрицей апертур. Возможность применения пленоптических камер для томографических PIV-измерений в настоящее время является предметом исследований, однако пока нельзя говорить о какой-либо устоявшейся практике их использования в этой области.

Параметры работы цифровых камер определяются как характеристиками матриц, так и электронной компонентной базой, обеспечивающей аналого-цифровое преобразование и передачу данных. Для группы методов PIV представляют интерес следующие характеристики матриц: квантовая эффективность, темновой шум матрицы, который определяет динамический диапазон и отношение сигнал/шум, спектральная чувствительность и разрядность, а также физический размер пикселя матрицы, совместно с используемым объективом определяющий коэффициент оптического увеличения.

2.1.3. Засев потока

При определении скорости потока путем отслеживания перемещающихся в нем частиц-трассеров предполагается, что скорость частиц совпадает со скоростью несущей среды, т.е. можно сказать, что частицы «отслеживают» поток. В действительности способность трассеров отслеживать поток зависит от характеристик как самих частиц, так и исследуемого течения. Стандартным критерием, согласно которому делается вывод о способности частиц отслеживать поток, является число Стокса St , определяемое как

$$St = \frac{\tau_p |V|}{L}, \quad (1)$$

где τ_p — время скоростной релаксации частицы, L — характерный масштаб течения (или препятствия), V — скорость потока. В случае стоксовского обтекания сферической частицы число Стокса выражается как:

$$St = \frac{2\rho_p a_p^2 C_k (Kn) |V|}{9\mu L}, \quad (2)$$

здесь a_p — радиус частицы, ρ_p — плотность материала частицы, μ — динамическая вязкость несущей среды, V — скорость потока, L — характерный масштаб течения, $C_k (Kn)$ — поправка Кенингема–Милликена (Hinds, 1999), учитывающая степень разрежения газовой среды. При $St \rightarrow 0$ частицы ведут себя как идеальные трассеры, при $St \rightarrow \infty$ частицы не отслеживают поток. Отсюда следует, что чем меньший размер имеют трассеры, тем более точно их перемещение будет соответствовать движению сплошной среды, в которой они находятся. При этом выбор размеров частиц всегда ограничен снизу необходимостью получения достаточно ярких и хорошо идентифицируемых на изображении образов. Идеальные трассеры должны иметь плотность, равную плотности среды, в которой производятся измерения, но в случае газодинамических исследований такое условие зачастую оказывается невыполнимым, а характерное отношение плотности материала частиц к плотности составляет порядка 10^3 . Это неизбежно приводит к ненулевому влиянию инерционности частиц на результаты измерений, однако, как показано в ряде работ, таких как (Melling, 1997) и (Birch, Martin, 2013), в дозвуковых потоках это влияние остается относительно небольшим при правильном выборе способа засева. В частности, в исследовании (Melling, 1997) указывается, что для качественного отслеживания возмущений с характерной частотой 1 кГц в газе достаточно использовать твердые или жидкие частицы размером 2–3 микрометра. В работе (Mei, 1996) предложена удобная

методика оценки влияния инерционности частиц на основе их функции отклика на возмущения скорости среды.

В высокоскоростных потоках влияние инерционности трассеров на участках с большим градиентом скорости (и как предельный случай — в области скачкообразных изменений скорости и уплотнения) может оказываться значительно более существенным (Бойко и др., 2013). В ряде работ, например (Бойко и др., 2015; Tedesch et al., 1999; Амелюшкин и др., 2017), предлагаются различные методы оценки и коррекции влияния инерционности частиц при измерениях в высокоскоростных потоках. Общим недостатком подобных методов, осложняющим их применение, является необходимость достаточно точного определения «эффективного размера» трассеров, а также использование в процедурах коррекции расчета градиентов скорости по измеренным распределениям, что, как упоминалось, приводит к усилению шума данных. Таким образом, несмотря на существование методик оценки и коррекции влияния инерционности трассеров, первоочередной задачей все же остается выбор оптимального способа засева потока.

Среди существующих систем засева потоков можно выделить генераторы частиц конденсационного и распылительного (эжекторного) типа, а также устройства кипящего слоя для распыления твердых частиц, создающие сравнительно однородный по дисперсному составу засев с частицами необходимого размера. Так, характерный размер частиц, формируемых генератором конденсационного типа, составляет 0,3–0,5 мкм, а средний размер и дисперсный состав частиц, формируемых генератором распылительного типа, может варьироваться в зависимости от различных параметров (Kahler et al., 2002), которые обычно подбирают такими, чтобы получить аэрозоль со средним размером частиц ≈ 1 мкм. К недостаткам генераторов конденсационного типа можно отнести малый размер производимых частиц и определенную сложность организации ввода трассеров в рабочий контур, связанную с тем, что при вводе частиц через длинные патрубки или гибкие шланги большая доля частиц оседает на их стенках. Еще одним недостатком таких генераторов является интенсивная агломерация частиц, в результате чего увеличивается их средний размер и значительно возрастает разброс по размерам. К преимуществам можно отнести простоту использования этих устройств и высокую производительность.

Основным недостатком генераторов эжекторного типа можно считать более низкую, чем у конденсационных генераторов, производительность, необходимость в подводе воздуха под давлением к генератору и обеспечение значительного расхода воздуха в ходе работы. Кроме того, генераторы этого типа нуждаются в настройке при подготовке к экспериментам, поскольку режим генерации частиц, влияющий на их размер и производительность, зависит от перепада давления на генераторе. В то же время генераторы частиц эжекторного типа позволяют получать несколько более крупные (порядка 1 мкм) частицы с более однородным дисперсным составом. Кроме того, такие генераторы позволяют засеивать потоки под высоким (или низким) давлением, в отличие от конденсационных генераторов, которые в большинстве случаев рассчитаны на работу при атмосферном давлении.

Что касается устройств для распыления твердых частиц, работающих на принципах кипящего слоя, то их применение оправдано в основном в случае высокотемпературных потоков ввиду присущей им низкой производительности и специфических трудностей, связанных с их применением, таких как загрязнение рабочего контура, сложность создания монодисперсного засева и низкая, в том числе по сравнению с генераторами эжекторного типа, производительность.

Еще одним относительно новым типом засеивающих устройств является генератор мыльных пузырей, заполненных гелием (Bosbach et al., 2009). Такие пузыри имеют нейтральную плавучесть, их можно получать размером меньше миллиметра и применять для засева больших измерительных областей в воздушных потоках. Устройства засева

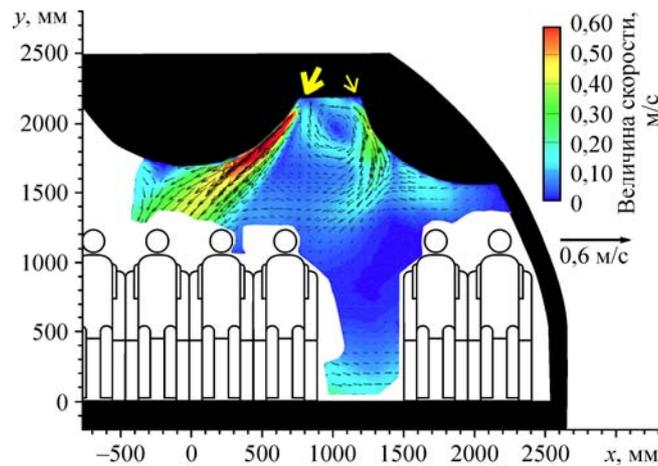


Рис. 6. Крупномасштабные измерения поля скорости с использованием засева «мыльными пузырями» на примере осредненного поля скорости потока воздуха, поступающего из системы вентиляции в салоне самолета Airbus A380 (Bosbach et al., 2009).

упомянутого типа представляют интерес для крупномасштабных аэродинамических измерений при дозвуковых скоростях потока, однако при этом они обладают сравнительно низкой производительностью, и для получения плотного засева требуется использовать несколько устройств одновременно. Описание применения такого способа засева можно найти в работе (Terraet et al., 2019). Типичный пример результата крупномасштабных измерений с использованием засева заполненными гелием пузырями показан на рис. 6.

2.2. Применение цифровой трассерной визуализации в аэродинамических исследованиях

2.2.1. Характеристики потока

Очевидно, что первичная информация о распределении компонент скорости в потоке может быть использована для более детального анализа его характеристик путем выделения пульсационной составляющей и анализа статистических моментов либо пространственных корреляций на ее основе. Возможность измерения двух или трех компонент скорости при этом является явным преимуществом, поскольку позволяет получать более достоверную информацию в случае анизотропного характера турбулентности. Тем не менее, уже на этом этапе необходимо принимать во внимание возможные ограничения, накладываемые методом PIV. В первую очередь эти ограничения касаются измерений мелкомасштабных и высокочастотных пульсаций, иными словами — спектральной передаточной функции метода PIV. В качестве пояснения приведем здесь рассуждения, представленные в работах (Lavoie et al., 2007) и (Dulin et al., 2009). Рассмотрим случай измерений скорости в плоскости лазерного ножа. Пусть в соответствие элементарной расчетной ячейке в результате обработки поставлен вектор скорости. При этом будем считать, что при обработке к распределению скорости не применялись оконные фильтры и не использовалось перекрытие расчетных ячеек. В этом случае измеренное «мгновенное» значение скорости может быть выражено как

$$u_i^{*M}(x, 0, z) = \frac{1}{\Delta_x \Delta_z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\Delta_z/2}^{\Delta_z/2} \int_{-\Delta_x/2}^{\Delta_x/2} u_i^*(x+x', y', z+z') f(y') dx' dy' dz', \quad (3)$$

где индекс M означает измеренную величину, $f(y)$ – функция распределения энергии в лазерном ноже вдоль оси y (перпендикулярно к плоскости измерений), а Δ_x и Δ_z – размеры элементарной расчетной ячейки по соответствующему направлению. Далее при расчете статистических моментов второго порядка необходимо учесть указанный эффект пространственной фильтрации. В приближении изотропной стационарной турбулентности второй статистический момент, полученный из измеренных значений скорости, — это трехмерный интеграл от тензора спектральной плотности поля скорости F_{ij} :

$$\langle u_i^M u_j^M \rangle = \int G_k(\mathbf{k})^2 F_{ij}(\mathbf{k}) d\mathbf{k}, \quad (4)$$

G_k при этом представляет собой ядро спектрального фильтра в Фурье-пространстве, вид которого зависит от свойств метода измерения скорости. Тогда отношение действительной и измеренной величин вторых моментов выражается как

$$C_{ij} = \frac{\langle u_i^M u_j^M \rangle}{\langle u_i u_j \rangle} = \frac{\int G(\mathbf{k})^2 F_{ij}(\mathbf{k}) d\mathbf{k}}{\int F_{ij}(\mathbf{k}) d\mathbf{k}}. \quad (5)$$

Таким образом, ограниченное пространственное разрешение метода проявляется в фильтрации части спектра, соответствующей большим волновым числам \mathbf{k} . Часто передаточную функцию метода PIV упрощенно рассматривают как прямоугольный фильтр, обрезающий часть спектра, для которой $k_i > \pi/\Delta_i$, где Δ_i – размер расчетной ячейки по координате i . Уже из этой оценки видно, что в типичном PIV-эксперименте, когда величина Δ имеет порядок миллиметра, значительная часть спектра пульсаций скорости не разрешается. Очевидным решением является использование системы регистрации с большим коэффициентом оптического увеличения, однако и в этом случае для больших значений k низкое соотношение сигнал/шум приводит к искажению данных (Foucaut et al., 2004).

Значительный пласт работ посвящен анализу влияния ограниченного пространственного разрешения и разработке способов его коррекции. Способы коррекции основываются обычно на том, что вид тензора спектральной плотности известен заранее. Так, например, часто используется предположение изотропной турбулентности и колмогоровский спектр турбулентности (Lavoie et al., 2007; De Jong et al., 2008).

Для описания пространственных характеристик турбулентности часто используют двухточечные корреляции или структурные функции. При PIV-измерениях корреляционные и структурные функции естественным образом получаются из ансамбля полей скорости, однако и в этом случае необходимо учитывать возможное влияние пространственного разрешения и шума данных на результаты измерений. В работе (Segalini et al., 2014) была предложена и экспериментально проверена методика оценки такого влияния и его коррекции в случае изотропной турбулентности. В качестве примера использования данного метода для получения характеристик турбулентности в прикладной задаче может быть приведена работа (Chikishev et al., 2016), которая описывает примененный в 2015 г. метод Stereo PIV для анализа характеристик турбулентности на стенде ТС-2 Центрального института авиамоторостроения (ЦИАМ).

В современных скоростных PIV-системах доступная частота измерений обычно не превышает десятков кГц, что, тем не менее, сравнимо с характерными частотами измерений при помощи одноточечных методов. Такие частоты все же недостаточны для разрешения во времени многих быстропротекающих процессов, например, детонации или пульсаций скорости в сверхзвуковых потоках (расчет вторых статических моментов при этом, конечно, остается возможным). Использование лазеров с генерацией пакетов импульсов позволило многократно повысить частоту измерений. В работе (Beresh et al., 2017) авторы продемонстрировали PIV-измерения с частотой 400 кГц, выполненные в сверхзвуковой струе при числе Маха $M = 3,7$, и представили результаты анализа спектра

турбулентности в струе. Малый размер измерительной области (128×120 пикс) определялся характеристиками камеры при работе на такой частоте. Представляется, что, став более доступной, подобная технология будет крайне востребованной в области аэродинамики высоких скоростей.

2.2.2. Расчет распределений давления

Привлекательной с точки зрения методики выглядит возможность расчета полей давления и аэродинамических нагрузок на модель с использованием распределений скорости, получаемых методом PIV. Действительно, кроме очевидных преимуществ перед одноточечными методами, такой подход, не требующий специальной подготовки модели, может использоваться в ряде задач, в которых невозможно использование метода бароиндикаторных покрытий (Ардашева и др., 1985), например, в высокотемпературных потоках.

В простейшем случае стационарного несжимаемого течения восстановление давления по полю может быть проведено с использованием уравнения Бернулли или уравнения Пуассона. Такой подход был использован в работах (Gurka et al., 1999; Hosokawa et al., 2003).

В случае нестационарного течения для расчета распределения давления требуется определение материальной производной скорости, что, в свою очередь, требует информации об эволюции скорости во времени. В начале 2000-х годов, когда скоростные камеры и лазеры еще зачастую не обладали необходимыми характеристиками, задача получения первичной информации для расчета материальной производной скорости решалась путем двойной экспозиции в первом кадре ПЗС-камеры и однократной — во втором (Chang et al., 1999) или с использованием двухкамерных систем либо специализированных двухматричных камер (Jakobsen et al., 1997). Несмотря на то, что в настоящее время для многих задач высокоскоростные PIV-системы позволяют получать непрерывные последовательности кадров с достаточным разрешением по времени, в задачах аэродинамики высоких скоростей упомянутые подходы могут быть актуальны до сих пор.

В большинстве аэродинамических приложений поток нельзя рассматривать как несжимаемый, в связи с этим для расчета распределения давления требуется расширение метода на сжимаемые течения. В работах (Ragni et al., 2009) и (van Oudheusden et al., 2007) было предложено использовать изоэнтропическое приближение и закон Бернулли для вязких сжимаемых течений. Данное приближение не справедливо для областей течения с сильным сдвигом (в том числе для пограничных слоев) и областей течения с ударными волнами, поэтому описанные в этих работах подходы имеют ограниченную область применения. Тем не менее, в рамках работы (Ragni et al., 2009) авторам удалось восстановить распределение давления в окрестности крыла (см. пример на рис. 7). Будучи интерполированными до поверхности крыла, полученные результаты показали хорошее совпадение с результатами измерений при помощи датчиков давления. Позднее описанный подход был расширен для сжимаемых потоков с ударными волнами (Liu et al., 2017). В недавней работе (Поливанов, 2018) был предложен вариант расчета поля давления, в котором плотность потока в области за пределами пограничного слоя рассчитывается с привлечением уравнения сохранения массы. Такой подход устраняет необходимость расчета плотности из уравнения состояния и существенно упрощает задачу нахождения поля давления.

Что касается расчета аэродинамических сил и нагрузок, действующих на обтекаемое тело, следует еще раз обратиться для примера к работе (Власов и др., 2013), в которой силы, действующие на профиль крыла, рассчитывались в двумерном приближении на основании 2D2C PIV-измерений. Интересна заслуживает тот факт, что предложенная в этой работе методика расчета дает сравнимые по точности, а с точки зрения детальности получаемой информации даже превосходящие результаты пневмометрических измерений. Аналогичные подходы могут быть применимы также для тел сложной геометрии

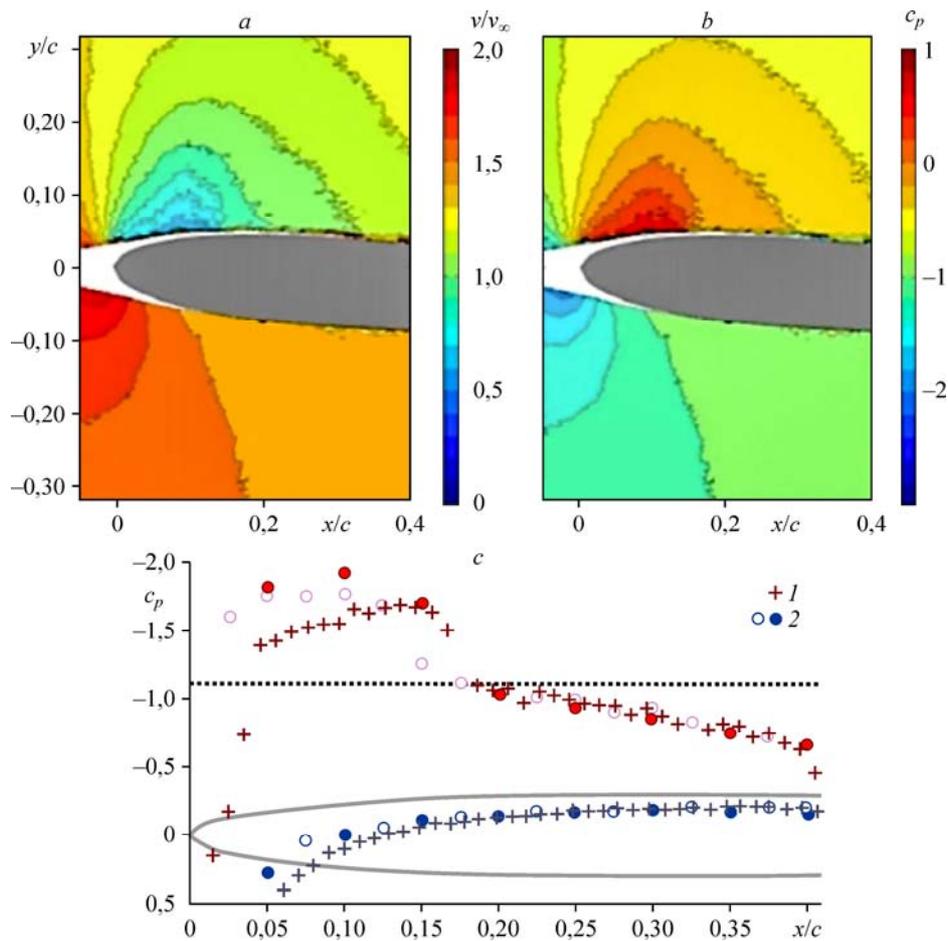


Рис. 7. Поле давления вблизи крылового профиля в трансзвуковом потоке при угле атаки $\alpha = 4^\circ$ (Ragni et al., 2009).

a — изолинии скорости, b — изолинии коэффициента давления,

c — распределение коэффициента давления на наветренной и подветренной сторонах крыла: 1 — расчет по PIV-данным, 2 — измерение датчиками давления.

(del Campo et al., 2015) и использоваться в экспериментах с движущимися телами, как, например, в работе (Terra et al., 2019).

Отдельного упоминания заслуживает использование PIV-данных в исследованиях аэроакустики. Это направление до сих пор не получило широкого распространения в силу ряда сложностей в реализации, однако имеет перспективы развития в ближайшем будущем (Morris, 2011). В большинстве случаев генерация акустических возмущений связывается с процессами вихреобразования, взаимодействия и распада вихрей или пульсациями отрывных зон. В опубликованной литературе на сегодняшний день насчитываются сотни примеров использования PIV для детального исследования поведения вихревых структур.

Нельзя не отметить получившие популярность методы анализа PIV-данных путем собственного ортогонального разложения (POD, Proper Orthogonal Decomposition) (Lumley, 1967; Holmes et al., 2012), разложения по динамическим модам (DMD, Dynamic Mode Decomposition) (Schmid, 2010) и другие методы разложения. Метод POD позволяет разложить ансамбль полей пульсаций скорости по ортогональным нормированным пространственным функциям, называемым POD-модами. POD-моды отвечают критерию

оптимальности, то есть максимизируют долю кинетической энергии турбулентности, содержащуюся в каждой моде. При этом собственные значения разложения отражают долю кинетической энергии турбулентности, которая содержится в каждой из мод. Таким образом, содержание большой доли энергии в первых нескольких модах обычно свидетельствует о присутствии в потоке доминирующих крупномасштабных когерентных структур. Собственные функции разложения позволяют построить низкоразмерное представление, содержащее максимум энергии турбулентности в заданном числе мод. Следует, однако, отметить, что содержание большой доли кинетической энергии турбулентности в низкоразмерном представлении не гарантирует, что модель будет обладать теми же свойствами, что и оригинал (Holmes et al., 2012).

Интерпретация индивидуальных POD-мод также не всегда однозначна. В случае, если в потоке присутствуют крупномасштабные (и, соответственно, высокоэнергетичные) периодические или квазипериодические пульсации, первые индивидуальные POD-моды часто можно интерпретировать как результат фазового осреднения, однако при наличии нескольких близких по частоте или кратных периодических возмущений POD-моды могут содержать их суперпозицию, в результате чего интерпретация результатов разложения оказывается осложненной. В случае же, если стохастическая составляющая в потоке преобладает, а когерентная слабо выражена или отсутствует, полученные POD-моды будут, вероятнее всего, неинформативными.

Метод DMD основывается на представлении временных последовательностей полей мгновенной скорости в виде пространственных базисных функций с зависящими от времени комплексными амплитудами. На основе DMD-мод возможно построение линейной низкоразмерной модели течения, описывающей эволюцию когерентных структур во времени. DMD-моды в общем случае неортогональны, соответственно, построенная на их основе модель будет содержать дополнительные члены разложения, возникающие в результате того, что скалярное произведение отдельных мод не равно нулю. Кроме того, этот вид разложения не предполагает автоматического ранжирования мод по какому-либо физически значимому критерию, поэтому для получения низкоразмерных представлений используется множество различных способов ранжирования, например для этой цели может использоваться коэффициент корреляции DMD-мод с POD-базисом.

В настоящем обзоре методы разложения ансамблей полей скорости по базису с заданными свойствами для идентификации и анализа когерентной составляющей потока затронуты лишь поверхностно, и необходимо иметь в виду, что набор методов разложения не ограничивается указанными выше, а для упомянутых здесь методов существует множество модификаций, устраняющих те или иные недостатки или расширяющих область применения. Сжатое изложение принципов, преимуществ и недостатков, а также примеров применения ряда методов разложения для исследования потоков представлено в работе (Taiga et al., 2017). Достаточно подробное русскоязычное изложение методов POD и DMD можно найти в диссертационной работе (Абдуракипов, 2016), а применение данных подходов к струйным течениям различной конфигурации и газозамесным пламенам — в работах (Markovich et al., 2014; Alekseenko et al., 2018).

Хорошим примером того, как рассмотренные методы разложения могут использоваться для выделения когерентной составляющей, ответственной за генерацию звука, может служить работа (Mickiewicz, 2015), в которой метод POD был успешно применен для анализа генерации звука в органной трубе. Другим примером аналогичного подхода к исследованию генерации акустических колебаний может служить работа (Kang, Sung, 2009), в которой исследовалось обтекание прямоугольной каверны.

Так или иначе, наиболее ценной с точки зрения исследования акустики является информация о распределении давления в ближнем и дальнем акустическом полях. В рабо-

те (Probsting et al., 2015) с использованием обсуждавшейся выше методики восстановления распределения давления по данным времяразрешающих Томо PIV-измерений было представлено исследование широкополосного шума на острой задней кромке плоской пластины. Времяразрешающие Томо PIV-измерения сопровождались также крупномасштабными плоскостными PIV-измерениями и в отдельном испытании — измерениями при помощи термоанемометра. Кроме того, на удалении от поверхности пластины был установлен массив микрофонов для регистрации акустической эмиссии. По данным PIV-измерений авторам удалось восстановить поле пульсаций давления и их пространственно-частотный спектр, построить диаграммы направленности распространения акустических возмущений для различных частот и рассчитать с применением уравнений теории дифракции спектральную плотность акустической эмиссии, результаты восстановления которой продемонстрировали хорошее совпадение с результатами измерений, полученных при помощи массива микрофонов. Важно отметить, что измерения проводились при низкой скорости набегающего потока. Для частот выше 800 Гц на результатах измерений начинали сказываться эффекты недостаточного пространственного и временного разрешения измерений. Таким образом, исследование показало, что применение PIV в задачах аэроакустики может быть оправданным, но технические ограничения аппаратуры и возможности алгоритмов не позволяют пока в полной мере реализовать возможности метода в данной области.

3. Анемометрия по изображениям частиц в комбинации с другими методами

3.1. Цифровая трассерная визуализация в комбинации с лазерно-индуцированной флуоресценцией (LIF) и фосфоресценцией (LIP)

Для реализации метода плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции (PLIF, Planar Laser-Induced Fluorescence) в поток подмешиваются молекулярные маркеры, которые позволяют использовать лазерное возбуждение и последующую флуоресценцию для анализа распространения пассивной примеси в потоке. Концентрация молекулярных маркеров при этом остается малой и не оказывает влияния на динамику среды. В качестве молекулярных маркеров используют молекулы ацетона, толуола и 3-пентанона (Тгореа et al., 2007). Ацетон является одним из наиболее подходящих маркеров благодаря своей низкой стоимости, малой токсичности и высокому давлению насыщенных паров, что обеспечивает эффективный засев потока при больших расходах газа. Спектр возбуждения флуоресценции молекул этих веществ лежит в ультрафиолетовом диапазоне, а переизлучаемый свет в видимой и ближней ультрафиолетовой области. Используя спектральное разделение сигнала при помощи соответствующих оптических фильтров, метод PLIF можно комбинировать с PIV. Синхронизированные по времени PIV/PLIF-измерения дают возможность получать уникальную по своему содержанию информацию, позволяющую напрямую рассчитывать по измеренным распределениям корреляции пульсаций скорости и концентрации и, например, выделять в потоке области контргradientного переноса.

Так, в работе (Su, Mungal, 2004) с помощью описанной комбинации оптических методов авторы исследовали турбулентный массоперенос для струйных течений лабораторного масштаба в сносящем потоке. В работе (Чикишев и др., 2017) представлены аналогичные исследования в изотермическом потоке, формируемом фронтным устройством (устройством, осуществляющим перемешивание топлива и окислителя) в модели камеры сгорания газотурбинной установки при высоких числах Рейнольдса. Пример совместных результатов измерений пульсаций скорости и концентрации пассивной при-

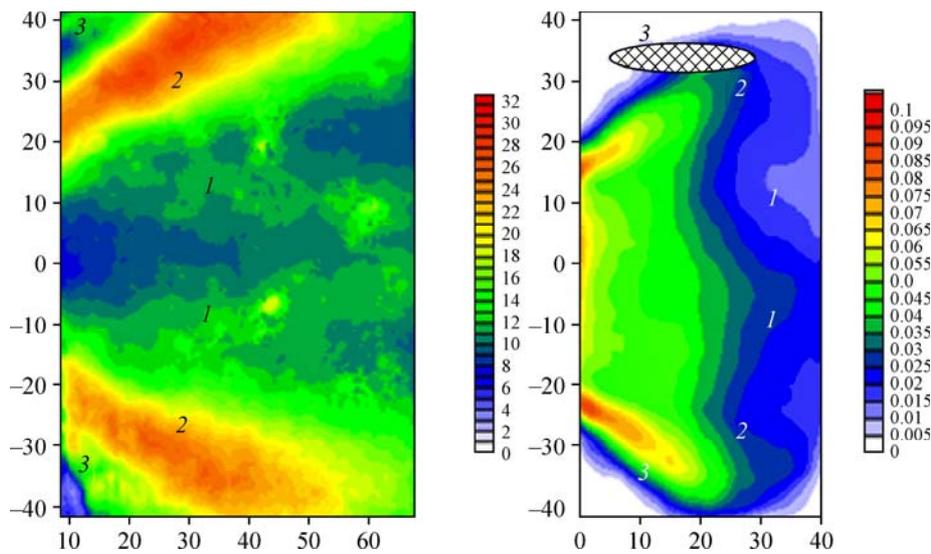


Рис. 8. Распределения интенсивности пульсаций аксиальной компоненты скорости (слева) и пульсаций концентрации пассивной примеси (справа), измеренные одновременно в потоке за фронтным устройством в изотермической модели камеры сгорания (Чижишев и др., 2017).

Цифрами 1–3 обозначены симметрично расположенные области сдвигового течения.

меси, полученных в этой работе, показан на рис. 8. Дополнительную информацию позволяют получить аналогичные измерения с высоким временным разрешением (Voxx et al., 2010). Метод PLIF на молекулах перечисленных выше соединений используется также и для термометрии в не реагирующих течениях при температурах до 1000 К.

Для одновременного измерения распределений температуры и скорости в потоке используется также метод лазер-индуцированной фосфоресценции (LIP, Laser-Induced Phosphorescence). В основе этого метода лежит регистрация фосфоресценции специальных частиц, возбуждаемая лазерным излучением (Rothamer, Jordan, 2011). Яркость фосфоресценции и время жизни возбужденного состояния таких частиц зависит от температуры, а малый размер (от 2 до 5 мкм) позволяет использовать их в качестве трассеров для PIV (Abram et al., 2013). Преимущество данного метода по сравнению с рассматриваемым выше методом PLIF заключается в возможности измерения более высоких температур (выше 1000 К), в том числе в реагирующих потоках. Наиболее актуальной такая комбинированная методика LIP/PIV оказалась для измерений в камерах сгорания или модельных реагирующих течениях.

3.2. Визуализация и анемометрия с использованием наночастиц

В конце 1990 – начале 2000-х годов группой исследователей из Принстона был разработан подход для плоскостной визуализации сверх- и гиперзвукового пограничного слоя на основе регистрации «тумана», формируемого мелкими, размером порядка 100 нм, кристаллами CO_2 . В частности, в работе (Erbland et al., 1997) описывается метод визуализации турбулентного пограничного слоя. Для формирования «тумана» в аэродинамический контур на значительном удалении вверх по потоку от рабочей части (перед форкамерой) добавлялся CO_2 из баллона под высоким давлением. При статической температуре потока ниже температуры кристаллизации углекислоты в потоке формируются мелкие кристаллы CO_2 , которые затем испаряются в областях потока с более высокой температурой, например, в пограничном слое вблизи «горячей» стенки, позволяя визуализи-

ровать границы этих областей. Используя такой метод визуализации, авторы исследовали процессы турбулизации пограничного слоя на плоской пластине (Erbland et al., 1997) и на эллиптическом конусе (Huntley, Smits, 2000). Также они рассуждали о возможности регистрации скорости перемещения таких границ при использовании двух камер или съемки в двухкадровом режиме, однако её реализация не была продемонстрирована. Интересно отметить способ фильтрации отраженного от неподвижных объектов излучения при помощи узкополосного молекулярного фильтра, представляющего собой кювету с парами йода. В указанных и в других, более поздних работах этой же группы нанокристаллы служили только для визуализации пограничного слоя. Способ визуализации структуры пограничного слоя на конусе в сверхзвуковом потоке при числе Маха $M = 5$ при помощи частиц CO_2 использовался также в работе исследователей из ИТПМ СО РАН (Gromyko et al., 2019). В этой работе для регистрации изображений применялась скоростная камера без усилителя и не использовался молекулярный фильтр, однако авторами не было отмечено ухудшения качества изображений, связанного с регистрацией отраженного излучения. Также в указанной статье приводятся оценки динамических характеристик нанокристаллов CO_2 , которые могут быть полезны в случае их использования в качестве трассеров для измерения скорости.

Авторами из КНР был представлен метод визуализации сверхзвуковых потоков и измерения скорости и плотности газа по изображениям потока, засеянного наночастицами (Lin et al., 2013; Wu et al., 2016), названный в этих работах «Nanoparticle-tracer

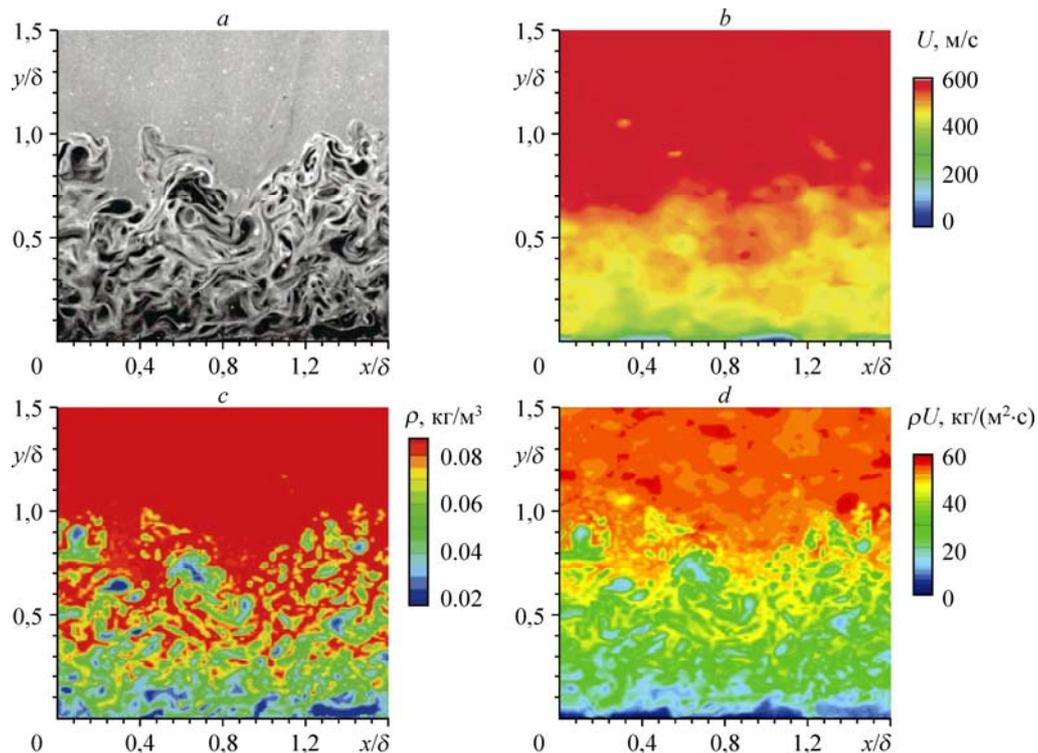


Рис. 9. Результат одновременного измерения скорости и плотности потока в пограничном слое на плоской пластине при числе Маха 3 (Wu et al., 2016).

a — исходное изображение наночастиц в потоке, b — поле продольной скорости, c — поле плотности, d — поле потока массы, рассчитанное по (b) и (c); основным преимуществом метода является возможность измерения напряжений Рейнольдса $\rho_{ин}$ в сверхзвуковом потоке с переменной плотностью.

based Planar Laser Scattering velocity measurements», сокращенно — NPLS. В этом случае для засева авторы использовали частицы диоксида титана (TiO_2) с характерным размером около 50 нм, а регистрация изображений на камеру осуществлялась без использования молекулярного фильтра. Изображения, получаемые таким способом, по своей структуре схожи с изображениями, получаемыми методом «лазерного ножа» (Максимов, Павлов, 1986) или так называемым методом Smoke Image Velocimetry (SIV), развиваемого группой исследователей в КазНЦ РАН (Михеев, Душин, 2016). Полученные картины авторы использовали как для качественного анализа структуры потока, так и для расчета полей скорости с использованием кросскорреляционных процедур обработки. Также в работе (Wu et al., 2016) авторы предложили способ оценки плотности газа в потоке на основе метода NPLS. Пример результатов измерений из этой работы приведен на рис. 9. Поскольку в описываемом случае образы отдельных частиц неразличимы, а расчет производится, фактически, по неоднородностям яркости на изображении, метод можно считать одним из вариантов анемометрии по неоднородностям потока. Ряд вопросов, касающихся метода измерения скорости по картинам рассеяния лазерного излучения наночастицами, например, пространственное разрешение метода и инерционность наноразмерных трассеров, до сих пор не освещен в литературе. Тем не менее, сам метод уже приобрел определенную популярность, и в случае сверх- и гиперзвуковых потоков, когда динамические характеристики трассеров начинают играть определяющую роль, его применение является вполне оправданным.

Заключение

Как видно из представленного обзора, метод PIV (цифровая трассерная визуализация, анемометрия по изображениям частиц) из сложного в применении лабораторного метода превратился в распространенный и фактически общепринятый оптический метод измерения скорости. В связи с тем, что это семейство методов базируется на достижениях в области лазерной техники, совершенствовании цифровых регистраторов и алгоритмов обработки изображений, следует ожидать, что многие ограничения, существующие в настоящее время, будут в ближайшем будущем ослаблены или даже полностью сняты. Это касается, в частности, временного и пространственного разрешения измерений, которые существенно ограничивают возможности анемометрии по изображениям частиц в области аэродинамики.

В силу своих особенностей метод анемометрии по изображением частиц уже вышел за границы простого измерения скорости и позволяет восстанавливать многие характеристики турбулентности и распределения давления в потоке, а возможность его комбинирования с рядом других панорамных оптических методов обеспечивает еще больший потенциал развития и применения данного метода для различных фундаментальных и прикладных задач. При этом, безусловно, традиционные методы диагностики, контактные и бесконтактные, одноточечные и многоточечные, будут и в дальнейшем сохранять определенные ниши. Современный аэродинамический эксперимент имеет шанс обогатиться новой палитрой инструментов, а у исследователей появляется возможность более широкого их выбора в зависимости от специфики задачи, доступности тех или иных методов, а также собственных индивидуальных пристрастий.

Список литературы

Абдуракипов С.С. 2016. Особенности спиральных структур в закрученных струях и пламени дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.02.05. Новосибирск. 209 с.

- Алексеев С.В., Бильский А.В., Маркович Д.М.** 2004. Применение метода цифровой трассерной визуализации для анализа турбулентных потоков с периодической составляющей // Приборы и техника эксперимента. № 5. С. 145–153.
- Амелюшкин И.А., Ганиев Ю.Х., Гобызов О.А., Липницкий Ю.М., Ложкин Ю.А., Филиппов С.Е.** 2017. Неравновесный аэрозольный поток в сверхзвуковой аэродинамической трубе // Учен. зап. ЦАГИ. Т. 48, № 1. С. 53–71.
- Ардашева М.М., Невский Л.Б., Первушин Г.Е.** 1985. Метод измерения распределения давления с помощью индикаторных покрытий // Прикл. механика и технич. физика. № 4. С. 24–30.
- Ахметбеков Е.К., Бильский А.В., Маркович Д.М., Маслов А.А., Поливанов П.А., Цырюльников И.С., Ярославцев М.И.** 2009. Применение лазерного измерительного комплекса «ПОЛИС» для измерений поля скорости в сверхзвуковом потоке в аэродинамических трубах // Теплофизика и аэромеханика. Т. 16, № 3. С. 343–352.
- Бильский А.В., Ложкин В.А., Маркович Д.М., Токарев М.П., Шестаков М.В.** 2011. Оптимизация и тестирование томографического метода измерения скорости в объеме потока // Теплофизика и аэромеханика. Т. 18, № 4. С. 1–12.
- Бойко В.М., Запругаев В.И., Пивоваров А.А., Поплавский С.В.** 2015. Коррекция данных PIV для восстановления скорости газа в сверхзвуковой недорасширенной струе // Физика горения и взрыва. Т. 51, № 5. С. 87–97.
- Бойко В.М., Пивоваров А.А., Поплавский С.В.** 2013. Измерение скорости газа в высокоградиентном потоке по скорости трассирующих частиц // Физика горения и взрыва. Т. 49, № 5. С. 49–54.
- Власов В.А., Гаджимагомедов Г.Г., Лутовинов В.М., Сбоев Д.С.** 2013. Измерение с помощью системы PIV аэродинамических сил, действующих на профиль крыла // Учен. зап. ЦАГИ. Т. 44, № 3. С. 39–49.
- Гобызов О.А., Ложкин Ю.А., Ганиев Ю.Х., Захаров Е.П., Филиппов С.Е.** 2014. Исследование поля потока в рабочей части сверхзвуковой аэродинамической трубы методом анемометрии по изображениям частиц // Космонавтика и ракетостроение. № 4. С. 26–33.
- Кутателадзе С.С., Миронов Б.П., Накоряков В.Е., Хабахпашева Е.М.** 1975. Экспериментальное исследование пристенных турбулентных течений. Новосибирск: Наука. 166 с.
- Максимов А.И., Павлов А.А.** 1986. Развитие метода «лазерного ножа» для визуализации потока в сверхзвуковых аэродинамических трубах // Учен. зап. ЦАГИ. Т. 17, № 5. С. 37–50.
- Маркович Д.М., Токарев М.П.** 2008. Алгоритмы реконструкции трехкомпонентного поля скорости в методе Stereo PIV // Вычислительные методы и программирование. Т. 9, № 1. С. 311–326.
- Михеев Н.И., Душин Н.С.** 2016. метод измерения динамики векторных полей скорости турбулентного потока по видеосъемке дымовой визуализации // Приборы и техника эксперимента. № 6. С. 114–122.
- Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Алексеев С.В., Орлов В.В.** 1977. Мгновенный профиль скорости в волновой пленке жидкости // Инж.-физ. журн. Т. 33, № 3. С. 399–404.
- Поливанов П.А.** 2018. Расчет полей давления на основе PIV-измерений для сверхзвуковых потоков // Теплофизика и аэромеханика. Т. 25, № 5. С. 821–824.
- Токарев М.П., Маркович Д.М., Бильский А.В.** 2007. Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // Вычислительные технологии. Т. 12, № 3. С. 109–131
- Токарев М.П.** 2010. Разработка алгоритмов и программного обеспечения для обработки изображений в методах цифровой трассерной визуализации: дис. ... канд. техн. наук: 05.13.18. Новосибирск. 190 с.
- Хабахпашева Е.М., Перепелица Б.В.** 1968. Поля скоростей и турбулентных пульсаций при малых добавках к воде высокомолекулярных веществ // Инж.-физ. журн. Т. 14, № 4. С. 598–601.
- Чкишев Л.М., Дулин В.М., Гобызов О.А., Лобасов А.С., Маркович Д.М.** 2017. Исследование смесеобразования в модели камеры сгорания ГТУ с использованием панорамных оптических методов // Теплофизика и аэромеханика. Т. 24, № 3. С. 357–364.
- Abram C., Fond B., Heyes A. L., Beyrau F.** 2013. High-speed planar thermometry and velocimetry using thermographic phosphor particles // Applied Physics B. Vol. 111, Iss. 2. P. 155–160.
- Adrian R.J.** 1984. Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow: speckle velocimetry vs. particle image velocimetry // Appl. Opt. Vol. 23, No. 11. P. 10–11.
- Adrian R.J.** 1986. Multi-point optical measurements of simultaneous vectors in unsteady flow — a review // Int. J. Heat Fluid Flow. Vol. 7, No. 2. P. 127–145.
- Adrian R.J.** 2005. Twenty years of particle image velocimetry // Exp. Fluids. Vol. 39. P. 159–169.
- Alekseenko S.V., Abdurakipov S.S., Hrebtov M.Y., Tokarev M.P., Dulin V.M., Markovich D.M.** 2018. Coherent structures in the near-field of swirling turbulent jets: a tomographic PIV study // Int. J. Heat and Fluid Flow. Vol. 70. P. 363–379.
- Alekseenko S., Bilsky A., Heinz O., Pyushin B., Markovich D.** 2003. Near-wall characteristics of impinging turbulent jet // Proc. Fourth Int. Symp. on Turbulence, Heat and Mass Transfer., Antalya, Turkey. P. 12–17.
- Arroyo M.P., Greated C.A.** 1991. Stereoscopic particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. Vol. 2. P. 1181–1186.
- Atkinson C., Soria J.** 2009. An efficient simultaneous reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // Exp. Fluids. Vol. 47. P. 553–568.
- Beresh S.J., Henfling J.F., Spillers R.W., Spitzer S.M.** 2018. Postage-stamp PIV: small velocity fields at 400 kHz for turbulence spectra measurements // Meas. Sci. Technol. Vol. 29, No. 3. P. 034011-1–034011-11.

- Beresh S.J., Kearney S.P., Wagner J.L., Guildenbecher D.R., Henfling J.F., Spillers R.W., Pruett B.O.M., Jiang N., Slipchenko M. N., Mance J., Roy S.** 2015. Pulse–burst PIV in a high–speed wind tunnel // *Meas. Sci. Technol.* Vol. 26, No. 9. P. 09530517–1–09530517–13.
- Bilsky A.V., Dulin V.M., Lozhkin V.A., Markovich D.M., Tokarev M.P.** 2011. Two–dimensional correlation algorithms for tomographic PIV // *Proc. 9-th Int. Symp. PIV, Kobe, Japan.*
- Bilsky A.V., Lozhkin V.A., Markovich D.M., Tokarev M.P.** 2013. A maximum entropy reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* Vol. 24. P. 1–10.
- Birch D.M., Martin N.** 2013. Tracer particle momentum effects in vortex flows // *J. Fluid Mech.* Vol. 723. P. 665–691.
- Bosbach J., Kuhn M., Wagner C.** 2009. Large scale particle image velocimetry with helium filled soap bubbles // *Exp. Fluids.* Vol. 46. P. 539–547.
- Boxx I., Stöhr M., Carter C., Meier W.** 2010. Temporally resolved planar measurements of transient phenomena in a partially pre-mixed swirl flame in a gas turbine model combustor // *Combustion and Flame.* Vol. 157. P. 1510–1525.
- Brücker Ch.** 1995. Digital-Particle-Image-Velocimetry (DPIV) in a scanning light-sheet: 3D starting flow around a short cylinder // *Exp. Fluids.* Vol. 19. P. 255–263.
- Chang K.A., Cowen E.A., Liu P.L.F.** 1999. A multi–pulsed PTV technique for acceleration measurement // *Proc. 3rd Int. Workshop PIV, Santa Barbara, CA USA.* P. 451–456.
- Chikishev L.M., Gobyzov O.A., Sharaborin D.K., Kravtsov Z.D., Dulin V.M., Bilsky A.V., Markovich D.M.** 2016. PIV characterization of high Reynolds flow in turbine test facility // *AIP Conf. Proc.* Vol. 1770. P. 30022–1–30022–6.
- Cierpka C., Lütke B., Kähler C.J.** 2013. Higher order multi–frame particle tracking velocimetry // *Exp. Fluids.* Vol. 54. P. 1533–1545.
- De Jong J., Cao L., Woodward S. H., Salazar J.P.L.C., Collins L.R., Meng H.** 2008. Dissipation rate estimation from PIV in zero–mean isotropic turbulence // *Exp. Fluids.* Vol. 46, No. 3. P. 499–515.
- Del Campo V., Ragni D., Micallef D., Diez F.J., Ferreira C.S.,** 2015. Estimation of loads on a horizontal axis wind turbine operating in yawed flow conditions // *Wind Energy.* Vol. 18, No. 11. P. 1875–1891.
- Dulin V.M., Markovich D.M., Alekseenko S.V.** 2009. Stereo PIV measurements of fine-scale turbulence statistics in a free jet flow // *Proc. 6th Int. Symp. Turbulence, Heat Mass Transfer, Begell House, Rome, Italy.* 12 p.
- Ehlers H., Konrath R., Wokoock R., Radespiel R.** 2016. Three-dimensional flow field investigations of flapping wing aerodynamics // *AIAA J.* Vol. 54, No. 11. P. 3434–3449.
- Elsinga G.E., Wieneke B., Scarano F., van Oudheusden B.W.** 2006. Tomographic particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* Vol. 41. P. 933–947.
- Erbland P.J., Baumgartner M.L., Yalin A.P., Etz M.R., Muzas B., Lempert W.R., Smits A.J., Miles R.B.** 1997. Development of planar diagnostics for imaging Mach 8 flow–fields using carbon dioxide and sodium seeding // 35th AeroSciences. Meeting and Exhibit, Reno, NV, USA. AIAA Paper. No. 97-0154. 18 p.
- Fahringer T., Lynch K., Thurow B.** 2015. Volumetric particle image velocimetry with a single plenoptic camera // *Meas. Sci. Technol.* Vol.26. P. 115201–1–115201–25.
- Fomin N., Merzkirch W., Vitkin D., Wintrich H.** 1996. Visualization of turbulence anisotropy by single exposure speckle photography // *Exp. Fluids.* Vol. 20. P. 476–479.
- Foucaut J.M., Carlier J., Stanislas M.** 2004. PIV optimization for the study of turbulent flow using spectral analysis // *Meas. Sci. Technol.* Vol. 15, No. 6. P. 1046–1058.
- Gao Q., Li Q., Pan S., Wang H., Wei R., Wang J.** 2019. Particle reconstruction of volumetric particle image velocimetry with strategy of machine learning. arXiv:1909.07815 [eess.IV]. 5 p.
- Ghaemi S., Scarano F.** 2011. Counter-hairpin vortices in the turbulent wake of a sharp trailing-edge // *J. Fluid Mech.* Vol. 689. P. 317–356.
- Gromyko Y.V., Polivanov P.A., Bountin D.A., Merkulova E.A.** 2019. Application of optical methods to study disturbance development // *AIP Conf. Proc.* Vol. 2125. P. 030097–1–030097–6.
- Gurka R., Liberzon A., Hefetz D., Rubinstein D., Shavit U.** 1999. Computation of pressure distribution using PIV velocity data // *Proc. 3rd Int. Workshop PIV, Santa Barbara, CA USA.* P. 671–676.
- Hinds W.C.** 1999. Aerosol technology, properties behavior, and measurement of airborne particles. 2nd ed. N.Y.: John Wiley and Sons. 504 p.
- Hinsch K.D.** 2002. Holographic particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* Vol. 13. P. R61–R72.
- Holmes P., Lumley J.L., Berkooz G., Rowley C.W.** 2012. Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry. 2nd ed. Cambridge: University Press. 386 p.
- Hosokawa S., Moriyama S., Tomiyama A., Takada N.** 2003. PIV measurement of pressure distributions about single bubbles // *J. Nucl. Sci. Technol.* Vol. 40. P. 754–762.
- Humble R.A., Elsinga G.E., Scarano F., van Oudheusden B.W.** 2009. Three–dimensional instantaneous structure of a shock wave/turbulent boundary layer interaction // *J. Fluid Mech.* Vol. 622. P. 33–62.
- Huntley M., Smits A.J.** 2000. Transition studies on an elliptic cone in Mach 8 flow using Filtered Rayleigh Scattering // *European J. Mech. B/Fluids.* Vol. 19, No. 5. P. 695–706.
- Jakobsen M.L., Dewhurst T.P., Greated C.A.** 1997. Particle Image Velocimetry for predictions of acceleration fields and forces within fluid flows // *Meas. Sci. Technol.* Vol. 8. P. 1502–1516.
- Kähler C.J., Astarita T., Vlachos P.P., Sakakibara J., Hain R., Discetti S., La Foy R., Cierpka C.** 2016. Main results of the 4th International PIV Challenge // *Exp. Fluids.* Vol. 57, No. 6. P. 1–71.

- Kahler C.J., Sammler B., Kompenhans J.** 2002. Generation and control of tracer particles for optical flow investigations in air // *Exp. Fluids*. Vol. 33. P. 736–742.
- Kang W., Sung H.J.** 2009. Large-scale structures of turbulent flows over and open cavity // *J. Fluids Struct.* Vol. 25. P. 1318–1333.
- Keane R.D., Adrian R.J.** 1992. Theory of cross-correlation analysis of PIV images // *Appl. Sci. Res.* Vol. 49. P. 191–215.
- Lavoie P., Avallone G., De Gregorio F., Romano G.P., Antonia R.A.** 2007. Spatial resolution of PIV for the measurement of turbulence // *Exp. Fluids*. Vol. 43. P. 39–51.
- Lin H., Shi-He Y., Li-Feng T., Zhi C., Yang-Zhu Z.** 2013. Simultaneous density and velocity measurements in a supersonic turbulent boundary layer // *Chinese Physics B*. Vol. 22, No. 2. P. 024704-1–024704-7.
- Liu S., Xu J., Yu K.** 2017. MacCormack’s technique-based pressure reconstruction approach for PIV data in compressible flows with shocks // *Exp. Fluids*. Vol. 58, No. 6. P. 1–22.
- Lourenco L.M., Gogineni S.P., Lasalle R.T.** 1994. On-line particle-image velocimeter: an integrated approach // *Appl. Opt.* Vol. 33, No. 13. P. 2465–2470.
- Lumley J.L.** 1967. The structure of inhomogeneous turbulent flows // *Atmospheric turbulence and radio wave propagation*. Vol. 1. P. 166–178.
- Maas H.G., Gruen A., Papantoniou D.** 1993. Particle tracking velocimetry in three-dimensional flows // *Exp. Fluids*. Vol. 15. P. 133–146.
- Markovich D.M., Abdurakipov S.S., Chikishev L.M., Dulin V.M., Hanjalić K.** 2014. Comparative analysis of low- and high-swirl confined flames and jets by proper orthogonal and dynamic mode decompositions // *Phys. Fluids*. Vol. 26, No. 6. P. 065109-1–065109-22.
- Mei D., Ding J., Shi S., New T.H., Soria J.** 2019. High resolution volumetric dual-camera light-field PIV // *Exp. Fluids*. Vol. 60. P. 132–153.
- Mei R.** 1996. Velocity fidelity of flow tracer particles // *Exp. Fluids*. Vol. 22. P. 1–13.
- Melling A.** 1997. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* Vol. 8. P. 1406–1416.
- Mickiewicz W.** 2015. Particle image velocimetry and proper orthogonal decomposition applied to aerodynamic sound source region visualization in organ flue pipe // *Archives of Acoustics*. Vol. 40, No. 4. P. 475–484.
- Mikheev A.V., Zubtsov V.M.** 2008. Enhanced particle-tracking velocimetry (EPTV) with a combined two-component pair-matching algorithm // *Meas. Sci. Technol.* Vol. 19, No. 8. P. 1–16.
- Morris S.C.** 2011. Shear-layer instabilities: particle image velocimetry measurements and implications for acoustics // *Ann. Rev. Fluid. Mech.* Vol. 43, No. 1. P. 529–550.
- Nishino K., Kasagi N., Hirata M.** 1989. Three-dimensional particle tracking velocimetry based on automated digital image processing // *Trans. ASME*. Vol. 111. P. 384–391.
- Prasad A.K., Jensen K.** 1995. Sheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows // *Appl. Opt.* Vol. 34, No. 30. P. 7092–7099.
- Pereira F., Gharib M., Dabiri D., Modarress D.** 2000. Defocusing digital particle image velocimetry: a 3-component 3-dimensional DPIV measurement technique. Application to bubbly flows // *Exp. Fluids*. Vol. 29. P. S78–S84.
- Probsting S., Tuinstra M., Scarano F.** 2015. Trailing edge noise estimation by tomographic particle image velocimetry // *J. Sound Vib.* Vol. 346. P. 117–138.
- Raffel M., Willert C.E., Scarano F., Kähler C., Wereley S.T., Kompenhans J.** 2018. Particle image velocimetry, a practical guide 3rd ed. Springer Int. Publishing. 669 p.
- Ragni D., Ashok A., van Oudheusden B. W., Scarano F.** 2009. Surface pressure and aerodynamic loads determination of a transonic airfoil based on particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* Vol. 20, No. 7. P. 074005-1–074005-14.
- Rothamer D. A., Jordan J.** 2011. Planar imaging thermometry in gaseous flows using upconversion excitation of thermographic phosphors // *Applied Phys. B*. Vol. 106, No. 2, P. 435–444.
- Scarano F.** 2012. Tomographic PIV: principles and practice // *Meas. Sci. Technol.* Vol. 24, No. 1. P. 012001-1–012001-28.
- Scarano F., Riethmuller M.L.** 1999. Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset // *Exp. Fluids*. Vol. 26. P. 513–523.
- Schanz D., Gesemann S., Schröder A.** 2016. Shake-The-Box: Lagrangian particle tracking at high particle image densities // *Exp. Fluids*. Vol. 57, No. 5. P. 1–27.
- Schmid P.J.** 2010. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data // *J. Fluid Mech.* Vol. 656. P. 5–28.
- Sciacchitano A., Scarano F., Wieneke B.** 2012. Multi-frame pyramid correlation for time-resolved PIV // *Exp. Fluids*. Vol. 53, No 4. P. 1087–1105.
- Segalini A., Bellani G., Sardina G., Brandt L., Variano E.A.** 2014. Corrections for one- and two-point statistics measured with coarse-resolution particle image velocimetry // *Exp. Fluids*. Vol. 55. P. 1739–1757.
- Shestakov M.V., Tokarev M.P., Markovich D.M.** 2014. 3D Flow dynamics in a turbulent slot jet: time-resolved tomographic PIV measurements // *Proc. 17-th Int. Symp. on Appl. of Laser Techniques to Fluid Mech., Lisbon, Portugal*. P. 1–7.
- Shi S., Wang J., Ding J., Zhao Z., New T.H.** 2016. Parametric study on light-field volumetric particle image velocimetry // *Flow. Meas. Instrum.* Vol. 49. P. 70–88.
- Slipchenko M.N., Miller J.D., Roy S., Gord J.R., Danczyk S.A., Meyer T.R.** 2012. Quasi-continuous burst-mode laser for high-speed planar imaging, *Optics Letters*. Vol. 37, No. 8. P. 1346–1348.

- Soloff S.M., Adrian R.J., Liu Z.-C.** 1997. Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. Vol. 8. P. 1441–1454.
- Stanislas M., Okamoto K.** 2003. Main results of the First International PIV Challenge // Meas. Sci. Technol. Vol. 14. P. R63–R89.
- Stanislas M., Okamoto K., Kähler C. J., Westerweel J.** 2005. Main results of the Second International PIV Challenge // Exp. Fluids. Vol. 39, No. 2. P. 170–191.
- Su L.K., Mungal M.G.** 2004. Simultaneous measurements of scalar and velocity field evolution in turbulent cross-flowing jets // J. Fluid Mech. Vol. 513. P. 1–45.
- Taira K., Brunton S.L., Dawson S.T.M., Rowley C.W., Colonius T., McKeon B.J., Schmidt O.T., Gordeyev S., Theofilis V., Ukeiley L.S.** 2017. Modal analysis of fluid flows: an overview // AIAA J. Vol. 55. P. 4013–4041.
- Tedeschi G., Gouin H., Elena M.** 1999. Motion of tracer particles in supersonic flows // Exp. Fluids. Vol. 26, No. 4. P. 288–296.
- Terra W., Sciacchitano A., Shah Y.H.** 2019. Aerodynamic drag determination of a full-scale cyclist mannequin from large-scale PTV measurements // Exp. Fluids. Vol. 60, No. 2. P. 29–40.
- Timmerman B.H.** 1997. Holographic interferometric tomography for unsteady compressible flow // PhD thesis, Delft University of Technology. 268 p.
- Tropea C., Yarin A.L., Foss J.F.** 2007. Springer handbook of experimental fluid mechanics. Berlin Heidelberg, Springer. 1557 p.
- Van Oudheusden B.W., Scarano F., Roosenboom E.W., Casimiri E.W., Souverein L.J.** 2007. Evaluation of integral forces and pressure fields from planar velocimetry data for incompressible and compressible flows // Exp. Fluids. Vol. 43, No. 2–3. P. 153–162.
- Willert C.E., Gharib M.** 1991. Digital particle image velocimetry // Exp. Fluids. Vol. 10. P. 181–193.
- Wu Y., Yi S., He L., Chen Z., Wang X.** 2016. Experimental investigations of supersonic flow over a compression ramp based on nanoparticle-tracer-based planar laser scattering technique // Experimental Techniques. Vol. 40, No. 2. P. 651–660.

*Статья поступила в редакцию 4 июля 2019 г.,
после доработки — 31 октября 2019 г.,
принята к публикации 6 ноября 2019 г.*