

**МЕЖИНСТИТУТСКИЙ СЕМИНАР
«ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ОПТИКИ
И СПЕКТРОСКОПИИ»**

УДК 532.574 : 533.6.071.08 : 621.375.826

А. Л. РУДНИЦКИЙ

(Новосибирск)

**ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ АНЕМОМЕТРИИ
В ГИДРОАЭРОДИНАМИКЕ**

Создание лазерной техники вызвало появление новых разделов оптики и существенное развитие многих ее классических областей. Некоторые сложные методы оптических исследований превратились в обычную лабораторную технику. С помощью лазеров получены новые фундаментальные результаты, некоторые из них обсуждались на этом семинаре. Во многих случаях лазеры служат не объектом исследования, а его инструментом. Непрерывно расширяется область приложения лазеров в науках, не связанных с оптикой. При этом использование элементарных принципов, простейших оптических схем и обычной радиоэлектронной обработки сигналов иногда позволяет получить результаты, недоступные другим методам.

Хорошим примером таких приложений могут служить методы изучения движения макрочастиц по рассеянному свету, которые в рамках общей классификации иногда называют спектроскопией грубого рассеяния, а по области приложения — лазерной анемометрией, или лазерной доплеровской анемометрией.

За 15 лет развития лазерная анемометрия прошла через стадию пионерского энтузиазма, когда многим казалось, что в ближайшее время она полностью вытеснит классические методы, затем были проведены всесторонние методические исследования, позволившие установить реальные возможности и ограничения этого метода, и, наконец, появились новые аэродинамические результаты. В настоящее время методически эта область исследована достаточно полно, т. е. в данной экспериментальной ситуации можно выбрать наиболее удобную оптическую схему и оценить потенциальную точность измерений, достижимую при оптимальной обработке сигнала. Показано, что реальные радиоэлектронные устройства дают результаты, достаточно близкие к оптимальным.

Первые дифференциальные лазерные измерения скорости были осуществлены в 1964—1965 гг. вскоре после появления лазеров [1, 2], в Советском Союзе первые работы опубликованы в 1968 г. [3, 4]. Одновременно были выполнены оптические измерения пульсаций скорости времяпролетным методом с корреляционной обработкой сигнала [5—7]. В работе [5] исследовались пульсации скорости самосветящихся частиц в турбулентном пламени; в [6] — в дозвуковой газовой струе с помощью теневого прибора с обычным источником света, визуализирующего оптические неоднородности; в [7] — в прямоугольном канале по излучению He-Ne-лазера, рассеянного на макрочастицах, взвешенных в воде. Из-за отсутствия промышленных лазерных анемометров каждая экспериментальная группа вынуждена заниматься «натуральным хозяйством».

Только в Новосибирске различные оптические схемы и вторичная аппаратура разрабатывались в той или иной степени, кроме ИАиЭ СО АН СССР, во многих институтах Сибирского отделения АН СССР: ИГ, ИТПМ, ИКиГ и ИИТФ. Большие циклы работ по исследованию и применению методов лазерной анемометрии выполнены в ЦАГИ, МЭИ, МФТИ и некоторых других организациях. В этих условиях было неизбежно некоторое дублирование, известные схемы иногда воспринимались как нечто оригинальное. В июне 1978 г. в Минске (ИТМО АН БССР) состоялась Международная школа-семинар, на которой было рассмотрено состояние лазерной анемометрии и подведены некоторые итоги [8, 9].

Ниже будут рассмотрены физические принципы этих измерений и несколько конкретных примеров их успешного применения в аэрогидродинамических экспериментах. Интересующиеся этими методами практически более подробную информацию и некоторые технические детали могут найти в упоминавшихся сборниках [8, 9], обзорах [10—12] и монографиях [13—15].

Свет, падающий с волновым вектором \mathbf{K}_1 на частицу, движущуюся со скоростью \mathbf{V} , и рассеянный в направлении \mathbf{K} , в лабораторной системе координат испытывает доплеровский сдвиг частоты

$$\omega - \omega_1 = (\mathbf{K} - \mathbf{K}_1, \mathbf{V}). \quad (1)$$

Доплеровский сдвиг — явление чисто кинематическое, формула (1) следует из преобразований Лоренца и никак не связана с механизмом рассеяния. Рассеяние на макрочастицах проще наблюдать вследствие большой интенсивности и отсутствия уширений.

Для локальных измерений используют три метода: прямой регистрации доплеровского сдвига, дифференциальный и времяпростный (рис. 1) [16]. Скорость определяется либо в режиме непрерывного (квазинепрерывного) слежения с помощью специальной аппаратуры, либо с помощью регистрации усредненных характеристик сигнала (при измерении спектров, функций автокорреляций или при стробоскопическом накоплении сигнала). Во втором случае, применимом только для стационарных потоков, удается использовать стандартные приборы. Все методы применяются как в одночастичном режиме, когда в каждый момент времени в области измерений находится не более одной частицы, так и в многочастичном.

В многочастичном режиме рассеяние может быть некогерентным при большой приемной апертуре, когда суммируются энергии, рассеянные различными частицами, и когерентным при малых апертурах, когда рассеянные поля от разных частиц интерферируют друг с другом. Применимость этих крайних случаев определяется средним расстоянием между частицами — их концентрацией.

Для измерений в одночастичном и многочастичном режимах применяются одни и те же оптические схемы, а вторичная радиоэлектронная аппаратура может существенно отличаться.

Для исследования аэродинамических потоков из-за требования минимальной запыленности потоков чаще всего применяется одночастичный режим. Многочастичный режим используется в двухфазных потоках, при исследованиях пульсаций концентрации и во многих биологических экспериментах.

При больших градиентах скорости за ударными волнами, в вихрях, в турбулентных потоках и т. д. необходимо учитывать проскальзывание частиц относительно потока [17].

Все варианты лазерных анемометров обеспечивают измерение заданной проекции скорости. При необходимости измерять вторую компоненту или полный вектор скорости применяются одновременные измерения его компонент. Разделение сигналов, соответствующих разным

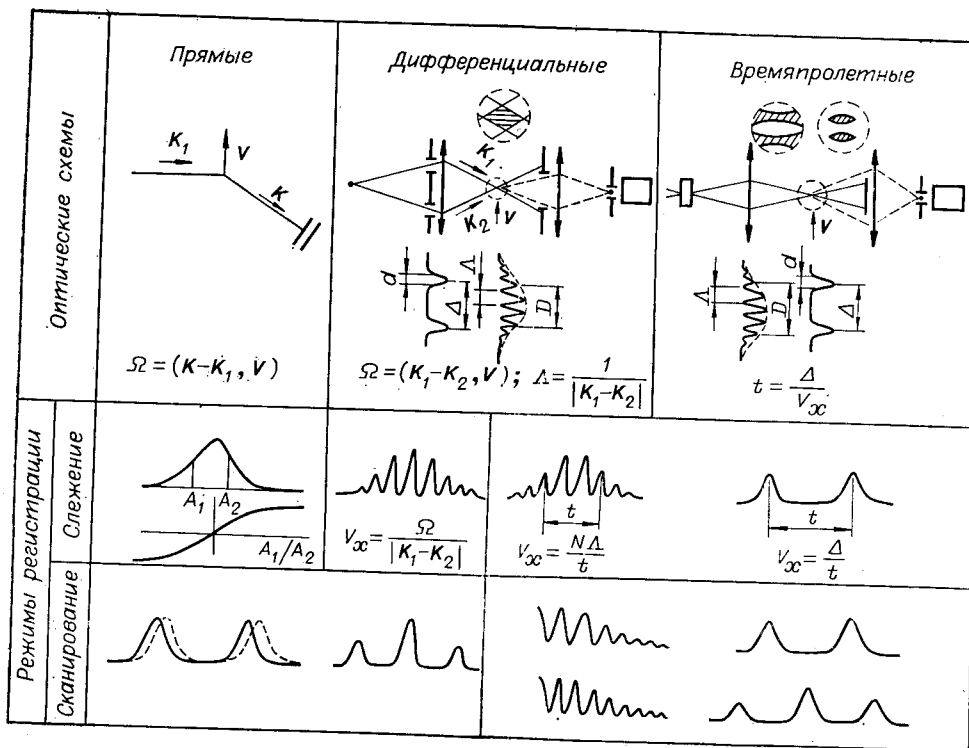


Рис. 1. Оптические схемы локальных измерений скорости.

компонентам, осуществляется пространственно [18], по длине волны [19], поляризации [20] или частоте [21].

Прямая регистрация доплеровского сдвига осуществляется с помощью приборов высокой разрешающей силы — интерферометров Фабри — Перо или их модификаций со сферическими зеркалами. Аналогичные измерения скорости самосветящихся объектов применялись ранее в астрофизике и в исследованиях плазмы. В этом методе в принципе достаточно наблюдений под одним углом рассеяния, но сравнение двух компонент, рассеянных под разными углами, позволяет исключить влияние нестабильностей лазера и базы интерферометра.

На рис. 2 приведена упрощенная схема измерений скорости сверхзвуковых потоков с помощью интерферометра Фабри — Перо [22]. Излучение одночастотного He-Ne-лазера расщеплялось на два пучка, которые модулировались вращающимся диском и фокусировались в область измерений. Рассеянное излучение приемной оптикой собиралось в интерферометр, полоса пропускания которого перестраивалась линейным изменением давления в барокамере. Сигнал фотоумножителя разделялся двухканальным селективным усилителем. Испытания системы с помощью вращающегося диска показали, что она обеспечивает измерения скорости в диапазоне 2—80 м/с с погрешностью $\pm 1,5\%$. Большим технологическим достижением явилось создание конструкций интерферометров, работоспособных рядом со сверхзвуковыми установками при уровнях шума более 100 дБ.

Измерения в режиме фильтрации позволяют получать мгновенные значения скорости. Приемная система с конфокальным интерферометром и специальной диафрагмой показана на рис. 3 [23]. Форма диафрагмы подобрана так, что сдвиг полос приводит к изменению пропус-

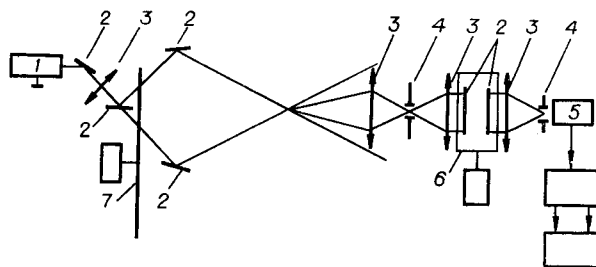


Рис. 2. Оптическая схема прямых измерений доплеровского сдвига [22]:

1 — лазер, 2 — зеркала, 3 — объективы, 4 — диафрагмы, 5 — ФЭУ, 6 — барокамера, 7 — модулятор.

кания системы, пропорциональному доплеровскому сдвигу. Более простая схема с интерферометром с наклонными зеркалами для прямых измерений доплеровских сдвигов предложена в [24], в этом случае кольца вырождаются в равноудаленные прямые, а диафрагмы — в щели. Такая конфигурация представляется более естественной по двум причинам: во-первых, из-за локальности области рассеяния (фокус лазерного пучка) измерения ведутся в полосах равной толщины; во-вторых, она позволяет увеличить приемную апертуру, если выбрать направление полос, перпендикулярное вектору скорости. Некоторые преимущества схем с клиновидным интерферометром рассмотрены в работе [25].

Общими недостатками регистрации доплеровского сдвига, снижающими точность измерений, являются малая светосила и необходимость использования одночастотных лазеров. Первый из них имеет принципиальный характер: так как величина доплеровского сдвига определяется разностью векторов $K_1 - K$, то увеличение приемной апертуры (ΔK) приводит к уширению регистрируемого контура — аппаратной функции прибора. Однако эти схемы успешно применяются при высоких интенсивностях рассеянного света, например при исследованиях двухфазных потоков с высокой концентрацией или с большими размерами рассеивающих частиц.

Дифференциальные измерения доплеровского сдвига. Оптическая схема дифференциальных измерений показана на рис. 4 [26]. Два сфокусированных лазерных луча с волновыми векторами K_1 и K_2 пересекаются в области измерений под углом α . Доплеровские сдвиги для соответствующих компонент света, рассеянных в направлении K :

$$\Delta\omega_1 = (K - K_1, V), \quad \Delta\omega_2 = (K - K_2, V).$$

Интерферируя друг с другом на фотокатоде, они создают биения фотото-

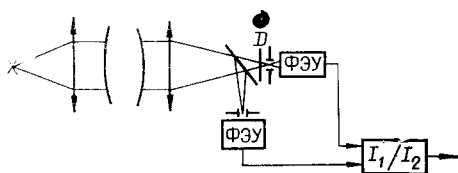


Рис. 3. Конфокальная приемная система со специальной диафрагмой для прямых измерений доплеровского сдвига в режиме фильтрации [23]:

D — диафрагма.

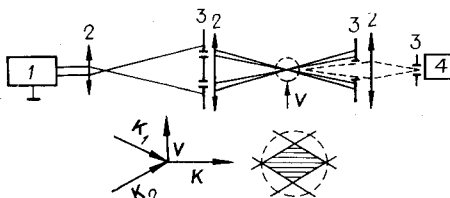


Рис. 4. Оптическая схема дифференциальных измерений скорости с действительной интерференционной картиной [26]:

1 — лазер, 2 — объективы, 3 — диафрагмы, 4 — ФЭУ.

ка с разностной частотой Ω , пропорциональной V_x :

$$\Omega = (K_1 - K_2; V). \quad (2)$$

Таким образом, задача измерений скорости сводится к определению несущей частоты радиопульса. Частота биений (и их фаза) не зависит от направления вектора \mathbf{K} , что позволяет использовать максимально возможные по условиям эксперимента приемные апертуры. Это имеет принципиальное значение, так как минимальная относительная погрешность измерений, достижимая при оптимальной обработке сигнала $\min \delta V/V$, определяется числом зарегистрированных фотоэлектронов n_e [27]:

$$\min \delta V/V = 1/\pi N \sqrt{n_e}, \quad (3)$$

где $1/N$ — относительная ширина спектра сигнала $\Delta\Omega/\Omega = \Delta/\pi d$, Δ/d — отношение расстояния между лучами к их диаметру на фокусирующем объективе. Учитывая последнее соотношение, формулу (3) можно переписать в виде

$$\min \delta V/V = d/\Delta \sqrt{n_e}.$$

В реальных условиях величина $\delta\Omega/\Omega$ составляет от одного до десятка процентов.

Биения фототока с той же частотой возникают, если смещать на фотокатоде излучение, рассеянное под углом α , и часть прямого лазерного пучка, используя гетеродинное усиление сигнала вследствие нелинейности преобразования полей при детектировании. Эти схемы, называемые схемами с опорным пучком, обычно применяют, когда приемная апертура по условиям эксперимента сильно ограничена, например, при расстояниях до области измерений в несколько десятков метров и более.

Для определения направления измеряемой проекции скорости один из лучей можно сместить по частоте, например, с помощью ультразвуковой ячейки [28]. Несущая частота сигнала в этом случае сдвигается на частоту ультразвука.

Таким образом, дифференциальными мы называем методы, в которых регистрируется разностная частота биений двух лучей с различными доплеровскими сдвигами. (В схемах с опорным пучком сдвиг в опорном луче равен нулю, что соответствует нулевому углу рассеяния).

Помимо этой так называемой доплеровской интерпретации, существует и эквивалентная ей — времяпролетная, что соответствует общей эквивалентности временного и спектрального описания процессов. Для дифференциальных измерений скорости она впервые показана в работе [26]. Сфокусированные лучи, пересекаясь в области измерений, образуют интерференционную картину с плоскостями, перпендикулярными плоскости схождения лучей и параллельными биссектрисе угла α . Пространственный период этой картины с $\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha/2}$ обратно пропорционален разностному вектору $|\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2|$, а число полос $N = D/\Lambda = \Delta/\pi d$ (см. формулу (3)). Частицы, пролетая через интерференционные полосы, периодически с частотой $\Omega = V/\Lambda$ рассеивают свет.

Ширина спектра этого сигнала обратно пропорциональна времени пролета через интерференционную картину, а относительная полуширина $\Delta\Omega/\Omega \sim 1/N$. Схеме с опорным пучком соответствует мнимая интерференционная картина в области измерений. Действительная интерференционная картина в этом случае образуется в плоскости фотоприемника, и скорость ее движения пропорциональна скорости движения частицы. При сдвиге частоты одного из лучей интерференционная картина в области измерений движется со скоростью $V_0 = \Lambda\Omega_0$ перпендикулярно полосам, и регистрируемая частота биений $\Omega_1 = \Omega_0 + \Omega$ пропорциональна скорости частиц относительно этих полос.

Все эти схемы можно построить с нулевой разностью хода, поэтому требования к когерентности лазерного пучка практически снимаются и остаются необходимыми только малая угловая расходимость для хорошей фокусировки в область измерения и постоянство интенсивности. (Иногда как особый способ измерений рассматривают кинематические схемы, в которых изображение освещенной решетки фокусируется в область измерения. Однако это та же дифференциальная схема, в которой в качестве расщепителя используется дифракционная решетка, что особенно очевидно при ее когерентном освещении, когда дифрагированные пучки, пересекаясь, образуют область измерения.)

В режиме непрерывного слежения в дифференциальных методах используются системы автоподстройки частоты (АПЧ) и дискретные системы. Аналогичные системы АПЧ применялись раньше в радиолокации. Специфическими особенностями сигналов лазерных анемометров являются их широкополосность (несущая частота вместе со скоростью может изменяться от нуля до граничного значения) и случайные сдвиги фазы, так как частицы в области измерений попадают в произвольные моменты времени. В радиолокации, наоборот, сигнал узкополосный (в нашей классификации радиолокационные измерения соответствуют прямым измерениям доплеровского сдвига с их малыми частотными сдвигами относительно частоты падающего света). Поэтому для слежения за скоростью потоков потребовалось разработать специальные системы АПЧ. При дискретных измерениях скорости регистрируется интервал времени, соответствующий известному числу периодов несущей частоты сигнала, т. е. время пролета через известное число полос.

Времяпролетные измерения скорости. Наиболее простые оптические схемы и схемы радиоэлектронной обработки применяются при времяпролетных измерениях, в которых в области измерения создается база из двух сфокусированных пучков и измеряется время пролета через нее. В схеме, изображенной на рис. 5 [16], два точечных источника создаются с помощью двоякопреломляющей пластинки из полевого шпата, вырезанной по естественным плоскостям, и проецируются в область измерений. Задача вторичной обработки — определить временной интервал между серединами импульсов в каждой паре. Приемы таких измерений хорошо разработаны в ядерной электронике [29]. Так как в области измерений пучки пространственно разделены, то их когерентность и монохроматичность несущественны. Необходимы только малая угловая расходимость и постоянство интенсивности. (Флуктуации интенсивности могут смещать центры максимумов в сигнале).

Впервые этот способ измерений скорости, названный автором кинематическим, был предложен в 1962 г. [30]. Затем как совершенно новый он был описан в 1973 г. [31], его модификация с другими оптическими элементами использовалась в работе [32]. Регистрация времени пролета обычно осуществлялась на осциллографе. Предполагалось, что точность таких измерений гораздо меньше дифференциальных.

Сравнение показывает, что между дифференциальными и времяпролетными методами нет резкой границы: при дискретной обработке дифференциального сигнала так же измеряется время пролета через базу, заданную известным числом интерференционных полос, однако между крайними случаями можно отметить интересную аналогию. Двугорбое распределение поля в плоскости фокусирующего объектива в дифференциальных схемах испытывает фурье-преобразование в фокусе и преобразуется в периодическое интерференционное поле, а периодический

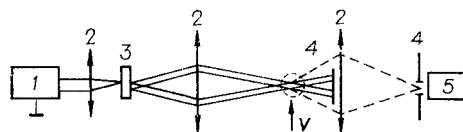


Рис. 5. Оптическая схема времяпролетных измерений:

1 — лазер, 2 — объективы, 3 — двучепреломляющая пластинка, 4 — диафрагмы, 5 — ФЭУ.

сигнал вторым фурье-преобразованием в анализаторе спектра снова превращается в двугорбое распределение. Частотный масштаб спектра определяется измеряемой проекцией скорости — временем пролета через интерференционное поле. Во времяпролетных измерениях такое же двугорбое распределение поля наблюдается в области измерений. Таким образом, процесс измерения в обоих методах эквивалентен с точностью до двойного преобразования Фурье. Это позволяет предположить, что оба метода имеют сравнимую точность. Среднеквадратичная ошибка определения интервала времени (скорости) Δ/V_x между оптимально определенными серединами двух гауссовских импульсов с шириной d/V определяется как

$$\min \delta T/T = d/\Delta \sqrt{n_e} = \min \delta V_x/V_x. \quad (4)$$

Это выражение эквивалентно уравнению (3) и их можно записать совместно:

$$\min \delta V_x/V_x = (D\Delta/\pi\Lambda dn_e)^{1/2}$$

(все параметры определены на рис. 1). Из этих уравнений следует, что при одинаковых граничных частотах V/d или V/Λ и одинаковом числе фотоэлектронов дифференциальный и времяпролетный методы при оптимальной обработке сигналов обеспечивают одинаковую предельную погрешность [16].

При базе измерений 0,1 мм и полосе пропускания фотоумножителя 100 МГц оба способа обеспечивают измерения скоростей до 3000 м/с ($\Delta/d=10$). Современные фотодетекторы имеют полосу, на порядок большую. Снизу ограничений на измеряемую скорость нет, вплоть до броуновского движения.

Единственное преимущество дифференциальных схем — возможность использования объективов худшего качества, так как ширина максимумов в интерференционной картине определяется углом схождения лучей, а апертура определяет базу.

Интересная возможность при измерении турбулентных потоков возникает, если в области измерений создать три максимума, например, с помощью грубой дифракционной решетки на фокусирующем объективе. Сравнение пар временных интервалов по каждой частице позволяет получить функцию распределения погрешностей измерения — аппаратную функцию прибора, не прибегая к ее измерениям в ламинарном потоке.

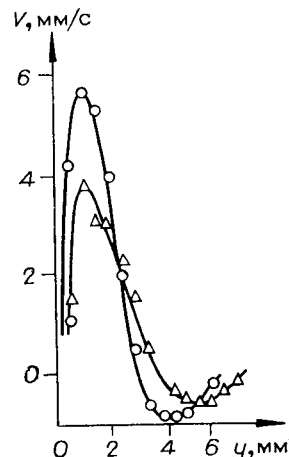
Разделяя максимумы по интенсивности, поляризации или длине волны, можно определять направление измеряемой проекции скорости.

Разумеется, времяпролетные измерения также можно описать на спектральном (доплеровском) языке, если учитывать фазовые соотношения между отдельными гармоническими составляющими сигнала. Однако временное описание в этом случае более естественно из-за широкополосности сигнала. Для полноты заметим, что и прямые измерения доплеровского сдвига допускают и времяпролетную интерпретацию. Из постоянства скорости света следует, что в инерциальных системах координат суммарный сдвиг фазы относительно несмещенной частоты при полете частицы между двумя точками от скорости не зависит и, следовательно, суммарный набег фазы, независимой от скорости, можно связать с реальным отрезком траектории — базой измерений. Это становится очевидным, если правую и левую части уравнения (1) умножить на интервал времени τ :

$$\Delta\varphi = \Omega\tau = (K - K_1, V\tau) = (K - K_1, \Delta).$$

Формула (1) приближенная, но в данном случае она дает тот же результат, что и точные уравнения Лоренца.

Рис. 6. Распределение скорости в конвективном пограничном слое при различных тепловых режимах [33].



Таким образом, все три способа измерений можно эквивалентно описывать на спектральном (доплеровском) и времяпролетном языках. Однако для прямых измерений доплеровских сдвигов более естественно спектральное представление, а для времяпролетных и дифференциальных — времяпролетное.

Заканчивая этот раздел, упомянем о возможности использования и одного сфокусированного пучка в области измерений. В одночастичном режиме, измеряя распределение амплитуд импульсов, можно получить функцию распределения частиц по размерам [33]; ширина импульсов в фокусе не зависит от траектории, это позволяет оценить скорость с точностью в несколько процентов [34]. В многочастичном режиме, исследуя пульсации рассеянного света, можно извлекать информацию о пульсациях концентрации и относительных флуктуациях скоростей частиц в турбулентных потоках [35].

Некоторые применения лазерных анемометров. Естественная конвекция в жидкости и в воздухе изучалась в [36, 37]. В работе [36] использовалась дифференциальная схема с действительной интерференционной картиной в области измерений с лазером ЛГ-75 и регистрацией спектров сигнала с помощью анализатора спектра СЧ-12. Объем измерительной области 10^{-4} мм³. На рис. 6 приведены результаты измерений профилей скорости при различных тепловых нагрузках на расстоянии 45 мм от нижней поверхности кюветы. При измерениях в глицерине зарегистрирована минимальная скорость 7 мк/с.

Измерения скорости в пограничных слоях при естественной и вынужденной конвекции воздуха около горизонтального цилиндра выполнены в [37] с помощью лазерного анемометра фирмы DISA тип 55 (рис. 7). Использовался He-Ne-лазер мощностью 15 мВт, база составляла 0,242 мм. Серьезную проблему при изучении естественной конвекции представляет теплообмен через ножки датчика, который может привести к качественной перестройке структуры потока.

Измерения профилей скорости в пограничном слое в воде с высоким пространственным разрешением выполнены в работе [38]. Погрешность определения границы потока в этом случае составляла не более 3 мкм. Ближайшая точка отстояла от поверхности на 10 мкм, и скорость в ней была около 1 см/с (рис. 8).

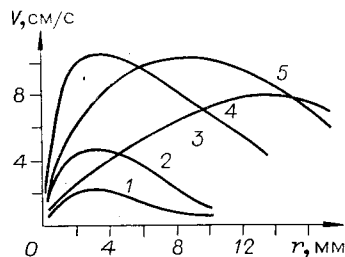


Рис. 7. Профили тангенциальной скорости при естественной конвекции воздуха около цилиндра $\varnothing 60$ мм [37]. Температура воздуха ($^{\circ}\text{C}$) 22, стенки — 5; азимуты (град): 1 — 15, 2 — 45, 3 — 165, 4 — 120, 5 — 135.

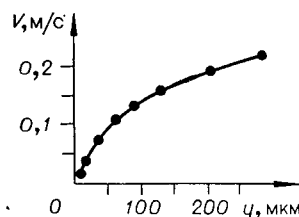


Рис. 8. Распределение скорости у стенки в прямоугольном канале [38].

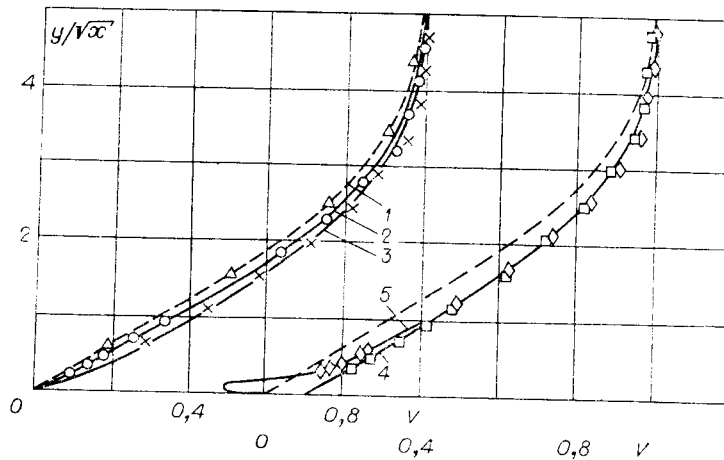


Рис. 9. Профили скорости в ламинарном пограничном слое на плоской поверхности при различных расстояниях от щелевого отсоса [39]:

точки — результаты измерений, сплошные линии — расчет, штриховые — профиль Блазиуса ($V_{\infty} = 6.2$ м/с; 1 — $x = 0.9$; 2 — 0.972; 3 — 0.995; 4 — 0; 5 — $1 + \Delta/2$).

Исследования пограничного слоя на плоской пластине при локальном отсосе через поперечную щель шириной 0,4 мм на малотурбулентной трубе с размером рабочей части 1×1 м² (степень турбулентности 0,04%) проведены в работе [39]. В теории Шлихтинга для расчета пограничного слоя используются гиперболические уравнения, которые предполагают отсутствие влияния возмущений вверх по потоку. Численное решение уравнения Навье — Стокса [40] показало, что существует заметное влияние возмущений на расстояниях более нескольких калибров. Результаты измерений с помощью лазерного анемометра (точки на рис. 9) хорошо согласуются с расчетами. В данном примере измерения с помощью датчиков не были столь же убедительными, так как возможна интерференция датчика со щелью. Для измерений применялись дифференциальная оптическая схема с действительной интерференционной картиной с рассеянием вперед. Луч He-Ne-лазера ЛГ-36 фокусировался в область измерений в пятно диаметром 50 мк, которое перемещалось относительно поверхности с точностью 0,01 мм. Спектр сигнала регистрировался в цифровом виде с помощью анализатора спектра СЧ-25 и анализатора импульсов АИ-256-6.

Перспективным оказалось применение лазерных анемометров для измерений скорости ветра. Применение аргоновых и CO₂-лазеров мощностью 10 Вт позволяет вести измерения скорости на расстояниях до 20 км [41], причем на больших расстояниях системы с CO₂-лазерами более эффективны.

Стробоскопическая времяпролетная схема с двумя сфокусированными пучками в области измерений использовалась в [32] для исследования поля скоростей между лопатками компрессора. На рис. 10 приведены распределения пульсаций скорости, направления вектора скорости и его абсолютной величины в двух сечениях: между лопатками (рис. 10, а) и за ними (рис. 10, б), на рис. 11 — распределения скоростей в нескольких сечениях. Очевидно, что применение обычных датчиков в этих условиях практически невозможно.

Запаздывание относительного потока частиц разных размеров при распространении вдоль оси сопла на дозвуковых и сверхзвуковых скоростях изучалось в работах [42, 43] соответственно. На рис. 12 приведены полученные зависимости скорости движения частиц вдоль оси

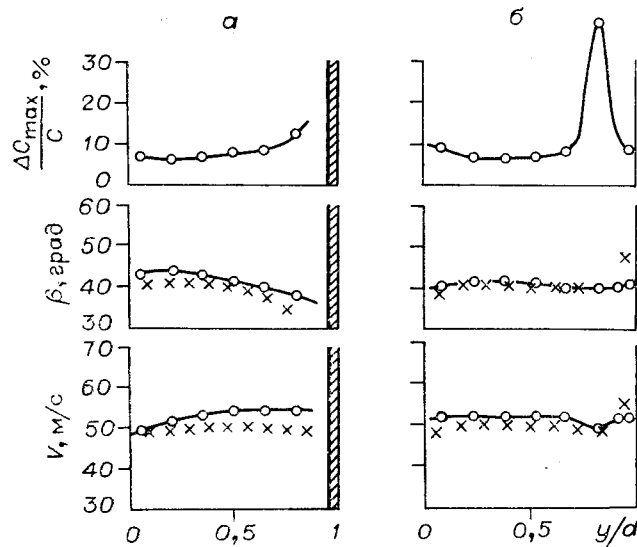


Рис. 10. Распределения пульсаций скорости, направления вектора скорости и его абсолютной величины между лопатками компрессора (а) и за ними (б) [32].

сопла для частиц диаметром от 15 до 190 мкм. Хорошее согласие расчетной зависимости с измерениями с помощью трубки Пито в незапыленном потоке видно из кривой 1. Применения термоанемометров и трубок Пито в сверхзвуковых двухфазных потоках практически невозможны.

Исследование пульсаций скорости и концентрации на оси вертикальной струи диаметром $d=3$ мм на расстоянии $x/d=48$ от среза сопла по рассеянному лазерному излучению выполнено в работе [44]. На рис. 13 приведена зависимость средней скорости переноса концентрации V_c/V от концентрации.

Таким образом, в настоящее время лазерная анемометрия методически исследована довольно полно и существуют примеры ее успешного применения в различных областях гидроаэродинамики. В ряде случаев преимущества лазерных анемометров обеспечивают их незаменимость, удачно дополняя возможности классических методов. Иногда может

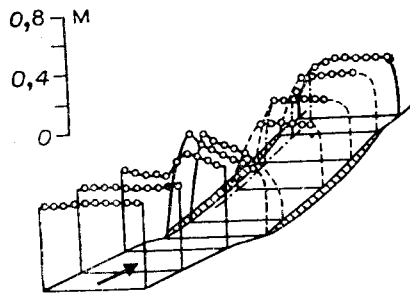


Рис. 11. Распределение скорости в различных сечениях компрессора [32].

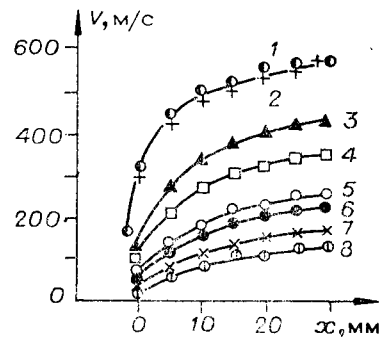


Рис. 12. Распределение скорости частиц на оси сверхзвукового сопла в зависимости от размера частиц [43]: 1 — трубка Пито без частиц, 2 — дым, 3 — ликоподий, 4 — алюминий, 5 — оргстекло, 6 — 15 мкм, 7 — 200 мкм, 8 — диаметр бронзы: 6 — 25 мкм, 7 — 80 мкм, 8 — 190 мкм.

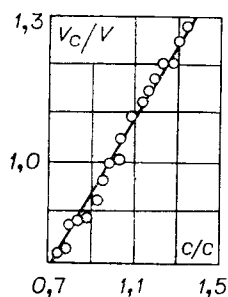


Рис. 13. Зависимость средней скорости переноса концентрации примеси от концентрации [44].

оказаться полезным совместное использование классических и оптических методов измерения скорости.

В заключение, по-видимому, полезно перечислить некоторые предельные параметры лазерных анемометров. Величины измеряемой скорости для дифференциальной и времяпролетной схем от броуновского движения и до скорости — 3000 м/с (при базе 0,1 мм и полосе частот фотодетектора 100 МГц), а для схем прямой регистрации доплеровского сдвига — 1 м/с ÷ ∞. Пространственное разрешение в первом случае ограничено только качеством фокусирующей оптики и на расстояниях около 1 м может составлять 2 ÷ 100 мк, во втором — 15 ÷ 100 мк ($\lambda N/\alpha$, где $1/N$ — относительная ширина спектра аппаратной функции). При базе измерений 0,1 мм и достаточной мощности рассеянного света среднеквадратичные погрешности измерения скорости по отдельным частицам могут составлять около 0,1%. Расстояния до области измерения могут изменяться от нескольких микрон до десятков километров. Для прямых измерений доплеровского сдвига необходимы одночастотные лазеры, для времяпролетных и дифференциальных с нулевой разностью хода требуются только малая угловая расходимость и постоянство интенсивности (ограничения на когерентность отсутствуют). Вследствие низкой эффективности использования рассеянного света схемы с многолучевыми интерферометрами применимы только при высоких интенсивностях рассеянного света.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yeh Y., Cummins H. Localized flow measurements with an He-Ne laser spectrometer.—“Appl. Phys. Lett.”, 1964, vol. 4, N 10, p. 176—178.
2. Foreman J., George F., Lewis R. Measurements of localized flow velocities in gases with a laser Doppler flowmeter.—“Appl. Phys. Lett.”, 1965, vol. 7, N 4, p. 17.
3. Аристов Е. М., Павловский Б. А., Тараторкин Б. С. Использование лазеров в экспериментальной гидромеханике.— В кн.: Экспериментальная гидромеханика судна. Вып. 118. Л., «Судостроение», 1968.
4. Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Применение ОКГ с интерферометром Фабри—Перо для измерения скоростей частиц в двухфазных турбулентных потоках.— ЖПС, 1968, т. 9, с. 748—751.
5. Кузнецов И. Л., Трохан А. М., Баранова Г. В., Игнатенко Ю. В. Исследование турбулентности пламен фотоэлектрическим методом.— «Докл. АН СССР», 1966, т. 171, № 2, с. 327—330.
6. Деревянко Н. Ф., Кузнецов И. Л., Трохан А. М. Измерение турбулентности газовых потоков оптическим методом.— «Докл. АН СССР», 1968, т. 180, № 4, с. 106—109.
7. Деревянко Н. Ф., Трохан А. М. Об исследовании динамики течений оптическим корреляционным методом.— ПМТФ, 1969, № 4, с. 52—60.
8. Методы лазерной доплеровской диагностики в гидроаэродинамике. (Материалы междунар. школы-семинара). Минск, изд. ИТМО АН БССР, 1978.
9. Методы лазерной диагностики однофазной и многофазных течений. (Материалы междунар. школы-семинара). Минск, изд. ИТМО АН БССР, 1978.
10. Ринкевичюс Б. С. Доплеровские методы измерения локальных скоростей с помощью лазеров.— УФН, 1973, т. 111, вып. 2, с. 305.
11. Rudd M. J. The laser anemometer — a review.— “Optics and Laser Technology”, 1971, vol. 3, N 4.
12. Лазерное доплеровское измерение скорости потоков жидкости и газов. Под ред. Г. Л. Гроздовского. (Обзор ЦАГИ, № 481). М., 1976.
13. Василенко Ю. Г., Дубнищев Ю. Н., Коронкевич В. П., Соболев В. С., Столповский А. А., Уткин Е. Н. Лазерные доплеровские измерители скорости. Новосибирск, «Наука», 1975.
14. Durgany T. S., Greated C. A. Laser systems in flow measurements. N. Y.—L., Plenum Press, 1977.
15. Ринкевичюс Б. С. Лазерные измерители скорости. М., «Энергия», 1978.

16. Рудницкий А. Л. Измерение пульсаций скорости лазерными анемометрами.—В кн.: Методы лазерной доплеровской диагностики в гидроаэродинамике. Минск, 1978.
17. Гродзовский Г. Л. О движении мелких частиц в газовом потоке.—«Учен. зап. ЦАГИ», 1974, т. 5, № 2, с. 17.
18. Huffaker R. M., Fuller C. E., Kinnard R. F. Laser Doppler system measures three — dimensional vector velocity and turbulence.—“Laser Focus”, 1968, vol. 4, N 21, p. 34—38.
19. Gran G. R., Orloff K. L. Two-color dual-beam backscatter laser Doppler velocimeter.—“Appl. Optics”, 1973, vol. 12, N 12, p. 2913—2916.
20. Brayton D. B., Kalb H. T., Grosswy F. L. Two-component dual-scatter laser Doppler velocimeter with frequency burst signal readout.—“Appl. Optics”, 1973, vol. 12, N 6, p. 1145—1156.
21. Hallermeier R. J. Design considerations for 3-D laser Doppler velocimeter for studying gravity waves in shallow water.—“Appl. Optics”, 1973, vol. 12, N 2, p. 294—300.
22. Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Оптический доплеровский измеритель скорости газовых потоков.—«Квант. радиоэлектроника», 1974, т. 1, № 9, с. 1917.
23. Paul D. U., Jackson D. A. Rapid velocity sensor using a static confocal Fabry — Perot and single frequency argon laser.—“J. Phys. E: Sci. Instrum.”, 1971, vol. 4, N 3, p. 170.
24. Аверин В. И., Рудницкий А. Л. Измерение скорости частиц с помощью интерферометра Фабри — Перо.— В кн.: Аэрофизические исследования. Вып. 3. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1974.
25. Папырин А. Н., Солоухин Р. И. Развитие методов лазер-доплеровских измерений с прямым спектральным анализом.— В кн.: Методы лазерной диагностики однофазной и многофазных сечений. Минск, 1978.
26. Rudd M. J. A new theoretical model for the laser Doppler meter.—“J. Phys. E: Sci. Instrum.”, 1969, ser. 2, vol. 2, p. 55—58.
27. Гродзовский Г. Л. Выбор оптимальных параметров лазерного доплеровского измерителя скорости аэродинамических потоков.—«Учен. зап. ЦАГИ», 1976, т. 7, № 5, с. 32—43; № 6, с. 50—56.
28. Lanz O., Johnson C. S., Morikawa S. Directional laser Doppler velocimeter.—“Appl. Optics”, 1971, vol. 10, N 4, p. 884—888.
29. Мейлинг В., Стари Ф. Наносекундная импульсная техника. М., Атомиздат, 1973.
30. Трохан А. М. Измерение скорости газовых потоков кинематическими методами.— ПМТФ, 1962, № 2, с. 112—121.
31. Tanner L. H. A particle timing laser velocimeter.—“Optics and Laser Technology”, 1973, vol. 5, N 3, p. 108—110.
32. Dunker R., Shodi R., Weyer H. Fortschritte in der Turbomaschinenforschung durch ein neues optisches Messverfahren für Strömungsvectoren.—“Leitschrift für Flügwissenschaften”, 1976, Bd 24, N 1, S. 17—25.
33. Янков В. П. Исследование параметров аэрозольных частиц в измерительном объеме ЛДИС.—«Труды ЦАГИ», 1976, № 1750.
34. Захарченко В. М. Измерение скорости потока лазерным однолучевым времяпролетным методом.—«Учен. зап. ЦАГИ», 1975, т. 6, № 2, с. 147—151.
35. Щербина Ю. А., Безуглов В. А. Оптический метод измерений характеристик турбулентных пульсаций концентрации пассивной примеси.—«Труды ЦАГИ», 1973, вып. 1477.
36. Аменицкий А. Н., Ринкевичюс Б. С., Соловьев Г. М. Измерение малых скоростей потоков при естественной конвекции в жидкости по эффекту Доплера.—«Докл. АН СССР», 1972, т. 207, № 3, с. 569—571.
37. Семенов Ю. П., Беляков В. А., Левин А. Б. Измерение скорости в пограничном слое при естественной и смешанной конвекции воздуха около горизонтального цилиндра с помощью ЛДИС.— В кн.: Методы лазерной доплеровской диагностики в гидроаэродинамике. Минск, 1978.
38. Ринкевичюс Б. С., Чудов В. Л. Исследование пограничных слоев с помощью лазерного доплеровского микроскопа.— В кн.: Методы лазерной диагностики однофазной и многофазных сечений. Минск, 1978.

39. **Козлов В. В., Левченко В. Я., Максимов В. П., Рудницкий А. Л., Щербаков В. А.** Исследование течения вязкой жидкости в окрестности щели при отсосе.— «Учен. зап. ЦАГИ», 1977, т. 8, № 1, с. 130—135.
40. **Максимов В. П.** Численное исследование влияния локальных неоднородностей на течение вязкого несжимаемого газа.— В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск, изд. ИТПМ, 1975.
41. **Hughes A. J., Pike E. R.** Remote measurement of wind speed laser Doppler systems.— “Appl. Optics”, 1973, vol. 12, N 3, p. 597—601.
42. **Головина В. А., Коняева Н. П., Ринкевичюс Б. С., Янина П. М.** Исследование модели двухфазного потока с помощью ОКГ.— ТВТ, 1971, № 3, с. 606.
43. **Алхимов А. П., Папырин А. Н., Предеин А. Л., Солоухин Р. И.** Экспериментальное исследование эффекта скоростного отставания частиц в сверхзвуковом потоке газа.— ПМТФ, 1977, № 4, с. 80.
44. **Безуглов В. А.** Локальные оптические методы измерений турбулентных пульсаций. Автореф. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук, 1975 (МФТИ).

Поступила в редакцию 22 марта 1979 г.
