ных размерностью $N \times N$ бит, зарегистрированных в виде одномерного массива голограмм. Базовой операцией процессора является параллельное поразрядное вычисление функций равнозначности (неравнозначности). Это позволяет проводить поиск (по совпадению, по критерию «больше/меньше») и чтение данных. При реализации операций сравнения может достигаться сжатие потока данных из ЗУ в ЭВМ в N^2 раз. Оптическая система процессора инвариантна к смещению голограмм по одной координате, что существенно при использовании ЗУ с движущимся голографическим носителем.

Приведенные оценки дифракционных эффектов позволяют выбирать параметры оптической системы процессора (скважность голограмм на носителе, размеры элементов ПМС и МФ) в зависимости от допустимого уровня перекрестных помех при одновременном восстановлении массива голограмм.

деляется главным образом качеством голограмм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Блок А. А., Ванюшев Б. В., Гибин И. С. и др.** Испытания голографической системы архивной памяти емкостью 1 Гбайт // Шестая всесоюз. школа-семинар по оптической обработке информации.— Фрунзе: ФПИ, 1986.— Ч. I.
2. **Грамматин А. П., Гусев В. К., Долгова Е. В. и др.** Голографическое запоминающее устройство с произвольным доступом к информации // ОМП.— 1988.— № 6.
3. **Гибин И. С., Гофман М. А., Пен Е. Ф. и др.** Ассоциативная выборка информации в голограммных запоминающих устройствах // Автометрия.— 1973.— № 5.
4. **Гибин И. С., Гофман М. А., Кибирев С. Ф. и др.** Голограммные ЗУ с функциями поиска информации // Автометрия.— 1977.— № 5.
5. **Твердохлеб П. Е.** Логическая обработка данных в матричном оптико-электронном процессоре // Оптико-электронные методы обработки изображений/Под ред. С. Б. Гуревича.— Л.: Наука, 1982.
6. **Коняев С. И.** Фотоматричное ассоциативное запоминающее устройство // Электрон. пром-сть.— 1988.— № 4.
7. **Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.** Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.
8. **Weizelt J.** Space-bandwidth product and crosstalk of spatial filtering methods for performing binary logic optically // Opt. Eng.— 1988.— 27, N 10.— P. 883.
9. **Блок А. А., Домбровский В. А., Домбровский С. А.** Практический предел плотности записи данных в голографических ЗУ на плоских носителях.— Новосибирск, 1988.— (Препр./ИАиЭ СО АН СССР; 386).
10. **Блок А. А., Ванюшев Б. В., Волков А. В. и др.** Устройство автоматической записи матриц голограмм цифровых данных // Автометрия.— 1984.— № 3.

Поступила в редакцию 21 августа 1989 г.

УДК 389.64 : 535.338.334

А. Д. КУПКО

(Харьков)

ВОПРОСЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЛАЗЕРНО-ДОПЛЕРОВСКИМИ АНЕМОМЕТРАМИ В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКАХ

Исследование высокоскоростных турбулентных потоков имеет важное практическое значение для ряда областей науки и техники. При проведении экспериментальных исследований необходимы подходящие теоретические модели, которые позволяют выявить физические параметры, характеризующие данный процесс, связать эти параметры с показаниями прибора и сформулировать требования к нему. Подробнее всего разработаны модели турбулентных потоков, использующие уравнения Навье — Стокса, с осреднением по Рейнольдсу и обеспечением замыкания путем привлечения каких-либо дополнительных соображений [1]. Наиболее информативным параметром, входящим в уравнения Навье — Стокса, является скорость. Ее поведение характеризуют средней скоростью, интенсивностью турбулентных пульсаций, напряжениями Рейнольдса.

Характерной особенностью современного уровня исследований является применение невозмущающих оптических методов, дающих локальные количественные измерения. Использование флюоресценции и комбинационного рассеяния не требует введения примесей в исследуемый поток и способно предоставить возможность измерения всех параметров [2, 3]. Однако существенный выигрыш в соотношении сигнал/шум и относительная простота технической реализации лазерно-доплеровской анемометрии с использованием вводимых в поток мелкодисперсных частиц окупают некоторые сложности, связанные с отслеживанием частицами особенностей потока. Для соответствия движения частиц турбулентным флуктуациям потока, основная энергия которых сосредоточена вблизи частоты V/L, следует использовать частицы диаметром

$$d = \sqrt{18\mu L/2\pi\rho V},$$

где μ — вязкость; V — скорость; L — характерный размер потока; ρ — плотность частиц. Использованные в [4] частицы позволяют исследовать обтекание миллиметровых препятствий потоками со скоростью 10^4 м/с.

В области высоких скоростей измерение доплеровского сдвига частоты можно осуществить в схеме с прямым спектральным анализом при помощи интерферометра Фабри — Перо. Поскольку такие скорости потока, как правило, обеспечиваются за счет высоких температур, в настоящей статье рассматриваются вопросы интерпретации измерений лазерно-доплеровским анемометром с прямым анализом спектра турбулентных высокоскоростных потоков при наличии рефракции излучения. В настоящее время проведено небольшое число экспериментов по определению турбулентности этим методом. Это объясняется не только техническими трудностями, обусловленными отсутствием соответствующей серийной аппаратуры, но и вопросами, связанными с корректным учетом аппаратурных эффектов. Такой учет необходим, так как интерферометр Фабри — Перо и одночастотный лазер весьма чувствительны к вибрационным и акустическим помехам, существенным в высокоскоростных потоках. При наличии таких помех сложно обеспечить требуемую ширину аппаратной функции прибора. Искажения, возникающие при взаимодействии измеряемого потока и измерительного прибора, дополнительно уширяют аппаратную функцию. Естественно предположить, что последовательный учет разнообразных процессов уширения спектра доплеровского сигнала поможет создать методику обработки результатов измерения для получения данных о турбулентности. Кроме того, существенные методические трудности возникают при переходе от измерения турбулентности вдоль вектора чувствительности прибора к основным ее характеристикам.

Лазерно-доплеровский измеритель скорости на основе сканирующего интерферометра Фабри — Перо выдает сигнал, пропорциональный плотности вероятности распределения частиц по проекции скорости на соответствующее направление $P(v_j)$. Направление, вдоль которого определяется составляющая скорости $\mathbf{\Delta K}$, задается векторами рассеянного $\mathbf{K}_1$ и падающего $\mathbf{K}_2$ излучений: $\mathbf{\Delta K} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2$. Благодаря эффекту Доплера $f = (\mathbf{\Delta K v})/2\pi$ и линейности сканирования существует линейная связь каждой точки оси времени на регистрограмме с частотой доплеровского сигнала и со скоростью частиц. Можно показать, что для симметричных распределений $P(v_j)$ значение средней скорости определяется только положением максимума и не зависит от формы контура. Для известной плотности вероятности при стационарности и эргодичности процесса интенсивность турбулентных пульсаций скорости в том же направлении описывается выражением

$$\sqrt{\langle v_j^2\rangle} = \left(\frac{1}{T}\int\limits_0^T v_j^2\,dt\right)^{1/2} = \left(\int\limits_{-\infty}^{\infty} v_j^2 P(v_j)\,dv_j\right)^{1/2},$$

где v_j — пульсационная составляющая скорости в направлении $\Delta\mathbf{K}$; T — период осреднения.

Выбор оптимальной величины T связан с достаточным количеством независимых измерений. Число этих измерений определяется либо концентрацией частиц, либо макромасштабом турбулентности. Связанные с этим проблемы упомянуты в [5]. Применительно к прибору, использующему сканирующий интерферометр Фабри — Перо, статистические вопросы точности измерений рассмотрены в [6].

Переход к декартовым проекциям пульсационной скорости для неизвестного вида $P(v_j)$ требует привлечения дополнительной априорной информации. Часто предполагают гауссово распределение плотности вероятности с различными полуширинами вдоль средней скорости потока и перпендикулярных к ней осей. Пусть

$$P(\mathbf{v}) = P_0 \exp -\left\{\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{v_y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{v_z^2}{2\sigma_z^2}\right\},$$

где v_z направлено вдоль вектора средней скорости; σ_x, σ_y, σ_z — дисперсии распределения скорости.

Тогда при ориентации вектора $\Delta\mathbf{K}$ вдоль оси средней скорости в пренебрежении аппаратными эффектами прибор зарегистрирует распределение, которому соответствует интенсивность турбулентных пульсаций

$$\sqrt{\langle v_z^2\rangle} = \left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty} v_z^2\left(\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{\infty}^{\infty} P(\mathbf{v})\,dv_x dv_y\right) dv_z\right\}^{1/2} = \sigma_z.$$

Если вектор $\Delta\mathbf{K}$ образует с осями v_x, v_y, v_z углы α, β, γ соответственно, то будет зарегистрировано распределение $P(v_j)$. Учитывая, что $v_j = v_x\cos\alpha + v_y\cos\beta + v_2\cos\gamma$, а также $\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1$, получим

$$P(v_j) = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} P_0 \exp -\left\{\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{v_y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{v_z^2}{2\sigma_z^2}\right\}\sqrt{1 + \frac{\cos^2\alpha}{\cos^2\gamma} + \frac{\cos^2\beta}{\cos^2\gamma}}\times$$

$$\times\, dv_x dv_y \propto \exp -\left\{\frac{v_j^2}{\sigma_x^2\cos^2\alpha + \sigma_y^2\cos^2\beta + \sigma_z^2\cos^2\gamma}\right\} = \exp -\left\{\frac{v_j^2}{2\sigma_j^2}\right\},$$

где σ_j — дисперсия распределения скорости в направлении вектора $\Delta\mathbf{K}$.

Таким образом, в этом предположении

$$\langle v_x^2\rangle\cos^2\alpha + \langle v_y^2\rangle\cos^2\beta + \langle v_z^2\rangle\cos^2\gamma = \langle v_j^2\rangle.$$

Необходимо отметить, что любая аппроксимация, основанная на разделяющихся переменных, не может предоставить возможности измерения напряжений Рейнольдса, так как

$$\langle v_x v_y\rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} P(v_x, v_y)\, v_x v_y\, dv_x dv_y = \int\limits_{-\infty}^{\infty} P(v_x)\, v_x dv_x \int\limits_{-\infty}^{\infty} P(v_y)\, v_y dv_y = 0.$$

Измерение напряжений Рейнольдса в общем виде становится возможным лишь при измерении шести проекций в соответствии с уравнениями

$$\langle v_{ji}^2\rangle = \langle v_x^2\rangle \cos^2\alpha_i + \langle v_y^2\rangle \cos^2\beta_i + \langle v_z^2\rangle \cos^2\gamma_i + 2\langle v_x v_y\rangle \cos\alpha_i \cos\beta_i + \\ + 2\langle v_x v_y\rangle \cos\alpha_i \cos\gamma_i + 2\langle v_y v_z\rangle \cos\beta_i \cos\gamma_i, \quad i = 1, \ldots, 6.$$

Интересен простой случай: $\gamma_{1,2} = 90°$, $\alpha_1 = \beta_2 = 45°$, $\alpha_2 = -\beta_2 = 45°$, позволяющий из двух измерений определить величину напряжения Рейнольдса:

$$\langle v_x v_y\rangle = (\langle v_{j1}^2\rangle - \langle v_{j2}^2\rangle)/4\cos^2 45°.$$

В реальных экспериментах измеряемый контур $P(v_j)$ уширен аппаратной функцией прибора. При этом требуется решать обратную задачу определения вида искомой функции по измеренной и по аппаратной функциям. Способ решения такой задачи известен. Интегральное уравнение записывается в виде

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} P(v(f^1))\, A(f - f^1)\, df^1,$$

где $S(f)$ — измеренный контур; $A(f)$ — аппаратная функция; $P(v(f))$ — функция распределения частиц по частотам рассеянного излучения.

Аппаратная функция формируется под воздействием множества разнородных процессов. Формально каждому из них соответствует своя аппаратная функция, т. е. результирующая аппаратная функция будет сверткой всех введенных составляющих. Большая группа их в основном связана с процессами в лазере и измерительном приборе. Результирующее воздействие этих процессов на аппаратную функцию прибора определяется экспериментально в условиях измерения, так как ширина линии генерации лазера и аппаратная функция интерферометра зависят от уровня акустических и вибрационных помех. Другую группу составляют искажения, которые определяются процессами, происходящими в потоке. Учет их влияния связан с дополнительными измерениями и вычислениями.

Обычно наиболее существенным является апертурное уширение, вызванное неопределенностью разностного вектора $\mathbf{\Delta K}$ и обусловленное стремлением увеличить мощность принимаемого сигнала. Для вычисления формы этого уширения нужно знать распределение интенсивности рассеянного излучения $J(\varphi, \Theta)$, представленное в координатах φ (угол между вектором скорости и разностным вектором $\mathbf{\Delta K}$) и Θ (угол между двумя плоскостями: первая плоскость определяется векторами $\mathbf{v}$ и $\mathbf{\Delta K}$, вторая — векторами $\mathbf{v}$ и $\mathbf{\Delta K}_0$, где $\mathbf{\Delta K}$ соответствует центральным лучам падающего и рассеянного излучений). Аппаратная функция есть доля мощности излучения, обладающего соответствующим доплеровским сдвигом, т. е. рассеянного под соответствующим углом

$$J(\varphi(f)) = \int_{\Theta_2}^{\Theta_1} J(\varphi, \Theta)\, d\Theta,$$

где Θ_1 и Θ_2 — граничные для данной апертуры значения.

Эту аппаратную функцию с точностью до масштабного множителя можно измерить экспериментально, перемещая узкую щель по поверхности приемной диафрагмы таким образом, чтобы вдоль щели соблюдалось условие $\varphi = \mathrm{const}$.

Разброс вектора $\mathbf{\Delta K}$ возникает как из-за конечного размера приемной и передающей апертур, так и из-за рефракции лучей в турбулентной атмосфере. Для расчета уширения, вызванного рефракцией, необходимо знать угловое распределение интенсивности луча в точке измерения. Однако экспериментально определить можно только угловое распределение интенсивности луча, прошедшего весь поток; поэтому искомое распределение необходимо вычислять аналитически, используя доступные измерения и априорные предположения о распространении света.

Из-за конечной величины измерительного объема полученное рас-
где $I_1(x)$, $I_2(y)$, $I_3(z)$ — распределение интенсивности по координатам x, y, z соответственно. Начало системы координат помещаем в центр измерительного объема и ориентируем оси координат так, что $\langle V_x \rangle = \langle V_z \rangle = 0$, а ось x направлена вдоль $\operatorname{grad} \langle V_y \rangle$. Тогда в измерительном объеме при отсутствии прочих механизмов уширения

$$\langle P(\mathbf{V}) \rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{r}) P(\mathbf{V})\, d\mathbf{r} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} I_1(x) \left(\int\limits_{-\infty}^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{\infty} I_2(y) I_3(z)\, dy dz \right) P(\mathbf{V})\, dx.$$

Поскольку измерительный объем мал, то $V_y = V_0 + \frac{\partial V_y}{\partial x} x$ и

$$\langle P(V_y) \rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty} I_1 \left((V_y - V_0) \Big/ \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) P(V_y)\, dV_y,$$

т. е. распределение интенсивности вдоль градиента скорости, записанное в виде функции скорости, является аппаратной функцией, уширяющей плотность распределения вероятности в точке. Распределение интенсивности, вызванное рефракцией, может быть определено из соображений, аналогичных вычислению углового распределения, откуда находится аппаратная функция, вызванная градиентным уширением при рефракции.

Если допустить, что все измеренные распределения аппроксимируются гауссовыми кривыми, вычисления легко выполняются аналитически:

$$\langle v_j^2 \rangle = \left(\frac{\pi}{2{,}36\, |\mathbf{K}_1| \sin \frac{\psi}{2}} \right)^2 \left(\alpha_s^2 - \alpha_e^2 - \alpha_\varphi^2 - \alpha_x^2 \right),$$

где α_s — полуширина спектра измеренного сигнала (Гц); α_e — полуширина экспериментально измеренной аппаратной функции (Гц);

$$\alpha_\varphi = \sqrt{\left(\left(|\mathbf{v}| |\mathbf{K}| \sin \frac{\psi}{2} \right) \Big/ \pi \right)^2 \left(\alpha_{\varphi 1}^2 + \alpha_{\varphi 2}^2 + \alpha_{\varphi 3}^2 + \alpha_{\varphi 4}^2 \right)};$$

$$\alpha_x = \sqrt{\alpha_{x1}^2 + \alpha_{x2}^2};$$

$\alpha_{\varphi 1}$, $\alpha_{\varphi 2}$ — измеренные по уровню 0,5 угловые размеры приемной и передающей апертур; $\alpha_{\varphi 3}$, $\alpha_{\varphi 4}$ — измеренные по уровню 0,5 угловые распределения принимаемого и зондирующего излучений соответственно; α_{x1}, α_{x2} — определенные по уровню 0,5 размер измерительного объема без рефракции и увеличение измерительного объема, вызванное рефракцией, соответственно; ψ — угол между $\mathbf{K}_1$ и $\mathbf{K}_2$.

Поскольку законы сложения полуширин для кривых разной формы существенно отличаются [7], то к обоснованию гауссовой формы следует относиться с осторожностью.

Характерная величина минимальной измеряемой интенсивности турбулентных пульсаций скорости, соответствующая собственной ширине линии генерации лазера 25 МГц, при зондирующем луче, перпендикулярном потоку, и рассеянии под углом $\alpha = 45°$ составляет 7,5 м/с. Для потока со скоростью $V = 10^3$ м/с это 1 % турбулентности, что соответствует нижнему пределу измерения пульсаций скорости коррелятором. В [8] при использовании усовершенствованной методики обработки результатов для скорости $V = 6$ м/с измерена интенсивность пульсаций скорости порядка 1 %. Конкретные значения достижимой точности для средней скорости, интенсивности турбулентных пульсаций и напряжений Рейнольдса зависят от особенностей аппаратуры, выбранной геометрии эксперимента и методики обработки результатов и могут быть оценены по описанной методике. Представляют интерес условия, при которых необходим учет апертурного и градиентного уширений, рефракции, а также важно измерение аппаратной функции прибора в ходе эксперимента. Если считать существенным уширение в 10 % от минимальной измеряемой интенсивности турбулентных пульсаций, то допустимые перепады акустического давления соответствуют шумам в 104 дБ. Такое же уширение возникает для упомянутых ранее условий при угловой неопределенности приемной апертуры, равной $1{,}8 \cdot 10^{-3}$ рад. Как правило, это означает, что апертурное уширение существенно всегда, а апертурное уширение, обусловленное рефракцией, следует учитывать в высокотемпературных потоках. При измерительном объеме длиной 0,5 мм градиентное уширение существенно при градиенте скорости 3,6 м/с на одном миллиметре, т. е. практически всегда, даже при отсутствии рефракции.

Представленное рассмотрение доказывает возможность измерения таких параметров турбулентных потоков, как средняя скорость, интенсивность турбулентных пульсаций и напряжения Рейнольдса при помощи лазерно-доплеровских анемометров с прямым анализом спектра в условиях существенных градиентов скорости и рефракции излучения. На основе анализа спектра доплеровского сигнала представлена методика обработки результатов эксперимента. Детализирована связь между результатами измерений и основными характеристиками турбулентности. Обозначена область применимости представленной методики. Точность измерений при этом соответствует современным требованиям газодинамического эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Марвин Дж. Г.** Моделирование турбулентности для вычислительной аэродинамики // Аэрокосмическая техника.— 1984.— **2**, № 3.
2. **Hiller B., McDaniel J. C., Rea E. C., Jr., Hanson R. K.** Laser induced fluorescence technique for velocity field measurements in subsonic gas flow // Opt. Lett.— 1983.— 3, N 9.
3. **She C. Y., Fairbank W. M., Jr., Exton R. J.** Measuring molecular flows with high-resolution stimulated Raman spectroscopy // IEEE J. of Quantum Electron.— 1981.— **QE-17**, N 1.
4. **Avidor J. S.** Novel instantaneous laser Doppler velocimeter // Appl. Opt.— 1974.— **13**, N 2.
5. **Larsen P. S., Buchhave P.** Flow-measurements. Why what and haw? // Dantec Information.— June 1985; January 1986.
6. **Авидор Дж. М., Шейдерман А. М.** Экспериментальное исследование сжимаемых осесимметричных турбулентных течений в следах при больших числах Рейнольдса // РТиК.— 1975.— **13**, № 4.
7. **Раутиан С. Г.** Реальные спектральные приборы // УФН.— 1958.— **66**, вып. 3.
8. **Каталоно Г. Д., Уоптерик Р. Э.** Усовершенствованный метод измерения интенсивности турбулентности с использованием корреляции фотонов // РТиК.— 1981.— **19**, № 4.

Поступила в редакцию 1 августа 1988 г.