Письма в ЖТФ, том 18, вып. 21 12 ноября 1992 г.

01; 07; 12

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ АНЕМОМЕТРИЯ

В.Л. Кононенко

Лазерная доплеровская и времяпролетная анемометрия широко используются для диагностики потоков [1, 2]. В традиционной постановке они основаны на локальном принципе измерений. При этом регистрация пространственных характеристик течения требует сканирования потока, что не всегда удобно. В работах [3, 4] реализована интегральная доплеровская анемометрия (ИДА), основанная на регистрации доплеровских частот сразу со всего поперечного сечения потока. Метод ИДА позволяет восстанавливать профили скорости течения и концентрации рассеивателей в потоке по форме измеренного ИДА спектра [4, 5]. В настоящей работе интегральный подход распространен на времяпролетную анемометрию (ИВА).

Суть ИВА заключается в следующем. Каждая частица в потоке, пересекающая со скоростью v_0 два зондирующих луча времяпролетной системы, генерирует два импульса тока фотоприемника, разнесенных на $\tau_0 = d/v_0$, где d – расстояние между лучами. При случайном распределении частиц вдоль линии тока сигнал фотоприемника $i(t)$ является случайной последовательностью таких пар импульсов. Автокорреляционная функция сигнала $g(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} i(t)\, i(t+\tau)\, dt$ имеет два максимума, при $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$. В пределе бесконечно узких зондирующих лучей эти максимумы переходят в δ-функции. Если скорости частиц разных сортов или в разных точках поперечного сечения потока различны, то каждой скорости соответствует свой пик в $g(\tau)$. Положение пика определяется скоростью частицы, а его амплитуда – средней по времени локальной концентрацией частиц. В этом случае интегральная по поперечному сечению автокорреляционная функция $G(\tau)$ вместо узкой линии $\delta(\tau-\tau_0)$ будет содержать широкую полосу. Форма полосы (огибающая элементарных линий) определяется поперечными профилями скорости потока и концентрации рассеивателей. Ситуация аналогична возникающей в интегральной доплеровской анемометрии [3–5], с той разницей, что относится к автокорреляционной функции, а не к частотному спектру. Различие обусловлено тем, что в доплеровской анемометрии регистрируемый сигнал порождается равномерным движением рассеивателя в периодическом (в пределе – синусоидальном с постоянным фоном) рельефе освещенности, чему соответствует δ-функция в частотном спектре.

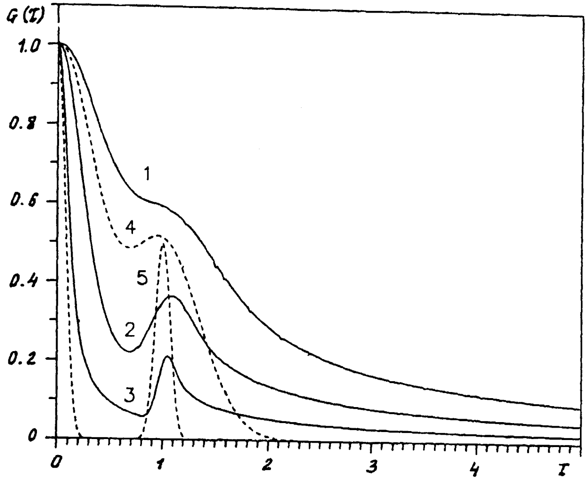

Рис. 1. Интегральные корреляционные функции, рассчитанные для двухлучевой времяпролетной схемы в случае плоского пуазейлевского течения с однородным распределением рассеивателей при различных l =2 (1), 4 (2), 10 (3). Пунктир - случай $v_z(x) \equiv \equiv v_0$, при l =2 (4) и 10 (5). Время в единицах d/v_0.

Проанализируем двухлучевую схему ИВА на примере стационарного ламинарного потока разбавленной суспензии рассеивающих частиц в плоском канале шириной $2h$. Используем систему безразмерных координат в единицах h с осью z вдоль потока, осью x поперек канала и осью y в его центральной плоскости. Пусть освещенность потока зондирующими лучами

$$I(y,z)=I_1 \exp\left\{-\frac{2h^2}{w_0^2}\cdot\left[\left(z+\frac{d}{2h}\right)^2+y^2\right]\right\}+I_2 \exp\left\{-\frac{2h^2}{w_0^2}\cdot\left[\left(z-\frac{d}{2h}\right)^2+y^2\right]\right\}, \qquad (1)$$

где w_0 - радиус гауссова пучка света [1, 2]. Обозначим: $v_z(x) = v_0 \cdot u(x)$ - профиль скоростей течения, где $u(x)$ - безразмерная функция, $C(x)$ - поперечный профиль концентрации рассеивателей. Форма импульса фототока от пролета одной частицы получается подстановкой в (1) ее координат x, y, $z(t)=v_z(x)\times t+z_0$. Используя известное выражение для корреляционной функции случайной последовательности импульсов [6] и интегрируя результат по поперечному сечению потока, получим:

$$G(\tau)\sim I_0^2 \sigma^2 w_0 h^2 \int_{-1}^{1}\int \exp\left(-\frac{4h^2y^2}{w_0^2}\right)\cdot C(x)\cdot\left\{\left(1+\beta^2\right)\exp\left[-l^2\tau^2u^2(x)\right]\right. + \qquad (2)$$

$$+\beta\cdot exp\left[-l^2\left(\tau\cdot u(x)-1\right)^2\right]+\beta\cdot exp\left[-l^2\left(\tau\cdot u(x)+1\right)^2\right]\Big\}\,dydx.$$

Здесь σ – сечение рассеяния света частицей, $\beta = I_2/I_1$, $l = d/\omega_0$, время τ выражено в единицах $\tau_0 = d/v_0$. Интегрирование по y существенно лишь для неплоских каналов, где u и C зависят от обеих поперечных координат.

Первое слагаемое (2) соответствует пересечению частицами одного луча, второе и третье – последовательному пересечению ими обоих лучей. При $l \gg 1$ интегралы (2) вычисляются методом Лапласа. Для канала с неподвижными стенками $u(-1)= u(1)=0$, $u(x_m)=1$, $-1< x_m < 1$. С учетом этого результат для плоского канала имеет вид:

а) $\underline{0<\tau \ll 1/l}$

$$G(\tau)\sim\pi^{-\frac{1}{2}}(1+\beta^2)\left[\int_{-1}^{1}C(x)dx - l^2\tau^2\int_{-1}^{1}C(x)u(x)dx\right]+\frac{\beta}{l\tau}\left[G_2(\tau)+G_3\right];$$

б) $\underline{1/l \ll \tau < 1}$

$$G(\tau)\sim\frac{1}{l\tau}\left\{(1+\beta^2)G_1+\beta\left[G_2(\tau)+G_3\right]\right\}; \qquad (3)$$

в) $\underline{\tau > 1}$

$$G(\tau)\sim\frac{1}{l\tau}\left\{(1+\beta^2)G_1+\beta\left[\frac{C[x_1(\tau)]}{\left|\frac{du}{dx}[x_1(\tau)]\right|}+\frac{C[x_2(\tau)]}{\left|\frac{du}{dx}[x_2(\tau)]\right|}+G_3\right]\right\}.$$

В (3) опущен множитель $I_1^2\sigma^2\omega_0^2 h$, а выражения для G_1 , G_2, G_3 имеют вид:

$$G_1=\frac{1}{2}\left[\frac{C(-1)}{\left|\frac{du}{dx}(-1)\right|}+\frac{C(1)}{\left|\frac{du}{dx}(1)\right|}\right];\quad G_3=\frac{exp(-l^2)}{\pi^{1/2}l}G_1,$$

$$G_2(\tau)=\frac{C(x_m)\cdot exp\left[-l^2(1-\tau)^2\right]}{\left[\left(\frac{1}{\tau}-1\right)\cdot\left|\frac{d^2u}{dx^2}(x_m)\right|\right]^{1/2}}. \qquad (4)$$

Функции $x_1(\tau)$ и $x_2(\tau)$, входящие в (4), являются решениями уравнения $u(x)=1/\tau$ в областях $-1\leq x\leq x_m$ и $x_m\leq x\leq 1$ соответственно.

Формулы (3) показывают, что при $l \gg 1$ ($d \gg \omega_0$) форма двухлучевой компоненты $G(\tau)$ в области $\tau>1$ ($\tau>d/v_0$

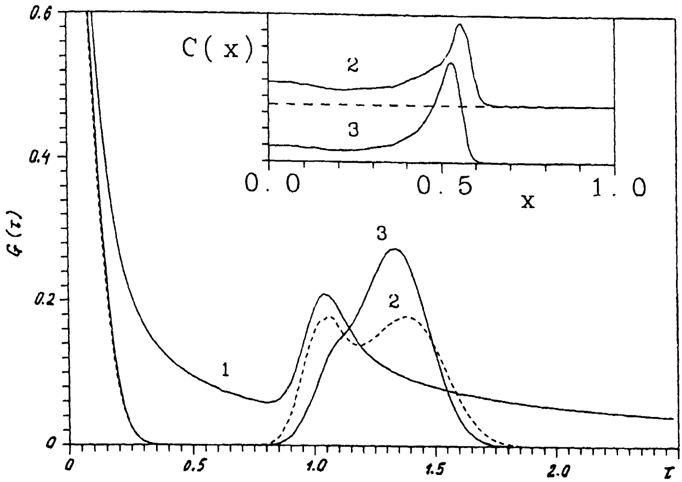

Рис. 2. ИВА коррелограммы, рассчитанные для плоского пуазейлевского потока с поперечно неоднородными профилями концентрации рассеивателей C(x) (см. вставку). Кривая 1 – для однородного профиля концентрации. l =10.

в размерном виде) промодулирована поперечным концентрационным профилем рассеивателей, а также производной от профиля скорости потока. Как и в случае ИДА [3, 5], это дает возможность двух типов измерений: 1) профиля скоростей течения, при условии полностью однородного распределения рассеивателей в потоке; 2) поперечного профиля концентрации частиц в потоке с априорно известным либо предварительно измеренным профилем скорости.

Рассмотрим практически важный пример пуазейлевских течений разбавленных суспензий в плоском и круглом каналах, в том числе в условиях поперечной гидродинамической фокусировки частиц [3, 4, 7]. Здесь $u(\xi) = 1 - \xi^2$, причем $\xi = x$ для плоского канала и $\xi = (x^2 + y^2)^{1/2}$ для круглого. В пределе $l \gg 1$ из (2), (3) следует, что в области $\tau > 0$

$$G_f(\tau) \sim \frac{1}{\tau}\left\{(1+\beta^2)\left[C(-1)+C(1)\right] + \frac{2\beta}{\xi}\left[C(-\xi)+C(\xi)\right]\right\}\cdot\theta(\tau-1);$$

$$G_c(\tau) \sim \frac{1}{\tau}\left\{(1+\beta^2)C(1) + 2\beta C(\xi)\right\}\cdot\theta(\tau-1); \quad \xi(\tau) = \left(1-\frac{1}{\tau}\right)^{1/2} \qquad (5)$$

для плоского (G_f) и круглого (G_c) каналов. Здесь $\theta(x)=0$ при $x \le 0$, $\theta(x)=1$ при $x > 0$. В общем случае форма коррелограммы зависит от l, что иллюстрируют кривые рис. 1, рассчитанные по (2) при $C(x)=const$. Там же даны для сравнения коррелограммы св случае $\sigma_z(x)\equiv\sigma_0$. На рис. 2 показана форма ИВА коррелограмм в случае неоднородной поперечной концентрации рассеивателей. Профили $C(x)=C(-x)$, использованные в расчетах, измерены методом ИДА в условиях поперечной гидродинамической фокусировки частиц в плоском канале шириной 110 мкм [4]. Расчеты показывают, что при $l>8$ для описания $G(\tau)$ в области $\tau>1$ можно использовать формулы (3),(5). Из этих формул следует, что профиль концентрации частиц в пуазейлевском потоке можно определить по форме измеренной ИВА коррелограммы путем построения функции $\tau\cdot G(\tau)$ в зависимости от $\xi=(1-1/\tau)^{1/2}$.

Полученные результаты показывают, что ИВА может быть использована для определения профилей концентрации частиц в потоке и профилей скоростей потоков. Благодаря сходству физических принципов ИДА и ИВА имеется математическое соответствие формы ИДА спектра мощности $S(\omega)$ в шкале частот ω [5] и произведения $\tau\cdot G(\tau)$ в шкале $1/\tau$. Это дает возможность использовать в ИВА алгоритмы восстановления $C(x)$ и $\sigma(x)$, разработанные для ИДА [5]. При $d\gg\omega_0$ ($l\gg1$) для восстановления профилей можно использовать простые формулы (3)-(5).

Список литературы

[1] Ринкевичюс Б.С. Лазерная диагностика потоков. М.: Изд-во МЭИ, 1990. 288 с.

[2] Ринкевичюс Б.С., Смирнов В.И. // Измерительная техника. 1989. № 5. С. 56-60.

[3] Кононенко В.Л., Шимкус Я.К. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 22. С. 2064-2068.

[4] Кононенко В.Л., Шимкус Я.К. // Сибирский физико-технический журнал. 1992. № 2. С. 17-22.

[5] Кононенко В.Л., Шимкус Я.К. // Измерительная техника. 1992. № 8. С. 33-37.

[6] Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах. М.: Мир, 1986. 399 с.

[7] Kononenko V.L., Shimkus J.K. // J. Chromatography. 1991. V. 553. P. 517-530.

Поступило в Редакцию

20 июля 1992 г.