

- [3] Seguin H.J.J., Capjack C.E., Antoinuk D., Nam K.A. - Appl. Phys. Lett., 1980, v. 37, N 2, p. 130-133.
- [4] Harry J.E., Evans D.R. - J. Appl. Phys., 1987, v. 62, N 12, p. 4708-4711.
- [5] Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Хузеев А.П. - ДАН СССР, 1980, т. 253, № 3, с. 606-609.
- [6] Акишев Ю.С., Непартович А.П., Пашкин С.В. и др. - ТВТ, 1984, т. 22, № 2, с. 201-207.
- [7] Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966, 564 с.
- [8] Журавлев Б.В., Непартович А.П., Паль А.Ф. и др. - ФП, 1988, т. 14, № 2, с. 233-240.

Поступило в Редакцию  
18 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 22

26 ноября 1988 г.

## ИНТЕГРАЛЬНАЯ ДОПЛЕРОВСКАЯ АНЕМОМЕТРИЯ

В.Л. Кононенко, Я.К. Шимкус

Лазерная доплеровская анемометрия является эффективным методом изучения гидродинамических течений [1]. Однако существенным недостатком метода оказывается в ряде случаев локальный принцип измерений, требующий пространственного сканирования потока для регистрации профиля скоростей. Это особенно неудобно в случае узких каналов или тонких пленок жидкости с поперечными размерами порядка десятков-сотен микрон, а также при изучении нестационарных течений. В работах [2, 3] был теоретически рассмотрен альтернативный, интегральный подход к доплеровской анемометрии. Предполагалось, что размеры рассеивающего объема превышают поперечные размеры канала, так что регистрируемый доплеровский спектр должен содержать информацию о всем профиле скоростей потока в этом объеме. В настоящей работе экспериментально доказана осуществимость интегральной доплеровской анемометрии (ИДА) и показана возможность двух ее режимов: регистрации поперечного профиля скоростей течения и поперечного профиля концентрации частиц в потоке.

Измерительная установка собрана по дифференциальной оптической схеме [1]. Луч He-Ne лазера расщепляется на два луча, симметричных относительно оптической оси установки, которые затем сводятся в одну точку общей линзой. Угол между лучами равен  $\sim 0,2$  рад, размеры эллипсоида рассеивающего объема в области пересечения гауссовых лазерных пучков [1]  $\sim 800 \times 80 \times 80$  мкм<sup>3</sup>. Ось гидродинамического канала расположена перпендикулярно оптической

оси в плоскости лазерных лучей, в центре рассеивающего объема. Рассеянное излучение собирается фотообъективом с угловой апертурой  $\sim 0.1$  рад на фотодиод или ФЭУ. Сигнал фотоприемника после усиления в диапазоне 100 Гц – 10 кГц подается на анализатор спектра, работающий в реальном масштабе времени, с накоплением и усреднением до 1024 амплитудных фурье-спектров сигнала. Регистрировались интегральные доплеровские спектры ламинарного течения разбавленных ( $10^5$ – $10^7$  частиц  $\text{см}^{-3}$ ) водно-солевых суспензий частиц латекса диаметром  $\sim 1$  мкм, а также эритроцитов, в плоских и круглых каналах со стеклянными стенками, при скоростях потока 0.3–0.5  $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$  и числах Рейнольдса  $Re = 0.5$ –4.2.

Для формы интегрального доплеровского спектра  $S(\omega)$  имеем [2]:

$$S(\omega) = \text{const} \cdot \int \frac{n(x, y) J(x, y)}{[\omega - q_z v_z(x, y)]^2 + \gamma^2} dx dy. \quad (1)$$

Здесь  $v_z(x, y)$  – профиль скоростей течения в канале (ось  $z$  совпадает с осью канала,  $v_x = v_y = 0$ ),  $n(x, y)$  – профиль концентрации частиц в потоке,  $q_z$  – проекция волнового вектора рассеяния света,  $\gamma$  – коэффициент, определяющий уширение доплеровской линии.  $J(x, y)$  – распределение освещенности в рассеивающем объеме [1]. Интегрирование ведется по поперечному сечению канала. При  $\gamma \ll q_z v_z$  порецовский контур доплеровской линии в интеграле (1) переходит в  $\delta$ -функцию и интегрирование упрощается. Для одномерного течения, при  $J(x, y) = \text{const}$ , получим:

$$S(\omega) = \text{const} \cdot \frac{n\{x(\omega)\}}{\frac{\partial}{\partial x} v_z\{x(\omega)\}} = \text{const} \cdot q_z \cdot n\{x(\omega)\} \cdot \frac{\partial x(\omega)}{\partial \omega}. \quad (2)$$

Здесь  $x(\omega)$  – функция, обратная функции  $\omega(x) = q_z v_z(x)$ , определяющей профиль скоростей и доплеровских частот течения. В случае параболического течения в канале шириной  $2h$   $v_z(x) = v_0 \cdot (1 - x^2/h^2)$ , так что

$$S(\omega) = \text{const} \cdot n \left\{ h \sqrt{1 - \frac{\omega}{q_z v_0}} \right\} \cdot \left(1 - \frac{\omega}{q_z v_0}\right)^{-1/2}, \quad 0 \leq \omega \leq q_z v_0. \quad (3)$$

Формулы (1)–(3) показывают, что при заданном распределении освещенности форма интегрального доплеровского спектра определяется как профилем скоростей течения, так и профилем концентрации рассеивающих частиц. Соответственно, возможны два режима измерений: 1) профиля скоростей течения – при условии однородного распределения частиц в потоке,  $n(x, y) = \text{const}$ ; 2) профиля концентрации частиц – в случае априорно известного или заранее измеренного профиля скоростей течения. Как видно из (2), эти режимы наиболее просты в реализации при малой ширине доплеровских линий.

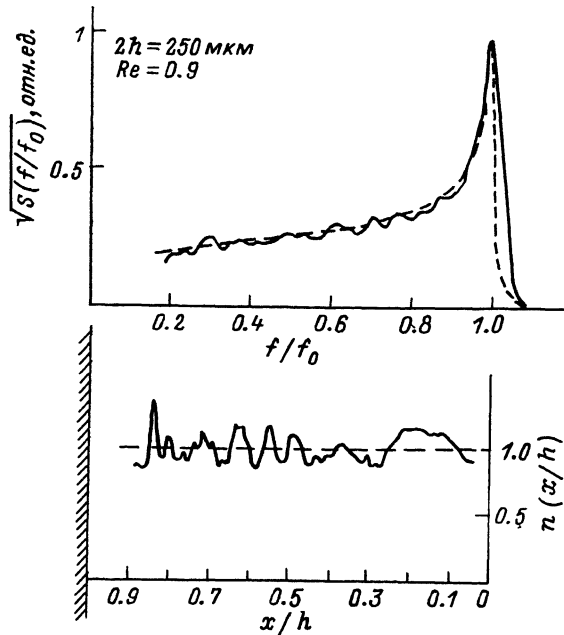


Рис. 1. Интегральный доплеровский спектр одномерного пуазейлевского течения в плоском канале шириной  $2h = 250$  мкм. Пунктир – рассчитанный спектр. Граничная частота  $f_0 = \frac{q_z v_0}{2\pi}$ ;  $x$  – расстояние от середины канала.

На рис. 1 приведен типичный интегральный доплеровский спектр одномерного пуазейлевского течения разбавленной суспензии латекса в плоском канале шириной  $2h = 250$  мкм при  $Re = 0.9$  (количество усреднений 3072). Пунктиром показан спектр, рассчитанный по формуле (1) при  $n(x, y) = 1$  и  $\gamma = 0.004 q_z v_0$  с учетом реальной освещенности канала в условиях эксперимента. Внизу показан профиль концентрации латексных частиц, рассчитанный с целью контроля исходного допущения об однородности их распределения путем деления экспериментального спектра на теоретический и учета соотношения  $x = h \sqrt{1 - \frac{\omega}{q_z v_0}}$ . Тангенс угла наклона пунктирной прямой, проведенной методом наименьших квадратов, составляет  $0.5 \cdot 10^{-2}$ . Аналогичное соответствие измеренных и рассчитанных спектров получено и для пуазейлевского течения в круглом канале (внутренний диаметр  $2r_0 = 476$  мкм,  $Re = 1.8$ ). Проведенные измерения доказывают осуществимость интегральной доплеровской анемометрии и возможность ее использования для определения профиля скоростей течения. В простейших случаях, при  $\gamma \ll q_z v_0$ , этот профиль, как пока-

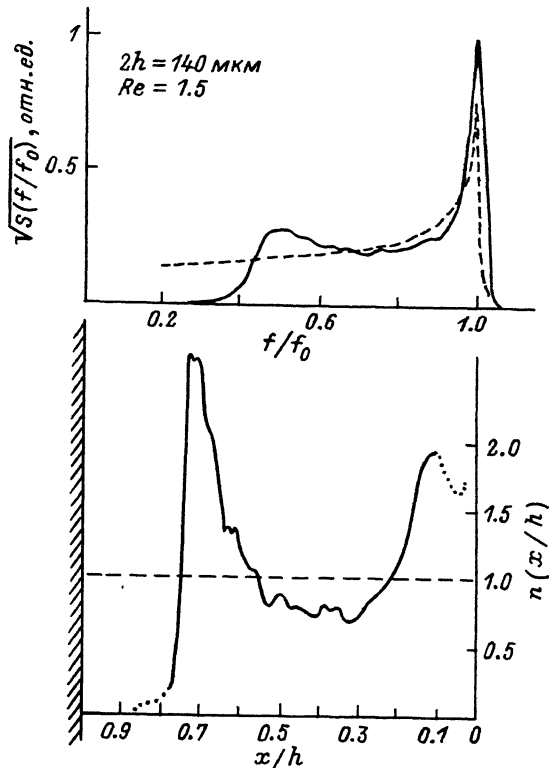


Рис. 2. Профиль концентрации эритроцитов в потоке в плоском канале шириной  $2h = 140$  мкм, полученный методом ИДА.

зывает (2), можно получить исходя из интегрирования измеренной в эксперименте функции  $S(\omega)$ .

Рис. 2 демонстрирует вторую из указанных возможностей ИДА — измерения профиля концентрации частиц в потоке. Сплошной линией показан интегральный доплеровский спектр, измеренный для ламинарного течения суспензии эритроцитов в плоском канале шириной 140 мкм при  $Re = 1.5$ . Пунктиром показан собственный спектр доплеровских частот пуазейлевского течения в канале, полученный в режиме измерения профиля скоростей. Внизу приведен нормированный на единицу поперечный профиль концентрации эритроцитов в потоке,  $n(\frac{x}{h})$ , рассчитанный из отношения этих спектров. Максимум концентрации соответствует  $|x| = (0.72 \pm 0.02)h$ . Аналогичные эффекты — обеднение пристенного слоя и возникновение внеосевого максимума концентрации на расстоянии  $r = (0.76 \pm 0.01)r_0$  — зарегистрированы методом ИДА и для течения суспензии эритроцитов в круглом

капилляре с  $2r_0 = 154$  мкм. Эффекты поперечного перераспределения в потоке достаточно крупных в масштабе канала частиц наблюдались и ранее [4]. Однако их регистрация традиционными методами чрезвычайно длительна и трудоемка, что затруднило детальные исследования. В методе ИДА спектр, напротив, регистрируется всего за несколько десятков секунд. Это дает также и дополнительную возможность – исследования динамики профилей концентраций и скоростей.

Авторы признательны С.Н. Семенову за плодотворные обсуждения.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Д у б н и щ е в Ю.Н., Р и н к е в и ч ю с Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982. 303 с.
- [2] К о н о н е н к о В.Л., С е м е н о в С.Н. – Журнал физической химии, 1986, т. 60, с. 2553–2556.
- [3] С е м е н о в С.Н., К о н о н е н к о В.Л. – Журнал физической химии, 1986, т. 60, с. 3117–3118.
- [4] S e g r e G., S i l b e r b e r g A. – J. of Fluid Mechanics, 1962, v. 14, p. 115–157.

Поступило в Редакцию  
18 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 22

22 ноября 1988 г.

## ТЕКСТУРИРОВАННЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ $Y-Ba-Cu-O$ ПЛЕНКИ НА ПОДЛОЖКАХ ИЗ САПФИРА

Ю.Д. В а р л а м о в, В.Ф. В р а ц к и х,  
М.Р. П р е д т е ч е н с к и й, А.И. Р ы к о в,  
А.В. Т у р б и н

Известно, что наибольшие значения плотности критического тока  $J_c = 10^6$  А/см<sup>2</sup> пленочных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) достигнуты при использовании монокристаллических подложек из  $SrTiO_3$  [1]. Однако этот материал имеет относительно высокую диэлектрическую проницаемость, что накладывает ограничения на исследование и использование пленочных ВТСП, приготовленных на подложках из  $SrTiO_3$ . Проблема получения пленочных ВТСП на подложках из сапфира – материала, имеющего низкое значение диэлектрической проницаемости и широко распространенного в микроэлектронике, обусловлена взаимодиффузией материала пленки и подложки в процессе синтеза [2]. Тем не менее в работе [3] достигнуто значение  $J_c = 2800$  А/см<sup>2</sup> при 78 К, что указывает на возмож-