

При температуре 112.66° С дисперсия уже не наблюдается. Результаты измерений скорости звука a_1 (на частоте 150.00 кГц) и a_2 (на частоте 978.50 кГц) по трем изотермам в зависимости от давлений p кг/см² представлены в следующей таблице.

p	a_1	a_2	p	a_1	a_2	p	a_1	a_2
Изотерма $t = 112.27^\circ \text{C}$			Изотерма 112.31°C					
42.270	85.0	85.0	42.302	85.0	85.0	42.359	80.8	81.5
42.278	82.5	83.2	42.305	83.5	84.1	42.363	82.1	82.3
42.291	79.9	81.3	42.311	81.8	82.3	42.386	84.5	84.5
42.304	78.1	79.7	42.316	80.7	81.5	Изотерма 112.47°C		
42.311	78.7	79.6	42.320	79.8		42.426	86.0	86.0
42.315	78.8	80.5	42.322	79.5	80.4	42.454	81.7	82.0
42.320	79.7	81.1	42.333	78.8	80.2	42.463	80.8	81.5
42.331	81.7	81.9	42.334	78.8	80.2	42.477	81.7	81.7
42.357	85.1	85.1	42.345	79.2	80.7	42.535	85.7	85.7

Характер зависимости дисперсии от давления p кг/см² при постоянной температуре виден из фигуры, где представлены результаты измерений скорости звука (a , м/сек) на частотах 150.00 кГц (точки 1) и 978.50 кГц (точки 2) на изотерме 112.27° С. Как видно из графика, заметная дисперсия наблюдается в районе минимума скорости звука в очень узком диапазоне давлений порядка 0.05 кг/см². То же самое относится и к температурному интервалу — заметная дисперсия наблюдается на удалении 0.2 — 0.3° С от критической температуры.

В заключение следует отметить, что длительное выдерживание каждой экспериментальной точки в заданном режиме потребовало проведения непрерывных многосуточных измерений.

Поступила 28 V 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Гитерман М. Ш., Конторович В. М. О влиянии пространственной дисперсии на распространение и рассеяние волн вблизи критической точки. ЖЭТФ, 1964, т. 47, вып. 6.
2. Комаров С. Г., Соловьев А. Н., Шелудяков Е. П. Пересечение температурных зависимостей скорости звука в жидкой и паровой фазах фреона-12 по линии насыщения вблизи критической точки. ПМТФ, 1968, № 4.
3. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1963.

ИЗМЕРЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ПОТОКОВ С ПОМОЩЬЮ ОКГ

И. В. Лебедев, Б. С. Ринкевичюс, Е. В. Ястребова

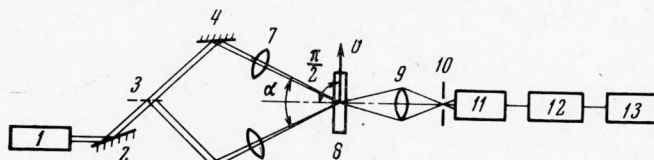
(Москва)

Для экспериментального изучения течений жидкостей и газов имеет большое значение измерение скоростей в потоках малых абсолютных размеров. Довольно часто малые размеры потоков (порядка мм или даже долей мм) не позволяют использовать измерительные устройства, которые успешно применяются в крупномасштабных потоках (скоростные трубки, термоанемометры и др.).

В этих случаях оказывается эффективным применение измерителей скорости, использующих оптические квантовые генераторы (ОКГ). Такие измерители скорости невносят возмущений в исследуемый поток и могут обладать большим пространственным разрешением.

Так, в работе [1] показана возможность применения частотного метода для определения скоростей потока жидкости. Однако пространственная разрешающая способность этого метода недостаточна для измерения локальных скоростей мелкомасштабных потоков.

Более перспективным для этих целей будет метод, который использует эффект Доплера [2,3], обладающий диапазоном измеряемых скоростей от 10^{-3} до 10^3 м/сек и пространственным разрешением меньше 100×10 мк. Здесь измерение локальной скорости производится по доплеровскому сдвигу частоты излучения ОКГ, рассеянного на специально вводимых в поток мелких частицах. Обычно в поток жидкости вводят частицы полистирола размером 0.557 мк при концентрации 1 : 50 000 [2]. Поскольку удельный вес полистирола близок к удельному весу воды, то можно считать, что скорость таких частиц совпадает со скоростью потока, а их наличие практиче-



Фиг. 1

ски не влияет на характер течения. В обычных схемах доплеровских измерителей скорости [2,3] определяется разность частот рассеянного и прямого излучения ОКГ. Так как эта разность частот выделяется методом гетеродина, то необходимо совмещать по направлению два пучка света с точностью до нескольких угловых секунд. Поэтому указанные схемы доплеровских измерителей скорости требуют тщательной юстировки.

В данной работе применяется дифференциальная схема доплеровского измерителя скорости, в которой скорость потока определяется по разности доплеровских частот. Для этой цели в исследуемую точку потока направляются два пучка когерентного света. Наблюдение ведется в рассеянном свете от обоих пучков. Можно легко показать, что в этом случае разность доплеровских частот Δf_D не зависит от направления наблюдения, а определяется только расположением падающих пучков и проекцией вектора скорости потока на биссектрису угла между ними, т. е.

$$\Delta f_D = \frac{2u}{\lambda_0} \sin \frac{\alpha}{2} \quad (1)$$

Здесь u — проекция вектора скорости частиц на плоскость, в которой лежат два падающих пучка; λ_0 — длина волны излучения ОКГ; α — угол между двумя лучами в вакууме. При выводе формулы (1) предполагается, что вектор скорости u лежит в плоскости, перпендикулярной к биссектрисе угла α .

В соотношении (1), кроме скорости входят величины λ_0 и α , которые являются константами ОКГ и установки. Поэтому определение скорости сводится к измерению Δf_D и умножению на масштабный коэффициент. Следует также заметить, что в данной схеме спектр Δf_D не зависит от апертуры линзы, собирающей рассеянный свет.

На фиг. 1 показана принципиальная схема установки для измерения локальных скоростей в потоках. Световой пучок от Ne-He ОКГ типа ЛГ-75 I с длиной волны 0.63 мк и мощностью 2 мвт отражается от поворотного зеркала 2, падает на делительную пластинку 3 и расщепляется на два идентичных пучка. При помощи зеркал 4 и 5, а также фокусирующих линз 6 и 7 пучки направляются в исследуемую точку потока 8.

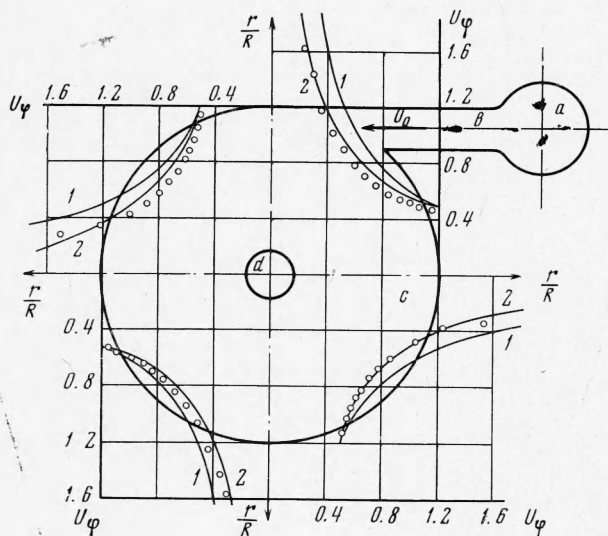
Рассеянное на частицах излучение ОКГ собирается объективом 9 и направляется на катод ФЭУ 11, перед которым ставится диафрагма 10 диаметром 100 мк для увеличения отношения сигнала к шуму. Сигнал с выхода ФЭУ поступает через широкополосный усилитель 12 с коэффициентом усиления 200 на панорамный спектроанализатор 13. Данная установка позволяла измерять локальные осредненные по времени скорости в диапазоне от $0.5 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^4$ м/сек. Верхний предел измеряемых скоростей определяется использованной приемной аппаратурой и при необходимости может быть расширен.

В качестве примера использования изложенного метода на фиг. 2 приведены результаты измерения тангенциальных скоростей в плоском вихревом элементе струйной автоматки. В вихревую камеру с указанного элемента поток воды поступает из сопловой камеры a через тангенциальное сопло b . Закрученный в камере поток выходит через центральное отверстие d . Исследовалась камера, выполненная из оргстекла и имевшая следующие размеры: диаметр вихревой камеры $D = 60$ мм, диаметр выходного отверстия $d_b = 8$ мм и высоту $H = 18$ мм. Для увеличения интенсивности рассеянного света в поток воды добавлялись частицы полистирола размером около 0.5 мк при концентрации 1 : 30 000.

Для определения тангенциальных скоростей u_φ в камерах вихревых элементов обычно рекомендуется степенной закон [5]:

$$u_\varphi = u_{\varphi R} (R/r)^m \quad (2)$$

Здесь $u_{\varphi R}$ — тангенциальная скорость вблизи цилиндрической стенки, которая принимается равной скорости на срезе сопла; R — радиус камеры; r — текущий радиус, отвечающий точке, отсчитываемой от центра камеры; m — показатель, который зависит от режима течения жидкости в камере, а также от ее геометрических размеров.



Фиг. 2

Однако в работах этот показатель часто назначается равным единице, т. е. принимается такое распределение тангенциальных скоростей, которое имеет место за пределами ядра свободного вихря в жидкости.

На фиг. 2 показаны кривые распределения скоростей в м/сек, построенные по формуле (2) для $m = 1$ (кривая 1), а также опытные точки.

Как можно видеть, расчетная кривая существенно отличается от опытных данных, в особенности в центральной части камеры. Значительно лучше соответствует опыту показатель $m = 0.75$ (кривая 2), величина которого указывалась некоторыми авторами по данным опытов, выполненных на крупномасштабных вихревых камерах [6].

Авторы благодарны В. А. Фабриканту за полезные обсуждения и постоянное внимание к работе.

Поступила 20 II 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Деревянко Н. Ф., Латышев В. М., Трохан А. М. О частотном методе измерения скорости течения жидкости. ПМТФ, 1968, № 5.
2. Yeh Y., Cummins H. Z. Localized fluid flow measurements with a He-Ne laser spectrometer. Appl. Phys. Lett., 1964, vol. 4, No. 10.
3. Foreman J. W., Lewis R. D., Thornton J. R., Watson J. Laser Doppler velocimeter for measurement of localized flow velocities in liquids. Proc. IEEE, 1966, vol. 54, No. 3.
4. Goldstein R. J., Kreid D. K. Measurement of laminar flow development in a square duct using a laser-doppler flowmeter. Trans. ASME, Ser. E, J. Appl. Mech., 1967, vol. 34, No. 4.
5. Лебедев И. В. О применении вихревых элементов струйной техники. Материалы к семинару «Приборы и устройства струйной техники (пневмоника)», ч. 2. Л., 1968.
6. Акопов М. Г., Классеи В. И. Применение гидроциклонов при обогащении углей. М., Госгортехиздат, 1960.