

**Я. Бачак, Р. Яблонски**

*(Варшава, Польша)*

### **ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ВИХРЕВОГО ЛАЗЕРНОГО РАСХОДОМЕРА**

Представлены результаты применения оптического метода получения информации в вихревых расходомерах. Задачей исследований является оценка влияния двух геометрических параметров оптической части расходомера на отношение сигнал/шум и выбор их оптимальных значений. Первый из них – угол наблюдения – имеет большое значение для улучшения отношения сигнал/шум. Второй – расстояние между лазером и генератором вихрей – оказывает существенное влияние на возможность обнаружения вихрей. В отличие от общепринятого способа обработки сигнала, использующего его нуль-переходы, в предлагаемой работе применяется метод быстрого фурье-преобразования. На основе результатов исследований представлены рекомендации по оптимизации данных параметров.

**Введение.** Вихревые расходомеры [1] с успехом используются в промышленности благодаря своей универсальности, надежности и точности. Они характеризуются относительно высоким диапазоном измеряемых расходов (по меньшей мере 20 : 1) и минимальным значением чисел Рейнольдса (порядка 4000). Расходомеры высокоустойчивы практически ко всем видам загрязнений за исключением твердых, которые приводят к износу поверхности генератора вихрей, и загрязнений, которые образуют налипания на краях генератора. Оба вида загрязнений могут привести к нарушению устойчивости работы расходомера. Естественно, эта проблема в большей или меньшей степени касается всех типов расходомеров.

Оптический подход к получению информации обладает некоторыми дополнительными преимуществами перед другими стандартными измерителями расхода.

1. Отсутствие статического электричества при проведении измерений во взрывоопасной или воспламеняющейся среде, так как подвод и прием излучения осуществляются через оптическое волокно. Таким образом, не требуются никаких специальных мер безопасности.

2. Отсутствие гидродинамического удара, создающего проблемы во всех типах механических датчиков, в установке с конденсирующимся паром. В случае избыточного давления единственным ограничением при использовании оптического метода будет прочность или долговечность прозрачных

окон, но эта проблема уже успешно решена в конструкции так называемых вакуумных камер с окнами.

3. Отсутствие инерционности, высокая устойчивость к вибрациям, невосприимчивость к внешним электрическим и магнитным полям.

Поток в закрытом канале с числом Рейнольдса выше 4000 представляет собой полностью развитое турбулентное течение, характеризующееся мелкомасштабными флуктуациями скорости, поэтому в рассматриваемом случае для создания возмущений высокой интенсивности используется генератор вихрей или турбулизатор, который представляет собой тело, вытянутое в продольном направлении. Обычно это металлический стержень, полностью погруженный в жидкость. Кармановские вихри возникают на краях стержня, вокруг которого движется жидкая среда [2]. Жидкость, стекая с краев, образует поверхность раздела вблизи стержня в зоне спутной струи. Разность скоростей создает сложную динамическую эволюцию поверхности раздела. Вихри являются результатом этой эволюции, поскольку отрыв вихря сопровождается возмущением давления, которое инициирует процесс создания нового вихря на противоположной стороне стержня. Вихри движутся вдоль так называемой дорожки Кармана (волнообразной линии между вихрями, срывающимися с противоположных сторон стержня) и располагаются на определенном расстоянии друг от друга. Для аксиально-симметричных стержней дорожка Кармана проходит вдоль оси трубы. С целью облегчения аналитических расчетов взят стержень цилиндрической формы. Форма турбулизатора, применяемого в эксперименте, была исследована и оптимизирована с целью получения высоких значений энергии вихрей и их стабильной частоты срыва  $f$ . Чем больше энергия вихря, тем выше вероятность его обнаружения. Частота  $f$  прямо пропорциональна объемной скорости  $w$  в широком диапазоне чисел Рейнольдса:

$$\frac{f}{2} = \frac{St}{D} w, \quad (1)$$

где  $D$  – внутренний диаметр трубки. Коэффициент пропорциональности между частотой и скоростью, так называемое число Струхала ( $St$ ), для цилиндрического стержня лежит в диапазоне значений 0,18–0,28 [2].

В [1] в качестве рабочей среды использовался газ. В предлагаемой работе рассматриваются оптические методы для измерения расходов жидкостей. Исследования проводились на испытательном стенде с производительностью потока 0,1–5,0 м<sup>3</sup>/ч. При этом использовалась водопроводная вода с показателем мутности приблизительно 50 мг/л Si. Вода как среда является более стабильной, чем газ, практически несжимаемой, и значения сигнала в ней предполагаются более высокими благодаря ее большей плотности. Оптическая система получения информации выбрана из соображений ее более высокой детектирующей способности и гибкости. Для приема сигнала был использован фотоумножитель с высокой квантовой эффективностью, а также некоторые дополнительные оптические узлы с целью увеличения числа степеней свободы при микропозиционировании.

1. **Экспериментальная установка.** Оптическая схема модифицированной экспериментальной установки представлена на рис. 1. Ее источником служит стандартный лазерный диод ( $LD$ ), излучающий свет с пониженным значением дробового фотонного шума [3] на длине волны 650 нм. Питание

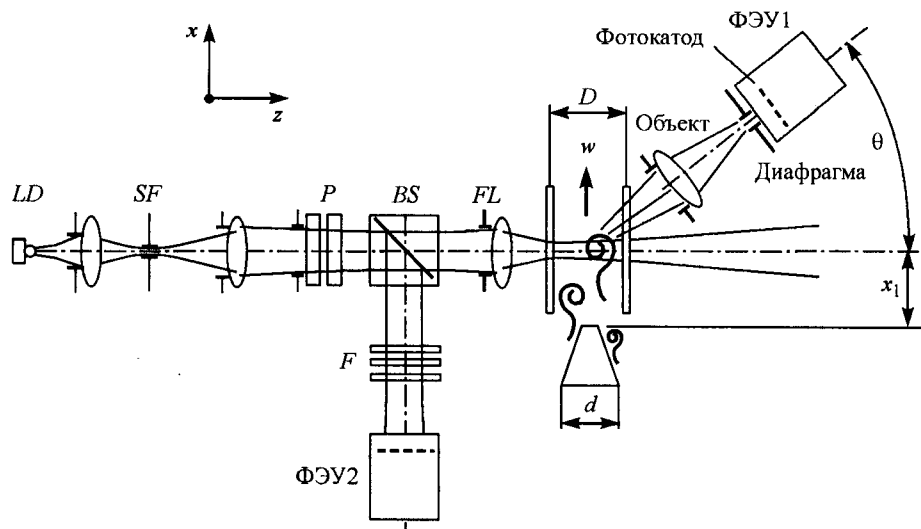


Рис. 1

диода осуществляется постоянным током, что снижает дробовой шум. Диод работает при комнатной температуре. Известно, что дробовой шум сильно влияет на точность измерений, и его уменьшение является, безусловно, делом первостепенной важности. В режиме счета фотонов отношение сигнал/шум выражается как отношение среднего значения числа фотоэлектронов на заданном интервале времени к его дисперсии. Чем ниже дисперсия числа фотонов, тем выше отношение сигнал/шум. Оптическая схема включает в себя также нейтральный фильтр  $F$ , два поляризатора  $P$ , светоделитель пучка  $BS$  и объектив  $FL$ . Дополнительный фотоэлектронный умножитель ФЭУ2 используется в качестве опоры. Нейтральные фильтры и полуволновые пластинки обеспечивают точную установку мощности источника излучения. Световой пучок направлен перпендикулярно к оси потока и пересекает ее. Фотоумножители ФЭУ1 и ФЭУ2 (Hamamatsu H7421-40) имеют GaAsP-фотокатод с квантовой эффективностью 30 % на длине волны 650 нм. Они работают в режиме счета фотонов, а их температура стабилизирована с помощью охлаждающей системы Пельтье при окружающих температурах от +5 до +35 °С. Одноэлектронные импульсы с выхода основного фотоэлектронного умножителя (ФЭУ1) поступают на счетчик (Hamamatsu M7824), подсчитывающий их число на заданном интервале времени. Это число – цифровой сигнал, который через последовательную шину передается в память персонального компьютера. Фотодетектор (ФЭУ + счетчик фотоэлектронов) способен различать фотоны, поступающие во временном интервале не менее 70 нс без перекрытия. В связи с феноменом перекрытия импульсов [4] и возможностью нелинейного функционирования детектора производился пересчет числа фотоэлектронов. Этот процесс описан в разд. 2.

Общий вид оптической системы представлен на рис. 2. Все элементы приемной стороны закреплены на поворотном столе, обеспечивающем возможность изменения угла наблюдения  $\theta$  (см. рис. 1). Особенности конструкции измерительной установки ограничивают возможности изменения угла в

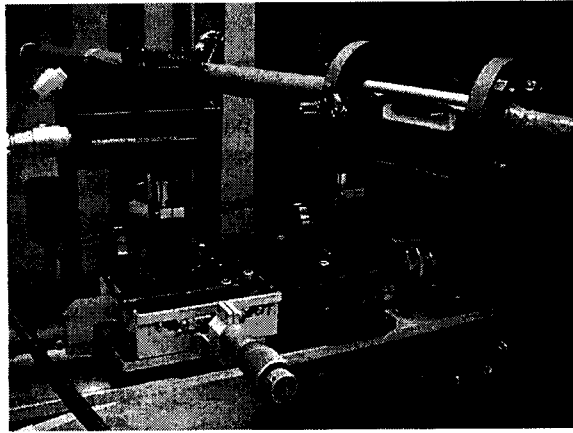


Рис. 2

пределах от  $+10$  до  $+35^\circ$ . Знак «+» указывает на направление отсчета угла  $\theta$  по часовой стрелке от направления светового пучка, а знак «-» наоборот. Объектив состоит из двух стандартных двояковыпуклых линз ( $f'_1 = 500$  и  $f'_2 = 62$ ) и ирисовой диафрагмы. Диафрагма диаметром 1мм установлена перед приемником ФЭУ1.

Испытательный стенд показан на рис. 3. Он включает в себя напорный бак постоянного уровня, установленный на 3 м выше нулевой отметки, сливной резервуар, измерительную секцию с испытуемым расходомером и опти-

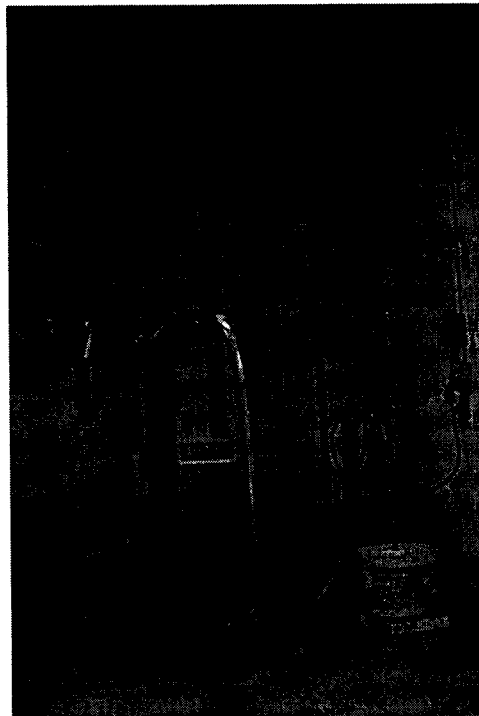


Рис. 3

ческую часть, которая находится выше нулевой отметки на 1,2 м (перпендикулярно к плоскости рисунка), насос, несколько вентилях, соединительные трубки и устройство балансировки платформы. Насос всасывает воду через трубку и подает ее в главный напорный бак. Водная поверхность в баке поддерживается на постоянном уровне за счет того, что подача воды в бак осуществляется в большем объеме, чем требуется для эксперимента. Избыточное количество воды направляется обратно в резервуар через дренажную трубку, закрепленную в середине бака. Конструкция позволяет устранить влияние нестабильности работы насоса на скорость потока в измерительном отсеке. Два управляющих вентиля регулируют скорость потока. Меньший вентиль предназначен для тонкой регулировки потока жидкости. Измерительная секция при помощи эластичной трубки присоединяется к системе. Диаметр  $D$  этой секции равен 0,025 м, т. е. он мал в сравнении с установленным уровнем воды в напорном баке. Входной сегмент измерительной секции вверх по течению от генератора вихрей имеет длину  $30D$ . Выходной сегмент вниз по течению от генератора имеет длину  $10D$ . Тройниковый вентиль направляет поток на весы (платформу с указателем, расположенным ниже датчика расхода) или назад в резервуар. Весы имеют класс точности 0,01. Цифровой таймер с разрешением 0,01 с измеряет время заполнения сосуда. Точность показаний таймера оценивалась по коэффициенту вариации, выраженному в процентах,  $\tau = s/\langle x \rangle \cdot 100\%$ . Рассчитывалось стандартное отклонение  $s$  и среднее значение  $\langle x \rangle$  для семи серий экспериментов. Каждая серия экспериментов состояла из 3–6 измерений. Значение  $\tau$  порядка 0,25 %. Расход жидкости измерялся по таймеру одновременно с измерением частоты срыва вихрей в завихренном потоке (и то и другое в реальном времени).

**2. Обработка сигналов.** Общепринятым подходом к определению частоты вихрей является подсчет числа нуль-переходов сигнала. Из-за сложного характера сигнала этот способ требует применения специальных следящих фильтров. В предлагаемой работе успешно применено быстрое преобразование Фурье (БПФ) без использования каких-либо цифровых или рекурсивных фильтров. Высокое разрешение по частоте может быть получено только за счет расширения временного окна, однако это не всегда допустимо (важно подчеркнуть, что для получения корректных результатов в коммерческих системах требуется, как минимум, 30 с, а в общем случае – более 60 с). Сигнал создавался фотонами, излучаемыми лазерным диодом, которые затем рассеивались кармановскими вихрями и собирались объективом на поверхности фотокатода. Отметим, что процесс рассеяния имеет несимметричные угловые характеристики аналогично рассеянию Ми. До настоящего времени не установлено точно, являются ли центрами рассеяния загрязнения, взвешенные частицы [1] или сами вихри.

В начальном переходном периоде наблюдались медленные осцилляции числа фотоэлектронов с частотой менее 1 Гц. Однако по истечении времени прогрева системы дрейф не превышал нескольких фотоэлектронов в час. Мощность света, падающего на ФЭУ, составляла  $\sim 1$  пВт, что давало  $\sim 3$  млн. фотон/с в области красного света. Данные регистрировались на временном интервале 10 или 20 с. Частота выборки составляла 1 КГц, таким образом регистрировались 10 или 20 тыс. импульсов данных. Регистрация производилась несколько раз при одних и тех же условиях, а затем данные были разделены на выборки размером 1024 отсчета. Эта величина была выбрана для оптимизации процедуры БПФ и получения разумного разрешения на уровне менее 1 Гц. Такое разрешение является достаточным для предвари-

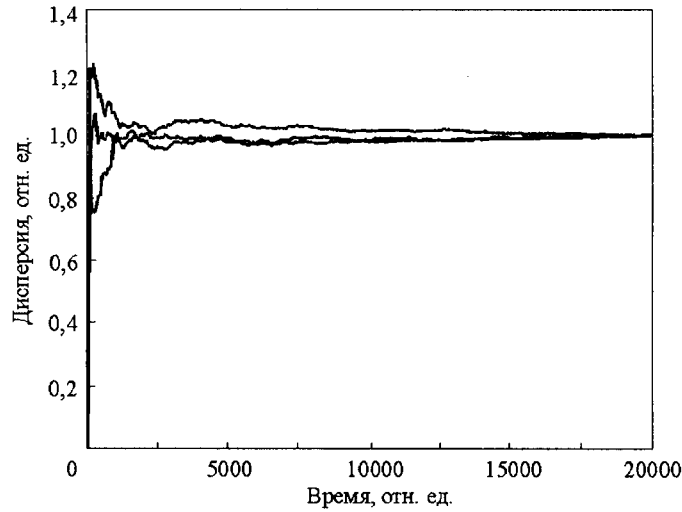


Рис. 4

тельных исследований и не искажает характер наблюдаемых явлений. Минимизация оцениваемой дисперсии сигнала также имеет существенное значение. Как показано на рис. 4, значение дисперсии резко меняется, когда размер выборки достигает 1000, и стабилизируется при размере 2000.

Кривые на рис. 4, нормализованные на максимальное значение, рассчитывались на основе соотношения, полезного при итеративных вычислениях:

$$\sigma_{n+1}^2 = \frac{n}{n+1} \left[ \sigma_n^2 + \frac{1}{n+1} (x_{n+1} - \langle x_n \rangle)^2 \right], \quad (2)$$

$$\langle x_n \rangle = \left( \frac{n-1}{n} \right) \langle x_{n-1} \rangle + \frac{1}{n} x_n,$$

где  $\langle \cdot \rangle$  – среднее по  $x$ . Второе соотношение в (2) получено простым осреднением в соответствии с выражением

$$\langle x_n \rangle = \left( \frac{n-1}{n} \right) \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_{n-1}}{n-1} + \frac{1}{n} x_n. \quad (2a)$$

Первое соотношение в (2) нуждается в более сложной модификации определения дисперсии  $\sigma_n^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ . Уменьшаемое и вычитаемое в этом представлении могут быть выражены следующим образом:

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{n-1} \frac{n-1}{n} \left( \sum_{i=1}^{n-1} x_i^2 + x_n^2 \right) = \frac{n-1}{n} \langle x_{n-1}^2 \rangle + \frac{x_n^2}{n}, \quad (2б)$$

$$\begin{aligned}\langle x \rangle^2 &= \frac{(n-1)^2}{(n-1)^2} \frac{1}{n^2} [(x_1 + x_2 + \dots + x_{n-1}) + x_n]^2 = \\ &= \frac{(n-1)^2}{n^2} \left( \frac{\sum_{i=1}^{n-1} x_i}{n-1} \right)^2 + \frac{2x_n \sum_{i=1}^{n-1} x_i}{n^2} + \frac{x_n^2}{n^2},\end{aligned}\quad (2в)$$

$$\langle x \rangle^2 = \left( \frac{n-1}{n} \right)^2 \langle x_{n-1} \rangle^2 + \frac{2x_n(n-1)}{n^2} \langle x_{n-1} \rangle + \frac{x_n^2}{n^2}.$$

Тогда общее выражение для дисперсии запишется в виде

$$\sigma_n^2 = \frac{n-1}{n} \left( \langle x_{n-1}^2 \rangle - \langle x_{n-1} \rangle^2 + \frac{1}{n} \langle x_{n-1} \rangle^2 \right) + \frac{n-1}{n^2} (x_n^2 - 2x_n \langle x_{n-1} \rangle),\quad (2г)$$

$$\sigma_n^2 = \frac{n-1}{n} \sigma_{n-1}^2 + \frac{n-1}{n^2} (\langle x_{n-1} \rangle^2 - 2x_n \langle x_{n-1} \rangle + x_n^2).$$

Таким образом, мы имеем «текущую» дисперсию по аналогии с «текущим» средним, которые приведены к каждому последующему отсчету. Данные для вычислений получены при следующих условиях: угол наблюдения  $\theta = 20^\circ$ , расстояние  $\Delta x = 0, 24$  и  $27$  мм, объемный расход при стандартном отклонении  $3\sigma$  составляет  $0,95 \pm 0,05$  м<sup>3</sup>/ч.

Кривая распределения вероятности для исходных данных подтверждает, что используемый субпуассоновский свет от лазерного диода все еще сохраняет нехаотическую структуру после рассеяния. Данные по-прежнему содержали отсчеты фонового излучения и темновые. Частота отсчетов фонового излучения составляла 300 Гц и частота темновых отсчетов – 50 Гц. (Для сравнения: частота сигнала находилась в пределах нескольких килогерц, а для некоторых реализаций достигала 2,3 МГц.) Из-за пуассоновского характера процесса на выходе системы вариация сигнала является неоднородной, и оцениваемая абсолютная ошибка сильно меняется от одной экспериментальной выборки к другой. Тем не менее не было обнаружено никакой взаимной корреляции между сигналом и выходом лазерного диода. Взаимная корреляция рассчитывалась как сумма составляющих произведений флуктуирующих компонент основного сигнала и сдвинутых во времени флуктуирующих компонент на выходе ФЭУ в опорном канале.

Предварительная обработка исходных данных проводилась в несколько этапов. Вначале в соответствии с выражением (3) осуществлялась перекалибровка для учета перекрытий:

$$n_R = \frac{1}{1 - n\Delta t},\quad (3)$$

где  $n_R$  – реальная скорость отсчетов;  $n$  – число отсчетов в единицу времени;  $\Delta t$  – разрешение импульсной пары, т. е. «мертвое» время ФЭУ. Это выражение описывает пуассоновский процесс с модифицированным мертвым временем [5]. Затем выполнялась простая деконволюция сигнала, определялись спектральная характеристика ФЭУ и эффективность работы его диодной системы. Влияние таких факторов, как пространственная неоднородность катода, угловая зависимость, световой гистерезис, предполагалось несущественным. Временная нестабильность ФЭУ учитывалась впоследствии. Следующий шаг состоял в определении гигантских импульсов на выходе ФЭУ, возникающих вследствие двух причин: загрязнения элементов конструкции ФЭУ и влияния космических лучей. Космическое излучение регистрировалось крайне редко (всего несколько раз в течение всего цикла измерений), при этом генерировались импульсы в виде  $\delta$ -функции с очень высокой энергией. Оба источника выбросов приносят добавочную энергию, благодаря чему регистрируются дополнительные отсчеты. Процедуры отфильтровывания выбросов являются более или менее произвольными. В этой связи была использована простая процедура из [6]. Скорректированные значения стандартного отклонения и средней величины сигнала рассчитывались по текущим данным, при этом контролировалось выполнение следующего соотношения:

$$\langle x_i \rangle - a_l s_i < x_{i+1} < \langle x_i \rangle + a_u s_i, \quad \langle x_i \rangle = \frac{1}{i} \sum_{k=1}^i x_k, \quad (4)$$

где постоянные  $a_l$  и  $a_u$  выбирались произвольно (обычно в диапазоне значений 3–5). В рассматриваемом случае  $a_l = 3$  и  $a_u = 5$ . Новое оцениваемое значение  $\tilde{x}_{i+1} = x_i + (x_i - x_{i-1})$  заменяет предыдущее. Затем среднее значение данных вычиталось и данные пересчитывались. Сглаживание данных, как и введение спектрального окна, не улучшает и не упрощает представления энергетического спектра, поэтому ни тот и ни другой процесс не применялся.

Спектр БПФ рассчитывался на основании следующего соотношения:

$$|X_k| = \left| \frac{1}{N} \sum_n x_n e^{-j2\pi(k-1)(n-1)/N} \right|. \quad (5)$$

Амплитудный спектр сигнала показан на рис. 5. Частота по оси абсцисс нормализована на частоту Найквиста  $F$ . Имеется два очевидных пика в спектре сигнала на фоне спектрального шума. Амплитуды на этих частотах, по меньшей мере вдвое, превышают амплитуды окружающего шума. Спектральная плотность шума достаточно высока, и фактически он является частью очень сложного сигнала, генерируемого вихрями. Этот спектр сравним по структуре со спектром воображаемого генератора с затухающими колебаниями при внешнем периодическом воздействии [7]. Пример физической реализации такого спектра дают конвекционные структуры в эксперименте Бенарда [8]. Весь спектр содержит информацию о феномене срыва вихрей, однако при ре-



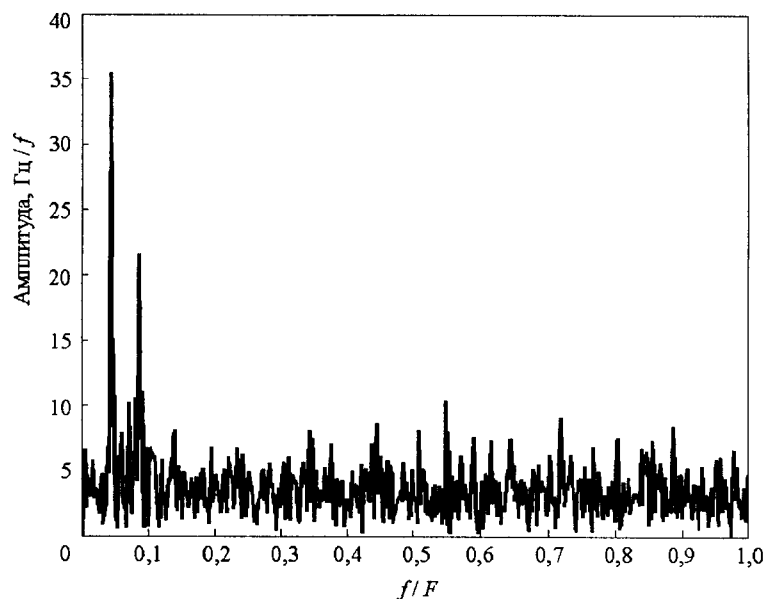


Рис. 5

шении поставленной задачи его шумовая часть будет рассматриваться как мешающий и посторонний фактор. С учетом этого в расчетах отношения сигнал/шум, представленных далее, сигнал будет рассматриваться как сумма амплитуд двух указанных пиков, а сумма всех других компонент – как шум. Отметим, что сравнение полученного спектра со спектром газа с аналогичной амплитудой сигнала дает значение спектральной плотности для жидкости почти в 2,5 раза выше. Кроме того, спектр шума в данном случае остается плоским в отличие от спектра газообразной среды, где он изменяется с частотой  $1/f^\alpha$ ,  $\alpha \neq 1$ . Сложная природа явления генерации вихрей также вносит искажения в гармонические составляющие. В нескольких реализациях были отмечены более высокие значения амплитуды второй гармоники по сравнению с первой, особенно это проявлялось для больших расстояний  $\Delta x$ , что свидетельствует о разрушении вихрей в дальних точках. Разрушение вихрей не повлияло на стабильность оценки частоты, однако могло вызвать ошибки в оценке положения первой гармоники.

Устойчивость процесса генерации вихрей подтверждалась сравнением амплитудных спектров сигналов, записанных в разное время при одних и тех же условиях. Все моменты вплоть до моментов четвертого порядка также рассчитывались и сравнивались. Временной интервал составлял 30 и 60 мин, поскольку предполагалось, что в пределах этого интервала процесс является стационарным.

**3. Результаты.** Основной целью исследований явилась оптимизация оптической части измерителя. Оптимальной считалась такая конфигурация оптической части установки, которая обеспечивала максимально возможную способность распознавания полезного сигнала. В рассматриваемом случае эта способность определялась двумя параметрами: углом наблюдения  $\theta$  и расстоянием  $\Delta x$  между световым пучком и задней плоскостью генератора

вихрей. Критерием оценки качества сигнала принято отношение сигнал/шум:

$$C/Ш = 10 \log \left( \frac{\sum a^2}{\sum b^2} \right),$$

где  $a$  – амплитуды пиковых значений (первой или второй гармоники);  $b$  – амплитуды любой другой частоты. Такой подход основан на предположении (см. разд. 2), что сигнал любой гармоники за исключением первой или второй является помехой.

На рис. 6 показано отношение сигнал/шум в функции расстояния  $\Delta x$ , нормированного на значение диаметра  $D$  измерительного сегмента трубы. Сплошная линия есть среднее значение 16-элементной выборки, частичные значения которой помечены на рисунке кружками. Каждое значение определялось при девяти расстояниях  $\Delta x$  в диапазоне 0–27 мм. Угол наблюдения равен  $20^\circ$ . Расстояние «0» соответствует случаю, когда ось лазерного пучка проходит по касательной к генератору вихрей. Это означает, что половина поперечного сечения пучка перекрывается одной из поверхностей генератора. Отношение сигнал/шум составляет около 2 дБ на расстояниях, меньших 0,3. Лучшие отношения сигнал/шум имеют место на расстояниях от 0,4 до 0,8. По-видимому, в непосредственной близости от генератора вихри еще не полностью сформированы, а на дальних расстояниях разрушаются. Рассеивающая способность вихрей понижается с увеличением расстояния, когда они начинают медленно расплываться. Для газов наилучшее отношение сигнал/шум было получено на относительном расстоянии  $\Delta x = 0,3$  (расстояние 12 мм при диаметре трубы 40 мм), а на расстоянии  $\Delta x = 0,4$  это отношение было значительно ниже. Такое явление подтверждает тот факт, что вихри в газообразной среде менее устойчивы (слабее), чем в жидкой, и менее долговечны.

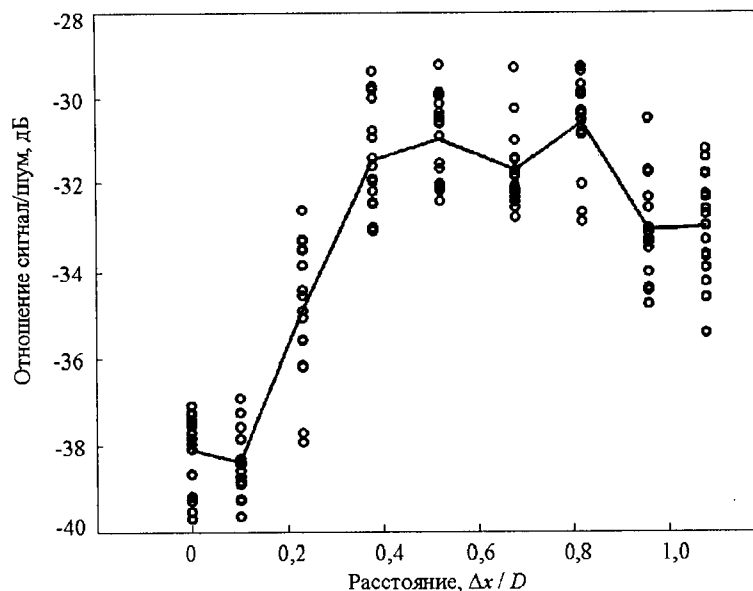


Рис. 6

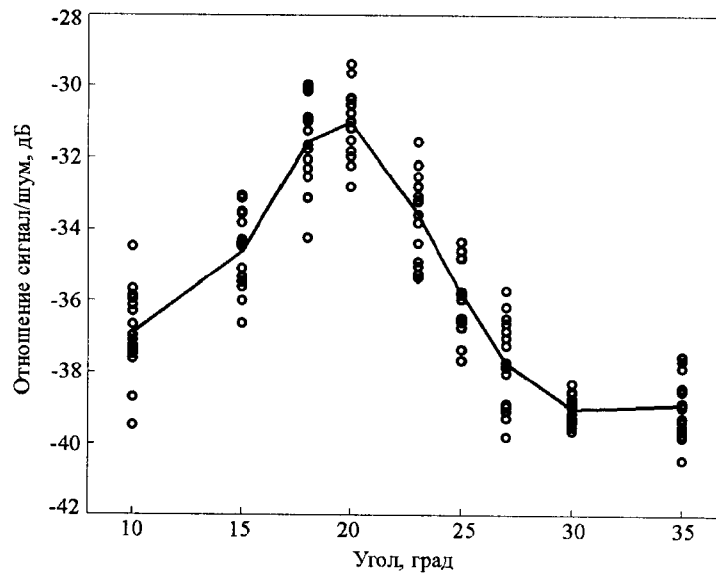


Рис. 7

Более наглядно относительный максимум показан на рис. 7, на котором представлено отношение сигнал/шум как функция угла наблюдения  $\theta$ . Сплошной линией показано среднее значение из 16-элементной выборки, отдельные точки которой отмечены на рисунке кружками. Каждое значение определялось для девяти угловых позиций в диапазоне  $10-35^\circ$  при  $\Delta x = 0,56$ . Отношение сигнал/шум является наибольшим при значениях угла наблюдения  $\theta$  в диапазоне  $18-20^\circ$ . Такая угловая зависимость сигнала уникальна для оптических методов в сравнении с другими методами исследования потоков.

**Заключение.** Результаты, представленные в данной работе, являются продолжением исследований в [1]. Для оценки расхода воды применялся метод быстрого фурье-преобразования вместо традиционного метода счета нуль-переходов сигнала. БПФ позволяет осуществлять более быструю обработку сигналов. При этом следует отметить, что если время выборки составляет менее 1 с, дисперсия сигнала становится нестабильной и меняется очень резко. Такой период времени является, по-видимому, предельным для корректной оценки частоты срыва вихрей.

Результаты исследований показывают, что для жидкости отношение сигнал/шум выше, чем для газа. Кроме того, спектр шума является более плоским и не обнаруживает зависимости  $1/f$ . Учет этих факторов позволил оптимизировать конструкцию лазерного расходомера.

Отношение сигнал/шум имеет экстремум как при изменении расстояния  $\Delta x$ , так и при изменении угла наблюдения  $\theta$ . Вихри в воде остаются устойчивыми на расстояниях  $\Delta x$  больших, чем в газе, и отношение сигнал/шум для жидкости не имеет такого ярко выраженного экстремума, как для газа. Наибольших величин оно достигает в диапазоне значений  $\Delta x$  0,4–0,8. В отличие от функции расстояния зависимость отношения сигнал/шум от угла наблюдения имеет относительно резкий и очевидный максимум при значениях угла  $\theta$  около  $20^\circ$ . Объяснение этого результата требует дополнительных исследований.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Baszak J., Jablonski R.** Applying single photon counting to measure fluid flow in vortex flowmeter // Proc. SPIE. 2002. **4900**, N 160. P. 1155.
2. **Roy D. N.** Applied Fluid Mechanics. Chichester: Ellis Horwood Ltd., 1988.
3. **Machida S., Yamamoto Y., Itaya Y.** Observation of amplitude squeezing in a constant-current-driven semiconductor laser // Phys. Rev. Lett. 1987. **58**, N 10. P. 1000;  
**Richardson W. H., Machida S., Yamamoto Y.** Squeezed photon-number noise and sub-poissonian electrical partition noise in a semiconductor laser // Phys. Rev. Lett. 1991. **66**, N 22. P. 2867.
4. **Photomultiplier** Tubes Basics and Application. Hamamatsu Photonics K. K., 1999.
5. **Teich M. C., Saleh B. E. A.** Photon Bunching and Antibunching // Progress in Optics XXVI. Elsevier Sci. Publ. B. V., 1988.
6. **Otnes R. K., Enochson L.** Digital Time Series Analysis. N. Y.: J. Willey&Sons, Inc., 1972.
7. **Baker G. L., Gollub J. P.** Chaotic Dynamic: an Introduction. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1996.
8. **Schuster H. G.** Deterministic Chaos. VCH VmbH, 1988.

*Институт метрологии и измерительных систем,  
Варшавский технологический университет,  
E-mail: jbaszak@hamamatsu.de*

*Поступила в редакцию  
10 июня 2003 г.*