

УДК 533.6.697

## ПУЛЬСАЦИИ СКОРОСТИ В ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУЕ ВИХРЕВОЙ КАМЕРЫ

В. В. БАБЕНКО\*, В. А. БЛОХИН\*, А. В. ВОСКОБОЙНИК\*, В. Н. ТУРИК\*\*

\*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

\*\*Национальный технический университет Украины “КПИ”, Киев

Получено 18.01.2002

Представлены результаты экспериментальных исследований спектральных плотностей мощности поперечных и продольных пульсаций скорости в пристеночной струе вихревой камеры. Показан вклад различных частотных компонент спектральных плотностей в общую энергию поля пульсаций скорости при изменении углов тангенциальности струи, азимутальных углов от входного сопла и расстояний к обтекаемой поверхности вихревой камеры. Ядро закрученной струи более насыщено мелкомасштабными высокочастотными вихрями, по сравнению с пристеночной областью струи, где преобладают крупномасштабные вихревые системы. С увеличением азимутального угла входящей струи происходит укрупнение продольных масштабов вихрей в пристеночной области струи, а их вклад в общую пульсационную энергию возрастает.

Наведено результати експериментальних досліджень спектральної густини потужності поперечних та поздовжніх пульсацій швидкості в пристінному струмені вихрової камери. Показано різний внесок частотних компонент спектральних густин у загальну енергію поля пульсацій швидкості при зміні кутів тангенційності струменя, азимутальних кутів від вхідного сопла й відстаней до поверхні вихрової камери, що обтікається. Ядро закрученого струменя більш насичене дрібномасштабними високочастотними вихорями, в порівнянні з пристінною областю струменя, де переважають великомасштабні вихрові системи. Зі збільшенням азимутального кута струменя має місце укрупнення поздовжніх масштабів вихорів у пристінній області струменя, а їхній внесок у загальну пульсацийну енергію зростає.

The experimental research results of distribution of a longitudinal and transversal power spectral density components of a turbulent wall jet velocity fluctuations in the vortical chamber are shown. The contribution of various frequency components of the spectral densities to general energy of velocity fluctuation field is represented at a variation of a jet entering tangential angles in the chamber, azimuth angles and at various normal distances from a cylindrical wall which is ambited by stream. The swirling stream core is more saturated by small-scale high-frequency vortices in comparison with the wall jet field where the large-scale vortical systems are prevalent. With the increase of azimuth angle there is the longitudinal vortices scales enlargement in the wall jet field and their contribution in the fluctuating energy grows.

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных источников акустических полей в природе и технике являются струйные потоки. Струи, сами по себе, создают значительные уровни пульсаций скорости и давления в окружающей среде, а взаимодействуя с обтекаемой поверхностью, могут вызывать на ней большие механические напряжения виброакустической природы [1–4]. Кроме того, при таком взаимодействии струи с телом появляется еще один источник звука – пограничный слой, который при больших числах Рейнольдса, соответствующих турбулентному режиму обтекания, порождает псевдозвуковую составляющую аэродинамического шума [5–8].

Известно также, что при обтекании цилиндрических тел большой кривизны имеет место отрыв пограничного слоя, приводящий к возникновению за кормовой частью вихрей, образующих либо вполне регулярные вихревые дорожки Кармана, либо области практически полного турбулентного перемешивания. Формирование вихрей и их срывы вызывают пульсации давления, определяемые вкладом всех составляющих поля скорости.

При определенных условиях эти пульсации лежат в диапазоне звуковых колебаний [9–12].

По-видимому, качественно в чем-то сходные, хотя и более сложные, явления возможны при поперечном “обтекании” когерентных вихревых жгутов вблизи вогнутых поверхностей. В связи с этим весьма интересным объектом исследования представляется вихревая камера (ВК) с тангенциальным входом потока газа и односторонним расположением торца в цилиндрической части камеры.

В ряде работ установлено, что и в проточной [13–15] и в тупиковой [16–18] частях ВК существует несколько типов когерентных крупно- и мелкомасштабных вихревых систем, взаимодействующих между собой. При этом типичным для рассматриваемого случая является “обтекание” вихревых жгутов типа Гертлера и Тэйлора полуограниченным потоком, совершающим вращательное и осевое движение от торца к выходу ВК. Механизм такого взаимодействия, даже в условиях изотермического дозвукового течения инертных сред, чрезвычайно сложен и требует более детального изучения. Изменение степени закрутки, числа Рейнольдса и интенсивности турбулентности вхо-

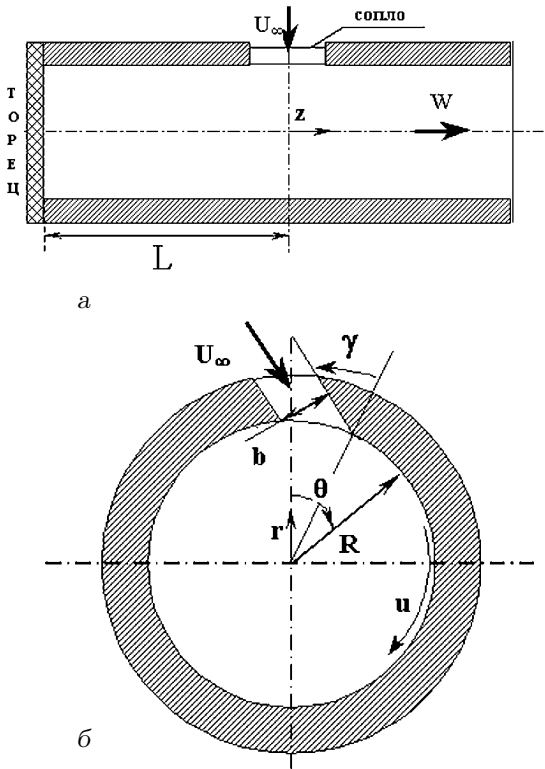


Рис. 1. Схема вихревой камеры:  
 а – продольный разрез ВК,  
 б – поперечное сечение в срединной плоскости  
 впускного сопла

дно потока, формы и расположения впускного сопла и глухого торца ВК, геометрических условий выхода потока из ВК – вот далеко не полный перечень факторов, которые влияют на устойчивость, процессы формирования, деформации и распада вихрей, проявляемые через пульсации скорости и давления.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Акустическая и аэродинамическая диагностика микроструктуры течений в ВК предполагает дополнение результатов крупномасштабных измерений распределения потоков в ВК и картин визуализации, полученных посредством кинофотосъемки процесса [16, 17, 19], анализом спектров пульсаций скорости полуограниченных струй в отдельных зонах ВК.

В данной работе ставится задача экспериментального исследования распределения продольной и поперечной составляющих спектральной плотности мощности пульсаций скорости по частотам в центральном сечении трапецевидной области формирования вихрей Гертлера [18] на внутрен-

ней цилиндрической стенке ВК.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования проводились на аэродинамическом стенде, описанном в [17]. Схема рабочего участка, выполненного из органического стекла в виде вихревой камеры с внутренним диаметром  $D = 2R = 102$  мм с одиночным тангенциальным подводом и односторонним осевым отводом воздуха, представлена на рис. 1.

На данном этапе исследования в рабочем участке устанавливались сопла с размерами проходного сечения  $a \times b = 41 \times 25$  мм<sup>2</sup> со скруглениями при вершинах и углами тангенциальности расположения окон  $\gamma = 33^\circ$  и  $\gamma = 67^\circ$ . В дальнейшем будем обозначать эти сопла индексами N1 и N4 соответственно. Осевой угол между продольными осями окон сопел и цилиндрической части ВК фиксировался и составлял  $\alpha = 0^\circ$ . Относительная глубина расположения торца от середины впускного сопла варьировалась в пределах  $\bar{L} = L/D = 1.1 \div 4.4$ . Опыты проводились в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_c \approx 40000 \div 80000$ , определенных по значениям средней скорости  $U_\infty$  воздуха, гидравлического диаметра проходного сечения сопла  $D_c = 2ab/(a + b)$  и кинематической вязкости  $\nu$ . Проводились изотермические продувки воздуха через ВК при следующих параметрах на входе:  $t = 18^\circ\text{C}$ , давление – атмосферное. Уровень вибраций, передаваемых от вентилятора рабочему участку, был существенно уменьшен с помощью ряда специальных мер. Так, соединение рабочего участка со всасывающим трактом вентилятора осуществлялось через гладкий резиновый рукав; применялось расположение опор трубопроводов, исключаящее “эффект консоли”; узлы креплений были выполнены на демпфирующих подушках типа “сэндвич”.

Предыдущие исследования структуры потока в ВК [18, 19], выполненные с помощью обычной и скоростной киносъемки следов распространения монодисперсного порошка в сложных пристеночных течениях, показали возможность появления деформированной системы вихревых жгутов типа Гертлера на внутренней поверхности цилиндрической части ВК, расположенной ниже сопла. Характерно, что система вихрей разделяется на активную (в сторону выхода ВК) и пассивную (тупиковую) части, переходя по мере осевого растекания в квазилюдвиговские [20] спиралеобразные вихри. Распределение окружных скоростей во вне-

шнем, по отношению к пограничному слою в этой области, течения приближенно отвечает модели свободно-вынужденного вихря в поперечных сечениях ВК [21].

Измерения осевых скоростей вдоль тупиковых зон камеры [16, 17] показали наличие в них системы регулярных, “вложенных” друг в друга, крупномасштабных вихревых структур. Они имеют различные угловые скорости по радиусу ВК при одинаковом направлении вращения и попарно противоположные знаки продольных компонент скорости.

На компьютерных диаграммах (рис. 2) приведены изотопы местной, осредненной по времени, относительной осевой скорости  $\bar{w} = w/W$  ( $W$  – среднерасходная скорость в проточной части ВК) в зависимости от безразмерного радиуса  $\bar{r} = r/R$  и продольной координаты  $\bar{z} = |z|/D_0$  текущего поперечного сечения тупиковой зоны в горизонтальной диаметральной плоскости камеры. Белый цвет на диаграмме и знаки “+” для относительных скоростей соответствуют направлению течения от сопла к торцу, серый цвет и знаки “-” – обратному направлению течения, более темные оттенки – оттоку от торца с более высокой скоростью.

Таким образом, входящая в ВК из сопла полуграниченная струя оказывается пересекаемой системой, как минимум, двух воздушных коаксиальных “цилиндров”, движущихся с различными по модулю окружными ( $u$ ) и осевыми ( $w$ ) скоростями со стороны торца. Кроме того, входящая струя при определенных условиях может проявлять неустойчивость в пограничном слое на криволинейной стенке [18].

Для более детального выяснения физики процессов течения и взаимодействия струй проводились термоанемометрические измерения осредненных по времени и пульсационных значений скорости в центральном сопловом сечении вихревой камеры. Измерения осуществлялись с помощью аппаратуры DISA-55M, включающей мост термоанемометра (блок 55M10) с источником питания и обратной связью (блок 55M01), вольтметр средних значений (блок 55D31) и среднеквадратичный вольтметр (блок 55D35). Для получения электрического сигнала, регистрируемого термоанемометром, использовался одноточечный датчик проволочного типа. Чувствительный элемент датчика был изготовлен из вольфрамовой нити, имеющей диаметр 5 мкм и длину 1.1 мм. Датчик ориентировался в соответствии с выбираемым в том или ином опыте направлением регистрируемой компоненты скорости. Аналоговый сигнал обрабатывался на персональном компьютере по

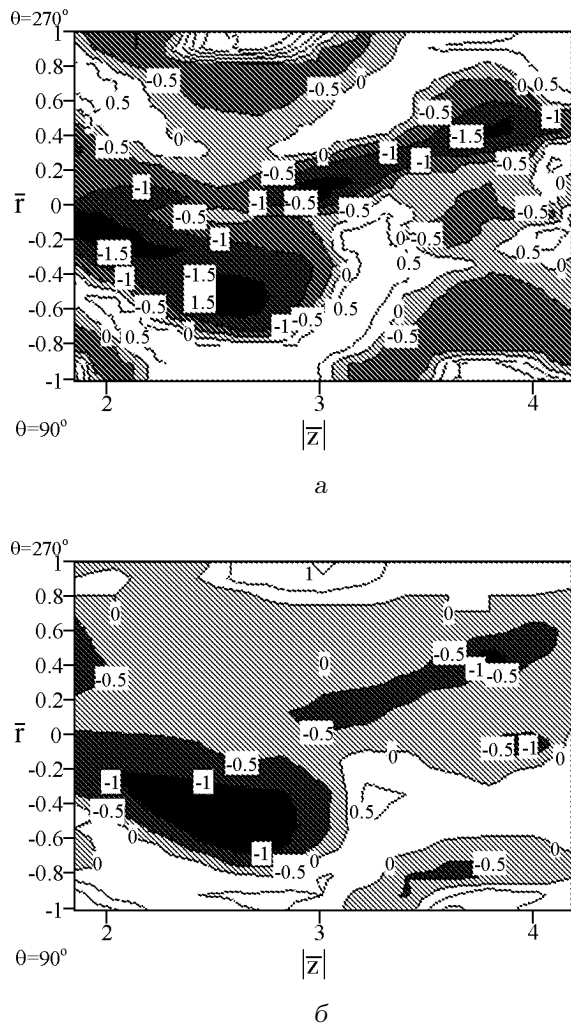


Рис. 2. Распределение осевой скорости вдоль ВК:  
а – сопло N4, б – сопло N1

специально разработанным программам и методикам.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Одним из наиболее информативных видится представление результатов измерений и их обработки в виде распределений спектральной плотности мощности пульсаций скорости  $u'$  или  $w'$  в зависимости от безразмерной круговой частоты.

Спектральная плотность пульсационной скорости (автоспектр) описывает общую частотную структуру пульсаций через спектральную плотность среднего значения квадрата их значений и

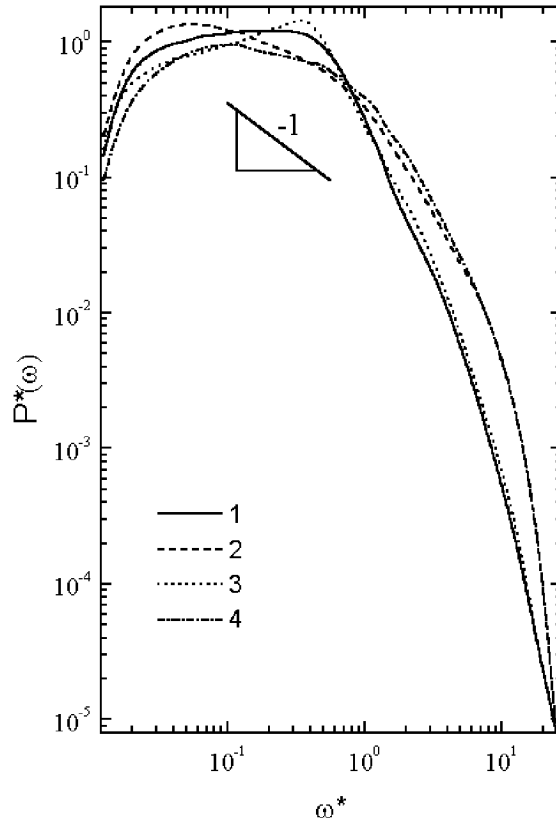
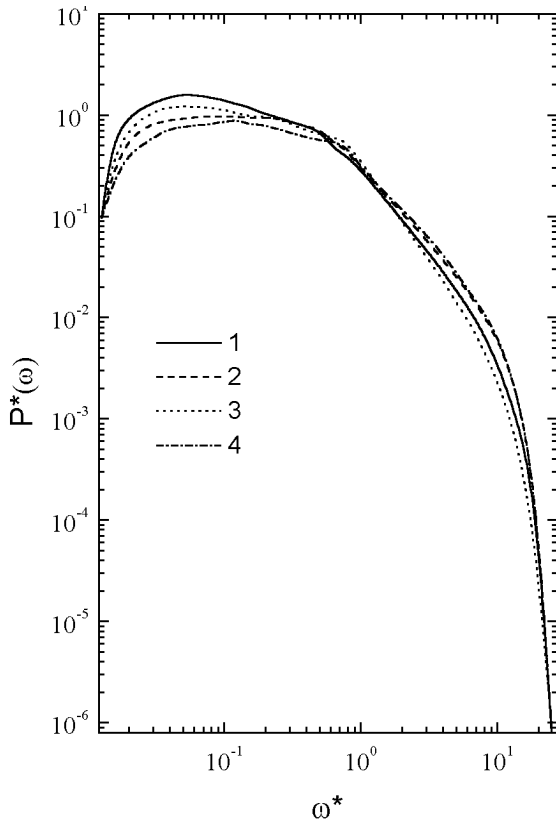


Рис. 3. Спектральная плотность мощности пульсаций скорости на расстоянии  $0.16h$  от внутренней поверхности вихревой камеры при азимутальном угле  $90^\circ$ :

- 1 –  $P_u^*$  для входного сопла N1 ( $\gamma = 33^\circ$ ),
- 2 –  $P_w^*$  для входного сопла N1 ( $\gamma = 33^\circ$ ),
- 3 –  $P_u^*$  для входного сопла N4 ( $\gamma = 67^\circ$ ),
- 4 –  $P_w^*$  для входного сопла N4 ( $\gamma = 67^\circ$ )

Рис. 4. Спектральная плотность мощности пульсаций скорости для  $R-r=0.16h$  и  $\theta=270^\circ$  (обозначения кривых такие же, как и на рис. 3)

выражается следующим образом:

$$P_u(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \frac{\overline{[u'(f, \Delta f)]^2}}{\Delta f} =$$

$$= \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta f} \left[ \lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} \int_0^T [u'(t, f, \Delta f)]^2 dt \right],$$

где  $u'(t, f, \Delta f)$  – составляющие функции  $u'(t)$ , имеющие частоты в интервале от  $f$  до  $f + \Delta f$ .

Для стационарного случайного процесса, когда все начальные и смешанные моменты плотности не зависят от переноса начала отсчета времени,

можно записать

$$P_u(f) = 2 \int_0^\infty R_u(\tau) e^{-2\pi f \tau} d\tau =$$

$$= 4 \int_0^\infty R_u \cos(2\pi f \tau) d\tau,$$

где  $R_u(\tau)$  – автокорреляционная функция.

Среднее значение квадрата пульсаций скорости, равное общей площади под кривой автоспектра как функции частоты, описывается зависимостью

$$\overline{(u')^2} = \int_0^\infty P_u(f) df.$$

Обезразмеренные по внешним переменным спектральные плотности мощности пульсаций скорости для различных азимутальных углов, а именно  $90^\circ$  и  $270^\circ$ , представлены на рис. 3 и 4 соответственно. На этих графиках по оси ординат отложены спектральные плотности мощности пульсаций

скорости в виде

$$P_u^*(\omega) = P_u(\omega)U_\infty/[(u')^2h]$$

или

$$P_w^*(\omega) = P_w(\omega)U_\infty/[(w')^2h],$$

а по оси абсцисс – безразмерная частота  $\omega^* = \omega h / U_\infty$ , где  $h = b/2$  – полуширина струи в выходном сечении сопла. Результаты приведены для нормальной к обтекаемой вогнутой поверхности координаты  $R - r = 0.16h$  и поперечной  $z = 0$ , при скорости обтекания  $U_\infty = 37.6$  м/с и чисел Рейнольдса, определенных по длине дуги окружности вихревой камеры  $l = \pi R\theta/180$ ,  $Re_l \approx 2.0 \cdot 10^5$  и  $Re_l \approx 6.0 \cdot 10^5$  для рис. 3 и 4 соответственно.

Общим для всех зависимостей, представленных на рис. 3, является наличие единственного максимума спектра мощности пульсаций скорости в частотном диапазоне  $0.03 \leq \omega^* \leq 0.2$ . Для продольной скорости эта наиболее энергонесущая часть спектра находится в более низкочастотном диапазоне (кривые 1 и 3), а для поперечной составляющей максимум  $P_w^*(\omega)$  смещается в сторону более высоких частот. В области низких частот с убыванием частоты наблюдается резкое падение спектральных плотностей пульсаций скорости как для  $u'$ , так и для  $w'$ . С ростом  $\omega$ , после прохождения этими функциями своих максимумов, имеет место понижение энергий пульсаций скорости, сначала медленное, а затем с нарастающим темпом, по мере увеличения частоты.

Наибольшие уровни спектра мощности при  $\theta = 90^\circ$  обнаружены в низкочастотной области для продольных пульсаций скорости, особенно при использовании входного сопла N1 (кривая 1), а в высокочастотной – для поперечных пульсаций скорости (кривые 2 и 4). При этом можно отметить, что уменьшение угла тангенциальности набегающего потока на вогнутую поверхность вихревой камеры приводит к росту низкочастотной части спектральной плотности мощности как для продольной, так и поперечной составляющей пульсаций скорости. Следовательно, для продольной скорости происходит перераспределение энергии пульсаций из области высоких частот, обусловленной, главным образом, мелкомасштабными вихревыми структурами, в низкочастотную, где доминируют крупномасштабные когерентные системы, а для поперечных пульсаций – наоборот (независимо от угла тангенциальности потока). Кроме того, спектральные плотности мощности пульсаций продольной компоненты скорости для струи, выходящей из сопла N1, выше во всем исследуемом частотном диапазоне, по сравнению с ре-

зультатами для сопла N4, за исключением частотного интервала  $0.5 \leq \omega^* \leq 2.0$  (см. кривые 1 и 3). Для спектра поперечных пульсаций скорости уменьшение угла тангенциальности струи приводит к подъему низкочастотной части спектра и соответствующему спаду в частотном диапазоне  $1 \leq \omega^* \leq 10$  (кривые 2 и 4).

На рис. 4 представлены результаты для  $\theta = 270^\circ$ . Необходимо отметить, что кривые на рис. 3 и 4 подобны вследствие наличия максимума в районе средних частот, однако частотный диапазон экстремальных значений для  $\theta = 270^\circ$  несколько расширен:  $0.03 \leq \omega^* \leq 0.5$ . Так, наибольшая спектральная плотность мощности пульсаций продольной скорости наблюдается на частотах  $\omega^* \approx 0.35$ , причем ее уровень несколько выше для воздушного потока, поступающего в вихревую камеру через сопло N4. Максимумы поперечных пульсаций скорости  $P_w^*(\omega)$  обнаружены на различных частотах: а именно, для входного сопла N1 – при  $\omega^* = 0.05$ , а для N4 – при  $\omega^* = 0.11$ . Следовательно, масштабы наиболее энергонесущих вихревых структур в исследуемых для данного случая режимах обтекания струей вогнутой поверхности отличаются друг от друга в поперечном направлении и близки в продольном. После прохождения своих экстремумов кривые 1 и 3 для продольных составляющих пульсаций скорости (рис. 4) более резко убывают с ростом частоты, в отличие от зависимостей для поперечных пульсаций и от всех кривых для  $\theta = 90^\circ$  на рис. 3. Заметим, что для кривых 1 и 3 на рис. 4 не наблюдается участка убывания спектральной плотности мощности, пропорционального  $\omega^{-1}$ , который довольно отчетливо наблюдается для поперечных пульсаций скорости при  $\theta = 270^\circ$  и для всех исследуемых режимов обтекания вогнутой поверхности при  $\theta = 90^\circ$ . Для наглядности наклон убывания спектра мощности  $P^*(\omega) \sim \omega^{-1}$  показан треугольником под экспериментальными кривыми с указанием показателя степени частоты над его гипотенузой. Как принято считать, этот участок частотного спектра соответствует переходной области между масштабами турбулентности – крупномасштабной низкочастотной и мелкомасштабной высокочастотной [22, 23]. Этот же участок спектра пульсационных полей в турбулентных пограничных слоях хорошо масштабируется как внутренними ( $u_\tau$  и  $\nu$ ), так и внешними ( $u_\infty$  и  $\delta$  либо  $\delta^*$ ) переменными и соответствует логарифмической области профиля средней скорости [24, 25]. Итак, из представленных на рис. 4 результатов следует, что при азимутальном угле  $270^\circ$  наблюдается более резкий переход от крупномасштабных ви-

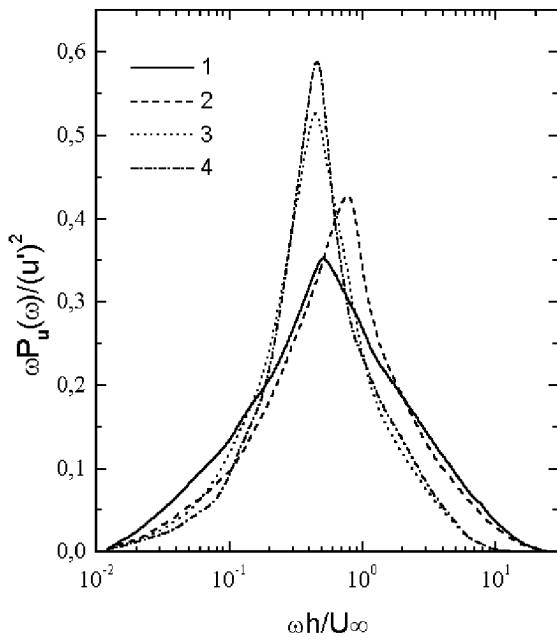


Рис. 5. Удельный вклад частотных компонент поля пульсаций скорости в общую энергию пульсаций скорости для  $R-r=0.16h$ :

1 – сопло N1 при  $\theta=90^\circ$ , 2 – сопло N4 при  $\theta=90^\circ$ ,  
3 – сопло N1 при  $\theta=270^\circ$ , 4 – сопло N4 при  $\theta=270^\circ$

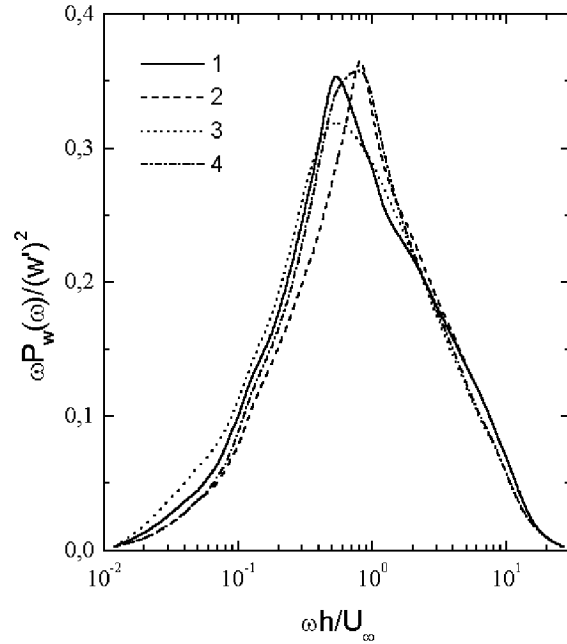


Рис. 6. Относительный вклад частотных компонент в среднее значение квадрата энергии поперечных пульсаций скорости для  $R-r=0.16h$  (обозначения для кривых такие же, как и на рис. 5)

хревых структур, образующих продольные пульсации скорости, к мелкомасштабным, с соответствующим сужением области их взаимодействия. При этом значительно снижается энергия высокочастотных мелкомасштабных продольных пульсаций скорости, по сравнению с поперечными. Так, на частотах порядка  $\omega^* = 2 \div 10$  спектральная плотность мощности поперечных пульсаций скорости почти в пять раз выше, чем  $P_u^*(\omega)$ , в то время как для  $\theta=90^\circ$  (рис. 3)  $P_w^*(\omega)/P_u^*(\omega) \approx 2$  в том же частотном диапазоне.

Удельный вклад различных частотных компонент в общую спектральную плотность мощности пульсаций скорости можно получить при рассмотрении зависимостей  $\omega P_u(\omega)/(u')^2$  или  $\omega P_w(\omega)/(w')^2$  от безразмерной частоты  $\omega h/U_\infty$ , представленных на рис. 5 и 6. Такое обезразмеривание спектров, которое в литературе также принято называть первым моментом спектральной плотности мощности или энергии [26, 27], позволяет площадь под каждой кривой (или полную энергию исследуемого пульсационного поля) приравнять к единице. Поскольку традиционное представление графиков спектральных плотностей в логарифмических масштабах как по оси абсцисс, так и по оси ординат не дает достаточно нагля-

дного представления об относительном вкладе каждого частотного диапазона в уровень среднего значения квадрата энергии поля пульсаций скорости, Брэдшоу [27] предложил альтернативное представление таких графиков, основанное на геометрической аналогии: так как

$$u_{rms}^2 = \int \omega P_u(\omega) d(\ln \omega) = \int P_u(\omega) d\omega,$$

то равные площади под любыми частями кривой дают одинаковый вклад в квадрат средней энергии.

Спектры пульсаций продольной скорости в зависимости от угла наклона потока, набегающего на вогнутую поверхность вихревой камеры и азимутального угла, представлены на рис. 5. Как следует из приведенных зависимостей, наибольший вклад в энергию пульсаций скорости вносят среднечастотные компоненты, соответствующие частотам  $0.2 \leq \omega^* \leq 2$ . Отметим, что этот частотный диапазон соответствует области наибольшего взаимодействия между крупно- и мелкомасштабными вихревыми элементами (область, где спектры пропорциональны  $\omega^{-1}$ ). Пульсации продольной скорости с увеличением азимутального угла или расстояния от входного сопла по

окружности цилиндра становятся более узкополосными (в частотном представлении), с концентрацией энергии в низкочастотной области. Так, для  $\theta = 90^\circ$  наибольший вклад в пульсационную энергию вносят скорости, соответствующие частотам  $\omega^* = 0.5$  и  $0.8$ , для входных сопел N1 и N4. Заметим, что экстремальное значение для последнего сопла оказывается более высоким. При  $\theta = 270^\circ$  максимумы обнаружены на частоте  $\omega^* = 0.45$ , независимо от используемого сопла, а более высокий уровень, как и для  $\theta = 90^\circ$ , получен для входного сопла N4. Наибольший вклад в общую энергию пульсаций продольной скорости на низких и высоких частотах наблюдался для входного сопла N1 и  $\theta = 90^\circ$ . Таким образом, источники пульсационной энергии в этом режиме наиболее широкополосны, а добротность источников пульсаций скорости – ниже.

Изменения удельного вклада в среднее значение квадрата энергии поперечной составляющей скорости представлены на рис. 6. Следует отметить, что для компоненты пульсаций скорости  $w'$  экстремумы всех кривых более пологие, чем на рис. 5, а их уровни значительно ниже, особенно для азимутального угла  $270^\circ$ . Так, для потока воздуха, выходящего из сопла N4, максимальное значение удельного вклада в общую пульсационную энергию для  $u'$  составляет порядка 1.7 вклада для  $w'$  (ср. кривые 4 на рис. 5 и 6). При этом частотный диапазон энергосодержащих вихревых систем для  $w'$  несколько шире (он близок к диапазону для кривой 1 на рис. 5, но несколько сдвинут в область высоких частот – мелкомасштабных вихрей). Также при разных частотах наблюдаются максимумы вклада в энергию для различных компонент пульсаций скорости:

- $\omega^* = 0.45$  для  $u'$  (кривая 3, рис. 5) и  $\omega^* = 0.5$  для  $w'$  (кривая 3, рис. 6) в струях с углом тангенциальности  $\gamma = 33^\circ$  при местоположении  $\theta = 270^\circ$ ;
- $\omega^* = 0.45$  для  $u'$  (кривая 4, рис. 5) и  $\omega^* = 0.7$  для  $w'$  (кривая 4, рис. 6) в струях с углом тангенциальности  $\gamma = 67^\circ$  при местоположении  $\theta = 270^\circ$ .

В ближнем от входного сопла поле струи ( $\theta = 90^\circ$ ) частота максимального вклада в энергию пульсаций скорости практически не изменяется, независимо от угла наклона струи к обтекаемой вогнутой поверхности вихревой камеры. Однако мощность энергосодержащих вихрей на этих частотах при  $\gamma = 67^\circ$  для поперечной составляющей скорости оказывается почти

на 15 % ниже, чем для продольной (ср. кривые 2 на рис. 5 и 6). В то же время, для  $\gamma = 33^\circ$  вклады энергосодержащих вихрей продольной и поперечной составляющей практически равны. Интерес представляет также частотная полоса, в которой сосредоточена основная доля энергии пульсаций скорости. Например, задавшись уровнями  $\omega P_u(\omega)/\overline{(u')^2}$ ,  $\omega P_w(\omega)/\overline{(w')^2} \geq 0.05$ , получим для сопла N1 ( $\gamma = 33^\circ$ )  $0.03 \leq \omega^*|u'| \leq 8.5$ ,  $0.055 \leq \omega^*|w'| \leq 11.6$ , а для сопла N4 ( $\gamma = 67^\circ$ )  $0.05 \leq \omega^*|u'| \leq 7.5$ ,  $0.07 \leq \omega^*|w'| \leq 11.6$ .

С удалением от входного сопла (азимутальный угол  $\theta = 270^\circ$ ) значимые по своему вкладу в общую энергию спектральные составляющие пульсаций скорости изменяются следующим образом. Наибольшие изменения максимальных вкладов в общую энергию наблюдаются для обеих измеренных компонент пульсаций скорости при  $\gamma = 33^\circ$ : для  $u'$  максимум вклада составляет  $0.535\overline{(u')^2}$  (см. рис. 5), а для  $w' - 0.320\overline{(w')^2}$  (см. рис. 6). Заметим, что при  $\gamma = 67^\circ$  разница между этими компонентами также очень высока: для  $u' - 0.595\overline{(u')^2}$  (рис. 5) и для  $w' - 0.360\overline{(w')^2}$  (рис. 6).

Теперь  $\omega P_u(\omega)/\overline{(u')^2}$ ,  $\omega P_w(\omega)/\overline{(w')^2} \geq 0.05$  для сопла N1 ( $\gamma = 33^\circ$ ) при  $0.05 \leq \omega^*|u'| \leq 4$  и  $0.04 \leq \omega^*|w'| \leq 10.5$  с максимумами  $\omega^*|u'|_{\max} = 0.45$  и  $\omega^*|w'|_{\max} = 0.5$ , а для сопла N4 ( $\gamma = 67^\circ$ ) – при  $0.065 \leq \omega^*|u'| \leq 4.3$ ,  $0.065 \leq \omega^*|w'| \leq 10.5$  с максимумами  $\omega^*|u'|_{\max} = 0.45$  и  $\omega^*|w'|_{\max} = 0.7$ .

Как следует из приведенных данных, увеличение закрутки струи, обтекающей вогнутую поверхность вихревой камеры (рост угла тангенциальности), приводит к смещению наиболее энергонесущей части спектра как продольных, так и поперечных пульсаций скорости в область более высоких частот. Иными словами, происходит перераспределение пульсационной энергии к высокочастотным мелкомасштабным системам. При этом, пульсации поперечной скорости содержат более высокочастотные компоненты, по сравнению с продольной составляющей скорости. В то же время, продольные пульсации скорости имеют явно выраженные и преобладающие в частотном спектре энергосодержащие вихревые структуры.

Результаты исследования поля пульсаций поперечной скорости по сечению закрученной струи, обтекающей вогнутую поверхность вихревой камеры, представлены на рис. 7. Эти данные получены для угла тангенциального входа струи  $\gamma = 67^\circ$  в области азимутального угла  $\theta = 90^\circ$  вдоль окружности внутренней поверхности цилиндрической вихревой камеры. Здесь  $U_\infty = 37.6$  м/с,  $Re_h = hU_\infty/\nu = 30720$  – число Рейнольдса, определенное по полуширине струи в выходном сечении

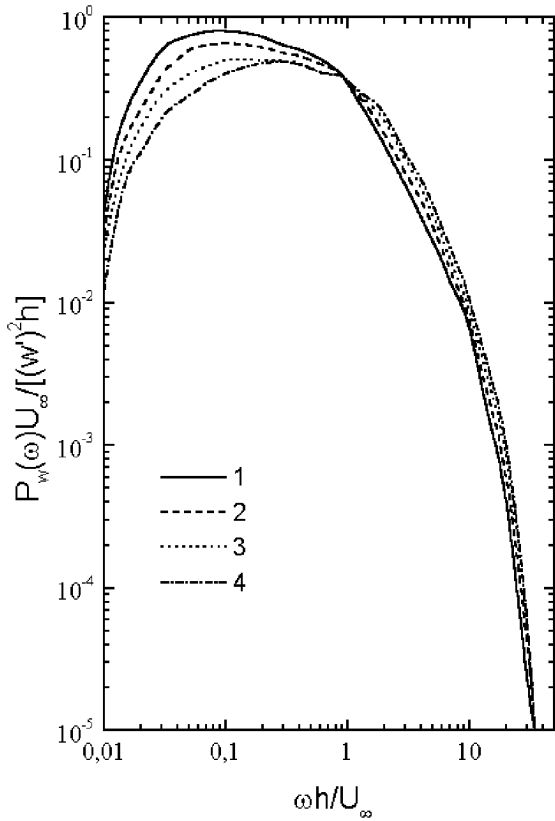


Рис. 7. Спектральные плотности мощности поперечных пульсаций скорости по сечению струи, истекающей из сопла N4, для  $\theta = 90^\circ$ :  
 1 -  $(R-r)/h=0.16$ , 2 -  $(R-r)/h=0.52$ ,  
 3 -  $(R-r)/h=1$ , 4 -  $(R-r)/h=1.24$

сопла. На этом рисунке спектральная плотность мощности поперечных пульсаций скорости также обезразмерена как  $P_w(\omega)U_\infty / [(w')^2 h]$  и представлена в зависимости от  $\omega h / U_\infty$ . С уменьшением расстояния от стенки камеры, на которую набегает струя, спектр пульсаций скорости наполняется низкочастотными составляющими. При этом максимальное значение спектральной плотности также смещается в область более низких частот. В области высоких частот, наоборот, возрастание энергии наблюдается ближе к ядру струи. Следовательно, можно сказать, что закрученная струя в ближнем поле от входного сопла имеет в своем ядре большее наполнение мелкомасштабными высокочастотными вихревыми системами, порождающими пульсационные поля поперечной скорости. При этом наблюдается увеличение масштабов пульсирующих систем, находящихся ближе к периферии пристеночной струи в ее поперечном сечении (ближе к обтекаемой поверхности).

Представление об удельном вкладе различных

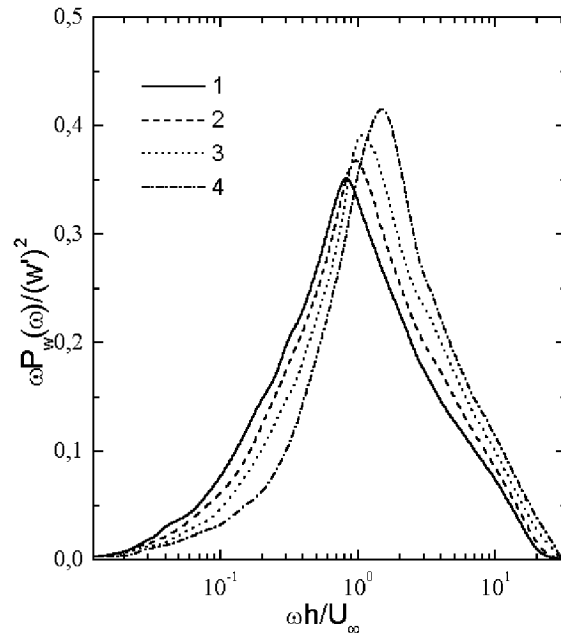


Рис. 8. Первый момент спектральной плотности мощности поперечных пульсаций скорости по сечению струи, истекающей из сопла N4 для  $\theta=90^\circ$  (обозначения для кривых такие же, как и на рис. 7)

частотных компонент в общую энергию поперечных пульсаций скорости по сечению закрученной струи при  $\theta=90^\circ$  и  $\gamma=67^\circ$  можно получить из рис. 8. Здесь значения  $\omega P_w(\omega) / (w')^2$  показаны как функции  $\omega h / U_\infty$  для различных расстояний от обтекаемой вогнутой поверхности радиуса  $R$ , обезразмеренных полушириной струи  $h=b/2$ .

Обнаружено, что с удалением от стенки внутрь струи максимальный вклад в пульсационную энергию начинают вносить все более высокочастотные мелкомасштабные вихревые системы. Так, максимум мощности для  $(R-r)/h=0.16$  имеет место при  $\omega h / U_\infty=0.8$ , а для  $(R-r)/h=1.24$  – при  $\omega h / U_\infty=1.3$ , причем величина последнего возрастает почти на 20 %. Как следует из рассмотренных зависимостей, с убыванием  $r$  или ростом  $(R-r)/h$  в энергию пульсаций поперечной скорости все больший вклад вносят высокочастотные составляющие пульсаций скорости, с соответствующим убыванием низкочастотных компонент.

Следовательно, с увеличением расстояния от стенки вихревой камеры до центра ядра закрученной струи при  $\theta=90^\circ$  происходит перераспределение энергии пульсаций поперечной скорости из низкочастотной в высокочастотную область с расположением наиболее энергонесущих вихрей в



переходной области между крупно- и мелкомасштабными структурами  $0.5 \leq \omega^* \leq 2.0$ , т. е. в области взаимодействия между ними.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных экспериментальных исследований по изучению полей пульсаций скорости в пристеночной струе, набегающей на вогнутую поверхность вихревой камеры, можно сделать следующие выводы.

1. В исследуемых диапазонах углов  $\gamma$  и  $\theta$  спектральная плотность мощности пульсаций скорости в области низких частот для продольной составляющей максимальна при  $\theta=90^\circ$  и  $\gamma=33^\circ$ , а для поперечной – при  $\theta=270^\circ$  и  $\gamma=33^\circ$ . В области высоких частот спектральные составляющие для поперечных пульсаций расположены выше, независимо от азимутального и тангенциального углов закрутки пристеночной струи в вихревой камере.
2. Обнаружен наибольший удельный вклад в общую энергию пульсаций скорости для продольной составляющей (до  $0.6(\overline{u'})^2$  на частоте  $\omega h/U_\infty=0.45$ ) при большем удалении от входного сопла ( $\theta=270^\circ$ ) как для  $\gamma=33^\circ$ , так и для  $\gamma=67^\circ$ , причем добротность источников пульсаций скорости повышается. При  $\theta=270^\circ$  наблюдается более резкий переход от крупномасштабных вихревых структур, образующих продольные пульсации скорости, к мелкомасштабным, с соответствующим сужением области их взаимодействия. Здесь же наблюдается и наибольшая разница удельных вкладов в общую энергию поля пульсаций скорости между  $u'$  и  $w'$ , а именно, вклад продольной компоненты почти в два раза превышает вклад поперечной пульсационной скорости.
3. Установлено, что с уменьшением расстояния от стенки камеры, на которую набегают пристеночная струя, спектр пульсаций скорости наполняется низкочастотными составляющими. Максимальное значение спектральной плотности также смещается в область низких частот. В области высоких частот, наоборот, нарастание энергии наблюдается ближе к ядру закрученной струи.
4. Максимум удельного вклада в общую энергию пульсаций поперечной скорости возрастает с увеличением расстояния от стенки до ядра

пристеночной струи, смещаясь в область более высоких частот за счет убывания удельного вклада низкочастотных компонент пульсаций скорости. Следовательно, ядро закрученной струи при удалении  $l=1.57R$  от входа сопла вихревой камеры ( $\theta=90^\circ$ ) более заполнено высокочастотными энергонесущими мелкомасштабными вихрями по сравнению с пристеночной областью струи.

## БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы признательны старш. науч. сотр., канд. техн. наук В. А. Воскобойнику за участие в эксперименте и обсуждении полученных результатов.

1. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды.– М.: Наука, 1981.– 143 с.
2. Бруцкий Е. В. Теория атмосферной диффузии радиоактивных выбросов.– К.: Ин-т гидромеханики НАН Украины, 2000.– 443 с.
3. Stan G., Johnson D. A. Experimental and numerical analysis of turbulent opposed impinging jets // AIAA J.– 2001.– **39**, N 10.– P. 1901–1908.
4. Varnier J. Experimental study and simulation of rocket engine free jet noise // AIAA J.– 2001.– **39**, N 10.– P. 1851–1859.
5. Bodstein G. C. R., George A. R., Hui C.-Y. The three-dimensional interaction of a streamwise vortex with a large-chord lifting surface // J. Fluid Mech.– 1996.– **322**.– P. 51–79.
6. Williamson C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake // Ann. Rev. Fluid Mech.– 1996.– **28**.– P. 477–539.
7. Rockwell D. Vortex-body interactions // Ann. Rev. Fluid Mech.– 1998.– **30**.– P. 199–229.
8. Graham W. R. Boundary layer induced noise in aircraft. Part 1: The flat plate model.– J. Sound Vibr.: 1996, **192**, N 1.– 101–120 p.
9. Howe M. S. Edge, cavity and aperture tones at very low Mach numbers // J. Fluid Mech.– 1997b.– **33**.– P. 61–84.
10. Doligalski T. L., Smith C. R., Walker J. D. A. Vortex interactions with walls // Ann. Rev. Fluid Mech.– 1994.– 26.– P. 573–616.
11. Jefferies R., Rockwell D. Interactions of a vortex with an oscillating leading-edge // AIAA J.– 1996.– **34**.– P. 2448–50.
12. Cousin G. Sound from TBL-induced vibrations // AIAA Pap.– 1998.– 98-2216.– P. 1–21.
13. Гольдштик М. А. Вихревые потоки.– Новосибирск: Наука, 1981.– 366 с.
14. Кутателадзе С. С., Волчков Э. П., Терехов В. И. Аэродинамика и теплообмен в ограниченных вихревых потоках.– Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1987.– 283 с.
15. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки.– М.: Мир, 1987.– 588 с.

16. *Turick V. N., Makarenko R. A., Voskoboinick A. V., Blohin V. A.* Coherent vortical structures in limited swirling flows // Int. workshop "Organized vortical motion as basis for boundary layer control".– Kiev: IHM NASU, 2000.– P. 53–54.
17. *Макаренко Р. А., Турик В. Н.* Кинематика течения в тупиковой части вихревой камеры // Прикл. гидромех.– 2001.– **3(75)**, N 1.– С. 46–51.
18. *Бабенко В. В., Турик В. Н., Воскобойник А. В.* Визуализация структуры течения в вихревой камере // Вестник Нац. техн. ун-та "Харьковский политех. ин-т", Технологии в машиностроении.– 2001.– **129**, часть 1.– С. 215–221.
19. *Бабенко В.В., Турик В. Н., Воскобойник А. В.* Исследование когерентных вихревых структур в ограниченных закрученных потоках методом скоростной кинорегистрации // Вестник НТУУ "КПИ", Машиностроение.– 2001.– **40**.– С. 426–432.
20. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя.– М.: Наука, 1969.– 744 с.
21. *Макаренко Р. А., Турик В. Н.* О макроструктуре приторцевого течения в вихревой камере // Вестник НТУУ "КПИ", Машиностроение.– 1999.– **35**.– С. 127–131.
22. *Смольяков А. В.* Вычисление спектров псевдозвуковых флуктуаций пристеночных давлений в турбулентных пограничных слоях // Акуст. ж.– 2000.– **46**, N 3.– С. 401–407.
23. *Blake W. K.* Mechanics of flow-induced sound and vibration: Complex flow-structure interactions (in 2 vols.).– New York: Academic Press, 1986.– 974 p.
24. *Neves J. C., Moin P. Moser R. D.* Effects of convex transverse curvature on wall-bounded turbulence. Part 1. The velocity and vorticity // J. Fluid Mech.– 1994.– **272**.– P. 349–381.
25. *Bull M. K.* Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers: Some reflections on forty years of research // J. Sound Vibr.– 1996.– **190**, N 3.– P. 299–315.
26. *Snarski S. R., Lueptow R. M.* Wall pressure and coherent structures in a turbulent boundary layer on a cylinder in a axial flow // J. Fluid Mech.– 1995.– **286**.– P. 137–171.
27. *Брэдшоу П.* Введение в турбулентность и ее измерение.– М.: Мир, 1974.– 278 с.