

УДК 533.06

Экспериментальное исследование пульсаций давления, генерируемых мелкой открытой каверной, с применением частотно-временных методов обработки данных*

Д.С. Миронов

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: mdsdaimond@gmail.com

В работе проведено экспериментальное исследование обтекания изолированной мелкой каверны открытого типа. Измерения пульсаций давления производились при числах Маха свободного потока 0,3, 0,5 и 0,6 для двух моделей каверн. Резонанс акустических волн в каверне с возмущениями в сдвиговом слое над каверной был обнаружен при некоторых условиях. Пульсационные характеристики давления исследовались при помощи преобразований Фурье, вейвлет и Гильберта. Использование этих методик позволило изучить процесс перехода течения над каверной в резонансное состояние.

Ключевые слова: мелкая каверна, дозвуковое обтекание, пульсации давления, вейвлет-преобразование, преобразование Гильберта–Хуанга.

ВВЕДЕНИЕ

Исследованию обтекания каверн посвящено большое количество работ, как экспериментальных, так и расчетных, в особенности для сверхзвуковых течений [1]. Однако в высокоскоростных дозвуковых и трансзвуковых течениях также имеется ряд особенностей, требующих детального рассмотрения, в частности, наличие пульсаций давления, достигающих при определенных условиях высокой интенсивности. Различные способы подавления или интенсификации таких пульсаций являются предметом исследования в течение многих лет [2–5].

В мелких кавернах ($L/D > 1$, где L — длина, D — глубина) пульсации формируются за счет цикла обратной связи между гидродинамическими возмущениями в сдвиговом слое и акустическими волнами внутри каверны. При этом внешнее акустическое поле каверны близко к такому, которое создавалось бы точечным источником, расположенном на задней кромке каверны, а уровень пульсаций спадает обратно пропорционально расстоянию до источника [6].

При увеличении отношения длины к глубине L/D тип обтекания каверны сменяется с открытого на переходный, а затем на закрытый. Смена типа течения

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-08-92002-ННС_а).

на закрытый обусловлена присоединением слоя смешения ко дну каверны [7]. Смена открытого режима течения на переходный наступает при значении $L/D \approx 10$, на закрытый — при $L/D \approx 13$. Значения этих граничных отношений могут варьироваться для различных условий, но близки к приведенным.

Мелкие каверны также делятся на двумерные ($L/W < 1$) и трехмерные ($L/W > 1$). При достаточной ширине краевые эффекты не вносят существенного вклада в картину течения. Для узких каверн течение неоднородно в трансверсальном направлении вследствие наличия в потоке трехмерных структур, например, вихрей типа Тейлора–Гертлера [8]. Возникающий при обтекании трехмерных каверн акустический шум имеет до 15 дБ меньший уровень по сравнению с двумерными, при этом частота пульсаций не зависит от характера течения [9].

Частоты пульсаций f (мод), характерных для мелкой каверны, обычно рассчитываются по полуэмпирической формуле Росситера [10]:

$$f = \frac{U_\infty}{L} \frac{m - \alpha}{M + 1/k}, \quad (1)$$

где M — число Маха свободного потока, U_∞ — скорость свободного потока, m — целое число, соответствующее номеру моды, $k = U_c/U_\infty$ — безразмерная скорость сноса вихрей, α — отставание фазы (в длинах волн $\alpha < 1$) в результате временной задержки между моментом столкновения вихря о заднюю кромку каверны и моментом испускания звуковой волны. Данная формула справедлива как для ламинарного, так и для турбулентного обтекания каверны [11]. Величины эмпирических констант $k = 0,57$ и $\alpha = 0,25$ наиболее точно соответствуют большинству экспериментальных данных, представленных в [9, 12].

Резонанс акустических пульсаций внутри каверны со слоем смешения над мелкой каверной возникает лишь при определенных условиях. Обзор, сделанный в работе [13], показал, что для больших дозвуковых скоростей соотношение $\delta/L < 0,066$ является подходящим критерием наличия резонанса, где δ — толщина пограничного слоя, приходящего к передней кромке каверны. Приведенный критерий справедлив для развитого турбулентного пограничного слоя перед каверной.

Авторы работ [14, 15] при помощи локального преобразования Фурье и вейвлет-анализа обнаружили явление, названное переключением мод (mode-switching). Суть которого заключается в том, что номер моды Росситера, доминирующей в различные моменты времени, не остается постоянным, а случайным образом меняется. Таким образом, колебательная энергия переходит со временем от одной моды к другой. Наличие этого явления говорит о существенной нестационарности обтекания мелкой каверны.

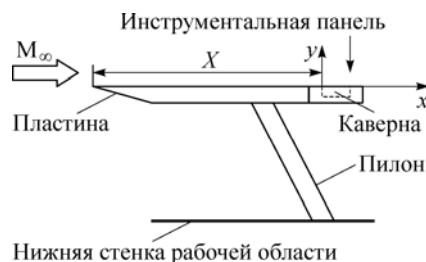
Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование процесса перехода течения в резонансное состояние при обтекании мелкой каверны. Также в работе было проведено сравнение результатов, полученных с использованием двух различных методик частотно-временной обработки данных.

Экспериментальное оборудование

Транзвуковая аэродинамическая труба

Эксперименты проводились в транзвуковой аэродинамической трубе (TWT) Аэрокосмического научно-технического исследовательского центра Национального университета Чен Гун, Тайнань, Тайвань (ASTRC/NCKU - Aerospace Science and Technology Research Center/National Cheng-Kung University). Аэродинамическая труба TWT ASTRC является установкой баллонного типа периодического действия, использующей в качестве рабочего газа очищенный и осушенный атмосферный

Рис. 1. Схема экспериментальной модели.



воздух. Рабочая часть трубы, состоящая из сплошных боковых и перфорированных верхней и нижней стенок, имеет квадратное сечение со стороной 0,6 м и длину 1,5 м. Диапазон чисел Маха установки составляет от 0,2 до 1,4, а максимальное моделируемое единичное число Рейнольдса $Re_1 = 20 \cdot 10^6$ 1/м. Уровень пульсаций массового расхода в рабочей части не превышает 0,3 % [16]. Контроль за параметрами потока осуществляется автоматически системой управления аэродинамической трубы.

Экспериментальная модель

Схема экспериментальной модели представлена на рис. 1. Она состоит из пластины длиной X и инструментальной панели с прямоугольной каверной ширины W , укрепляющейся на пластине. Эксперименты были проведены с двумя различными моделями, устанавливаемыми на пилоне в центре рабочей части. Размеры моделей представлены в табл. 1.

Для измерения пульсаций давления были использованы пьезорезистивные датчики Кулайт (Kulite) XSC-093-25A, внешний диаметр которых составляет 2,36 мм, диаметр чувствительной области — 0,97 мм. Собственная частота датчиков, заявленная производителем, составляет 200 кГц. Для уменьшения эффекта интерференции датчики были установлены заподлицо с поверхностью модели вдоль линии симметрии каверны. На каждой из моделей имелся один датчик давления на пластине перед каверной ($x/L = -0,75$ для первой модели, $x/L = -0,45$ для второй, где за начало координат взято положение передней кромки, ось x сонаправлена со скоростью свободного течения, см. рис. 1), другой — за задней кромкой и несколько были распределены по дну выемки.

Система сбора данных

В работе использовалась система сбора данных National Instruments NI PXI-1031. Максимальная частота дискретизации АЦП данной системы составляет 500 кГц, разрешение — 16 бит, а диапазон измерения напряжений от -10 до $+10$ В. Полное число каналов равно 16, что позволяет записывать сигналы со всех датчиков давления одновременно. Параметры потока в рабочей части фиксировались системой сбора данных аэродинамической трубы.

Методы обработки данных

Недостатком часто используемого для частотного анализа преобразования Фурье является то, что оно теряет информацию о локальных особенностях сигнала. Потому в данной работе, наряду с преобразованием Фурье, для анализа нестационарных характеристик течения, в частности, для выявления процесса переключе-

Таблица 1

Размеры экспериментальных моделей

Модель каверны	L , мм	D , мм	W , мм	L/D	L/W	X , мм
1	43	5	80	8,6	0,54	500
2	59	7	59	8,4	1	255

чения мод, используются вейвлет-преобразование и преобразование Гильберта с предшествующим эмпирическим разложением по модам (преобразование Гильберта–Хуанга [17]), описание которого будет дано ниже.

Вейвлет-преобразование

Вейвлет-преобразование хорошо зарекомендовало себя как метод для анализа перемежающихся или нестационарных экспериментальных сигналов, какие часто встречаются в гидромеханике. Оно фактически проектирует раскладываемый сигнал на различно масштабированные и смещенные версии материнского вейвлета. Математическое определение непрерывного вейвлет-преобразования имеет вид [18]:

$$W(\tau, \alpha) = \int x(t) \psi_{\alpha, \tau}^* dt,$$

где $x(t)$ — сигнал во временной области, $\psi_{\alpha, \tau}^*$ — вейвлетная функция или материнский вейвлет, а символ звездочка означает комплексное сопряжение. В данной работе в качестве материнского был выбран вейвлет Морле (Morlet), который определяется как

$$\psi(t) = e^{iw_{\psi}t} e^{-t^2/2},$$

где w_{ψ} — константа, отображающая условие допустимости, т. е. наличие обратного преобразования. Растяжение и смещение материнского вейвлета задается выражением:

$$\psi_{\alpha, \tau} = a^{-1/2} \psi\left(\frac{t - \tau}{a}\right).$$

Преобразование Гильберта–Хуанга

Новый метод обработки нелинейных нестационарных сигналов был предложен в 1998 году авторами работы [17]. Ключевым в данном методе является эмпирическое разложение по модам (Empirical Mode Decomposition), при помощи которого любой сложный сигнал разлагается в конечную сумму (часто немногочисленную) собственных функций (Intrinsic Mode Function), для которых применимо преобразование Гильберта:

$$y(t) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x(t')}{t - t'} dt',$$

где P означает, что интеграл берется в смысле главного значения по Коши. Этот интеграл существует для всех функций класса L_p . Благодаря свойствам преобразования, из $x(t)$ и $y(t)$ формируется комплексно сопряженная пара, образующая аналитический сигнал:

$$z(t) = x(t) + iy(t) = A(t) e^{i\theta(t)},$$

в котором мгновенная амплитуда сигнала определяется как

$$A(t) = [x^2(t) + y^2(t)]^{1/2},$$

а фаза:

$$\theta(t) = \arctan\left(\frac{y(t)}{x(t)}\right).$$

Мгновенная частота рассчитывается численным дифференцированием фазы:

$$\omega(t) = d\theta/dt \text{ или } f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\theta}{dt}.$$

Полученные таким образом распределения частоты и амплитуды позволяют построить частотно-временные спектры Гильберта–Хуанга.

Более подробно процедура разложения по модам, а также требования, предъявляемые к преобразованию Гильберта–Хуанга, описаны в работе [18].

Экспериментальные данные и обсуждение результатов

Эксперименты по измерению пульсаций давления проводились при числах Маха 0,3, 0,5 и 0,6. Минимальные числа Рейнольдса, посчитанные при числе Маха 0,3, равны $Re_{X1} = 2,85 \cdot 10^6$ и $Re_{X2} = 1,96 \cdot 10^6$ соответственно для моделей 1 и 2, что говорит о турбулентном характере течения в пограничном слое для всех проведенных экспериментов. Здесь Re_X — число Рейнольдса, рассчитанное по длине пластины перед каверной. По эмпирической формуле, полученной в работе [19] для турбулентного пограничного слоя на плоской пластине

$$\frac{\delta}{X} = 0,37 \cdot Re_X^{-0,2} \left[1 + \frac{Re_X}{6,9 \cdot 10^7} \right]^{-0,1}, \quad (2)$$

были рассчитаны толщины пограничного слоя у передней кромки каверны для каждого из экспериментов. В работе [20] показано, что данная формула с высокой точностью позволяет рассчитать толщину пограничного слоя на плоской пластине в используемой аэродинамической трубе. Полученные с помощью формулы (2) отношения δ/L (табл. 2) показывают, что критерий резонанса не выполняется ни для одного из экспериментов. Тем не менее, в дальнейшем будет показано, что в некоторых случаях резонанс имеет место.

Рассчитанные по формуле (1) значения частот Росситера представлены в табл. 3.

Фурье-анализ

В экспериментах с каверной 1 пульсации Росситера выявить не удалось. Резонанс имел место в экспериментах со второй моделью каверны при числах Маха 0,5 и 0,6. Соответствующие им Фурье-спектры сигналов давления, полученные возле задней кромки каверны, представлены на рис. 2, где по оси ординат отложены абсолютные значения коэффициентов Фурье. Частота дискретизации при записи сигналов составляла 500 кГц, длина реализации — 256 к точек, что обеспечивает погрешность спектров $\Delta f \approx 2$ Гц.

Таблица 2

Отношение δ/L

М	Модель каверны	
	1	2
0,3	0,206	0,089
0,5	Н/Д*	0,081
0,6	0,182	0,078

* Н/Д — нет данных.

Таблица 3
Расчетные значения частот Росситера, Гц

М	Каверна 1			Каверна 2		
	1-я мода	2-я мода	3-я мода	1-я мода	2-я мода	3-я мода
0,3	973	2270	3568	668	1559	2450
0,5	Н/Д*	Н/Д	Н/Д	977	2279	3581
0,6	1549	3615	5680	1125	2625	4125

* Н/Д — нет данных.

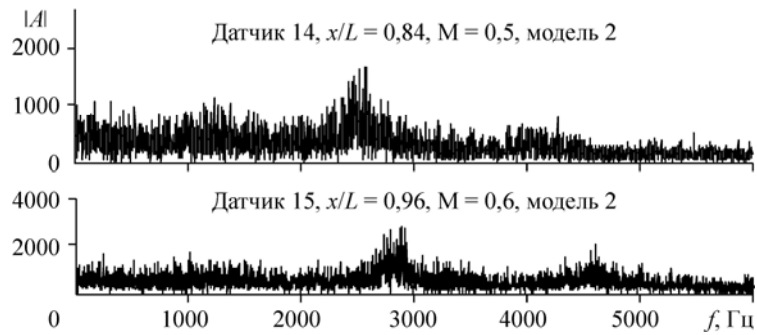


Рис. 2. Спектры Фурье сигналов давления.

В обоих случаях лишь вторая мода Росситера имеет высокую интенсивность. При $M = 0,5$ частота второй моды составляет $f_{2,0,5} = 2,6$ кГц. При $M = 0,6$ в спектре различимы два пика — $f_{2,0,6} = 2,9$ кГц и $f_{3,0,6} = 4,62$ кГц, соответствующие второй и третьей моде. При сравнении экспериментальных значений частот с расчетными видно, что точность формулы (1) составляет около $\Delta f_2 = 14\%$ при $M = 0,5$, $\Delta f_2 = 10\%$ и $\Delta f_3 = 12\%$ при $M = 0,6$. Аналогичные результаты для каверны другой конфигурации были получены ранее [9].

При помощи Фурье-анализа также было установлено, что интенсивность пульсаций Росситера достигает максимума возле задней кромки, что подтверждает тот факт, что основной источник пульсаций находится в этой части каверны.

Вейвлет-анализ

Вейвлет-спектр представляет собой зависимость абсолютных значений вейвлет-коэффициентов от времени и частоты. Пример такого спектра, соответствующий резонансному случаю при $M = 0,6$, представлен на рис. 3. Здесь по оси абсцисс отложено время, по оси ординат — частота, а градацией серого представлены нормированные вейвлет-коэффициенты $W(\tau, \alpha)$.

Частотный диапазон спектров был выбран таким образом, чтобы включать первые три моды Росситера. Для уменьшения времени расчетов частота дискретизации для вейвлет-преобразования была уменьшена до 250 кГц, что обеспечило шаг по времени 4 мкс, шаг по частоте в среднем составлял около 20 Гц.

На представленном вейвлет спектре хорошо различима линия на частоте, соответствующей второй моде Росситера ($f_{2,0,6} = 2,9$ кГц). В отличие от спектров Фурье, здесь можно наблюдать в какие моменты времени данная мода имеет высокую амплитуду. Но в силу того, что первая и третья моды Росситера отсутствуют в течении, переключение мод не наблюдается. В данном случае можно говорить лишь о включении и выключении второй моды.

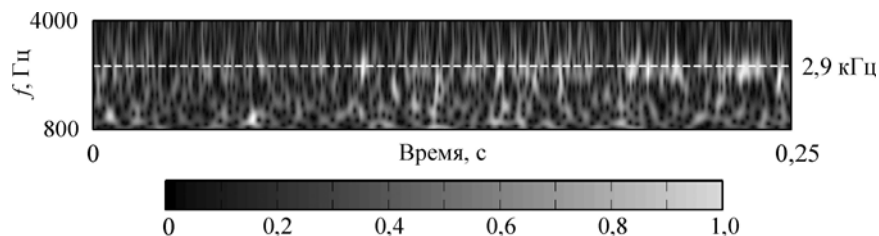


Рис. 3. Резонансный вейвлет-спектр

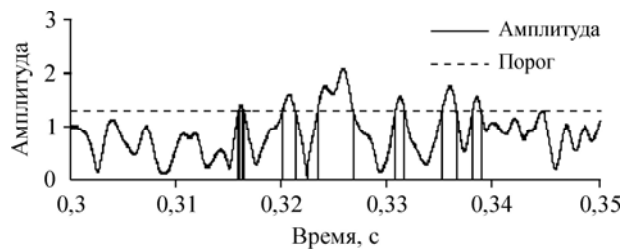


Рис. 4. Пример применения пороговой величины к распределению амплитуды.

В представленном виде вейвлет-спектры дают лишь качественную информацию о сигнале, тогда как необходима количественная. Производя срез спектра вдоль временной оси, можно получить распределение мгновенной амплитуды на определенной частоте. По амплитуде фонового шума для каждого из датчиков была рассчитана пороговая амплитуда, при превышении которой считалось, что имеет место резонанс на частотах Росситера (рис. 4). Отметив таким образом моменты включения и выключения мод, легко получить продолжительность отдельных появлений, просуммировав которые, можно посчитать полное время присутствия пульсаций Росситера в течении. Более удобно представить его в процентах от времени измерений и отложить на диаграммах продолжительности мод.

По диаграмме продолжительности мод, представленной на рис. 5, полученной в отсутствии резонанса при $M = 0,3$ (модель 2), легко видеть, что моды Росситера присутствуют не более 12 % от времени измерений для большинства датчиков. При $M = 0,5$; $0,6$ вторая мода присутствует более 15 и 20 % от времени измерений соответственно, и это время варьируется незначительно с координатой датчика, что говорит об одинаковом присутствии резонансных пульсаций во всем объеме каверны. Продолжительность второй моды снаружи каверны ($x/L = 1,02$) для этих случаев на 10–15 % меньше, чем внутри возле задней кромки.

Диаграмма продолжительности мод, соответствующая экспериментам с первой каверной при $M = 0,6$ (рис. 6), вновь подтверждает тот факт, что основной источник акустических возмущений находится на задней кромке. Но в силу того, что условие резонанса в данном случае не выполняется, пульсации Росситера не

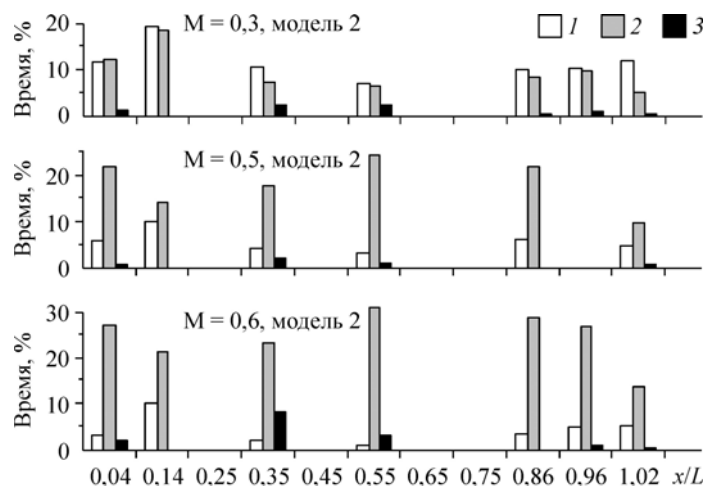


Рис. 5. Диаграммы продолжительности мод.

Моды: 1-я — 1, 2-я — 2, 3-я — 3.

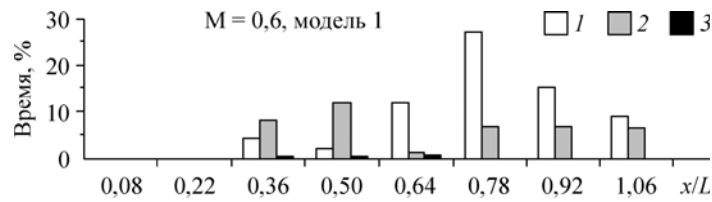


Рис. 6. Диаграммы продолжительности мод.
Моды: 1-я — 1, 2-я — 2, 3-я — 3.

поддерживаются и быстро затухают при распространении вверх по течению. Примечательно также, что первая мода Росситера присутствует дольше остальных. Здесь это обусловлено более толстым пограничным слоем, приходящим на переднюю кромку каверны, по сравнению с экспериментами со второй каверной.

Включение и выключение мод Росситера можно проследить при помощи диаграмм включения мод, получаемых с использованием пороговой амплитуды, где для удобства высоты графиков положены единице, двойке и тройке для первой, второй и третьей мод соответственно (ненулевое значение на графике соответствует резонансному состоянию моды).

При сравнении графиков на рис. 7, соответствующих различным положениям датчиков, можно выделить интервалы времени, в которые происходит появление второй моды. Согласно нижней диаграмме, первая и вторая моды присутствуют в потоке одновременно в некоторые моменты времени. Но так как интенсивность первой моды значительно меньше, полученные в настоящей работе результаты не противоречат результатам, приведенным в работе [15]. Сравнение диаграмм включения мод, полученных при различных условиях, показывает, что продолжительность отдельного включения увеличивается с ростом числа Маха. Таким образом, переход режима течения к резонансному состоянию происходит за счет увеличения продолжительности отдельных включений. Из рис. 7 видно также, что резонансная мода проявляется в потоке случайным образом.

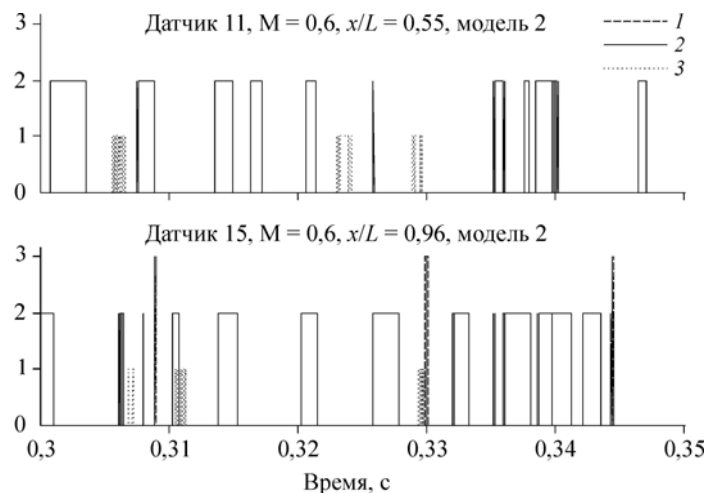


Рис. 7. Диаграммы включения мод.
Моды: 1-я (1), 2-я (2), 3-я (3).

Гильберт–Хуанг анализ

Эмпирическое разложение по модам (EMD) — процесс, при котором сигнал разделяется на несколько моночастотных компонент. Первая, как правило, содержит высокочастотный шум, а главные частоты последующих собственных функций уменьшаются с ростом номера. Основная цель данной процедуры — извлечь из сигнала интересующие нас пульсации параметров и исследовать их отдельно от остальных. Имея такие собственные функции, легко посчитать распределение мгновенных частот и амплитуд посредством преобразования Гильберта. Амплитуда пульсаций при этом будет иметь ту же размерность, что и исследуемый параметр.

Спектры Гильберта–Хуанга, представленные на рис. 8, построены по собственным функциям, главные частоты которых соответствуют первой и второй модам Росситера. Оттенками серого цвета представлена амплитуда пульсаций давления в psi (фунт на квадратный дюйм). Как и для вейвлет-преобразования, шаг по времени на данных спектрах совпадает с периодом дискретизации $\Delta t = 4$ мкс. Погрешность определения частоты зависит от соотношения сигнал/шум, от отношения частоты исследуемого процесса к частоте дискретизации и на данный момент не была исследована достаточно подробно.

Спектры, полученные в различных точках каверны, показывают, что высокоинтенсивные пульсации присутствуют в одно и то же время (темные участки на графиках) во всем объеме каверны. Другая особенность, которую можно выделить, — это изменение частоты со временем. Формула Росситера (1) содержит две эмпирические константы, которые необязательно остаются постоянными в течение эксперимента. Таким образом, изменение частоты не противоречит природе пульсаций Росситера.

Помимо частотно-временных спектров, эмпирическое разложение по модам позволяет определить частоты мод, которые не видны в спектрах Фурье из-за высокого уровня фонового шума. Это можно сделать, применяя преобразование Фурье к отдельным собственным функциям, с учетом того, что одна и та же частота должна наблюдаться во всем объеме каверны.

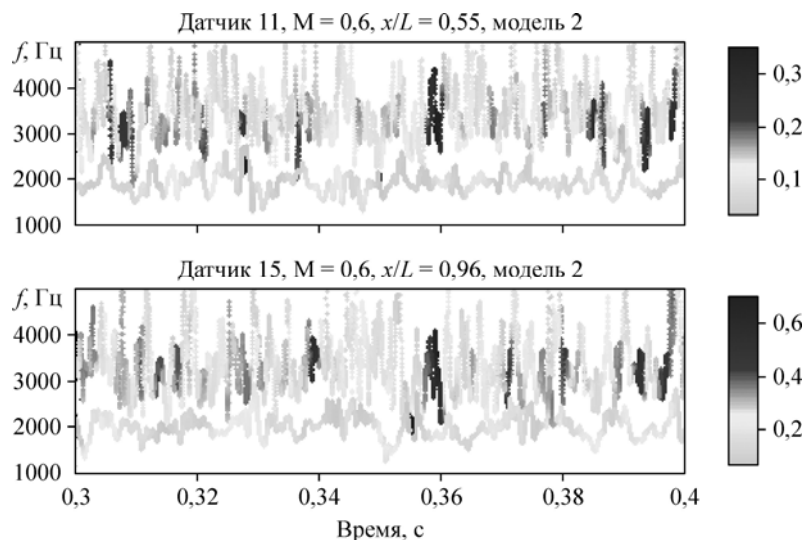


Рис. 8. Спектры Гильберта–Хуанга.

В частности, таким способом были определены частоты первой и третьей моды Росситера в каверне 2 при числе Маха $M = 0,5$: $f_1 = 1,1$ кГц и $f_3 = 3,8$ кГц, а при $M = 0,6$: $f_1 = 1,2$ кГц.

Доминирующая мода

В экспериментах, когда резонанс имел место, вторая мода Росситера присутствует в потоке в несколько раз дольше, чем какая-либо другая, тогда как при $M = 0,3$ суммарные продолжительности первой и второй мод почти одинаковы. Длины волн ($\lambda = a/f_2$, где a — скорость звука), соответствующие резонансным частотам Росситера при числах Маха 0,5 и 0,6 составляют $\lambda_{0,5} = 0,13$ м и $\lambda_{0,6} = 0,117$ м. Таким образом, при $M = 0,6$ характерная длина $\lambda_{0,6}$ равна двум длинам каверны, которая в данном случае совпадает и с ее шириной. Можно предположить, что резонанс в этом случае обусловлен взаимодействием пульсаций Росситера с акустическими модами, связанными с геометрическими размерами каверны. Длина волны при числе Маха $M = 0,5$ не совпадает ни с одним из размеров экспериментальной модели или деталей рабочей части аэродинамической трубы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование нестационарных пульсаций давления, возникающих при обтекании мелкой каверны.

Обнаружено, что высокоинтенсивные пульсации имеют место даже при невыполнении резонансного критерия $\delta/L < 0,066$. Это говорит о том, что, возможно, критерий резонанса требует уточнения.

При помощи вейвлет-преобразования обнаружено, что высокоинтенсивные пульсации давления на частотах Росситера возникают в потоке практически всегда. Но в случае, когда условия резонанса не выполняются, они затухают достаточно быстро. Переход течения в резонансное состояние происходит за счет увеличения продолжительностей отдельных включений мод Росситера. Также установлено, что течение переходит в резонансное состояние, когда суммарная продолжительность пульсаций, амплитуда которых превосходит пороговую, составляет, по крайней мере, 15 % от времени измерений.

В некоторых из проведенных экспериментов, длина волны, соответствующая доминирующей моде пульсаций, оказалась кратной размерам каверны. Это свойство можно использовать для предсказания номера доминирующей моды Росситера, однако для установления обоснованного точного критерия требуются дальнейшие исследования.

Результаты, полученные при помощи преобразования Гильберта–Хуанга, хорошо согласуются с данными вейвлет-преобразования. В частности, этот метод позволяет отследить явление переключения мод.

В спектрах Гильберта–Хуанга наблюдается большой разброс частот для резонансной моды Росситера, что может быть обусловлено как природой пульсаций, так и погрешностью при численном дифференцировании при вычислении частоты. Для устранения последнего фактора необходимо увеличение частоты дискретизации при проведении измерений, что повлечет за собой увеличение времени обработки сигнала, но предоставит более полную и точную информацию о поведении пульсаций внутри каверны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов М.Г. Взаимодействие сверхзвукового потока с прямоугольным углублением на плоской пластине // Журнал технической физики. 1958. Т. XXVIII, №1. С. 163–169.

2. Sarohia V., Massier P.F. Control of cavity noise // AIAA Paper 76-528. 1976.
3. Chokani N., Kim I. Suppression of pressure fluctuations in an open cavity by passive pneumatic control // AIAA Paper 91-1729. 1991.
4. Kegerise M.A., Cabell R.H., Cattafesta III L.N. Real-time feedback control of flow-induced cavity tones. Part 1: Fixed-gain control // J. Sound and Vibration. 2007. Vol. 307. P. 906–923.
5. Kegerise M.A., Cabell R.H., Cattafesta III L.N. Real-time feedback control of flow-induced cavity tones. Part 2: Adaptive control // J. Sound and Vibration. 2007. Vol. 307. P. 924–940.
6. Heller H.H., Holmes D.G., Covert E.E. Flow induced pressure oscillations in shallow cavities // J. Sound and Vibration. 1971. Vol. 18, No. 4. P. 545–554.
7. Maureen B.T., Plentovich E.B. Cavity unsteady-pressure measurements at subsonic and transonic speeds // NASA Technical Paper 3669.
8. Терехов В.И., Ярыгина Н.И., Дьяченко А.Ю., Шапорин А.В. Особенности вихреобразования и теплообмена в трехмерных поперечных траншеях // Тр. IV Минского междунар. форума по тепло-массообмену. Минск, 22-26 мая 2000. Минск: АНК ИТМО им. А.В.Лыкова, НАНБ. Т. 1. Конвективный теплообмен. С. 28–35.
9. Ahuja K.K., Mendoza J. Effects of cavity dimensions, boundary layer and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes // NASA. 1995. CR 4653.
10. Delprat N. Rossiter's formula: a simple spectral model for a complex amplitude modulation process // Phys. Fluids. 2006. Vol. 7. P. 071703–071703-4.
11. Антонов А.Н., Купцов В.М., Комаров В.В. Пульсации давления при струйных и отрывных течениях. М.: Машиностроение, 1990. 272 с.
12. Heller H.H., Bliss D.B. The physical mechanism of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression // AIAA Paper 75-0491. 1975.
13. Grace S.M., Dewar W.G., Wroblewski D.E. Experimental investigation of the flow characteristics within a shallow wall cavity for both laminar and turbulent upstream boundary layers // Experiments in Fluids. 2004. Vol. 36. P. 791–804.
14. Cattafesta III L.N., Kegerise M.S., Jones G.S. Experiments on compressible flow-induced cavity oscillations // AIAA Paper 98–2912. 1998.
15. Kegerise M.A., Spina E.F., Cattafesta III S.G., Cattafesta III L.N. Mode-switching and nonlinear effects in compressible flow over a cavity // Phys. Fluids. 2004. Vol. 16, No. 3. P. 678–687.
16. Zinoviev V., Lebiga V., Chung K.-M., Miao J.J. Hot-wire measurements in compressible subsonic flows using hilbert spectral analysis // Zhongguo Hangkong Taikong Xuehui Huikan / Transactions of the Aeronautical and Astronautical Society of the Republic of China. 2004. Vol. 36, No. 2. P. 115–124.
17. Huang N.E., Shen Z., Long S.R., Wu M.C., Shin H.H., Zheng Q., Yen N.-C., Tung C.C., Liu H.H. The empirical mode decomposition and the hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis // Proc. R. Soc. Lond. A 454. 1998. P. 903–995.
18. Bratteli O., Jorgensen P. Wavelets through a looking glass. The world of spectrum, applied and numerical harmonic analysis. Berlin. 2002. 398 с.
19. Bies D.A. Flight and wind tunnel measurements of boundary layer pressure fluctuations and induced structural response // NASA. 1966. CR 626.
20. Chung K.M. Calibration of ASTRC/NCKU 600 × 600 mm transonic wind tunnel // National Sci. Council, NSC 83-424-Y-006141T. Taiwan. ROC. Jan. 1994.

Статья поступила в редакцию 7 июля 2010 г.