

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ РАБОТЕ ТЕПЛОВЫХ ТУРБОМАШИН

Юрий Михайлович Кочетков, д.т.н.

Получено главное уравнение колебательного звена, справедливое для условий любой колебательной системы, работающей на вязком сжимаемом рабочем теле (камера ЖРД, полости ТНА, трубы Ранка-Хилша и др.).

Получены критерии появления неустойчивости, с помощью которых можно прогнозировать ее наступление, и разработана методика прогноза неустойчивости в тепловых турбомашин.

Obtained a General equation for the vibrational level, is true for any oscillatory system working for viscous compressible working medium (the camera LRE, cavity spot, pipe Wound-hilsa, etc.). The criteria of instability occurrence, with the help of which it is possible to predict its occurrence, are obtained, and the method of instability prediction in thermal turbomachines is developed.

Ключевые слова: турбулентность, неустойчивость, турбомашин.

Keywords: turbulence, instability, turbomachinery.

В настоящее время в ракетной технике широкое распространение получили турбонасосные тепловые машины, включающие высокооборотные шнеко-центробежные насосы с высокими антикавитационными свойствами, которые даже на режимах, близких к оптимальному, могут работать в условиях скрытой кавитации [1]. Кавитация при этом приводит к изменению динамических характеристик системы, понижению собственных частот и, наконец, при определенных условиях вызывает самовозбуждение колебаний давления и расхода в термодинамической системе. Такая ситуация порождает опасные вибрации конструкции, приводящие к ее разрушению. В настоящее время уже разработаны эффективные методы вибропрочностной диагностики, среди которых особенно следует отметить уникальные достижения Н.А. Филина и Г.Н. Устинова, позволяющие в процессе работы изделия прогнозировать аварийные нештатные ситуации, а также разрушение до его наступления. Тем не менее, сами вибрации допускать не только нецелесообразно, но и весьма вредно в силу нарушения термостойкого состояния конструкции. Поэтому с вибрациями следует начинать бороться уже на стадии возникновения кавитационных колебаний. Установлено, что амплитуда этих колебаний постоянна, и поэтому их идентифицируют как автоколебания [1]. В практической деятельности их называют кавитационными автоколебаниями.

Но, очевидно, что не только в условиях кавитации автоколебания могут возникать. Известно, что для этого необходимо следующее. Система, а именно в данном случае тепловая турбомашин, должна иметь:

- колебательный контур;
- возможность поступления в систему дополнительной энергии;
- регулятор подачи (дозирования) этой энергии в систему.

Как видно все эти три условия присутствуют в тепловых турбомашин.

Колебательным контуром является вязкая сжимаемая жидкость (газ), заполняющая межлопаточный объем. Энергия в виде энтальпии поступает в систему, например, в турбину - со стороны газогенератора. А регулирующим элементом является сама конструкция, нелинейным образом влияющая на подачу энергии. Но! Эта конструкция не всегда будет работать как клапан. Она может быть такой, что автоколебания никогда не возникнут. А может и наоборот. Все зависит от критериев, формирующихся внутри потока [2].

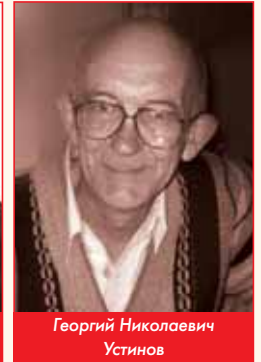
Итак, к тепловым машин будем в данной работе относить всевозможные турбины: осевые, центробежные и т.д.; насосы: шнековые, осерадальные и др., вихревые конструкции: циклоны, трубы Ранка-Хилша, вентиляторы; различного вида арматуру: клапаны, радиаторы, фильтры, регуляторы. Все эти устройства при определенных условиях могут работать в режиме неустойчивости.

Характерным примером неустойчивой работы устройства по-прежнему является камера сгорания ЖРД. Многие авторы признают, что на сегодняшний день мало чего известно о возникновении неустойчивости, тем более скудным является представление о том, как ее прогнозировать [3 - 5].

А в эпохальном труде [6], где девяносто авторов, сообщается, что "не удастся разработать окончательную теорию неустойчивости горения в ЖРД". В связи с этим получим еще раз, и предельно аккуратно, уравнения для автоколебаний применительно к тепловым



Николай Александрович
Филин



Георгий Николаевич
Устинов

системам [7]. Определим на примере камеры сгорания ЖРД как на частном случае общего подхода ко всем тепловым машин, основные критерии и докажем теорему о возникновении неустойчивости. Покажем, что существует одна единственная причина возникновения неустойчивости независимо от конструкции аппарата.

Когда возникают колебания в системе

Прежде чем говорить о возникновении неустойчивости в тепловой системе следует ответить на два вопроса:

1. Когда возникают колебания в системе?
2. Когда эти колебания становятся автоколебаниями?

Уже не раз говорилось [8, 9], что автоколебания - это временной солитон и возникают они в том случае, когда силы диссипации становятся равными силам дисперсии. Силы диссипации размывают функцию распределения в уравнении Больцмана, а силы дисперсии, нелинейные, трансцендентные силы эту функцию сжимают и локализируют. В случае временного солитона, а именно ситуации автоколебаний, силы диссипации уменьшают амплитуду колебаний, а силы дисперсии ее восстанавливают.

Вывод уравнений будем делать при условии движения вязкой и сжимаемой (упругой) среды. За основу возьмем уравнение движения Навье-Стокса.

Исходный вид уравнения Навье-Стокса в векторной форме записывается:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\text{grad}P + \mu \Delta \vec{v} + \frac{1}{3} \mu \text{graddiv}\vec{v}.$$

Раскрывая субстанциональную производную и лапласиан, получаем:

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \text{grad} \frac{\vec{v}^2}{2} + \rho [\text{rot}\vec{v}\vec{v}] + \text{grad}P - \frac{4}{3} \mu \text{graddiv}\vec{v} + \mu \text{rotrot}\vec{v} = 0.$$

Собираем все градиенты:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \text{grad} \left(\frac{P}{\rho} + \frac{\vec{v}^2}{2} - \frac{4}{3} \mu \text{div}\vec{v} \right) - P \text{grad} \frac{1}{\rho} + [\text{rot}\vec{v}\vec{v}] + \mu \text{rotrot}\vec{v} = 0.$$

Оценим третий член под градиентом:

$$\operatorname{div} \vec{v} = - \frac{d\rho}{\rho d\tau} \cdot \frac{V_k}{V_k} = - \frac{dm}{\rho V_k d\tau} = \frac{P F \cdot k}{\rho \beta V_k} = - \alpha^2 \frac{\pi \cdot k}{v_{кр} L_{эф.к}}$$

Далее:

$$\frac{4}{3} v \operatorname{div} \vec{v} = - \alpha^2 \frac{1}{\frac{v_{кр} L_{эф.к}}{v} \cdot 4 \cdot 0,57237 \cdot 1,16} = - \alpha^2 \frac{0,8852}{\frac{v_{кр} L_{эф.к}}{v}} \approx - \frac{\alpha^2}{Re_{эф}}$$

Тогда общая запись под градиентом будет выглядеть:

$$\alpha^2 \left(\frac{1}{k} + \frac{M^2}{2} + \frac{1}{Re_{эф}} \right)$$

Причем третий член в скобке намного меньше, чем первые два, что дает основание перейти к уравнению Бернулли.

Поскольку трехчлен в скобке есть закон сохранения энергии, градиент равен нулю:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} - P \operatorname{grad} \frac{1}{\rho} + [\operatorname{rot} \vec{v} \cdot \vec{v}] + v \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} = 0.$$

Умножаем скалярно на \vec{v} :

$$\vec{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} + \frac{P \vec{v}}{\rho^2} \operatorname{grad} \rho + \vec{v} [\operatorname{rot} \vec{v} \cdot \vec{v}] + v \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} = 0.$$

Третий член пропадает, а второй превращается в производную:

$$\rho \vec{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} + \frac{P}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \mu \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} = 0.$$

На первый член воздействуем преобразованием Лежандра, а второй переводим в дивергенцию:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} \frac{\vec{v}^2}{2} - \frac{\vec{v}^2}{2} \frac{\partial \rho}{\partial \tau} - P \operatorname{div} \vec{v} + \mu \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} = 0.$$

Во втором члене переходим к числу Маха, а статическое давление считаем равным полному $P \approx P_0$:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} \frac{\vec{v}^2}{2} - \frac{M^2}{2} \frac{\partial P}{\partial \tau} - P_0 \operatorname{div} \vec{v} + \mu \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} = 0.$$

В соответствии с уравнением Бернулли переписываем:

$$-\frac{\partial P}{\partial \tau} - M^2 \frac{\partial P}{\partial \tau} - P_0 \operatorname{div} \vec{v} + \mu \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} = 0$$

и

$$\left(1 + \frac{M^2}{2} \right) \frac{\partial P}{\partial \tau} + P_0 \operatorname{div} \vec{v} - \mu \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} = 0,$$

а так как второй член в скобках намного меньше единицы, получаем:

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} + P_0 \operatorname{div} \vec{v} - \mu \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} = 0.$$

Далее берем производную в точке, тем самым предполагаем получить в каждой точке поля осциллятор:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \tau^2} - \mu \frac{\partial \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v}}{\partial \tau} = 0.$$

Правую производную расписываем как произведение:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \tau^2} - \mu \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} - \mu \vec{v} \frac{\partial \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v}}{\partial \tau} = 0.$$

Далее преобразуем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} &= \frac{\partial \vec{v}}{\partial P} \cdot \frac{\partial P}{\partial \tau}; \\ \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} \frac{\partial P}{\partial \tau} &= \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} \frac{\partial P}{\partial \tau}; \\ -\mu \frac{\partial \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v}}{\partial \tau} &= -\mu \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} \left(\rho \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} + \frac{M^2}{2} \frac{\partial P}{\partial \tau} \right) \end{aligned}$$

За малостью второго члена в скобках получаем:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} \frac{\partial P}{\partial \tau} = - \mu \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau}.$$

Тогда

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} = - \rho \vec{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau}.$$

или

$$\vec{v} \frac{\partial P}{\partial \tau} = - \rho \vec{v}^2 \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau}.$$

После чего:

$$\vec{v} \frac{1}{\rho \vec{v}^2} \frac{\partial P}{\partial \tau} = - \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau}.$$

Подставляем во второй член уравнения:

$$-\mu \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} = \mu \frac{1}{\rho \vec{v}^2} \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} \frac{\partial P}{\partial \tau}.$$

По теореме о соотношении движений

$$\vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} = \operatorname{rot} \vec{v}^2 = 4\omega^2.$$

Получаем

$$-\mu \vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} = v \frac{4\omega^2}{\vec{v}^2} \frac{\partial P}{\partial \tau} = \frac{4v}{R^2} \frac{\partial P}{\partial \tau}.$$

где $\vec{v}^2 = \omega^2 R^2$.

Преобразуем далее третий член основного уравнения

$$-\mu \vec{v} \frac{\partial \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v}}{\partial \tau} = -v \rho \frac{k \vec{v}^2 P}{k \vec{v}^2 P} v \frac{\partial \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v}}{\partial \tau} = -v \frac{k M^2}{\vec{v}^2} P v \frac{\partial \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v}}{\partial \tau}.$$

Преобразуем

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} v = \vec{v} \frac{\vec{v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v}}{\vec{v}^2} = 4 \frac{\vec{v}}{\vec{v}^2} \omega^2 = \frac{4\vec{v}}{R^2} = 4 \frac{\omega}{R}.$$

Далее получаем

$$-\mu \vec{v} \frac{\partial \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{v}}{\partial \tau} = -4v \frac{k M^2}{\vec{v}^2} P \vec{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} = 4v \frac{k M^2}{v^2} P \frac{\partial \ln \frac{\omega}{R}}{\partial \tau}.$$

Окончательно получаем главное уравнение колебательного звена, справедливое для точки. Другими словами, получаем зависимость колебания осциллятора в каждой точке поля:

$$\frac{d^2 P}{d\tau^2} + \frac{4v}{R^2} \frac{dP}{d\tau} + \frac{4v}{R^2} k M^2 P \frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\tau} = 0.$$

Статическое давление можно представить в виде суммы среднего давления в камере и возможного колебательного давления в случае неустойчивости процесса: $P = \bar{P} + \tilde{P}$, тогда

$$\frac{d^2 P}{d\tau^2} + 4 \frac{v}{R^2} \frac{d\tilde{P}}{d\tau} + \frac{4v}{R^2} k M^2 \tilde{P} \frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\tau} = 4\mu \omega^2 \frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\tau}.$$

Далее введем критерии:

$$Be = \frac{v}{R^2 \omega_0}, \quad Me = k M^2 \frac{R}{d\tau} \quad \text{и} \quad \bar{\tau} = \frac{\tau \omega_0}{2\pi}.$$

Здесь ω_0 - собственная частота.

Уравнение перепишем в виде:

$$\frac{d^2 \tilde{P}}{d\tau^2} + 8\pi Be \frac{v}{R^2} \frac{d\tilde{P}}{d\tau} + 8\pi Be \cdot Me \cdot \tilde{P} = 8\pi R \mu \frac{\omega}{\omega_0} \frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\tau}.$$

Последнее уравнение является линейным дифференциальным уравнением второго порядка с нелинейной правой частью и решается методом характеристических уравнений:

$$x^2 + 8\pi Be \cdot x + 8\pi Be \cdot Me = 0.$$

Решением характеристического уравнения является выражение:

$$x_{1,2} = \frac{-8\pi Be \pm \sqrt{64\pi^2 Be^2 - 32\pi Be \cdot Me}}{2}.$$

В случае отрицательного дискриминанта главное уравнение колебательного звена будет иметь колебательное решение. Итак:

$$64\pi^2 Be^2 - 32\pi Ve \cdot Me < 0$$

$$\frac{Me}{Be} > 2\pi.$$

Это единственное необходимое условие возникновения колебаний в системе. Но этого условия недостаточно, чтобы процесс неустойчивости реализовался. Необходимо достаточное условие, определяющее условие автоколебаний.

Рассмотрим внимательно полученный критерий:

$$\frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\bar{\tau}} > 2\pi \frac{v}{R^2 \omega_0}$$

После преобразований он превратится в следующее неравенство:

$$\frac{kM^2 R^2}{v} \frac{d \ln \frac{\bar{v}}{\omega^2}}{d\tau} > 1$$

или

$$\frac{kM^2 R^2}{v} \frac{d \frac{\bar{v}}{\omega^2}}{d\tau} > 1.$$

Переходя к скоростям, получим:

$$\frac{k\bar{v}^3}{va^2} \frac{d \frac{\bar{v}}{v\omega^2}}{d\tau} > \frac{1}{4} \text{ или } \Phi Z > \frac{1}{4}.$$

Интерпретацию опытов Рийке и Босша-Рисса завершим, вновь переходя к безразмерному времени и длине волны λ :

$$\frac{k\bar{v}^3}{va} \frac{d \frac{\bar{v}}{v\omega^2}}{d\bar{\tau}} > \frac{\lambda}{4}.$$

Перепишывая неравенство через собственную частоту, получаем критерий Релея:

$$\frac{k\bar{v}^3 \omega_0}{va^2} \frac{d \frac{\bar{v}}{v\omega^2}}{d\bar{\tau}} > \frac{\pi}{2}.$$

Возникновение автоколебаний

Итак, необходимое условие для начала колебаний $\Phi Z > 1/4$. Теперь найдем достаточное условие. Для этого приравняем дисперсный член справа к диссипативному - второму слева:

$$\frac{4v}{R^2} \frac{d\bar{P}}{d\tau} = 4\mu\omega^2 \frac{d \ln \frac{\omega}{R}}{d\tau}$$

или

$$\frac{1}{R^2} d\bar{P} = \rho\omega^2 d \ln \frac{\omega}{R}.$$

Раскрываем

$$d\bar{P} = -d \frac{\rho\bar{v}^2}{2}.$$

и получаем

$$d \ln \frac{\rho\bar{v}^2}{2} = d \ln \left(\frac{R}{\omega} \right)^2.$$

Далее интегрируем

$$\ln \frac{\rho\bar{v}^2}{2} - \ln \left(\frac{R}{\omega} \right)^2 + \text{const} = 0.$$

и потенцируем

$$\frac{\rho\bar{v}^2}{2} \frac{\omega^2}{R^2} + \text{const} = 0.$$

Откуда получаем, что

$$\rho\omega^4 = \text{const} \text{ или } \omega\rho^{\frac{1}{4}} = \text{const}.$$

Если пренебречь членом в четвертой степени (он стремится к единице), то $\omega \approx \text{const}$.

Это - достаточное условие.

Таким образом, чтобы возникла неустойчивость, требуется выполнение необходимого $\Phi Z > 1/4$ и достаточного $\omega = \text{const}$ условий для поля скоростей. Вспомним, что соотношение для осцилляторов получены конкретно для каждой точки поля скоростей. Другими словами, для получения критериев необходимо рассчитать поле скоростей внутри системы $\bar{v}(x, y, z)$. После чего необходимо по этим значениям для поля рассчитать критерии устойчивости и определить зоны, где эти критерии превышают допустимые. Для наглядности области поля, где возникает неустойчивость можно специально выделить.

Возможно возникновение в одном объеме нескольких областей неустойчивости со своими значениями частот. В этом случае следует решать задачу синхронизации с выделением резонансных областей [10].

Необходимое и достаточное условие можно объединить в одно и тогда оно сильно упрощается:

$$\frac{k}{v\omega^2 a^2} \frac{\partial \bar{v}^4}{\partial \tau} > 4.$$

Или:

$$\frac{kM^2}{\mu\omega^2} \frac{\rho \partial \frac{\bar{v}^4}{2}}{\partial \tau} > 1.$$

Возможны и другие преобразования, и они будут уместны при непосредственном создании программных комплексов.

Полученные критерии справедливы для общего случая систем, работающих в условиях вихреобразования на высокоэнтальпийных сжимаемых рабочих телах. При этом в каждом таком устройстве возможно возникновение неустойчивости. Не является принципиальным вопрос о величине частоты колебаний. Низкочастотные колебания до 10 Гц и высокочастотные ~1000 Гц так же будут появляться в равной степени при условии выполнения полученных критериев. Для турбомашин могут реализовываться промежуточные ситуации.

Экспериментальные факты



Рис. 1 Колебательные полости ТНА двигателя РД-171М

1. В полостях турбонасосных агрегатов (рис. 1), работающих в вязких сжимаемых рабочих телах, возможно возникновение неустойчивости. Так при исследовании кавитационных явлений в шнекоцентробежном насосе были зафиксированы автоколебания [1]. Было установлено, что частота и амплитуда этих колебаний существенно зависели от давления на входе в насос. Причем при повышенном давлении амплитуда получалась меньше. Было установлено, что колебания имеют синусоидальный характер. Они устойчивы и со временем не изменяют форму и размеры. Это позволяет идентифицировать их как автоколебания. На рис. 2 видны различия колебаний давления на входе P_1 и на выходе P_2 из насоса. При этом частота вращения вала была постоянной.

2. При исследовании вихревых труб Ранка-Хилша [11] в системе появлялись волны давления (рис. 3). Они фиксировались как в

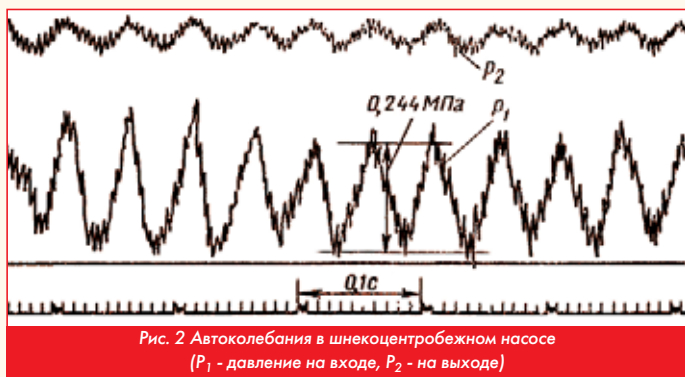


Рис. 2 Автоколебания в шнекоцентрижном насосе (P_1 - давление на входе, P_2 - на выходе)

радиальном, так и в осевом направлениях. Колебания сопровождались появлением характерных звуковых сигналов. Авторы данной работы идентифицировали эту ситуацию как проявление эффекта Гартмана-Шпренгера - своеобразного проявления неустойчивости. В промышленности трубы Ранка-Хилша используются в установках по генерации холода [12]. Появление колебаний в подобных устройствах закономерно, так как в этих устройствах генерируются сложнейшие комбинации вихревых структур [13], турбулентные течения, приводящие при соответствующих известных условиях к колебаниям системы.

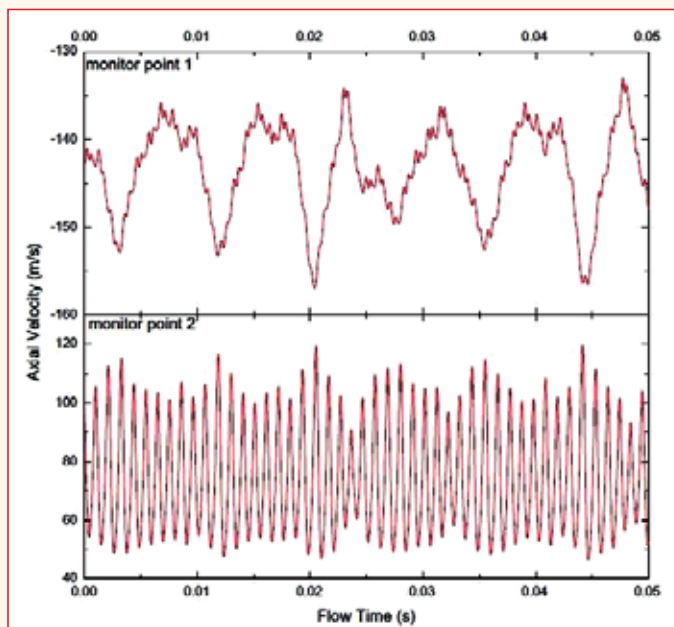


Рис. 3 Типичные периодические структуры в трубе Ранка-Хилша

Литература

1. В.В. Пилипенко, В.А. Задонцев, М.С. Натанзон. Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем // М. Машиностроение, 1977.
2. Ю.М. Кочетков. Турбулентность и автоколебательный процесс в ЖРД // Двигатель №3, 2012.
3. Л. Крокко и Ч. Синь-И. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях // М. Издательство иностранной литературы, 1958.
4. Б.В. Раушенбах. Вибрационное горение // М. Государственное издательство физико-математической литературы, 1961.
5. В.Н. Гладышев. Автоколебания при горении и термоядерных взаимодействиях // Новосибирск НИЦ ОИГГМ СО РАН, 1999.
6. Д.Т. Харрье, Ф.Г. Рирдон и др. Неустойчивость горения в ЖРД // М. Мир, 1975.
7. Ю.М. Кочетков. Турбулентность. Возникновение неустойчивости в ЖРД // Двигатель №2, 2012.

8. А.Т. Филиппов. Многоликий солитон // М. Наука, 1986.
9. Ю.М. Кочетков. Турбулентность. Тензоры и хаос // Двигатель №6, 2017.
10. Ю.М. Кочетков. Турбулентность. Синхронизация автоколебаний в ЖРД // Двигатель №6, 2012.
11. Bo Zhang, Xiangji Guo, Zhugiang Yang. Analysis on the fluid flow in vortex tube with vortex periodical oscillation characteristics // International Journal of Heat and Mass Transfer 103(2016).
12. В.А. Девисилов, Д.А. Жидков, В.С. Спиридонов, О.В. Кирикова. Эксплуатация регулируемых вихревых труб Ранка-Хилша в экологически значимых промышленных установках очистки газов // Экология и промышленность России 2013 г.
13. Ю.М. Кочетков, И.Н. Боровик, О.А. Подымова и др. Вихревые эффекты в вихревых трубах Ранка-Хилша // Вестник московского авиационного института №4, том 23, 2016.

Связь с автором: swgeorgy@gmail.com

ИНФОРМАЦИЯ

1 марта 2018 года в ходе международной онлайн-трансляции был представлен первый полностью электрический серийный автомобиль Jaguar I-PACE, сошедший с конвейера завода в австрийском Граце. Этот автомобиль спроектирован в Великобритании и входит в семейство SUV Jaguar наряду с компактным кроссовером E-PACE и спортивным SUV F-PACE.

Источником энергии на Jaguar I-PACE является литий-ионная батарея емкостью 90 кВт·ч. Она позволяет двум электромоторам общей мощностью 400 л.с. и 696 Нм крутящего момента разогнать автомобиль до 100 км/ч всего за 4,8 секунды. При этом батареи обеспечивают автомобилю запас хода до 480 км (по циклу WLTP), а им самим требует всего 40 минут для зарядки до 80 % от 100-киловаттного зарядного устройства. При домашней зарядке от источника постоянного тока мощностью 7 кВт для 80-процентной зарядки потребует чуть более 10 часов.

Для увеличения запаса хода электромо-

бил оснащён несколькими интеллектуальными системами, среди которых можно отметить систему предварительной подготовки батареи. Благодаря этой системе автоматически повышается или понижается температура батареи в зависимости от условий её эксплуатации для обеспечения максимального пробега.

Автомобиль оснащён двумя электромоторами, разработанными специалистами Jaguar. Для компактности приводные валы проходят прямо через них. Двигатели размещаются на поперечных балках моста.

Применение алюминиевых сплавов и оригинальной конструкции в сочетании с современными технологиями сборки обеспечили электрокар легким, прочным и безопасным кузовом.

Батарея, расположенная между двумя осями, находится настолько низко, насколько это возможно. Это обеспечивает

идеальное распределение веса в пропорциях 50:50 по осям и пониженный центр тяжести машины. Вкупе с усовершенствованной двухрычажной передней подвеской и задней многорычажной подвеской Integral Link с пневматическими пружинами, а также системой Adaptive Dynamics, это обеспечивает I-PACE легкость управления и комфорт при поездке по любой дороге.

I-PACE поступит в продажу в России осенью 2018 года, а цены на автомобиль будут объявлены летом.

