

**УПРАВЛЕНИЕ ВИБРАЦИОННЫМ ГОРЕНИЕМ И ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИМИ
АВТОКОЛЕБАНИЯМИ В ПОТЕНЦИАЛЬНО НЕУСТОЙЧИВЫХ ЭЛЕМЕНТАХ
ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ**

Б. И. Басок¹, В. В. Гоцуленко¹, В. Н. Гоцуленко²

¹*Институт технической теплофизики НАН Украины, г. Киев, Украина*

²*Институт предпринимательства “Стратегия”, г. Желтые Воды, Украина*

Первым, кто предложил гипотезу (критерий) о поддержании колебаний посредством периодического тепловыделения в газовой среде был Рэлей [1]. Возбуждение акустических колебаний в вертикальной трубе впервые наблюдал Хиггинс при сжигании водорода, подача которого осуществлялась трубкой в нижней ее части, что составило проблему “поющего” пламени. Затем Рийке также наблюдал акустические колебания, но при конвективном подводе теплоты, что в последствии было названо феноменом Рийке. В обзоре Ричардсона по проблеме “поющего” пламени [1] отмечено, что колебания генерируются в тех областях, которые предсказаны теорией Рэля, но в экспериментах они возникают и вне этих областей.

Согласно условиям гипотезы Рэля теплоподвод должен осуществляться в пучности волны давления, что соответствует расположению источника теплоты в трубе Рийке на $\frac{1}{4}$ ее длины от нижнего среза. Это мотивируется тем, что возникший случайный импульс давления усиливается теплоподводом. В [2] приведена формула для определения координаты таких мест по длине трубы.

Патнэм в исследованиях акустических колебаний в горелках определил математическую формулировку критерия поддержания колебаний [1]

$$\oint_{\text{цикл}} hp dt > 0, \quad (1)$$

где h – скорость тепловыделения, p – колеблющееся давление, t – время.

Общее необходимое условие неустойчивости [3], заключается в положительности потока акустической (колебательной) энергии $A > 0$, которая определяется как

$$A = \frac{1}{2} |\delta p| |\delta v| \cos(\varphi), \quad (2)$$

где p – давление, v – скорость, φ – разность фаз между колебаниями давления и скорости. Приведенное необходимое условие (2) определяет, по-видимому, все механизмы возбуждения автоколебаний при преобразовании различных форм энергии в напор потока, которые следуют из цепочки эквивалентных неравенств [4]:

$$A > 0 \Leftrightarrow dh_c/dQ < 0 \Leftrightarrow dH/dQ > 0 \Leftrightarrow \tau \neq 0, \quad (3)$$

в которых: $h_c(Q)$ – потери напора, $H(Q)$ – напорная характеристика, τ – время запаздывания сгорания.

В [5] установлен механизм возбуждения и поддержания колебаний феномена Рийке, состоящий в образовании нисходящей ветви отрицательного вязкостного сопротивления по

длине трубы, когда тепловой поток является постоянным. На зависимости $h_\ell(Q)$ вязкостных потерь по длине трубы нисходящая ветвь образовалась при ламинарном режиме, а при переходе в турбулентный режим, данная зависимость становилась монотонно возрастающей, квадратичной по расходу Q . Также в этой работе была построена статическая напорная характеристика теплоподвода $F(Q)$, которая определяла сквозное движение в трубе Рийке. В области восходящей (неустойчивой) ветви характеристики $F(Q)$ периодических решений уравнений движения и образований предельного цикла уравнения интегральных кривых не наблюдалось. Причиной этого было значительное волновое сопротивление $Z = \sqrt{L_a/C_a}$, когда электроспираль была расположена непосредственно на входе в трубу, т.е. в узле давления (рис.1 - а).

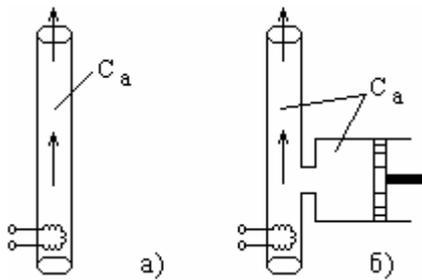


Рис.1. Труба Рийке с расположением спирали электронагревателя на входе: а) автоколебания отсутствуют; б) возбуждаются при увеличении C_a

Присоединив к трубе Рийке дополнительный объем (рис.1 - б), из-за которого уменьшается волновое сопротивление Z , образуется предельный цикл уравнения интегральных кривых

$$C_a [F(Q) - P] dP = L_a [Q - \phi(P)] dQ. \quad (4)$$

Решение исходной системы уравнений движения вдоль предельного цикла является периодическим по времени и определяет режим автоколебаний [6]. При этом были впервые теоретически определены формы автоколебаний феномена Рийке, подтверждена, ранее найденная экспериментально Лемманом, зависимость амплитуды гармонических автоколебаний от стационарного расхода. Также было установлено, что амплитуда релаксационных автоколебаний феномена Рийке с повышением теплового потока возрастает. Кроме того, были теоретически определены автоколебания своеобразной формы [7] причиной которых является проявление гистерезисного аттрактора.

Независимость предельного цикла уравнения интегральных кривых (4) от условий гипотезы Рэлея и соответственно образование периодических решений уравнений движения от расположения источника теплоты, позволяет утверждать независимость феномена Рийке от этой гипотезы. В самом деле, тепловой поток в трубе Рийке постоянный, движение ламинарное (слоистое) безвихревое, торцы трубы открыты. Поэтому, импульс давления, возникающий в зоне теплоподвода, отразившись от открытого конца трубы, возвращается назад в виде волны разрежения, что исключает в этом случае реализацию гипотезы Рэлея. В [1] Коважным предложена механическая схема реализации условий гипотезы Рэлея периодическим подводом теплоты, приведенная на рис.2.



Рис.2. Схема иллюстрации превращения периодического подвода теплоты в колебания давления

При расположении нагревателя в пучности давления, т.е. на расстоянии $1/4$ длины от нижнего основания трубы, образуется объем не нагретого воздуха перед электроспиралью

нагревателя. Поскольку акустическая гибкость C_a этого объема значительно превышает акустическую гибкость объема нагретой части трубы после электроспираль, то волновое сопротивление в этом случае снижается, что способствует образованию предельного цикла. Автоколебания в трубе Рийке при ее собственном волновом сопротивлении, без присоединения дополнительной емкости, когда нагреватель расположен в пучности давления на расстоянии $\frac{1}{4}$ длины от нижнего основания трубы, были теоретически определены в [8].

В монографии [3] было введено тепловое сопротивление, однако падающий участок (отрицательное сопротивление) на его зависимости $h_t(Q)$ не был найденным. Поэтому генерирование автоколебаний давления $p(t)$ связывалось с переменностью теплового потока, приводящего к колебаниям величины теплового сопротивления.

Воспользовавшись уравнением энергии в [9] определена нисходящая ветвь зависимости $h_t(Q)$ теплового сопротивления в газах. Таким образом, был найден новый механизм феномена Рийке и соответственно второй механизм вибрационного горения наряду с механизмом Л. Крокко. Автоколебания, возбуждаемые этими механизмами, имеют диаметрально противоположные свойства изменения их амплитуды при варьировании волнового сопротивления [10].

Установлено, что отрицательное гидравлическое сопротивление при истечении газов [11] является причиной возбуждения энтропийных волн. Известно [4], что энтропийные волны повышают амплитуду гармонических колебаний в камере горения, а амплитуды релаксационных форм, определяемые седлообразной напорной характеристикой теплоподвода $F(Q)$, остаются неизменными.

Использование и контроль термоакустических колебаний, даже в простейших случаях, весьма ограничены, т.к. невыяснены причины и условия их возбуждения и механизмы поддержания [2]. Возникновение вибрационного горения определялось механизмом запаздывания τ , величина которого зависит от подготовительных процессов к сгоранию топлива. Теория вибрационного горения построена в линейной постановке, используя механизм запаздывания Л. Крокко, а механизм возбуждения автоколебаний из-за образования отрицательного теплового сопротивления оставался неизвестным.

В [4,12] с помощью математического моделирования осуществлено управление автоколебаниями вибрационного горения при совместном действии механизмов Л. Крокко, теплоподвода (отрицательного теплового сопротивления) и образования энтропийных волн.

Используя уравнение Бернулли, отрицательное сопротивление также было определено в капельной жидкости. Причина его образования заключается в снижении плотности нагреваемой жидкости [13]. Затем было установлено, что отрицательные гидравлические сопротивления образуются также из-за снижения плотности потока, вызванного саморазогревом жидкости при экспоненциальной зависимости ее вязкости от температуры, а также при кавитации, впуске воздуха или его всасывании из атмосферы и при перемещении насосами газожидкостных смесей.

Возбуждение автоколебаний (помпажа) в системе подачи воздуха в топку или жидких компонентов в ЖРД (жидкостной реактивный двигатель) обусловлено наличием восходящей ветви на характеристике нагнетателя. Также помпаж способствует увеличению амплитуды автоколебаний вибрационного горения в устройствах, осуществляющих сжигание топлива.

Известно, что шнек шнеко - центробежных насосов малых ресурсов работает перед срывом подачи [14]. В данном режиме работают и конденсатные насосы, причем автоколебания возбуждаются и при отсутствии восходящей ветви на напорной характеристике насоса в целом. При кавитационных испытаниях согласно [15] возбуждаются автоколебания лопастных насосов, природа которых оставалась неизвестной.

В [16] экспериментально установлено, что насос 2К-6, напорная характеристика которого является монотонно убывающей, работает абсолютно устойчиво в безкавитационном

режиме и при скрытой кавитации, не изменяющей его характеристики. Также в [16] показано, что перед срывом подачи монотонно убывающая напорная характеристика разветвляется и в области восходящих ее кавитационных разветвлений возбуждается помпаж. Разветвления напорной характеристики лопастного насоса определяются условием $\partial H / \partial p_{\text{вх}} \neq 0$ [17]. На рис.3 представлены кавитационные разветвления монотонно убывающей напорной характеристики насоса 2К-6.

Эжектирование потока, входящего в насос закрученными струями по направлению вращения рабочего колеса насоса осуществляет преобразование восходящих кавитационных разветвлений в монотонно убывающие. Таким образом, подавляются автоколебания (помпаж) насоса в кавитационном режиме перед срывом подачи. Напорная характеристика $H(Q)$ и ее кавитационные разветвления $H(Q, \Delta h)$ при эжектировании потока приведены на рис.4.

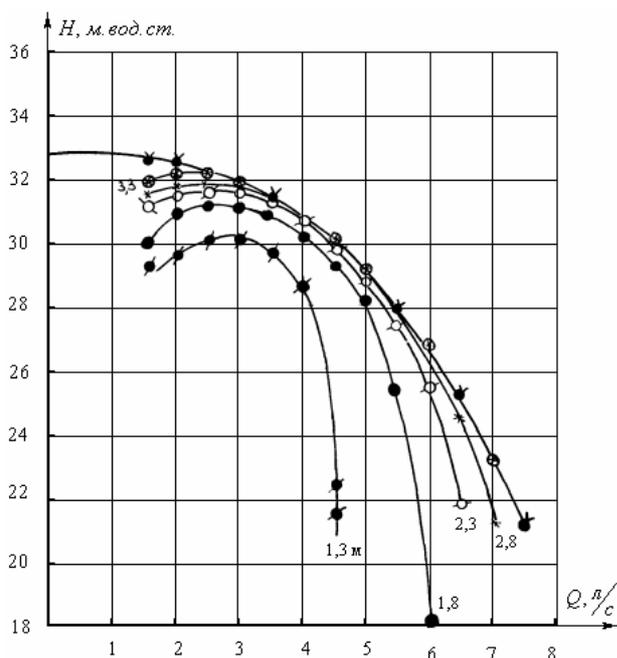


Рис. 3. Монотонно убывающая напорная характеристика $H(Q)$ насоса 2К-6 и ее кавитационные разветвления $H(Q, \Delta h)$

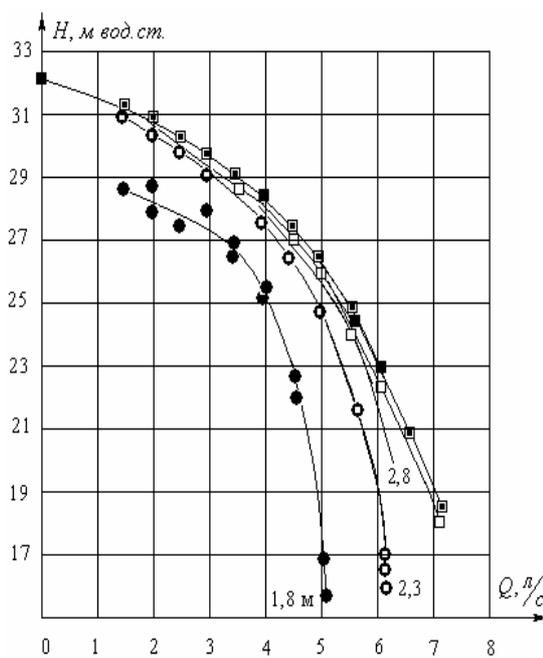


Рис.4. Напорная характеристика $H(Q)$ насоса 2К-6 и ее кавитационные разветвления при перепуске закрученного эжектирующего расхода через зазор $\delta = 2,5$ мм для различных значений величин кавитационного запаса Δh

Теория автоколебаний (помпажа) компрессора в настоящее время разработана достаточно полно. Однако в практике дутья доменных печей способ предупреждения помпажа является неэффективным приводящим к значительным экономическим затратам. Поэтому в настоящее время внедряется рециркуляция потока с целью исключения работы компрессора в неустойчивой области малых подач. Для уменьшения расхода перепускаемого воздуха предложена импульсная рециркуляция. Схема устройства, осуществляющего импульсную рециркуляцию закрученным потоком, для снижения амплитуды помпажа приведена на рис.5. Изменение колебаний давления при таком способе рециркуляции иллюстрировано на рис.6.

Система уравнений движения при сжигании газообразного топлива в вертикальной трубе может быть записана в следующем виде [18]

$$L_a \frac{dQ}{dt} = F(Q) - P, \quad C_a \frac{dP}{dt} = Q_{\text{вх}}(t - \tau) - Q. \quad (5)$$

Периодические решения системы (5) определяют автоколебания “поющего” пламени Хиггинса. Особенностью этого явления в вертикальной трубе является теплоподвод под разрежением, т.е. когда $dP < 0$. В этом случае, во втором уравнении системы (5) слагаемые в правой части меняются местами, и релаксационные периодические решения данной системы от запаздывания τ не зависят.

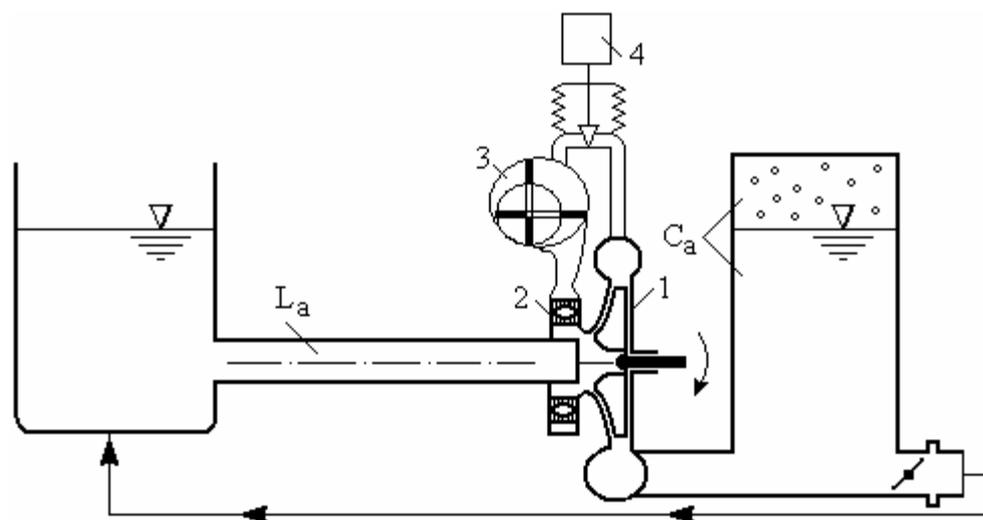


Рис. 5. Схема импульсной рециркуляции расхода жидкости, в которой: 1 – центробежный насос, 2 – узел закрутки потока, 3 – ротационный насос, 4 – регулятор импульсов

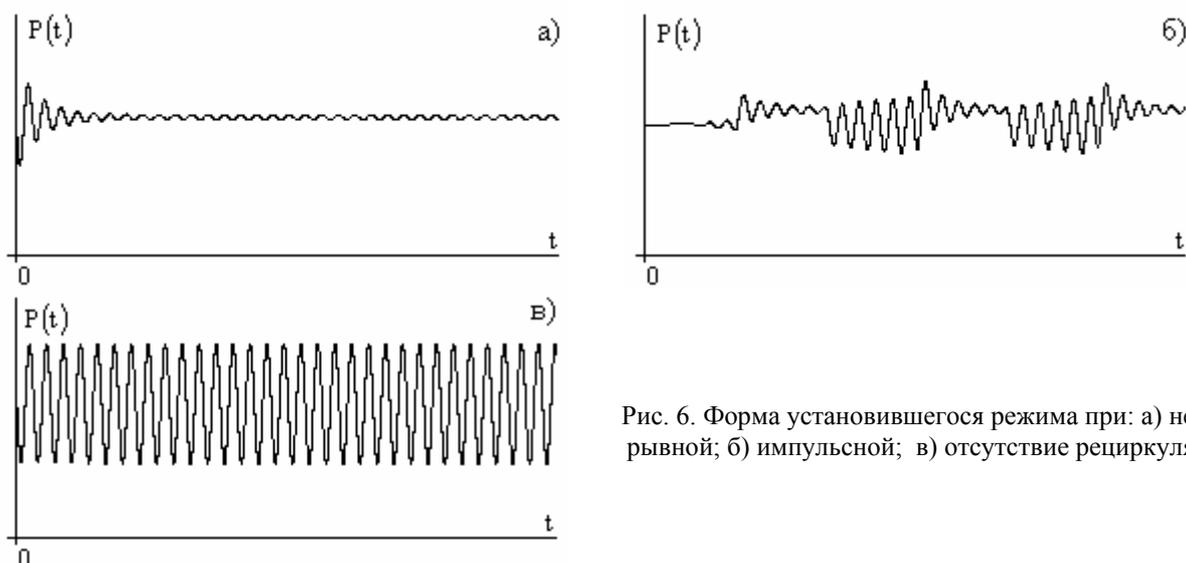


Рис. 6. Форма установившегося режима при: а) непрерывной; б) импульсной; в) отсутствие рециркуляции

Таким образом, явление “поющего” пламени Хиггинса, в данном случае, не зависит от механизма Крокко, а определяется механизмами теплоподвода, возбуждающими автоколебания феномена Рийке. Если характеристика $F(Q)$ не имеет восходящей ветви, то в системе (5) периодические решения отсутствуют. Такая особенность наблюдается и при работе шнека шнеко - центробежного насоса с монотонно убывающими напорными характеристиками его ступеней при выполнении условия $dP < 0$, где P – давление в воздушной камере, расположенной между ступенью шнека и насосом. Поэтому предложенный в [19] механизм запаздывания τ автоколебаний не возбуждает. Следует также отметить, что “кавитационные” автоколебания, согласно их определению [19] не зависят от восходящей ветви напорной характеристики. Следовательно, модели этого явления, постро-

енные на отрицательных сопротивлениях к “кавитационным” автоколебаниям отношений не имеют, т.к. являются причиной образования восходящей ветви на напорной характеристике.

Проведенные многочисленные экспериментальные исследования не позволили найти автоколебаний в области нисходящей ветви напорной характеристики насоса $H(Q)$, т.е. несвязанных с условием $dH/dQ > 0$. Согласно [20] “кавитационные” автоколебания для центробежных насосов такое же типичное явление, как и для шнеко - центробежных насосов. В дальнейшем экспериментальные исследования были продолжены с насосом 2К - 6, напорная характеристика которого монотонно убывающая и “кавитационных” автоколебаний также обнаружить не удалось. В тоже время автоколебания были определены перед срывом подачи насоса [14], возникающие из-за образования восходящих ветвей напорной характеристики, т.е. в области, где согласно определению [19] “кавитационные” автоколебания не наблюдаются. Особенность явлений неустойчивой работы шнеко - центробежного насоса рассмотрена в [17].

Математическая формализация рассмотренных выше задач приводит к нелинейным уравнениям гидродинамического типа (Навье - Стокса). Однако в зонах подвода теплоты в теплопроводящей жидкости помимо вязких напряжений в работу включаются термические напряжения (напряжения из-за теплоподвода). При определенных условиях, тензоры вязких $\vec{\tau}$ и термических $\vec{\tau}_T$ напряжений реализуют внутреннюю положительную обратную связь в виде "отрицательного" сопротивления, которая в итоге приводит к возбуждению автоколебаний. Установление причин образования данной положительной обратной связи позволило разработать эффективные способы управления автоколебаниями в различных потенциально неустойчивых элементах теплоэнергетического оборудования.

При теоретическом рассмотрении многофазных сред, процессов горения, распространения ударных волн и др., удобно вводить идеализацию в виде поверхности разрыва гидродинамических и термодинамических параметров [3].

Далее будем рассматривать движение вязкой теплопроводящей сжимаемой жидкости в некоторой ограниченной области Ω трехмерного пространства \mathbf{R}^3 . Также предполагается, что к потоку сплошной среды осуществляется подвод теплоты, причем неважно как конвективно или от теплоты сгорания. Зона горения или конвективного теплоподвода, в связи с выше указанным замечанием, определяется некоторой поверхностью Σ (рис.7). Выделим мысленно в движущейся жидкости в начальный момент времени t_0 произвольную область (лагранжевый объем) Ω_{t_0} составленную из частиц среды. Тогда в произвольный момент времени $t > t_0$ данная область, деформируясь, перейдет в некоторую область Ω_t . Фундаментальные законы сохранения массы, импульса массы и энергии применительно к объему Ω_t в рассматриваемой задаче запишем в балансной интегральной форме:

$$\iiint_{\Omega_t} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\omega + \iint_{\Sigma_t} \rho(t, \vec{r}) (\vec{V} \cdot \vec{n}) ds = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_t} \rho \vec{V} d\omega = \iiint_{\Omega_t} \rho(t, \vec{r}) \vec{g} d\omega + \iint_{\Sigma_t} \vec{\tau} \cdot \vec{n} ds + \iiint_{\Omega_t} \delta_{\Sigma} (\vec{r} - \vec{r}_{\Sigma}) (\vec{\tau}_T \cdot \vec{n}_{\Sigma}) d\omega = 0, \quad (7)$$

$$\frac{dE}{dt} = \iiint_{\Omega_t} \rho (\vec{g} \cdot \vec{V}) d\omega + \iint_{\Sigma_t} \vec{\tau}_n \cdot \vec{V} ds + \iiint_{\Omega_t} \delta_{\Sigma} (\vec{r} - \vec{r}_{\Sigma}) (\vec{\tau}_T \cdot \vec{n}_{\Sigma}) \cdot \vec{V} d\omega - \iint_{\Sigma_t} q_n ds + \iiint_{\Omega_t} \rho \varepsilon(t, \vec{r}) d\omega. \quad (8)$$

Тензор $\bar{\bar{\tau}}_T$ действует на подвижный объем Ω_t лишь в случае его пересечения поверхности теплоподвода Σ . Таким образом, согласно определению дельта функции δ_Σ , справедливо представление (рис. 7)

$$\iiint_{\Omega_t} \delta_\Sigma(\vec{r} - \vec{r}_\Sigma) (\bar{\bar{\tau}}_T \cdot \vec{n}_\Sigma) d\omega = \begin{cases} \bar{\bar{\tau}}_T(\vec{r}_\Sigma) & \text{при } \Omega_t \cap \Sigma \neq O, \\ 0 & \text{при } \Omega_t \cap \Sigma = O. \end{cases}$$

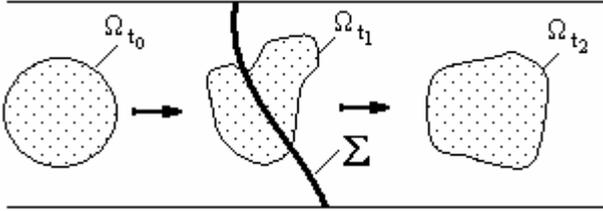


Рис. 7. Схематическое выделение в потоке среды лагранжского объема Ω_t

На поверхности теплоподвода Σ терпят разрыв гидродинамические и термодинамические параметры. Ввиду этого Σ является поверхностью сильного разрыва. Обозначим через $F(x, y, z) = 0$ уравнение, определяющее поверхность Σ . Также предполагаем, что поверхность Σ двусторонняя. Тогда векторное поле нормалей к одной из двух ее сторон определяется выражением $\vec{n}_\Sigma = \|\text{grad}F\|^{-1} \text{grad}F$. Обозначим через \vec{U} – скорость движения поверхности Σ в направлении нормали \vec{n}_Σ к ней.

Можно показать, что следствием выполнимости законов сохранения (6) – (8) на поверхности разрыва Σ являются следующие граничные условия

$$\left[\begin{array}{c} \rho(V_{n_\Sigma} - U) \\ \rho \vec{V} (V_{n_\Sigma} - U) - \bar{\bar{\tau}} \cdot \vec{n}_\Sigma - \bar{\bar{\tau}}_T \cdot \vec{n}_\Sigma \\ \rho(V_{n_\Sigma} - U) \left(u + 0.5 \|\vec{V}\|^2 \right) - (\bar{\bar{\tau}} \cdot \vec{n}_\Sigma) \cdot \vec{V} - (\bar{\bar{\tau}}_T \cdot \vec{n}_\Sigma) \cdot \vec{V} + q_{n_\Sigma} \end{array} \right]_\Sigma = 0, \quad (9)$$

где $[f]_\Sigma = \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_\Sigma - 0} f(\vec{r}) - \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_\Sigma + 0} f(\vec{r})$ – скачек величины f на поверхности разрыва Σ . Замыкающими соотношениями в системе (6) – (9) являются термодинамическое уравнение состояния и реологическое уравнение, связывающее тензор вязких напряжений $\bar{\bar{\tau}}$ с тензором скоростей деформаций $\bar{\bar{e}}$. Тензор $\bar{\bar{\tau}}_T$ при этом однозначно получается из (9). Полученная в результате динамическая система является диссипативной. Действительно, согласно основных положений неравновесной термодинамики вытекает, что в открытых диссипативных естественных процессах энтропия $\mathbf{S}(t)$ не убывает [21] т.е. $d\mathbf{S}/dt \geq 0$. По аналогии с законами сохранения (6) – (8) выводится уравнение для изменения энтропии $\mathbf{S}(t) = \iiint_{\Omega_t} \rho s(t, \vec{r}) d\omega$ в лагранжском объеме Ω_t , где s – удельная массовая энтропия

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_t} \rho s(t, \vec{r}) d\omega = - \iint_{\Sigma_t} \frac{q_n}{p} ds + \iiint_{\Omega_t} \left[- \frac{\nabla T \cdot \vec{q}}{T^2} + \frac{\bar{\bar{\tau}} : \bar{\bar{e}}}{T} \right] d\omega. \quad (10)$$

Уравнение (10) является независимым от (6) – (8), и таким образом, выступает контролирующим органом правильности проведенных вычислений. При подстановке в (10) вектора

скорости \vec{V} , давления p и температуры T , полученных путем интегрирования уравнений (6) – (8), дополненных граничными условиями (9), мы должны получить энтропию $S(t)$ как неубывающую функцию времени t . Покажем, что из (10) вытекает соотношение $dS/dt \geq 0$. Действительно, согласно закона Фурье $\vec{q} = -\lambda \nabla T$. Из уравнения (10) следует, что изменение энтропии в объеме Ω_t осуществляется из-за притока тепла (первое слагаемое) и двух диссипативных процессов теплопроводности (второе слагаемое) и вязкости (третье слагаемое). Далее, учитывая, что $q_n = \vec{q} \cdot \vec{n}$, $\|\nabla T\| = \nabla T \cdot \vec{n}$ и реологическое соотношение для ньютоновской жидкости [22], получаем

$$\frac{dS}{dt} = \lambda \oint_{\Sigma_t} \frac{\|\nabla T\|}{p} ds + \lambda \iiint_{\Omega_t} \left(\frac{\|\nabla T\|}{T} \right)^2 d\omega + \iiint_{\Omega_t} \frac{p}{\rho T} \frac{d\rho}{dt} d\omega + \mu' \iiint_{\Omega_t} \frac{\|\operatorname{div} \vec{V}\|^2}{T} d\omega + 2\mu \iiint_{\Omega_t} \frac{\|\vec{e}\|^2}{T} d\omega \geq 0.$$

Согласно основным положениям синергетики, в открытой диссипативной динамической системе не все степени свободы играют одинаковую роль. Как правило, удастся выделить конечное, а иногда и небольшое число переменных, называемых параметрами порядка [23], к которым "подстраиваются" все остальные. При этом в системе возникает самоорганизация в виде диссипативных структур, которым в фазовом пространстве системы соответствуют аттракторы. Простейшим нетривиальным регулярным аттрактором является предельный цикл, который определяет режим периодических автоколебаний. В случае, когда длина волны периодических распределенных по пространству автоколебаний существенно больше размеров системы, в которой они возбуждаются, можно перейти от исходной распределенной динамической системы (6) – (9) к уравнениям (5), определяющим предельный цикл [4-9].

Выводы

1. Введение в уравнения движения напорной характеристики, определяющей преобразование различных форм энергии в напор потока, позволило в пневмо или гидросистемах с дискретными параметрами описать нестационарные, в частности автоколебательные движения среды единой системой уравнений.
2. Определены механизмы возбуждения автоколебаний феномена Рийке. Установлено, что данные термоакустические автоколебания не зависят от условий гипотезы Рэля периодического теплоподвода, а определяются значением волнового сопротивления колебательного контура трубы Рийке.
3. Релаксационные автоколебания "поющего" пламени, амплитуда которых не зависит от волнового сопротивления, самовозбуждающиеся в вертикальной трубе под разрежением, не зависят также и от запаздывания сгорания. Если напорная характеристика теплоподвода монотонно убывающая, то в этом случае от запаздывания сгорания не зависят и гармонические колебания.
4. Обоснованное отрицательное тепловое сопротивление, наряду с запаздыванием сгорания, составляет ранее неизвестный механизм вибрационного горения.
5. В гидросистеме, включающей лопастной насос с монотонно убывающей напорной характеристикой, в режиме скрытой кавитации стационарный режим абсолютно устойчив. Автоколебания (помпаж) возбуждаются перед срывом подачи в области восходящих кавитационных разветвлений напорной характеристики $H(Q, \Delta h)$.
6. Модели "кавитационных" автоколебаний, зависящие от отрицательного сопротивления, порождают восходящую ветвь на напорной характеристике насоса, и таким образом являются автоколебаниями помпажа.
7. Механизм запаздывания, предложенный в [19], проявляющийся под разрежением в режиме кавитации, не возбуждает автоколебаний в случае, когда напорная характеристика ступеней шнеко - центробежного насоса не имеет восходящей ветви.

Литература

1. Маркштейн Дж. Г., Генош Г., Патнэм А. А. Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968. – 437 с.
2. Беляев Н. М., Белик Н. П., Польшин А. В. Термоакустические колебания газожидкостных потоков в сложных трубопроводах энергетических установок. К.: Высшая школа, 1985. – 160 с.
3. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961. – 500 с.
4. Гоцуленко В. В., Гоцуленко В. Н. К проблеме снижения амплитуды автоколебаний вибрационного горения // Инженерно – физический журнал. 2012. Т. 85, № 1. С. 132 – 138.
5. Гоцуленко В.В. Об аналогии нестационарных режимов воздухонагревателя доменной печи (каупера) и трубы Рийке // Системные технологии. 1999. № 8. С. 24 – 26.
6. Гоцуленко В.В. Математическое моделирование особенностей феномена Рийке при изменении мощности теплового потока // Математическое моделирование. 2004. Т. 16, № 9. С. 23 – 28.
7. Гоцуленко В. В. Особые формы колебаний феномена Рийке // Инженерно – физический журнал. 2005. Т. 78, № 2. С. 160 – 164.
8. Гоцуленко В.В. Автоколебания в трубе Рийке при ее собственном волновом сопротивлении / В. В. Гоцуленко // Системные технологии. – 2004. – № 4'(33). – С. 45 – 51.
9. Гоцуленко В.В., Гоцуленко В.Н. Тепловое сопротивление как механизм возбуждения автоколебаний // Сборник научн. трудов Днепродзержинского гос. техн. ун-та. – 2009. – Вып. 1(11). – С. 95 – 100.
10. Гоцуленко В. В., Басок Б. И. Управление автоколебаниями колеблющегося пламени при одновременном действии механизмов их возбуждения // Промышленная теплотехника. 2009. Т. 31, № 3. С. 101 – 107.
11. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975. – 132 с.
12. Басок Б. И., Гоцуленко В. В., Гоцуленко В. Н. Управление автоколебаниями, возбуждаемыми теплоподводом // Промышленная теплотехника. 2011. Т.33, № 4. С. 63 – 69.
13. Басок Б. И., Гоцуленко В. В., Гоцуленко В. Н. Автоколебания жидкости в горизонтальном трубопроводе при ее нагреве // Промышленная теплотехника. 2011. Т.33, № 3. С.5 – 11.
14. Чебаевский В. Ф., Петров В. И. Кавитационные характеристики высокооборотных шнеко - центробежных насосов. М.: Машиностроение, 1973. – 152 с.
15. Вильнер Я.М., Вопнярский И. П. Лабораторный практикум по гидравлике и гидравлическим машинам. Минск: Высшая школа, 1967. – С. 169 – 170.
16. Гоцуленко В. Н., Гоцуленко Н. Н. Экспериментальное исследование автоколебаний в системе, включающей лопастной насос с монотонно убывающей напорной характеристикой // Энергомашиностроение. 1978. № 5. С. 44 – 45.
17. Гоцуленко В.В., Гоцуленко В. Н. Особенность автоколебаний (помпажа) лопастных насосов // Инженерно – физический журнал. 2012. Т. 85, № 1. С. 117 – 122.
18. Басок Б. И., Гоцуленко В. В. Проблема термоакустических колебаний и вибрационного горения // Техническая теплофизика и промышленная теплоэнергетика. 2009. Вып. 1. С.5– 15.
19. Пилипенко В. В., Задонцев В. А., Натанзон М. С. Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем. М.: Машиностроение, 1977. – 352 с.
20. Натанзон М.С., Бальцев П.И., Бажанов В.В. и др. Экспериментальное исследование кавитационных колебаний шнеко-центробежного насоса // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1973. -№ 3. – С. 151 – 157.
21. Елизарова Т.Г. Квазигазодинамические уравнения и методы расчета вязких течений. М.: Научный Мир, 2007. 350 с.
22. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1976. – 492 с.
23. Хакен Г. Синергетика. М.: Мир, 1980. 404 с.