

дельных частиц. Разработанная модель слияния капель эмульсии позволяет получить общую картину изменения параметров капель эмульсии и совместно с моделями дробления и перемещения описать процессы, происходящие при закипании водной фазы эмульсии. Допущение о малости сил электростатического отталкивания и Ван-дер-Ваальсовых сил притяжения, а также их исключения из рассмотрения на последних стадиях перемещения капель до момента их встречи является вполне оправданным из-за их полной неопределенности для капель разного размера. Конечно, сделанное предположение о том, что капли мгновенно сливаются, приводит к несколько неверным результатам, но вопрос о времени слияния двух капель разного размера также остается открытым. Время слияния двух капель разного размера, рассчитанное по среднему радиусу и методике [6], равно $\approx 10^{-7}$ с, что практически совпадает с шагом расчета. Возможен также и другой вариант схемы закипания, при котором капли не сливаются, а растут, взаимодействуя друг с другом, в том случае, если стабилизирующий эффект от ПАВ достаточно велик. Но также может существовать и комбинация данных схем. В целом же любая схема рассмотрения приведет к тепловому равновесию как в случае рассмотрения слияния капель, так и в случае изучения теплового контакта. Поэтому данная методика расчета закипания эмульсий является вполне приемлемой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шерман Ф. Эмульсии / Шерман Ф. – Л.: Химия, 1972. – 312с.
2. Солодов А.П. Гравитационные пузырьковые течения / Солодов А.П. // Теплоэнергетика. – 2002. – №8. – С.59-64.
3. Павленко А.М. Кинетика испарения в процессах гомогенизации / А.М.Павленко, Р.А.Климов, Б.И.Басок // Промышленная теплотехника. – 2006. – Т. 28. – №6. – С.14-20.
4. Толубинский В.И. Теплообмен при кипении / Толубинский В.И. – К.: Наукова думка, 1980. – 316с.
5. Павленко А.М. Перемещение капель дисперсной фазы при вскипании эмульсий / А.М.Павленко, Р.А.Климов // Металлургическая теплотехника: сб. науч. трудов. – Днепропетровск: НМетАУ. – 2007. – С.203-210.
6. Накорчевский А.И. Гидродинамика и тепломассоперенос в гетерогенных системах и пульсирующих потоках / А.И.Накорчевский, Б.И.Басок. – К.: Наукова думка, 2001. – 348с.

Поступила в редколлегию 26.11.2013.

УДК 532.542.86.(088.8)

ГОЦУЛЕНКО В.В., к.т.н., ст. науч. сотр.
ГОЦУЛЕНКО В.Н.*, к.т.н., доцент

Институт технической теплофизики НАН Украины
*Институт предпринимательства „Стратегия”, г. Желтые Воды

МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ВОСХОДЯЩЕЙ ВЕТВИ НА НАПОРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ СНИЖЕНИЕМ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА

Введение. Нестационарное движение жидкостей или газов в потенциально неустойчивых элементах [1] различных энергетических систем определяется уравнениями с сосредоточенными или распределенными параметрами. Известно, что при выполнении условия $\frac{\omega \ell}{c} \leq \frac{\pi}{12}$ движение сплошной среды можно рассматривать как динамическую систему с сосредоточенными (дискретными) параметрами, а при его невыполнении – соответственно с распределенными параметрами.

Отличительной особенностью автоколебаний, возбуждающихся в дискретных системах, является то, что поток совершает колебания как одно целое. В таких системах определение причин (механизмов) возбуждения автоколебаний и их управление осуществляется значительно проще, чем при распределенных параметрах, что подтверждается описанием автоколебаний (помпажа), обусловленных механизмом гидродинамической неустойчивости в дискретных [2] и распределенных системах [3]. Известно, что причина возбуждения автоколебаний при преобразовании механической энергии вращения в напор потока заключается в образовании восходящей ветви на напорной характеристике $H(Q)$ лопастного нагнетателя [2-3], что определяет необходимое условие неустойчивости $dH/dQ > 0$ стационарного движения потока, где Q – объемный расход перемещаемой среды. Гидродинамическая неустойчивость потока, составляющая механизм явления помпажа, обусловлена вихреобразованием и увеличением его обильности при снижении подачи нагнетателя. Поскольку гидравлические потери $h(Q)$ при уменьшении расхода Q возрастают, а при его увеличении – уменьшаются, то из-за вихревых явлений и отрывных течений образуется отрицательное сопротивление, т.к. $dh/dQ < 0$, которое порождает восходящую ветвь на характеристике $H(Q)$, где H – напор потока.

Автоколебания при подаче воздуха в подводящую магистраль насоса [4] или всасывании его из атмосферы [5] возбуждаются из-за образования восходящей ветви на его напорной характеристике $H(Q)$, а при снижении давления в подводящей магистрали – из-за образования восходящих кавитационных разветвлений $H(Q, \Delta h)$ [6].

Автоколебания феномена Рийке самовозбуждаются при преобразовании теплоты в напор потока среды, при котором образуется восходящая ветвь на напорной характеристике теплоподвода $F(Q)$, впервые введенной в рассмотрение в [7]. Причиной образования этой ветви являются нисходящие ветви отрицательных сопротивлений: вязкостного, распределенного по длине канала [8], и теплового, являющегося местным гидравлическим сопротивлением области теплоподвода [9]. Отметим также, что ранее механизмы, порождающие термоакустические автоколебания феномена Рийке, оставались неизвестными [10], а напорная характеристика $F(Q)$ преобразования теплоты в напор не рассматривалась.

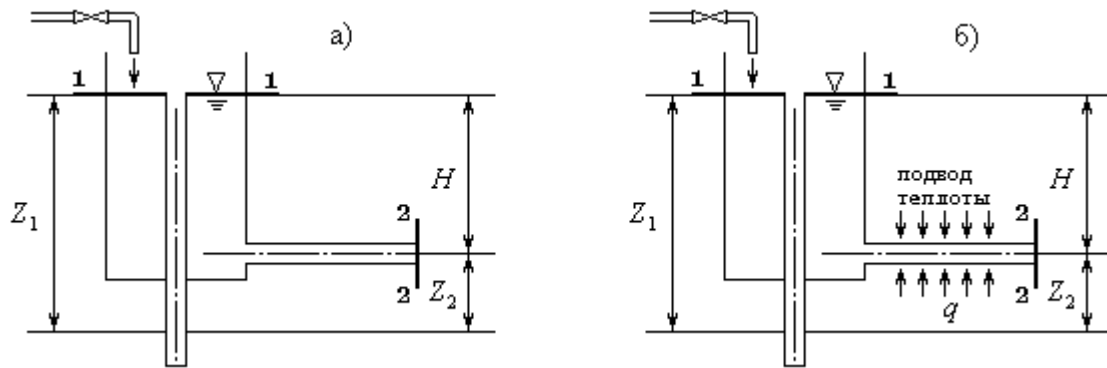
Постановка задачи. Задача данной работы состоит в обосновании общности природы механизмов образования отрицательных местных сопротивлений в жидкостях или газах при подводе теплоты, кавитации, впуске воздуха в поток или иных причинах, изменяющих плотность потока. Эти причины порождают восходящую ветвь напорной характеристики потенциально неустойчивого элемента пневмо- или гидросистемы. Также в работе приводится обоснование особенности помпажа шнекового преднасоса при устойчивой напорной характеристике $H(Q)$ шнеко-центробежного насоса в целом, который имеет две степени свободы [4].

Результаты работы. Рассмотрим гидросистему истечения идеальной жидкости через трубопровод (рис.1) в двух режимах: при отсутствии подвода теплоты к потоку жидкости и при теплоподводе.

Из уравнения Бернулли, записанного для сечений 1–1 и 2–2 идеальной жидкости (рис.1), определяется скорость движения ненагретой жидкости

$$H = \frac{w_x^2}{2g}, \quad (1)$$

где H – напор; w_x – скорость движения холодной жидкости.



а) при отсутствии теплового потока $q = 0$;

б) при его теплоподводе $q = \text{const}$

Рисунок 1 – Схема течения жидкости

Подвод теплоты при той же величине напора H увеличивает скорость w_H движения нагретой невязкой жидкости, что приводит к возникновению сопротивления $h_T(G)$, где G – массовый расход.

Теперь запишем уравнение Бернулли для сечений 1–1 и 2–2 при подводе теплоты:

$$Z_1 + \frac{p_0}{\rho_0 g} + \frac{w_0^2}{2g} = Z_2 + \frac{p_0}{\rho_H g} + \frac{w_H^2}{2g} + h_T(G). \quad (2)$$

Поскольку напор $H = Z_1 - Z_2$, скорость воды $w_0 \approx 0$ в емкости большого сечения 1–1 и избыточное давление $p_0 = 0$, то из (2) следует

$$h_T(G) = H - \frac{w_H^2}{2g}, \quad (3)$$

где $G = \rho w S$ – массовый расход воды; S – площадь нормального сечения потока.

Исключив напор H в уравнении (3) и используя зависимость (1), приходим к соотношению

$$h_T(G) = \frac{w_x^2 - w_H^2}{2g}, \quad (4)$$

где w_x и w_H – соответственно скорости холодной и нагретой жидкости.

Из уравнения неразрывности потока при постоянной нормальной площади сечения канала $\rho_0 w_x = \rho_T w_H$ определим отношение скоростей $\frac{w_H}{w_x}$, и исключив его в уравнении (4), окончательно получим

$$h_T(G) = \chi \frac{w_x^2}{2g}, \quad (5)$$

где $\chi = 1 - \left(\frac{\rho_0}{\rho_T}\right)^2$, ρ_T – плотность жидкости, нагретой до температуры T , т.к.

$\rho_T < \rho_0$, то коэффициент $\chi < 0$ и $h_T(G)$ составляет отрицательное сопротивление, определяемое условием $dh_T/dG < 0$.

Из уравнения (5) определяется нисходящая ветвь теплового сопротивления $h_T(G)$, которая порождает восходящую ветвь напорной характеристики $F(G)$ теплоподвода в жидкости.

При впуске воздуха или всасывании его из атмосферы в подводящую магистраль (рис.2) также образуется отрицательное сопротивление, которое является причиной возникновения восходящей ветви характеристики $H(Q)$ лопастного одноступенчатого насоса.

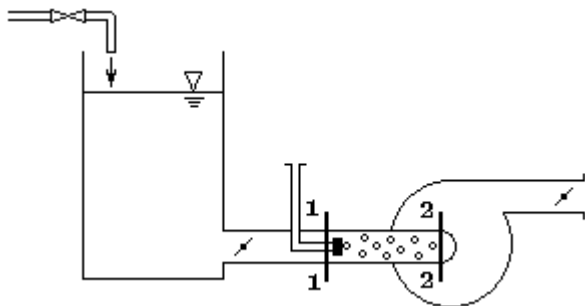


Рисунок 2 – Схема образования всасывания атмосферного воздуха в подводящем трубопроводе

Образование кавитации в насосе, на его входе является причиной кавитационных разветвлений $H(Q, \Delta h)$, восходящие ветви которых расположены в левой области от максимального КПД [6].

Из уравнения энергии, записанного для сечений 1–1 и 2–2 трубопровода, подводящего поток к насосу (рис.2),

$$\frac{p_1}{\rho_1 g} + \frac{w_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho_{см} g} + \frac{w_2^2}{2g} + h_{см}(Q), \quad (6)$$

где $Q = wS$ – объемный расход жидкости, $\rho_1 > \rho_{см}$ и согласно уравнению неразрывности $\rho_1 w_1 = \rho_{см} w_2$, скорость $w_2 > w_1$.

С увеличением расхода жидкости из-за уменьшения сопротивления дросселя на напорной магистрали в гидросистеме (рис.2) происходит возрастание расхода всасываемого воздуха. При этом, аналогично тепловому сопротивлению $h_T(G)$, составляющие отрицательного сопротивления $h_{см}(Q)$ как динамическая, так и статическая являются отрицательными величинами, возрастающими по модулю с увеличением расхода Q . Из-за всасываемого воздуха в подводящей магистрали (рис.2) и близости сечений 1–1 и 2–2 при возрастании расхода Q величины статических давлений $p_1 \approx p_2$.

Таким образом, из-за снижения плотности $\rho_{см}$ с увеличением расхода жидкости Q происходит возрастание напора H напорной характеристики лопастного насоса $H(Q)$.

При увеличении мощности теплового потока в трубе Рийке с уменьшением плотности нагретого воздуха также происходит увеличение напора, что приводит к образованию восходящей ветви на напорной характеристике теплоподвода и возрастанию амплитуды автоколебаний феномена Рийке. По этой же причине наблюдается увеличение амплитуды автоколебаний вибрационного горения с повышением тепловой нагрузки в камерах горения [11]. Механизм отрицательного теплового сопротивления $h_T(G)$, основой которого является также снижение плотности в потоке из-за теплоты сгорания топлива, в теории вибрационного горения [12] оставался неизвестным.

Особенность помпажа шнека шнеко-центробежного насоса перед срывом подачи, т.е. при условии $\partial H_{шн} / \partial p_{вх} \neq 0$, состоит в том, что гидросистема имеет две степени свободы [4]. Восходящие разветвления характеристики шнекового преднасоса $H_{шн}(Q, \Delta h)$ образуются из-за снижения плотности потока кавитационными явлениями, а при впуске воздуха образуется восходящая ветвь характеристики $H_{шн}(Q)$. Из-за условия $\partial H_{шн} / \partial Q > 0$ работа шнекового насоса становится неустойчивой.

Воздушная фаза потока, образованная в проточном канале шнека, исчезает в центробежной ступени. При этом из-за возрастания плотности жидкости в канале центробежной ступени также снижается величина напора. Характеристика шнеко-центробежного насоса в целом становится монотонно убывающей, а автоколебания возбуждаются при условии $\partial H_{\text{шн}}/\partial p_{\text{вх}} \neq 0$, определяющем работу шнека перед срывом его подачи.

В гидросистемах с одноступенчатым лопастным насосом при выполнении условия $dH/dQ < 0$, т.е. когда напорная характеристика насоса $H(Q)$ является монотонно убывающей, автоколебания не возбуждаются. В этом случае согласно теореме Лагранжа-Дирихле стационарный режим является устойчивым, что подтверждается экспериментальными исследованиями [6].

При преобразовании в напор потока механической энергии вращения в лопастных нагнетателях или теплоты в камерах горения, а также в парогенерирующих трубах котлоагрегатов необходимым условием неустойчивости стационарного режима является положительность потока акустической энергии $A > 0$ [11]. В этом случае имеет место следующая последовательность импликаций [13]:

$$A > 0 \Rightarrow dh/dQ < 0 \Rightarrow dH/dQ > 0.$$

Таким образом, возбуждение автоколебаний помпажа [1, 2] и термоакустических автоколебаний [7, 8] определяется наличием восходящей ветви на соответствующей напорной характеристике. Обоснование данного утверждения для автоколебаний помпажа в одноступенчатом лопастном насосе приведено в [13], а для явления феномена Рийке получено в [14].

Выводы.

1. Теплота, подводимая к потоку жидкости или газа, снижает их плотность, что порождает отрицательное тепловое сопротивление [9], составляющее механизм самовозбуждения термоакустических автоколебаний и автоколебаний вибрационного горения. Именно из-за этого механизма амплитуда автоколебаний вибрационного горения возрастает с повышением в камере горения тепловой нагрузки.
2. Снижение плотности жидкости из-за выпуска воздуха или его всасывания из атмосферы, а также при кавитации в насосе порождает восходящую ветвь его напорной характеристики $H(Q)$ или восходящих ее кавитационных разветвлений $H(Q, \Delta h)$, причиной которых является отрицательное сопротивление $h_{\text{см}}(Q)$, образующееся из-за снижения плотности смеси жидкости и паровой фазы в ней.
3. При монотонно убывающей напорной характеристике шнеко-центробежного насоса в целом автоколебания возбуждаются либо при наличии восходящей ветви на характеристике шнека $H_{\text{шн}}(Q)$, либо перед срывом его подачи, т.е. при выполнении условия $\partial H_{\text{шн}}/\partial p_{\text{вх}} \neq 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боднер В.А. Об автоматической стабилизации потенциально неустойчивых систем / В.А.Боднер // Изв. АН СССР. – 1958. – № 3. – С.145-148.
2. Казакевич В.В. Автоколебания (помпаж) в вентиляторах и компрессорах / В.В.Казакевич. – М.: Машиностроение, 1959. – 192с.
3. Казакевич В.В. Автоколебания (помпаж) в компрессорах / В.В.Казакевич. – М.: Машиностроение, 1974. – 264с.
4. Водяницкий В.П. Возникновение автоколебаний в гидравлической системе при подаче свободного газа на вход в насос / В.П.Водяницкий // В кн. Кавитационные автоколебания в насосных системах. – К.: Наукова думка, 1976. – Ч. 1. – С.86-95.

5. Гоцуленко В.В. Бифуркации динамических режимов в гидросистеме, включающей центробежный насос / В.В.Гоцуленко, В.Н.Гоцуленко // Математическое моделирование. – 2012. – № 1 (26). – С.35-38.
6. Гоцуленко В.Н. Экспериментальное исследование автоколебаний в системе, включающей лопастной насос с монотонно убывающей напорной характеристикой / В.Н.Гоцуленко, Н.Н.Гоцуленко // Энергомашиностроение. –1978. – № 5. – С.44-45.
7. Гоцуленко В.В. Математическая модель трубы Рийке и условия ее звучания / В.В.Гоцуленко // Математическое моделирование. – 2000. – № 5. – С.39-41.
8. Гоцуленко В.В. Математическое моделирование особенностей феномена Рийке при изменении мощности теплового потока / В.В.Гоцуленко // Математическое моделирование, РАН. – 2004. – Т. 16, № 9. – С.23-28.
9. Гоцуленко В.В. Тепловое сопротивление как механизм возбуждения автоколебаний / В.В.Гоцуленко, В.Н.Гоцуленко // Сборник научных трудов Днепродзержинского государственного технического университета (технические науки). – Днепродзержинск: ДГТУ. – 2009. – Вып. 1(11). – С.95-100.
10. Беляев Н.М. Термоакустические колебания газожидкостных потоков в сложных трубопроводах энергетических установок / Беляев Н.М., Белик Н.П., Польшин А.В. – К.: Высшая школа, 1985. – 160с.
11. Раушенбах Б.В. Вибрационное горение / Раушенбах Б.В. – М.: Физматгиз, 1961. – 500с.
12. Доменные воздухонагреватели [Шкляр Ф.Р., Малкин В.М., Каштанова С.П. и др.]. – М.: Металлургия, 1982. – 176с.
13. Гоцуленко В.В. Автоколебания (помпаж) одноступенчатого центробежного насоса в режиме кавитации и их демпфирование / В.В.Гоцуленко, В.Н.Гоцуленко // Инженерно-физический журнал. – 2013. – Т. 86, № 4. – С.857-863.
14. Гоцуленко В.В. Вибрационное горение и термоакустические автоколебания / Гоцуленко В.В. – Изд-во LAMBERT Academic Publishing, 2012. – 152с.

Поступила в редколлегию 11.12.2013.

УДК (620.9 + 553.982.2):66(063):005:53

ГУЧИН В.Т., инженер
ДОЛГОПОЛОВ И.С., к.т.н., доцент
САДОВОЙ А.В., д.т.н., профессор
ТИЩЕНКО Н.Т.*, директор
БЕЗШТАНЬКО Р.В., аспирант

Днепродзержинский государственный технический университет
*ООО Научно-инновационное предприятие “ДІЯ”, г. Днепродзержинск

СТРАТЕГИЯ И ТАКТИКА СИСТЕМНОГО ПОДХОДА К ПРОБЛЕМЕ ЭНЕРГОРЕСУРСОСБЕРЕЖЕНИЯ (ЧАСТЬ 2)

Введение. В первой части работы сформулированы основные задачи работы, дано определение объекта исследований – ФТС в форме, позволяющей реализовать стратегические принципы системного анализа энергоресурсосбережения ФТС.

Рассмотрено содержание первых трех этапов стратегии системного подхода к анализу физико-технологических систем.

Постановка задачи. Во второй части работы решаются задачи 4-7 этапов стратегии системного анализа энергоресурсосбережения ФТС: 4) синтез функционального оператора ФТС на основе топологоэнергетического принципа описания физико-технологических систем; 5) проверка адекватности и идентификация операторов рас-