

## РОЗДІЛ «ТЕПЛОТЕХНІКА. ТЕПЛОЕНЕРГЕТИКА»

УДК 658.26

КЛИМОВ Р.А., к.т.н., доцент

Днепродзержинский государственный технический университет

## СЛИЯНИЕ ЧАСТИЦ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ В ЖИДКИХ СМЕСЯХ

**Введение.** Устойчивость дисперсных систем определяется действием электростатических сил отталкивания ионных зарядов в электролите и Ван-дер-Ваальсовых сил молекулярного притяжения, что в количественном отношении рассмотрено в теории ДЛФО (Дерягин, Ландау, Фервей, Овербек) [1, 2]. Силы притяжения обуславливают дестабилизирующий эффект, который приводит к коагуляции частиц. Кулоновские силы отталкивания обеспечивают стабилизирующий эффект в области относительно больших значений межпузырьковых расстояний. Данные силы имеют наибольшее влияние при межпузырьковых расстояниях порядка  $10^{-9} \div 10^{-7}$  м, при этом важно знать каким потенциалом обладает ПАВ [1]. Как видно, расстояния действия данных сил достаточно малы, и эти силы остаются еще более неопределенными при разных радиусах взаимодействующих частиц, т.к. вся теория разработана для двух частиц одинакового размера. Это свидетельствует о том, что данные силы для больших расстояний можно не учитывать.

При слиянии капель в конгломерат происходит усреднение параметров, а следствием является появление более крупной капли со своими скоростями и ускорениями роста. Поэтому рассмотрение данных процессов объединения закипающих частиц играет достаточно большую роль в определении конечного размера раздробленных частиц дисперсной фазы, а сам процесс является неотъемлемой частью как вскипания, так и перемещения, и последующего дробления капель.

**Постановка задачи.** Рассмотрим две частицы жидкой смеси вода-масло разного размера, которые сливаются друг с другом, и определим параметры образующейся частицы.

Суммарные объем и масса воды после слияния

$$V_{e\Sigma} = \sum_{i=1}^2 \frac{4}{3} \pi R_i^3, \quad m_{e\Sigma} = V_{e\Sigma} \rho_e, \quad i=1,2, \quad (1)$$

где  $R_i$  – радиус капли воды.

Для определения температуры воды образующейся частицы определим средние температуры по сечению капель воды исходных частиц. При известном числе расчетных делений сечения капли воды и известных температурах в каждом слое из данных делений средняя температура объема воды каждой исходной частицы определится выражением

$$t_{sr_i} = \frac{\sum_{n=1}^{N_i} t_{n_i}}{N_i}, \quad (2)$$

где  $N_i$  – число делений данного сечения объема воды частицы.

Тогда средняя температура образующегося объема воды, в предположении равенства теплоемкостей, определится из уравнения теплового баланса

$$t_{sr} = \frac{\sum_{i=1}^2 m_{e_i} t_{sr_i}}{m_{e\Sigma}}. \quad (3)$$

Суммарный объем воды определяет радиус образующейся капли воды

$$R_1 = \left( \frac{3}{4\pi} V_{\Sigma} \right)^{1/3}. \quad (4)$$

Уравнения (1)-(4) определяют образующиеся значения радиуса капли воды и температуры данного объема. Для дальнейшего расчета принимаем температуру по сечению капли воды равной средней  $t_{sr}$ . Данное предположение основано на факте полного взаимного перемешивания двух объемов воды.

Массу пара в каждой частице можно определить с помощью модели [3]. Тогда суммарный объем и масса пара равны

$$V_{n\Sigma} = \frac{4}{3} \pi \sum_{i=1}^2 (R_{2i}^3 - R_{1i}^3), \quad m_{n\Sigma} = \sum_{i=1}^2 m_{n_i}, \quad (5)$$

где  $R_2$  – радиус границы раздела масло-пар.

Суммарный объем пара совместно с известным радиусом  $R_1$  определяют общий радиус образующейся капли эмульсии

$$R_2 = \left( \frac{3}{4\pi} V_{n\Sigma} + R_1^3 \right)^{1/3}. \quad (6)$$

Плотность пара образующейся капли

$$\rho_n = m_{n\Sigma} / V_{n\Sigma}. \quad (7)$$

Температура пара новой капли определяется из уравнения теплового баланса в предположении того, что температуры пара исходных объемов постоянны по их сечению. Тогда

$$t_n = \frac{\sum_{i=1}^2 m_{n_i} t_{n_i}}{m_{n\Sigma}}. \quad (8)$$

По известным температуре и плотности пара можно определить давление пара. Уравнения (5)-(8) определяют общий радиус новой частицы, а также ее термодинамическое состояние.

Для определения скорости движения границы раздела масло-пар  $w_2$  сложим кинетические энергии движения данных границ каждой из исходных частиц. Кинетическая энергия каждой частицы определяется выражением [4]

$$E_{k_i} = \frac{1}{2} \rho_m \int_{R_{2_i}}^{\infty} 4\pi w^2 r^2 dr = 2\pi \rho_m w_{2_i}^2 R_{2_i}^3, \quad (9)$$

или в данном случае

$$E_{k_i} = 2\pi \rho_m |w_{2_i}| w_{2_i} R_{2_i}^3, \quad i = 1, 2. \quad (10)$$

Тогда скорость  $w_2$  равна:

$$w_2 = h \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^2 E_{k_i}}{R_2^3}}, \quad h = \begin{cases} 1, & \sum E_{k_i} > 0; \\ -1, & \sum E_{k_i} < 0. \end{cases} \quad (11)$$

Координаты центра новой капли найдем из соотношения сил без учета ускорения капель

$$d(x, y)' = \frac{m_{e_2} + m_{n_2}}{(m_{e_1} + m_{n_1}) + (m_{e_2} + m_{n_2})} d(x, y), \quad (12)$$

где  $d(x, y)'$  – расстояние от центра капли 1 до центра новой капли;  
 $d(x, y)$  – расстояние от центра капли 1 до центра капли 2.

Введем обозначение

$$M = \frac{m_{e_2} + m_{n_2}}{(m_{e_1} + m_{n_1}) + (m_{e_2} + m_{n_2})} = \frac{m_{e_{n_2}}}{\sum_{i=1}^2 m_{e_{n_i}}}. \quad (13)$$

Тогда с учетом рассмотрения геометрической теории подобия треугольников получим координаты центра новой капли

$$x = (x_2 - x_1)M + x_1, \quad y = (y_2 - y_1)M + y_1. \quad (14)$$

Проекция вектора скорости движения образовавшейся капли на оси  $x$  и  $y$  определим, используя теорему импульсов

$$w_{kx} = \frac{\sum_{i=1}^2 m_{e_{n_i}} w_{k_i} \sin \gamma_i}{\sum_{i=1}^2 m_{e_{n_i}}}; \quad w_{ky} = \frac{\sum_{i=1}^2 m_{e_{n_i}} w_{k_i} \cos \gamma_i}{\sum_{i=1}^2 m_{e_{n_i}}}, \quad (15)$$

где угол  $\gamma_i$  определяется по методу, изложенному в [5].

Тогда скорость движения образовавшейся капли равна:

$$w_k = \sqrt{w_{kx}^2 + w_{ky}^2}. \quad (16)$$

Таким образом, уравнения (1)-(16) позволяют определить параметры новообразованной капли.

**Результаты работы.** Проводим расчеты для представленной на рис.1 модели в

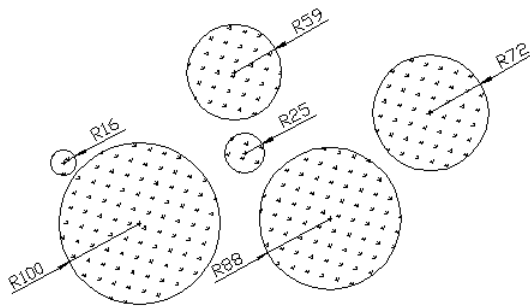


Рисунок 1 – К расчетной модели слияния капель дисперсной фазы эмульсии (характерные размеры в микронах)

соответствии с уравнениями [3] при  $t_0 = 105^\circ\text{C}$  с учетом сил, которые могут вызвать неустойчивость, сил, вызывающих перемещение, т.е. с учетом смещения по осям, а также с учетом слияния капель. Считаем, что если капля раздроблена либо слилась с другой, то нумерацию капель уменьшаем на единицу, начиная с номера капли, которая раздроблена, либо с наименьшего из номеров капель, которые слились.

Как показали расчеты [3], капля № 2 будет раздроблена в начальный момент времени, поэтому № 2 будет № 3 и т.д. Результаты расчетов представлены на рис.2, 3.

На данных рисунках четко видны моменты слияния капель: сначала № 2 с № 3, далее № 4 с № 5, потом № 2 с № 4 и т.д. В момент слияния двух капель, после образования новой капли, ускорение границы раздела масло-пар (рис.2, б) скачкообразно возрастает, что объясняется резким снижением силы Лапласа, которая входит в уравнение

Релея-Плессета, из-за резкого увеличения радиуса границы раздела. Как видно из рис.3, б, основной термодинамический параметр (давление  $p$ ) в момент слияния определяется значениями между двумя первоначально существующими.

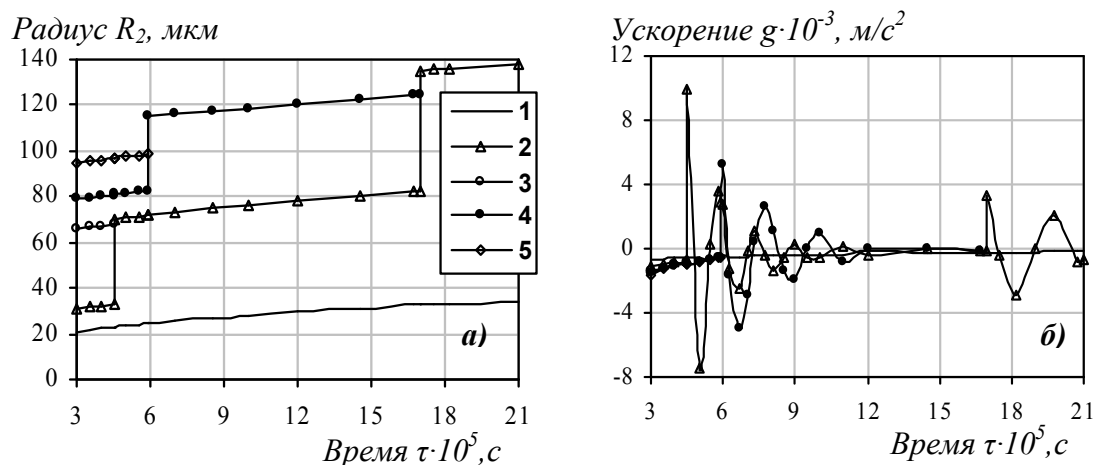


Рисунок 2 – Изменение радиуса капли (а) и ускорения границы раздела масло-пар (б) при слиянии капель

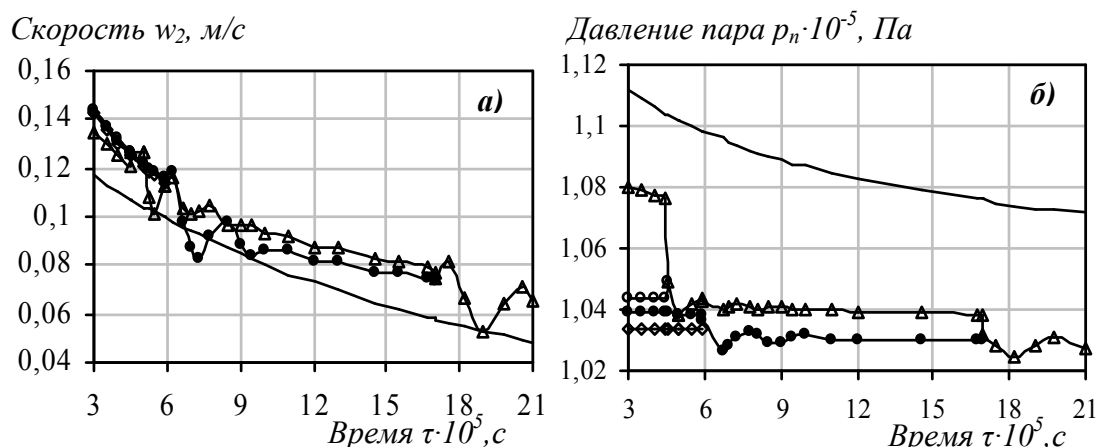


Рисунок 3 – Изменение скорости границы раздела масло-пар (а) и давления пара (б) при слиянии капель во времени (обозначения из рис.2)

Описанное выше увеличение ускорения и его осцилляции в дальнейшем приводят к соответствующим осцилляциям скорости  $w_2$  (рис.3, а). Эти резкие изменения значений ускорения и скорости могут также служить причиной гидродинамической неустойчивости соседних капель. Но, в данном случае, как показал расчет, величины данных сил, вызванных  $g$  и  $w$ , недостаточны для дробления близлежащих капель. Осцилляции ускорения и скорости носят затухающий характер и, как видно из рис.2, 3, с увеличением времени при дальнейшем слиянии капель амплитудные значения данных параметров уменьшаются, что является следствием как увеличения размера образующейся капли, так и снижения общего давления в системе по рис.3, б. Соответствующее резкое увеличение скорости  $w_2$  приводит к снижению значений  $p_n$  и наоборот. Тепловой поток изменяется обратно пропорционально температуре пара.

**Выводы.** В статье исследованы процессы слияния капель дисперсной фазы эмульсионных сред путем математического моделирования с целью определения конечных параметров образующегося конгломерата по первоначальным параметрам от-

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.

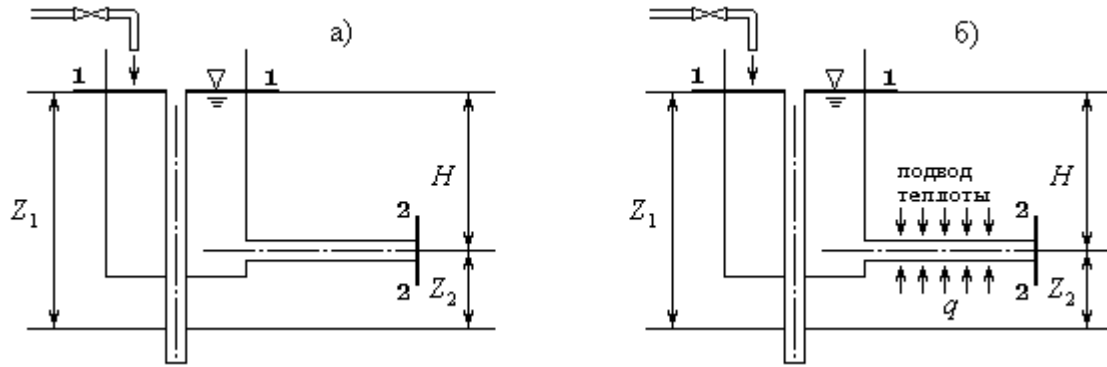
**Постановка задачи.** Задача данной работы состоит в обосновании общности природы механизмов образования отрицательных местных сопротивлений в жидкостях или газах при подводе теплоты, кавитации, впуске воздуха в поток или иных причинах, изменяющих плотность потока. Эти причины порождают восходящую ветвь 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  $\chi = 1 - \left(\frac{\rho_0}{\rho_T}\right)^2$ ,  $\rho_T$  – 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.

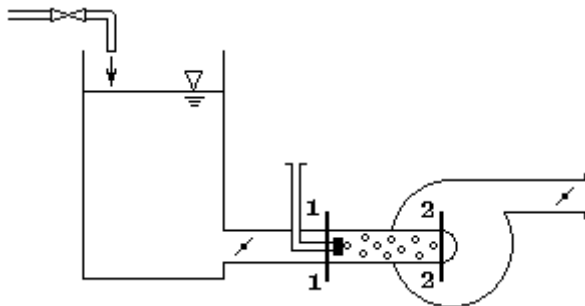


Рисунок 2 – Схема образования всасывания атмосферного воздуха в подводящем трубопроводе

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 трубках 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-

смаатриваемой ФТС; 6) эксергоэкономическая оптимизация и синтез структуры ФТС; определение устойчивости динамической ФТС; 7) выбор термодинамических принципов управления энергоресурсосбережением ФТС.

**Результаты работы. Методика исследований.**

**4. Синтез функционального оператора ФТС на основе топологоэксергетического принципа описания физико-технологических систем [1, 2].**

Для описания реальных физико-химических превращений в ФТС применяют понятие технологического оператора  $\mathbf{T}$ , который формализует отображение пространства переменных входа в пространство выхода

$$\mathbf{Y} = \mathbf{T}(\mathbf{u}), \quad (1)$$

где  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{Y}$  – векторы входных и выходных переменных ФТС.

Так как реальные процессы в ФТС взаимосвязаны, то оператор  $\mathbf{T}$  характеризуется сложной структурой, которая в свою очередь обусловлена суперпозицией ряда «элементарных» технологических операторов: диффузионного, конвективного и турбулентного переноса вещества и тепла; химического и фазового превращения и т.п.

Реальному отображению (1) соответствует математическая модель в форме функционального оператора  $\Phi$ , представляющего функциональное пространство входных переменных  $\mathbf{u}$  и пространство переменных состояния самой ФТС  $\mathbf{x}$  в пространство оценок выходных переменных  $\hat{\mathbf{y}}$

$$\hat{\mathbf{y}} = \Phi(\mathbf{u}, \mathbf{x}), \quad (2)$$

где  $\mathbf{x}$  – вектор переменных состояния ФТС,  $\hat{\mathbf{y}}$  – вектор выходных состояний ФТС, определяемый по модели.

В явной форме оператор, осуществляющий отображение (2), представляет замкнутую систему дифференциальных, интегральных, интегро-дифференциальных уравнений и соотношений эмпирического характера, дополненную необходимыми начальными и граничными условиями. В дальнейшем под синтезом функционального оператора ФТС будет пониматься построение упомянутой системы уравнений совместно с дополнительными условиями. Для анализа функционирования ФТС недостаточно получить в виде указанной системы уравнений развернутую форму функциональных операторов всех физико-химических систем, входящих в физико-технологическую систему.

Предварительно необходимо выполнить идентификацию этих операторов (т.е. определить их параметры путем решения обратных задач), а затем свести математические описания в явной форме связи между  $\mathbf{u}$  и  $\hat{\mathbf{y}}$  – переменными в виде конечных соотношений, т.е. к так называемым модулям. Модулем ФТС, характеризующейся функциональным оператором  $\Phi$ , будем называть уравнение в конечной форме, разрешенное относительно вектора выходных переменных

$$\hat{\mathbf{y}} = \Psi\mathbf{1}(\mathbf{u}), \quad (3)$$

в котором вектор-функция  $\Psi\mathbf{1}$  является результатом точного или приближенного решения системы уравнений, определяющей данный функциональный оператор  $\Phi$ . В общем случае функция модуля может быть линейной и нелинейной, рациональной и иррациональной, алгебраической и трансцендентной или являться результатом решения исходной системы уравнений. Таким образом, после процедуры идентификации отображение (3) можно считать готовым для изучения свойств ФТС в рабочем диапазоне изменения ее параметров; нахождения оптимальных конструктивных и режимных параметров технологического процесса; синтеза оптимального управления системой и т.п. При этом практика системных исследований [1-3] показывает, что для эффективно-

го решения задач более высоких уровней иерархии (например, анализ и синтез ФТС, оптимизация и управление ФТС, автоматизированное проектирование ФТС и т.п.) предпочтительным является модульный принцип представления информации, поступающей с нижних уровней иерархии ФТС.

Аналогичный подход применяем для отображения энергетических процессов в ФТС. Для описания реальных энергетических (эксергетических) взаимодействий, превращений в ФТС применяют понятие энергетического (эксергетического) оператора  $\Omega$ , который формализует отображение пространства энергетических переменных входа в пространство выхода

$$\mathcal{E} = \Omega(\mathbf{Z}), \quad (4)$$

где  $\mathcal{E}$  – вектор выходных энергетических (эксергетических) переменных рассматриваемой ФТС;  $\mathbf{Z}$  – вектор входных энергетических (эксергетических) переменных, рассматриваемой ФТС;  $\Omega$  – оператор энергетических (эксергетических) преобразований систем.

Реальному отображению (4) соответствует математическая модель в форме функционального энергетического (эксергетического) оператора  $\mathbf{A}$ , представляющего функциональное пространство входных энергетических переменных  $\mathbf{Z}$  в пространство оценок выходных энергетических переменных  $\mathcal{E}$ :

$$\hat{\mathcal{E}} = \mathbf{A}(\mathbf{Z}, \mathbf{W}), \quad (5)$$

где  $\hat{\mathcal{E}}$  – вектор выходных энергетических (эксергетических) переменных рассматриваемой математической модели ФТС;  $\mathbf{A}$  – функциональный оператор энергетических (эксергетических) преобразований в ФТС;  $\mathbf{Z}$  – вектор входных энергетических (эксергетических) переменных ФТС;  $\mathbf{W}$  – вектор энергетических (эксергетических) переменных состояния ФТС.

Оператор  $\mathbf{A}$  представляет собой замкнутую систему алгебраических, дифференциальных, интегральных и интегро-дифференциальных уравнений и эмпирическую информацию с указанием начальных и граничных условий. Для того, чтобы раскрыть содержание оператора  $\mathbf{A}$ , необходимо выбрать способ получения этого оператора в аналитическом или численном виде.

Модель (5) является идеализацией отображения (4) и отражает степень наших знаний о процессе. Для эффективного решения задач, связанных с энергосбережением, возникающих на всех уровнях иерархии ФТС, необходимо выполнить идентификацию операторов ( $\Omega$ ,  $\mathbf{A}$ ) отдельных физико-химических систем, составляющих ФТС, т.е. оценить входящие в них параметры. Проведенная идентификация позволяет считать отображение (7) готовым для изучения свойств ФТС с точки зрения энергосбережения. Реализация этой задачи связана с решением системы уравнений, соответствующих отображению (5), что равносильно получению явной функциональной связи между переменными  $\mathcal{E}$  и  $\mathbf{Z}$  либо в аналитической форме конечных соотношений, либо в виде результата численного решения задачи на ЭВМ. Это решение представляется в виде отображения (модуля)

$$\mathcal{E} = \mathbf{a}(\mathbf{Z}), \quad (6)$$

в котором вектор-функция  $\mathbf{a}$  отражает результат аналитического или численного решения вышеупомянутой смешанной системы уравнений, определяющей функциональный оператор энергетических (эксергетических) преобразований  $\mathbf{A}$ . Опыт системных исследований в моделировании энергетических аспектов ФТС показал, что в таком моделировании целесообразно использовать модульный принцип описания, заключающийся в создании модулей на самых низших ступенях иерархии ФТС.

С математической позиции задача анализа ФТС с точки зрения энергосбережения сводится к решению многомерных нелинейных систем уравнений с использованием различных численных методов, в частности методов нелинейного программирования.

### **5. Проверка адекватности и идентификация операторов рассматриваемой ФТС**

На этапе решения задач идентификации ФТС рассматривается не как самостоятельный объект исследования (как это было на этапе качественного анализа структуры ФТС и на этапе синтеза структуры функционального оператора системы), а совместно с контрольно-измерительными приборами (КИП), позволяющими судить о поведении объекта по данным наблюдения. ФТС совместно с КИП характеризуется координатами трёх типов: координатами управления, состояния, наблюдения, а также набором параметров объекта, которые могут быть неизвестны. Координаты управления, состояния, наблюдения и параметры объекта тесно связаны между собой. Для характеристики этой связи используются понятия *управляемости, наблюдаемости и идентифицируемости* [4].

Энергоресурсосберегающие процессы характеризуются  $n$  – мерным вектором состояний  $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)^m$ ,  $r$  – мерным вектором управления  $\mathbf{u} = (u_1, u_2, \dots, u_r)^m$ ,  $m$  – мерным вектором наблюдения  $\mathbf{y} = (y_1, y_2, \dots, y_m)^m$  (по числу измерительных приборов), причём на показания измерительных приборов накладывается как собственный “приборный” шум  $\mathbf{v}(t)$ , так и шум объекта  $\mathbf{w}(t)$ .

Формализм процесса представляется в канонической или нормальной форме уравнений состояния

$$\dot{\mathbf{x}} = f(\mathbf{x}(t), \mathbf{u}(t), \mathbf{a}(t), \mathbf{w}(t), t) \quad (7)$$

и наблюдения

$$\mathbf{y}(t) = g(\mathbf{x}(t), \mathbf{u}(t), \mathbf{a}(t), \mathbf{w}(t), \mathbf{v}(t), t), \quad (8)$$

где  $\mathbf{a}(t)$  –  $k$ -мерный вектор неизвестных параметров системы, состоящей из коэффициентов системы дифференциальных уравнений, а также статистических характеристик (средних значений и дисперсий) шума  $\mathbf{w}(t)$  и помех измерений  $\mathbf{v}(t)$ .

В общем случае (7) – система нелинейных стохастических дифференциальных уравнений, порядок которой заранее неизвестен. Часто структура математической модели процесса известна заранее либо на основе физико-химических и энергетических (эксергетических) особенностей его протекания, либо на основе формальных методов синтеза операторов ФТС. Поэтому данная работа посвящена тем аспектам идентификации, которые связаны с определением неизвестных параметров и оценкой переменных состояния объекта при фиксированной структуре математической модели [4]. Задача оценки переменных состояния процессов ДФТС, к которым можно отнести температуру, давление, состав фаз, расходы жидких и газообразных сред, энергию (эксергию) потоков и сред и т.д., состоит в том, чтобы по показаниям измерительных приборов, функционирующих в условиях случайных помех, восстановить значения переменных состояния системы, наиболее близкие в смысле заданного критерия к истинным значениям.

В соответствии с идеологией топологэксергетического метода [5-8] вводится обобщенная эксергоэкономическая диссипативная функция (ОЭЭДФ), отражающая все виды эксергоэкономических затрат при функционировании ФТС. ОЭЭДФ представляется на основе эксергоэкономических обобщенных усилий и потоков [5-8]. При этом произведение эксергоэкономического обобщенного усилия на обобщенный поток дает показатель «денежный поток во времени», который является аналогом экономической мощности в ФТС.

**6. Эксергоэкономическая оптимизация и синтез структуры ФТС. Определение устойчивости динамической ФТС. Методика исследования областей устойчивости ФТС, связанных с эксергией и устойчивым развитием.**

В соответствии со стратегией метода эксергоэкономическую эффективность энергосбережения можно оценить на основании следующих показателей.

Эксергоэкономического критерия- $OTD^{\text{э}}$ , определяемого как

$$OTD^{\text{э}} = \frac{OЭЭДФ}{\sum E_{\text{вх}}^{\text{э}}}, \quad (9)$$

где  $OЭЭДФ$  – обобщенная эксергоэкономическая диссипативная функция анализируемой или синтезируемой ФТС, определяемая по аналогии с зависимостями работ [9-11]:

$$OЭЭДФ = \sum_1^n d_{\text{эвп}}^{\text{э}} + \sum_1^m d_{\text{эм}}^{\text{э}} = OЭЭДФ_{\text{эвп}} + OЭЭДФ_{\text{эм}}, \quad (10)$$

где  $d_{\text{эвп}}^{\text{э}}$  – слагаемые, определяющие экономические потери эксергии за счет энергообмена с внешней средой;  $d_{\text{эм}}^{\text{э}}$  – экономические потери эксергии за счет необратимых внутренних процессов;  $\sum E_{\text{вх}}^{\text{э}}$  – эксергоэкономическая мощность, подаваемая на вход ФТС.

$OTD^{\text{э}}$ -критерий отражает степень экономической диссипации эксергии внутри ФТС и при взаимодействии ее с окружающей средой (внутренние и внешние экономические потери). Этот критерий позволяет выразить эксергоэкономические потери в долях от всех видов эксергоэкономических мощностей (механической, тепловой, электрической, химической и т.д.), поступающих на вход ФТС. При этом эксергоэкономический критерий- $OTD^{\text{э}}$  зависит от конструктивно-технологических и экологических параметров анализируемых и синтезируемых систем.

Обобщенная эксергоэкономическая диссипативная функция  $OЭЭДФ$  может быть представлена уравнением:

$$OЭЭДФ = OЭЭДФ_{\text{пол}} + OЭЭДФ_{\text{д}} = \sum E_{\text{вх}} - \sum E_{\text{вых}}, \quad (11)$$

где  $OЭЭДФ_{\text{пол}}$  – полезные эксергоэкономические затраты в обобщенной эксергоэкономической диссипативной функции;  $OЭЭДФ_{\text{д}}$  – диссипативная составляющая в обобщенной эксергоэкономической диссипативной функции;  $\sum E_{\text{вых}}$  – эксергоэкономическая мощность на выходе ФТС.

Тогда  $OTD^{\text{э}}$ -критерий примет вид:

$$OTD^{\text{э}} = \frac{OЭЭДФ_{\text{пол}}}{\sum E_{\text{вх}}^{\text{э}}} + \frac{OЭЭДФ_{\text{д}}}{\sum E_{\text{вх}}^{\text{э}}}. \quad (12)$$

Если  $OЭЭДФ$  ФТС отнести к использованной в системе эксергоэкономической мощности  $\sum E_{\text{вх}}^{\text{э}} - \sum E_{\text{вых}}^{\text{э}}$ , то получим

$$\eta^{\text{э}} + \eta^{\text{пот}} = \frac{OЭЭДФ_{\text{пол}}}{\sum E_{\text{вх}}^{\text{э}} - \sum E_{\text{вых}}^{\text{э}}} + \frac{OЭЭДФ_{\text{д}}}{\sum E_{\text{вх}}^{\text{э}} - \sum E_{\text{вых}}^{\text{э}}}, \quad (13)$$

где  $\eta^{\text{э}}$  – эксергоэкономический к.п.д. ФТС;  $\eta^{\text{пот}}$  – эксергоэкономический коэффициент диссипативных потерь эксергии в ФТС.

Уравнение (13) применяют для оценки эксергоэкономической эффективности ФТС.

Интегрирование выражения (9) во времени позволяет определить внешнюю и внутреннюю эксергоэкономическую диссипацию ФТС в заданном временном интервале:

$$E^{\text{отд}} = \frac{1}{t} \int_0^{\tau} \text{ОТД}^{\text{э}}(t) dt, \quad (14)$$

где  $E^{\text{отд}}$  – интегральный критерий внешней и внутренней диссипации (потерь) эксергоэкономической мощности ФТС.

Интегрирование выражения  $\eta^{\text{пот}}$  позволяет определить интенсивность диссипации эксергоэкономической мощности ФТС в заданном временном интервале:

$$E^{\text{д}} = \frac{1}{t} \int_0^{\tau} \eta^{\text{пот}}(t) dt, \quad (15)$$

где  $E^{\text{д}}$  – интегральный критерий интенсивности внутренних потерь эксергоэкономической мощности.

Рассмотрены критерии оценки эксергоэкономической эффективности ФТС, на основе которых проводится эксергоэкономическая оптимизация и синтез её структуры.

При исследовании областей устойчивости ФТС, связанных с эксергией, окружающей средой и устойчивым развитием, на заданном множестве значений параметров исследуемой модели трудно выделить подмножество, на котором будет устойчива возмущённая динамика системы. Существенное затруднение при решении этой задачи возникает даже в тех случаях, когда можно составить систему аналитических неравенств, определяющих условие устойчивости [4, 12]. С помощью аппарата ЛА-функций можно свести такого рода задачу к вычислительным алгоритмам, реализуемым на ЭВМ.

Из этого следует, что задача устойчивости возмущённой динамики систем, связанных с их эксергией, экономикой, окружающей средой и устойчивым развитием, сведена к однообразной процедуре исследования ЛА-функций от определителей Гурвица. Таким образом, подмножество области устойчивости на множестве эксергетических параметров, эко-эксергетических индикаторов, конструктивно-технологических и экономических параметров моделей и т.д. может быть построено при исследовании функции на максимум в допустимом множестве  $D$  с помощью различных численных методов типа случайного поиска, Гаусса-Зейделя, быстрого спуска или Монте-Карло [11, 12].

### **7. Выбор термодинамических принципов управления энергоресурсосбережением ФТС.**

Решение задачи управляемости ФТС с точки зрения энергоресурсосбережения требует предварительной формулировки основных принципов управления термодинамическими процессами, используя особый подход к смыслу времени для них. Этот подход вводит следующий аспект понятия традиционной термодинамики – определение границ, т.е. представление ограничивающей роли времени в термодинамическом процессе. В частности мы ищем экстремальные зависимости, особенно те, которые максимизируют работу и минимизируют производство энтропии. Эти вопросы составляют сущность управления термодинамическими процессами.

Рассмотрим десять основных принципов (0-9) управления термодинамическими процессами для того, чтобы получить границы эффективности преобразования энергии за конечное время [13, 14]. Представленные принципы делятся на три категории:

- **принципы упрощения проблемы (принципы 0,1,2);**
- **принципы, связанные с минимальным производством энтропии (принципы 3-6,9);**
- **принципы, связанные с максимальной мощностью (принципы 7,8).**

Последние две категории представляют крайности стратегий: *напрячь - все - силы* и *экономить - на - завтра*. Экономические оптимумы всегда выбирают стратегию где-то между этими двумя крайностями.

Разработанный нами **термодинамический принцип управления ресурсоэнергосбережением** базируется на сформулированном ранее ТД-критерии [13, 14]:

$$\text{ТД} = \epsilon - (\Phi + \Psi), \quad (16)$$

где  $\epsilon \equiv \text{ОЭД}\Phi \equiv \sum_{i=1}^N f_i e_i$  – производство потерь эксергии;

$\Phi$  и  $\Psi$  – обобщенные модифицированные функции рассеяния Рэлея:

$$\Phi \equiv \Phi(f, f) \equiv \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^N R_{ik} f_i f_k \geq 0, \quad (17)$$

$$\Psi \equiv \Psi(e, e) \equiv \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^N L_{ik} e_i e_k \geq 0; \quad (18)$$

$e_i$  – обобщенное  $i$ -ое эксергетическое усилие (удельная эксергия);  $f_i$  – массовый  $i$ -й расход;  $L_{ik}$  – коэффициент проводимости;  $R_{ik}$  – коэффициент сопротивления.

ТД-критерий (16) показывает отклонение реального производства потерь эксергии от суммы обобщенных модифицированных функций рассеяния Рэлея (17) и (18). Данный принцип является локальным дифференциальным принципом наименьшего рассеяния эксергии, который должен соблюдаться в каждой точке рассматриваемого пространства изменения состояния системы.

Если проанализировать справедливость этого принципа для всего рассматриваемого континуума, то в модифицированной форме интегральный принцип Дьярмати имеет вид:

$$\int_V [(\Phi + \Psi) - \epsilon] dV = \min. \quad (19)$$

Этот принцип объединяет принципы наименьшего рассеяния эксергии и принцип наименьшего производства потерь эксергии.

**Выводы.** Рассмотрены этапы стратегии системного анализа энергоресурсосбережения ФТС:

- синтез функционального оператора ФТС на основе топологоексергетического принципа описания физико-технологических систем;
- проверка адекватности и идентификация операторов рассматриваемой ФТС; эксергоэкономическая оптимизация и синтез структуры ФТС;
- определение устойчивости динамической ФТС;
- выбор термодинамических принципов управления энергоресурсосбережением ФТС.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Долгополов И.С. Повышение энергетической эффективности физико-технологических систем и функциональные операторы как инструменты решения этих задач (часть 1) / И.С.Долгополов // Збірник наукових праць Дніпродзержинсь-



- кого державного технічного університету (технічні науки). – Дніпродзержинськ: ДГТУ. – 2007. – С.126-134.
2. Долгополов И.С. Повышение энергетической эффективности физико-технологических систем и функциональные операторы как инструменты решения этих задач (часть 2) / И.С.Долгополов // Збірник наукових праць Дніпродзержинського державного технічного університету (технічні науки). – Дніпродзержинськ: ДГТУ. – 2008. – С.141-147.
  3. Кафаров В.В. Системный анализ процессов химической технологии. Основы стратегии / В.В.Кафаров, И.Н.Дорохов. – М.: Наука, 1976. – 500с.
  4. Современные методы идентификации систем: пер. с англ. / [Эйкхофф П., Ванечек А., Савараги Е. и др.]; под ред. П.Эйкхоффа. – М.: Мир, 1983. – 400с.
  5. Долгополов И.С. Обобщенная эксергодиссипативная функция как основа тополого-эксергетического анализа физико-технологических систем / И.С.Долгополов, В.Т.Тучин // Сборник научных трудов Национальной металлургической академии Украины. – Днепрпетровск: НМетАУ. – 2002. – Т. 5. – С.67-71.
  6. Экономические аспекты топологоэксергетического метода моделирования физико-технологических систем / Кашеева Н.Ю., Долгополов И.С., Тучин В.Т., Рышков А.В. // Проблеми математичного моделювання: Міждерж. наук.-метод. конф., 28-30 травня 2008 р.: тези доповідей. – Дніпродзержинськ: ДДТУ, 2008. – С.91-92.
  7. Эксергоэкономический анализ физико-технологических систем (топологоэксергетический подход). Часть 1, 2// Тучин В.Т, Долгополов И.С., Садовой А.В., Касимов А.М. // Экология, энерго- и ресурсосбережение, охрана окружающей среды и здоровье человека, утилизация отходов: XVIII Междунар. науч.-практ. конф.: сб. научных статей в 2-х т. Т.1. – УкрГНТЦ «Энергосталь» – Харьков: Райдер, 2010. – С.242-251.
  8. Системный анализ и устойчивое развитие физико-технологических систем (топологоэксергоэкономический подход) / Тучин В.Т., Долгополов И.С., Садовой А.В. и др. // Екологічна безпека: проблеми і шляхи вирішення: VI Між нар. наук.-практ. конф.: зб. наук. ст. у 2-х т. Т.2. – УкрНДІЕП – Х.: Райдер, 2010. – С.265-275.
  9. Долгополов И.С. Эксергетический аспект в системе фундаментальных уравнений ФТС/ Долгополов И.С., Никулин А.В., Тучин В.Т. // Системні технології. – 2003. – № 6(29). – С.64-68.
  10. Энергетические аспекты топологоэксергетического метода описания физико-технологических систем (ФТС). Часть 1 / Тучин В.Т., Долгополов И.С., Братуга Э.Г., Тучина У.Н // Інтегровані технології та енергозбереження. – 2004. – № 4. – С.81-89.
  11. Энергетические аспекты топологоэксергетического метода описания физико-технологических систем (ФТС). Часть 2 / Тучин В.Т., Долгополов И.С., Братуга Э.Г., Тучина У.Н // Інтегровані технології та енергозбереження. – 2005. – № 1. – С.36-42.
  12. Кафаров В.В. Применение алгебры логики в задаче устойчивости гидродинамики фонтанирующего слоя / Кафаров В.В., Дорохов И.Н., Тучин В.Т. – Днепрпетровск, 1979. – Депон. рук. в ВИНТИ. – 1979, № 1. – 3097-78(79), б/о, № 155.10
  13. Термодинамические принципы управления энергоресурсосбережением и функциональные операторы физико-технологических систем (часть 2) / Тучин В.Т., Долгополов И.С., Садовой А.В. [и др.]. // Енергетика: економіка, технології, екологія. – 2008. – № 2. – С.48-55.
  14. Долгополов И.С. Научные основы энергоресурсосбережения с позиций эксерго- и энергоэффективного анализа физико-технологических систем / Долгополов И.С., Тучин В.Т., Садовой А.В. – Днепрдзержинск: ДГТУ, 2013. – 379с.

Поступила в редколлегию 11.04.2014.

Приднепровская государственная академия строительства и архитектуры

## ДАВЛЕНИЕ ПАРА: 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ОЦЕНКИ ТОЧНОСТИ НОВОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ

**Введение.** В первом сообщении [1] на основе использования параметров межмолекулярного взаимодействия в виде энергии системы, отклоненной от равновесия сил притяжения и отталкивания, и собственной энергии молекул получено уравнение

$$P_j^H = P_{j_0}^H \cdot e^{\frac{t}{b_j - c_j t}}, \quad (1)$$

описывающее зависимость упругости пара  $j$ -того вещества  $P_j^H$  от температуры  $t$  (в  $^{\circ}\text{C}$ ).

Из (1) следует, что при  $t = 0^{\circ}\text{C}$   $P_j^H = P_{j_0}^H = \alpha_j$ , так что в это уравнение можно ввести 3-ий параметр  $\alpha_j$ , величина которого является (также, как и величины  $b_j$  и  $c_j$ ) специфической характеристикой  $j$ -того вещества:

$$P_j^H = \alpha_j \cdot e^{\frac{t}{b_j - c_j t}}. \quad (2)$$

**Постановка задачи.** Из общности теоретических положений, послуживших основой для вывода этой новой зависимости давления насыщенного пара от температуры, следует возможность эффективного применения уравнения (2) в широком диапазоне температуры и давления для веществ разнообразных состава, строения и свойств, находящихся во всех агрегатных состояниях. При этом утверждение об общем характере относится к структуре уравнения (2), тогда как значения коэффициентов  $\alpha_j$ ,  $b_j$  и  $c_j$  нужно находить по экспериментальным данным, полученным для каждого отдельно взятого вещества.

**Результаты работы.** Экспериментальные данные по упругости паров в настоящее время получают различными методами [2].

Прямое определение давления пара вещества выполняется с помощью ртутных, спиральных, мембранных, радиационных манометров.

Косвенное определение давления пара вещества предполагает его вычисление по результатам измерения других физических величин, полученных в ходе опыта.

Так, измерив потерю массы  $\Delta m_j$  вещества, находящегося в объеме  $V$  при температуре  $T$ , вычисляют

$$P_j^H = \frac{\Delta m}{M_j} \cdot \frac{RT}{V}, \quad (3)$$

где  $M_j$  – молекулярная масса  $j$ -того вещества.

Поскольку  $\frac{\Delta m}{M_j} = \Delta N_j$ , кмоль, из (3) следует, что

$$P_j^H V = \Delta N_j \cdot RT.$$

Ясно, что для расчета по (3) нужно допустить, что насыщенный пар  $j$ -того вещества в условиях опыта обладает свойствами идеального газа.

Если определена мольная теплота испарения жидкости  $q_{исп}$  [3, с.167] и известно давление  $P_1^H$  при температуре  $T_1$ , то давление  $P_2^H$  при температуре  $T_2$  можно найти по формуле

$$P_2^H = P_1^H \cdot e^{\frac{T_2 - T_1}{T_1 \cdot T_2} \cdot q_{исп}}, \quad (4)$$

которая следует из формулы (V-3) в [3, с.163].

Это уравнение получено с допущением того, что разность коэффициентов сжимаемости газа и жидкости

$$Z_{Г} - Z_{Ж} = 1,$$

что в наибольшей степени вероятно при  $Z_{Ж} = 0$  и  $Z_{Г} = 1$ , т.е. если считать жидкость несжимаемой, а пар – идеальным газом.

При использовании метода "струи" над поверхностью вещества под общим давлением  $P$  пропускают  $N_2$  моль инертного газа и определяют число моль  $N_1$  унесенного потоком пара вещества. Давление насыщенного пара  $P_1^H$  определяют по формуле [2, с.254]:

$$P_1^H = P \cdot \frac{N_1}{N_1 + N_2}. \quad (5)$$

Эта формула не учитывает реальные свойства насыщенного пара вещества и его содержания  $\varphi_1$  в потоке инертного газа, которое определяется линейной скоростью этого потока (струи).

Можно показать, что более точное выражение имеет вид

$$P_1^H = \frac{P}{\varphi_1 \left( 1 + \frac{Z_2}{Z_1} \cdot \frac{N_2}{N_1} \right)}. \quad (6)$$

Видно, что только если  $Z_1 = Z_2$  и соотношение скорости струи и скорости испарения приводят к  $\varphi_1 = 1$ , из (6) получается (5).

В методе Ленгмюра, экспериментально определив массу вещества  $m$ , испарившегося в вакууме с единицы поверхности  $S$  за единицу времени  $\tau$ , величину давления насыщенного пара вычисляют по формуле

$$P^H = \frac{m}{\alpha \cdot S \cdot \tau} \cdot \sqrt{\frac{2\pi RT}{M}}, \quad (7)$$

где  $\alpha$  – безразмерный<sup>1</sup> коэффициент Ленгмюра.

В методе Кнудсена экспериментально определено количество насыщенного пара, выходящего из сосуда за единицу времени через отверстие известной малой площади, т.е. скорость испарения  $W^m$ . Давление пара вычисляют по формуле

<sup>1</sup> Под корнем в (7) имеем  $\frac{Дж}{кг} = \frac{м^2}{сек^2}$  и  $[P^H] = \frac{Н}{м^2} = \frac{кг}{м \cdot сек^2}$  (табл.2 в [4]).

$$P^H = \frac{W^m}{K} \cdot \sqrt{\frac{2\pi RT}{M}}, \quad (8)$$

где  $K$  – коэффициент (безразмерный, если  $[W^m] = \frac{\text{кг}^2}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$ ).

Известны и другие методы косвенного определения давления насыщенных паров (например, изотонный метод, основанный на измерении активности неактивного образца [2]). Общей чертой этих методов являются инструментальные измерения некоторых физических величин и вычисление по измеренным значениям давления паров с помощью приведенных формул. При этом первое порождает случайную составляющую ошибки окончательного результата, а второе, вследствие несовершенства формул, систематическую.

**Выводы.** Таким образом, фактические данные могут отклоняться от расчётных по (2) значений упругости паров веществ не только из-за сложности измерений в широких диапазонах температуры и давления, исключительного разнообразия исследуемых веществ, изгибов кривых давления пара в точках плавления<sup>2</sup> и обрыва этих кривых в критических точках<sup>3</sup>, но и из-за случайных ошибок эксперимента и систематических ошибок порождаемых формулами, используемыми в косвенных методах.

Тем не менее, по нашему мнению, наиболее полным и надёжным источником фактических данных по зависимости упругости паров от температуры остаются таблицы, приведенные в [6], в которых собраны результаты, полученные множеством авторов различными методами.

Эти результаты охватывают интервал практически от абсолютного нуля температуры (гелий:  $-271,7^{\circ}\text{C}$ , водород:  $-263,3^{\circ}\text{C}$ ) до критических точек, в которых кривая давления пара обрывается<sup>3</sup>.

Таблицы включают данные по 336-ти неорганическим (по 296-ти при  $P_j^H \leq 101.325$  кПа и по 40-ка при  $101.325$  кПа  $\leq P_j^H \leq P_{кр}$ ) и 1300 органическим (по 1202-ум при  $P_j^H \leq 101.325$  кПа и по 98-ми при  $101.325$  кПа  $\leq P_j^H \leq P_{кр}$ ) веществам.

При отборе данных для анализа точности уравнения (2) стремились в выборке представить весь доступный температурный интервал для органических и неорганических соединений.

Оказалось, однако, что в области температур, близкой к абсолютному нулю, давления паров представлены настолько узким температурным интервалом (для гелия в  $^{\circ}\text{C}$   $-271,7 \div -268,6$ ; для водорода  $-263,3 \div -252,5$ ), что прогноз по (2) с найденными по таким данным коэффициентами представляется некорректным. Это заключение усиливается еще и тем, что для таких веществ давление паров при  $t = 0^{\circ}\text{C}$ , равное коэффициенту  $\alpha_j$  в (2), имеет слишком большое значение ( $10^8 \leq \alpha_j \leq 10^{10}$ ).

В связи с этим целесообразно ограничиться выбором веществ, представленных в табл.1 и 2.

В этих таблицах приняты следующие обозначения:

- |   |   |
|---|---|
| - 23п – аргон Ar                              | - 3п – бромистый алюминий AlBr <sub>3</sub> |
| - 43п – диборан B <sub>2</sub> H <sub>6</sub> | - 4п – хлористый алюминий AlCl <sub>3</sub> |

<sup>2</sup> При плавлении вещества давление его пара растет, несмотря на то, что температура остается постоянной [5].

<sup>3</sup> В критической точке (при  $T_{кр}$  и  $P_{кр}$ ) полностью исчезают различия жидкости и пара вещества [5].

- 8n – аммиак NH<sub>3</sub>
- 2n – боргидрид алюминия AlB<sub>3</sub>H<sub>12</sub>
- 160n – молибден Mo
- 58n – углерод C
- 285n – вольфрам W
- 160o – этиловый спирт C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH
- 188o – антрацен C<sub>14</sub>H<sub>10</sub>
- 1191o – докозан C<sub>22</sub>H<sub>46</sub>
- 1200o – октакозан C<sub>28</sub>H<sub>58</sub>
- 142n – хлористый свинец PbCl
- 1n – алюминий Al
- 80o – этилен C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>
- 19o – формальдегид CH<sub>2</sub>O
- 420o – бензол C<sub>6</sub>H<sub>6</sub>
- 174o – глицерин C<sub>3</sub>H<sub>5</sub>(OH)<sub>3</sub>
- 137n – железо Fe
- 7n – оксид алюминия Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>
- 29n – мышьяковистый водород AsH

Таблица 1 – Парциальное давление и температура насыщенных паров органических веществ ( $P_j^H \leq 101.325$  кПа)

$P_j^H$ , кПа	19o	420o	32o	106o	174o	1088o	1191o	1200o
0.1333	...	-36.7	-44.0	-31.3	125.5	145.0	143.8	226.5
0,6666	...	-19.6	-25.3	-12.0	153.8	173.5	108.0	260.3
1,3332	-88.0	-11.5	-16.2	-2.3	167.2	187.2	198.0	277.4
2,6664	-79.6	2.6	-6.0	8.0	182.2	201.9	218.0	295.4
5.3320	-70.6	7.6	5.0	19.0	198.0	217.5	239.8	314.2
7.9990	-65.0	15.4	12.1	26.0	208.0	231.8	252.7	326.8
13.3300	-57.3	26.1	21.2	34.9	220.1	250.0	270.4	341.8
26.6600	-46.0	42.2	34.8	48.4	240.0	279.0	299.1	364.8
53.3380	-33.0	60.6	49.9	63.5	263.0	310.2	328.8	388.9
101.3250	-19.5	80.1	64.7	78.4	290.0	342.0	360.0	412.5
$T_{пл}, ^\circ\text{C}$	-98.0	5.5	-97.8	-112.0	17.90	217.5	44.5	61.60

Здесь  $T_{пл}$  – температура плавления вещества.

Таблица 2 – Парциальное давление и температура насыщенных паров неорганических веществ ( $P_j^H \leq 101.325$  кПа)

$P_j^H$ , кПа	23n	43n	29n	8n	2n	3n	4n	142n	1n	137n	7n	160n	58n	285n
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0.1333	-218.2	-159.7	-142.6	-109.1	...	81.3	100	547	1284	1787	2148	3102	3586	3990
0,6666	-213.9	-149.5	-130.8	-97.5	-52.2	103.8	116.4	615	1421	195	2306	3393	3828	4337
1,3332	-210.9	-144.3	-124.7	-91.9	-42.9	118.0	123.8	648	1487	2039	2385	3535	3946	4507
2,6664	-207.9	-138.5	-117.7	-85.8	-32.5	134.0	131.8	684	1555	2128	2465	3690	4069	4690
5.3320	-204.9	-131.6	-110.2	-79.2	-20.9	150.6	139.9	725	1635	2224	2549	3859	4196	4886

Продолжение таблицы 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
7.9990	-202.9	-127.2	-104.8	-74.3	-13.4	161.7	145.4	750	1684	2283	2599	3964	4273	5007
13.3300	-200.5	-120.9	-98.0	-68.4	-3.9	176.1	152.0	784	1749	2360	2665	4109	4373	5168
26.6600	-195.6	-111.2	-87.2	-57.0	11.2	199.8	161.8	833	1844	2475	2766	4322	4516	5403
53.3380	-190.6	-99.6	-75.2	-45.4	28.1	227.0	171.6	893	1947	2605	2874	4553	4660	5666
101.3250	-185.6	-86.5	-62.1	-33.6	45.9	256.3	180.2	954	2056	2735	2977	4804	4827	5927

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Давление пара: новая зависимость давления от температуры / Барский В.Д., Кравченко А.В., Рудницкий А.Г., Гуревина Н.Л. // Вопросы химии и химической технологии. – 2013. – № 4. – С.46-53.
2. Вопросы современной металлургии: монография. Том III / Харлашин П.С., Гуляев В.М., Барский В.Д., Гладкий В.Н. – ГВУЗ "ПГТУ", 2013. – 740с.
3. Бретшнайдер Ст. Свойства газов и жидкостей / Ст.Бретшнайдер. – М.: Химия, 1966. – 536с.
4. Бесков С.Д. Термохимические расчеты / Бесков С.Д. – М.: Высшая школа, 1966. – 520с.
5. Х.Кухлинг. Справочник по физике / Х.Кухлинг. – М.: Мир, 1983. – 519с.
6. Сталл Д.Р. Таблицы давления паров индивидуальных веществ / Сталл Д.Р. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1949. – 71с.

*Поступила в редколлегию 10.04.2014.*