

УДК 621.692:662.965

В.Б. Гого

ДонНТУ, г. Красноармейск, пер. Колосова, 13-22, 85300

ОПТИМИЗАЦИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА КОМПЛЕКСНОГО ГАЗЛИФТА, КАК СТОХАСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Рассмотрена математическая модель и вариант оптимизации комплексного газлифта в процессе гидротранспорта-газоочистки продуктов сгорания угля, как стохастической термодинамической системы.

Задача оптимизации гидродинамического процесса комплексного газлифта для разработки совмещенной системы гидротранспорта-газоочистки продуктов сгорания угля в условиях теплотехнических объектов шахт и тепловых электростанций весьма актуальна, так как направлена на решение взаимосвязанных эколого-энергетических проблем, особо обострившихся за последнее время.

Анализируя известные работы по эрлифтному (газлифтному) гидротранспорту [1], можно сделать вывод, что проблемы создания комплексных газлифтов находятся в стадии формирования, поэтому развитие теории и создание моделей оптимизации является новой и необходимой областью исследований.

Математическая модель комплексной газлифтной системы гидротранспорта и очистки продуктов сгорания угля может быть задана целевой функцией приведенных затрат и схемой связей (матрицей соединений) отдельных элементов газлифта. Целевая функция зависит от термодинамических и расходных параметров газлифта, конструктивных показателей принятых узлов, а также компоновочной гидравлической схемы системы. Исходя из этого можно сформулировать задачу технико-экономического расчета комплексного газлифта: решить систему нелинейных алгебраических уравнений балансов энергий, расходов компонентов с учетом технических характеристик элементов системы, определив функцию цели с последующей ее минимизацией (оптимизацией).

Математическая задача оптимизации заключается в поиске абсолютного минимума целевой функции (приведенных затрат) в области допустимых значений гидротермодинамических и расходных параметров газлифта в рамках системы ограничений конструктивно-компоновочных схем и уравнений энергетических балансов при заданных параметрах эффективности гидротранспорта-газоочистки.

Рассмотрим модель газлифта, как систему стохастически меняющихся параметров диссипативно-реактивного дисперсного течения газожидкостного потока в предположении, что смеситель является осциллятором,

определяющим начальное состояние потока, развитие которого во времени происходит в подъемной трубе, согласно структурного уравнения

$$\dot{P} + \gamma_0(x)P = f_0(x) + \xi(x, t), \quad (1)$$

где $P = m \dot{x}$ – обобщенный импульс исследуемого объема потока; m – масса исследуемого объема потока; $\dot{x}$ – производная обобщенной координаты по высоте подъема потока (скорость гидродинамической амплитуды); $f_0(x)$ – обобщенная детерминированная, сила воздействующая на заданный объем потока (со стороны источника энергии); $\xi(x, t)$ – обобщенная стохастическая сила, которая учитывает воздействия внешней среды (со стороны трубопровода).

Выберем для детерминированной силы закон изменения в виде

$$f_0(x) = \alpha x - \beta x^3; [\alpha] = \left[\frac{H}{m} \right]; [\beta] = \left[\frac{H}{m^3} \right],$$

где α и β – произвольные величины, определяющие флуктуационные параметры.

Обобщенная стохастическая сила равна

$$\xi(x, t) = g(x)G(t), \quad (2)$$

где $g(x)$ – мультипликативная функция координаты, $\left[\frac{c}{m} \right]$; $G(t)$ – функция времени; $\left[\frac{H \cdot m}{c} \right]$.

Понятно, что качественное уравнение (1) может иметь множество решений, но воспользуемся известным методом эффективного потенциала [2]. Для этого введем малый параметр $\theta \ll 1$, тогда будем иметь

$$\theta = \frac{m}{\lambda}; \chi = \beta^{-1}; x_0^2 = \frac{\lambda}{\beta}, \quad (3)$$

где λ – некоторая постоянная амплитуды кинетического коэффициента $y(x)$.

Принятое позволяет перейти к безразмерным величинам

$$\bar{x} = \frac{x}{x_0}; \bar{m} = \frac{m}{m_0}; \varepsilon = \frac{\alpha}{\lambda}, \quad (4)$$

где x_0, m_0 – начальные параметры координаты и массы выбранного объема газлифтного потока.

Тогда безразмерную величину импульса представим в виде:

$$\bar{m} \frac{d\bar{x}}{dt} = \frac{1}{\theta} \pi. \quad (5)$$

Уравнение (1) запишем в виде:

$$\dot{P} + \frac{1}{\theta} \pi \gamma_0(x) = f(x) + g(x) G(t). \quad (6)$$

Поставим задачу статистического исследования поведения функции распределения обобщенного импульса сил, действующих на выделенный объем газлифтного потока, от энергетического потенциала, т.е.

$$P(x, t) = f\{\varphi(x, t)\}. \quad (7)$$

Представим, что функция энергетического потенциала $\varphi(x, t)$ выбранного объема удовлетворяет уравнению непрерывности

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\theta} \hat{L}(x, t) \right\} \varphi(x, t) = \frac{1}{\theta} t g(x) G(t) \frac{\partial}{\partial t} \varphi(x, t), \quad (8)$$

где $\hat{L}(x, t)$ – оператор, имеющий вид:

$$\hat{L}(x, t) = \frac{\partial}{\partial t} \gamma(x) + \theta \left[\pi \frac{\partial}{\partial x} + f(x) \frac{\partial}{\partial t} \right]. \quad (9)$$

Для усредненного значения функции энергетического потенциала имеем:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\theta} \hat{L}(x, t) \right\} \varphi(x, t) = - \frac{1}{\theta^2} \frac{\partial}{\partial t} g(x) \int_0^t C(t) e^{-L(t-\tau)} g(x) \frac{\partial}{\partial t} \varphi(x, t) dt. \quad (10)$$

Корреляционная функция определяется условием

$$\langle \xi(x, t) \rangle = 0;$$

$$C(t) \equiv \sigma^2 \exp[-v(t - \tau)], \quad (11)$$

где v – частота пульсаций в смесителе газлифта, соответствующая частоте приложения импульса.

Заменим в уравнении (10) интегральный оператор на символ суммы $\hat{\wedge}(x, t)$, тогда можно записать:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\theta} \hat{L}(x, t) \right\} P(x, t) = \frac{1}{\theta^2} \hat{\wedge}(x, t) P(x, t). \quad (12)$$

Сделаем граничный переход к сумме:

$$\hat{\wedge}(x, t) = g(x) \frac{\partial}{\partial t} \sum_0^\infty C(t) \hat{L}(x, t). \quad (13)$$

В (13) введены моменты корреляционной функции, которые определяются значением:

$$C_K(t) = \frac{1}{K!} \int_0^\infty \tau^K C[t, (t - \tau)] dt. \quad (14)$$

Для суммы (13) определим члены нулевого и первого порядков:

$$\hat{\Lambda}_0 = C^{(0)} g^2(x) \frac{\partial^2}{\partial t^2}; \quad (15)$$

$$\hat{\Lambda}_1 = -g(x) \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \theta \left(-\frac{\nabla g^2(x)}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left[1 + t \frac{\partial}{\partial t} \right] + g^2(x) \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial t} \right). \quad (16)$$

Рассмотрим возможные моменты функции распределения импульса согласно выражению

$$P_n(x, t) = \int_0^\infty P(x, t) dt. \quad (17)$$

Отметим, что благодаря (17), можно построить решение для (12) в виде известного уравнения Фоккера-Планка [2]. Первым шагом в этом является нахождение равенства для (17) в случае $n=0$, т.е.

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{1}{\theta} \frac{\partial P_1}{\partial x}. \quad (18)$$

Для случая $n=1$ можно записать:

$$P_1 = \theta \frac{1}{\gamma(x)} \left(f(x) P - \frac{\partial P_2}{\partial x} - C^{(1)} g^2(x) \frac{\partial P}{\partial x} \right). \quad (19)$$

Для нахождения P_2 воспользуемся связью:

$$P_2 = \frac{g^2}{\gamma(x)} \left(C^{(0)} - C^{(1)} \gamma(x) \right) P(x). \quad (20)$$

На основе равенства (18), а также (19) и (20), запишем уравнение (12) в каноническом виде

$$\frac{\partial}{\partial t} P = \nabla \left(-D^{(1)} P + D^{(2)} P \right), \quad (21)$$

где регулярная и диффузная составляющие могут быть представлены выражениями:

$$D^{(1)} = \frac{1}{\gamma(x)} \left[f(x) + C^{(1)} \nabla g^2(x) \right] - C^{(1)} g^2(x) \nabla \ln \gamma(x); \quad (22)$$

$$D^{(2)} = C^{(0)} \frac{g^2(x)}{\gamma^2(x)}. \quad (23)$$

Таким образом, представив, что в исследуемом объеме газлифтного потока, компоненты ведут себя стохастически, можно использовать статистические соотношения.

Так, для эффективных коэффициентов дрейфа $D^{(1)}$ и диффузии $D^{(2)}$ можно сделать вывод, что наряду с изменением амплитуды колебаний импульса имеются его частотные пульсации.

Однако необходимо перейти от общих статистических заключений к выражению для эффективного синергетического импульса посредством потенциала. Воспользуемся известной квазигиббсовской формой [2]:

$$P(x) = \exp \left[- \frac{U(x)}{C^{(0)}} \right]. \quad (24)$$

Предположим, что потенциал можно определить структурной зависимостью:

$$U(x) = - \int \left[f(x) + C^{(1)} \nabla g^2(x) \right] dx + C^{(0)} \left[\ln g^2 - \ln \gamma \right]. \quad (25)$$

Квазистационарное состояние выбранного объема стохастической системы «капельная жидкость-газ» оправдано считать в начальном состоянии, т.е. при $x=x_0$, тогда

$$U(x_0) = - \frac{\varepsilon}{2} X_0^2 - \frac{\varepsilon - 1}{4} X_0^4 + \frac{X_0^6}{6} - \sigma^2 \ln(1 + X_0^2), \quad (26)$$

где ε – некоторый управляющий параметр; σ – интенсивность изменений.

Для несимметричных изменений управляющего параметра (к примеру, давления в системе) имеем:

$$\varepsilon = 2\sigma^2 \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v^2} \right). \quad (27)$$

Если взять структурную производную от эффективного синергетического потенциала по переменной координате, то можно получить значение управляющего параметра, при котором происходит движение системы, т.е.

$$X_0^4 + \frac{2}{3} (2 - \varepsilon_0 - 2C^{(1)}) X_0^2 + \frac{1}{3} (1 - 2\varepsilon_0 - 4C^{(1)}) = 0. \quad (28)$$

Из (28) определяем ε_0 .

Используем (27) как функцию для построения кривой возможных состояний $U(x)$ по (26). Очевидно, что реализуются две развязки: метастабильная и неустойчивая, параметризованные частотой пульсаций давления в газлифтом потоке (рисунок 1).

Проведем обобщение ранее полученных результатов. Представим особенности разброса функций распределения потенциала и импульса исследуемого объема газлифтного потока.

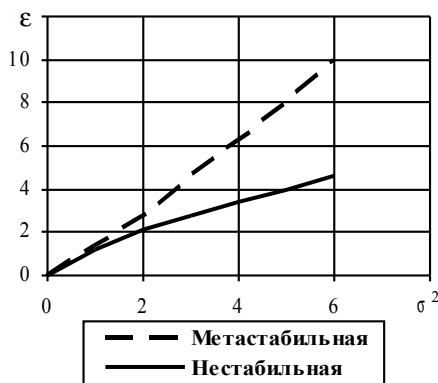


Рисунок 1 – Зависимость управляющего параметра от параметра интенсивности изменений

Для эффективного синергетического потенциала имеем:

$$U(x) = \frac{\varepsilon}{2(1-a)} X^{2(1-a)} + \frac{1-\varepsilon}{2(2-a)} X^{2(2-a)} + \frac{X^{2(1-a)}}{2(3-a)} - C^{(1)} a x^2 - C^{(0)} \ln(1+x^2) + 2a[C^{(0)} - C^{(1)}] \ln(x). \quad (29)$$

Уравнение экстремумов потенциала имеет вид:

$$X_0^6 - (\varepsilon - 2)X_0^4 - (2\varepsilon - 1)X_0^2 - 2aC^{(1)}X_0^{2(a+1)} - 2[2aC^{(1)} - C^{(0)}(a-1)]X_0^{2a} - 2[C^{(1)} - C^{(0)}]X_0^{2(a-1)} - \varepsilon = 0. \quad (30)$$

Понятно, что развязки для (30) возможны при условии, если управляющий параметр не превышает значения ε_0 , которое определяется уравнением:

$$2aX_0^2[(a+1)(C^{(1)}X_0^2 - C^{(0)}) + 2aC^{(1)}] - [3X_0^2 - 2(\varepsilon_0 - 2)X_0 - 2\varepsilon_0 + 1]X_0^{2(2-a)} + 2a(a-1)(C^{(1)} - C^{(0)}) = 0. \quad (31)$$

Интерес представляет диаграмма развязки уравнения (30) на рисунке 2. Из рисунка 2 видно, что с возрастанием показателя a , который определяет скорость возрастания изменений системы, сами изменения происходят практически одинаково.

Последнее позволяет сделать вывод, что скорость изменений параметров системы не зависит от изменений параметров в смесителе. Определяющим является состояние за смесителем газлифта (на диаграмме обозначается звездочкой). Этот вывод требует осуществлять воздействия на течение потока за смесителем, т.е. в подъемной трубе газлифта. Необходимы процессы, влияющие целенаправленно на характер изменений параметров компонентов потока. Как возможный вариант следует рассматривать создание ступенчатых пульсаций по высоте подъема потока в трубе газлифта.

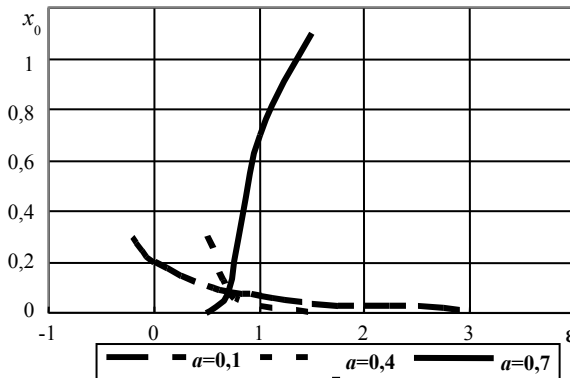


Рисунок 2 – Диаграмма $x_0(\varepsilon)$ при параметрах $a=0,1; 0,4; 0,7$

Рассмотрим закон распределения для импульса. Для квазистационарного состояния координаты $x_0 \rightarrow 0$ используем распределение для импульса в формуле показательной функции, т.е.

$$P(x) = Zx^{-2a} \left(1 - C^{(1)} / C^{(0)} \right), \quad (32)$$

где Z – некоторая нормированная постоянная (вплоть до бесконечности).

На диаграмме $x_0(\epsilon)$ (см. рисунок 2) очевидны две области a , зависящие от частоты:

$$\frac{\nu}{2(\nu - 1)} \leq a \leq 1. \quad (33)$$

При условии (33) управляющей параметр равен:

$$\epsilon(a) = \frac{\sigma^2}{\nu} \left(1 - \frac{2}{\nu} \right). \quad (34)$$

Тогда функция распределения импульса может быть представлена в виде

$$\lim_{x \rightarrow 0} P(x, t) = C(\epsilon) \delta(x), \quad (35)$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

Таким образом, согласно (32)–(35), импульс выделенного объема газлифтного потока за смесителем меняется скачком, а следовательно, общее состояние объема неустойчиво по всем определяющим параметрам. В связи с этим возвратимся к исходному уравнению(1).

Поведение смеси газлифтного потока в рассматриваемом объеме аналогично поведению стохастической системы с сильно выраженной диссипацией энергии, а также с системой, у которой присутствует реактивная составляющая с неотъемлемым вмешательством управляющего параметра. В таком случае важным становится влияние диффузионной составляющей $g(x)$ и кинетического коэффициента $\chi(x)$.

Для сильно диссипативной системы в случае $x=0$ можно записать:

$$\nabla D^{(1)}(x) = 0, \quad \delta \epsilon(0) = -2C^{(0)}, \quad (36)$$

$$\delta \epsilon(x_1) = 2C^{(1)}. \quad (37)$$

Из (36) и (37) вытекает, что переход из начального состояния исследуемого объема в текущее возможен не только благодаря управляющему параметру, но и функции, задающей частоту пульсаций параметров за смесителем в подъемной трубе.

Проведенный анализ раскрывает природу перехода термогидродинамических параметров жидкости и газа в стохастические от начала перемещений в подъемной трубе. Наличие функциональной зависимости кинетического коэффициента от стохастической переменной ведет к основному влиянию окружающей среды, в которой происходит перемещение компонентов с эффективной диссипацией энергии в канале течения – подъемной

трубе. При этом очевидно, что повышение начальной температуры газа увеличивает возможность усиления пульсаций, а следовательно, обменного характера взаимодействия между газом и жидкостью.

Результаты компьютерного анализа нелинейных уравнений (26), (32)-(37) и материально-технических характеристик комплексного газлифта показывает, что они находятся в области их допустимых значений. Поэтому существует возможность найти несколько заметно отличающихся минимумов целевой функции. В общем виде задача оптимизации сведется к определению минимума функции затрат.

Таким образом, рассматривая математическую модель газлифта как стохастическую систему с выбранным вариантом оптимизации по целевой функции приведенных затрат, основными среди которых являются энергетические, можно предложить рациональный процесс гидротранспорта-газоочистки продуктов сгорания угля в газлифте. Это решает важную научно-техническую, экономическую и экологическую проблемы, порожденным современным топливно-энергетическим производством.

Библиографический список

1. Энциклопедия эрлифтов / Ф.А. Папаяни, Л.Н. Козыряцкий, В.С. Пашенко, А.П. Кононенко. — Донецк, ДПИ, 1995. — 592 с.
2. Хакен Г. Синергетика / Г. Хакен. — М.: Мир, 1980. — 324 с.

Поступила в редакцию 21.04.2003 г.