

УДК 665. 622.2; 532.527

ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТА В ПОДВОДЯЩЕМ СОПЛЕ НА СКОРОСТЬ ДЕГАЗАЦИИ ДВУХФАЗНОЙ СМЕСИ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Бахмат Г.В., Кабес Е.Н.

ТюмГНГУ

В рассматриваемой работе описана математическая модель расчета необходимого перепада давления в подводящем сопле, обуславливающего лавинное газовыделение в рабочей зоне вихревой камеры.

Предложен способ расчета скорости зародышеобразования газовых пузырей в зависимости от физических, термодинамических свойств жидкости и технологических параметров работы вихревой камеры.

Изучением общей теории вихрей и ее прикладным использованием занимались как у нас в стране, так и за рубежом [1,2] Однако теоретическому изучению процессов происходящих при моделировании вихревого движения в многокомпонентных смесях уделялось недостаточно внимания, хотя этот вопрос имеет не только научный интерес, но и большое практическое значение.

В настоящее время проведены экспериментальные исследования по использованию вихревого эффекта при подготовке газоконденсата и нефти к транспортировке [3,4.] В данной работе предлагается математическая модель, описывающая нуклеацию и динамику дегазации двухфазной жидкости под действием градиента давления, возникающего при ее закручивании в вихревой камере.

Известно, что одной из основных проблем препятствующей широкому использованию конденсата как источника углеводородного сырья является необходимость его дегазации. При этом этот процесс не должен сопровождаться большой потерей бутанов, пентанов и бензиновых фракций.

Ранее было показано, что повышение эффективности этого процесса можно достичь на пути рационального использования энергии потока конденсата, в частности за счет использования вихревых камер (сепараторов) [5].

Вихревой эффект (вихревые трубки) в потоках газа имеет широкое применение. Тем не менее, непосредственно для дегазации потока сырого конденсата и промысловой нефти использование этого эффекта сдерживается недостаточной изученностью процесса фазового разделения в вихревом потоке.

Представляется, что для достижения высокой эффективности в разделении фаз необходимо в конструировании вихревых камер исходить из условий нарушения термодинамической устойчивости раствора (газ – жидкость) в вихревом потоке.

Физической причиной процесса дегазации является фазовый переход первого рода вследствие потери устойчивости однородного состояния газ-жидкость. В неустойчивой системе под действием флуктуации неизбежно возникают отклонения от начального состояния, нарастающие со временем. Выделение критерия устойчивости можно начать с условия механической устойчивости:

$$(\partial P / \partial V)_T \leq 0, \quad (1)$$

где P – давление; V – объем; T – температура.

Знак «меньше» соответствует абсолютной устойчивости системы. Тогда как $(\partial P / \partial V)_T = 0$ отвечает состоянию безразличного равновесия.

В основе этого уравнения содержится условие равенства нулю градиента давления.

$$\frac{\partial P(V, T)}{\partial r} = \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_T \frac{\partial T}{\partial r} + \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T \frac{\partial V}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

$$P(r) = const$$

Первое слагаемое обращается в ноль при условии $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$, $T = const$, что соответствует однородному состоянию.

В состоянии безразличного равновесия из-за того, что $(\partial P / \partial V)_T = 0$ ничего нельзя сказать о распределении плотности по объему $\rho(r)$. Для того чтобы найти вид $\rho(r)$ для этого случая и в дальнейшем определить критерий устойчивости необходимо обратиться к термодинамике систем с флуктуациями.

Исходя из возможности существования метастабильного состояния устойчивого по отношению к флуктуации плотности, можно произвести оценку вероятности такой флуктуации в объеме ΔV .

$$w_V \sim \exp[(\Delta V)^2 (\partial P / \partial V)_T / 2kT]. \quad (3)$$

Это же выражение можно записать с учетом нормировки

$$w = \left(\frac{V}{2\pi V_0 \tilde{\chi} kT} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{\rho V_0 \left(\frac{\Delta V}{V_0} \right)^2}{2kT \tilde{\chi}} \right], \quad (4)$$

где $\tilde{\chi}$ – изотермическая сжимаемость, V_0 – объем молекулярного взаимодействия.

В качестве оценки можно использовать данные для воды при $T = 300^\circ\text{C}$:

$$\frac{\rho V_0 \left(\frac{\Delta V}{V_0} \right)^2}{2kT \tilde{\chi}} \sim 10^{28} \mu^{-3} \cdot V_0, \quad (5)$$

$$\left(\frac{1}{2\pi V_0 \tilde{\chi} kT} \right)^{1/2} \sim 10^{14} \mu^{-1/2} \cdot V_0, \quad (6)$$

Следовательно, флуктуационное зарождение новой фазы может происходить только в малых областях исследуемого объема.

Это обстоятельство говорит о возможности увеличения скорости процесса дегазации в вихревой камере. Поскольку для малых объемов не требуется большого перепада давления, процесс газовыделения можно инициировать уже на вводе в вихревую камеру, непосредственно в подводящем сопле. Это не только значительно ускорит развитие гетерогенного процесса нуклеации в вихревой камере, но и приведет к протеканию газовыделения в большем объеме, как бы к «вскипанию» жидкости. При этом поле центробежных сил будет поддерживать необходимую степень метастабильности газонасыщенной жидкости.

Выделим необходимые условия. Критический размер зародыша новой фазы определяется известным соотношением [6,7]

$$R_c = 2\sigma / |\bar{P} - P'|, \quad (7)$$

где σ - поверхностное натяжение, $|\bar{P} - P'|$ - разность давлений в точке наблюдения и внутри зародыша. Определение давления внутри зародыша является сложной задачей. Однако, как следует из выражений (5,6) флуктуационное зарождение новой фазы происходит в малых областях, поэтому разность давлений $|\bar{P} - P'|$ в выражении (7) можно заменить на разность давлений $(P_s - \bar{P})$, где P_s - давление на бинодали, а \bar{P} - необходимое среднее давление в среде. Это позволит избежать расчета давления внутри газового пузыря. Как показано в работе [6], в рамках приближения $d/R_0 \leq 1$, (где d - диаметр молекулы, R_0 - радиус действия сил притяжения между молекулами) справедлива оценочная формула

$$R_i = \frac{9R_0P_c}{2(P_s - \bar{P})} = \frac{9}{2} \frac{\tilde{\chi}^2 R_0 P_c}{(|P_s - \bar{P}|)}, \quad (8)$$

где $\tilde{\chi} = \bar{\rho}/\rho_c$, ρ_c - критическая плотность, $\bar{\rho}$ - средняя плотность, P_c - критическое давление.

Для большого ряда жидкостей (углекислота, этилен, метан, бензол и др.)

$$V_c \approx (4 \div 5)V_0, \text{ где } V_0 = \frac{4}{3} \pi r_0^3, \text{ } r_0 - \text{ радиус молекулы.}$$

На первый взгляд кажется возможным воспользоваться этим приближением для расчета технических характеристик вихревой камеры.

Однако, учитывая, что процесс дегазации в вихревой камере является неравновесным, выбор критериев должен строиться из анализа динамических процессов.

В простейшем случае процессу дегазации можно поставить в соответствии стохастическое уравнение

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n + f(t)n, \quad (9)$$

в котором α - постоянная скорость распада, $f(t)$ - случайная со временем скорость размножения. Нам необходимо выделить условия, при которых концентрация газа (n), будет неограниченно возрастать. После интегрирования (9) получим

$$\bar{n}(t) = n_0 e^{-\alpha t} \left\langle \exp\left(\int_0^t f(t') dt'\right) \right\rangle. \quad (10)$$

Последний сомножитель может быть выражен через производящий функционал [6]

$$\Phi = \left\langle \exp\left(\int_0^t f(t') dt'\right) \right\rangle. \quad (11)$$

Будем считать, что процесс дегазации представляет собой наложение независимых очагов выделения газа длительностью τ_0 и интенсивностью J , возникающих в случайные моменты времени

$$f(t) = \sum J\theta(t - t_i), \quad (12)$$

где $\theta(\tau) = 1; 0 < \tau < \tau_0; \theta(\tau) = 0$ при $\tau < 0, \tau > \tau_0$

Выберем среднее число очагов \bar{m} , тогда можно записать производящий функционал пуассоновского процесса:

$$\begin{aligned} \langle n(t) \rangle &= n_0 \exp[(\bar{m}(e^{J\tau_0} - 1) - \alpha)t]. \\ \Phi &= \exp\left\{ \bar{m} \int_0^t [1 - \exp(-J \int_0^{t'} \theta(t' - t) dt)] dt' \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

Это дает возможность получения возрастания концентрации в среднем по ансамблю.

$$\langle n(t) \rangle = n_0 \exp[(\bar{m}(e^{J\tau_0} - 1) - \alpha)t]. \quad (14)$$

Из анализа выражения видно, что нарастающая неустойчивость выделения газа будет наблюдаться при среднем числе очагов

$$\bar{m} = \alpha(e^{J\tau_0} - 1)^{-1}. \quad (15)$$

Рассмотрим простейший случай ($J\tau_0 \ll 1$) это дает $\bar{m} = \frac{\alpha}{J\tau_0}$ фактически определяющий равенства средней скорости дегазации и скорости распада газового пузырька.

Процесс разрушения газовых пузырей определяется диффузией молекул газа в жидкость. Дрейфовая скорость молекул зависит от изменения химического потенциала системы μ и может быть получена на основе соотношения Эйнштейна между подвижностью и коэффициентом диффузии D_ℓ [7].

$$\omega = \frac{D_\ell}{T} \frac{d\mu}{dx}. \quad (16)$$

Мы будем использовать одномерную модель диффузионного разрушения сферического зародыша. Выражения для стока молекул с поверхности зародыша можно определить следующим образом:

$$\alpha = 4\pi r^2 \omega \rho_g, \quad (17)$$

где ρ_g – плотность газа, r – радиус зародыша.

Разность химических потенциалов на границе пузырька газа и жидкости определит силу действующего на молекулы жидкости

$$\Delta\mu = \mu_\ell - \mu_r = \int_0^\infty F(r) dr. \quad (18)$$

Формула приведена исходя из эквивалентности встречного потока молекул жидкости молекулам газа в процессе разрушения зародышей. Получим выражения для силы действующей на молекулы жидкости, осаждающихся на зародыш.

$$F(r) = \frac{R}{r^2} \Delta\mu. \quad (19)$$

Отсюда на основе формулы (16) получим выражение для дрейфовой скорости

$$\omega = \frac{R_0}{r^2} \frac{D_\ell}{T} (\mu_\ell - \mu_r), \quad (20)$$

полный поток молекул жидкости на газовый пузырек будет

$$\alpha = 4\pi r^2 \omega \rho_\ell = 4\pi R \rho_\ell \frac{D_\ell}{T} (\mu_\ell - \mu_r). \quad (21)$$

В общем случае уравнение образования газовых зародышей должно включать конвективный перенос

$$\frac{\partial n_g}{\partial t} + \frac{\partial \nu n_g}{\partial x} = H, \quad (22)$$

где H – скорость нуклеации в единицу времени.

Исходя из гомогенной теории зародышеобразования [8]

$$H = c \cdot \rho_\ell \left(\frac{N}{m} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi}} \exp\left\{ -\frac{W}{kT} \right\}, \quad (23)$$

где c – размерная константа; N – число Авогадро; m – масса молекулы; ρ_ℓ –

плотность жидкости; k – постоянная Больцмана; T – температура, W – энергия активации.

Энергию активации для случая начального этапа образования пузырей газа можно определить из экспериментов эмпирическими методами [9]. Таким образом, критические условия, определяющие начало лавинного нарастания газовой выделения можно выразить, воспользовавшись выражениями (15), (21), (23), в пренебрежении конвективного переноса

$$4\pi R \frac{D_\ell}{T} \Delta\mu = \rho_\ell \left(\frac{N}{m}\right)^{3/2} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi}} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right). \quad (24)$$

Это условие совместно с (8) позволяет выделить необходимый перепад давления в подводящем сопле.

$$\Delta P = \frac{18\pi^{3/2} R_o P_c D_\ell \Delta\mu \cdot \exp\left(\frac{W}{kT}\right) \cdot \tilde{\chi}^2}{c p_\ell \left(\frac{N}{m}\right)^{3/2} (2\sigma)^{1/2}} \quad (25)$$

Литература

1. Смутьский И.И. Аэродинамика и процессы в вихревых камерах. Новосибирск.: Наука. 1992. 300 с.
2. Пуанкаре А. Теория вихрей. Москва-Ижевск. 2000. 160 с.
3. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. М.:Машиностроение, 1969. 320 с.
4. Гольдштик М.А. Вихревые потоки. Новосибирск.: Наука СО РАН. 1981. 365с.
5. Антонова Е.О. Бахмат Г.В. и др. Теплообмен при трубопроводном транспорте нефти и газа. СПб.: Недра. 1999. 228 с.
6. Бойко В.Г. Сысоев В.М. Чалый Могель. Особенности метастабильных состояний при фазовых переходах жидкость-пар. УФН. 1991. т.161. с.72-111.
7. Френкель Я.И. Кинематическая теория жидкости. Л.: Наука. 1975. 342 с.

8. Бойко В.Г. Сысоев В.М. Чалый Киев ИТФ АН УССР Препринт 1989. 88-155с.

9. Кумзерова В.Ю. Шмидт А.А. Численное моделирование нуклеации и динамики пузырьков газа при быстром падении давления жидкости. ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 7. С. 36-40.