

© Г.В. БАХМАТ, Н.С. КОРНЕЕВА, Ю.В. ПАХАРУКОВ

gennadiy.bakhmat@gmail.com

УДК 665.633:621.928.37:669.017.118

РАСЧЕТЫ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ ПРИ ВЫХОДЕ СИСТЕМЫ «ЖИДКОСТЬ-ГАЗ» ИЗ ОБЛАСТИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

АННОТАЦИЯ. В работе рассмотрен процесс дегазации жидкости в вихревой камере. Найдена связь между неустойчивостью однородного состояния жидкость-газ и эволюцией флуктуаций концентрации. Показано, что величина корреляционного радиуса меняет кинетическую зависимость процесса дегазации, делает ее не экспоненциальной. Получена зависимость интенсивности газовыделения от времени пребывания в вихревой камере.

SUMMARY. The liquid degasation process in the vortex chamber was considered. The relation between instability of uniform liquid-gas state and evolution of concentration fluctuations was found. It was shown that a correlation radius value changed kinetic dependence of the degasation process to non exponential mode. The dependence of the intensity of gas release from the residence time in the vortex chamber.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА. Дегазация, вихревая камера, метастабильные состояния, флуктуации, неустойчивое состояние жидкость-газ.

KEY WORDS. Degassing, vortex chamber, metastable states, fluctuations, unstable state of the liquid-gas.

В рассматриваемой задаче жидкость с растворенным газом в результате вращательного движения оказывается в состоянии близком к состоянию абсолютной неустойчивости [1]. В этом случае процесс дегазации является результатом фазового перехода первого рода вследствие сильно развитых флуктуаций.

Гидродинамике закрученного потока в цилиндрических камерах посвящено много работ [1-3]. Несмотря на это, до сих пор не удается найти аналитического решения.

Ниже будет рассмотрена интенсивность газовыделения в рамках выбранного приближения. Учитывая, что нас интересует зависимость процесса дегазации от времени, а не характер движения пузырьков газа, можно ввести приближения. Рассмотрим слой жидкости, над которым происходит выделение в газовую фазу при условии постоянства давления. В этом случае справедливо считать задачу одномерной. При этом направление силы тяжести будет совпадать с направлением координаты Z . Поверхностный слой будет соответствовать значению $Z=0$. Запишем кинетическое уравнение с учетом распределения пузырьков по массе для плотности газовой фазы в растворе [3]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} - \int_0^{\infty} n I_D dm - \int_0^{\infty} J m dm, \quad (1)$$

где D — коэффициент диффузии газа в жидкости, n — концентрация газа, m — масса пузырька, $I_D = \frac{dm_i}{dt}$ — диффузионный поток на поверхности пузырька, J — скорость нуклеации пузырька.

Решение этого уравнения будем искать согласно методу, изложенному в работе [3]. Считая, что пузырьки образуются в единице объема в единицу времени, как центры размножения, I_D можно аппроксимировать выражением.

$$I_D = N_s \delta(m - m_n),$$

где δ — дельта функция, N_s — число пузырьков.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - N_s m_s \int_z^H \frac{J N_s}{u} dx', \quad (2)$$

где u — скорость всплытия пузырька, N_s — число зародышей в единицу времени, H — высота вихревой камеры.

Выражение (2) записано в пренебрежении взаимодействия между пузырьками при всплытии.

При движении пузырька на его поверхности образуется диффузионный слой, в котором происходит основное изменение концентрации растворенного газа. Тогда пузырек можно считать не растущим, а всплывающим с постоянной скоростью. Такой подход может быть справедлив при небольших числах Рейнольдса.

Как следует из работ [1], [3], для пузырька может быть использовано следующее приближение:

$$I_D = 8 \left(\frac{\pi D u}{2R} \right)^{1/2} R (\rho_l - \rho_{l0}), \quad (3)$$

где $u = LR^2$ — скорость всплытия, она же скорость осаждения растворенного газа на пузырек, L — коэффициент размерности, ρ_{l0} — начальная плотность газа в жидкости.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_l V_s N_s - \frac{D^{2/3}}{L^{2/3}} (\rho_l - \rho_{l0}) \int_z^H N_s dZ'. \quad (4)$$

Из выражения (4) видно, что для решения уравнения необходимо знать число зародившихся пузырьков N_s .

Для наших исследований наибольший интерес представляет область сильно развитых флуктуаций, где все еще остается справедливой аналогия с критическими явлениями. Эта аналогия позволяет корректно описать свойства метастабильных состояний вблизи спинодали. В этом случае все еще можно использовать классический подход, основанный на приближении среднего поля [4]. Разложим уравнение состояния в ряд с учетом термодинамического условия

спинодали $\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T = 0$.

$$\Delta P = \frac{\partial \Delta P}{\partial \tau} \tau + \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial \Delta V \partial \tau} \Delta V \tau + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \Delta P}{\partial \Delta V^2} \right)_\tau \Delta V^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{\partial^3 \Delta P}{\partial \Delta V^3} \right)_\tau \Delta V^3, \quad (5)$$

где $\Delta P = \frac{P - P_s}{P_s}$, $\Delta V = \frac{V - V_s}{V_s}$, $\tau = \frac{T - T_s}{T_s}$, s — индекс спинодали.

Полученное выражение может быть преобразовано для случая изотермического вторжения в метастабильную область:

$$\Delta P = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \Delta P}{\partial \Delta V^2} \right) \Delta V_s \Delta V + \frac{1}{3} \left(\frac{\partial^3 \Delta P}{\partial \Delta V^3} \right) \Delta V_s^2 \Delta V. \quad (6)$$

Известно, что псевдокритические индексы являются следствием универсальности параметров, отражающих особенности физических свойств системы. В нашем случае важно знать показатель зависимости в уравнении состояния (δ).

$$\Delta P \approx |\Delta V|^{-\delta}, T = \text{const.}$$

Из формулы (6) следует, что в псевдокритической области выполняется условие:

$$\Delta V_s \gg \frac{\left(\frac{\partial^3 \Delta P}{\partial \Delta V^3} \right) \Delta V}{3 \left(\frac{\partial^2 \Delta P}{\partial \Delta V^2} \right)}. \quad (7)$$

Следовательно, основным будет первое слагаемое в (6):

$$\Delta P \approx (\Delta V)^2 \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \Delta P}{\partial \Delta V^2} \right) \quad (8)$$

то есть $\delta = 2$.

Если система только приближается к критической области, то существенное влияние будет оказывать второе слагаемое, что изменит условие (8):

$$\Delta P \approx (\Delta V)^2 f \left(\frac{\Delta V_s}{\Delta V} \right), \quad (9)$$

$$\frac{\Delta V_s}{\Delta V} \approx \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial \Delta V^2} \Delta V.$$

В первом приближении можно считать:

$$f \approx \frac{\text{const}}{\Delta V}, \Delta P \approx \text{const} \Delta V.$$

Таким образом, мы определяем интервал, ограничивающий δ , $1 < \delta < 2$.

Найдем связь между N_3 и ΔP . Пусть в объеме ΔV , в интервале Δt имеется изолированный кластер, на котором из объема идет осаждение газа. Запишем обобщенное уравнение для выделения газа:

$$\frac{dn}{dt} = D \Delta n + f(\tau, t), 0 \leq t \leq \tau_0, \quad (10)$$

$f(\tau, t)$ — случайная функция распределения зародышей газовых пузырьков, n — концентрация, D — коэффициент диффузии газа в жидкости, τ_0 — время жизни зародыша. Формально это уравнение совпадает с уравнением Шредингера с мнимым временем и потенциалом $U(r, t) = -f(r, t)$, $(\hbar^2/2m) \rightarrow D$. Макси-

мальное собственное значение λ_0 отвечает самому глубокому уровню для потенциала $U(r, t)$. Если R_l — критический размер зародыша, то

$$\lambda_0 \tau_0 \gg 1, \lambda_0 R_l^2 \gg D, \tau_0 \gg 1/\lambda_0, \quad (11)$$

то есть потенциал $U(r, t) = -f(r, t)$ является медленно меняющейся функцией. В результате прирост на зародышах будет определяться выражением:

$$\Delta N = n(0) \exp \int_0^{\Delta t} \lambda(\tau) d\tau. \quad (12)$$

Введем параметр $\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(t) dt$.

Пусть $P(\theta)$ — вероятность того, что в единице объема в единицу времени в среде возникает газовый пузырек с параметром θ . Тогда прирост газа будет:

$$\overline{\Delta N} = n_0 \int_0^{\infty} P(\theta) \exp(\theta) d\theta = \Delta P \frac{\theta^*}{kT}, \quad (13)$$

где $\theta = \int e^{\theta} P(\theta) d\theta$.

В результате из (13) с учетом (8), получим:

$$N_s \approx \Delta P \approx (\Delta \rho)^\delta, \quad \text{где } 1 < \delta < 2. \quad (14)$$

Поскольку $\Delta P \approx (\rho_l - \rho_{l0})^\delta \approx (c_l - c_0)^\delta$, где c_0 — равновесное значение концентрации, соответствующее значению на бинодали $c_p = c_b$. Следовательно, зародышей в начальный момент будет:

$$N_s \approx N_0 \left(\frac{c_l - c_p}{c_{l0} - c_p} \right)^\delta. \quad (15)$$

Введем безразмерную переменную $\bar{z} = \frac{z}{H}$, $\tau = 8N_0 D^{2/3} t$ и преобразуем исследуемое уравнение:

$$\frac{\partial c_l}{\partial \tau} = -\frac{(\Delta c_l)^\delta}{Y_0} - (c_l - c_p) \int_0^1 (\Delta c)^\delta d\bar{z}, \quad (16)$$

$$\text{где } \Delta c_l = \frac{c_l - c_p}{c_{l0} - c_p}, \quad Y_0 = 6D^{2/3} \rho_l \frac{RTH}{\pi R_0^3 L^{2/3} \mu B}$$

где R — газовая постоянная, H — глубина жидкости в вихревой камере, B — множитель, зависящий от диаметра камеры, R_0 — размер пузырька.

Второе слагаемое фактически отвечает за процесс увеличения концентрации выделившегося газа в процессе всплытия пузырьков за счет осаждения растворенного газа. Поэтому, если речь идет о выделении газа на глубине за счет образования пузырьков, то вторым слагаемым можно пренебречь.

$$\frac{\partial c}{\partial t} \approx -\frac{(\Delta c)^\delta}{Y_0} \quad (17)$$

Решение уравнения (17) имеет вид:

$$\Delta l = \exp\left(-\frac{\tau}{Y_0}\right), \text{ при } \delta=1. \quad (18)$$

Сравним процесс дегазации с экспериментальными значениями. Эффективность дегазации можно определить параметром E , равным отношению выделившегося за время t газа к полному количеству газа:

$$E = \int_0^t \frac{dc}{dt}(c - c_p) dt = 1 - \int_0^1 \Delta c d\bar{z}. \quad (19)$$

Зависимость (19) представлена на рис. 1, здесь же приведено сравнение с экспериментальными результатами.

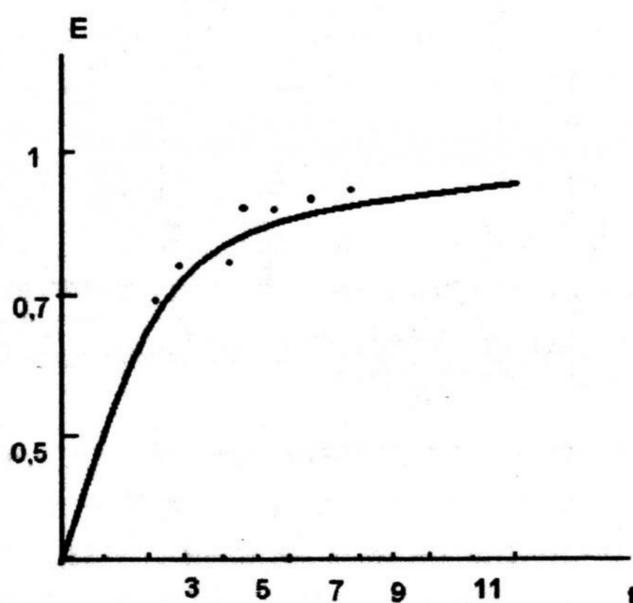


Рис. 1. Зависимость эффективности дегазации от времени (экспериментальные данные [1])

Выводы

1. В течение первых 3 секунд эффективность дегазации в изученной вихревой камере возрастает до значения свыше 0,7, а затем медленно приближается к единице.

2. Полученная зависимость эффективности дегазации от времени позволяет оценивать время установления равновесия.

3. Для рассмотренной вихревой камеры время достижения максимума эффективности дегазации составляет примерно 6 секунд.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бахмат Г.В., Пахаруков Ю.В., Кабес Е.Н. Разделение газожидкостных смесей в вихревых аппаратах. Тюмень: Изд-во ТюмГУ, 2007, 203 с.
2. Гольдштик М.А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука СО РАН, 1981. 430 с.
3. Синайский Э.Г., Лапига Е.Я., Зайцев Ю.В. Сепарация многофазных многокомпонентных смесей. М.: Недра, 2002. 760 с.
4. Бойко В.Г., Могель Х.П., Сысоев В.М., Чалый А.В. Особенности метастабильных состояний при фазовых переходах жидкость-пар // УФН. 1991, Т. 161. № 2.