

03

©1992 г.

КИНЕТИКА ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ КОНДЕНСАЦИИ НА ЭТАПЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОСНОВНОЙ МАССЫ ЖИДКОЙ ФАЗЫ. СВЕДЕНИЕ ДВУХМЕРНОЙ ТЕОРИИ К ОДНОМЕРНОЙ

Ю.Ш. Джикаев

Исследуется вторая стадия кинетики двухкомпонентной конденсации. Получено трансцендентное уравнение для определения средней концентрации раствора в капле на этой стадии. Задача нахождения спектра размеров капель на второй стадии (с учетом существенного на этой стадии истощения исходной смеси паров) сведена к решению аналогичной задачи в кинетике гомогенной однокомпонентной конденсации.

В последнее время чрезвычайную актуальность приобрели исследования, как теоретические, так и экспериментальные процессов, влияющих на экологическое состояние окружающей среды. Таковым, несомненно, является и двухкомпонентная конденсация — широко распространенный в природе и важный для технических приложений процесс образования капель жидкого раствора двух веществ в метастабильной смеси паров этих веществ. Примерами двухкомпонентной конденсации могут служить, например, образование двухкомпонентных аэрозолей в атмосфере с последующим их выпадением в виде атмосферных осадков, конденсация в соплах реактивных двигателей, образование химических аэрозолей в технологических процессах и т.д.

Некоторым проблемам кинетической теории гомогенной двухкомпонентной конденсации в изотермическом режиме и посвящена представляемая работа.

В процессе гомогенного образования новой фазы различают три стадии. На первой из них возникают зародыши новой фазы, служащие затем центрами конденсации. На второй совершается собственно фазовый переход — основная масса метастабильной фазы переходит в стабильное состояние. На третьей стадии происходит переконденсация — рост больших капель стабильной фазы за счет испарения малых. Первая и вторая стадия в совокупности составляют этап образования основной массы новой фазы.

В настоящее время существует достаточно полное и надежное теоретическое описание всех трех стадий гомогенной конденсации однокомпо-

нентного пара. В исследовании первой и особенно второй стадий значительный вклад внесли Ф.М.Куни, А.П.Гринин и др. (см., например, [1-5]), а третья стадия была исследована в известных работах Е.М.Лифшица и В.В.Слезова [6].

Проблема построения кинетической теории гомогенного процесса конденсации в смеси паров двух веществ решена лишь частично: исследована только первая стадия этого процесса — стадия двухкомпонентной нуклеации [7,8]. В работе [7], кроме того, получено трансцендентное уравнение для определения концентрации компонентов в больших каплях на второй стадии. Третья стадия двухкомпонентной конденсации до сих пор не исследовалась вовсе.

Представляемая работа распространяет на двухкомпонентную теорию развитый в [5] для однокомпонентной гомогенной конденсации метод описания этапа образования основной массы новой фазы. Изложение ведется на примере изотермической двухкомпонентной конденсации при свободномолекулярном режиме обмена молекулами между каплями и смесью паров, в которой гетерогенные центры конденсации отсутствуют.

Предположим, что в момент времени $t = 0$ в рассматриваемом объеме, где первоначально капли отсутствовали, образовались метастабильная смесь паров двух веществ (условие метастабильности двухкомпонентной смеси паров получено в [8]). Через $\zeta_i(t)$ ($i = 1, 2$) обозначим пересыщение пара i -го компонента над плоской поверхностью своей жидкой фазы в момент времени t

$$\zeta_i(t) = \frac{n_i(t) - n_{i\infty}^{(i)}}{n_{i\infty}^{(i)}} \quad (1)$$

Здесь $n_i(t)$ — плотность числа молекул пара i -го компонента в конденсирующейся смеси; $n_{i\infty}^{(1)}$ — плотность числа молекул пара i -го компонента, насыщенного над плоской поверхностью своей жидкой фазы при данной температуре T среды.

В первые моменты времени эволюция системы протекает так, как если бы в ней устанавливался стационарный режим двухкомпонентной конденсации при начальных значениях пересыщений ζ_1 и ζ_2 . Необходимое для этого условие постоянства пересыщений удовлетворяется просто потому, что формирование начального участка стационарного спектра размеров капель не связано с заметным потреблением каплями вещества из смеси паров.

В работах [7,8] показано, что процесс двухкомпонентной нуклеации представляет собой преодоление зародышами раствора активационного барьера, задаваемого работой образования зародыша. В работах [8,9] показано, что активационный барьер двухкомпонентной нуклеации может иметь несколько точек, в окрестности каждой из которых он имеет форму седла. Именно в окрестности седловой точки и преодолевают зародыши активационный барьер в процессе своего флуктуационного роста (под окрестностью седловой точки подразумевается область изменения переменных состояния зародыша, в которой работа образования изменяется относительно значения в седловой точке примерно на единицу тепловой энергии $k_b T$, k_b — постоянная Больцмана).

Капли двухкомпонентного раствора будем характеризовать числами ν_1 и ν_2 содержащихся в ней молекул первого и второго компонентов. За-

зародыш с характеристиками ν_{1c} и ν_{2c} (индексом с помечаем величины, отвечающие зародышу в седловой точке) будем называть критическим зародышем, а область седловой точки — околоседловой областью. Для простоты ограничимся рассмотрением случая когда активационный барьер имеет единственную седловую точку.

На основе метода полного разделения переменных кинетического уравнения двухкомпонентной нуклеации в работе [8] найдена оценка времени t'_s установления стационарного режима двухкомпонентной нуклеации во всей околоседловой области. Опираясь на результаты работы [1], естественно предположить, что за время t_s , которое не более чем на порядок больше времени t_s , сформируется начальный участок стационарного спектра размеров капель вплоть до размеров, значительно превышающих размеры критического зародыша. Через ν_{1s} и ν_{2s} обозначим границы области $\nu_1 \leq \nu_{1s}(\zeta_1(0), \zeta_2(0))$, $\nu_2 \leq \nu_{2s}(\zeta_1(0), \zeta_2(0))$ на плоскости переменных состояния зародыша, в которой за время t_s сформируется стационарный спектр размеров капель (пересыщения ζ_1 и ζ_2 на основании [1,5] можно при этом считать постоянными и равными своим начальным значениям $\zeta_1(0)$ и $\zeta_2(0)$).

По мере образования капель с $\nu_1 \gg \nu_{1s}$, $\nu_2 \gg \nu_{2s}$ пересыщения ζ_1 и ζ_2 начинают уменьшаться, однако до фактического прекращения зарождения новых капель (т.е. до конца первой стадии) относительные изменения пересыщений за время порядка $t_s(\zeta_1, \zeta_2)$ остаются малыми (аргументы ζ_1 , ζ_2 у t_s указывают на зависимость времени t_s от текущих значений ζ_1 и ζ_2 посредством зависимости ν_{1s} и ν_{2s} от ζ_1 , ζ_2). На данном этапе за единицу времени в единице объема системы появляется число капель с $\nu_1 = \nu_{1s}(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$, $\nu_2 = \nu_{2s}(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$, равное стационарной скорости $I(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$ в двухкомпонентной нуклеации [8] при текущих значениях пересыщений ζ_1 и ζ_2 .

В спектре размеров капель интерес представляют только такие его части, протяженность и время формирования которых много больше значений $\nu_{1s}(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$, $\nu_{2s}(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$, и $t_s(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$, на первой стадии соответственно. Ввиду этого при описании процесса формирования спектра пренебрежем диффузией капель в пространстве размеров, существенной лишь в области $\nu_1 \leq \nu_{1s}(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$, $\nu_2 \leq \nu_{2s}(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$. Следовательно, в кинетическом уравнении двухкомпонентной нуклеации Рейса [8,10] можно пренебречь производными второго порядка и записать его в виде

$$\partial_t f(\nu_1, \nu_2, t) = \{-\partial_{\nu_1} \dot{\nu}_1 - \partial_{\nu_2} \dot{\nu}_2\} f(\nu_1, \nu_2, t), \quad (2)$$

где введены сокращенные обозначения $\partial_t = \partial/\partial t$ и т.д. для операторов дифференцирования; $f(\nu_1, \nu_2, t)$ — распределение капель по переменным ν_1 , ν_2 в момент времени t ; $\dot{\nu}_i \equiv d\nu_i/dt$ ($i = 1, 2$) — независящая от распределения капель скорость регулярного увеличения во времени i -го компонента.

Определим концентрацию χ раствора в капле (или просто концентрацию капли) как

$$\chi = \nu_1/(\nu_1 + \nu_2). \quad (3)$$

Для скорости $\dot{\nu}_1$ и $\dot{\nu}_2$ в существенно закрытой области размеров каплей $\nu_1 > \nu_{1s}(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$, $\nu_2 > \nu_{2s}(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$ можно получить

$$\dot{\nu}_i = \frac{3S_i(t, \chi)}{\tau_i(\chi)} (\nu_1 + \nu_2)^{2/3} \quad (i = 1, 2), \quad (4)$$

где

$$S_i(t, \chi) = \frac{n_i(t) - n_{i\infty}(\chi)}{n_{i\infty}(\chi)} \quad (i = 1, 2), \quad (5)$$

$$n_{1\infty}(\chi) = n_{1\infty}^{(1)} \chi f_1(\chi), \quad n_{2\infty}(\chi) = n_{2\infty}^{(2)} (1 - \chi) f_2(\chi), \quad (6)$$

$$\tau_i(\chi) = \left\{ \alpha_{ki} v_{Ti} n_{i\infty}(\chi) [\pi v^2 / 48]^{1/3} \right\}^{-1} \quad (i = 1, 2), \quad (7)$$

$f_1(\chi)$ и $f_2(\chi)$ — коэффициенты активности первого и второго компонентов в растворе с концентрацией χ ; α_{ki} и v_{Ti} ($i = 1, 2$) — коэффициент конденсации и средняя тепловая скорость молекул i -го компонента смеси паров; $v \equiv v(\chi)$ — объем, приходящийся на одну молекулу в капле (предполагается, что он зависит только от χ).

Пресыщения $s_1(t, \chi)$ и $s_2(t, \chi)$ связаны с пересыщениями $\zeta_1(t)$ и $\zeta_2(t)$ взаимно однозначными соотношениями

$$S_1(t, \chi) = \frac{[\zeta_1(t) + 1]}{\chi f_1(\chi)} - 1, \quad S_2(t, \chi) = \frac{[\zeta_2(t) + 1]}{(1 - \chi) f_2(\chi)} - 1, \quad (8)$$

поэтому в зависимости от удобства в дальнейшем будем пользоваться как пересыщениями ζ_1 и ζ_2 , так и пересыщениями s_1 и s_2 .

Введем величину ρ согласно

$$\rho = (\nu_1 + \nu_2)^{1/3}.$$

Вместо независимых переменных ν_1, ν_2 будем характеризовать каплю независимыми переменными ρ, χ .

Распределение капель по переменным ρ, χ в момент времени t обозначим через $n(\rho, \chi, t)$. Это распределение связано с распределением $f(\nu_1, \nu_2, t)$ соотношением

$$f(\nu_1, \nu_2, t) = \left| \frac{\partial(\rho, \chi)}{\partial(\nu_1, \nu_2)} \right| n(\rho, \chi, t), \quad (9)$$

где

$$\left| \frac{\partial(\rho, \chi)}{\partial(\nu_1, \nu_2)} \right| = \frac{1}{3\rho^5} \quad (10)$$

— якобиан преобразования переменных ν_1, ν_2 в переменные ρ, χ .

Перейдем в уравнении (2) от переменных ν_1, ν_2 к переменным ρ, χ . С учетом (4) получим уравнение, управляющее эволюцией во времени двухмерного распределения $n(\rho, \chi, t)$ в существенно закрытой области $\rho > \rho_s(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$ ($\rho_s \equiv (\nu_{1s} + \nu_{2s})^{1/3}$)

$$\partial_t n(\rho, \chi, t) = [-\partial_\rho \dot{\rho} - \partial_\chi \dot{\chi}] n(\rho, \chi, t), \quad (11)$$

где

$$\dot{\rho} \equiv \frac{d\rho}{dt} = \frac{S_1(t, \chi)}{\tau_1(\chi)} + \frac{S_2(t, \chi)}{\tau_2(\chi)}, \quad (12)$$

$$\dot{\chi} \equiv \frac{d\chi}{dt} = \frac{3}{\rho} \left[(1 - \chi) \frac{S_1(t, \chi)}{\tau_1(\chi)} - \chi \frac{S_2(t, \chi)}{\tau_2(\chi)} \right]. \quad (13)$$

В работе [8] показано, что переменная χ состояния зародыша в околокритической области является устойчивой переменной. На основании результатов работы [8] естественно предположить, что распределение капели по переменной χ в интересующей нас существенно закритической области имеет гауссовский вид, а среднее значение χ_0 переменной χ в этой области определяется из условия $\dot{\chi} = 0$. С учетом (13) для нахождения χ_0 получим уравнение

$$\alpha_{k1} v_{T1} n_{1\infty}^{(1)} (1 - \chi) [\zeta_1(t) + 1 - \chi f_1(\chi)] = \alpha_{k2} v_{T2} n_{2\infty}^{(2)} \chi [\zeta_2(t) + 1 - (1 - \chi) f_2(\chi)], \quad (14)$$

из которого следует, что χ_0 может функционально — через пересыщения ζ_1 и ζ_2 — зависеть от времени.

Уравнение для определения χ_0 , аналогичное уравнению (14), было получено в работе [7], в которой, однако, не учитывалось истощение смеси паров (существенное на второй стадии) и полагалось, что концентрация χ_0 раствора в капле во всей существенно закритической области размеров имеет постоянное значение.

В таблице приведены результаты численных расчетов величин χ_c и χ_0 для процесса двухкомпонентной конденсации в системе метанол (первый компонент) — циклогексан (второй компонент) при температуре $T = 298.15 \text{ K}$ при различных пересыщениях ζ_1 и ζ_2 . Величина χ_c определялась по изложенной в [8] методике. Величина χ_0 относится к самому началу второй стадии, когда пересыщения ζ_1 и ζ_2 еще можно считать равными своим начальным значениям. Для коэффициентов активности f_1 и f_2 использовались аппроксимации ван Лаара [9]

$$\ln f_1 = A \left[1 + \frac{A\chi}{B(1 - \chi)} \right]^{-2},$$

$$\ln f_2 = B \left[1 + \frac{B(1 - \chi)}{A\chi} \right]^{-2},$$

где A и B — безразмерные постоянные: $A = 2.660$, $B = 2.352$.

Коэффициенты конденсации α_{k1} и α_{k2} полагались равными 1.

Введем функцию $g(\rho, t)$ согласно

$$n(\rho, \chi, t) = g(\rho, t) [2\pi(\Delta\chi)^2]^{-1/2} \exp \left[-\frac{(\chi - \chi_0)^2}{2(\Delta\chi)^2} \right], \quad (15)$$

где $\Delta\chi$ — среднеквадратичная равновесная флуктуация концентрации раствора в капле.

Таблица.

ζ_1	ζ_2	χ_c	χ_0
0.5	0.5	0.946	0.768
	1.25	0.915	0.565
	3.75	0.097	0.245
1.0	0.5	0.976	0.832
	1.25	0.664	0.709
	3.75	0.916	0.419
1.5	0.5	0.987	0.862
	1.25	0.980	0.772
	3.75	0.957	0.526

Функция $g(\rho, t)$ представляет, очевидно, одномерное распределение капель по переменной ρ в момент времени t . Одномерное распределение $g(\rho, t)$, согласно (9), (13) и $\dot{\chi} = 0$, подчиняется в закритической области одномерному кинетическому уравнению

$$\partial_t g(\rho, t) = -\partial_\rho \dot{\rho} g(\rho, t) \quad (16)$$

и удовлетворяет граничному и начальному условиям

$$g(\rho, t)|_{\rho=\rho_s, t>t_s} = g_s(\zeta_1(t), \zeta_2(t)), \quad (17)$$

$$g(\rho, t)|_{\rho>\rho_s, t=t_s} = 0, \quad (18)$$

где $g_s(\zeta_1, \zeta_2)$ — одномерное стационарное распределение капель, сформировавшееся при текущих значениях пересыщений.

Поскольку в спектре размеров капель интерес представляют только такие его части, протяженность и время формирования которых много больше значений $\rho_s(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$ и $t_s(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$ на первой стадии, то условия (17), (18) можно записать в виде

$$g(\rho, t)|_{\rho=0, t>0} = g_s(\zeta_1(t), \zeta_2(t)), \quad (19)$$

$$g(\rho, t)|_{\rho>0, t=0} = 0. \quad (20)$$

Выражение (12) для скорости $\dot{\rho}$, справедливое при $\rho > \rho_s(\zeta_1(t), \zeta_2(t))$, распространим формально до $\rho = 0$. В результате участки спектра, формирующиеся в моменты времени t' области малых размеров с плотностью распределения капель

$$g_s(t') = I(\zeta_1(t'), \zeta_2(t')) \left[\frac{S_1(t', \chi_c)}{\tau_1(\chi_c)} + \frac{S_2(t', \chi_c)}{\tau_2(\chi_c)} \right], \quad (21)$$

смещаются затем как целое по оси ρ со скоростью $\dot{\rho}$.

Решение уравнения (16) при условиях (19), (20) есть

$$g(\rho, t) = \begin{cases} g_s(\zeta_1(\tilde{t}), \zeta_2(\tilde{t})) & \text{при } \rho < \rho(t), \\ 0 & \text{при } \rho > \rho(t), \end{cases} \quad (22)$$

где зависящий от ρ , t запаздывающий момент времени t и максимальная к моменту времени t характеристика капель $\rho(t)$ определяются из выражений

$$\rho = \int_{\bar{t}}^t dt' \left[\frac{S_1(t')}{\tau_1} + \frac{S_2(t')}{\tau_2} \right], \quad (23)$$

$$\rho(t) = \int_0^t dt' \left[\frac{S_1(t')}{\tau_1} + \frac{S_2(t')}{\tau_2} \right] \quad (24)$$

(здесь и далее аргумент χ_0 у величин s_1 , τ_1 , s_2 , τ_2 и т.д. опущен).

Структура стационарного распределения капель известна [8], но для нахождения спектра размеров капель необходимо еще определить зависимость пересыщений ζ_1 и ζ_2 от времени ввиду существенности истощения смеси паров на второй стадии двухкомпонентной конденсации. Для этого привлечем законы сохранения чисел молекул первого и второго компонентов в единице объема системы (отсутствие химических реакций в системе подразумевается), которые с учетом (22) запишутся в виде

$$\zeta_1(t) = \zeta_1(0) - \frac{\chi_0}{n_{1\infty}^{(1)}} \int_0^{\rho(t)} d\rho \rho^3 g_s(\zeta_1(\bar{t}), \zeta_2(\bar{t})), \quad (25)$$

$$\zeta_2(t) = \zeta_2(0) - \frac{(1 - \chi_0)}{n_{2\infty}^{(2)}} \int_0^{\rho(t)} d\rho \rho^3 g_s(\zeta_1(\bar{t}), \zeta_2(\bar{t})). \quad (26)$$

Определим через $g_s(\zeta_1(0), \zeta_2(0))$ величины ρ_{01} и ρ_{02} как

$$\rho_{01} = \left[\frac{4\zeta_1(0)n_{1\infty}^{(1)}}{\chi_0 g_s(\zeta_1(0), \zeta_2(0))} \right]^{1/4}, \quad (27)$$

$$\rho_{02} = \left[\frac{4\zeta_2(0)n_{2\infty}^{(2)}}{(1 - \chi_0) g_s(\zeta_1(0), \zeta_2(0))} \right]^{1/4} \quad (28)$$

и введем обозначения

$$z(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_{12}}, \quad x = \frac{(\rho(t) - \rho)}{\rho_{12}}, \quad (29)$$

где

$$\rho_{12} = \frac{1}{2}(\rho_{01} + \rho_{02}).$$

Переменная $z(t)$ характеризует положение фронта спектра, а переменная x характеризует положение точки спектра относительно фронта спектра.

Через $\phi_1(z)$ и $\phi_2(z)$ обозначим относительные уменьшения пересыщений ζ_1 и ζ_2 к текущему моменту времени $t = t(z)$

$$\phi_1(z) = \frac{\zeta_1(0) - \zeta_1(t(z))}{\zeta_1(0)}, \quad \phi_2(z) = \frac{\zeta_2(0) - \zeta_2(t(z))}{\zeta_2(0)}. \quad (30)$$

Наряду с $\phi_1(z)$ и $\phi_2(z)$ определим по аналогии с (30) функции $\phi_1(x)$ и $\phi_2(x)$, равные относительным уменьшениям пересыщений ζ_1 и ζ_2 к моменту времени $\tilde{t} = t(x)$ зарождения каплей, характеризуемых координатой x ,

$$\phi_1(x) = \frac{\zeta_1(0) - \zeta_1(t(x))}{\zeta_1(0)}, \quad \phi_2(x) = \frac{\zeta_2(0) - \zeta_2(t(x))}{\zeta_2(0)}. \quad (31)$$

Изменения пересыщений ζ_1 и ζ_2 наиболее сильно сказываются на величине экспоненты $\exp[-F(\zeta_1, \zeta_2)]$ ($F(\zeta_1 < \zeta_2)$ — работа образования критического зародыша в единицах тепловой энергии $k_B T$), входящей, как известно [8], множителем в $g_s(\zeta_1, \zeta_2)$. Запишем $\zeta_1(t(x))$ и $\zeta_2(t(x))$ как

$$\zeta_1(t(x)) \simeq \zeta_1(0)[1 + \phi_1(x)], \quad \zeta_2(t(x)) \simeq \zeta_2(0)[1 + \phi_2(x)] \quad (32)$$

и разложим $F(\zeta_1, \zeta_2)$ при $\zeta_1 = \zeta_1(t(x))$ и $\zeta_2 = \zeta_2(t(x))$ в ряд Тейлора по $\phi_1(x)$ и $\phi_2(x)$. Разложение представим в виде

$$F(\zeta_1, \zeta_2) = F(\zeta_1(0), \zeta_2(0)) + \Gamma_1 \phi_1(x) + \Gamma_2 \phi_2(x) + 0(\Gamma_1 \phi_1^2(x)) + 0(\Gamma_2 \phi_2^2(x)), \quad (33)$$

где

$$\Gamma_1 = -\zeta_1(0) \left(\frac{dF}{d\zeta_1} \right)_{\zeta_2} \Big|_{\zeta_1=\zeta_1(0), \zeta_2=\zeta_2(0)},$$

$$\Gamma_2 = -\zeta_2(0) \left(\frac{dF}{d\zeta_2} \right)_{\zeta_1} \Big|_{\zeta_1=\zeta_1(0), \zeta_2=\zeta_2(0)}, \quad (34)$$

в условиях макроскопического описания $\Gamma_i \gg 1$ ($i = 1, 2$). Через $0(y)$ обозначаем положительную величину порядка $|y|$.

Примем, что в существенной для баланса вещества части спектра размеров капель выполняются неравенства

$$\phi_i(x) \ll 1, \quad \Gamma_i \phi_i(x) \ll 1 \quad (i = 1, 2). \quad (35)$$

Здесь, следовательно, для $g_s(t(c)) \equiv g_s(\zeta_1(\tilde{t}), \zeta_2(\tilde{t}))$ справедливо

$$g_s(t(x)) = g_s(0) \exp[-\Gamma_1 \phi_1(x) - \Gamma_2 \phi_2(x)] \times$$

$$\times [1 - 0(\phi_1(x)) - 0(\phi_2(x)) - 0(\Gamma_1 \phi_1^2(x)) - 0(\Gamma_2 \phi_2^2(x))], \quad (36)$$

где $g_s(0) \equiv g_s(\zeta_1(0) < \zeta_2(0))$; погрешности $-0(\phi_1(x))$ и $-0(\phi_2(x))$ связаны с заменой $\zeta_1(t(x))$ и $\zeta_2(t(x))$ на $\zeta_1(0)$ и $\zeta_2(0)$ в степенных по $\zeta_1(t(x))$ и

$\zeta_2(t(x))$ множителях в $g_s(t(x))$. Подстановка (36) в (25), (26) приводит к уравнениям

$$\phi_1(z) = 4 \frac{\rho_{12}^4}{\rho_{01}^4} \int_0^z dx (z-x)^3 \exp[-\Gamma_{12} \phi_1(x)], \quad (37)$$

$$\phi_2(z) = \frac{\rho_{01}^4}{\rho_{02}^4} \phi_1(z), \quad (38)$$

где

$$\Gamma_{12} = \Gamma_1 + \frac{\rho_{01}^4}{\rho_{02}^4} \Gamma_2.$$

Поскольку $\phi_1(z)$ и $\phi_2(z)$ линейно зависимы, а между z и t существует взаимно однозначная связь (согласно (12), (24), (29)), то задача определения зависимости пересыщений ζ_1 и ζ_2 от времени t сводится к решению аналогичной задачи одномерной теории — к решению одного интегрального уравнения (37) с одной неизвестной функцией. Этой проблеме и будут посвящены дальнейшие исследования.

Список литературы

- [1] Куни Ф.М., Гринин А.П. // Коллоид. журн. 1984. Т. 46. № 1. С. 23–26.
- [2] Куни Ф.М. // Препринт ИТФ-83-79Р. Киев, 1983.
- [3] Куни Ф.М., Гринин А.П. // Вестн. ЛГУ. Сер. физ., хим. 1982. № 22. С. 10–14.
- [4] Куни Ф.М., Гринин А.П., Кабанов А.С. // Коллоид. журн. 1983. Т. 45. № 3. С. 440–445.
- [5] Куни Ф.М., Гринин А.П. // Коллоид. журн. 1984. Т. 46. № 3. С. 460–465.
- [6] Лифшиц И.М., Слезов В.В. // ЖЭТФ. 1958. Т. 36. Вып. 2 (8) С. 479–491.
- [7] Stauffer D. // J. Aerosol Sci. 1976. Vol. 7 N 4. P. 319–333.
- [8] Melikhov A.A., Kurasov V.B., Djikaev Yu.Sh., Kuni F.M. // Preprint ITF-89-77E. Inst. Theor. Phys. Acad. Sci. Ukr. Kiev, 1989.
- [9] Rey A.K., Chalam M., Peters L.K. // J. Chem. Phys. 1986. Vol. 85. N 4. P. 2161–2168.
- [10] Reiss H. // J. Chem. Phys. 1950. Vol. 18. N 6. P. 840–848.

Северо-Осетинский университет им.К.Л.Хатагурова
Владикавказ

Поступило в Редакцию
2 сентября 1991 г.