

03  
**Микроструктура поля пересыщения при гомогенной нуклеации в парогазовой смеси**

© С.П. Фисенко

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Белоруссии,  
 220072 Минск, Белоруссия  
 e-mail: fsp@hmti.ac.by

(Поступило в Редакцию 25 мая 2012 г.)

На основе анализа процессов массообмена при росте капель из кластеров предложено объяснение существенной разницы между современными экспериментальными данными по скорости нуклеации и результатами классической теории нуклеации. Рассмотрены устройства непрерывного действия: ламинарная диффузионная камера и диффузионная камера.

**Введение**

Одно из самых больших количественных расхождений между теоретическими результатами и экспериментальными данными в настоящее время касается скорости нуклеации пересыщенных паров. Количественное расхождение между расчетами по изотермической скорости нуклеации кластеров конденсированной фазы [1] и результатами стационарных измерений скорости нуклеации составляет не менее трех порядков [2,3]! А может достигать 10 и более порядков. Более того, эта разница между теорией и экспериментом зависит от давления газа-носителя [4], с теоретической точки зрения никак не влияющего на кинетику изотермической нуклеации в газовой фазе [1,5–7]. Заметим, что основные попытки исследователей разрешить это противоречие направлены на расширение и уточнение термодинамического описания кластеров новой фазы, состоящих из примерно 100 молекул [8]. Пока эта важная работа не принесла успеха.

Цель данной работы — оценить влияние физических эффектов, связанных с ростом и движением кластеров конденсированной фазы, на возможность нуклеации. Как известно, измерения скорости нуклеации в подавляющем большинстве случаев основаны на подсчете числа капель, пересекающих плоскость лазерного ножа. При этом радиус капель примерно равен или больше одного микрона. Напомним, что характерный радиус критических кластеров в теории нуклеации порядка 1 nm. В процессе роста кластера до этапа детектирования его радиус увеличивается почти на три порядка. При этом возникает возможность гидродинамического взаимодействия между микронными каплями через локальные поля пересыщения вокруг них. Таким образом, в процессе роста кластеров и возможно появление разницы между экспериментально регистрируемой скоростью нуклеации  $J$  и теоретической скоростью нуклеации кластеров  $I$ . Отметим, что различные теории кинетики нуклеации дают выражения только для  $I$ , все расчеты делаются для пространственно однородной среды, где нет взаимодействия между кластерами.

Работа организована следующим образом. В первой части представлены основные результаты классической

теории нуклеации. Затем обсуждается специфика экспериментов по исследованию гомогенной нуклеации в диффузионной камере. В третьей части описаны результаты работы ламинарной диффузионной камеры и проявление эффектов микроструктуры поля пересыщения в зоне нуклеации. В заключении суммируются основные результаты анализа работы экспериментальных установок и влияние микроструктуры на экспериментальные результаты.

Предварительные результаты работы опубликованы в трудах конференции [9].

**Скорость нуклеации  $I$**

Согласно представлениям современной статистической физики неравновесных процессов, кинетика нуклеации — броуновское блуждание кластера новой фазы над термодинамическим барьером. Соответственно кинетическое уравнение для функции распределения кластеров по числу молекул описывается уравнением Крамерса–Зельдовича [5], являющимся специальным видом уравнения Фоккера–Планка. Первый интеграл стационарного решения этого уравнения определяет скорость нуклеации  $I$  — количество жизнеспособных кластеров, преодолевших термодинамический барьер в единицу времени в единице объема. Выражение для  $I$  имеет вид

$$I = CL_{11} \exp[-\Delta\Phi(g^*)/kT]\gamma, \tag{1}$$

где  $T$  — температура системы,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\gamma$  — фактор Зельдовича,  $g^*$  — число молекул в критическом кластере,  $L_{11}$  — односторонний поток молекул пара на критический кластер,  $C$  — нормировочная константа,  $\Delta\Phi(g^*)$  — свободная энергия образования критического зародыша. Вблизи максимума термодинамического барьера уравнение Крамерса–Зельдовича переходит в диффузионное уравнение, и характерное время нуклеации  $\tau$  можно рассчитать на основе стандартной оценки

$$\tau \sim \frac{(g^*)^2}{L_{11}}.$$

Для многих экспериментов при атмосферном давлении  $\tau \sim 1 \mu\text{s}$ .

Роль термодинамического барьера играет свободная энергия образования кластера новой фазы  $\Delta\Phi(g)$ . В капиллярном приближении выражение для  $\Delta\Phi(g)$  записывается как

$$\Delta\Phi(g) = -gkT \ln(S) + 4\pi R^2\sigma, \quad (2)$$

где  $S$  — пересыщение пара,  $R$  — радиус сферического кластера из  $g$  молекул,  $\sigma$  — поверхностное натяжение кластера. При этом значение  $\sigma$  принимается равным поверхностному натяжению макроскопической жидкости. Пересыщение  $S$  определяется как

$$S = \frac{n}{n_s(T)},$$

где  $n$  и  $n_s(T)$  — соответственно числовые плотности пара и насыщенного пара при температуре  $T$ .

Как следует из выражения (2), преодоление термодинамического барьера образования кластера возможно только в пересыщенном паре, когда  $S > 1$ . В этом случае после преодоления термодинамического барьера рост кластера ведет к понижению свободной энергии системы. Согласно (1), (2), выражение для скорости нуклеации  $I$  чрезвычайно сильно зависит от степени пересыщения  $S$ .

Важная предпосылка, неявно входящая в приведенные выше классические формулы для скорости нуклеации паров, что в результате кластеры образуются в пространственно однородной среде. Легко представить, однако, такую ситуацию, что, например, один из жизнеспособных кластеров сформировался чуть раньше. Тогда, как показывают расчеты примерно через  $10^{-5}$  с [4], кластер вырастет в каплю микронных размеров. Как изменится нуклеация пара в окрестности такой капли? Для ответа на этот вопрос о локальном поведении процесса нуклеации надо иметь детальную информацию о полях температуры и пересыщения в устройстве, в котором измеряется нуклеация. Эти поля существенно зависят от принципа работы прибора, в котором создается стационарное пересыщенное состояние пара. В двух разделах ниже рассмотрены особенности определения стационарной скорости нуклеации  $J$  в диффузионной камере и в ламинарной диффузионной камере.

## Диффузионная камера

В диффузионной камере высотой  $H$  тепло-массо-перенос между жидкостью на дне камеры и стекающей пленкой на верхней пластине идет в диффузионном режиме (рис. 1) [10–12]. Жидкость в нижнем бассейне имеет температуру примерно на 100 К выше, чем температура пластины, на которой идет конденсация паров. В зоне нуклеации примерно на высоте  $0.7H$  образуются кластеры, которые растут и падают под действием силы тяжести. На некоторой высоте над бассейном, когда

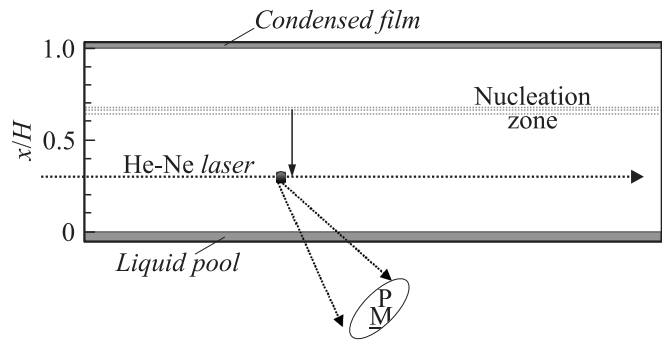


Рис. 1. Эскиз диффузионной камеры.

радиус каплей достигает несколько микрон, происходит их оптическое детектирование [4].

В зоне нуклеации находится экстремум безразмерной свободной энергии образования кластеров; обозначим ширину зону нуклеации  $d$ . Как показывают расчеты,  $d$  примерно равно  $0.1H$  [4]. Высота диффузионной камеры обычно не превышает 5 см, диаметр много больше высоты, так что в центральной части можно пользоваться одномерным описанием.

Для числовой плотности образовавшихся макроскопических каплей  $n(x, t)$  уравнение неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [vn] = J(x), \quad (3)$$

где  $v$  — скорость падающих каплей, зависящая от радиуса капли, силы сопротивления и силы термофореза. В стационарном режиме с учетом того факта, что кластеры новой фазы образуются в зоне нуклеации, после интегрирования уравнения (3) имеем простое соотношение для эффективной скорости нуклеации  $J$ , которую можно измерять оптическими приборами,

$$J = nv/d.$$

Обратим внимание, что произведение  $nv$  вне зоны нуклеации постоянно и в точности равно числу отсчетов  $K$  оптического счетчика каплей в единицу времени. Таким образом,

$$J = K/d. \quad (4)$$

Выражение (4) обычно применяется при обработке результатов экспериментальных исследований.

Если в зоне нуклеации появилась одна макроскопическая капля, то микроструктура поля пересыщения вокруг нее изменится. Прежде всего вблизи капли пересыщение резко уменьшится, так как на ее поверхности  $S = 1$ . В результате уменьшения пересыщения вокруг капли резко уменьшается вероятность образования новой капли. Как известно, в диффузионном режиме роста капли число Кнудсена  $\text{Kn}$

$$\text{Kn} \ll 1,$$

где  $\text{Kn}$  определяется следующим образом:

$$\text{Kn} = \lambda_v/R,$$

$R$  — радиус капли и  $\lambda_v$  — средняя длина свободного пробега молекул пара. При  $Kn < 0.1$  в сферически симметричном случае на расстоянии  $r$  от капли, как легко показать, поле пересыщения имеет вид

$$S(r) = S_\infty + \frac{(1 - S_\infty)}{r} R, \quad (5)$$

где  $S_\infty$  — пересыщение вдали от капли, которое рассчитывается из одномерных уравнений переноса энергии и пара внутри диффузионной камеры. Как следует из выражения (5), границу проявления микроструктуры поля пересыщения можно установить на расстоянии  $10R$  от капли. Заметим, что при атмосферном давлении и комнатной температуре время установления стационарного профиля пара (5) в сфере радиусом  $50 \mu\text{m}$  составляет около  $5 \mu\text{s}$  [10].

Согласно теории нуклеации, внутри сферы с радиусом  $10R$ , описанной вокруг центра капли, в единицу времени должно образоваться примерно  $4/10^3 R^3$  кластеров. Если принять  $R = 5 \mu\text{m}$  и при  $I = 10^{14}$  кластеров/(см<sup>3</sup>), то можно отметить, что за одну секунду вместо образования 50 кластеров внутри такой сферы будет наблюдаться всего одна неподвижная капля. Другими словами, разница двух скоростей нуклеации  $I$  и  $J$ , введенных выше, составляет почти 1 порядок. Этот пример показывает возникновение разницы между теоретическими результатами и экспериментальными данными. Если пересыщение увеличивается, то скорость нуклеации  $I$  также увеличивается и, следовательно, еще больше увеличивается разница между  $I$  и  $J$ . Таким образом, эффект микроструктуры поля пересыщения вблизи покоящейся капли дает надежду на объяснение огромного различия между экспериментальными данными и расчетами.

Отметим, что в реальном эксперименте невозможно создать условия для одновременного возникновения кластеров. Более того, даже если бы они возникли одновременно, то коалесценция способна подавить одинаковую скорость роста всех кластеров даже в свободномолекулярном режиме роста. Наконец, отметим важную деталь, что в диффузионной камере все капли под силой тяжести и термофореза движутся параллельно в вертикальном направлении [4,11].

Для движущейся со скоростью  $v$  капли вместо сферы, в которой пересыщение понижено, нужно рассматривать за единицу времени цилиндр с радиусом основания  $10R$  и высотой  $v$ . Естественно, это оценка размеров области, в которой устанавливается меньшее пересыщение по сравнению с традиционным расчетом. С учетом эффекта микроструктуры поля пересыщения вблизи капли с радиусом  $R = 5 \mu\text{m}$  и  $v = 10^{-3}$  м/с при  $I = 10^{14}$  кластеров/(см<sup>3</sup>) за одну секунду вместо почти 1000 кластеров по классической теории нуклеации внутри цилиндра регистрируется одна капля. Разница почти в три порядка скоростей нуклеации! Для простоты оценки мы пренебрегли ростом капли за 1 с и параллельным процессом восстановления пересыщения в следе капли.

Более того, важно подчеркнуть, что эффект влияния микроструктуры поля пересыщения неявно зависит от

коэффициента диффузии паров. Восстановление пересыщения в диффузионном следе за каплей зависит от величины диффузионного потока, который в свою очередь пропорционален коэффициенту диффузии пара в газе-носителе. Следовательно, скорость восстановления пересыщения обратно пропорциональна давлению газа балласта, что позволяет объяснить некоторые необъяснимые с точки зрения классической кинетики нуклеации экспериментальные результаты. Характерное время восстановления пересыщения в диффузионном следе от одной капли составляет  $100R^2/D$ ,  $D$  — коэффициент диффузии паров, при атмосферном давлении  $\sim 10^{-5}$  с, что существенно больше характерного времени нуклеации  $\tau$ . Естественно, при увеличении давления в камере время восстановления пересыщения увеличивается и эффект локального поля пересыщения становится гораздо заметнее. Экспериментальное подтверждение этому наблюдению — удивительные результаты, полученные в диффузионной камере высокого давления в работах [12]. В этой работе зафиксированы огромные отклонения расчетных и экспериментальных данных.

Существует интересный эффект, обнаруженный во время экспериментов в диффузионной камере, который подтверждает нашу точку зрения. Вырастая до микронного размера, капли создают сеть в зоне нуклеации диффузионной камеры, которая практически блокирует образование новых капель. Сделаем численную оценку параметров блокирующей сети капель в диффузионной камере. Пусть радиус каждой капли равен  $R$ . В результате в цилиндре радиусом  $10R$  и высотой  $v$  вокруг каждой капли вследствие уменьшения пересыщения, согласно (5), уже не происходит образование кластеров новой фазы. Сеть образуется тогда, когда локальные области с уменьшенным значением пересыщения пара начинают соприкасаться. Следовательно, число параллельных цилиндрических зон  $N^*$  на единицу площади примерно равно

$$N^* = 1/100\pi R^2.$$

Тогда скорость нуклеации  $J$ , согласно (4), равна  $N^*v/d$ . Для  $R = 5 \mu\text{m}$  и  $v = 10^{-3}$  м/с и  $d \sim 0.005$  м имеем, что скорость нуклеации  $J_m \sim 2 \cdot 10^7$  кластеров/(см<sup>3</sup>). Последняя величина является хорошей оценкой максимальной скорости стационарной нуклеации в диффузионной камере [11]. Заметим, что с учетом блокирующей сети капель время восстановления пересыщения в следе за каплями существенно увеличивается по сравнению с приведенными оценками для одиночной капли.

Важно отметить еще одно обстоятельство. Если увеличить пересыщение в зоне нуклеации после создания блокирующей сети капель, то число жизнеспособных кластеров, регистрируемых в камере, не увеличивается. Если же увеличить давление газа-балласта в камере, то радиус капель уменьшится. Причина — уменьшение коэффициента диффузии, что замедляет рост капель. Тогда уменьшится интенсивность рассеянного излучения. При фиксированном числе капель в приближении

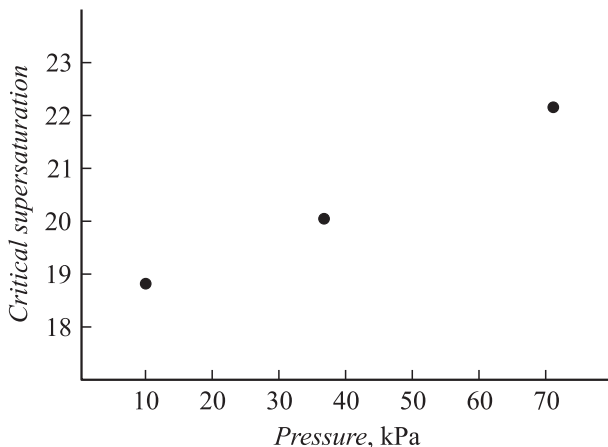


Рис. 2. Зависимость критического пересыщения глицерина от полного давления в камере.

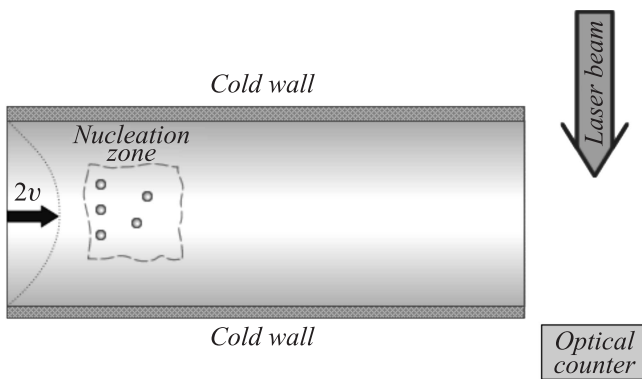


Рис. 3. Эскиз ламинарной диффузионной камеры.

геометрической оптики для увеличения интенсивности рассеянного излучения от капель нужно увеличить радиус капель за то же время роста. Другими словами, чтобы достичь этого эффекта, необходимо поднять пересыщение пара. На рис. 2 представлены экспериментальные данные о критическом пересыщении паров глицерина в зависимости от полного давления в диффузионной камере, газ-носитель гелий (график взят из нашей работы [4]). При критическом пересыщении  $S_c$  по определению наблюдаемая скорость нуклеации достаточно мала,  $J \sim 10^6$  капель/ $(m^3 \cdot s)$ . Обратим внимание, что парциальное давление гелия в экспериментах было много больше парциального давления глицерина. При этом, как следует из анализа выше, в зоне нуклеации была создана блокирующая сеть капель, так как на эксперименте с логарифмической точностью при увеличении пересыщения число капель не изменялось.

В других экспериментах происходило увеличение давления газа-балласта при одной и той же температуре в зоне нуклеации. Можно показать из качественного анализа уравнений роста капли, что при увеличении парциального давления инертного газа квадрат радиуса  $R_d$  капли, а следовательно, и интенсивность рассеянного излучения зависят от давления и отношения массы молекулы пара  $m_v$  и массы молекулы газа-балласта  $m_b$  [4,9].

При одинаковой интенсивности рассеянного сигнала величина максимума пересыщения  $S_m$  в зоне нуклеации прямо пропорциональна полному давлению газов в диффузионной камере

$$(S_m - 1) \sim P \sqrt{\frac{m_v}{m_b}}. \quad (6)$$

Как видно, выражение (6) достаточно хорошо описывает экспериментальный тренд на рис. 2.

В ламинарной диффузионной камере, схематично показанной на рис. 3, эффект микроструктуры поля пересыщения проявляется во время экспериментов, так же как и в диффузионной камере. Этому посвящен следующий раздел статьи.

### Ламинарная диффузионная камера

Вкратце суть работы ламинарной диффузионной камеры состоит в следующем: горячая смесь пара и газа-носителя входит в цилиндрическую трубу с холодными стенками. Горячий пар начинает остывать и конденсироваться на холодной стенке. Разница температур между температурой смеси на входе в камеру и температурой стенки обычно составляет около 30 К. Так как плотность насыщенных паров экспоненциально уменьшается при уменьшении температуры, и плотность пара в центральной части потока за счет радиальной диффузии убывает значительно медленнее. В результате в центральной зоне камеры на расстоянии несколько калибров от входа в камеру возникает устойчивая область с пересыщением пара. Как показали наши расчеты [13,14], зона нуклеации имеет примерно цилиндрическую форму, длину зону нуклеации  $L$  можно оценить как  $R_c$ , и радиус зоны нуклеации примерно равен  $0.5 R_c$ , где  $R_c$  — радиус ламинарной диффузионной камеры. Отметим, что радиус канала  $R_c$  ламинарной диффузионной камеры обычно составляет несколько миллиметров. На стенке камеры пересыщение пара равно 1, так как по ней течет жидкая пленка конденсата. На выходе из ламинарной диффузионной камеры за счет рассеяния лазерного излучения на каплях идет детектирование и подсчет числа капель, пересекающих плоскость лазерного ножа в единицу времени. Детали расчета процессов тепло-массообмена при гомогенной и гетерогенной нуклеации в ламинарной диффузионной камере представлены в работах [13,14].

Обратимся к причине появления микроструктуры поля пересыщения  $S$  внутри ламинарной диффузионной камеры. Всегда есть кластеры, образовавшие через механизм гомогенной нуклеации чуть ближе к входу в зону нуклеации, чем другие кластеры. Эти кластеры, практически не сдвигаясь с места образования, быстро растут до микронных размеров [14]. Затем ламинарный газовый поток перемещает их параллельно оси камеры. Вблизи движущихся растущих микронных капель образуются цилиндрические области с микроструктурой поля

пересыщения, которая в целом подавляет нуклеацию в такой области. Радиус основания одной цилиндрической области можно оценить как  $10R$ ,  $R$  — текущий радиус капли.

В частности, для типических значений ламинарной диффузионной камеры: скорость потока  $v \sim 10^{-2}$  м/с,  $R_c \sim 5$  мм,  $R \sim 10^{-5}$  м и при скорости нуклеации  $I \sim 10^{14}$  кластеров/(см<sup>3</sup>) в такой цилиндрической области в силу эффекта микроструктуры поля пересыщения вместо  $3 \cdot 10^4$  кластеров образуется всего 1 капля. Для простоты оценки пренебрегли ростом капли и тем самым увеличением размера области с уменьшенным значением пересыщения. Частично это компенсируется тем, что мы пренебрегли и процессом восстановления уровня пересыщения в следе за каплей из-за диффузии пара.

Зная осевую ширину зоны нуклеации и число отсчетов  $K$  оптического детектора, скорость нуклеации можно определить по формуле (4), если вместо  $d$  использовать  $L$ .

В ламинарной диффузионной камере так же, как и в диффузионной камере, возможно появление сети капель, блокирующих появление высокой скорости нуклеации из-за эффекта микроструктуры. Физическое условие появления блокирующей сети состоит в том, что описанные выше цилиндрические области с пониженным пересыщением пара соприкасаются. Оценим с логарифмической точностью параметры такой сети. Число параллельных цилиндрических зон  $N^*$  с радиусом  $10R$  через единицу поперечного сечения имеет порядок

$$N^* = 1/100\pi R^2.$$

Тогда максимальная скорость нуклеации  $J_m$  с той же точностью равна

$$J_m = N^*v/L.$$

Для  $R = 5 \mu\text{м}$ ,  $v = 5 \cdot 10^{-2}$  м/с и  $L \sim 0.005$  м имеем, что максимальная скорость нуклеации  $J_m \sim 2 \cdot 10^9$  кластеров/(см<sup>3</sup>), что близко к наблюдаемым на экспериментах значениям скорости нуклеации в ламинарной диффузионной камере. Эффект насыщения скоростей нуклеации в ламинарной диффузионной камере при увеличении пересыщения наблюдался экспериментально, но не получил физической интерпретации [15].

Таким образом, если вследствие роста капель образовалась блокирующая сеть, то дальнейшее повышение пересыщения  $S$  не приводит к увеличению оптически наблюдаемой скорости нуклеации  $J$ . В результате расхождение теоретических расчетов и экспериментальных данных по скорости нуклеации может достигать и 10 порядков скорости и при этом зависеть от природы газа-носителя. Как и раньше, природа газа-носителя также влияет на величину скорости нуклеации одного и того же пара при одних и тех же пересыщениях и температурах. В частности, как показано в [13,14], при использовании в качестве газа-носителя аргона вместо гелия разница расчетных скоростей нуклеации паров

пропанола в этих смесях должна была бы превышать 10 порядков, но на эксперименте наблюдалась примерно одинаковая скорость нуклеации [16]. Таким образом, налицо еще одно подтверждение существования блокирующей сети капель в зоне нуклеации. Напомним, что газ-носитель влияет на величину коэффициента диффузии пара. Тем самым природа газа-носителя влияет на скорость роста капель при числах Кнудсена порядка 1, а также на скорость релаксации микроструктуры поля пересыщения. Время релаксации обратно пропорционально коэффициенту диффузии пара.

## Заключение

В работе предложено объяснение огромного количественного расхождения теоретических и экспериментальных данных по скорости гомогенной нуклеации в газах. Эта разница часто превышает 3 порядка величины. На примере двух устройств, используемых в современных экспериментальных исследованиях: диффузионной камеры и ламинарной диффузионной камеры, показано важное влияние микроструктуры поля пересыщения вблизи растущей капли на макроскопическое проявление процесса нуклеации.

Показано, что в результате стохастического появления капель и их быстрого роста до микронного размера внутри зоны нуклеации сокращается доступный объем, в котором пересыщение системы достаточно велико. В результате происходит снижение эффективной скорости нуклеации  $J$ . Подчеркнем, что в теоретических исследованиях процесса гомогенной нуклеации всегда предполагается, что нуклеация происходит в пространственно однородной среде.

Основной причиной появления микроструктуры поля пересыщения в зоне нуклеации является конечный размер зоны нуклеации. Вблизи края зоны нуклеации всегда появляются капли, движущиеся через эту зону и локально возмущающие состояние пара. Конечный размер зоны нуклеации связан с особенностями стационарных процессов тепло-массообмена в этих устройствах, приводящих к образованию пересыщенного пара [10–14]. Заметим, что размер зоны нуклеации сравним с характерными масштабами изменения термодинамических переменных в этих устройствах.

Вторая причина появления капель микронных размеров в зоне нуклеации — стохастическая природа нуклеации. Действительно, трудно ожидать одновременного появления большого числа кластеров, преодолевших термодинамический барьер. Первые появившиеся жизнеспособные кластеры за короткое время, сравнимое со временем нуклеации, зачастую успевают дорасти до микронного размера. Эта вторая причина появления микронных капель будет действовать и при проведении нестационарных измерений скорости нуклеации в установках типа камеры Вильсона или ударной трубы. Микронный размер тесно связан с тем обстоятельством, что при атмосферном давлении средняя длина свободного пробега молекул пара порядка  $0.1 \mu\text{м}$ . Вблизи таких

капель начинает формироваться неоднородное поле пересыщения.

Также важно отметить, что система растущих макроскопических капель и движущихся параллельно друг другу может образовывать цепь капель, которая блокирует нуклеацию. Представление о блокирующей цепи капель позволяет объяснить экспериментальные данные, представленные, в частности, в работах [4,15,16]. В том числе экспериментальные данные о роли газа-носителя на кинетику нуклеации. Суть их в том, что давление и природа газа-носителя (масса молекул и сечение рассеяния) влияют на величину коэффициента диффузии пара и тем самым влияют на скорость восстановления пересыщения в обедненных зонах, а также на рост капель. В свою очередь, скорость восстановления пересыщения влияет на эффективную скорость нуклеации  $J$ .

Сравнение теоретической скорости нуклеации  $I$  и оптически наблюдаемой скорости нуклеации  $J$  возможно только для относительно небольших скоростей нуклеации, когда можно пренебречь влиянием растущих капель на состояние парогазовой смеси. Эти границы  $I \ll 10^7$  кластеров/(см<sup>3</sup>) для диффузионной камеры и  $I \ll 10^9$  кластеров/(см<sup>3</sup>) для ламинарной диффузионной камеры.

Во всей полноте решение нелинейной самосогласованной задачи о зарождении и росте кластеров новой фазы с учетом влияния кластеров на локальное состояние пересыщения в парогазовой смеси — задача будущих исследований. Один из первых примеров использования самосогласованного описания дан в работе [11], что было необходимо для математического моделирования осцилляторной нуклеации в диффузионной камере.

Автор признателен В.П. Скрипову и В.В. Слезову за плодотворные обсуждения и поддержку работы.

## Список литературы

- [1] Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. М.: Наука, 1975.
- [2] Wedekind J., Iland K., Wagner P.E., Strey R. // Nucleation and Atmospheric aerosols 2004. Proc. 16 Inter. Conference. Eds M. Kasahara, M.: Kulmala, Kyoto University Press, 2004. P. 49–52.
- [3] Ždimal V., Brus D. // Nucleation and Atmospheric Aerosols 2007. Eds K. O'Doud, P. Wagner. Springer, 2007. P. 134–138.
- [4] Kane D., Fisenko S.P., Rusyniak M., El-Shall M.S. // J. Chem. Phys. 1999. Vol. 111. N 18. P. 8496–8502.
- [5] Башкиров А.Г. // Теор. мат. физика. 1970. Т. 3. С. 265–275.
- [6] Башкиров А.Г., Фисенко С.П. // Теор. мат. физика. 1981. Т. 48. № 1. С. 106–111.
- [7] Скутова И.В., Фисенко С.П., Шабуня С.И. // Химическая физика. 1990. Т. 9. № 3. С. 426–432.
- [8] Shevkunov S.V., Martsinovski A.A., Vorontsov-Velyaminov P.N. // Molecular Simulation. 1990. Vol. 5. P. 119–132.
- [9] Fisenko S.P. // Nucleation and Atmospheric Aerosols 2007. Eds. K. O'Doud, P. Wagner. Springer, 2007. P. 31–35.
- [10] Heist R., Fisenko S.P. // Nucleation theory and Applications, Joint Institute for Nuclear Research. Eds J.W. Schmeltzer. Dubna, 2002. P. 146–164.
- [11] Fisenko S.P., Kane D.B., El-Shall M.S., Rusyniak M. // Int. J. Heat & Mass Transfer. 2006. Vol. 49. N 13/14. P. 2044–2052.
- [12] Bertelsmann A., Stuczynski R., Heist R.H. // J. Phys. Chem. 1996. Vol. 100. P. 9762.
- [13] Fisenko S.P., Brin A.A. // Int. J. Heat & Mass Transfer. 2006. Vol. 49. N 5/6. P. 1004–1014.
- [14] Бринь А.А., Фисенко С.П. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 4. С. 26–38.
- [15] Brus D., Hyvarinen A.P., Zdimal V., Liavainen H. // J. Chem. Phys. 2005 (214506).
- [16] Vohra V., Heist R. // J. Chem. Phys. 1996. Vol. 104. P. 382–395.