VI Minsk International Heat and Mass Transfer Forum
MIF 2008, Minsk, May 19-23, 2008

УДК 536.423

МОДЕЛЬ ВСКИПАНИЯ ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ НА ЦЕНТРЕ ПАРООБРАЗОВАНИЯ.

OVERHEATED LIQUID BOILING UP MODEL ON CENTER OF VAPORIZATION.

С.А. Перминов.

Институт Теплофизики УрО РАН.

Екатеринбург ул Амундсена 106.

Serp57@gmail.com

Аннотация.

Вскипание перегретой жидкости происходит на центрах зародышеобразования. В достаточно маленькой и чистой системе количество таких центров крайне ограничено, буквально единицы.

В работе рассмотрена динамика диффузионного роста единичного зародыша, описываемая стационарным уравнением Фоккера-Планка. Коэффициенты уравнения определены методом Ланжевена. Показано, что частота зародышеобразования не зависит от работы образования критического зародыша.

Abstract.

A superheated liquid boils up on nucleation centers. The number of these centers is extremely small and literally amounts to units in a sufficiently small and pure system.

The present study is concerned with the dynamics of the diffusive growth of a single nucleus described by the stationary Fokker-Plank equation. The coefficients in the equation are determined using the Langevin method. It is shown that the nucleation frequency is independent of the work of formation of a critical nucleus.

УДК 536.423

МОДЕЛЬ ВСКИПАНИЯ ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ НА ЦЕНТРЕ ПАРООБРАЗОВАНИЯ.

С.А. Перминов.

Институт Теплофизики УрО РАН.

Классическая теория гомогенного зародышеобразования полагает, что нуклеация зародышей паровой фазы происходит в объёме перегретой жидкости. Однако прямым визуальным наблюдением было показано, что на границе предельно достижимого перегрева вскипание перегретой жидкости происходит на весьма ограниченном количестве центров зародышеобразования [1]. Это было подтверждено косвенно, путём анализа распределений времени жизни перегретой жидкости [2, 3]. Самые последовательные сторонники гомогенной теории зародышеобразования признают, что во всём диапазоне существования перегретой жидкости имеет место гетерогенная нуклеация [4], и что именно она определяет форму зависимости времени жизни перегретой жидкости от температуры [5], поэтому мы должны рассматривать вскипание, как вскипание на каких то центрах парообразования. Нам нужно иметь способ описания одиночного парового зародыша.

Рассмотрим паровой зародыш на неком центре парообразования. Природа центра в данный момент нас не интересует. Зародыш рождается и умирает с некоторой вероятностью, определяемой интенсивностью инициирующего фактора и частотой флуктуаций. Далее он эволюционирует благодаря диффузионному процессу. Определим функцию распределения $f(x,\tau)$, как плотность вероятности того, что паровой зародыш имеет размер x в момент времени τ. Тогда поведение системы описывается уравнением Фоккера-Планка. Для простоты ограничимся стационарным случаем (1).

$$K(x,\tau)\ f(x,\tau)-\frac{1}{2}D(x,\tau)\ \frac{\partial\ f(x,\tau)}{\partial\ x}=J=Const \qquad (1),$$

где $K(x,\tau)$ -коэффициент дрейфа, $D(x,\tau)$ -коэффициент диффузии, J-поток зародышеобразования.

Если вероятность рождения отлична от ноля, то и стационарный поток будет не нулевым. Существует некоторый минимальный размер зародыша, который можно рассматривать, как зародыш новой фазы и описывать диффузионным механизмом. Вероятность существования такого зародыша используем в качестве начального условия, и решим стационарное уравнение Фоккера-Планка. Также учтём, что в окрестности критического размера функция распределения обращается в ноль.

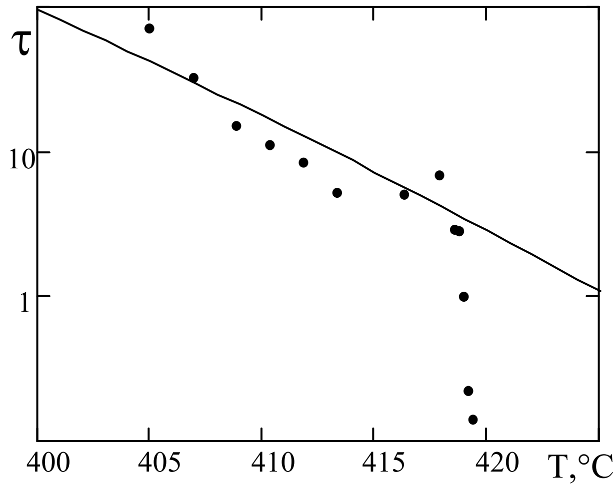

Рис. 1. Зависимость среднего времени жизни от температуры перегретого пентана.

$$J = \frac{1}{2} f_{\min} \left[\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \frac{1}{D(u)} \exp\left(- \int_{x_{\min}}^{u} 2 \frac{K(v)}{D(v)} dv \right) du \right]^{-1} \qquad (2).$$

Решение содержит интеграл Лапласа и вычисляется асимптотически методом Лапласа. Поскольку подынтегральная функция имеет резкий максимум в окрестности критического размера, достаточно приблизительно аппроксимировать подынтегральное выражение в ближайшей окрестности этой точки и вычислить интеграл. Аппроксимируем выражение в показателе экспоненты линейной функцией и раздвигаем интервал интегрирования до плюс минус бесконечности.

$$\frac{K(x)}{D(x)} \approx \frac{K'(x_k)}{D(x_k)} (x - x_k) \qquad (3).$$

В результате получаем решение в виде уравнения Аррениуса, но показатель экспоненты так мал, что экспоненту можно считать единицей. Таким образом решение, не зависящее от работы зародышеобразования.

$$J = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{D(x_k) K'(x_k)}{\pi}} \, f_{\min} \, \exp\left(- \frac{K'(x_k)}{D(x_k)} \, x_k^2 \right) \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{D(x_k) K'(x_k)}{\pi}} \, f_{\min} \qquad (4).$$

По определению коэффициент дрейфа - среднее смещение за единицу времени, коэффициент диффузии - средний квадрат смещения за единицу времени. Для их вычисления можно использовать уравнение Ланжевена, как предлагается в [6]. Допустим, что скоростьопределяющим процессом является механическое движение пузырька, описываемое уравнением Рэлея (5). Добавив в него случайную силу, получим уравнение Ланжевена.

$$\rho x \frac{d\ v(\tau)}{d\tau} = p'' - \frac{2\ \sigma}{x} - p' - \frac{\eta}{x} v(\tau) + \Gamma(\tau) \tag{5},$$

где ρ -плотность жидкости; ν -скорость измерения размера; σ -поверхностное натяжение; η -вязкость; p'' -давление пара в пузырьке; p' -давление в жидкости; $\Gamma(\tau)$ - случайная сила.

Вычисляя среднее смещение за единицу времени, получим коэффициент дрейфа (6).

$$K = \frac{(p'' - p')x - 2\ \sigma}{\eta} \tag{6}.$$

Коэффициент диффузии можно вычислить, выразив средний квадрат случайной силы через среднеквадратические флуктуации параметров в уравнении (5). Однако параметров много, и полный учёт всех флуктуаций затруднителен. Поэтому воспользуемся способом, описанном в [7]. Будем считать, что зародыш достаточно мал, чтобы приписать ему температуру. Тогда мы сможем найти среднюю скорость изменения размера и, соответственно, коэффициент диффузии (7).

$$D(x_k) = \frac{k\ T\ x_k^2}{m\ \eta\rho}, \qquad m = 4\ \pi\ x_k^3\ \rho \tag{7}.$$

Время жизни перегретой жидкости вычисляем, как величину, обратную потоку. Теперь мы можем построить зависимость среднего времени жизни от температуры. Результат показан на рис. 1.

Как мы видим, полученное решение не связано с работой образования равновесного зародыша и описывает плато на зависимости. Нужно отметить, что для вычисления кинетических характеристик мы не пользовались информацией о распределении зародышей, почерпнутой из термодинамики и статистической физики. Мы описали поведение парового зародыша и, соответственно, перегретой жидкости, как поведение неравновесной системы, и связали скорость фазового перехода с силами, действующими на зародыш.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 07-08-00575 и проект № НШ-4429.2006.8.

1. Ермаков Г.В., Смоляк Б.М. Гетерогенное вскипание жидкости вскипание жидкости вблизи границы достижимого перегрева достижимого перегрева границы достижимого перегрева // ДАН СССР . 1986.
2. Перминов С.А., Ермаков Г.В., Липнягов Е.В. Статистическая обработка результатов экспериментов по исследованию вскипания перегретой жидкости вблизи границы достижимого перегрева. Сборник научных трудов ИТФ УрО РАН «Метастабильные состояния и фазовые переходы», выпуск 5.
3. Перминов С.А., Ермаков Г.В., Липнягов Е.В. Нестационарный поток зародышеобразования в перегретом н-пентане. Доклад на третьей Российской национальной конференции по теплообмену. Москва, 21-25 октября 2002 г., т.4, с. 152-155.
4. Скрипов В.П., Файзуллин М.З. Фазовые переходы кристалл- жидкость- пар и термодинамическое подобие. М:, Физматлит, 2003.-160 с.
5. Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей // Свердловск: УрО РАН СССР, 1988. 245с.
6. Хакен Г. Синергетика. М:. "Мир". – 1980. – 404 с.
7. The Fokker - Planck Equation. Risken H. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 1989. – 472 с.