

УДК 536.42:539.424

## КИНЕТИЧЕСКИЙ АСПЕКТ ДОЛГОВЕЧНОСТИ РАСТЯНУТЫХ ОБРАЗЦОВ: СОПОСТАВЛЕНИЕ ДВУХ ПОДХОДОВ

В. П. Скрипов, В. Е. Виноградов

Институт теплофизики УрО РАН, 620016 Екатеринбург  
E-mail: vinve@mail.ru

Рассмотрены два подхода к оценке долговечности образцов: на основе кинетической теории прочности и теории гомогенной нуклеации. На примере алюминия показано, что теория гомогенной нуклеации завышает реальную долговечность растянутого металла на два порядка и дает значения, близкие по величине к теоретической прочности металлов. Привлечение экспериментальных данных по времени жизни перегретой и растянутой жидкости (гексан) позволяет состыковать оба подхода с учетом временного масштаба создания метастабильности.

Ключевые слова: теория прочности, теория нуклеации, растянутая жидкость.

Всестороннему растяжению конденсированной среды соответствуют отрицательное внешнее давление  $p < 0$  и напряжения  $\sigma_{ii} = -p > 0$ . Растянутое твердое или жидкое тело находится в метастабильном фазовом состоянии [1], которое характеризуется конечным временем  $\tau$  до разрушения (нарушения сплошности). В опытах по определению среднего значения и дисперсии  $\tau$  твердых кристаллических и стеклообразных образцов в зависимости от напряжения  $\sigma$  и температуры  $T$  обычно применяют одноосное растяжение [2]. Но это не является принципиальным ограничением для аналогичного рассмотрения жидких образцов, в которых напряжения изотропны.

Кинетический аспект долговечности предполагает участие термофлуктуационного механизма в начальной стадии разрушения. Здесь возможны две модели развития процесса. Первая, назовем ее гетерогенной, предполагает наличие в образце фиксированных микроскопических дефектов (пузырьков, трещин) и их последующее флуктуационное до-растание до критического размера при данном напряжении. Вторая модель — гомогенной нуклеации (ГН) — рассматривает все участки образца равноправными, все “дефекты” флуктуационными по происхождению и последующему развитию.

Стационарная скорость нуклеации  $J$  для единичного объема по этой модели имеет следующий вид [3]:

$$J = N_1 B \exp(-W_*/(kT)), \quad (1)$$

где  $N_1$  — число молекул в единице объема;  $B$  — кинетический множитель ( $B \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$  для маловязких жидкостей);  $W_*$  — работа образования зародыша критического размера;  $k$  — постоянная Больцмана. Для растянутой жидкости ( $p < 0$ ) радиус сферического критического зародыша  $r_*$  (в пренебрежении давлением пара) зависит от поверхностного натяжения  $\alpha = \alpha(T)$  и напряжения  $\sigma = -p$ :

$$r_* = -2\alpha/p = 2\alpha/\sigma. \quad (2)$$

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 04-02-16251-а) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН “Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий”.

Работу  $W_*$  можно выразить через произведение объема критического зародыша  $v_*$  на напряжение или в форме, не содержащей явно размер зародыша [3]:

$$W_* = \frac{1}{2} v_* \sigma = \frac{16\pi}{3} \frac{\alpha^3}{\sigma^2}. \quad (3)$$

Цель настоящей работы — сопоставить два этих подхода на основе двух групп экспериментальных данных: по долговечности твердых тел  $\tau_1$  [2] и по среднему времени жизни  $\tau_2$  перегретых и растянутых жидкостей [3, 4]. В модели ГН для среднего времени до появления первого зародыша в объеме  $V$  имеем

$$\tau_2 = (VJ)^{-1} = (VN_1B)^{-1} \exp(W_*/(kT)). \quad (4)$$

Для первой, гетерогенной модели принята зависимость [2]

$$\tau_1 = A \exp(-\gamma\sigma/(kT)) \quad (5)$$

или

$$\tau_1 = \tau_0 \exp((U_0 - \gamma\sigma)/(kT)). \quad (6)$$

Здесь параметр  $\gamma$  имеет размерность объема,  $\tau_0$  по порядку величины близок к периоду тепловых колебаний молекул (атомов) в твердом теле,  $U_0$  — к теплоте сублимации (деструкции), рассчитанной на одну молекулу. Параметры  $A$ ,  $\tau_0$ ,  $U_0$ ,  $\gamma$  зависят от температуры, но не зависят от напряжения  $\sigma$ . Если представить  $\gamma$  через объем  $v_0$ , приходящийся на одну молекулу:  $\gamma = nv_0$ , то из обработки экспериментальных данных по долговечности обычно находят  $n = 10 \div 100$  [2]. Отмечая заслугу С. Н. Журкова в постановке исследований долговечности твердых материалов [5–7], этот подход и формулы (5), (6) связывают с его именем, хотя они имеют свою предысторию [2].

В отличие от модели для гомогенной нуклеации (4) модель (5) сформулирована феноменологически, параметр  $\gamma$  не имеет физической интерпретации и находится из обработки экспериментальных данных по долговечности. Логарифм среднего времени до разрушения образца линейно убывает с ростом произведения  $\gamma\sigma$ , где  $\gamma$  является характерным объемом, участвующим в термофлуктуационном разрушении образца при наличии затравочного нарушения сплошности.

Очевидно, что структуры формул (4), (5) и (6) в отношении напряжения  $\sigma$  различны. Но общим является вид производных

$$\frac{\partial \ln \tau_1}{\partial \sigma} = -\frac{\gamma}{kT}; \quad (7)$$

$$\frac{\partial \ln \tau_2}{\partial \sigma} = -\frac{v_*}{kT}, \quad (8)$$

т. е. наклоны изотерм долговечности в координатах  $\ln \tau$ ,  $\sigma$  в обоих случаях определяются характерным объемом  $\gamma$  или  $v_*$ . Существенное различие между соотношениями (7) и (8) состоит в том, что соотношение (8) получено с учетом зависимости объема критического пузырька от  $\sigma$ . Согласно формуле (2)  $v_* \sim \sigma^{-3}$ .

Для сопоставления двух подходов к определению долговечности твердых материалов воспользуемся экспериментальными данными для алюминия при двух температурах [2, 6]. На рис. 1 показан десятичный логарифм долговечности как функция напряжения  $\sigma$  одноосного растяжения. При расчете по формуле (6)  $\gamma = 4,11 \cdot 10^{-27} \text{ м}^3$  (18 °С),  $\gamma = 4,06 \cdot 10^{-27} \text{ м}^3$  (300 °С) определены из наклона кривых 4, 3 (рис. 1). При расчете по формуле (4)  $V = 10^{-9} \text{ м}^3$ , что примерно соответствует объему образцов в опытах Журкова и его сотрудников,  $N_1B = 10^{39} \text{ м}^{-3}/\text{с}$ . Для поверхностного натяжения  $\alpha$  взяты значения

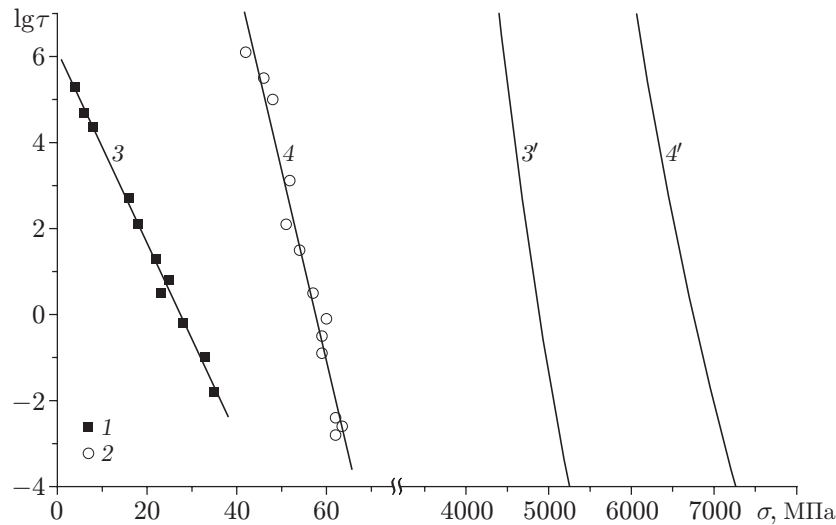


Рис. 1. Зависимость долговечности от напряжения для алюминия: точки — эксперимент (1 —  $T = 300\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 2 —  $T = 18\text{ }^{\circ}\text{C}$ ); линии 3, 4 — расчет по модели гетерогенной нуклеации (3 —  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 4 —  $18\text{ }^{\circ}\text{C}$ ); линии 3', 4' — расчет по теории гомогенной нуклеации (3' —  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 4' —  $18\text{ }^{\circ}\text{C}$ )

$\alpha = 1,164\text{ Дж/м}^2$  при  $18\text{ }^{\circ}\text{C}$  и  $\alpha = 1,105\text{ Дж/м}^2$  при  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$  [8]. Если оценить объем критического зародыша  $v_*$  при  $\tau_2 = 10\text{ с}$  и напряжении в эксперименте с алюминием, то для указанных температур получим  $v = 2,7 \cdot 10^{-22}\text{ м}^3$  и  $v = 3,7 \cdot 10^{-21}\text{ м}^3$  соответственно. Как и ожидалось, объем  $\gamma$  меньше объема способного к росту зародыша при заданном  $\sigma$ . По теории ГН интервал долговечности, показанный на рис. 1, достигается с использованием соотношения (4) при напряжениях  $\sigma$ , которые на два порядка больше, чем в экспериментах (линии 3', 4'). Значения  $\sigma \sim 10^9\text{ Па}$  близки к “теоретической прочности” алюминия. Это указывает на гетерогенный механизм начальной стадии разрушения в опытах.

Сопоставим два подхода по определению долговечности  $\tau_1$  и  $\tau_2$  с использованием экспериментальных данных, относящихся к растянутым жидкостям. В формуле (6) для  $U_0$  будем брать теплоту испарения при соответствующей температуре. Множитель  $\tau_0$ , который содержит вклад коллективных движений в жидкости, оценивается на основе экспериментальных данных. Опыты по спонтанному вскипанию жидкостей проведены с различными веществами в широком интервале давления [3]. Расчеты по теории ГН (формулы (1), (4)) хорошо аппроксимируют экспериментальные данные в области низких значений  $\tau_2$ . Авторы работы [9] для создания отрицательных давлений использовали отражение импульсов давления от свободной поверхности жидкости. Это позволило наблюдать границу кавитации при отрицательных давлениях порядка  $p_c$  и больше ( $p_c$  — критическое давление вещества). На рис. 2 показаны для *n*-гексана линия насыщения  $SC$ , линия  $BC$  границы кавитации, рассчитанная по теории ГН ((1), (3)) для скорости нуклеации  $J = 10^{12}\text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . В экспериментах при  $p > 0$  [10] объем перегреваемых капелек  $V \approx 10^{-11}\text{ м}^3$ , среднее время их жизни  $\tau_2 = (VJ)^{-1} \approx 0,1\text{ с}$ . Точки 1 на рис. 2 соответствуют экспериментальным данным [10] при положительных давлениях, точки 2 — экспериментальным данным [11] при отрицательных давлениях. Те и другие находятся в согласии с расчетом по теории ГН.

Для сопоставления двух подходов к определению долговечности растянутого гексана в некоторой точке вблизи линии  $BC$  поступим следующим образом. Пусть в этой точке  $\tau_1 = \tau_2 = \tau_*$ . Используя формулы (4) и (6), продолжим зависимости  $\tau_2(\sigma)$ ,  $\tau_1(\sigma)$  за их общую точку ( $\tau_1 = \tau_2 = \tau_*$ ) и сравним наклоны линий, соответствующих этим зависимостям (см. линии 1 и 2 на рис. 3). Вблизи линии  $BC$  возьмем точку ( $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $p = -19,5\text{ МПа}$ ). По

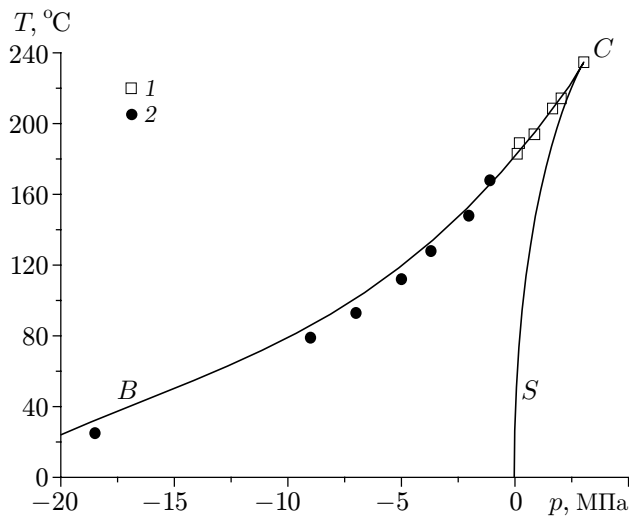


Рис. 2

Рис. 2. Граница предельных напряжений при растяжении *n*-гексана: точки — эксперимент (1 — [10], 2 — [11]); линия *BC* — расчет по теории гомогенной нуклеации для  $J = 10^{12} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ; линия *SC* — линия равновесия жидкость — пар; *C* — термодинамическая критическая точка *n*-гексана

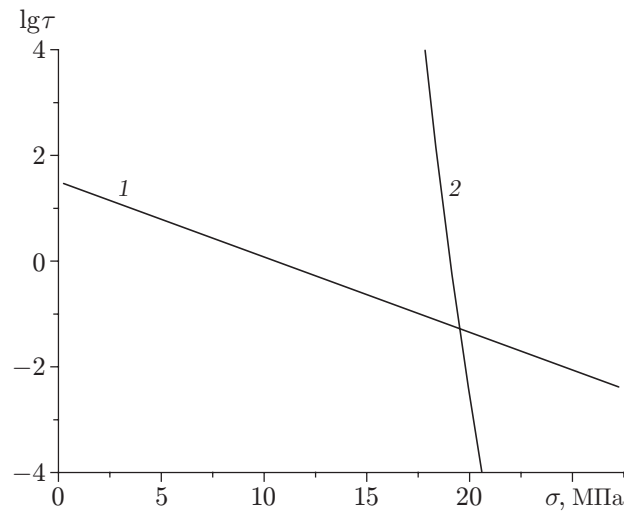


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость долговечности *n*-гексана от величины растягивающего напряжения при 25 °С:

1 — расчет по формуле (6); 2 — расчет по теории гомогенной нуклеации

теореме ГН (формула (4)) для такого построения есть все необходимые данные. Чтобы воспользоваться формулой (6) при  $\tau_1 = \tau_*$ , нужно оценить параметры  $\tau_0$  и  $\gamma$ . Считая для гексана слабой зависимостью  $\tau_0$  от температуры, найдем  $\tau_0$  по формуле (6) при  $\sigma = 0$  и среднем времени жизни  $\tau_2 = \tau_*$ , одинаковом для всей кривой *BC* на рис. 2 ( $\tau_* = 0,1 \text{ с}$ ). Значению  $\sigma = 0$  на рис. 2 соответствует температура 180 °С, теплота испарения  $U_0 = 2,78 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}$ ,  $\tau_0 = 10^{-4} \text{ с}$ . Используя значение  $\tau_0$  в выбранной точке равенства  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , рассчитываем параметр  $\gamma$  в этой точке:

$$\gamma = \frac{kT}{\sigma} \left( \ln \frac{\tau_0}{\tau_*} + \frac{U_0}{kT} \right). \quad (9)$$

Теплоту испарения  $U_0(T)$  берем при температуре 25 °С. Линия 1 на рис. 3 построена по формуле (6) при  $\gamma = 1,35 \cdot 10^{-27} \text{ м}^3$ ,  $\tau_0 = 10^{-4} \text{ с}$ . Видно, что теория ГН приводит к более крутой зависимости долговечности  $\tau$  от растягивающего напряжения  $\sigma = -p$ , чем формула Журкова. (В точке пересечения кривых  $\partial \lg \tau_1 / \partial \sigma = -0,14 \text{ МПа}^{-1}$ ,  $\partial \lg \tau_2 / \partial \sigma = -2,7 \text{ МПа}^{-1}$ ,  $\gamma = 1,35 \cdot 10^{-27} \text{ м}^3$ ,  $v_* = 2,6 \cdot 10^{-26} \text{ м}^3$ .)

Обращение к экспериментальным данным о долговечности растянутых жидкостей позволяет лучше понять соотношение двух моделей в теории прочности конденсированных сред. Это связано с тем, что в опытах с жидкостями можно наблюдать как участок гомогенного вскипания (кавитации) при малых временах создания метастабильности, так и гетерогенное вскипание при относительно медленном растяжении или нагревании жидкости [3]. Линии времен жизни (долговечности)  $\tau$  на изотермах или изобарах имеют крутые участки и пологие “хвосты”.

На рис. 4 такая зависимость показана на примере этана [12] при температуре 269 К. (Объем перегреваемой в пузырьковой камере жидкости составлял примерно 65 мм<sup>3</sup>.) Линия 2 построена согласно теории гомогенной нуклеации без использования подгоночных

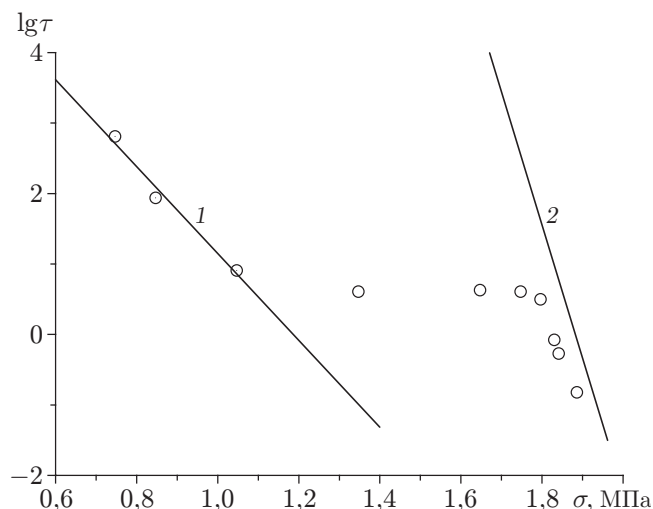


Рис. 4. Зависимость долговечности этана от величины напряжения  $\sigma = p_S - p$  при 269 К:

1 — линейная интерполяция экспериментальных данных в области гетерогенного вскипания; 2 — расчет по теории гомогенной нуклеации

параметров. Здесь  $\sigma = p_S - p$ , где  $p_S$  — давление насыщенных паров;  $p$  — внешнее давление. Правая группа экспериментальных точек располагается близко к этой линии. С увеличением долговечности наблюдается пологий переходный участок, а затем выход на прямую 1, которую можно аппроксимировать формулой Журкова (5). Для прямой 1 при  $T = 269$  К имеем  $\lg A = 7,31$ ,  $\gamma = 5,3 \cdot 10^{-26}$  м<sup>3</sup>,  $r_\gamma = 2,33 \cdot 10^{-9}$  м. Эти значения характерного объема  $\gamma$ , проявляющегося при термофлуктуационном нарушении сплошности образца и соответствующего ему радиуса пузырька  $r_\gamma$ , значительно меньше значений  $v_* = 4 \cdot 10^{-24}$  м<sup>3</sup>,  $r_* = 10^{-8}$  м, которые имели бы место, если бы вскипание при  $\sigma = 1$  МПа происходило по механизму гомогенной нуклеации.

Одна из причин появления “хвостов” — иницирующее действие естественного радиационного фона [3], но эта причина не единственная. Особенно заметно отклонение от теории ГН для воды [13]. Радиационный фон не обеспечивает такого эффекта. Остается предположить, что и в очищенной обычными способами воде содержатся микроскопические газовые пузырьки, которые дорастают до критического радиуса при степени метастабильности гораздо ниже границы, указываемой теорией ГН. Переход от участка ГН к гетерогенному механизму кавитации можно показать, используя рис. 3. Если при заданной температуре и фиксированном значении  $\tau > \tau_*$  отойти влево от точки пересечения линий 1 и 2 ( $\lg \tau_* = -1$ ,  $\sigma = 19,5$  МПа), то при растяжении образца прямая 1 будет пересекаться при меньшем напряжении  $\sigma_1$ , чем  $\sigma_2$  для линии 2. Это значит, что кавитация произойдет на зародыше-дефекте. В связи с изложенным выше открывается возможность проверки формулы Журкова (6) для описания пологих “хвостов” на кривой долговечности растянутых/перегретых жидкостей, что требует дополнительного анализа экспериментального материала [3].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976.
2. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974.

3. **Скрипов В. П.** Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
4. **Виноградов В. Е., Павлов П. А.** Граница предельных перегревов *n*-гептана, этанола, бензола и толуола в области отрицательных давлений // Теплофизика высоких температур. 2000. Т. 38, № 3. С. 402–406.
5. **Журков С. Н., Нарзуллаев Б. Н.** Временная зависимость прочности твердых тел // Журн. техн. физики. 1953. Т. 23, № 10. С. 1677–1689.
6. **Журков С. Н., Санфирова Т. П.** Температурно-временная зависимость прочности чистых металлов // Докл. АН СССР. 1955. Т. 101, № 2. С. 237–240.
7. **Журков С. Н., Санфирова Т. П.** Изучение временной и температурной зависимости прочности // Физика твердого тела. 1960. Т. 2, № 6. С. 1033–1039.
8. **Физические величины:** Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
9. **Vinogradov V. E., Pavlov P. A.** Liquid boiling-up at negative pressures // The physics of heat transfer in boiling and condensation: Proc. of the Intern. symp. on the physics of heat transfer in boiling and condensation, Moscow, Russia, 23–24 May, 1997. Moscow: Moscow power engineering inst., 1997. P. 57–60.
10. **Скрипов В. П., Ермаков Г. В.** Зависимость предельного перегрева жидкостей от давления // Журн. физ. химии. 1964. Т. 38. С. 396–404.
11. **Виноградов В. Е., Павлов П. А.** Продолжение границы предельных перегревов жидкостей в область отрицательных давлений // Тепло- и массообмен. ММФ — 2000. Минск: АНК “ИТМО им. А. В. Лыкова” НАНБ, 2000. Т. 5. С. 463–467.
12. **Байдаков В. Г., Каверин А. М., Сулла И. И.** Достижимый перегрев жидкого этана // Теплофизика высоких температур. 1989. Т. 27, № 2. С. 410–412.
13. **Павлов П. А.** Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. Свердловск: УрО АН СССР, 1988.

*Поступила в редакцию 19/XI 2004 г.,  
в окончательном варианте — 18/I 2005 г.*

---