

A heat gradient catastrophe and growth of a two-dimensional free dendrite in a supercooled melt

O. N. Shablovsky

Gomel State Technical University, Gomel, Belarus

The growth of a dendrite in a supercooled melt is studied from the viewpoint of the theory of locally-nonequilibrium heat transfer. We represent the dynamical conditions of compatibility on the three-dimensional phase boundary. The gradient catastrophe of the thermal field is the forerunner of side branching in dendritic crystal growth. Three types of gradient catastrophes on a two-dimensional growth line with plane or axial symmetry are indicated. A thermophysical interpretation of experiments on dendrite growth in a supercooled melt is given.

УДК 532.13

Возникновение в жидкостях механизма вязкого трения, характерного для газов, без изменения агрегатного состояния

О. В. Мартынов, Е. П. Тетерин

Ковровская государственная технологическая академия, г. Ковров, Россия

На основе модели неустойчивых локальных структур (НЛС) показано, что начиная с некоторого значения градиента скорости механизм вязкого трения, имеющий место в жидкостях, переходит в механизм вязкого трения, характерный для газов. При этом агрегатное состояние жидкости остается неизменным.

Советский исследователь А. И. Петрусевич отмечал, что в парах трения при высоких контактных давлениях порядка $10\ 000\ \text{кг/см}^2$ и более смазки проявляют эффект предельных напряжений сдвига, т. е. такого состояния, когда начиная с некоторого критического значения градиента скорости сдвига "дальнейший его рост не будет вызывать повышения (по крайней мере значительно) напряжения сдвига слоя смазки" [1]. Это утверждение приводится как экспериментальный факт со ссылкой на других исследователей без какой-либо попытки его теоретического объяснения.

Дальнейшие исследования показали, что предельные касательные напряжения наблюдаются не только при упругогидродинамическом контакте, но и при дилатометрических измерениях сдвиговых характеристик пластических смазок при давлениях, типичных для области Герца [2—4]. Предельные касательные напряжения наблюдались и в тонких пленках жидких смазок при упругогидродинамическом контакте при создании герцевских давлений [5].

Теоретическое описание появления предельных касательных напряжений было выполнено в ряде работ, например [6—8], в рамках уравнений гидродинамики в условиях упругогидродинамического контакта с использованием различного рода эмпирических зависимостей динамического коэф-

фициента сдвиговой вязкости от температуры и давления.

Открытыми остались вопросы о молекулярном механизме явления возникновения предельных касательных напряжений, о возможности проявления этого эффекта в других жидкостях (например, в простых) и условиях его экспериментального наблюдения. Попытка предсказать это явление на основе кинетической теории жидкостей Я. И. Френкеля [9] и модели Эйринга [10] не увенчалась успехом, так как в рамках этих классических моделей был задействован закон вязкого трения Ньютона.

Ответы на поставленные вопросы были найдены на основе молекулярной модели неустойчивых локальных структур [11—13].

При высоких градиентах скорости относительная скорость смещения слоев становится достаточно большой для того, чтобы за время оседлой жизни t_s это смещение становилось больше максимального смещения Δx_{\max} , при котором происходит разрушение ячейки. Тормозящая сила, действующая на каждую молекулу ячейки, при этом достигает постоянного максимального значения, величина которого при заданных значениях температуры и давления остается постоянной. В этом случае сила вязкого трения, действующая между смещающимися соседними слоями ($< F_x >$), опре-

деляется как сумма случайных величин, изменяющихся равномерно от 0 до F_{\max} , где F_{\max} не зависит от скорости сдвига [11] и, следовательно, достигается предельное напряжение, равное

$$\tau_m = \langle F_x \rangle / (2 \cdot \delta^2).$$

Однако надо учитывать, что при высоком градиенте скорости нарушается условие Эйринга, и к силе вязкого трения, обусловленной взаимодействием молекул соседних слоев, может добавиться составляющая, обусловленная переносом поперечной составляющей импульса. Это приводит к тому, что при достижении предельного сдвигового напряжения закон его изменения не становится равным постоянной величине, а будет изменяться с увеличением градиента скорости по линейному закону, соответствующему закону вязкого трения для газов. Этот закон описывается коэффициентом сдвиговой вязкости, много меньшим, чем для жидкости при обычных градиентах скорости. Такое состояние можно определить как квазигазовое, так как в этом состоянии вязкость жидкости описывается законами, приближенно соответствующими законам переноса поперечной составляющей импульса в газах.

График зависимости сдвигового напряжения от градиента скорости, для широкого диапазона значений градиентов скорости для изотермического процесса, показан на рис. 1.

Логично предположить, что значение максимального смещения близко к смещению, при котором достигается максимум силы взаимодействия. В работе [11] установлено, что максимум силы достигается при $\Delta x_m \approx 0,4 \cdot \delta$. С другой стороны, $\Delta x_m = V_0 t_s$, а $\text{grad}(V) = V_0 / \delta$. Отсюда получаем, что предельное сдвиговое напряжение достигается при значениях, определяемых выражением

$$\text{grad}(V)_m \approx 0,4 / (t_s). \quad (1)$$

Для простых жидкостей значение t_s может варьировать от 10^{-10} до 10^{-12} с, что приводит к значениям предельных градиентов скорости от $4 \cdot 10^9$ до $4 \cdot 10^{11}$ 1/с.

При повышении давления и уменьшении температуры время оседлой жизни увеличивается, что приводит к уменьшению значения предельного градиента скорости, и переход в квазигазовое состояние происходит при меньших градиентах скорости. В работе [12] выведена зависимость времени оседлой жизни от температуры и давления. Подставляя эту зависимость в формулу (1), получаем соотношение

$$\text{grad}(V)_m = \frac{3,6\sigma^2 N_A \rho_0 \sqrt{\pi R T}}{M^2 (1 + \alpha(T - T_0))(1 - \beta(p - p_0))} \times \exp \left[- \frac{6,272\sigma^2 (f_0 + B(p - p_0))(1 - \beta(p - p_0))(1 + \alpha(T - T_d))^{3/2}}{8kT} \right],$$

где σ — постоянная потенциала Леннарда—Джонса, определяющая расстояние, при котором потенциал равен нулю;

N_A — постоянная Авогадро;

ρ_0 — плотность жидкости при начальной температуре T_0 и начальном давлении p_0 (температура и давление, выбранные за точку отсчета с известной плотностью жидкости);

R — универсальная газовая постоянная;

M — молярная масса жидкости;

k — постоянная Больцмана;

α — температурный коэффициент расширения;

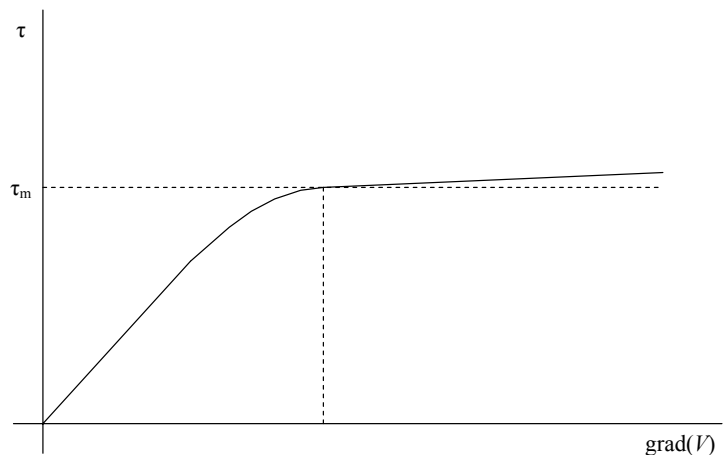
β — коэффициент сжимаемости;

f_0 — сдвиговой коэффициент упругости при начальных температуре и давлении;

B — коэффициент пропорциональности линейной зависимости сдвигового коэффициента упругости от давления;

T, p — текущая температура и давление, соответственно.

Рис. 1. Зависимость сдвигового напряжения от градиента скорости



В качестве примера зависимость предельного градиента скорости от температуры для этанола при фиксированном давлении $p = p_0 = 10^5$ Па показана на рис. 2, а. Зависимость предельного градиента скорости от давления для этанола при фиксированной температуре $T = T_0 = 273$ К показана на рис. 2, б.

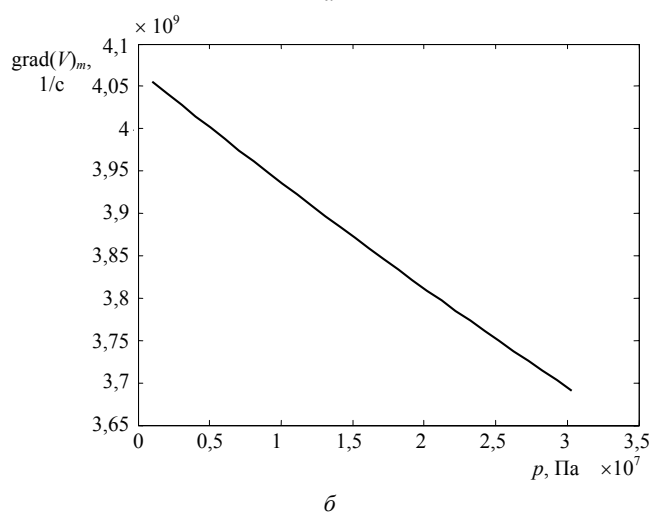
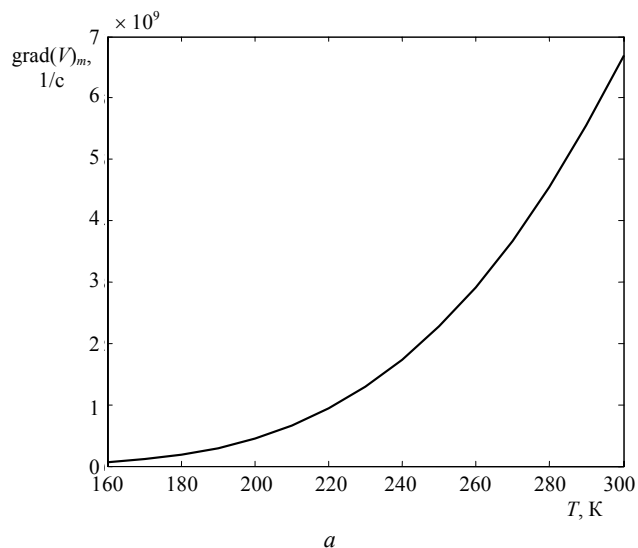


Рис. 2. Зависимость предельного градиента скорости:
 а — от температуры при фиксированном давлении $p = p_0 = 10^5$ Па для этанола (температура кристаллизации равна 154 К); б — от давления при фиксированной температуре $T = T_0 = 273$ К для этанола

В современных механизмах достигаются градиенты скорости до 10^7 1/с, что на 2—4 порядка меньше градиентов, необходимых для достижения квазигазового состояния. Однако с развитием современной техники градиенты скорости увеличиваются быстрыми темпами, и в недалеком будущем, по-видимому, будет возможно достижение такого состояния, которое потребует учета этого эффекта.

Совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей динамического коэффициента сдвиговой вязкости от температуры и давления, выполненных на основе модели НЛС, не только для простых, но и для ассоциированных жидкостей [12, 13], очевидно говорит о том, что ответственными за механизм вязкого трения для жидкостей являются неустойчивые локальные структуры. Поэтому логично предположить, что в пластических смазках механизм достижения предельного касательного напряжения подобен механизму для простых жидкостей. Однако вид элементарной ячейки и сила межмолекулярного взаимодействия существенно отличаются от простых жидкостей. Вследствие этого предельное сдвиговое напряжение пластических смазок при достаточно больших давлениях может наблюдаться и в реальном эксперименте [1—5].

Л и т е р а т у р а

1. Петрусевич А. И. Основные выводы из контактно-гидродинамической теории смазки// Известия Академии наук СССР. 1951. Т. 2. С. 209—223.
2. Альсаад М., Бэйр С., Винер В. Стеклование смазочных жидкостей и его влияние на упругогидродинамическую смазку// Проблемы трения и смазки. 1978. Т. 100. № 3. С. 97—112.
3. Бэйр С., Винер В. Измерение прочности смазочных жидкостей на сдвиг при высоких давлениях// Там же. 1979. Т. 101. № 3. С. 7—14.
4. Бэйр С., Винер В. Некоторые экспериментальные данные по реологии смазок при высоких давлениях// Там же. 1982. Т. 104. № 3. С. 59—66.
5. Решетов Я. Н., Грязин С. В. Исследование предельных напряжений сдвига смазочных материалов при импульсном нагружении высоким давлением// Известия вузов СССР. Машиностроение. 1990. № 1. С. 30—34.
6. Каннел И., Улоунт И. Упрощенный анализ сил трения при упругогидродинамическом контакте в условиях качения со скольжением// Проблемы трения и смазки. 1971. Т. 93. № 1. С. 39—48.
7. Бэйр С., Винер В. Реологическая модель для УГД-контактов, основанная на первичных лабораторных данных// Там же. 1979. Т. 101. № 3. С. 15—24.
8. Решетов Д. Н., Грязин С. В. Оценка сил трения с учетом предельного напряжения сдвига в смазочном материале// Вестник машиностроения. 1990. № 3. С. 8—10.
9. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. — М.: Изд-во АН СССР, 1975. — 496 с.
10. Глестон С. Ю., Лейдлер К., Эйринг Г. Теория абсолютных скоростей реакций: Пер. с англ./ Под ред. А. А. Баландина и Н. Д. Соколова. — М.: Издатинлит, 1948. — 583 с.
11. Мартынов О. В., Тетерин Е. П. Молекулярно-кинетическая модель возникновения касательных напряжений в простых жидкостях в широком интервале градиентов скоростей сдвига// Прикладная физика. 1999. № 4. С. 12—20.
12. Мартынов О. В., Тетерин Е. П. Температурная зависимость динамического коэффициента вязкости на основе структурной модели простых жидкостей// Там же. 2004. № 6. С. 17—20.
13. Мартынов О. В., Тетерин Е. П. Обобщенная функция зависимости динамического коэффициента сдвиговой вязкости от температуры и давления// Там же. 2006. № 6. С. 23—26.

Origin of viscous friction specific for gases in liquids without aggregative state changing

O. V. Martynov, E. P. Teterin

Kovrov State Technological Academy, Kovrov, Russia

On the unstable local structure model basis it is stated that beginning with some velocity gradient value viscous friction of liquids transfers to viscous friction of gases. At the same time aggregative state remains permanent.

УДК 53.082.25

Контактные силы

В. Ц. Ванчиков

Иркутский государственный университет путей сообщения, г. Иркутск, Россия

Рассмотрены силы, возникающие в смазочном слое жидкости между трущимися поверхностями твердых тел.

Известно, что к контактными силам относятся силы упругости, сила сопротивления вязкой среде движению твердого тела, силы, возникающие между трущимися поверхностями твердых тел [1]. По своей природе это электромагнитные силы, обусловленные взаимодействием между заряженными микрочастицами, входящими в состав макроскопических тел. При рассмотрении силового взаимодействия жидкости с твердым телом в гидромеханике согласно гипотезе сплошности среды реальные дискретные объекты молекулярного строения веществ заменяются упрощенными моделями, представляющими собой материальный континуум [2]. Считалось, что нескомпенсированное адгезионное поле молекул поверхности твердого тела простирается в пределах радиуса молекулярного действия, имеющего величину порядка 10^{-9} м. В этой связи предполагалось, что в случае обтекания водой поверхности твердого тела толщина неподвижного пристенного слоя воды микроскопическая. Облитерация водой капиллярных трубок диаметром 200 мкм и более (порядка 10^{-4} м) опровергает такое представление [3]. Для объяснения упомянутого расхождения в оценке толщины неподвижного пристенного слоя жидкости возникает необходимость развития адгезионной модели взаимодействия, учитывающей микроструктуру соприкасающихся поверхностей твердого тела и жидкости. Цель работы — рассмотрение контактных сил с учетом микроструктуры конденсированных тел.

Постановка задачи

Теория течения ньютоновских жидкостей в пристенном (пограничном) слое достаточно разви-

та [4]. Напомним, что теория течения жидкости в пограничном слое основана на упрощенных уравнениях Навье-Стокса. При этом выпадают из рассмотрения силы адгезии твердого тела и жидкости, тесно связанных микрогеометрическими параметрами молекулярного строения этих тел. Жидкости вблизи поверхности твердых тел под действием сил адгезии приобретают более упорядоченную молекулярную структуру. Об этом свидетельствует необходимость в некотором начальном усилии для осуществления сдвига в пристенном слое. Кроме того, предположим, что объяснение механизма облитерационного явления в капиллярах, характеризуемого когезией жидких частиц потока к жидким частицам на "поверхности" неподвижного пристенного слоя жидкости, может дать теория перколяции. Теория перколяции рассматривает образование связанных объектов в неупорядоченных средах. При этом можно ожидать, что имеется аналогия процесса когезии жидких частиц потока к жидким частицам неподвижного пристенного слоя (особого режима ламинарного течения жидкости [3]) с некоторыми перколяционными процессами. Примером приложения понятий перколяции является электрический пробой сложной системы, состоящий из проводящих и непроводящих материалов. При критической доле объема, заполненной металлическими шариками, примерно равной 0,16, происходит электрический пробой смеси плотно упакованных, случайно расположенных, одинаковых по размеру металлических и диэлектрических шариков. Иными словами, если металлические шарики составляют малую долю объема системы, то электрический ток не может пройти через комбинированную систему и