

УДК 541.64:539.3

ТЕОРИЯ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ШЕЙКИ В ПОЛИМЕРАХ¹

© 2008 г. С. Л. Баженов*, Е. П. Ковальчук**

*Институт синтетических полимерных материалов
им. Н.С. Ениколова Российской академии наук
117393 Москва, Профсоюзная ул., 70

**Московский педагогический государственный университет
117571 Москва, М. Пироговская ул., 1

Поступила в редакцию 27.02.2007 г.

Принята в печать 24.08.2007 г.

Проведено сравнение теорий автоколебательного распространения шейки в полимерах с экспериментальными данными. Предложена система уравнений, описывающая автоколебательное распространение шейки в ПЭТФ. Основой теории является уравнение Тода для теплопроводности в набегающем потоке, учитывающее теплоотдачу во внешнюю среду. Численное решение показывает существование колебаний на растущей ветви скоростной зависимости нижнего предела текучести, что не согласуется с критерием Давиденкова, но наблюдается в эксперименте. Модель Баренблатта учитывает ограниченную податливость образцов и является развитием модели Давиденкова. Авто колебательное распространение шейки в полимерах качественно отличается от релаксационных колебаний (например, периодического проскальзывания груза по столу) и от колебаний, описываемых кинетическими уравнениями первого порядка. Таким образом, неустойчивость систем, описываемых уравнением теплопроводности и системой кинетических уравнений, отличается принципиально.

ВВЕДЕНИЕ

При растяжении металла в области криогенных температур Portevin и LeChatelier [1] обнаружили периодическое чередование стадий медленного и быстрого пластического деформирования металла. Это явление, называемое эффектом Портевена–ЛеШателье, объясняют тем, что в микрозернах металла инициация пластического течения лимитируется притяжением дислокаций к атомам примеси, отрыв от которых требует дополнительного напряжения, или рождением двойников, появление которых облегчает дальнейшее пластическое течение. В полимерах (ПЭТФ) похожее поведение, состоящее в периодических скачках фронта распространения шейки, наблюдали Hookway [2], а также Roth и Schroth [3]. В полимерах в отличие от металлов, скачкообразное распространение шейки является очень регулярным. Это связано с иной природой явления.

Как показали Кечекьян, Андрианова и Каргин [4], скачкообразное распространение шейки в ПЭТФ обусловлено периодическим разогревом узкой переходной зоны между шейкой и неориентированной частью образца, где локализовано пластическое деформирование полимера. Увеличение температуры ускоряет пластическое течение материала, и происходит скачок фронта шейки. В комнатных условиях локальная температура ПЭТФ в зоне тепловыделения может достигать 120–140°C.

Разогрев зоны ориентационного превращения обусловлен переходом в тепло механической работы, совершающейся при пластическом удлинении полимера [4, 5]. Доля механической работы, которая переходит в тепло, зависит от типа полимера и скорости растяжения, но ее типичное значение равно ~80% [5, 6]. В работе [4] было показано, что в относительно коротких образцах шейка сначала распространяется с постоянной скоростью, а при достижении некоторой длины появляются колебания. Это связано с тем, что для возникновения колебаний образец должен запасти

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 04-03-32764).

E-mail: Bazhenov@ispn.ru (Баженов Сергей Леонидович).

достаточное количество энергии упругой деформации. Энергии должно хватить для разогрева некоторой зоны перед фронтом шейки, в которую вследствие теплопроводности уходит тепло. По своей природе разогрев полимера во фронте шейки аналогичен разогреву газа во фронте пламени. Распределение температуры полимера во фронте шейки при больших скоростях растяжения дается формулой Михельсона, описывающей температуру во фронте пламени [7–9]. Как следствие, размер зоны разогрева пропорционален коэффициенту теплопроводности материала и обратно пропорционален скорости растяжения [7]. Поэтому автоколебательный процесс распространения шейки легко возбуждается при высоких скоростях, когда объем зоны разогрева не слишком велик. По данной причине описанный механизм автоколебаний маловероятен в металлах при комнатной температуре, поскольку их теплопроводность в ~1000 раз выше, чем у полимеров (при гелиевых температурах такой механизм вполне реален).

Первая попытка создания математической теории обсуждаемого явления в металлах была предпринята Давиденковым [10]. Он моделировал пластическое течение материала релаксационными колебаниями груза, периодически проскальзывающим по неровному столу. Если сила трения при начале движения груза выше силы трения скольжения, груз проскальзывает. Данное явление, например, ответственно за визг тормозов при остановке автомашины. Условие появления автоколебаний Давиденков свел к критерию механической неустойчивости

$$\frac{d\sigma}{dv} < 0, \quad (1)$$

где σ – предел текучести материала и v – скорость растяжения.

Согласно выражению (1), автоколебательное распространение шейки возникает в случае аномальной скоростной зависимости предела текучести полимера, когда увеличение скорости растяжения приводит к снижению предела текучести. Обычное поведение состоит в возрастании предела текучести с повышением скорости.

Следующий шаг в создании теории обсуждаемого явления сделал Баренблатт [11], целью которого было объяснение существования критической длины образца, при которой появляются ав-

токолебания. Для этого он применил общие идеи теории колебаний [12]. В рамках предложенной им модели были введены два дифференциальных уравнения первого порядка. Одно из них описывает изменение температуры переходной зоны, а второе – изменение напряжения при распространении шейки. Анализ решения этих уравнений показал, что неустойчивость возникает лишь при достаточной длине образца. В работе [13] модель Баренблатта была обобщена на случай произвольной степени удлинения полимера в шейке, а ее решение доведено до аналитической формы, позволяющей производить экспериментальную проверку теории.

Первая попытка экспериментальной проверки теории была предпринята в работе [14]. Она выявила не столько количественные, сколько качественные расхождения эксперимента и теории, свидетельствующие либо о серьезных недостатках теории, либо о недопонимании природы явления. В частности, оказалось, что в ПЭТФ условия возбуждения колебаний зависят от амплитуды отклонения напряжения от положения равновесия. Малые отклонения затухали, а большие усиливались и приводили к возбуждению колебаний. В физике это называют “жестким режимом” возбуждения колебаний. Однако еще более неожиданным оказалось наличие колебаний при высоких скоростях растяжения, когда не выполняется критерий Давиденкова (1). К примеру, в ПЭТФ колебания экспериментально наблюдались в диапазоне скорости 15–5000 мм/мин, хотя критерий (1) выполняется лишь при скорости 10–200 мм/мин [14]. При скорости 200–5000 мм/мин, колебания, согласно критерию Давиденкова (1) и модели Баренблатта, наблюдаться не должны. Экспериментально колебания при указанных значениях скорости возбуждаются очень легко. Отметим, что критерий Давиденкова кажется самоочевидным, и его справедливость сомнению не подвергалась. Существование колебаний при очень высоких скоростях нагружения подтверждено в работе [15], в которой растяжение ПЭТФ проводили путем удара.

В работе [4] было обнаружено, что при некоторых условиях происходит “удвоение” периода колебаний при распространении шейки. Для объяснения этого явления Тода описал процесс тепловыделения в переходной зоне с помощью

уравнения теплопроводности в набегающем потоке [16].

Цель настоящей работы состоит в сравнении существующих теорий (Давиденкова, Баренблатта и Тоды) с экспериментальными данными, в частности, для описания скоростного интервала существования колебаний и определения критической длины, при которой появляются колебания в ПЭТФ.

Модель Баренблатта

Баренблattt [11] рассмотрел модель, показанную на рис. 1. Он предположил, что между неориентированной частью образца (область I) и шейкой (область III) располагается сравнительно узкая зона II, в которой происходит ориентация полимера и выделяется тепло. Длина зоны считалась пренебрежимо малой по сравнению с длиной образца. Длина зоны в модели принималась как параметр, не зависящий от растягивающего напряжения, температуры и скорости растяжения. Степень вытяжки полимера в шейке считалась равной двум. Изменение растягивающего напряжения со временем описывалось дифференциальным соотношением

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{v - u}{D}, \quad (2)$$

где D – упругая податливость образца, равная отношению удлинения к приложенному напряжению, u – скорость распространения шейки. При высокой жесткости испытательной машины и малой длине шейки в расчете на единицу площади поперечного сечения образца $D = L/E$, L – длина образца и E – модуль упругости материала.

Изменение температуры переходной зоны при распространении шейки находилось из уравнения

$$\frac{dT}{dt} = q - \alpha(T - T_0) \quad (3)$$

Здесь T и T_0 – температура полимера в переходной зоне и температура окружающей среды соответственно, $q = \frac{Q}{C} - \frac{1}{\gamma d} u(T - T_0)$, где C – теплоемкость полимера, d – длина переходной зоны, $\alpha = \frac{\beta S}{\omega C}$, Q – тепловой эффект ориентационного

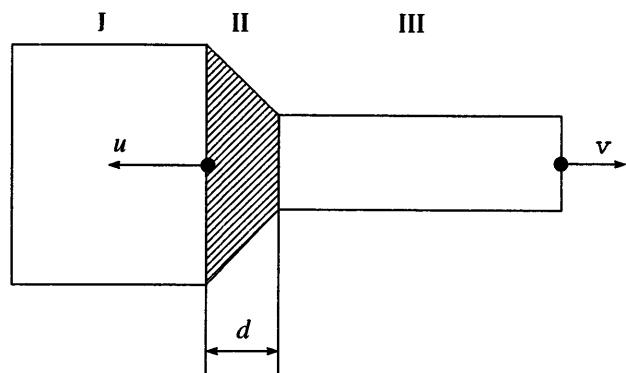


Рис. 1. Модель Баренблатта: I – неориентированная часть образца, II – переходная зона, III – шейка; v – скорость растяжения, u – скорость распространения шейки, d – длина переходной зоны.

превращения (за время dt в переходной зоне выделяется тепло $\omega Q dt$, где ω – объем переходной зоны), γ – коэффициент, описывающий форму переходной зоны, по величине близок к единице.

Анализ устойчивости малых флюктуаций напряжения и температуры относительно стационарного состояния путем линеаризации уравнений (2) и (3) показал, что при достижении критической податливости (длины) образца решение становится неустойчивым и появляются автоколебания [9]. Таким образом, модель Баренблатта позволила объяснить появление колебаний при достижении некоторой критической длины образца.

Один из недостатков модели Баренблатта состоял в том, что степень вытяжки полимера в шейке предполагалась равной 100%. Реально степень вытяжки в шейке зависит от типа полимера и варьируется в пределах 100–2000%, причем типичная величина составляет 250–400%. Этот недостаток был устранен в работе [13], и более точно изменение напряжения описывается уравнением

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{v - (\lambda - 1)u}{D} \quad (4)$$

Здесь $\lambda = L_2/L_1$ – степень вытяжки полимера в шейке, равная отношению длины рабочей части образца после распространения шейки к ее начальной длине. В случае $\lambda = 2$ это уравнение сводится к выражению (2).

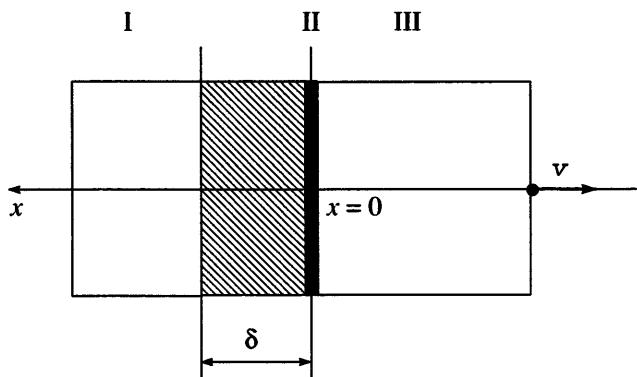


Рис. 2. Модель Тоды: I – неориентированная часть образца, II – переходная зона, III – шейка; δ – длина зоны разогрева; переходная зона в точке $x = 0$.

Для $\gamma = 1$ уравнение (3) записывается так:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\alpha \sigma u}{\rho C d} - \frac{u(T - T_0)}{d} - \frac{2\beta(T - T_0)}{\rho Ch}, \quad (5)$$

где ρ – плотность и β – коэффициент теплообмена с внешней средой (теплоотдача считается пропорциональной площади поверхности и разности температур $(T - T_0)$, h – толщина образца, α – доля механической работы, превращающейся в тепло.

Линеаризация уравнений (4) и (5) приводит к следующему критерию автоколебаний [13]:

$$-\frac{2\alpha\beta(\lambda-1)\sigma_s}{\rho C(u_s\rho Ch + 2\beta d)dT} \frac{d\sigma}{dT} - \frac{u_s\rho Ch + 2\beta d}{\rho Cd h K u_s} - \frac{(\lambda-1)}{D} > 0 \quad (6)$$

В приведенном выражении $\partial_T u = \frac{\partial u}{\partial T}$ и $\partial_\sigma u = \frac{\partial u}{\partial \sigma}$ – частные производные скорости распространения шейки по температуре и напряжению соответственно, $d\sigma/dT$ – производная зависимости нижнего предела текучести полимера по температуре, K – коэффициент, описывающий скоростную зависимость нижнего предела текучести от скорости растяжения: $\sigma_s = \text{const} + (\ln u)/K$.

Уравнение Тоды

Для объяснения эффекта удвоения частоты Тода отказался от предположения о постоянстве длины переходной зоны и описал процесс разогрева полимера с помощью уравнения теплопро-

водности в набегающем потоке [16]. Модель процесса иллюстрирует рис. 2. Тепло из переходной зоны уходит в неориентированный полимер (I). В неориентированном материале заштрихована зона шириной δ , в которой температура повышена из-за теплопроводности материала (михельсоновская ширина). Зона тепловыделения считается малой по сравнению с зоной разогрева. Уменьшением толщины шейки по сравнению с неориентированной частью образца пренебрегается. Система координат выбрана так, чтобы зона тепловыделения была неподвижной. В областях I и III температура образца описывается уравнением [16]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + u \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{2\beta(T - T_0)}{\rho Ch} \quad (7)$$

Здесь T и T_0 – температура полимера и окружающей среды соответственно, $\alpha = \sqrt{\frac{k}{C\rho}}$, k – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность, x – направление распространения шейки.

Тепловыделение учитывается в виде разрыва производной в бесконечно тонкой плоскости тепловыделения (рис. 2, зона II) [7]:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x \rightarrow -0} - \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x \rightarrow +0} = \frac{\sigma u(\lambda - 1)}{k} \quad (8)$$

Границные условия состоят в равенстве температур полимера и окружающей среды на большом удалении от переходной зоны:

$$T|_{x \rightarrow -\infty} = T_0, \quad T|_{x \rightarrow +\infty} = T_0, \quad T|_{x \rightarrow -0} = T|_{x \rightarrow +0} \quad (9)$$

Скорость пластической деформации полимера опишем уравнением Эйринга

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U - \alpha\sigma}{RT}\right), \quad (10)$$

где константа $\dot{\varepsilon}_0$ имеет порядок частоты атомных колебаний (10^{13}), U – энергия активации процесса пластического течения, α – активационный объем, R – газовая постоянная, T – температура.

Теплофизические коэффициенты соответствуют ПЭТФ [7]: $\rho = 1332 \text{ кг}/\text{м}^3$, $k = 0.14 \text{ Вт}/\text{м К}$, $C = 1300 \text{ Дж}/\text{кг К}$, $E = 4 \text{ ГПа}$. Параметры уравнения Эйринга: $U = 122 \text{ кДж}/\text{моль}$, $\alpha = 0.0008412 \text{ м}^3/\text{моль}$.

Систему уравнений (4), (7)–(10) решали численными методами. Расчет проводили по области неориентированного полимера (рис. 2). Расчетная длина составила 7δ , где $\delta = 2/\left(\frac{vpC}{k(\lambda-1)} + \sqrt{\left(\frac{vpC}{k(\lambda-1)}\right)^2 + \frac{8\beta}{kh}}\right)$ – длина зоны разогрева, полученная решением стационарного уравнения (12) [7]. В граничном условии (8) теплоотдачу в область шейки не учитывали.

При расчетах степень вытяжки λ варьировали в пределах 2–6, начальную длину – в интервале 0.01– 10^3 мм, толщина пленки $h = 170$ мкм. При вычислениях скорость растяжения v изменяли от 0.01 до 8000 мм/мин, коэффициент теплообмена $\beta = 50$ Вт/ $\text{м}^2\text{ К}$, температура окружающей среды $T_0 = 20^\circ\text{C}$.

Вычисления начинали, считая растягивающее напряжение равным 35 МПа, что значительно ниже предела текучести ПЭТФ. При решении уравнений использовали метод конечных разностей. Вычислительный шаблон соответствовал неявной четырехточечной схеме, устойчивой при любых соотношениях временного τ и пространственного шага Δx . Схема имела аппроксимацию порядка $O(\Delta x^2 + \tau)$. К полученной системе нелинейных разностных уравнений применяли метод прогонки. Согласование компонент упругой и пластической деформации в уравнении (4) требует введения неравномерной сетки с переменным временным шагом. Если в момент времени $(t + \Delta t)$ за один шаг скорость пластической деформации возросла более чем на 10%, т.е. $u(t + \Delta t)/u(t) > 1.1$, то временной шаг уменьшали вдвое (метод дихотомии), и данные пересчитывали. Для быстроты счета при медленном изменении скорости распространения шейки u , когда изменение скорости за один шаг становилось меньше 10^{-15} , временной шаг увеличивали вдвое.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Влияние скорости растяжения v на критическую длину образцов L_{cr} , при которой, согласно

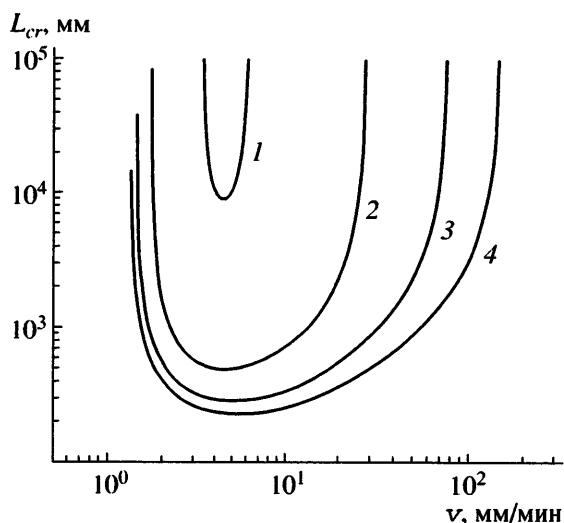


Рис. 3. Зависимость критической длины L_{cr} , соответствующей модели Баренблатта (уравнение (6)), от скорости растяжения v , при которой появляются колебания. Расчетные параметры $\alpha = 1$, $\beta = 50$ Вт/($\text{м}^2\text{ К}$), $d\sigma/dT = -0.3125$ МПа/К, $K = 0.0046$ МПа $^{-1}$, $h = 170$ мкм, $d = 170$ мкм; $\lambda = 2.3$ (1), 3 (2), 4 (3) и 5 (4).

модели Баренблатта (уравнения (4) и (5)), появляется неустойчивость распространения шейки, показано на рис. 3. Расчеты проведены при различных значениях степени вытяжки полимера в шейке λ . Следует отметить существование двух асимптотических пределов, ниже и выше которых автоколебания невозможны. Эти асимптоты зависят от степени вытяжки λ . С увеличением степени вытяжки диапазон скоростей, в котором наблюдается неустойчивое распространение шейки полимера, расширяется, и автоколебания начинаются при меньшей критической длине. При $\lambda = 3$ диапазон возможных колебаний лежит в пределах 1.5...~30 мм/мин. Минимальная критическая длина равна ~500 мм.

При $\lambda = 2.3$ диапазон скоростей сужается до интервала 2–8 мм/мин с минимальной критической длиной 8 м. При значениях $\lambda < 2.25$, в том числе и для $\lambda = 2$ (исходная модель Баренблатта), область автоколебаний отсутствует. Таким образом, для ПЭТФ в комнатных условиях немодифицированная модель Баренблатта предсказывает отсутствие колебаний, что не согласуется с экспериментом.

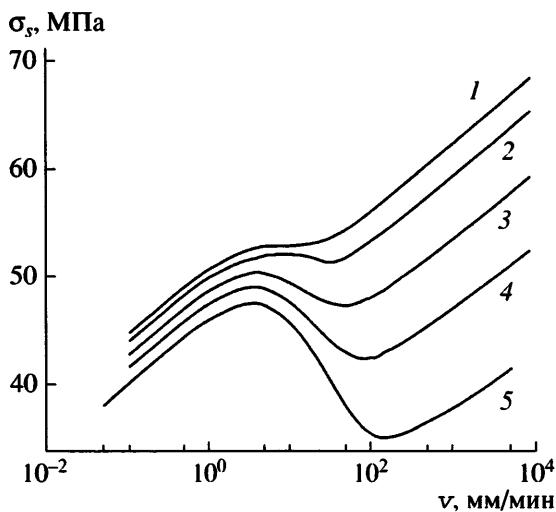


Рис. 4. Зависимость нижнего предела текучести σ_s от скорости растяжения v при $\lambda = 2$ (1), 2.3 (2), 3 (3), 4 (4) и 6 (5).

На рис. 4 приведена рассчитанная путем численного решения системы уравнений (4) и (7)–(10) зависимость нижнего предела текучести σ_d от скорости растяжения v при различных степенях вытяжки в шейке λ , соответствующих рис. 1 ($\lambda = 2, 2.3, 3, 4, 5$). Расчеты проводили при малой длине образцов (3 мм), когда колебания не возбуждаются. Графики имеют Z-образную форму. Скоростную область можно разделить на три части. При малых скоростях (область I, $v < 10$ мм/мин) предел текучести возрастает. В этой области повышением температуры можно пренебречь вследствие малости тепловыделения. Температура переходной зоны в этой области близка к температуре внешней среды. В области средних скоростей растяжения (область II) предел текучести снижается, что объясняется увеличением температуры переходной зоны. Именно эта область соответствует неустойчивому распространению шейки согласно критерию Давиденкова и модели Баренблатта. При высоких скоростях v (область III) предел текучести вновь возрастает, поскольку тепловыделение столь велико, что теплоотдача во внешнюю среду можно пренебречь, и разогрев происходит в адиабатических условиях. В этой области тепло не успевает уйти наружу, и вся механическая работа идет на разогрев поступающего в шейку неориентированного полимера. В области высоких скоростей (область III) при увели-

чении скорости растут температура и предел текучести. Согласно расчетам, при $\lambda < 2.3$ ниспадающая часть зависимости нижнего предела текучести (область II) исчезает. Области колебаний при предельно большой длине образцов на рис. 3, соответствующие модели Баренблатта, практически совпадают с интервалами снижения нижнего предела текучести от скорости растяжения на рис. 5. Таким образом, область неустойчивого распространения шейки в модели Баренблатта при очень большой длине образцов описывается критерием Давиденкова (1), и модель Баренблатта обобщает критерий Давиденкова на случай ограниченной податливости образцов.

Зависимость нижнего предела текучести образца колебания от скорости растяжения v приведена на рис. 5. Колебания наблюдаются при скоростях выше 100 мм/мин, когда $d\sigma/dv > 0$. Согласно работе [4], область существования колебаний ограничена скоростью растяжения 5000 мм/мин, когда автоколебательное распространение шейки сменяется разрывом образца на стадии ускорения фронта шейки. Данная область не описывается ни критерием Давиденкова, ни моделью Баренблатта. На рис. 5 представлены также результаты численного решения системы уравнений (4), (7) и (10) при граничных условиях (8) и (9). Расчеты проводили при $\lambda = 3$. Область существования колебаний, согласно этим уравнениям, заштрихована. Результаты численного решения этой системы уравнений достаточно хорошо описывают экспериментальный интервал существования автоколебаний. На этом же рисунке приведена расчетная амплитуда колебаний.

Результаты решения той же системы уравнений для определения критической длины образца, при которой появляются колебания, при $\lambda = 3$ и различных скоростях растяжения v приведены на рис. 6. Расчеты не только верно описывают область существования колебаний, но и демонстрируют удовлетворительное численное согласие расчетов и эксперимента. Так, при скоростях растяжения 90 и 400 мм/мин расчетные величины L_{cr} составляют 10 и 2, а экспериментальные – 20 и 3 мм/мин соответственно. Следовательно, математическая модель, объединяющая систему урав-

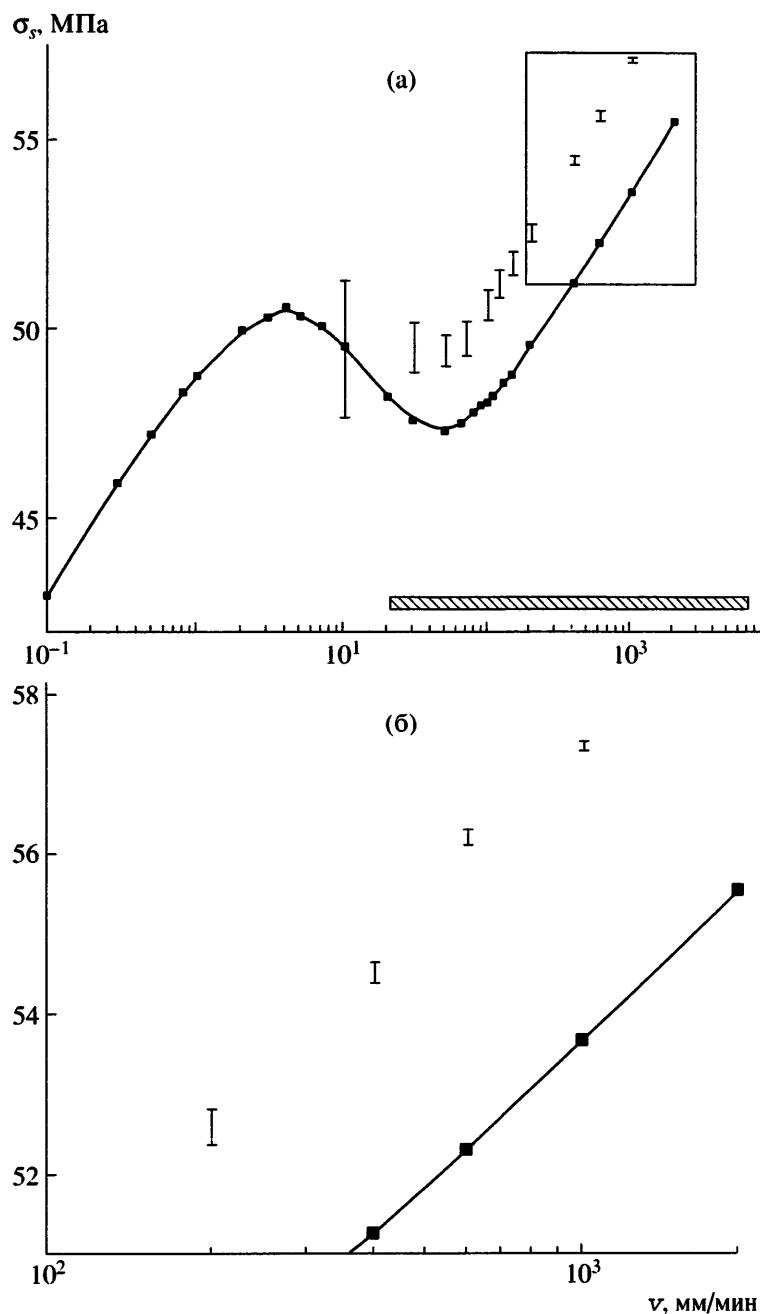


Рис. 5. Зависимость расчетной величины амплитуды колебаний от скорости растяжения при $\lambda = 3$ и начальной длине 300 мм (а); б – увеличение области, выделенной прямоугольником на рис. 5а.

нений (4) и (7)–(10), адекватно описывает рассматриваемое явление.

Суммируя результаты настоящей работы, можно сделать вывод о том, что построена теория автоколебательного распространения шейки в полимерах, адекватно описывающая экспериментальные данные. Существование математической модели, согласующейся с экспериментом,

означает, что явление понимается в принципе правильно.

В работе получен весьма неожиданный результат. Он заключается в том, что система уравнений (4) и (7)–(10) предсказывает существование колебаний на растущей ветви скоростной зависимости нижнего предела текучести (при высоких скоростях растяжения), а уравнение Давиденкова

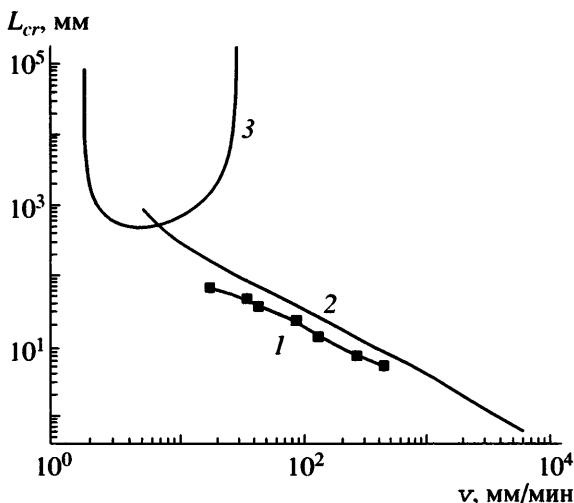


Рис. 6. Зависимость критической длины образца, при которой начинаются колебания, от скорости растяжения v . 1 – экспериментальные данные [7], 2 – результаты численного расчета уравнений (4) и (7)–(10) при $\lambda = 3$, 3 – результаты расчета по модифицированной модели Баренблатта, учитывающей различные значения λ .

(1) определяет лишь возможность появления автоколебаний. Это условие не является достаточным, поскольку не учитывает ограниченную податливость образца. Кроме того, скоростной диапазон существования автоколебаний шире, чем предсказывает уравнение (1).

Имевшееся ранее расхождение теории и эксперимента создавало впечатление, что физика автоколебательного процесса пластической деформации понимается как минимум не до конца. Главная проблема была в том, что не подверглась сомнению корректность критерия Давиденкова (1), причем не принималось во внимание, что математическая модель может допустить существование колебаний на растущей ветви скоростной зависимости нижнего предела текучести (область III на рис. 4). Модель Баренблатта учитывает ограниченную податливость образцов и является развитием модели Давиденкова.

Еще один вывод состоит в том, что автоколебательное распространение шейки в полимерах качественно отличается и от релаксационных колебаний (например, периодического проскальзывания груза по столу), и от колебаний, описываемых кинетическими уравнениями первого порядка (модель Баренблатта). Распространение шейки гораздо сложнее. Возможно, это связано с

тем, что автоколебательное распространение шейки описывается уравнением теплопроводности. Автоколебания, обусловленные неустойчивостью процесса теплопроводности, представляют собой отдельный класс автоколебаний, характеристики которого качественно отличаются как от релаксационных колебаний, так и от неустойчивостей, описываемых системой кинетических уравнений. Характеристики автоколебаний этого класса могут противоречить нашим интуитивным представлениям, сводящим автоколебания к релаксационным явлениям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Portevin A., LeChatelier F. // Trans. Am. Soc. for Steel Treating. 1924. V. 5. P. 457.
2. Hookway D.C. // J. Textile Institute. 1958. V. 49. P. 292.
3. Roth W., Schroth R. // Faserforsch. und Textiltechn. 1960. V. 11. P. 312.
4. Кечекьян А.С., Андрианова Г.П., Каргин В.А. // Высокомолек. соед. А. 1970. Т. 12. № 11. С. 2424.
5. Андрианова Г.П., Попов Ю.П., Арутюнов Б.А. // Высокомолек. соед. А. 1976. Т. 18. № 10. С. 2311.
6. Godovsky Y.K. Thermophysical Properties of Polymers. Berlin: Springer-Verlag, 1993. P. 227.
7. Баженов С.Л., Родионова Ю.А., Кечекьян А.С., Рогозинский А.К. // Высокомолек. соед. А. 2005. Т. 47. № 7. С. 1131.
8. Михельсон В.А. Собрание сочинений. М.: Новый агроном, 1930. Т. 1.
9. Зельдович Я.Б., Баренблatt Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
10. Давиденков Н.Н. // Физика твердого тела. 1961. Т. 3. С. 2458.
11. Баренблatt Г.И. // Механика твердого тела. 1970. № 5. С. 121.
12. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. М.: Наука, 1981.
13. Баженов С.Л., Кечекьян А.С. // Высокомолек. соед. А. 2001. Т. 43. № 1. С. 63.
14. Баженов С.Л., Кечекьян А.С. // Высокомолек. соед. А. 2002. Т. 44. № 4. С. 629.
15. Karger-Kocsis J., Benevolenski O.I., Moskala E.J. // J. Mater. Sci. 2001. V. 36. P. 3365.
16. Toda A. // Polymer. 1994. V. 35. № 17. P. 3638.

Theory of Self-Oscillating Neck Propagation in Polymers

S. L. Bazhenov^a and E. P. Koval'chuk^b

^a Institute of Synthetic Polymeric Materials, Russian Academy of Sciences,
Profsoyuznaya ul. 70, Moscow, 117393 Russia

^b Moscow Pedagogical State University,
ul. Malaya Pirogovskaya 1, Moscow, 117571 Russia
e-mail: Bazhenov@ispm.ru

Abstract—The theories describing self-oscillating neck propagation in polymers are compared with the experimental data. For the description of self-oscillating neck propagation in PET, the system of equations is proposed. This theory is based on the Toda equation for the thermal conductivity in the incoming flow, which takes into account heat release into the environment. Numerical solution demonstrates the existence of self-excited oscillations in the ascending branch of the strain rate dependence of post-yield stress, and this result conflicts with the Davidenkov criterion but fully agrees with the experimental evidence. The Barenblatt model takes into account the limited compliance of the samples and provides further development of the Davidenkov model. Self-oscillating neck propagation in polymers is shown to be qualitatively different from relaxation oscillations (for example, periodic slippage of a load along a table) and from oscillations described by the first-order kinetic equations. Hence, the instability of the systems described by the equation of thermal conductivity and the system of kinetic equations appears to be principally different.