

УДК 539.377 : 620.178.7 : 678

## ПЛАСТИЧНОСТЬ ТВЕРДЫХ ПОЛИМЕРОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

Э. Н. Беллендир, А. С. Власов, Н. А. Перцев

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование сопротивления твердых аморфных и аморфно-кристаллических полимеров высокоскоростному деформированию (при скорости деформирования около  $10^3$  с<sup>-1</sup>). Методом ударного нагружения длинных стержней изучено распространение импульсов напряжений в полимерных материалах и оценены их динамические пределы текучести. Разработана новая физическая модель начальной стадии процесса пластической деформации аморфных полимеров, которая связывает пластичность с образованием дислокаций Соммилианы в материале. С помощью модели вычислены теоретические значения динамических пределов текучести шести полимеров. Проведено сопоставление теоретических и экспериментальных результатов, которое показало их удовлетворительное согласие.

### Введение

Широкое применение полимеров и композиционных материалов на их основе в качестве элементов конструкций, функционирующих в условиях импульсных воздействий, требует детальных знаний о механическом поведении этих материалов при динамическом (ударном) нагружении. В то же время процессы высокоскоростного деформирования полимеров изучены слабо по сравнению с традиционными материалами — металлами, для которых выполнено большое число экспериментальных и теоретических исследований динамической пластичности [1-3]. В частности, не анализировалась возможность описания поведения твердых полимеров при динамическом нагружении с помощью имеющихся в литературе физических моделей деформирования этих материалов.

В связи с этим целью настоящей работы явилось получение экспериментальных данных о динамических пределах текучести широкого круга твердых аморфных и аморфно-кристаллических полимеров и их теоретический анализ с позиций физической теории пластичности.

Постановка динамических экспериментов, обеспечивающих надежную информацию о свойствах полимеров, до сих пор остается самостоятельной сложной проблемой. Не существует какого-либо единого метода, позволяющего определять динамические механические характеристики (например, динамические диаграммы деформирования) в достаточно широком интервале скоростей деформации  $\dot{\gamma}$ . Для области  $\dot{\gamma} \sim 10^3$  с<sup>-1</sup> наибольшее распространение приобрел метод разрезного стержня Гопкинсона [4-6], в котором система из двух упругих стержней, разделенных образцом в виде тонкой прокладки, нагружается импульсом напряжения длительностью порядка  $10^{-4}$  с. Экспериментальный и теоретический анализ предположений, лежащих в основе этой методики, показывает, что она дает надежные результаты при  $\dot{\gamma} \leq 10^4$  с<sup>-1</sup>.

Более высокие скорости деформирования реализуются в экспериментах по распространению ударных волн. В последние годы достигнуты определенные успехи в разработке ударно-волновых методов, позволяющих исследовать процесс пластической деформации полимеров при  $\dot{\gamma}$  выше  $10^5$  с<sup>-1</sup> [7-10]. Однако получаемые с их помощью данные носят пока эпизодический характер, а интерпретация результатов затруднена сильным влиянием на текучесть эффектов

динамического сжатия и повышения температуры за фронтом ударной волны [11, 12].

Исходя из вышесказанного, в данной работе мы ограничились изучением пластичности полимеров при скоростях деформирования порядка  $10^3 \text{ с}^{-1}$ . Из динамических диаграмм деформирования, полученных в работах [4-6] с помощью методики разрезного стержня Гопкинсона (сжимающий и круглый варианты), были взяты значения пределов текучести поликарбоната (ПК), полиэтилена высокой плотности (ПЭВП) и политетрафторэтилена (ПТФЭ). Кроме того, методом ударного нагружения длинных стержней (раздел 1) были определены динамические характеристики полиметилметакрилата (ПММА), полистирола (ПС) и полиамида-6 (ПА-6). Для теоретического описания случая высокоскоростного деформирования разработана новая дислокационно-дисклинационная модель первой стадии процесса пластической деформации твердых аморфных полимеров (раздел 2). На основе модели выполнен анализ экспериментальных данных о пределах текучести исследованных материалов (раздел 3).

## 1. Постановка и результаты эксперимента

Определение предела текучести ПММА, ПС, ПА-6 в условиях деформирования со скоростью  $\sim 10^3 \text{ с}^{-1}$  осуществлялось методом динамического нагружения длинных стержней круглого сечения. Ударом по одному из торцов стержня в образце возбуждался импульс напряжений. Ударник, изготовленный из того же материала, что и образец, разгонялся до определенной скорости  $V_0$  на пневматической баллистической установке [13]. В зависимости от величины  $V_0$  вдоль образца распространялась упругая или упруго-пластическая волна деформаций сжатия определенной длительности и формы. В том случае, когда максимальные напряжения в импульсе превышали предел упругости материала, пластическая часть волны деформаций уже на длине пробега  $\lambda$  порядка диаметра образца  $D$  затухала [14]. Кроме того, при достаточной длине стержня и  $\lambda = (8 \div 10)D$  напряженное состояние становилось одноосным [15]. Во всех проведенных опытах длина  $L_0$  образца ( $L_0 = 150 \div 200 \text{ мм}$ ) была больше  $10 \div 15 D$  ( $D = 12 \text{ мм}$ ). Расчет параметров импульса напряжений (амплитудные значения и профиль изменения во времени) осуществлялся по изменению скорости движения свободного торца стержня при отражении от него падающей волны сжатия [13, 16]. Регистрация профиля скорости свободного торца производилась лазерным дифференциальным интерферометром [13, 17]. Характерный вид изменения нормальных напряжений  $\sigma$  в импульсе от времени  $t$  представлен на рис. 1.

Для каждого выбранного полимера была проведена серия опытов. Путем постепенного увеличения скорости ударника  $V_0$  последовательно повышалась интенсивность возбуждаемых на нагружаемом торце образца напряжений. Строилась зависимость амплитудных значений  $\sigma_m$  нормальных напряжений в импульсе, вышедшем на свободный торец, от скорости  $V_0$  (рис. 2). Как видно из рис. 2, при малых скоростях удара наблюдалась линейная зависимость  $\sigma_m - V_0$ . Это указывало на то, что в данной области удар приводит к чисто упругому деформированию образца. При больших скоростях удара на нагружае-

Материал	$a, \text{ \AA}$	$l, \text{ \AA}$	$h, \text{ \AA}$	$b_{\text{аксп}}, \text{ \AA}$	$b_c, \text{ \AA}$	$\dot{\gamma}, \text{ с}^{-1}$	$G, \text{ ГПа}$	$\tau_{\text{векп}}, \text{ ГПа}$	$\tau_{\text{теор}}, \text{ ГПа}$	$\frac{\tau_{\text{теор}}}{G} \Big _{\dot{\gamma} \rightarrow \infty}$
ПММА	8.7	2.5	3.75	2.65	2.9	$3 \cdot 10^3$	2.15	0.113	0.135	0.164
ПС	9.3	2.5	3.93	2.8	3.05	$3 \cdot 10^3$	1.32	0.053	0.076	0.165
ПК	6.1	6.1	4.1	3.3	3.75	$10^3$	1.00	0.06	0.063	0.187
ПА-6	4.9	3.2	2.7	2.1	2.1	$0.75 \cdot 10^3$	1.65	0.078	0.070	0.180
ПЭВП	4.8	2.5	2.4	2.05	2.1	$5 \cdot 10^3$	1.00	0.028	0.033	0.196
ПТФЭ	5.9	2.5	2.8	—	2.3	$10^3$	0.50	0.013	0.014	0.190

Примечание. При расчете напряжения течения для ПТФЭ использована величина вектора Бюргера  $b_c$ , полученная из корреляционной формулы.

мом торце возникали упруго-пластические деформации и зависимость  $\sigma_m - V_0$  становилась нелинейной. Как указывалось выше, пластическая составляющая деформации быстро затухала и не достигала свободного торца образца. Поэтому напряжения  $\sigma_m$  при  $V_0$  больше некоторого значения  $V_k$  становились постоянными и не превышали предел упругости данного полимера. Предельное значение нормальных напряжений с учетом поправки на линейное затухание волны деформаций по мере ее распространения вдоль образца принималось равным пределу упругости  $\sigma^*$  полимера в условиях динамического нагружения. Линейное затухание в стержне связано с дисперсией импульса и рассеянием его энергии на неоднородностях состава материала. В работе было определено влияние этих факторов на форму импульса. Сравнивались между собой амплитудно-временные параметры волны напряжений, вышедшей на свободный торец стержня непосредственно после нагружения, и этой же волны, возвратившейся

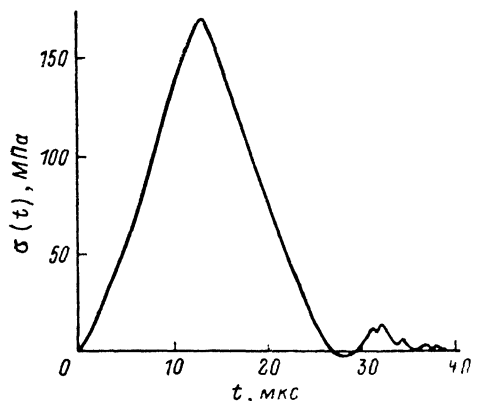


Рис. 1. Напряжения в волне упругих деформаций, распространяющейся по стержню при динамическом нагружении.

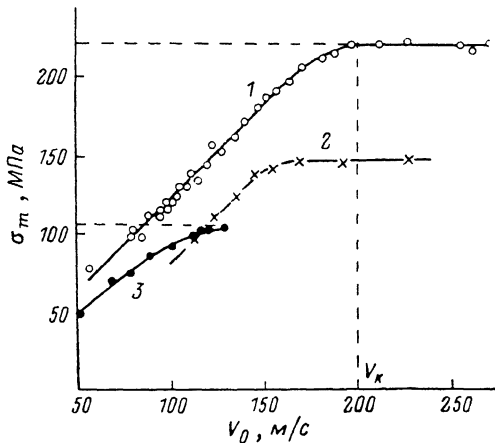


Рис. 2. Зависимость максимальных напряжений в волне деформаций от скорости удара для ПММА (1), ПА-6 (2) и ПС (3).

к свободному торцу после двойного пробега по длине образца. Выполненные измерения показали, что в ПММА и ПС затухание составляет  $\approx 0.35$  МПа/см, а в ПА-6 — 0.6 МПа/см.

Так как нарастание напряжений на переднем фронте импульса хорошо аппроксимируется линейной зависимостью (рис. 1), значения скорости деформации  $\dot{\epsilon}$  рассчитывались по формуле  $\dot{\epsilon} = \sigma_m / \rho v^2 \Delta t$ , где  $\sigma_m$  — амплитуда нормальных напряжений в импульсе,  $\rho$  — плотность полимера,  $v$  — скорость распространения упругих продольных волн в материале,  $\Delta t$  — время нарастания напряжений от нуля до  $\sigma_m$ . Полученные экспериментальные значения пределов упругости принимались в качестве оценки пределов текучести материалов и были пересчитаны на сдвиговые характеристики  $\tau^*$  по критерию максимальных касательных напряжений:  $\tau^* = \sigma^* / 2$ ,  $\gamma = 3\epsilon / 2$ , где  $\tau^*$  — предел текучести на сдвиг,  $\gamma$  — сдвиговая деформация. Значения  $\tau^*$  и  $\dot{\gamma}$  для исследованных полимеров совместно с литературными данными для ПК, ПЭВП, ПТФЭ приведены в таблице.

Следует отметить, что принятая оценка может лишь занижать величину предела текучести. Ее точность зависит от формы динамической диаграммы деформирования. Анализ, проведенный в предположении подобия динамических и статических диаграмм деформирования, показал, что погрешность для ПА-6 не превышает нескольких процентов, а для ПММА и ПС — 20%. Для ПС значение  $\tau^*$  дополнительно занижено из-за того, что по методическим причинам не удалось построить горизонтальный участок кривой  $\sigma_m - V_0$ .

Наиболее перспективным для описания пластичности твердых аморфных полимеров является, по нашему мнению, подход, который связывает механизм деформирования с движением дефектов, аналогичных дислокациям в кристаллах. В аморфных телах носителями пластической деформации служат планарные дефекты — дислокации Сомилианы [18]. Поверхность такого дефекта — это поверхность скольжения  $S$ , вдоль которой при деформировании осуществляется пластический сдвиг одной части тела относительно другой. В силу неупорядоченности атомного строения вектор пластического смещения  $\mathbf{b}(\mathbf{r})$  не может оставаться постоянным на  $S$  [19]. Он флуктуирует по величине и направлению ( $\mathbf{b}(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{b} \rangle + \beta(\mathbf{r})$ ) вокруг среднего значения  $\langle \mathbf{b} \rangle$ , зависящего от средних расстояний между соседними минимумами потенциального рельефа межатомного взаимодействия на поверхности  $S$ . Сама же поверхность скольжения ока-

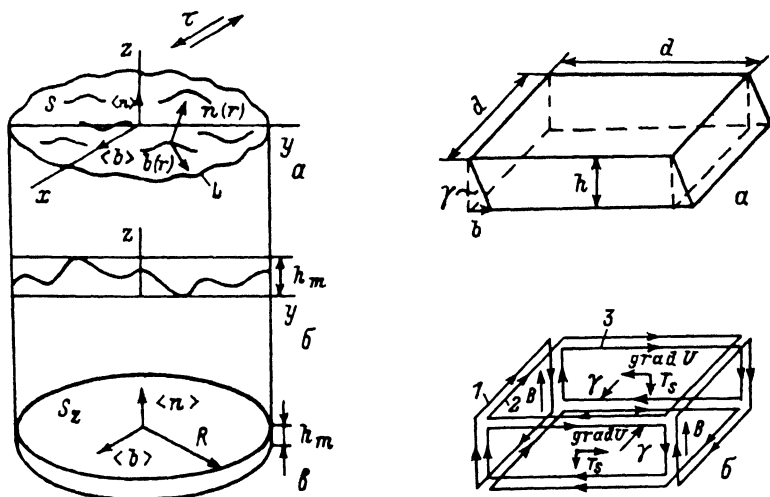


Рис. 3. Дислокация Сомилианы в аморфном полимере.

$a$  — схематическое изображение волнистой поверхности дефекта  $S$  (поверхности скольжения), ограниченной линией  $L$ ;  $b$  — сечение поверхности  $S$  плоскостью  $zy$ ;  $e$  — область в виде диска радиуса  $R$  и толщины  $h_m$ , которую занимает дислокация Сомилианы ограниченных размеров.

Рис. 4. Объемный очаг однородной сдвиговой деформации (в форме квадратной пластинки со сторонами  $d$  и толщиной  $h$ ) (а) и его дислокационно-дислокационная модель — макроперегиб (б).

1 — скользящие дислокационные петли, 2 — клиновые дислокационные петли, 3 — специальные прямоугольные дислокации Сомилианы.

зывается при этом выделенной в материале, так как из-за наличия флуктуаций создает упругие поля и обладает избыточной энергией.

Рассматриваемая дислокация Сомилианы также моделируется системой из дислокации Вольтерра с вектором Бюргерса  $\langle \mathbf{b} \rangle$ , расположенной на границе  $L$  поверхности  $S$ , и ансамбля малых дислокационных петель с векторами Бюргерса  $\beta(\mathbf{r})$  и контурами, лежащими на  $S$  [20, 21]. Если пренебречь флуктуациями  $\beta(\mathbf{r})$ , то в первом приближении можно считать, что дефекты, ответственные за пластичность аморфных полимеров, являются частичными дислокациями Вольтерра со среднестатистическими векторами Бюргерса. На основе такого упрощенного подхода в работе [22] была разработана количественная модель первой стадии пластической деформации полимеров. Считалось, что пластичность начинается с процесса гомогенного зарождения очагов деформационных перегруппировок цепей, эквивалентного образованию и расширению скользящих дислокационных петель. Вектор Бюргерса  $\langle \mathbf{b} \rangle$  был подгоночным параметром теории.

В работах [23, 24] показано, что модель [22] хорошо описывает экспериментальные зависимости  $\tau^*(T, \dot{\gamma})$  для большой группы линейных полимеров (при

температуре  $T > 170$  К и  $\dot{\gamma} = 10^{-5} - 10$  с $^{-1}$ ). Однако в области низких температур ( $T < 170$  К) теоретические кривые начинают существенно отклоняться от экспериментальных данных [25, 26]. Поэтому следует ожидать, что приближенная модель [22] недостаточна и для расчета предела текучести при высокоскоростном деформировании.

При более строгом подходе необходимо учитывать, что поверхность скольжения в аморфном материале не является плоской. Локальная нормаль  $\mathbf{n}(\mathbf{r})$  к  $S$  флуктуирует вокруг среднего направления  $\langle \mathbf{n} \rangle$ , представляющего собой нормаль к плоскости  $xy$  действия максимального внешнего касательного напряжения  $\tau$  (рис. 3, а). Флуктуации  $\mathbf{n}(\mathbf{r})$  отражают наличие складок на  $S$ , возникающих при обходе поверхностью нерегулярно расположенных макромолекул, лежащих на ее пути. В результате дислокация Соммиани конечных размеров с подобной волнистой поверхностью будет занимать область в виде диска толщиной  $h_m$  (рис. 3, б, в). Основной интегральной характеристикой такого дефекта, определяющей, в частности, его взаимодействие с полем внешних напряжений, является дислокационный момент [27]

$$M_{(zx)} = \frac{1}{2} \int_S [b_x(\mathbf{r}) n_z(\mathbf{r}) + b_z(\mathbf{r}) n_x(\mathbf{r})] dS. \quad (1)$$

В зависимости от ориентации осей макромолекул по отношению к  $\langle \mathbf{b} \rangle$  и  $\langle \mathbf{n} \rangle$  их локальные деформационные перегруппировки происходят либо с помощью проскальзывания соседних цепей вдоль или поперек осей, либо за счет пластического конформационного изгиба гибкоцепных молекул [22, 24]. Эти перегруппировки приводят к взаимному пластическому сдвигу объемов материала выше и ниже  $S$ . В соответствии с рельефом поверхности  $S$  локальные сдвиги в различных точках располагаются на разной высоте  $z$  (рис. 3, б) и оказываются распределенными в слое толщиной  $h_m$ .

Такая делокализация микросдвига, характерная для аморфного полимера, не описывается моделью плоской дислокационной петли [22], но может быть в первом приближении учтена следующим образом. Анализ показывает, что простейшим континуальным аналогом зоны распределенного микросдвига (рис. 3, в) является дискообразная область толщиной  $h \approx h_m/2$ , внутри которой материал подвергнут однородной сдвиговой пластической деформации  $\gamma = b/h$  (в приближении  $\gamma \ll 1$ ). Параметр  $b$  задается формулой  $b = 2M_{(zx)}/S_z$ , где  $S_z$  — площадь проекции  $S$  на плоскость  $xy$ . В континуальной модели учитывается делокализация микросдвига, связанная как с рельефом  $S$ , так и с действием на части поверхности скольжения механизма пластического изгиба цепей [25, 26]. Поля напряжений (кроме быстропадающей флуктуационной компоненты) и упругую энергию  $W$  введенного объемного очага деформации можно рассчитать с помощью модели макроперегиба, предложенной в теории сбросообразования [25, 26, 28].

Макроперегиб, моделирующий очаг в форме квадратной пластинки (рис. 4, а), состоит из петель клиновых дисклинаций с векторами Франка  $\pm \gamma$ , скользящих дислокационных петель мощностью  $B = \gamma d/2$  и прямоугольных специальных дислокаций Соммиани с плоской поверхностью и характеристическими векторами  $\mathbf{T}_s$  и  $\text{grad } U$  ( $|\mathbf{T}_s| = 1$ ,  $|\text{grad } U| = \gamma$ ) (рис. 4, б). Общее выражение для упругой энергии макроперегиба найдено в [28]. Энергию  $W$  очага в виде диска, являющегося энергетически наиболее выгодным, можно получить, корректируя результаты [28] с учетом эффекта формы [25]

$$W = \frac{Gb^2h}{\sqrt{4}\sqrt{\pi}(1-\nu)} f\left(\frac{R}{h}\right), \quad (2)$$

где  $G$ ,  $\nu$  — модуль сдвига и коэффициент Пуассона полимера;  $R$ ,  $h$  — радиус и толщина диска;  $f$  — функция, описываемая формулой ( $p = \sqrt{\pi}R/h$ )

$$f\left(\frac{R}{h}\right) = (2-\nu)p \ln \frac{\sqrt{1+p^2}(p+\sqrt{1+p^2})}{(p+\sqrt{1+2p^2})} + \frac{1}{3}(1-\sqrt{2})\nu p^3 + \nu p^3 \ln \frac{\sqrt{1+p^2}(1+\sqrt{2})}{(p+\sqrt{1+2p^2})} +$$

$$+ 2(1 - \nu) p^2 \operatorname{arctg} \left( \frac{1}{\sqrt{1 + 2p^2}} \right) + \frac{1}{3}(3 - \nu) + \frac{1}{3} \sqrt{1 + 2p^2} (\nu p^2 + 3 - \nu) - \\ - \frac{1}{3} \sqrt{1 + p^2} [\nu p^2 + 2(3 - \nu)].$$

Из (2) следует, что модель макроперегиба позволяет не вводить в теорию радиус ядра дефектов, появляющийся при упрощенном подходе [22] как подгоночный параметр, выбираемый из феноменологических соображений. Вместо радиуса ядра в выражение для энергии входит эффективная толщина  $h$  зоны микродвига, которую можно рассчитать по геометрическим характеристикам молекулярной структуры полимера. При минимальном отклонении  $S$  от плоской поверхности  $h \approx (a + l)/3$  ( $a$  — диаметр эффективного поперечного сечения макромолекулы;  $l$  — среднее расстояние между соседними «шарнирами» в цепи, обеспечивающими ее конформационный изгиб).

Предложенная модель позволяет вычислить предел текучести  $\tau^*$  в широком диапазоне скоростей деформирования. Следуя [22], будем считать, что  $\tau^*$  определяется процессом зарождения областей микродвига. Изменение  $\Delta \Phi$  термодинамического потенциала полимерной системы при образовании области радиуса  $R$  имеет вид

$$\Delta \Phi = \frac{Gb^2h}{4\sqrt{\pi}(1-\nu)} f\left(\frac{R}{h}\right) + \Gamma\pi R^2 - \tau b\pi R^2, \quad (3)$$

где  $\Gamma$  — избыточная энергия единицы площади поверхности скольжения  $S$ . Развитие процесса идет путем увеличения радиуса  $R$  области при постоянной ее толщине. Критическое значение  $R^*$ , соответствующее активированному состоянию системы на вершине барьера, определяется из уравнения  $\partial \Delta \Phi / \partial R = 0$ . Подстановка  $R^*$  в (3) позволяет найти высоту потенциального барьера зарождения  $\Delta \Phi^* = \Delta \Phi(R^*)$ . Связь между напряжением  $\tau$ , приложенным к полимеру, и скоростью  $\dot{\gamma}$  изменения его макроскопической деформации задается соотношением [24]

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp[-\Delta \Phi^*(\tau)/kT], \quad (4)$$

вытекающим из теории абсолютных скоростей реакций [29] ( $k$  — постоянная Больцмана,  $\dot{\gamma}_0$  — предэкспонента [24]). Выполняя необходимые вычисления, из (3) и (4) получаем искомую систему уравнений для расчета предела текучести  $\tau^*$  ( $\dot{\gamma}$ ) полимера

$$\tau^* = \frac{\Gamma}{b} + \frac{Gb}{8(\sqrt{\pi})^3(1-\nu)R^*} \frac{\partial f(R^*/h)}{\partial (R^*/h)}, \quad (5)$$

$$2f\left(\frac{R^*}{h}\right) - \frac{R^*}{h} \frac{\partial f(R^*/h)}{\partial (R^*/h)} = \frac{8\sqrt{\pi}(1-\nu)kT \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma})}{Gb^2h}. \quad (6)$$

В заключение теоретического анализа отметим, что в рамках дислокационного подхода существует и другая точка зрения на природу предела текучести аморфных полимеров. В [20, 21] предполагается, что  $\tau^*$  определяется процессом распространения фронта  $L$  дислокации Сомилианы через молекулярные препятствия, а не зарождением дефектов. Однако в работах [20, 21] формулы для расчета  $\tau^*$  получены не были.

### 3. Сопоставление теории с экспериментом

Вычисление теоретического предела текучести проводилось по формулам (5)–(6) как для аморфных ПММА, ПС и ПК, так и для частично-кристаллических ПЭВП, ПА-6 и ПТФЭ. Для второго типа полимеров возможность такого подхода обосновывается тем, что зарождение областей микродвига наиболее вероятно в аморфных прослойках, обладающих большей упругой податливостью, чем кристаллы. Вкладом первого слагаемого в (5) пренебрегли исходя из данных работы [20]. Численные значения молекулярных параметров  $a$ ,  $l$  и  $h = (a + l)/3$ , используемые при вычислениях, приведены в таблице. Для пред-

экспоненты  $\dot{\gamma}_0$  применялась оценка  $\dot{\gamma}_0 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , выведенная на основе результатов [24, 30].

У полимеров модуль сдвига  $G$  имеет существенно релаксационный характер и сильно зависит от температуры и времени воздействия на материал. Согласно [24, 30], при расчете  $\tau^*$  необходимо выбирать строго определенное значение  $G(t)$  релаксационного модуля, соответствующее времени  $t = \omega_0^{-1} \exp(\Delta\Phi^*/kT)$  зарождения области микродвига критического размера ( $\omega_0 \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$  — частота коррелированных тепловых колебаний цепей в зародыше). Поэтому в формуле (5)—(6) мы подставляли динамический модуль сдвига  $G'(\omega)$  полимеров, измеренный экспериментально на эквивалентной частоте  $\omega = 1/t$ . В случае  $\dot{\gamma} \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$  необходимые значения  $\omega$  оказались в области ультразвуковых частот  $10^5$ — $10^6$  Гц. Данные о модулях  $G'(\omega)$  (см. таблицу) взяты из работ [31—33].

Теоретический расчет эффективного пластического смещения  $b$ , дающий достаточную для прогнозирования  $\tau^*$  ( $\dot{\gamma}$ ) степень точности, встречает значительные трудности, так как требует вычисления дислокационного момента  $M_{(zx)}$  с учетом статистических распределений  $b(x)$  и  $n(x)$ . Поэтому в работе использовались значения  $b$  (см. таблицу), найденные из сопоставления теории с экспериментом в случае статического нагружения при  $\dot{\gamma} \sim 10^{-1} \text{ с}^{-1}$  (данные о  $\tau^*$  и  $G'(\omega = 1 \text{ Гц})$  взяты из литературы). Подчеркнем, что «экспериментальные» величины  $b$  удовлетворительно согласуются с корреляционной формулой  $b_c = 2(a+2c)/3\pi$ , предложенной в [24] ( $c$  — среднее расстояние между соседними минимумами потенциала межцепных взаимодействий, описывающего энергетику продольного смещения макромолекулы в полимере). Этот факт подтверждает существование закономерной связи параметра  $b$  с геометрическими характеристиками молекулярной структуры.

Результаты расчета предела текучести при скорости деформации  $\dot{\gamma} \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ , выполненного в соответствии с заданными выше параметрами модели ( $\nu = 0.33$ ), приведены в таблице. Сравнение с данными опытов показывает, что теория удовлетворительно согласуется с экспериментом — расхождение между ними не превышает 20 % (за исключением ПС, экспериментальное значение  $\tau^*$  которого занижено; см. раздел 1). Для предельно высоких скоростей деформирования ( $\dot{\gamma} \rightarrow \infty$ ) теория предсказывает величину предела текучести, равную  $\tau_{\infty}^* = 0.232 Gb/h$ . Как видно из таблицы, для исследованных полимеров  $\tau_{\infty}^*$  близки и хорошо согласуются с теоретическим пределом прочности на сдвиг  $\tau_{\infty} = (G/2\pi) - (G/\pi\sqrt{3})$ .

Таким образом, сопротивление деформированию твердых полимеров зависит главным образом от геометрических параметров их молекулярной структуры (межцепного расстояния  $a$  и минимальных трансляций  $l$  и  $c$  вдоль макромолекулы) и от макроскопической характеристики межмолекулярного взаимодействия — релаксационного модуля сдвига. Увеличение предела текучести при переходе к динамическому нагружению объясняется не только ростом  $\dot{\gamma}$  в уравнении (6), но и существенным возрастанием модуля сдвига в этих условиях.

Авторы выражают благодарность А. Б. Синани за участие в обсуждении данной работы и высказанные ценные замечания.

## Литература

- [1] Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов / Под ред. М. А. Мейерса и Л. Е. Мурра. М.: Металлургия, 1984. 512 с.
- [2] Clifton R. J. Trans. ASME: J. Appl. Mech., 1983, v. 50, N 4b, p. 941—952.
- [3] Макаров П. В. ФГВ, 1987, т. 23, № 1, с. 22—28.
- [4] Кожошвили С. М. Методы динамических испытаний жестких полимерных материалов. Рига: Зинатне, 1978. 182 с.
- [5] Briscoe B. J., Nosker R. N. Wear, 1984, v. 95, p. 241—262.
- [6] Steer P., Rietsch F., Lataillade J.-L. et al. J. de Physique, 1985, v. 46, N 8, p. 415—423.
- [7] Gupta Y. M. Polym. Eng. and Sci., 1984, v. 24, N 11, p. 851—861.
- [8] Gupta Y. M. J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 10, p. 5352—5361.
- [9] Chartagnac P. F. J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 2, p. 948—953.
- [10] Батяков Ю. В., Ноевиков С. А., Черноз А. В. ФГВ, 1986, т. 22, № 2, с. 114—120.
- [11] Bloomquist D. D., Sheffield S. A. Shock waves condens. matter. Con. Menlo Park. Calif., New York, 1982, p. 304—308.

- [12] Rozenberg Z., Parton Y. J. Appl. Phys., 1984, v. 56, N 7, p. 1921—1926.
- [13] Златин Н. А., Пугачев Г. С., Беллендир Э. Н., Зильбербранд Е. Л. ЖТФ, 1984, т. 54, № 4, с. 797—802.
- [14] Bell J. F. In: Mechanical behaviour of materials under dynamic loads. Berlin: Springer-Verlag, Symp. San. Antonio, 1968, p. 10—20.
- [15] Кольский Г. Волны напряжений в твердых телах. М.: ИЛ, 1955. 192 с.
- [16] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 632 с.
- [17] Беллендир Э. Н., Златин Н. А., Пугачев Г. С. и др. ЖТФ, 1987, т. 57, в. 4, с. 735—739.
- [18] Li J. C. M. In: Metallic glasses. Metals Park (Ohio): Am. Soc. Met. Publ., 1978, p. 224.
- [19] Гилман Дж. Дж. В кн.: Физика прочности и пластичности. М.: Металлургия, 1972, с. 7—31.
- [20] Escaig B. Polym. Eng. and Sci., 1984, v. 24, N 10, p. 737—749.
- [21] Escaig B. In: Dislocations in solids. University of Tokyo Press: Proc. Yamada Conf. IX, 1985, p. 559—562.
- [22] Bowden P. B., Raha S. Philos. Magaz., 1974, v. 29, N 1, p. 149—167.
- [23] Синани А. Б. Автореф. канд. дис. Л., ЛПИ им. М. И. Калинина, 1979. 24 с.
- [24] Синани А. Б., Степанов В. А. МКМ, 1981, № 1, с. 109—115.
- [25] Владимиров В. И., Перцев Н. А. Препринт № 752 ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1982. 40 с.
- [26] Перцев Н. А. Автореф. канд. дис. Л., ЛПИ им. М. И. Калинина, 1982. 16 с.
- [27] Владимиров В. И., Перцев Н. А. ФТТ, 1986, т. 28, № 7, с. 1976—1981.
- [28] Владимиров В. И., Перцев Н. А. Механика композитных материалов, 1984, № 4, с. 598—605.
- [29] Krausz A. S., Eyring H. Deformation kinetics. New York: Wiley, 1975. 398 p.
- [30] Escaig B., Lefebvre J. M. Rev. de Phys. Appl., 1978, v. 13, N 6, p. 285—292.
- [31] Asay J. R., Guenther A. H. J. Appl. Polym. Sci., 1967, v. 11, N 7, p. 1087—1100.
- [32] Hartmann B., Jarzynski J. J. Acoust. Soc. Amer., 1974, v. 56, N. 5, p. 1469—1477.
- [33] Lagakos N., Jarzynski J., Cole J. H., Bucarl J. A. J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 12, p. 4017—4031.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе  
АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
11 мая 1987 г.