

УДК 541.64:539.3

ПРОЧНОСТЬ, РАЗРУШЕНИЕ И ДОЛГОВЕЧНОСТЬ ТВЕРДЫХ НЕОРИЕНТИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРОВ

Шишкин Н. И.

Для объяснения величин прочности, физической природы разрушения и долговечности твердых неориентированных полимеров, использован френкелевский перескоковый механизм теплового движения частиц и релаксации в твердых и жидких телах.

Время релаксации. Время релаксации τ является важнейшей характеристикой конденсированного состояния вещества. Помещенные в колебательные механические или электромагнитные контуры образцы тел дают резонансные потери энергии при частоте $v = 1/2\pi\tau$, где τ — период основного колебания или время релаксации тела. Производя такие измерения при разных температурах, можно найти сильную зависимость $\tau(T)$. В жидких телах при понижении их температуры τ для основного колебания (α -релаксации) увеличивается от 10^{-10} до 10^2 с, в твердых телах понижение температуры приводит к увеличению τ от 10^2 до ∞ .

Френкель [1] допустил, что каждая частица в теле, совершив несколько колебаний с собственной частотой, может порвать свои связи с соседними частицами флуктуационным путем и изменить положение равновесия на атомное расстояние. В этом случае время релаксации τ стало связанным не только с колебаниями, но и со скоростью трансляционных перемещений частиц, со скоростью нарушения структуры тела. Формула Френкеля

$$\tau = \tau_0 \exp \frac{U_\tau(p, V, T)}{RT}, \quad (1)$$

в которой $\tau_0 = 10^{-12}$ с — период собственных колебаний частиц, U_τ — энергия активации релаксационных процессов, зависящая от температуры T , давления p , объема V , используется теперь и для объяснения вязкости, ионной электропроводности, диффузии и самодиффузии жидких и твердых тел.

В работах [2—4] вопрос о зависимости энергии активации от температуры и давления обсуждается детально. В них доказывается, что для переохлаждающихся жидкостей имеется значительное увеличение U при понижении температуры. Например, при температуре кипения энергия активации жидкости практически равна нулю, а при температуре стеклования T_c энергия активации $U_c = RT_c \ln(\tau_c/\tau_0) = 35RT_c$. В соответствии с этим зависимость τ от T в формуле (1) для жидких тел в большей мере зависит от функции $U(T)$, чем от температуры, стоящей в знаменателе экспоненциального множителя. Столь же сильно (по экспоненциальному закону) энергия активации увеличивается и с ростом внешнего гидростатического давления, действующего на жидкость [4].

Значительное изменение энергии активации в зависимости от внешних условий, в которых находится жидкость, связано с тем, что френкелевский механизм движения частиц обеспечивает соответствующее изменение равновесной структуры жидкости, т. е. ближнего порядка. При этом надо допустить, что каждая частица успевает изменить положение своего равновесия флуктуационным путем за период основного колебания. Очевидно,

что знание зависимости $U(T, p)$ является необходимым для лучшего понимания физики релаксационных процессов и объяснения сильной зависимости кинетических свойств жидкостей от внешних условий.

Для твердых тел зависимость $U(p, V, T)$ изучена значительно меньше. Здесь будет рассмотрена зависимость U_τ от температуры, напряжения σ при одноосной деформации растяжения и от длительности t нахождения образцов твердого тела под напряжением. Напряжение σ создает не только упругие деформации, но и ускоряет френкелевские флуктуации и разрыв отдельных межмолекулярных связей в образце. В этом процессе отдельные связи перестают нести внешнюю нагрузку, на других связях она, наоборот, увеличивается, происходит перераспределение нагрузок по связям и одновременно идет установление нового равновесного состояния. Так как состояния неустойчивы, процесс развивается во времени t , с увеличением степени неустойчивости. Концом такого процесса является разрыв образца. Задача, следовательно, заключается в установлении зависимости $U_\tau(\sigma, T, t)$.

Общее уравнение для U_τ в линейном приближении можно записать в виде¹

$$U = U_0 - \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_\sigma dT - \left(\frac{\partial U}{\partial \sigma} \right)_T d\sigma - \left(\frac{\partial U}{\partial t} \right)_{\sigma, T} dt, \quad (2)$$

где U_0 – значение $U(T, \sigma, t)$ при фиксированных T , σ и t . Рассмотрим изменения U на основе экспериментальных данных хотя бы для одного, наиболее изученного, полимера.

В работе [5] показано, что для твердого ПММА при низких температурах величина $(\partial U / \partial T)_{\sigma=0}$ мала, при комнатных температурах $(\Delta U / \Delta T)_{\sigma=0}$ повышается до 125–150 Дж/град·моль, а при температурах выше $T_c=383$ К, $(\Delta U / \Delta T)_{\sigma=0}=330$ Дж/град·моль. Соответственно при 0 К $U=160$ кДж/моль, при T_c $U=105$ кДж/моль и при $T_0=700$ К $U=0$. Вопрос о зависимости $U(T)$ исследовался также в работах [6–8]. Видно, что температура сама по себе (без влияния σ и t) может привести к состоянию, характеризуемому $U=0$, $\tau=\tau_0$. Очевидно, что прочность полимера в этом состоянии равна нулю.

Величина $(\partial U / \partial \sigma)_T$ ПММА вблизи комнатных температур исследовалась в работах [9–11]. При кратковременном действии растягивающих усилий $(\Delta U / \Delta \sigma)_T=RT(\partial \ln \tau / \partial \sigma)_T=700–800$ см³/моль. Пока не известны данные о зависимости параметра $\partial U / \partial \sigma$ от температуры и напряжения. Тем не менее несомненным является вывод о том, что учет зависимости $U(T, \sigma)$ для твердого состояния столь же необходим, как и для жидкого. Например, умеренные напряжения σ могут привести к состоянию, при котором $U=0$ и $\tau=\tau_0$ практически при любых температурах. Соответственно температуры T_0 , по сравнению с 700 К, могут быть тем ниже, чем большее напряжение σ . Очевидно, что эти напряжения характеризуют прочность ПММА. Значение члена $(\partial U / \partial t)_{\sigma, 0} dt$ в уравнении (2) будет рассмотрено в следующих разделах.

Наибольшая прочность и разрушение. Полимеры являются молекулярными телами, и их наибольшая прочность, или сопротивление при одноосном растяжении σ_m рассчитывается из межмолекулярного потенциала [12]. На рис. 1 сплошная кривая отвечает расчетным данным по зависимости σ_m ПММА от температуры [12]. Точками представлены экспериментальные данные, взятые из разных работ [12–14]. Видно, что образцы при низких температурах имеют прочность, соответствующую расчетной. При повышенных температурах (выше температуры θ [12]) образцы разрушаются при тем больших напряжениях, чем меньше длительность действия на образец напряжения. Условия испытания образцов на разрыв следующие: образцы, толщиной $D \approx 0,1$ см, подвергали действию одноосного растягивающего усилия при постоянных температуре и напряжении σ . Регистрировали время t , через которое образец разрывался.

¹ Далее вместо U_τ будет использоваться обозначение U без индекса τ .

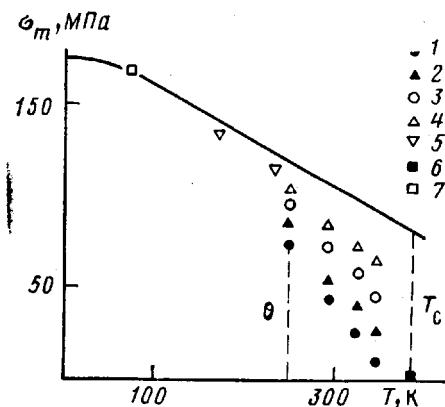


Рис. 1. Температурная зависимость прочности ПММА. Кривая — результаты расчета наибольшей прочности σ_m , точки — экспериментальные значения, отвечающие длительности действия напряжения до разрыва 10^4 (1), 10^2 (2), 10 (3), 1 (4), 10^{-2} (5), 10^{-4} (6) и 10^{-6} с (7)

Экстраполяция зависимости $\lg t = f(\sigma)$ при $T = \text{const}$ к напряжениям σ_m дает $t_0 \approx 10^{-6}$ с. Это значит, что при испытании образцов ПММА на разрыв за время 10^{-6} с их прочность при всех указанных на рис. 1 температурах становится равной расчетной наибольшей величине. Очевидно, что реализация наибольшей прочности твердого тела при $t_0 = 10^{-6}$ с обусловлена механизмами разрушения и разрыва тела. Представляется, что механизм разрыва следует связывать с тем фактом, что почти все твердые тела разрываются по трещинам, развивающимся перпендикулярно действию растягивающей силы. Как правило, трещины возникают на поверхности образцов. Поэтому поверхности образцов обычно придается и следует придавать большое значение.

Известно [15–18], что скорость движения трещины v в твердом теле растет с увеличением напряжения и при некоторых напряжениях, наибольших разрывных, достигает предельного значения v_m , которое примерно равно скорости распространения упругих волн в образце. При $\sigma > \sigma_m$ скорость v не зависит от σ [15]. Следовательно, в образцах ПММА при всех температурах и $t = t_0$ разрыв идет по трещинам с предельно большой скоростью, равной скорости звука. Примечательным фактом является то, что в соответствии с представлениями Френкеля, скорость звука v_m оказывается примерно равной отношению δ/τ_0 , где δ — расстояние, отвечающее межмолекулярным связям. При $\delta = 5 \cdot 10^{-8}$ см $v_m = 5 \cdot 10^4$ см/с. Соответственно длительность разрыва или долговечность образцов ПММА равна

$$t_0 = \frac{D}{v_m} = \frac{D}{\delta} \cdot \tau_0 \approx 10^{-6} \text{ с} \quad (3)$$

Можно считать, что наибольшая прочность твердого полимера при различных температурах реализуется в условиях, когда в соответствии с соотношениями (1) и (3) время релаксации τ становится равным τ_0 , а $U = 0$. Разрыв образцов идет в их поперечном направлении путем последовательного разрыва межмолекулярных связей в устье «трещины» с наибольшей скоростью v_m , равной скорости движения δ/τ_0 одиночной френкелевской флуктуации.

Легко видеть, что в этом случае осуществляется предельно большая локализация неустойчивого состояния и минимальное потребление энергии на разрыв образца. При $T > \theta$ и напряжениях $\sigma < \sigma_m$ разрыв образцов идет при разных напряжениях за разное время t . Определение прочности и разрушения для этих условий становится сложнее.

Прочность, разрушение и долговечность в области $T > \theta$. Если упругая деформация в напряженных образцах твердых тел развивается во всем объеме, то пластическая деформация, как и тепловые флуктуации, развивается локально. Известно [19, 20], что крейзы, как и трещины, образуются в плоскостях, перпендикулярных действию растягивающей образец силы. Их толщина 0,1–2 мкм. При развитии пластической деформации происходит ориентация макромолекул вдоль действия растягивающей силы. По длине крейзы создаются мостики из ориентированного и упроч-

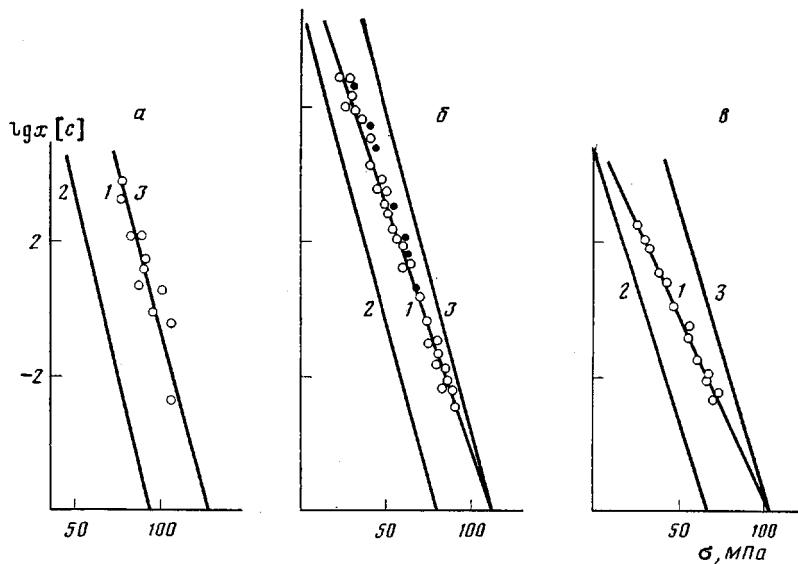


Рис. 2. Зависимости $\lg x$ ($x=t$ (1), τ (2) и $D\tau/\delta$ (3)) от напряжения при 250 (а), 291 (б) и 343 К (в). б: светлые точки – данные работы [13], темные – данные настоящей работы

ненного материала, чередующиеся с пустым пространством. После одной кривизны образуется вторая и т. д. Часто появляются тысячи кривиз на 1 см длины образца, пока не разорвется образец [20]. При этом разрыв может произойти по новой, столь же локальной зоне пластической деформации, в которой образование мостиков с ориентированными макромолекулами и упрочнение не происходит. Именно по этой причине рассчитанные наибольшие и экспериментальные значения прочности образцов могут совпадать. Такие зоны, в отличие от кривиз, следуют называть пластонами. Можно думать, что разрушение образцов ПММА при $\sigma < \sigma_m$ идет по той же причине и в той же последовательности, как и в условиях, когда $\sigma = \sigma_m$, но только при $\tau > \tau_0$. Тогда длительности разрушения, т. е. долговечности t , показанные на рис. 1 должны быть связаны с толщиной образца D и временем релаксации уравнением, аналогичным формуле (3)

$$t = \frac{D}{V} = \frac{D}{\delta} \tau \quad (4)$$

Степень выполнимости этого уравнения применительно к данным, представленным на рис. 1, можно определить. Время релаксации τ для ПММА в условиях эксперимента находится из соотношений (1) и (2) при $(\Delta U / \Delta T)_{\sigma=0} = 125$ Дж/град·моль. На рис. 2 по оси ординат отложены в виде кружков и точек экспериментальные значения $\lg t$, по оси абсцисс – напряжение σ , при которых образцы ПММА испытывались на разрыв при 250, 291 и 343 К. Следует отметить, что в соответствии с соотношениями (1)–(3) небольшие ошибки в измерении σ могут привести к значительным изменениям и разбросу данных по t и τ . Надежность такого рода данных обычно обеспечивается большим количеством измерений.

На том же рисунке и для тех же температур отложены рассчитанные значения $\lg \tau$, а также значения $\lg t = \lg (D\tau/\delta)$. В последнем случае допускалось, что образцы ПММА и при $\sigma < \sigma_m$ могут разрываться по тому же механизму, как и при $\sigma = \sigma_m$: по одной «трещине», растущей со скоростью движения одиночной тепловой флуктуации $v = \delta/\tau$. При рассмотрении рисунков можно сделать несколько замечаний и выводов. Так, во всех случаях $t \gg \tau$. Видно, что t и τ не тождественны между собой. Далее для образцов, находящихся в области $T \approx \theta$, (рис. 2, а), имеет место равенство $t = D\tau/\delta$, наклоны кривых $\partial \lg t / \partial \sigma$ и $\partial \lg \tau / \partial \sigma$ совпадают. В этом случае $t/\tau = t_0/\tau_0 = D/\delta = \text{const}$, если $D = \text{const}$. Следовательно долговечность тела t

при $\sigma < \sigma_m$, как и при $\sigma = \sigma_m$, определяются формулой (4) или тем же уравнением (3) с заменой τ_0 на τ . Диапазон времён релаксации при которых происходит разрушение образцов в этих случаях простирается от 10^{-12} до 10^{-2} с, т. е. соответствует как подвижным, так и высоковязким жидкостям. Долговечности при этом меняются от 10^{-8} до 10^4 с, т. е. на 10 порядков. Скорость тепловой одиночной флуктуации δ/τ меняется от 10^5 до 10^{-5} см/с.

Из сказанного следует, что механизм разрыва заключается в том, что в устье трещины, распространяющейся поперек образца, идет последовательный термофлуктуационный разрыв межмолекулярных связей. Образец как бы разрезается термофлуктуационным «ножом». Среднее напряжение σ обеспечивает поддержание того или иного значения времени релаксации τ , а термофлуктуационный нож с соответствующей скоростью δ/τ «режет» образец твердого тела на две части. Нет сомнения в том, что такой механизм разрыва осуществляется при растяжении и изломе тел в условиях наибольших прочностей $\sigma = \sigma_m$ и $\tau = \tau_0$. По-видимому, быстрые разрывы тел всегда идут по этому механизму. Неясно, однако, как этот механизм может осуществляться в случаях малых напряжений $\sigma < \sigma_m$ и большой долговечности, когда одной медленно развивающейся трещины не видно.

Время t в этих случаях тратится на формирование зоны пластической деформации (пластона) для которого член $(\partial U/\partial t)_{T,\sigma} dt$ в уравнении (2) играет важную роль. Именно в этой зоне структура тела за время t устанавливается такой, чтобы среднее малое напряжение оказалось равным σ_m . Похоже, что пластон формируется в такой же последовательности, в какой осуществляется разрыв образца. Тогда уравнение для долговечности следует представить суммой двух членов, один из которых описывает длительность роста пластической зоны, в условиях больших τ , другой — длительность разрыва по этой зоне в условиях, когда $\sigma = \sigma_m$.

$$t = \frac{D}{\delta} \tau + \frac{D}{\delta} \tau_0 \quad (5)$$

Второй член вносит лишь малую поправку к долговечности, определяемой первым членом.

Из рис. 2 следует, что у образцов, находящихся при более высоких температурах, наклоны кривых $\partial \lg t / \partial \sigma$ становятся меньше, чем $\partial \lg \tau / \partial \sigma$. Долговечность t будет меньше, чем $D\tau/\delta$ по мере понижения среднего напряжения и увеличения температуры образцов. На рис. 2, в видно, что возможны случаи, когда $t/\tau \approx 1$. Естественно положить, что в этих случаях происходит не только последовательный, но и параллельный разрыв межмолекулярных связей, количество пластонов в поперечном сечении образца становится больше единицы и растет как при увеличении температуры, так и при уменьшении напряжения. При $T = \text{const}$ долговечность

$$t = \frac{L}{\delta} \tau + \frac{L}{\delta} \tau_0, \quad (6)$$

где $L(T, \sigma)$ — длина пластона.

Все экспериментальные данные по долговечности ПММА, представленные на рис. 2 полностью описываются уравнением (6) при величинах L , приведенных в таблице. Следует отметить, что в уравнении (6), как и в таблице, не включена информация, связанная с механикой разру-

Зависимость L от температуры и напряжения

σ/σ_m	Значения L , см				σ/σ_m	Значение L , см			
	250 К	291 К	323 К	343 К		250 К	291 К	323 К	343 К
1,0	D	D	D	D	0,4	$\sim D$	$3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5}$
0,8	$\sim D$	$5 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	0,25	$\sim D$	$3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-6}$
0,6	$\sim D$	$1 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$					

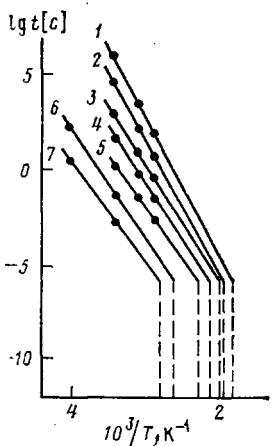


Рис. 3

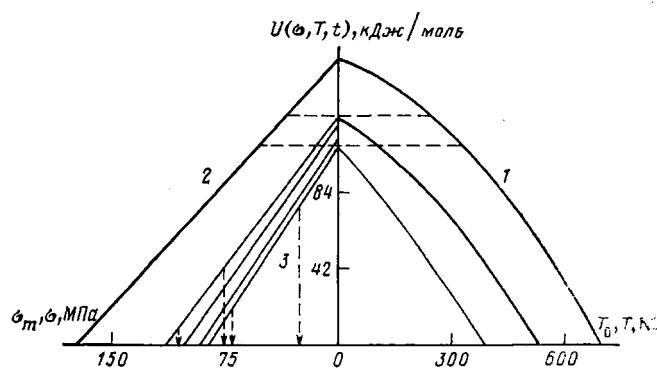


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость $\lg t$ от температуры для ПММА. Разрывные напряжения: 30 (1), 40 (2), 50 (3), 60 (4), 70 (5), 80 (6), 90 МПа (7)

Рис. 4. Зависимость энергии активации U от температуры (1), напряжения (2) и времени (3)

шения твердых тел по дефектным, перенапряженным местам и по трещинам. Во многих случаях такая информация бывает необходимой. Здесь считается, что даже малое разрывное напряжение в образце является истинной прочностью σ_m .

На рис. 3 представлены экспериментальные данные по зависимости $\lg t=f(1/T)$ для ПММА. Каждой кривой отвечает постоянное среднее значение σ . Характер уменьшения σ_m с повышением температуры показан на рис. 1. Следовательно, можно думать, что каждая кривая на рис. 3 должна заканчиваться достижением температуры T_0 , при которой малое напряжение становится равным σ_m . Полагая, что как и во всех предыдущих случаях, разрыв при $\sigma=\sigma_m$ происходит за время $t_0=D\tau_0/\delta$, т. е. для данных образцов за $t_0 \approx 10^{-6}$ с, можно найти температуры, которым отвечают эти σ_m . Предполагается, что образцы нагреваются до этих температур с достаточно большой скоростью, чтобы они оставались твердыми. Прочность σ_m по линейному закону уменьшается от 90 МПа при 350 К до 30 МПа при 540 К. Эти данные расширяют диапазон температурной зависимости σ_m , показанной сплошной кривой на рис. 1.

Продолжение каждой кривой рис. 3 до более высоких температур, как и к $1/T=0$, не имеет смысла [13]. Определение U_t как $R\partial \ln t / \partial (1/T)$ включает в себя не только изменение времени релаксации, но и изменение параметра L . По этой причине $U_t \neq U$.

$\sigma - V - T - \tau - t$ -состояния. В совокупности рассмотренные расчетные и экспериментальные данные и их связь с уравнением (1) позволяют сделать вывод о том, что выражение (1) является уравнением состояния тела и что условия разрушения и разрыва образцов твердого тела следуют из описания частных случаев этого состояния. На рис. 4 показана диаграмма для ПММА, которая может являться «паспортом» конструкционного материала. Она представляет зависимость энергии активации U от T (кривые 1), U_t от σ (кривые 2), а также показывает уменьшение $U_{t,\sigma}$ со временем t до нуля (стрелки 3). Диаграмма построена по небольшому объему данных, рассмотренных в статье. Поэтому она может считаться в определенной мере приближенной. В частности, допускается, что $(\partial U / \partial \sigma)_T \approx \text{const}$ и $(\partial U / \partial T)_\sigma = (\partial U / \partial T)_\sigma$. Представленные на ней данные позволяют находить по уравнению (1) время релаксации τ , а также величины напряжений $\sigma_m(T)$, температур $T_0(\sigma)$ и разнообразные условия разрыва образца, в которых реализуются частные состояния, описываемые равенствами $U=0$ и $\tau=\tau_0$. При этом каждое из слагаемых уравнения (2) в отдельности и в совокупности имеет прямое отношение к разрушению образца и его прочности, поскольку может вести к состоянию, где $U=0$ и $\tau=\tau_0$.

Соответствие влияний упругих напряжений и температуры на энергию активации U и на время релаксации τ находится из термодинамических соотношений

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_\sigma = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_U \approx \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_\tau = 0,15 - 0,25 \text{ МПа/град} \quad (7)$$

Они действительны и для условий $\sigma=\sigma_m$ и $T=T_0$. Отметим, что для широкого интервала температур выполняется [12] соотношение

$$\left(\frac{\Delta \sigma_m}{\Delta T_0}\right)_l = \alpha_l E = 0,25 - 0,3 \text{ МПа/град}, \quad (8)$$

где l — длина образца, α_l — линейный коэффициент термического расширения, E — модуль упругости Юнга.

Из приближенных равенств (7) и (8) следует, что объем тела является одним из важнейших параметров как в уравнениях (1)–(2), так и при определении прочности σ_m .

Время t (долговечность) в диаграмме в явном виде не присутствует, хотя и отмечены различные условия (стрелки 3), в которых t приводит к разрыву образца. Поскольку t формирует пластон и уменьшает U в уравнении (2) до нуля, важно знать функциональную связь t с другими параметрами твердого тела. Связь t с τ и U видна из уравнений (4)–(6). Соответственно

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_{\sigma, T} = \frac{RT}{t} - 2,3 RT \frac{\partial \lg L}{\partial t} \quad (9)$$

При 343 К и при $U=105$ кДж/моль, $\partial U/\partial t$ оказывается $\sim 4 \cdot 10^{-2}$ Дж/ $\text{с}\cdot\text{моль}$, тогда как при $U \approx 12$ кДж/моль, $\partial U/\partial t$ увеличивается до $\sim 4 \cdot 10^8$ Дж/моль. В последнем случае при малом ресурсе неустойчивые состояния твердого тела меняются в критическом режиме с наибольшей скоростью.

Методика использования рис. 4 состоит в следующем. Задается рабочая температура T и долговечность t (с), а следовательно по формуле (6) и τ образца. По кривой 1 находится U_1 , снижаемая далее напряжением σ (кривая 2). Определяется $U_2 = 2,3RT \lg \tau/\tau_0$. По значению U_2 на рис. 4 находится σ_m . Например, $T=291$ К, $t=1$ год $\approx 3 \cdot 10^7$ с, $\tau=\delta t/L=9,4 \cdot 10^4$ с, $U_1=117$ кДж/моль, $U_2=96,5$ кДж/моль, $\sigma_m=20$ МПа.

Разрыв образца происходит при энергии активации в пластоне $U = U_1 - U_2 = 21$ кДж/моль. Член $(\partial U/\partial t)_{T, \sigma} dt$, стоящий в уравнении (2), уменьшает энергию активации на 96,5 кДж/моль.

ЛИТЕРАТУРА

1. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. М.-Л., 1945. С. 422.
2. Кобеко П. П., Кувшинский Е. В., Шишгин Н. И. // Журн. техн. физики. 1938. Т. 8. № 8. С. 715.
3. Кобеко П. П. Аморфные вещества. М.-Л., 1952. С. 431.
4. Шишгин Н. И. // Журн. техн. физики. 1956. Т. 26. № 7. С. 1461.
5. Шишгин Н. И., Милагин М. Ф. // Физика твердого тела. 1985. Т. 27. № 8. С. 2499.
6. Милагин М. Ф., Шишгин Н. И. // Механика полимеров. 1976. № 2. С. 195.
7. Бартенев Г. М. Прочность и механизм разрушения полимеров. М., 1984. С. 278.
8. Сандитов Д. С., Бартенев Г. М. Физические свойства неупорядоченных структур. Новосибирск, 1982. С. 259.
9. Александров А. П. // Тр. I и II конф. по высокомолекулярным соединениям. М.-Л., 1945. С. 49.
10. Лазуркин Ю. С., Фогельсон Р. Л. // Журн. техн. физики. 1951. Т. 21. № 3. С. 267.
11. Гуревич Г. И. // Журн. техн. физики. 1947. Т. 17. № 12. С. 1491.
12. Милагин М. Ф., Шишгин Н. И. // Высокомолек. соед. А. 1984. Т. 26. № 8. С. 1596.
13. Журков С. Н. // Вестн. АН СССР. 1957. № 11. С. 78.
14. Степанов В. А., Песчанская Н. Н., Шлейzman В. В. Прочность и релаксационные явления в твердых телах. Л., 1984. С. 244.
15. Пух В. П. Прочность и разрушение стекла. Л., 1973. С. 155.
16. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. М., 1974. С. 640.
17. Бартенев Г. М. // Изв. АН СССР. Отд. хим. н. 1955. № 9. С. 53.

18. Бессонов М. И., Кувшинский Е. В. // Физика твердого тела. 1961. Т. 3. № 5. С. 1315.
19. Imai Y., Brown N. // J. Polymer Sci. Polymtr Phys. Ed. 1976. V. 14. № 4. P. 723.
20. Милагин М. Ф., Шишкун Н. И. // Механика полимеров. 1976. № 1. Р. 8.
21. Милагин М. Ф., Шишкун Н. И. // Проблемы прочности. 1981. № 1. Р. 106.

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

Поступила в редакцию
15.IV.1986г

STRENGTH, FRACTURE AND DURABILITY OF SOLID NONORIENTED POLYMERS

Shishkin N. I.

Summary

The strength values, physical nature of fracture and durability of solid nonoriented polymers are explained using Frenkel' migration mechanism of heat motion of particles and relaxation in solids and liquids.