

УДК 541.64+53.082;678

АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ В ПРОЦЕССЕ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ

Н. Н. Комова, доцент, А. Д. Грусков, профессор, *Г. Е. Заиков, профессор
кафедра Прикладной механики и основ конструирования МИТХТ им. М.В.Ломоносова
*Институт биохимической физики им. Н. М. Эмануэля РАН
e-mail: komova@mail.ru

Показано, что при исследовании таких релаксационных характеристик, как тангенс угла механических потерь, диссипация механической энергии в результате внутреннего трения, измеряемых при периодическом действии одноосного напряжения сжатия на образец полимера (ПЭНП) в вязкоупругом состоянии, происходит развитие релаксационных процессов в самом образце. В связи с этим необходимо учитывать температурно-временные условия проведения эксперимента или вводить соответствующие поправки в полученные результаты.

It is shown that at research of such relaxation characteristics as the tangent of angle of mechanical losses, dissipation of mechanical energy as a result of the internal friction measured at periodic action of monoaxial pressure of compression on the sample of a polymer (LDPE) in the high-elasticity state, development of relaxation processes occurs in the sample. In this connection it is necessary to consider the temperature-time conditions of the experiment.

Ключевые слова: релаксационные процессы, диссипация механической энергии, тангенс угла механических потерь, принцип температурно-временной суперпозиции.

Key words: relaxation processes, dissipation of mechanical energy, tangent of angle of mechanical losses, principle of temperature-time superposition.

Введение

Любое измерение физической системы производится с помощью некоторого прибора (в более общем случае – измеряющей среды). При этом происходит взаимодействие прибора с измеряемой системой, в результате чего состояние системы в той или иной степени меняется в зависимости от интенсивности воздействия со стороны прибора. При измерениях классической системы вполне уместно пользоваться идеальной картиной, согласно которой измерение вообще не меняет состояние измеряемой системы. Если же описывают состояние измеряемой системы и процедуру измерения производят настолько детально, что проявляются особенности воздействия измерительной системы, то ситуация кардинально меняется. Оказывается, что в силу квантовой природы всех вообще физических систем при измерении обязательно меняется состояние измеряемой системы, притом тем больше, чем больше информации дает измерение. За информацию приходится платить. Так в теории измерений увеличение информации соответствует уменьшению энтропии $S = -\sum_i^n p_i \ln p_i$ [1], где p_i – априорные вероятности различных состояний системы, n – количество состояний.

Таким образом, увеличивая точность измерения, мы поневоле увеличиваем и обратное воздействие измерительной процедуры на состояние измеряемой системы.

Американский математик Джон фон Нейман для квантовой системы обосновал и математически строго сформулировал так называемый постулат редукации. Согласно этому постулату при измерении некоторой наблюдаемой величины состояние системы меняется таким образом, что в новом состоянии измеряемая наблюдаемая величина имеет уже определенное значение, и именно то, которое получилось в результате измерения. Возникновение этого состояния называется редукацией состояния системы.

В теории измерений рассматривается два типа измерительных систем: пассивная и активная [2]. В пассивной измерительной системе происходит сравнение определяемой величины с эталоном без какого-либо активного воздействия на систему, параметры которой определяют. Особенностью активной измерительной системы является воздействие на характеризующую систему, и отклик системы на это воздействие дает информацию для вычисления требуемых параметров.

Поскольку активная измерительная система предполагает некое воздействие на характеризующий объект, то в процессе этого воздействия сам объект может претерпеть изменения. Поэтому для получения наиболее точного значения определяемого параметра в теории измерений проводят операцию согласования между измерительной системой и измеряемым объектом, заключающуюся в уменьшении, а в лучшем случае сведении на нет, влияния входного воздействия на измеряемый объект.

При измерениях, относящихся к сложным системам или объектам, измеряемая величина часто зависит от множества различных обстоятельств. Обычно природа и количественные характеристики этих зависимостей неизвестны. Обстоятельства, влияющие на результат измерения, не остаются постоянными во время про-

ведения измерения, так что становится невозможным скорректировать ту или иную ошибку измерения. Это означает, что измерение не является избирательным, а результат измерения содержит в себе и другие факторы.

В наибольшей мере эти принципы важны для величин, которые предполагают измерения, в основе которых лежат сложные физические и математические модели, требующие определенного рода корректировок в соответствии с условиями измерений.

В механике полимеров такими величинами являются параметры, характеризующие релаксационные свойства материалов. В физикохимии полимеров эти величины и соответствующие им зависимости дают возможность судить о структуре полимеров, находить температуры структурных переходов и условия эксплуатации соответствующих материалов [3,4].

Теоретическая часть

Одним из широко используемых методов в исследовании упругих и релаксационных свойств полимеров в блоке при периодических синусоидальных нагрузках является метод Александрова-Лазуркина [5]. В отличие от резонансных этот метод применяется для упруго-пластической деформации полимеров в области частот, лежащих значительно ниже собственной частоты образца – вдали от резонансной области. При этом фазовые соотношения – отставание по фазе деформации от напряжения – определяется только временем релаксации или соответствующим спектром временем релаксации и упругостью материала. В этом методе фазовые соотношения не зависят от формы, размера и плотности образца, что позволяет из измерений легко найти время релаксации материала.

В основе метода лежит представление об упругопластической деформации как отражении деформации плотно упакованных гибких макромолекул, а возникновение упругой силы при деформации и восстановление формы после разгрузки – результат теплового движения звеньев макромолекул. Все закономерности, лежащие в основе метода, относятся к равновесным состояниям тела под нагрузкой. Изучение временных закономерностей высокоэластической и вязкоупругой деформации в режиме постоянного напряжения или деформации, а также в условиях периодических нагрузок подтвердило значительную роль кинетики высокоэластической деформации, релаксационных явлений в поведении полимерных материалов при механической нагрузке и в процессе стеклования полимеров [6, 7].

В зависимости от временного режима воздействия изменяются свойства материала. При неизменной температуре с увеличением скорости или повышении частоты воздействия наб-

людается так называемый эффект «затвердевания» материала [8].

Полная деформация полимера складывается из упругой, высокоэластической и деформации течения. При рассмотрении полимера в упруго-пластическом состоянии принимают, что макроскопическая вязкость материала велика и течение отсутствует.

Для получения зависимостей высокоэластической и упругой составляющих деформации от прилагаемого напряжения используют наиболее простые для данных условий модели [9]. В данной работе в качестве такой модели используется трехэлементная модель Кельвина (параллельно соединенные пружина и демпфер), последовательно соединенная с пружиной. Уравнение, описывающее соотношение между напряжением и деформацией для этой модели имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} + \frac{E_0 + E_1}{\eta} \sigma = E_0 \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{E_0 E_1}{\eta} \varepsilon, \quad (1)$$

где σ – напряжение, действующее на исследуемую систему; ε – деформация, возникающая в системе под действием приложенного напряжения; E_0 – обычный модуль упругости; E_1 – высокоэластический модуль; η – микровязкость.

Тогда деформация полимера складывается из упругой ($\varepsilon_0 = \sigma/E_0$) и высокоэластической (ε_1) частей. Переписывая уравнение (1) относительно скорости изменения деформации и выделяя высокоэластическую составляющую деформации, получим:

$$\frac{d\varepsilon_1}{dt} + \frac{E_1}{\eta} \varepsilon_1 = \frac{\sigma}{\eta}. \quad (2)$$

Если напряжение меняется со временем по гармоническому закону с частотой ω :

$$\sigma = \sigma_0 \cos \omega t, \quad (3)$$

то полная деформация описывается уравнением:

$$\varepsilon = \tilde{N} \tilde{a}^{\frac{t}{\tau}} + \sigma_0 \left\{ \left(\frac{1}{E_0} + \frac{1}{E_1} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \right) \cos \omega t + \frac{1}{E_0} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \sin \omega t \right\}, \quad (4)$$

где величина $\tau = \eta/E_1$ называется *временем релаксации*. В некоторых работах [10, 11] эту величину называют *временем запаздывания*, а временем релаксации называют пропорциональную ей величину, выражаемую соотношением:

$$\tau_1 = \tau \frac{E_1}{E_1 + E_0}. \quad (5)$$

Первый экспоненциальный член уравнения (4) содержит некую постоянную C , зависящую от начальных условий, и отвечает неустановившейся, затухающей со временем части деформации. Поэтому, если с начала проведения измерения прошло достаточно большое время

$t \gg \tau$ (переходные процессы, возникшие в момент начала движения, уже затухли и имеет место установившийся режим), то этим членом можно пренебречь и рассматривать только ту часть выражения (4), которая заключена в фигурные скобки. Эта часть описывает установившиеся стационарные колебания, которые и изучаются на опыте. Они состоят из колебаний в фазе с напряжением, представляющих упругую составляющую, и колебаний, отстающих от напряжения по фазе на $\pi/2$, определяемых высокоэластической составляющей. Эти составляющие описываются выражением в круглых скобках уравнения (4). Поскольку эти два гармонических колебания направлены вдоль одной оси (вектора их скоростей являются коллинеарными), то амплитуда деформации выражается уравнением:

$$\varepsilon_0 = \left(\left(\frac{1}{A_0} + \frac{1}{A_1} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \right)^2 + \frac{1}{A_1^2} \frac{\omega^2 \tau^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)^2} \right)^{0.5} \quad (6)$$

Используя условие $E_0 \gg E_1$, так как высокоэластический модуль для полимерных материалов на несколько порядков меньше обычного модуля упругости, можно получить зависимость деформации от напряжения и частоты его приложения ω :

$$\varepsilon_0 = \frac{\sigma_0}{E_1} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (7)$$

Полученное выражение можно преобразовать в виде:

$$\frac{\varepsilon_0}{\sigma_0} = \frac{1}{E_1 \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (8)$$

Величина ε_0/σ_0 является динамической податливостью (I) и равна обратному динамическому модулю (E). Податливость имеет смысл деформации при единичном напряжении.

Используя комплексное представление гармонически изменяющейся деформации: $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 e^{i\omega t}$, скорость деформации будет иметь выражение $d\varepsilon(t)/dt = \omega \varepsilon_0 e^{i(\omega t + \pi/2)}$. Подставляя это выражение в дифференциальное уравнение (1) и сокращая на $\varepsilon_0 e^{i\omega t}$, получаем:

$$(i\eta\omega + E)E^*(i\omega) = iE\eta\omega, \quad (9)$$

где E^* – комплексный динамический модуль, который можно представить в виде:

$$E^*(i\omega) = \frac{\eta^2 \omega^2 E}{E^2 + \eta^2 \omega^2} + i \frac{\eta \omega E^2}{E^2 + \eta^2 \omega^2}.$$

Первое слагаемое – действительная, а второе – мнимая часть комплексного динамического модуля ($E^* = E' + iE''$), который пропорционален E и зависит от частоты. $E''(\omega)$ определяет потери при гармонической деформации и является модулем потерь.

Аналогично комплексному динамическому модулю $E^*(i\omega)$ можно представить комплексную динамическую податливость I^* в виде суммы мнимой I' и действительной I'' частей. Учитывая, что $I^*(i\omega)E^*(i\omega) = I$, можно представить соответствующие выражения в виде: $I^*(i\omega) = I'(\omega) + iI''(\omega)$, где

$$I' = \frac{1}{E_0} + \frac{1}{E_1} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} = I_0 + \frac{I_1}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (10)$$

$$I'' = \frac{1}{E_1} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} = I_1 \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (11)$$

где $I_0 = 1/E_0$, а $I_1 = 1/E_1$. Абсолютная измеряемая деформация имеет вид: $I = \sqrt{I'^2 + I''^2}$. Из условия $I_1 \gg I_0$ (т.к. $E_0 \gg E_1$):

$$I \approx \frac{I_1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}. \quad (12)$$

Угол сдвига фаз δ между I и I'' , т.е. между деформацией и напряжением определяется по формуле:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I''}{I'} = \frac{I_1 \omega \tau}{I_1 + I_0(1 + \omega^2 \tau^2)}. \quad (13)$$

По сути своей угол δ характеризует механические потери, т.е. долю механической энергии, перешедшую в тепло, или долю рассеянной энергии за цикл деформации в единице объема. Мерой этого превращения может служить площадь соответствующей петли гистерезиса, образованной зависимостями деформации от напряжения в процессе цикла периодического воздействия (между кривой нагружения и разгрузки).

При небольших частотах, когда можно измерять гистерезисную петлю и гистерезисные потери, используется коэффициент механических потерь [3]: $\chi = \Delta W/W$, где W – полная работа механических сил за цикл деформации, а ΔW – рассеянная энергии за цикл деформации, пропорциональная площади петли гистерезиса. Между χ и $\operatorname{tg} \delta$ существует зависимость при любых частотах в условиях линейной вязкоупругости. Так, для асимметричных колебаний от 0 до $2\varepsilon_0$ согласно работе [12] найдена такая зависимость:

$$\chi = \frac{2\pi g \delta}{4\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} + \pi g \delta}. \quad (14)$$

Решение этого уравнения относительно параметра $\operatorname{tg} \delta$ дает зависимость:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{4\chi}{\sqrt{4\pi^2(1 - \chi) - 6\chi^2}}. \quad (15)$$

Это выражение представим в виде: $\operatorname{tg} \delta = \psi$. В выражении (13) из условия $E_0 \gg E$ и $I_1 \gg I_0$ при небольших частотах в первом приближении получаем

$$\operatorname{tg} \delta = \omega \tau. \quad (16)$$

Приравняв два последних выражения, получаем: $\psi = \omega \tau$, откуда $\tau = \psi/\omega$.

Согласно второму постулату Больцмана, принятом в его теории упругого последствия и лежащими в основе уравнения Больцмана-Вольтерры, описывающего релаксационные явления, используя функции наследственности [13]: действие нескольких происшедших в прошлом деформаций на напряжение, вызывающее деформацию тела в данный момент времени, не зависят друг от друга и поэтому алгебраически складываются. Это положение получило также название принципа суперпозиции Больцмана. Следует отметить, что для полимерных тел принцип суперпозиции выполняется в ограниченной сверху области значений деформации, напряжений и скорости их изменения.

С учетом этого принципа, рассматривая диссипативные процессы, происходящие при приложении периодического напряжения к материалу в высокоэластическом состоянии в течение длительного времени, можно заключить, что происходит накопление диссипативной части механической энергии с каждым циклом. Тогда, если часть энергии, превращаемая в тепловую за один цикл, определяется параметром χ_1 , то в условии низкого теплообмена с окружающей средой за N циклов часть диссипирующей энергии за время t будет равно: $\chi_{обц} = \chi_1 t v$, где $t v = N$.

Накопленная энергия в образце превращается в тепловую, что должно приводить к росту температуры. Согласно принципу температурно-временной суперпозиции [14], устанавливающей эквивалентность влияния температуры и продолжительности воздействия на релаксационные свойства полимеров, можно предположить, что увеличение воздействия нагрузки на материал пропорционально действию температуры. Эмпирическую зависимость изменения температуры ΔT от времени воздействия t и интенсивности (частоты) воздействия v можно в первом приближении представить в виде: $\Delta T = b t v$, где b – параметр, учитывающий особенности превращения энергии в зависимости от структуры материала.

Время релаксации подводимого периодического напряжения с увеличением температуры уменьшается и подчиняется уравнению Аррениуса:

$$\tau = \tau_0 \exp(U/(RT)). \quad (17)$$

Для упруго-пластических тел аналогичная зависимость вытекает из уравнения Александрова-Гуревича [15] и имеет вид:

$$\tau = \tau_0 \exp[(U_0 - a\sigma)/(RT)], \quad (18)$$

где U_0 – энергия активации релаксационного процесса, константа материала. Это уравнение учитывает зависимость времени релаксации от нагрузки. Если считать, что $U_0 - a\sigma \approx U$ и определить относительное время релаксации как τ/τ_1 (отношение текущего значения времени релаксации к начальному значению в процессе при-

ложения нагрузки), то, исходя из уравнения (17), можно представить эту величину в виде выражения:

$$\frac{\tau_t}{\tau_1} = \exp\left(\frac{U}{R(T_1 + \Delta T)} - \frac{U}{RT_1}\right), \quad (19)$$

где температура T_1 соответствует началу приложения нагрузки, когда система характеризовалась временем релаксации τ_1 , а приращение ΔT является изменением температуры в процессе воздействия нагрузки.

После применения сравнительно несложных алгебраических преобразований формула (19) примет вид:

$$\frac{1}{\ln \frac{\tau_t}{\tau_1}} = \frac{RT}{U} + \frac{RT}{U} \Delta T^{-1} \quad (20)$$

Если вместо приращения температуры ΔT использовать предложенную выше пропорциональность этой величины времени воздействия t и частоте прилагаемой нагрузки v , то выражение (20) примет вид:

$$\left(\ln \frac{\tau_t}{\tau_1}\right)^{-1} = \frac{RT_1}{U} + \frac{RT_1^2}{U} (b v t)^{-1}. \quad (21)$$

Используя полученное выражение, можно по экспериментальным данным, описывающим изменение коэффициента механических потерь (тангенса угла механических потерь) со временем воздействия нагрузки, найти оценочные данные энергии активации релаксационного процесса, определить, в какой мере процесс является стационарным (установившемся), степень линейности релаксационных процессов и интервал условий и режима корректного определения релаксационных параметров при периодической нагрузке.

Экспериментальная часть

В настоящей работе в качестве объекта исследования выбран полиэтилен низкой плотности ПЭНП марки 16803-070. Образцы в виде цилиндра с размерами: диаметр d от 8 мм при соотношении $h/d = 1.5$ изготавливали прессованием при температуре 180°C, давлении 15 МПа. Для получения однородного образца производили выдержку под давлением и температуре 180°C не менее 10 мин с подпрессовками для выхода воздуха, находящегося между гранулами исходного полимера.

Периодической одноосной деформации сжатия образцы подвергали на установке, описанной в [16], при комнатной температуре. В результате периодического воздействия напряжения на исследуемый образец получали зависимость напряжения от деформации при нагружении и разгрузке, имеющей вид петли гистерезиса. В процессе исследования использовали три дискретные частоты нагружения: 0.017; 0.17

и 1.7 Гц. При воздействии каждой из этих частот испытывали не менее трех образцов в течение 30 мин., снимая показания через каждые 5 мин. Результаты обобщали, определяя параметр механических потерь как отношение площади петли гистерезиса к площади между

кривой нагружения и осью деформации ($\chi = \Delta W/W = S_{петли}/S_{полн.}$). Результаты измерения не менее трех образцов усреднялись и подвергались дальнейшей обработке в соответствии с приведенными в теоретической части выкладками.

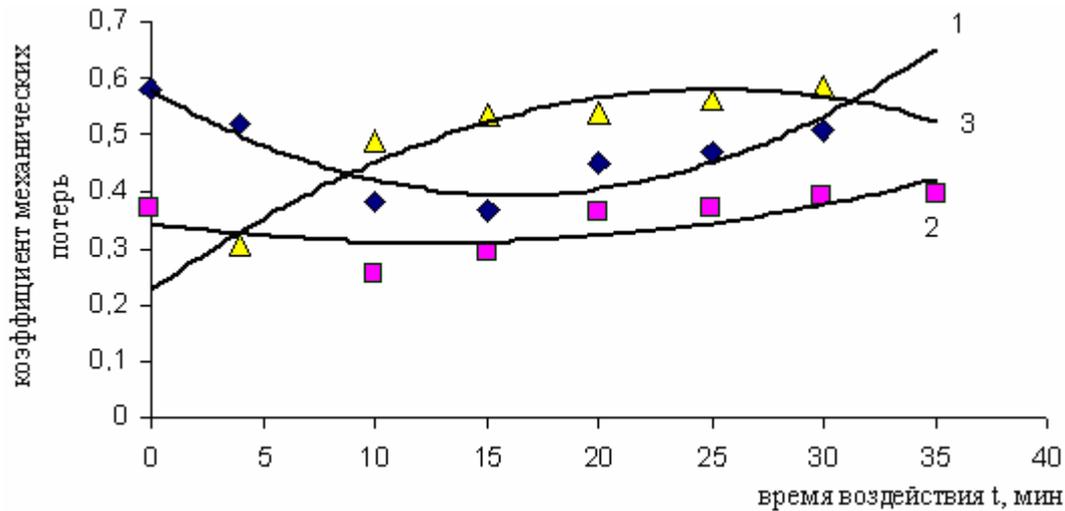


Рис. 1. Изменение коэффициента механических потерь с течением времени при воздействии периодических нагрузок с частотой: 1 – 0.017 Гц, 2 – 0.17 Гц, 3 – 1.7 Гц.

На рис. 1 представлены кинетические кривые изменения коэффициента механических потерь при продолжительном воздействии трех частот: 0.017; 0.17 и 1.7 Гц. Видно, что с увеличением времени деформации коэффициент механических потерь изменяется, но зависимости имеют разный характер. Так для низких частот 0.017 Гц (кривая 1) и 0.17 Гц (кривая 2) начальные значения этого параметра выше, чем последующие. По всей вероятности это обусловлено тем, что в период уменьшения χ происходит выход системы на стационарный режим, т.е. когда постоянная C в уравнении (4) становится равной 0. Для большей частоты – 1.7 Гц (кривая 3) установление этого режима происходит гораздо быстрее.

На рис. 2 показана зависимость обратного логарифма величины относительного времени релаксации в степени -1 (что соответствует левой части уравнения (21)) от обратной величины времени воздействия нагрузки на образец с частотой 0.017 Гц. Зависимость удовлетворительно аппроксимируется прямой, т.е. в найденных координатах зависимость относительного времени релаксации и времени воздействия нагрузки является прямо пропорциональной. По значению величины, найденной при пересечении этой зависимости с осью ординат и, принимая T_1 равным температуре окружающей среды (293 К), можно определить величину энергии активации. В данных условиях (рис. 2) она равна 4.9 кДж/моль. Тангенс угла наклона прямой на рис.2 дает возможность оценить величину параметра «b» в формуле

(21). Расчет показывает, что для частоты 0.017 Гц $b=11.88$. Поскольку зависимость является линейной на довольно широком временном интервале, то это дает основание заключить, что энергия активации процесса релаксации при периодическом нагружении твердофазного ПЭНП в этих условиях практически не изменяется.

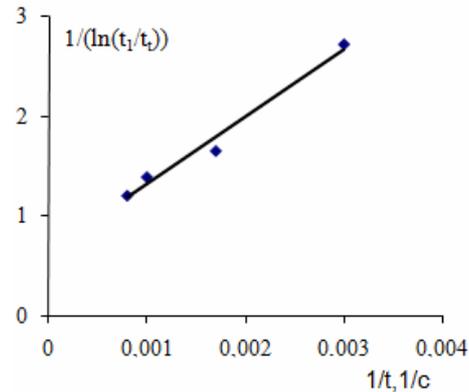


Рис. 2. Зависимость относительного времени релаксации t_r от продолжительности воздействия с частотой 0.017 Гц.

С помощью представления зависимости относительного времени релаксации от длительности периодического воздействия в соответствующих координатах для частоты 0.17 Гц (рис. 3) дает возможность рассчитать энергию активации и параметр b для процесса релаксации твердофазного ПЭНП в этих условиях. С точностью до ошибок эксперимента (для анализируемой частоты 0.17 Гц) энергия активации равна 4.9 кДж/моль, а $b=0.414$.

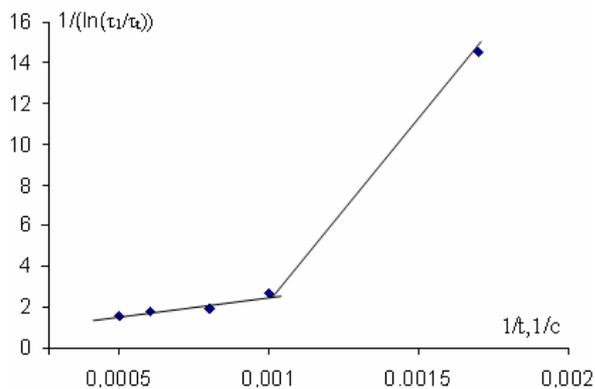


Рис. 3. Зависимость относительного времени релаксации τ_t от продолжительности воздействия с частотой 0.17 Гц.

На рис. 4 аналогичная зависимость представлена для частоты 1.7 Гц. Рассчитанное значение энергии активации составляет 2.4 кДж/моль. Значение $b = 0.04$.

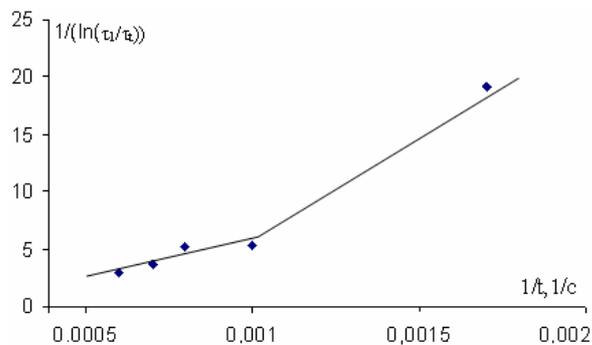


Рис. 4. Зависимость относительного времени релаксации τ_t от продолжительности воздействия с частотой 1.7 Гц.

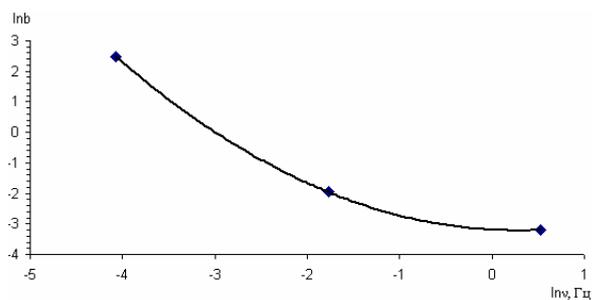


Рис. 5. Зависимость параметра «b» от частоты воздействия нагрузки.

Анализируя полученные значения, следует отметить уменьшение параметра b с ростом частоты (рис. 5), что указывает на различие в релаксационных процессах, протекающих при разных частотах. Интересен и тот факт, что для частот 1.7 и 0.17 Гц произведение частоты на параметр b является одинаковым и равным 0.07, а для частоты 0.017 Гц (меньшей на три порядка, чем наибольшая) это произведение в три раза больше и составляет 0.202. При этом следует отметить различие в характерах соответствующих рисунков: рис. 2 – для $\nu = 0.017$

Гц и рис. 3 и 4 – соответственно для 0.17 и 1.7 Гц. Если на рис. 2 нет скачков в зависимости, то на рис. 3 и 4 значения параметров для начальных периодов времени воздействия в несколько раз превышают значения в последующем ходе зависимостей. Изменение угла наклона зависимостей относительного времени релаксации от времени (рис. 3 и 4), скорее всего, связано с установлением динамического равновесия с окружающей средой в начальный период механического воздействия и с изменением структуры образца при временах более 1000 с, что приводит к изменению энергии активации исследуемого процесса.

Энергия активации процесса изменения относительного времени релаксации является наименьшей (2.4 кДж/моль) для частоты 1.7 Гц, а для частот 0.17 и 0.017 Гц эта энергия, рассчитанная по результатам проведенных экспериментов, оказывается одинаковой и равна 4.9 кДж/моль.

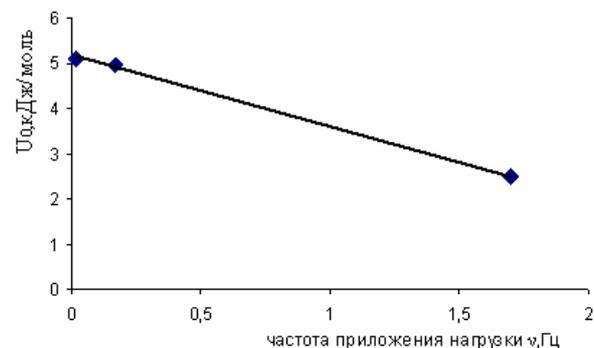


Рис. 6. Зависимость исходной энергии активации релаксационного процесса от частоты нагрузки.

Если перефразировать уравнение Александрова-Гуревича (18), где вместо параметра напряжения (σ) использовать частоту ν , а вместо коэффициента «a» использовать параметр «b», то можно определить некую характерную величину, аналогичную U_0 , исходной энергии активации релаксационного процесса, константе материала: $U_0 = U + b\nu$.

Анализ зависимости исходной энергии активации U_0 от частоты (рис. 6) показывает, что с ростом частоты ν линейно уменьшается энергия U_0 .

Таким образом, используя принцип температурно-временной суперпозиции и кинетические зависимости коэффициента механических потерь можно при различных по интенсивности нагрузках определять временной интервал, в котором измерения релаксационных параметров будут наиболее корректными. Кроме того, используя приведенные приближения, можно дать предварительную оценку релаксационным параметрам и проанализировать характер релаксационных процессов, проводя измерения без изменения начальной температуры.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Николис Г., Пригожин И. Познание сложного (Введение). – М.: Изд-во УРСС, 2003. 342 с.
2. Пфанцагль И. Теория измерений. – М.: Мир, 1976. 248 с.
3. Бартенев Г.М., Бартенева А.Г. Релаксационные свойства полимеров. – М.: Химия, 1992. 383 с.
4. Бартенев Г.М. Прочность и механизм разрушения полимеров. – М.: Химия, 1984. 279 с.
5. Малкин А.Я. Современное состояние реологии полимеров: достижения и проблемы // Высокомолекуляр. соединения. Сер. А. 2009. Т. 51. № 1. С. 106–136.
6. Шершнев В.А., Емельянов С.В. Рекинетические исследования формирования сетчатых структур в полимерах // Вестник МИТХТ. 2006. Т. 1. № 5. С. 3–19.
7. Малкин А.Я. Методы измерения механических свойств полимеров. – М.: Химия, 1978. 336 с.
8. Аскадский А.А., Марков В.А., Голованов А.В., Пахнева О.В., Попова М.Н., Коврига О.В., Лепендина О.Л., Казанцева В.В., Бузин М.И., Корлюков А.А. Анализ релаксации напряжения в нелинейной области механического поведения полимеров // Высокомолекуляр. соединения. Сер. А. 2009. Т. 51. № 5. С. 576–582.
9. Гольберг И.И. Механическое поведение полимерных материалов. (Математическое описание). – М.: Химия, 1970. 192 с.
10. Луковкин Г.М., Аржаков М.С., Салько А.Е., Аржаков С.А. О природе обобщенного физико-механического поведения полимерных стекол // Деформация и разрушение материалов. 2006. № 6. С. 18–24.
11. Дубовицкий В.А., Иржак В.И. К вопросу об устойчивом определении релаксационного спектра из данных по механической релаксации полимеров // Высокомолекуляр. соединения. Сер. А. 2005. Т. 47. № 1. С. 121–143.
12. Бартенев Г.М., Зеленев Ю.В. Температурно-частотные зависимости деформации и механических потерь каучукоподобных полимеров при периодическом режиме нагружения // Высокомолекуляр. соединения. 1962. Т. 4. № 1. С. 66–73.
13. Ферри Дж. Вязкоупругие свойства полимеров. – М.: Иностран. лит-ра, 1963. 536 с.
14. Тобольский А. Свойства и структура полимеров. – М.: Химия, 1964. 323 с.
15. Кулезнев В.Н., Шершнев В.А. Химия и физика полимеров. – М.: Высшая школа, 1988. 312 с.
16. Ломовской В.А., Фомкина З.И., Бульба В.Л., Комова Н.Н. Методика исследования релаксационных явлений полимеров в высокоэластичном состоянии (динамические методы): учебно-метод. пособие. – М.: ИПЦ МИТХТ, 2010. 35 с.