

УДК 539.378:677.494

doi: 10.17586/2226-1494-2020-20-6-877-882

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ НИТЕЙ

В.В. Головина, Е.А. Шахова, П.П. Рымкевич

Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург, 197198, Российская Федерация
 Адрес для переписки: victoria_gol@mail.ru

Информация о статье

Поступила в редакцию 10.09.20, принята к печати 25.10.20

Язык статьи — русский

Ссылка для цитирования: Головина В.В., Шахова Е.А., Рымкевич П.П. Уравнение состояния полимерных нитей // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2020. Т. 20. № 6. С. 877–882. doi: 10.17586/2226-1494-2020-20-6-877-882

Аннотация

Предмет исследования. Проведены исследования тепловых и механических свойств полимерных нитей и волокон. Внесены уточнения в полученное ранее определяющее уравнение, описывающее деформационно-релаксационные процессы в полимерных материалах. Уточнение позволяет описывать термовязкоупругое поведение изучаемых материалов в широком диапазоне температур и механических напряжений, а также получить и исследовать уравнение состояния полимерных нитей в условиях переменной температуры. **Метод.** На основе барьерной теории с использованием уравнения баланса исследовано состояние полимерных нитей и волокон, и получены определяющие уравнения для случаев одного и нескольких энергетических барьеров. Методом термодинамики упругих стержней получено однобарьерное уравнение состояния полимерного материала, в котором учтены текущая температура и коэффициент линейного расширения. Приведено общее уравнение состояния полимерного материала для случая произвольного числа барьеров. **Основные результаты.** Модернизировано определяющее уравнение, описывающее термовязкоупругие свойства полимерных материалов. Получено уравнение состояния полимерных нитей и волокон. Установлена связь между максимальной температурой усадки и коэффициентом линейного теплового расширения. Определен истинный модуль упругости как функция температуры. **Практическая значимость.** Показано, как, используя метод изометрического нагрева, определить истинный модуль упругости как функцию температуры.

Ключевые слова

уравнение состояния, физическая модель, кластер, энергетический зазор, метод изометрического нагрева, деформация, усадка

doi: 10.17586/2226-1494-2020-20-6-877-882

CONDITION EQUATION OF POLYMER FILAMENTS

V.V. Golovina, E.A. Shakhova, P.P. Rymkevich

Mozhaisky Military Space Academy, Saint Petersburg, 197198, Russian Federation
 Corresponding author: victoria_gol@mail.ru

Article info

Received 10.09.20, accepted 25.10.20

Article in Russian

For citation: Golovina V.V., Shakhova E.A., Rymkevich P.P. Condition equation of polymer filaments. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2020, vol. 20, no. 6, pp. 877–882 (in Russian). doi: 10.17586/2226-1494-2020-20-6-877-882

Abstract

Subject of Research. Studies of thermal and mechanical properties of polymer filaments and fibers are carried out. Refinements are made to the previously obtained constitutive equation that describes deformation-relaxation processes in polymer materials. The refinement gives the possibility to describe the thermoviscoelastic behavior of the studied materials in a wide range of temperatures and mechanical stresses, as well as to obtain and study the polymer filaments condition equation in case of a variable temperature. **Method.** The state of polymer filaments and fibers is researched on the basis of the barrier theory using the balance equation, and the constitutive equations are obtained for the cases of one and a number of energy barriers. A one-barrier equation of polymer material condition is obtained by the thermodynamics method of elastic rods with taking into account the current temperature and the coefficient of linear expansion. The general equation of a polymer material condition is given for the case of an arbitrary number of barriers. **Main Results.** The constitutive equation describing the thermoviscoelastic properties of polymer materials is modernized. The condition equation of polymer fibers and filaments is obtained. A relationship between the maximum shrinkage temperature and

the coefficient of linear expansion has been established. The real modulus of elasticity is determined as a function of temperature. **Practical Relevance.** The paper illustrates the isometric heating method application for determination of the real modulus of elasticity as a function of temperature.

Keywords

condition equation, physical model, cluster, energy gap, isometric heating method, deformation, shrinkage

Введение

Полимерные волокна, нити, пленки, композиционные материалы, обладая уникальными и универсальными свойствами, уже стали незаменимыми не только как материалы бытового назначения, но и как ценное техническое сырье, а потому находят широкое применение практически во всех отраслях современной промышленности. При этом условия эксплуатации полимерных материалов определяют необходимость всестороннего исследования их свойств. Особый интерес представляет изучение теплофизических свойств, поскольку влияние температуры на механические свойства данных материалов существенно и является фактором, которым возможно управлять для достижения тех или иных практических целей. В связи с чем моделирование и прогнозирование термовязкоупругих свойств полимерных материалов — актуальная задача физики полимеров.

Несмотря на то, что термомеханические свойства некоторых полимерных нитей и волокон рассмотрены в ряде работ [1–5], однако, в связи со сложностью и большим разнообразием молекулярных и надмолекулярных структур полимерных материалов, вопрос о нахождении их уравнения состояния остается мало изученным в литературе [6]. А теоретическую зависимость уравнения состояния полимерных материалов от температуры найти крайне сложно.

Постановка задачи

Если рассматривать многообразную структуру полимеров в виде множества различных групп макромо-

лекул, которые будем называть кластерами, то обобщенную физическую модель полимерного материала можно представить в виде набора кластеров или активных конформационных элементов (АКЭ) [7], которые могут находиться в разных устойчивых состояниях. С позиции термодинамики диаграмму АКЭ можно представить в виде двухуровневой системы, изображенной на рисунке [7–9], где H — высота энергетического барьера, отсчитываемая от уровня минимума энергии (E); U — ширина энергетического зазора; δ — величина кванта деформации, соответствующая переходу сегмента макромолекулы из состояния 1 в состояние 2 и наоборот (т. е. при переходе из состояния 1 в состояние 2 высвобождается квант деформации и поглощается при противоположном переходе). Таким образом, как минимум два возможных устойчивых энергетических состояния кластеров разделены энергетическим барьером, а процесс деформирования носит скачкообразный характер.

На энергетической диаграмме (рисунок, а) ширина энергетического зазора $U > 0$. Такой вид диаграммы характерен для материалов, у которых наиболее устойчивым является состояние 1, т. е. состояние со свернутыми звеньями макромолекулярной цепи. С ростом температуры числа заполнения уровней двух последовательных состояний будут меняться. Тогда для случая $U > 0$ больше заполняются высокие энергетические уровни, иными словами, осуществляется переход через барьер в состояние 2, и полимерный материал, как и большинство тел в природе, будет расширяться (удлиняться). Однако возможен и другой вариант, когда наиболее устойчивое состояние полимерного материала характеризуется вытянутыми зве-

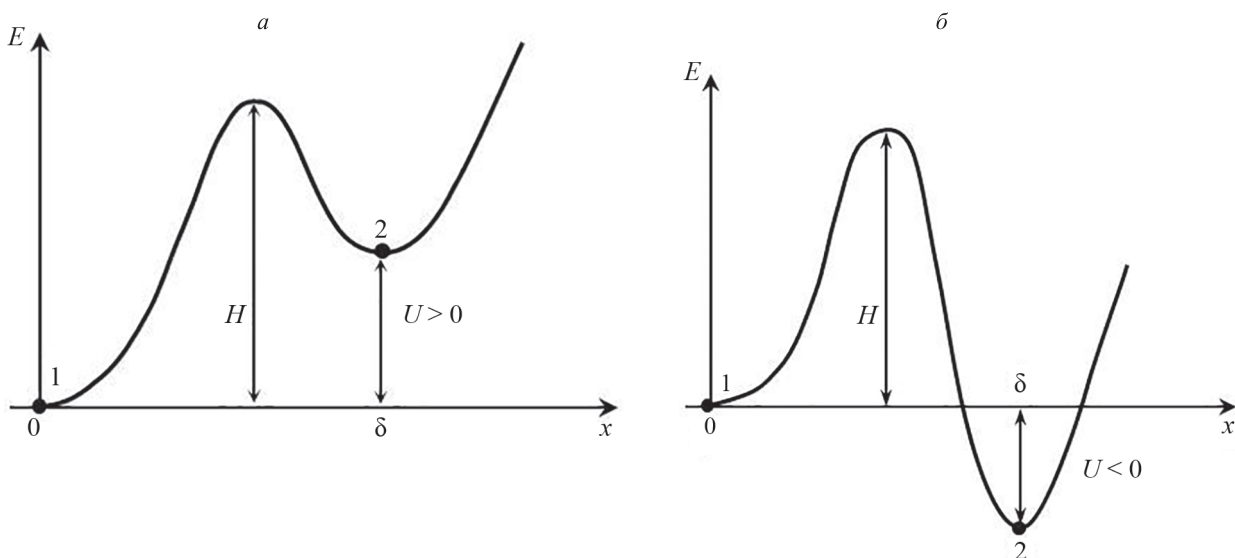


Рисунок. Энергетическая диаграмма активных конформационных элементов в зависимости от размера кластера x для случаев: $U > 0$ (а) и $U < 0$ (б)

нями (транс состояние) — состояние 2 (рисунок, б), которому соответствует $U < 0$. В этом случае у многих полимерных материалов при нагревании происходит усадка. Объяснение этого явления с помощью барьерной теории следующее: в случае, если более «вытянутое» состояние имеет меньшую энергию $U < 0$ (рисунок, б), то при низких температурах более заполнены «вытянутые» состояния — состояния 2. С повышением температуры, согласно статистике Больцмана, более заполненным будет состояние с большей энергией, а именно, осуществляется переход в состояние 1, при котором квант деформации поглощается, и образец сжимается. Таким образом, усадка происходит за счет внутренних энергетических переходов.

Если рассматривать всю полимерную нить как набор последовательно соединенных кластеров, то, как показано в работах [7–13], полимерный материал подчиняется определяющему уравнению:

$$\frac{d}{d\tau}(\varepsilon - x) + (\varepsilon - x)(e^{\gamma x^2} + Ae^{-\gamma x^2}) = qsh(\gamma x^2). \quad (1)$$

В уравнении (1) приняты следующие обозначения: ε — деформация; x — упругая часть деформации; $\tau = \frac{t}{\tau_p}$ — безразмерное время; γ — структурно-чувствительный коэффициент (параметр материала); $\tau_p = \frac{1}{\nu} e^{H^*}$ — внутреннее время релаксации, определяемое приведенной высотой энергетического барьера $H^* = \frac{H}{T}$; T — термодинамическая температура; ν — частота подхода к барьеру; $A = e^{U^*}$; $U^* = \frac{U}{T}$ — приведенная величина энергетического зазора; $q = \frac{2m_0 A \delta}{1 + A} = \frac{2m_0 \delta}{1 + e^{-U^*}}$ — константа материала, зависящая от температуры; m_0 — число кластеров на единицу длины.

Уравнение (1) представляет собой обобщенное определяющее уравнение, позволяющее описывать деформационно-релаксационные процессы в полимерных волокнах и нитях при фиксированном значении температуры, но которое не учитывает влияние на эти процессы меняющейся с течением времени температуры.

Учитывая то, что практический интерес представляет более общая задача, возникает необходимость уточнения данного уравнения (1) для внешних условий, определяемых переменной температурой.

Метод решения

Для начала ограничимся наличием лишь одного энергетического барьера. В дальнейшем обобщим полученный результат на случай многих барьеров.

Пусть в начальный момент времени при температуре $T = T_0$ в недеформированном образце числа заполнения состояний 1 и 2 для данного типа АКЭ были \bar{N}_1^0 и \bar{N}_2^0 соответственно, причем общее число кластеров на единицу длины $m_0 = \bar{N}_1^0 + \bar{N}_2^0 = \text{const}$.

Согласно статистике Больцмана \bar{N}_1^0 и \bar{N}_2^0 — числа заполнения уровней на единицу длины образца рав-

ны соответственно: $\bar{N}_1^0 = \frac{m_0 e^{U_0^*}}{1 + e^{U_0^*}}$, $\bar{N}_2^0 = \frac{m_0}{1 + e^{U_0^*}}$, где $U_0^* = \frac{U}{T_0}$ — приведенная величина энергетического зазора при начальной температуре.

Введем величины W_{12} и W_{21} — вероятности переходов в единицу времени из состояния 1 в состояние 2 и наоборот. Согласно статистике Больцмана, эти величины определяются приведенными высотами энергетического барьера следующим образом:

$$W_{12} = \nu_0 e^{-\frac{H-\gamma x^2}{T}}, \quad W_{21} = \nu_0 e^{-\frac{H+\gamma x^2-U}{T}},$$

где γ — структурно-чувствительный коэффициент, входящий в упругую энергию кластера; $x = \frac{\sigma}{E_0}$ — «истинно» упругая часть деформации; ν_0 — частота подхода к барьеру для данного типа кластеров.

В произвольный момент времени θ уравнение для изменения числа кластеров на единицу длины можно записать в виде:

$$dN_2 = (N_1 W_{12} - N_2 W_{21}) d\theta, \quad (2)$$

где N_1 и N_2 — числа заполнения уровней для текущей температуры T и данного момента времени θ .

Обозначим высокоэластичную часть деформации, вносимую данным типом кластера, через $\varepsilon_{вэ}$:

$$\varepsilon_{вэ} = \delta(N_2 - \bar{N}_2^0). \quad (3)$$

Уравнение (2) можно переписать в виде:

$$\frac{dN_2}{d\theta} = \dot{N}_2 = m_0 W_{12} - N_2 (W_{21} + W_{12}).$$

С другой стороны

$$\begin{aligned} W_{12} + W_{21} &= \nu_0 e^{-\frac{H}{T}} (e^{\gamma^* x^2} + e^{-\gamma^* x} e^{\frac{U}{T}}) = \\ &= \nu_0 e^{-H^*} (e^{\gamma^* x^2} + A e^{-\gamma^* x^2}), \end{aligned} \quad (4)$$

где $A = e^{\frac{U}{T}}$; $\gamma^* = \frac{\gamma}{T}$.

С учетом введенных обозначений уравнение (4) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \tau_p \frac{dN_2}{d\theta} + N_2 p(x) &= m_0 e^{\gamma^* x^2}; \\ \frac{dN_2}{d\theta} + \frac{1}{\tau_p} N_2 p(x) &= \frac{m_0}{\tau_p} e^{\gamma^* x^2}, \end{aligned}$$

где $\tau_p = \tau_0 e^{H^*}$; $p(x) = e^{\gamma^* x^2} + A e^{-\gamma^* x^2}$.

И с учетом равенства (3) получаем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\delta} \frac{d\varepsilon_{вэ}}{d\tau} + \frac{1}{\tau_p} \frac{\varepsilon_{вэ}}{\delta} p(x) &= \frac{1}{\tau_p} (m_0 e^{\gamma^* x^2} - \bar{N}_2^0 p(x)) = \\ &= \frac{m_0}{\tau_p} \left(e^{\gamma^* x^2} - \frac{p(x)}{1 + e^{U_0^*}} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Введя безразмерное время $\tau = \frac{\theta}{\tau_p}$ и обозначив $A_0 = e^{\frac{U}{T_0}} = e^{U_0^*}$, уравнение (5) можно записать в виде:

$$\frac{d\varepsilon_{вз}}{d\tau} + \varepsilon_{вз}p(x) = m_0\delta \left(e^{\gamma^*x^2} - \frac{e^{\gamma^*x^2}}{1 + e^{U_0^*}} - \frac{e^{U^*}e^{-\gamma^*x^2}}{1 + e^{U_0^*}} \right);$$

$$\frac{d\varepsilon_{вз}}{d\tau} + \varepsilon_{вз}p(x) = m_0\delta \left(\frac{e^{U_0^*}e^{\gamma^*x^2}}{1 + e^{U_0^*}} - \frac{e^{U^*}e^{-\gamma^*x^2}}{1 + e^{U_0^*}} \right);$$

$$\frac{d\varepsilon_{вз}}{d\tau} + \varepsilon_{вз}p(x) = \frac{m_0\delta}{1 + e^{U_0^*}}(A_0e^{\gamma^*x^2} - Ae^{-\gamma^*x^2}).$$

Обозначив $q = \frac{2\delta m_0}{1 + e^{U_0^*}} = \text{const}$, придем к выражению вида:

$$\frac{d\varepsilon_{вз}}{d\tau} + \varepsilon_{вз}p(x) = \frac{q}{2}(A_0e^{\gamma^*x^2} - Ae^{-\gamma^*x^2}). \quad (6)$$

Таким образом, полученное уравнение (6) есть определяющее уравнение полимерного материала в случае одного барьера.

Поскольку в материале чаще всего не один, а несколько барьеров с разной высотой, то согласно барьерной теории, в полимерных материалах может быть несколько энергетических уровней и энергетических зазоров между ними, поэтому в общем случае высокоэластичная часть деформации может быть представлена как сумма:

$$\varepsilon_{вз} = \varepsilon_{вз1} + \varepsilon_{вз2} + \dots + \varepsilon_{взN}. \quad (7)$$

Тогда в случае произвольного числа барьеров с учетом формулы (7) определяющее уравнение примет вид:

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon_{взN}}{d\tau_n} + \varepsilon_{взN}p_N(x) = \frac{q_N}{2}(A_0e^{\gamma_N^*x^2} - Ae^{-\gamma_N^*x^2}) \\ \varepsilon_{вз} = (\varepsilon - x) = \sum_N \varepsilon_{взN} \end{cases} \quad (8)$$

Семейство уравнений (8) будем называть модернизированным определяющим уравнением полимерного материала.

С точки зрения термодинамики рассмотрим вязкоупругий полимерный материал, как упругий стержень, подчиняющийся термодинамике упругих стержней [14], с дополнительными энергетическими барьерами.

Тогда в случае одного барьера полная деформация складывается из суммы упругой $\varepsilon_{упр}$, высокоэластичной $\varepsilon_{вз}$ и истинно неупругой $\varepsilon_{неуп}$ составляющих:

$$\varepsilon = \varepsilon_{упр} + \varepsilon_{вз} + \varepsilon_{неуп}$$

Так как истинно упругая часть деформации $x = \varepsilon_{упр}$, с учетом термодинамики упругих стержней, а также пренебрегая истинной неупругой деформацией [4, 15], высокоэластичная деформация определяется выражением:

$$\varepsilon_{вз} = \varepsilon - \alpha T - x,$$

где α — коэффициент линейного расширения упругого стержня.

Таким образом, уравнение состояния с учетом одного барьера можно переписать в виде:

$$(\varepsilon - \alpha T - x)p(x) = \frac{q}{2}(A_0e^{\gamma^*x^2} - Ae^{-\gamma^*x^2}). \quad (9)$$

Полученное уравнение (9) отличается от уравнения (1) правой частью. Как можно видеть, в уравнении (9) учтены текущая температура T и коэффициент линейного расширения α упругого стержня. В связи с чем уравнение (9) будем называть однобарьерным уравнением состояния полимерного материала.

Отметим, что в случае произвольного числа барьеров с учетом равенств (7) и (9), общее уравнение состояния полимерных материалов примет вид:

$$\varepsilon - \alpha T - x = \frac{1}{2} \sum_N \frac{q_N}{p_N(x)} (A_{0N}e^{\gamma_N^*x^2} - A_Ne^{-\gamma_N^*x^2}).$$

Примеры применения уравнения состояния

В качестве первого примера применения уравнения (9) рассмотрим процесс усадки полимерных материалов.

Примем, что начальный уровень деформации при $x = 0$ и $T = T_0$ равняется нулю.

В том случае, когда отсутствуют внешние нагрузки, т. е. $x = 0$, уравнение (9) можно записать в виде:

$$(\varepsilon - \alpha(T - T_0))(1 + A) = \frac{q}{2}(A_0 - A). \quad (10)$$

При этом согласно соотношению (10) деформацию усадки можно выразить следующим образом:

$$\varepsilon_{yc} = -\varepsilon = -\frac{qU}{4} \left(\frac{T - T_0}{TT_0} \right) - \alpha(T - T_0).$$

Обозначим $-U = z$ и определим, при каких температурах T усадки нет, т. е. усадка скомпенсирована тепловым расширением.

$$\frac{qz}{4} \left(\frac{T - T_0}{TT_0} \right) = \alpha(T - T_0);$$

$$\frac{qz}{4} \frac{1}{\tilde{T}T_0} = \alpha.$$

Получаем

$$\tilde{T} = \frac{qz}{4T_0\alpha}. \quad (11)$$

Таким образом, полная усадка происходит в некотором интервале температур $T_0 < T < \tilde{T}$. При $T_0 < T$ она начинается, а при $T \leq \tilde{T}$ заканчивается.

Определим теперь температуру, при которой происходит максимальная усадка. Для этого возьмем производную деформации усадки по текущей температуре T :

$$\varepsilon'_{yc} = -\varepsilon' = \frac{qz}{4} \left(\frac{TT_0 - T_0(T - T_0)}{(T_0T)^2} \right) - \alpha$$

и, приравняв ее к нулю, получим

$$\frac{qz}{4} \frac{1}{T^2} = \alpha.$$

Тогда

$$\frac{qz}{4\alpha} = T^2. \quad (12)$$

С учетом равенств (11) и (12) можно сделать вывод, что

$$T_{\max} = \sqrt{T_0 \tilde{T}}. \quad (13)$$

Найдем максимальную усадку. Так как $\varepsilon_{yc} = -\varepsilon$, а $T_{\max} = \sqrt{T_0 \tilde{T}}$, получим

$$\begin{aligned} (\varepsilon_{yc})_{\max} &= \frac{qz}{4} \left(\frac{\sqrt{T_0 \tilde{T}} - T_0}{T_0 \sqrt{T_0 \tilde{T}}} \right) - \alpha (\sqrt{T_0 \tilde{T}} - T_0); \\ (\varepsilon_{yc})_{\max} &= \frac{\alpha (\tilde{T} \sqrt{T_0 \tilde{T}} - T_0 \tilde{T} - T_0 \tilde{T} + T_0 \sqrt{T_0 \tilde{T}})}{\sqrt{T_0 \tilde{T}}} = \\ &= \alpha (\tilde{T} - 2\sqrt{T_0 \tilde{T}} + T_0); \\ (\varepsilon_{yc})_{\max} &= \alpha (\sqrt{\tilde{T}} - \sqrt{T_0})^2. \end{aligned} \quad (14)$$

Из равенств (13) и (14) и экспериментальных данных можно найти коэффициент теплового расширения α .

В качестве второго примера рассмотрим изометрический нагрев полимерных материалов.

Метод изометрического нагрева основан на измерении внутренних напряжений, существующих в полимерном материале и развивающихся при его нагревании, в условиях сохранения постоянной длины [16].

Литература

1. Тагер А.А. Физико-химия полимеров. М.: Химия, 1978. 544 с.
2. Ферри Дж. Вязкоупругие свойства полимеров. М.: Издательство иностранной литературы, 1963. 536 с.
3. Марихин В.А., Мясникова Л.П. Надмолекулярная структура полимеров. Л.: Химия, 1977. 240 с.
4. Рымкевич О.В. Методы исследования, прогнозирования и моделирования эксплуатационных свойств термоусаживаемых текстильных материалов: диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. СПбГУТД, 2013. 176 с.
5. Сталевиц А.М. Деформирование ориентированных полимеров. СПб.: СПГУТД, 2002. 250 с.
6. Рымкевич П.П., Головина В.В., Макаров А.Г., Романова А.А., Шахова Е.А. Уравнение состояния материалов текстильной и легкой промышленности // Известия высших учебных заведений. Технология легкой промышленности. 2016. Т. 34. № 4. С. 30–33.
7. Рымкевич П.П., Сталевиц А.М. Кинетическая теория конформационных переходов в полимерах // Физико-химия полимеров: синтез, свойства и применение. 1999. № 5. С. 52–57.
8. Рымкевич П.П., Романова А.А., Горшков А.С., Макаров А.Г. Физические основы вязкоупругого поведения ориентированных аморфно-кристаллических полимеров // Известия высших учебных заведений. Технология легкой промышленности. 2012. Т. 16. № 2. С. 70–73.
9. Rymkevich P.P., Romanova A.A., Golovina V.V., Makarov A.G. The energy barriers model for the physical description of the viscoelasticity of synthetic polymers: application to the uniaxial orientational drawing of polyamide films // Journal of Macromolecular Science, Part B: Physics, 2013. V. 52. N 12. P. 1829–1847. doi: 10.1080/00222348.2013.808906
10. Рымкевич П.П. Разработка научных основ и методов прогнозирования термовязкоупругих свойств полимерных материалов текстильной и легкой промышленности: диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук. СПб., 2018. 299 с.
11. Головина В.В., Макаров А.Г., Рымкевич П.П. Метод аналогий и его физическое обоснование для описания термовязкоупругости аморфно-кристаллических полимерных нитей // Известия высших учебных заведений. Технология легкой промышленности. 2013. Т. 19. № 1. С. 67–70.

В термодинамическом пределе, когда $\varepsilon \equiv 0$, $\gamma x^2 \rightarrow 0$ уравнение состояния (9) можно записать в виде:

$$(-\alpha T - x)(1 + A) = \frac{q}{2}(A_0 - A). \quad (15)$$

Из уравнения (15) следует, что

$$x = -\alpha T - \frac{q(A_0 - A)}{2(1 + A)} = \varepsilon_{yc}.$$

Так как $x = \frac{\sigma}{E_0}$, а $x = \varepsilon_{yc}$, то $\varepsilon_{yc} = \frac{\sigma}{E_0}$, следовательно

$$\sigma_x = E_0 \varepsilon_{yc}. \quad (16)$$

Таким образом, равенство (16) позволяет оценивать истинный модуль упругости как функцию от температуры.

Заключение

В работе предложено модернизированное определяющее уравнение, описывающее термовязкоупругие свойства полимерных материалов. Получено уравнение состояния полимерных нитей и волокон. В качестве примера рассмотрен процесс усадки полимерных нитей. Получена связь между температурой максимальной усадки и коэффициентом линейного теплового расширения. В качестве примера показано, как, используя метод изометрического нагрева, определить истинный модуль упругости как функцию температуры.

References

1. Tager A.A. *Physical Chemistry of Polymers*. Moscow, Himija Publ., 1978, 544 p. (in Russian)
2. Ferry J.D. *Viscoelastic properties of polymers*. New York - London, 1961.
3. Marikhin V.A., Miasnikova L.P. *Supramolecular Structure of Polymers*. Leningrad, Himija Publ., 1977, 240 p. (in Russian)
4. Rymkevich O.V. *Methods of research, prediction and modeling of heat-shrinking textile material performance characteristics*. Dissertation for the degree of candidate of technical sciences, SPbSUITD, 2013, 176 p. (in Russian)
5. Stalevich A.M. *Deformation of Oriented Polymers*. St. Petersburg, SPbSUITD, 2002, 250 p. (in Russian)
6. Rymkevich P.P., Golovina V.V., Makarov A.G., Romanova A.A., Shahova E.A. Equation of condition for materials of textile and light industry. *The News of higher educational institutions. Technology of Light Industry*, 2016, vol. 34, no. 4, pp. 30–33. (in Russian)
7. Rymkevich P.P., Stalevich A.M. Kinetic Theory of conformational transitions in polymers. *Fiziko-Himija Polimerov: sintez, Svoystva i Primenenie*, 1999, no. 5, pp. 52–57. (in Russian)
8. Rymkevich P.P., Romanova A.A., Gorshkov A.S., Makarov A.G. Physical basis of viscoelastic behavior of oriented amorphous-crystalline polymers. *The News of higher educational institutions. Technology of Light Industry*, 2012, vol. 16, no. 2, pp. 70–73. (in Russian)
9. Rymkevich P.P., Romanova A.A., Golovina V.V., Makarov A.G. The energy barriers model for the physical description of the viscoelasticity of synthetic polymers: application to the uniaxial orientational drawing of polyamide films. *Journal of Macromolecular Science, Part B: Physics*, 2013, vol. 52, no. 12, pp. 1829–1847. doi: 10.1080/00222348.2013.808906
10. Rymkevich P.P. *Development of scientific foundations and prediction methods for the thermoviscoelastic properties of polymeric materials in the textile and consumer industry*. Dissertation for the degree of doctor of technical sciences. St. Petersburg, 2018, 299 p. (in Russian)
11. Golovina V.V., Makarov A.G., Rymkevich P.P. Method of analogy and its physical basis for the amorphous-crystalline polymer filaments thermoviscoelasticity description. *The News of higher educational institutions. Technology of Light Industry*, 2013, vol. 19, no. 1, pp. 67–70. (in Russian)

12. Рымкевич П.П., Романова А.А., Горшков А.С., Макаров А.Г. Основное определяющее уравнение одноосноориентированных полимерных материалов // Химические волокна. 2014. Т. 46. № 1. С. 28–32.
13. Горшков А.С., Макаров А.Г., Романова А.А., Рымкевич П.П. Моделирование деформационных процессов ориентированных полимеров на основе описания кинетики надмолекулярных структур, разделенных энергетическими барьерами // Инженерно-строительный журнал. 2013. № 9(44). С. 75–83. doi: 10.5862/MCE.44.10
14. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика, статическая физика и кинетика. М.: Наука, 1972. 400 с.
15. Романова А.А. Математическое моделирование деформационных свойств синтетических нитей при динамическом нагружении: диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. СПбГУТД, 1990. 167 с.
16. Шошина В.И., Никонович Г.В., Ташпулатов Ю.Т. Изометрический метод исследования полимерных материалов. Ташкент: Фан, 1989. 176 с.
12. Rymkevich P.P., Gorshkov A.S., Makarov A.G., Romanova A.A. Main constitutive equation of the viscoelastic behavior of uniaxially oriented polymers. *Fibre Chemistry*, 2014, vol. 46, no. 1, pp. 28–32. doi: 10.1007/s10692-014-9555-z
13. Gorshkov A.S., Makarov A.G., Romanova A.A., Rymkevich P.P. Modelling of directed polymers deformation processes based on the description of the kinetics of supramolecular structures separated by energy barriers. *Magazine of Civil Engineering*, 2013, no. 9(44), pp. 75–83. (in Russian). doi: 10.5862/MCE.44.10
14. Rumer Yu.B., Ryvkin M.Sh. *Thermodynamics, Static Physics and Kinetics*. Moscow, Nauka Publ., 1972, 400 p. (in Russian)
15. Romanova A.A. *Mathematic simulation of filament deformation properties under dynamic loading*. Dissertation for the degree of candidate of technical sciences, SPbSUITD, 1990, 167 p. (in Russian)
16. Shoshina V.I., Nikonovich G.V., Tashpulatov Yu.T. *Polymer Isometric Research Method*. Tashkent, Fan Publ., 1989, 176 p. (in Russian)

Авторы

Головина Виктория Владимировна — кандидат технических наук, доцент, Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург, 197198, Российская Федерация, ORCID: 0000-0002-2691-7680, victoria_gol@mail.ru

Шахова Екатерина Анатольевна — преподаватель, Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург, 197198, Российская Федерация, ORCID: 0000-0003-4637-6153, rinagrits2012@mail.ru

Рымкевич Павел Павлович — доктор технических наук, доцент, профессор, Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург, 197198, Российская Федерация, ORCID: 0000-0002-9362-0561, pprymkevich@gmail.com

Authors

Victoria V. Golovina — PhD, Associate Professor, Mozhaisky Military Space Academy, Saint Petersburg, 197198, Russian Federation, ORCID: 0000-0002-2691-7680, victoria_gol@mail.ru

Ekaterina A. Shakhova — Lecturer, Mozhaisky Military Space Academy, Saint Petersburg, 197198, Russian Federation, ORCID: 0000-0003-4637-6153, rinagrits2012@mail.ru

Pavel P. Rymkevich — D.Sc., Associate Professor, Professor, Mozhaisky Military Space Academy, Saint Petersburg, 197198, Russian Federation, ORCID: 0000-0002-9362-0561, pprymkevich@gmail.com