

А. А. Каминский, М. Ф. Селиванов, Ю. А. Черноиван

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ РОСТА ТРЕЩИНЫ НОРМАЛЬНОГО
ОТРЫВА В ВЯЗКОУПРУГОМ ПОЛИМЕРНОМ МАТЕРИАЛЕ
С НАНОВКЛЮЧЕНИЯМИ

*Институт механики им. С.П.Тимошенко НАНУ,
ул. Нестерова, 3, 03057, Киев, Украина; e-mail: yurchor@ukr.net*

Abstract. The long-term fracture of a plate from an isotropic viscoelastic nanocomposite is studied. It is assumed that the material of the plate is linearly viscoelastic one. A technique of obtaining the viscoelastic characteristics for nanocomposite from experiments is utilized. The experimental data on viscoelastic and strength properties of real nanocomposites are used to confirm the effectiveness of proposed approaches. It is found that the dependence of fracture parameters on the nanoinclusions volume fraction can change significantly the crack kinetic curves and the plate service time.

Key words: nanocomposite, nanoclay, viscoelasticity, process zone, mode I crack, long-term fracture.

Введение.

Полимерные материалы широко используются как наполнители разнообразных высокопрочных композитов, которые применяются в автомобильной, электронной, аэрокосмической и строительной промышленности. Однако, недостатком таких материалов является их низкая устойчивость к разрушению. Одним из подходов, используемых для улучшения свойств полимерных наполнителей, является добавление в них на этапе изготовления нановключений. Нановключения в виде упругих частиц, материал которых является изотропным с модулем Юнга меньшим, чем модуль Юнга полимерного наполнителя, а также жидкие нановключения, хотя и повышают трещиностойкость полученного композита, приводят к снижению его прочностных характеристик [16]. Отметим, что даже незначительная концентрация нановключений в виде силикатных частиц или углеродных нанотрубок позволяет значительно улучшить механические свойства материалов [1, 4, 11, 12]. В этой связи приобретают интерес исследования механизмов разрушения элементов конструкций на основе таких композитов вследствие распространения трещин.

В данной работе исследовано распространение трещины нормального отрыва в вязкоупругом материале с нановключениями. Для получения результатов использованы экспериментальные данные опытов по измерению модулей материала с помощью вибрации.

1. Вязкоупругие свойства нанокомпозитов.

Как показывают экспериментальные данные, свойства нанокомпозитов значительно отличаются от свойств обычных композитных материалов [7, 13, 14]. В частности, эти свойства не могут быть получены с помощью традиционных методов механики композитных материалов на основе свойств компонент композита [14]. Это связано со сложной химической и физической природой нанокомпозитов. Такая ситуация приводит к необходимости построения широкой экспериментальной базы для

последующих теоретических исследований, а также к разработке методов, позволяющих построить чёткую взаимосвязь между экспериментальными данными и эффективными теоретическими методами построения решений задач.

Наиболее эффективным с точки зрения затрат времени, а также широко используемым на практике методом определения вязкоупругих свойств нанокompозитов являются динамические тесты, связанные с реакцией материала на периодические нагрузки. В то же время для теоретического анализа более удобной формой записи является представление зависимости между напряжениями и деформациями в виде интеграла Вольтерра [8, 12].

Предположим, что вязкоупругие свойства нанокompозита можно описать с помощью следующего соотношения линейной теории вязкоупругости:

$$\varepsilon = \frac{1}{E^*} \sigma = \frac{1}{E_0} (1 + R^*) \sigma, \quad (1)$$

где ε – продольное удлинение; σ – напряжение; E_0 – модуль упругости мгновенной деформации; R^* – интегральный оператор Вольтерра вида $R^* \sigma = \int_0^t R(t-\tau) \sigma(\tau) d\tau$.

Как показывают эксперименты [4, 13, 14], ползучесть нанокompозитов на основе полимерных материалов является ограниченной. Поэтому для описания свойств таких композитов удобно воспользоваться операторами с ядром Работнова

$$R(t-\tau) = \lambda E_\alpha (\beta, t-\tau) = a(t-\tau)^\alpha \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-b)^n (t-\tau)^{n(1-\alpha)}}{\Gamma[(n+1)(1-\alpha)]},$$

где Γ – гамма-функция; α , b и a – параметры материала, определяемые из экспериментов на ползучесть.

Следуя работе [3], используем преобразование Фурье для частотного анализа уравнения (1)

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \frac{1}{E_0} \left(1 + \frac{a}{b + (i\omega)^{1-\alpha}} \right) \tilde{\sigma}(\omega), \quad (2)$$

где $\tilde{\varepsilon}$ и $\tilde{\sigma}$ – преобразования функций деформации и напряжения; ω – частота (параметр преобразования). Из (2) следует, что

$$\tilde{\sigma} = E_0 \frac{b + (i\omega)^{1-\alpha}}{a + b + (i\omega)^{1-\alpha}} \tilde{\varepsilon}(\omega) = E_\infty \frac{1 + (i\omega / \omega_0)^{1-\alpha}}{1 + (i\omega / \omega_1)^{1-\alpha}} \tilde{\varepsilon}(\omega), \quad (3)$$

где $\omega_0 = b^{1-\alpha}$ и $\omega_1 = (a+b)^{1-\alpha}$ – критические частоты; $E_\infty = E_0(1+a/b)^{-1}$ – длительный модуль Юнга нанокompозита [14].

Построение регрессии на базе экспериментальных данных и уравнения (3) с целью определения конкретных значений параметров α , ω_0 , ω_1 , E_∞ является сложной задачей. Облегчить эту задачу можно, изучив особенности поведения функций, входящих в уравнение (3).

Рассмотрим функцию амплитуды комплексного модуля Юнга в (3):

$$\bar{E}(\omega) = |E^*|, E^* = E_\infty \frac{1 + (i\omega / \omega_0)^{1-\alpha}}{1 + (i\omega / \omega_1)^{1-\alpha}}.$$

Определим точку перегиба графика функции $\bar{E}(\omega)$ в координатах $\lg \omega - \lg \bar{E}(\omega)$

$$\lg \bar{E}(\omega) = \lg E_\infty + \lg \left| 1 + (i\omega / \omega_0)^{1-\alpha} \right| - \lg \left| 1 + (i\omega / \omega_1)^{1-\alpha} \right|. \quad (4)$$

Принимая во внимание, что

$$1 + (i\omega / \omega_k)^{1-\alpha} = 1 + (\omega / \omega_k)^{1-\alpha} \sin(\pi\alpha / 2) + i(\omega / \omega_k)^{1-\alpha} \cos(\pi\alpha / 2), \quad k = 0, 1, \quad (5)$$

получаем

$$\begin{aligned} \lg \bar{E}(\omega) = \lg E_\infty + \frac{1}{2} \lg \left[1 + 2(\omega / \omega_0)^{1-\alpha} \sin(\pi\alpha / 2) + (\omega / \omega_0)^{2-2\alpha} \right] - \\ - \frac{1}{2} \lg \left[1 + 2(\omega / \omega_1)^{1-\alpha} \sin(\pi\alpha / 2) + (\omega / \omega_1)^{2-2\alpha} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Далее имеем равенство

$$\frac{d^2(\lg \bar{E}(\omega))}{(d \lg \omega)^2} = \frac{N_0(\omega)D_1(\omega) - N_1(\omega)D_0(\omega)}{D_0(\omega)D_1(\omega)} \ln 10, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} N_i(\omega) = (1-\alpha)^2 \left[(\omega / \omega_i)^{1-\alpha} \sin(\pi\alpha / 2) + 2(\omega / \omega_i)^{2-2\alpha} - (\omega / \omega_i)^{3-3\alpha} \sin(\pi\alpha / 2) \right]; \\ D_i(\omega) = \left[1 + 2(\omega / \omega_i)^{1-\alpha} \sin(\pi\alpha / 2) + (\omega / \omega_i)^{2-2\alpha} \right]^2, \quad i = 0, 1. \end{aligned}$$

Подстановка значения $\omega^* = \sqrt{\omega_0 \omega_1}$ в (7) обращает вторую производную в нуль; при переходе через эту точку знак второй производной меняет значение, поэтому ω^* является точкой перегиба на графике функции $\bar{E}(\omega)$ в координатах $\lg \omega - \lg \bar{E}(\omega)$.

Рассмотрим далее функцию тангенса потерь (loss tangent):

$$\operatorname{tg} \delta(\omega) = \frac{\operatorname{Im} E^*(\omega)}{\operatorname{Re} E^*(\omega)}.$$

Используя (5), получаем формулу

$$\operatorname{tg} \delta(\omega) = \frac{(1/\omega_0^{1-\alpha} - 1/\omega_1^{1-\alpha})\omega^{1-\alpha} \cos(\alpha\pi / 2)}{1 + \omega^{1-\alpha} (1/\omega_0^{1-\alpha} + 1/\omega_1^{1-\alpha}) \sin(\alpha\pi / 2) + (1/\omega_0^{1-\alpha} \omega_1^{1-\alpha}) \omega^{2-2\alpha}}.$$

Следуя [3], определим максимум функции $\lg \operatorname{tg} \delta(\omega)$ в координатах $\lg \omega - \lg \operatorname{tg} \delta(\omega)$:

$$\frac{d \lg \operatorname{tg} \delta(\omega)}{d \lg \omega} = \frac{(1/\omega_0^{1-\alpha} - 1/\omega_1^{1-\alpha})(1 - (1/\omega_0^{1-\alpha} \omega_1^{1-\alpha}) \omega^{2-2\alpha}) \cos(\alpha\pi / 2)}{\left[1 + \omega^{1-\alpha} (1/\omega_0^{1-\alpha} + 1/\omega_1^{1-\alpha}) \sin(\alpha\pi / 2) + (1/\omega_0^{1-\alpha} \omega_1^{1-\alpha}) \omega^{2-2\alpha} \right]^2}.$$

Подставляя $\omega = \omega^*$, получаем уравнение

$$\frac{d \lg \operatorname{tg} \delta(\omega^*)}{d \lg \omega} = 0.$$

Оценивая знак производной слева и справа от точки $\omega = \omega^*$, приходим к выводу, что

$$\left(\operatorname{tg} \delta(\omega) \right)_{\max} = \operatorname{tg} \delta(\omega^*) = \frac{(1 - \omega_0^{1-\alpha} / \omega_1^{1-\alpha}) \operatorname{ctg}(\alpha\pi / 2)}{1 + \omega_0^{1-\alpha} / \omega_1^{1-\alpha} - 2\sqrt{\omega_0^{1-\alpha} / \omega_1^{1-\alpha}} / \sin(\alpha\pi / 2)}. \quad (8)$$

Если длина промежутка частот, при которых материал проявляет явные вязкоупругие свойства, велика (превосходит 4 порядка), то $\omega_0 / \omega_1 \ll 1$ и

$$(\operatorname{tg} \delta(\omega))_{\max} \approx \operatorname{ctg}(\alpha\pi/2).$$

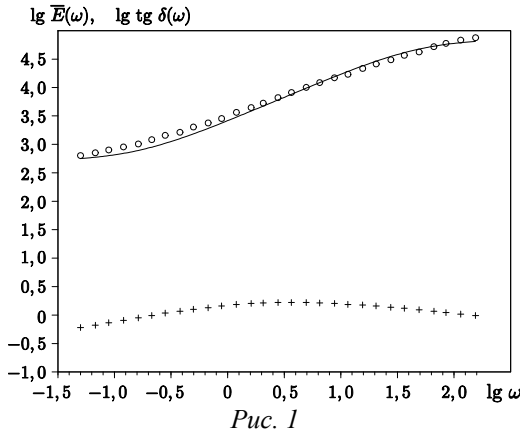
Следовательно, имеем формулу

$$\alpha \approx 1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg}(\operatorname{tg} \delta(\omega))_{\max}. \quad (9)$$

Путем асимптотического анализа уравнения (4) могут быть получены следующие соотношения для параметров материала:

$$E_0 = E_\infty \left(\frac{\omega_1}{\omega_0} \right)^{1-\alpha}; \quad \omega_0 = \omega \left(\frac{E_\infty}{E(\omega^*)} \right)^{\frac{1}{2(1-\alpha)}}; \quad \omega_0 = \omega \left(\frac{E_\infty}{E(\omega^*)} \right)^{\frac{1}{2(1-\alpha)}}. \quad (10)$$

Следует отметить, что, поскольку экспериментальные данные могут содержать информацию, из которой относительно легко можно получить ту или иную комбинацию параметров материала, соотношения $\omega^* = \sqrt{\omega_0 \omega_1}$, (8), (9), (10) могут оказаться полезными в каждом конкретном случае определения вязкоупругих характеристик нанокompозита.



На рис. 1 приведен пример для линейного разряженного полиэтилена с аморфными силикатными нановключениями на основании экспериментальных данных работы [5]; кружочками обозначены данные для нанокompозита LLDPE-A380-3 с 3 % нановключений ($T = 190^\circ\text{C}$). Значение коэффициента Пуассона принято равным 0,3. Крестиками на рисунке обозначены экспериментальные данные для $\lg \operatorname{tg} \delta(\omega)$, кружочками – для $\lg \bar{E}(\omega)$ (значения модуля Юнга приведены в паскалях). Сплошной линией показана

аппроксимация экспериментальных данных кривой с такими параметрами, рассчитанными на основании приведенных выше соотношений:

$$\alpha = 0,13; \quad \omega^* = 2,79 \text{ рад/с}; \quad \omega_1 = 49 \text{ рад/с}; \quad E_0 = 73357 \text{ Па}. \quad (11)$$

Поскольку из определения ω_0 и ω_1 следует, что

$$b = \omega_0^{1-\alpha}; \quad a = \omega_1^{1-\alpha} - \omega_0^{1-\alpha}, \quad (12)$$

для исследуемого материала получаем: $a = 29,343c^{\alpha-1}$, $b = 0,2c^{\alpha-1}$. Для проведения расчета по экспериментальным точкам были сначала определены значения ω^* (максимум для $\lg \operatorname{tg} \delta(\omega)$), далее α , затем оптимальные значения ω_1 и E_0 .

2. Квазистатическое распространение трещины нормального отрыва в пластине из вязкоупругого материала с нановключениями.

Подобно предыдущим исследованиям распространения трещин в изотропных и анизотропных телах с вязкоупругими свойствами [2, 9, 10], в основу исследований длительного роста трещины положим модель трещины с зоной сцепления. Основные использованные обозначения приведены на рис. 2.

В момент $t = 0$ приложения нагрузки трещина находится в докритическом состоянии – отрыв в вершине трещины не превышает граничного уровня: $\Delta[0, \lambda(0)] < \Delta_{\max}$ ($\lambda(t)$ –

полудлина трещины). За счет ползучести отрыв $\Delta[t, \lambda(0)]$ со временем достигает предельно возможного значения Δ_{\max} , завершая инкубационный период и инициируя начало роста.

Нормальный отрыв трещины в линейно вязкоупругом теле будем искать в виде интеграла Больцмана – Вольтерра

$$\Delta(t, x) = \int_{-\infty}^t l(t - \tau) \frac{\partial \tilde{\Delta}[x, \lambda(\tau)]}{\partial \tau} d\tau, \quad (13)$$

где $l(\mathcal{G})$ – безразмерная функция ползучести,

величина $\tilde{\Delta}(x, \lambda)$ является значением упругого отрыва в точке x для трещины с вершиной в точке λ . На основе концепции тонкой структуры отрыв можно приближенно получить в форме

$$\tilde{\Delta}(x, \lambda) = \frac{L\sigma}{\pi} 2l_{coh} F\left(\frac{x - \lambda}{l_{coh}}\right); \quad F(s) = \sqrt{1 - s} + \frac{s}{2} \ln \frac{1 - \sqrt{1 - s}}{1 + \sqrt{1 - s}},$$

где в условиях плоского напряженного состояния $L = 4/E$ (длина сцепления), а $l_{coh}(\lambda) = \frac{\pi K_1^2(\lambda)}{8\sigma^2}$; $K_1 = p\sqrt{\pi\lambda}$ – коэффициент интенсивности напряжений; σ – прочность сцепления.

Пусть внешнее нагружение приложено в момент времени $t = 0$. Заменяя в (13) функцию $\tilde{\Delta}[x, \lambda(\tau)]$ на $H(\tau)\tilde{\Delta}[x, \lambda(\tau)]$ (H – функция Хевисайда), запишем выражение для отрыва в точке x в момент времени t , т.е.

$$\Delta(t, x) = l(t)\tilde{\Delta}[x, \lambda(0)] + \int_0^t l(t - \tau)\tilde{\Delta}'_\tau[x, \lambda(\tau)]d\tau. \quad (14)$$

Учитывая то, что во время инкубационного периода, который длится до момента времени $t = t_0$, положение вершины трещины λ не изменяется, $\tilde{\Delta}[x, \lambda(0)] = \tilde{\Delta}[x, \lambda(t_0)]$, выражение для отрыва (14) в вершине трещины имеет вид

$$\Delta[t, \lambda(t)] = l(t)\tilde{\Delta}[\lambda(t), \lambda(t_0)] + \int_{t_0}^t l(t - \tau)\tilde{\Delta}'_\tau[\lambda(t), \lambda(\tau)]d\tau. \quad (15)$$

Определим положение λ в моменты времени $t_k = k \cdot \Delta t$, $k = 1, 2, \dots$. Обозначая $\lambda_k = \lambda(t_k)$ и приравнявая выражение для отрыва (15) критическому значению, запишем уравнение для определения λ_k :

$$l(t_k)D_0 + \sum_{i=1}^k \Lambda_i(D_i - D_{i-1}) = \Delta_{\max} \quad \left(\Lambda_i = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_{i-1}}^{t_i} l(t_k - \tau)d\tau; \quad D_i = \tilde{\Delta}(\lambda_k, \lambda_i) \right). \quad (16)$$

Геометрические характеристики D и $\tilde{\Delta}$ проиллюстрированы при помощи рис. 3 ($\beta_i = \lambda_i + l_{coh}(\lambda_i)$).

Таким образом, уравнение (16) позволяет последовательно определять положение вершины трещины λ_k в моменты времени t_k , $k = 1, 2, \dots$. Время инкубационного периода t_0 определяется из уравнения

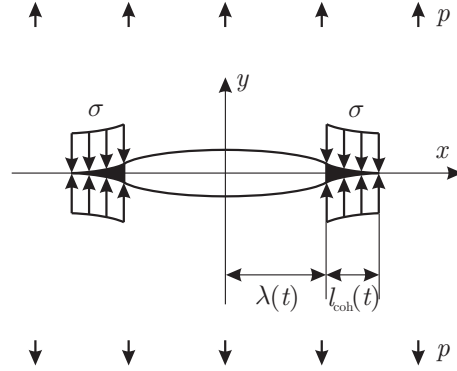


Рис. 2

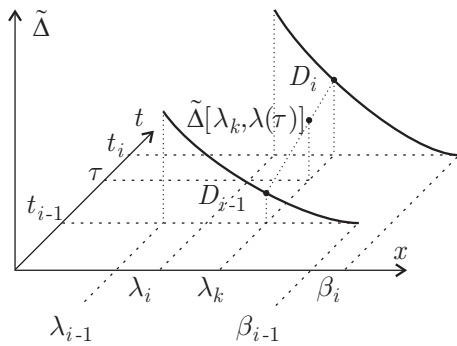


Рис. 3

Для основного периода получим равенство

$$l(t)\tilde{\Delta}[\lambda(t), \lambda(t)] + \int_{t'}^t l(t-\tau)\tilde{\Delta}'_{\tau}[\lambda(t), \lambda(\tau)]d\tau = \Delta_{\max},$$

где t' – момент окончания переходного периода. В остальном, расчетная схема, использованная в данной работе, полностью совпадает с использованной в работе [10].

3. Зависимость параметров трещиностойкости и прочности композита от концентрации нановключений.

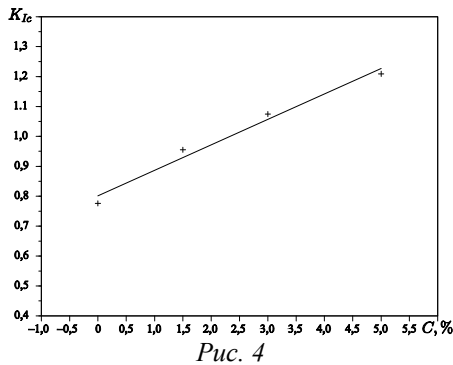


Рис. 4

Экспериментальные данные обозначены крестиками, регрессия $(0,8 + 0,085C)$ – сплошной линией. Поскольку использование концепции тонкой структуры приводит к зависимости $\Delta_{\max} = 4K_{lc}^2 / \pi\sigma E$, можно предположить, что соответствующая зависимость Δ_{\max} от концентрации является квадратичной.

Отметим, что различными авторами в результате экспериментальных исследований подтверждается слабая зависимость прочности на разрыв (используемой для определения прочности сцепления σ) от концентрации нановключений без определенной тенденции к возрастанию с возрастанием концентрации нановключений [7, 11] (причины подобного поведения нанокompозитов не являются предметом данного исследования).

4. Пример расчета параметров развития трещины в нанокompозите.

В качестве примера рассмотрим развитие трещины в материале с параметрами, указанными в уравнениях (11) и (12). Были приняты такие параметры трещиностойкости, трещины и внешней нагрузки на пластину: $\Delta_{\max} = 1,5 \cdot 10^{-3} (1 + 1,0625C)^2$ см; $\sigma = 3,2$ кПа; $p = 2$ кПа; $\lambda(0) = 0,5$ см (C – концентрация нановключений).

Результаты расчетов приведены на рис. 5 в виде зависимости полудлины трещины λ (в сантиметрах от времени t (в секундах)). Пунктирная кривая соответствует

$$l(t_0)D_0 = \Delta_{\max}.$$

Исследование развития трещины на протяжении переходного и основного периодов развития можно выполнить, используя методики, изложенные в работах [2, 9, 10].

Для переходного периода имеем

$$l(t)\tilde{\Delta}[\lambda(t), \lambda(t)] + \int_0^{t_0} l(t-\tau)\tilde{\Delta}'_{\tau}[\lambda(t_0), \lambda(\tau)]d\tau + \int_{t_0}^t l(t-\tau)\tilde{\Delta}'_{\tau}[\lambda(t), \lambda(\tau)]d\tau = \Delta_{\max}.$$

$\Delta_{\max} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ см (использование значения критического раскрытия для материала без нановключений), сплошная кривая – случаю $C = 3\%$. Долговечности для первого случая – 5075 с, для второго – 13548 с.

Заклучение.

Для анализа развития трещины в пластине из нанокompозита в данной работе использованы известные из литературы подходы, эффективность применения которых подтверждена разными авторами. Показано, что учет зависимости трещиностойкости нанокompозита от концентрации включений существенно влияет на кинетическую диаграмму докритического развития трещины.

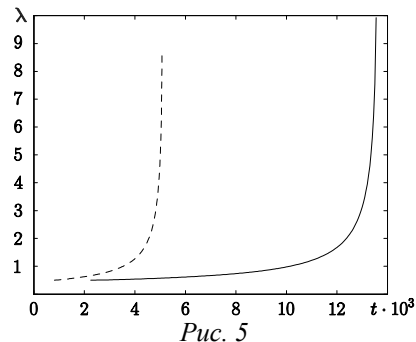


Рис. 5

РЕЗЮМЕ. Досліджено довготривале руйнування пластини з ізотропного в'язкопружного нанокompозита. Прийнято, що матеріал пластини є лінійно в'язкопружним. Застосовано методику отримання в'язкопружних характеристик нанокompозита з експериментальних даних. Для підтвердження ефективності запропонованих підходів використано експериментальні дані щодо реальних композитних матеріалів. Виявлено, що залежність параметрів руйнування від концентрації нановключень може суттєво змінювати вигляд кінетичних кривих та довговічність пластини.

1. Гузь А.Н., Руцицкий Я.Я., Гузь И.А. Введение в механику нанокompозитов. – К.: Ин-т механики им. С.П.Тимошенко, 2010. – 398 с.
2. Каминский А.А., Гаврилов Д.А. Длительное разрушение полимерных и композитных материалов с трещинами. – К.: Наук. Думка, 1992. – 248 с.
3. Beda T., Chevalier Y. New Methods for Identifying Rheological Parameter for Fractional Derivative Modeling of Viscoelastic Behavior // Mech. Time-Depend. Mater. – 2004. – 8, N 2. – P. 105 – 118.
4. Brunner A.J., Necola A., Rees M., Gasser Ph., Kornmann X., Thomann R., Barbezat M. The influence of silicate-based nano-filler on the fracture toughness of epoxy resin // Engineering Fracture Mechanics. – 2006. – 73, N16. – P. 2336 – 2345.
5. Dorigato A., Pegoretti A., Penati A. Linear low-density polyethylene/silica micro- and nanocomposites: dynamic rheological measurements and modelling // eXPRESS Polymer Letters. – 2010. – 4, N 2. – P. 115 – 129.
6. Fernandez P., Rodriguez D., Lamela M.J., Fernandez-Canteli A. Study of the interconversion between viscoelastic behaviour functions of PMMA // Mech. Time-Depend. Mater. – 2011. – 15, N 2. – P. 169 – 180.
7. Ghadami F., Dadfar M.R., Kazazi M. Hot-cured epoxy-nanoparticulate-filled nanocomposites: Fracture toughness behaviour // Engineering Fracture Mechanics. – 2016. – 162. – P. 193 – 200.
8. Golub V.P., Maslov B.P., Fernati P.V. Identification of the Hereditary Kernels of Isotropic Linear Viscoelastic Materials in Combined Stress State. 1. Superposition of Shear and Bulk creep // Int. Appl. Mech. – 2016. – 52, N 2. – P. 165 – 175.
9. Kaminsky A.A. Mechanics of the Delayed Fracture of Viscoelastic Bodies with Cracks: Theory and Experiment (Review) // Int. Appl. Mech. – 2014. – 50, N 5. – P. 485 – 548.
10. Kaminsky A.A., Selivanov M.F. The Long-Term Fracture of the Layered Viscoelastic Plate with Through Crack under the Changing in Time Load // Int. Appl. Mech. – 2002. – 38, N 6. – P. 731 – 740.
11. Kubišová H., Měřinská D., Svoboda P. PP/clay nanocomposite: optimization of mixing conditions with respect to mechanical properties // Polymer Bulletin – 2010. – 65, N 5. – P. 533 – 541.
12. Olali N.V., Voitovich L.V., Zazimko N.N., Malezhik M.P. Modeling Creep Processes in Aging Polymers // Int. Appl. Mech. – 2016. – 52, N 2. – P. 176 – 181.
13. Rafiee M.A., Rafiee J., Wang Z., Song H., Yu Z.-Z., Koratkar N. Enhanced Mechanical Properties of Nanocomposites at Low Graphene Content // ACS Nano – 2009. – 3, 12. – P. 3884 – 3890.
14. Ramanathan T., Abdala A.A., Stankovich S., Dikin D.A., Herrera-Alonso M., Piner R. D., Adamson D. H., Schniepp H.C., Chen X., Ruoff R.S., Nguyen S.T., Aksay I.A., Prud'Homme R.K., Brinson L.C. Functionalized graphene sheets for polymer nanocomposites // Nature Nanotechnol. – 2008. – 3, N 6. – P. 327 – 331.
15. Rossikhin Yu.A., Shitikova M.V. Two approaches for studying the impact response of viscoelastic engineering systems: an overview // Comp. and Math. Appl. – 2013. – 66, N 5 – P. 755 – 773.
16. Zhao Q., Hoa S.V. Toughening Mechanism of Epoxy Resins with Micro/Nano Particles // J. of Composite Materials. – 2007. – 41. – P. 201 – 219.

Поступила 06.09.2016

Утверждена в печать 10.10.2017