

PACS numbers: 61.41.+e, 61.43.Er, 62.23.Pq, 62.80.+f, 81.05.Lg, 82.35.Nr, 83.80.-k

Подвижность элементов структуры аморфных полимерных систем под действием ультразвукового поля

Б. Б. Колупаев, В. В. Клепко, Ю. А. Куницкий*, Д. С. Леонов*

*Институт химии высокомолекулярных соединений НАН Украины,
Харьковское шоссе, 48,
02160 Киев, Украина
*Технический центр НАН Украины,
ул. Покровская, 13,
04070 Киев, Украина*

Исследовано влияние физической модификации на релаксацию структурообразований поливинилхлорида (ПВХ). На основании результатов расчета структурно-чувствительных характеристик ПВХ-систем в рамках модели возбужденного состояния оценены локальная и сегментальная подвижности структурных элементов композиционных систем под действием температурного и ультразвукового полей. Показано, что с помощью высокодисперсных наполнителей можно направленно регулировать частотный спектр композита.

Досліджено вплив фізичної модифікації на релаксацію структуроутворень полівінілхлориду (ПВХ). На основі результатів розрахунку структурно-чутливих характеристик ПВХ-систем в рамках моделю збудженого стану оцінено локальну й сегментальну рухливість структурних елементів композиційних систем під дією температурного та ультразвукового полів. Показано, що за допомогою високодисперсних наповнювачів можна спрямовано регулювати частотний спектр композиту.

Influence of physical modification on relaxation of polyvinylchloride (PVC) structurizations is investigated. Using results of the calculation of structurally sensitive parameters of PVC systems, within the model of the excited state, local and segmental mobilities of structured elements of composite systems under the action of temperature and ultrasonic fields are estimated. As shown, using highly dispersed fillers, one can directionally regulate frequency spectrum of a composite.

Ключевые слова: модификация, релаксация, энтропия, подвижность, структурный элемент, ультразвуковое поле.

(Получено 28 марта 2008 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование кинетики и термодинамики процесса релаксации линейных гибкоцепных полимеров и гетерогенных систем (ГС) на их основе в области мегагерцового диапазона частот механического воздействия представляет важный научно-практический интерес [1]. Это обусловлено тем, что сведения о структурных изменениях деформируемого материала дают возможность направленно регулировать акустические свойства композита. При этом остается нерешенным вопрос о природе диссипации энергии ультразвуковой (УЗ) сдвиговой волны в гетерогенных системах на основе гибкоцепных полимеров [2]. Его решение требует исследования релаксационных процессов в виде фононной вязкости и торможения подвижных элементов структуры композита УЗ-полем.

Цель работы — исследовать локальную и сегментную подвижность элементов структуры системы и указать пути создания на основе гибкоцепных полимеров генераторов и/или трансформаторов механической энергии в частотном диапазоне, недостижимом для низкомолекулярных кристаллов.

2. МОДЕЛЬ

В основу модели ГС положим известный факт [2], что сложность внутренней организации линейных полимеров обуславливает необходимость применения к ним понятия системы [1]. Согласно [3], структура полимеров это взаимное расположение в пространстве, внутреннее строение и характер взаимодействия (связи) между структурными элементами, образующими макроскопическое тело. Особенность такого подхода — предположение о существовании на одном из уровней структурной организации определенной подсистемы, которая, постепенно усложняясь, предопределяет основные физические характеристики ГС [1]. Такой выделенной системой выберем макромолекулу, которая обладает сложной структурой [3, 4], характеризующейся иерархией конфигурационных уровней, имеющих определенное время жизни (τ_i). Характерно, что величина τ_i зависит от целого ряда внешних факторов [1], определяющих подвижность подсистем. Поэтому при описании полимерных структур будем проводить двойное усреднение: в пространстве и во времени, что соответствует эргодическим принципам статистической термодинамики [5].

При этом автономные структурные элементы макромолекул изобразим следующим образом. Движение, в котором принимают участие атомы или атомные группы макромолекулы, представим как сложное колебательное и трансляционное движение. Отдельным гармоникам соответствуют реальные структурные элементы-релаксаторы [4]. В исследуемых аморфных полимерах и ГС на их основе

могут существовать только флуктуационные структурные элементы с конечными временами жизни. Согласно [6] будем именовать их микроблоками или суперсетками, содержащими определенное количество мономерных звеньев [1].

Осуществим физическую модификацию полимеров с помощью граничных областей [2], которые возникают на границе раздела фаз полимер — дисперсный наполнитель. При этом под действием УЗ-поля структура ГС переходит из неравновесного в еще более неравновесное состояние [1] и элементарным актом начальной стадии деформации композита служит возбуждение сегмента как совокупности групп атомов в повторяющемся звене линейных аморфных полимеров [4]. Для реализации их подвижности необходимо наличие соответствующего суммарного флуктуационного объема [1]

$$V_f = \nu N, \quad (1)$$

величина которого зависит от флуктуационного атомного объема (ν) и количества атомов (N), возбужденных под действием УЗ и температурного поля при $T \leq T_g + 10$ К.

Исходя из данных о T_g , модуле упругости μ , коэффициенте Пуассона ν и величине доли свободного объема f_g ГС величину энергии связи сегмента, обусловленную силами межструктурного взаимодействия E_0 , V_f и N определим как [7]

$$V_f = \frac{3(1 - 2\nu)T_g R}{f_g \mu}, \quad (2)$$

$$E_0 = RT_g \ln \frac{1}{f_g}, \quad (3)$$

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{E_0 + \nu P}{kT}\right). \quad (4)$$

При этом величина энтропии, характеризующая локальную флуктуационную перегруппировку структурных элементов полимера, равна [7]

$$S = \frac{H}{T_g} = \frac{E_0 + V_f P_m}{T_g}, \quad (5)$$

где P_m — максимальное внутреннее давление в ГС [2]. Следовательно, наличие энтропийного фактора (5), флуктуационного объема (1), а также граничного слоя в системе полимер–наполнитель позволяет реализовать подвижность структурных элементов полимера при $T \leq T_g + 10$ К.

Предположим, что, кроме интер- и интрамолекулярных сил, на

микроблок в направлении оси OX действуют поверхностные силы со стороны ультразвукового поля и активных центров поверхности наполнителя [2]. Сначала рассмотрим действие на такую подсистему внешних сил в виде механических напряжений (σ) ультразвукового поля. Если на плоскую поверхность гетерогенной полимерной системы действует напряжение $\sigma = \sigma_0 \exp(-\alpha x) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right]$, то значение поверхностной силы, действующей на единицу длины структурной подсистемы (микроблока при $x = x_0$) составит величину $|\bar{F}(t)| = \sigma \xi$. Соответственно, уравнение движения микроблока как сегмента в виде ансамбля атомов системы в проекции на ось OX представим в виде гамильтоновой модели [4]:

$$M \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + B \frac{\partial x}{\partial t} - C \frac{\partial^2 x}{\partial y^2} = \sigma \xi = F(t), \quad (6)$$

где M — масса сегмента на единицу длины; B — коэффициент торможения; C — натяжение сегмента; ξ — смещение сегмента под действием приложенного напряжения σ , создаваемого ультразвуковым полем. Появление при $T < T_g$ под действием ультразвуковых сдвиговых напряжений деформационных дефектов типа сдвиговых трансформаций [1] в аморфных полимерах, структурно возбужденных локальных состояний, приводит к натяжению микроблоков макромолекул. При этом установлено [3], что происходит повышение внутренней энергии системы и в соотношении (6) можно пренебречь членом, содержащим массу. В то же время для большинства линейных полимеров при $T = 398$ К величина мономерного коэффициента трения лежит в пределах от 10^{-19} до 10^{-23} Н·с·нм $^{-1}$ [4]; следовательно, второй член в соотношении (6) будет вносить пренебрежимо малую поправку к приложенной силе $F(t)$.

Таким образом, в уравнении (6) член $-C \frac{\partial^2 x}{\partial y^2}$ является основным для описания локального движения микроблока в виде сдвиговой трансформации:

$$-C \frac{\partial^2 x}{\partial y^2} = F(t). \quad (7)$$

Решая уравнение (7) для случая, когда закрепление сегмента происходит в точках $y = 0$ и $y = l_1$ в виде активных центров поверхности дисперсного наполнителя, получаем:

$$x = \frac{F(t)}{2C} (yl_1 - y^2), \quad (8)$$

где x — смещение, направленное под прямым углом к длине сегмента, лежащего вдоль y .

Таким образом, сила, действующая на узлы зацепления макромолекулы, представляет собой натяжение C , направленное вдоль сегмента. Эта сила имеет компоненту в направлении приложенного напряжения G , равную

$$C_1 = C \operatorname{tg} \alpha = C \frac{dx}{dy} = \frac{G \xi l_1}{2}. \quad (9)$$

Смещение сегмента на величину ξ относительно начального положения происходит за счет энергии УЗ-поля

$$W = \frac{1}{2} F(t) l_i \xi = \frac{1}{2} G \xi^2 l_i, \quad (10)$$

где l_i — контурная длина сегмента. Следовательно, вероятность отрыва сегмента от активного центра поверхности дисперсного наполнителя под действием G УЗ-поля равна [1]

$$\psi = \omega_0 \exp\left(-\frac{E_0 - W}{kT}\right); \quad (11)$$

тут ω_0 — частота тепловых колебаний ($\omega_0 = kT/h$ и $\omega_0 \gg \omega$, где ω — частота УЗ-колебаний). Соответственно, сегмент как микроблок может сместиться относительно положения квазиравновесия под действием УЗ и/или температурного поля на расстояние $x = \xi$ со скоростью

$$v = \omega_0 \xi \exp\left(-\frac{E_0 - W}{kT}\right). \quad (12)$$

С учетом, что сила отрыва сегмента от активного центра поверхности наполнителя F_i уравновешивается, при условии сохранения цельности системы, силами межструктурного взаимодействия (соотношение (3)), определим ее как

$$F_i = \frac{E_0}{L}, \quad (13)$$

или

$$F_i = G_1 \xi l_i = \frac{E_0}{L},$$

т.е.

$$G_1 = \frac{E_i}{\xi l_i L}, \quad (14)$$

где G_1 — напряжение сдвига, приложенное к плоскости скольже-

ния сегмента, необходимое для его отрыва от активных центров поверхности наполнителя; L — расстояние от активных центров поверхности наполнителя к атомам сегмента макромолекулы [8]. По мере возрастания сдвигового напряжения ультразвукового поля, когда оно становится достаточным для разрыва связи атомов сегмента с активными центрами поверхности наполнителя без помощи тепловой энергии, эти закрепления уже не являются ограничивающим фактором при определении скорости движения микроблока. Следовательно, энергия сегмента может быть рассмотрена без учета его движения и энергетической связи с поверхностью. В случае если приложенное напряжение больше G_1 , то увеличение скорости движения сегмента будет определяться разностью приложенного напряжения G и напряжения отрыва G_1 . Соответственно, скорость движения сегмента для этой области T и энергии ультразвукового поля равна

$$v = \frac{G_1 - G}{A} \xi, \quad (15)$$

где A — динамическая вязкость системы [6].

Таким образом, наличие флуктуаций локального беспорядка структуры в аморфных полимерных композитах и накопление системой энергии УЗ-поля позволяют структурным элементам макромолекулы принимать участие в локальном (при $T < T_g$) и сегментном ($T \geq T_g$) движении с определенной скоростью.

При $\varphi \geq \varphi_{кр}$ (где $\varphi_{кр}$ — критическое содержание наполнителя [2]) и $F > F_i$ ГС находится в состоянии граничного слоя [3] с кооперативным движением частиц (M) наполнителя в виде [8]

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} = k(x_{n+1} - x_n) - k(x_n - x_{n-1}), \quad (16)$$

где k — коэффициент квазиупругой силы; x_i ($i = n - 1; n; n + 1$) — смещение.

Решение соотношения (16) ищем в виде $x = x_0 \exp j(\omega t + n\delta)$ при сдвиге фаз между частицами наполнителя, которые при $\varphi \leq \varphi_{кр}$ находятся на расстоянии l_0 , равном $n\delta$. Если $n\delta = 2\pi$, $n(l_0 + D) = \lambda$, где D — диаметр частицы, λ — длина УЗ-волны, тогда

$$\lambda = \frac{2\pi(l_0 + D)}{\delta} \quad (17)$$

и частота колебаний равна

$$\omega = \omega_0 \exp j \frac{\delta}{2}, \quad (18)$$

где ω_0 — собственная частота колебаний.

С учетом того, что $\lambda \gg l_0 + D$, при $\varphi \leq \varphi_{кр}$ имеем:

$$\omega = \omega_0 \frac{\pi(l_0 + D)}{\lambda}. \quad (19)$$

Поскольку такая структура наполнителя при $\varphi \leq \varphi_{кр}$ представляет систему частиц, которые взаимодействуют между собой за счет наличия сил упругости, ГС можно использовать как генератор колебаний со множеством частот, спектр которых простирается от 0 до ω_0 [8].

Если учесть, что частицы высокодисперсного наполнителя не деформируются под действием УЗ-поля, то [9]

$$\omega_0^2 = \frac{631(3\mu_1 + 8\mu_2)}{46r(23\rho_1 + 7\rho_2)}, \quad (20)$$

где μ_1, μ_2 — коэффициенты Ламэ наполнителя и полимера; ρ_1, ρ_2 — их плотности; r — радиальная координата. Под действием кинетических элементов структуры полимера, закрепленных активными центрами поверхности наполнителя, происходит генерация волн, распространяющихся к поверхности композита.

Это открывает перспективы создания не только генераторов и/или трансформаторов механических колебаний, но, используя условие резонанса [9], и соответствующих акустических фильтров.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследовали ГС, полученные на основе поливинилхлорида (ПВХ-С-С-6359 М), содержащие бентонит (Б) и медь (Cu). Образцы прессовали в T - p -режиме при $T = 393$ К и $p = 10$ МПа. Акустические характеристики ГС определяли импульсным методом с проходящим сигналом совместно с методом вращающейся пластины на частоте 0,4 МГц [3]; погрешность измерения — $\Delta v/v = 0,5-1,0\%$. Плотность (ρ) по методу гидростатического взвешивания — с погрешностью 0,03%. Преимущественный размер частиц Б — $(2-4) \cdot 10^2$ нм, а Cu — $7,0 \cdot 10^3$ нм.

Экспериментальные исследования ГС показали, что в области $T < T_g$ наблюдается линейное уменьшение величины v_t, μ по мере повышения температуры, которое описывается соотношением Симпсона-Лагранжа:

$$\begin{aligned} v_t &= v_0 + aT + bT^2, \\ \mu &= \mu_0 + cT^2 + dT^2, \end{aligned} \quad (21)$$

где v_0 — значение скорости сдвиговой деформации $T = 293$ К; a, b, c, d — постоянные, значения которых представлены в таблице. Следует отметить, что по мере повышения температуры увеличивается значение коэффициента Пуассона. Для рассмотренных систем $\nu = 0,33-$

ТАБЛИЦА. Зависимость величины акустических характеристик ПВХ-систем от температуры при $293 \text{ К} \leq T \leq T_g$.

Тип композиции	$\nu_0 \cdot 10^{-3}, \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$	$-a \cdot 10^2$	$-b \cdot 10^5$	$\mu_0 \cdot 10^{-9}, \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$	$-c \cdot 10^3$	$-d \cdot 10^6$
ПВХ + 2% Б	1180	53,0	12,0	2,7	6,0	1,6
ПВХ + 30% Си	1120	3,3	6,0	1,8	7,0	1,2
ПВХ	1140	12,0	4,6	2,2	3,2	1,4

0,35. Величина T_g также зависит от содержания и типа наполнителя в системе. Так, T_g исходного ПВХ равна 352 К; ПВХ + 17% Б — 363 К; ПВХ + 20% Си — 360 К (величина T_g определена как $\mu = f(T)|_{\phi}$ при $293 \text{ К} < T \leq 373 \text{ К}$ и $0 \leq \phi \leq \phi_{\text{кр}}$ [3]).

На основании экспериментальных значений относительного изменения величины ν_t , согласно соотношению [6]

$$\frac{\Delta \nu_t}{\nu_t} = \frac{4l_i \mu}{\pi^3 K \omega_0^2}, \quad (22)$$

где K — эффективная масса сегмента на единицу длины; ω_0 — собственная частота колебаний структурного элемента, определяли линейные размеры структурного элемента, который принимает участие во вращательном и трансляционном движении под действием температурного и УЗ-поля. Оказалось, что его величина для систем ПВХ + 10 об.% Б при $\omega_0^2 = 1,2 \cdot 10^{26} \text{ с}^{-2}$ составляет порядка 1,1 нм, что эквивалентно 7 мономерным цепям ПВХ. В случае исходного ПВХ при $T \leq T_g$ $l_i \approx 15l$ (где l — эффективная длина мономерной цепи). Характерно, что величина l_i зависит от расстояния L атомов сегмента к активным центрам поверхности высокодисперсного наполнителя. Так, для системы ПВХ + 4,0% Б при $L = 0,8a$ (где a — равновесное расстояние между атомами) влияние поверхности на величину l_i практически отсутствует. Однако уже при $L = 0,7a$ величина l_i составляет 0,6 нм, а при $L \leq 0,5a$ значение l_i интенсивно возрастает и в случае $0,5a$ составляет 2 нм. Следовательно, общая длина сегментов, которые принимают участие в движении под действием УЗ-поля лежит в диапазоне от 4 до 12 мономерных звеньев (рис. 1). Следует заметить, что при $T < T_g$ реализуется в основном колебательное движение структурообразований полимерной матрицы, которое ограничено действием активных центров поверхности наполнителя, при приближении к которой частота колебаний, как и количество сегментов, возрастает (рис. 1). Это указывает на разрыхляющий характер действия поверхности на структурообразование ПВХ. Так, при $0 \leq \phi \leq 15,0\%$ Б при $L = 0,5a$ количество подвижных элементов структуры (атомов и/или атомных групп) возросло до 70. Следует заметить, что для рассмотренных систем при $\phi \geq \phi_{\text{кр}}$ возрастание l_i нелинейно уменьшается. При этом значение величины f_g изменяется в диапазоне 0,02–0,03.

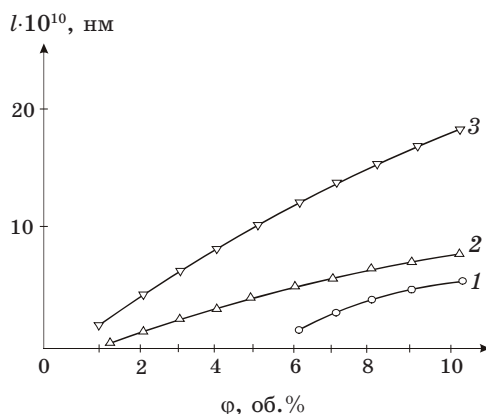


Рис. 1. Концентрационная зависимость величины l при $T = 300$ К от содержания бентонита при L/a : 1 — 0,8; 2 — 0,7; 3 — 0,5.

На основании полученных результатов определим величину V_f , которая для рассмотренных систем при $293 \text{ К} \leq T \leq 373 \text{ К}$ лежит в диапазоне $0,1\text{--}12 \text{ нм}^3$. Энергия атомного возбуждения, согласно (3), изменяется в области $1,8 \cdot 10^{-20} \leq E_0 \leq 3,2 \cdot 10^{-20}$ Дж, являясь соизмеримой по величине с энергией межмолекулярного взаимодействия ($4,0 \cdot 10^{-20}$ Дж) ПВХ. Это указывает на то, что, прежде всего, происходит увеличение подвижности структурных элементов за счет разрушения-восстановления более слабых межмолекулярных связей (энергия внутримолекулярного взаимодействия ПВХ равна $42 \cdot 10^{-20}$ Дж). Для рассмотренных систем величина S составляет порядка $36 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, что, согласно (2), позволяет реализовать подвижность структурных элементов ПВХ при $293 \text{ К} < T \leq T_g + 10 \text{ К}$.

Используя соотношения (12) и (14), а также [6]

$$G = \frac{E_i}{Ll(2M/\rho)^{1/2}}, \quad (23)$$

на рис. 2 представлены результаты расчета скорости движения сегментов в функции от приложенного напряжения сдвига. По величине наклона кривых находим, что $\xi^2 l_i = 45 \cdot 10^{-3} \text{ нм}^3$, а при скорости $v = 10^8 \text{ нм} \cdot \text{с}^{-1}$ ($T = 293 \text{ К}$) $E_0 - Gb^2 l / 2$ равно $3,8 \cdot 10^{-20}$ Дж, что соответствует частоте тепловых колебаний $2,5 \text{ ТГц}$.

Согласно соотношению (14), найдем напряжение отрыва сегмента от активных центров поверхности частиц наполнителя, используя приведенные ранее значения для систем ПВХ + 10% Б: $\xi = 0,17 \text{ нм}$; $L = 0,5a$; $l_i = 1,5 \text{ нм}$, $T = 300 \text{ К}$. Его величина соответственно равна 3 ГПа . Следовательно, начиная с этого момента, величина скорости движения сегмента будет определяться, согласно (15), величиной $4 \cdot 10^6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$.

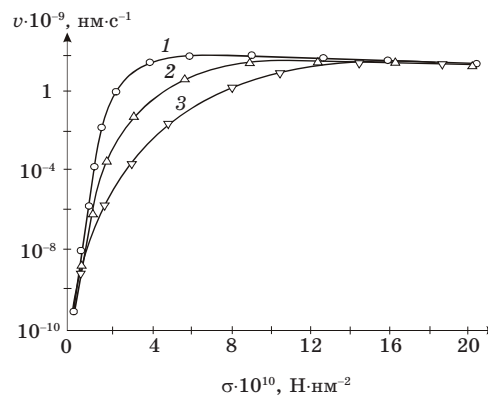


Рис. 2. Скорость движения структурных элементов в зависимости от приложенного напряжения при $T = 300$ К: 1 — ПВХ; 2 — ПВХ + 5% Cu; 3 — ПВХ + 4% Б.

Характерно, что для рассмотренных УЗ-колебаний вероятность ψ отрыва структурного элемента от узлов зацепления ГС под действием механических колебаний (10) по отношению к тепловому воздействию составляет $3 \cdot 10^{-4}$. Оказалось, что при $T = 300$ К и $1 \text{ МПа} \leq \sigma \leq 100 \text{ МПа}$ скорость смещения колебательных элементов сегмента за счет теплового возбуждения на два порядка выше, чем в случае действия УЗ-поля (соответственно $6 \cdot 10^7$ и $2 \cdot 10^5$ nm·s⁻¹ при $L = 0,5a$). Это составляет лишь малую часть скорости звука в системе, однако структурные элементы ГС, колеблющиеся под действием падающей УЗ-волны, принимают участие в передаче и диссипации энергии.

Под действием приложенного напряжения, за счет смещения динамических элементов структуры, частицы высокодисперсного наполнителя, находясь при $\varphi \geq \varphi_{кр}$ в узлах суперрешетки [3], будут совершать колебательное движение с частотой ω , которая для систем ПВХ + Б при $60 \text{ об.}\% \leq \varphi \leq 65 \text{ об.}\%$ изменяется в диапазоне $0,1 \text{ ГГц} \leq \omega \leq 6 \text{ ГГц}$, а ПВХ + Cu $60 \text{ об.}\% \leq \varphi \leq 67 \text{ об.}\%$ $0,1 \text{ МГц} \leq \omega \leq 3 \text{ МГц}$. В то же время анализ динамики ГС, выполненный с помощью соотношения (20), показал, что величина ω для ПВХ + 10% Б составляет примерно 300 МГц.

Следовательно, с помощью высокодисперсного наполнителя в ПВХ можно направленно регулировать частотный спектр ГС, реализуя локальные релаксационные процессы при $T < T_g$, а также сегментальную подвижность при $T \leq T_g + 10$ К.

4. ВЫВОДЫ

Разработана модель закрепленной активными центрами поверхности высокодисперсного наполнителя, которая дает возможность на

основе локальной и сегментальной подвижности описать релаксационные спектры гетерогенных систем на основе аморфных полимеров. Определены необходимые и достаточные условия реализации разрывов энергетических и энтропийных связей при действии температурных и ультразвуковых полей. В области $293 \text{ K} \leq T < T_g$, когда частота тепловых фононов выше частоты УЗ-волны, кинетические структурные элементы ПВХ-систем при $\varphi \geq \varphi_{\text{кр}}$ действуют на точки закрепления (активные центры поверхности дисперсного наполнителя), создавая поле внутренних напряжений. Это приводит к колебательным движениям частиц наполнителя.

Показано, что с помощью ингредиентов можно направленно регулировать частотный спектр ГС, недостижимых для низкомолекулярных кристаллов. Предложенная система реализации направленного изменения подвижности элементов структуры аморфных полимеров дает возможность построения генераторов, трансформаторов механических колебаний, акустических линий задержки и фильтров с заданными параметрами.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Ю. Гросберг, А. Р. Хохлов, *О нерешенных проблемах статистической физики полимеров* (Москва: Наука: 1989).
2. Ю. С. Липатов, *Коллоидная химия полимеров* (Киев: Наукова думка: 1984).
3. Б. С. Колупаев, *Релаксационные и термические свойства наполненных полимерных систем* (ред. С. Я. Френкель) (Львов: Вища школа: 1980).
4. А. Я. Малкин, *Высокомолекулярные соединения*, **48**, № 1: 49 (2006).
5. А. П. Шпак, Ю. А. Куницкий, В. И. Лисов, А. И. Сторожук, *Металлофизика и новейшие технологии*, **25**, № 11: 1451 (2003).
6. V. V. Klepko, B. V. Kolupaev, and E. V. Lebedev, *J. Polym. Science B*, **49**, № 1–2: 18 (2007).
7. Д. С. Сандитов, *Высокомолекулярные соединения А*, **49**, №5: 832 (2007).
8. Б. Б. Колупаев, *Физика и техника высоких давлений*, **15**, № 4: 85 (2005).
9. А. Д. Пирс, *Акустический журнал*, **51**, № 1: 9 (2005).