УДК 22.251

Концентрация микродефектов вблизи трещины разрушения в полимерах и композитах на их основе

© А.А. Валишин

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Статья является продолжением предыдущих работ автора [1–3], в которых рассмотрено формирование зоны вынужденной эластичности перед фронтом трещины разрушения в аморфных стеклообразных полимерах, кинетика разрушения слабых узлов несущего молекулярного каркаса, образование и накопление локальных микродефектов, названных дырками, их упругое взаимодействие. В настоящей статье показано, что взаимодействие дырок вызывает появление вокруг каждой дырки «атмосферы», состоящей из более мелких дырок, что фронт трещины является источником собственного упругого поля и дырки диффундируют навстречу фронту трещины, а также рассчитаны диффузионные потоки дырок.

Ключевые слова: *микродефекты, трещина разрушения, полимеры, композиты.*

Разрушение твердых тел, и в частности полимеров и композитов на их основе, — это процесс накопления внутренних микроповреждений до наступления некоторого критического состояния [1–8]. В структуре материала этот процесс локализован преимущественно в местах возникновения очагов перенапряжений, где механическое напряжение значительно больше, чем вдали от них. Такими очагами в первую очередь являются микро- и макротрещины [9–12]. В температурном диапазоне между температурой хрупкости и температурой квазихрупкости в линейных полимерах перед фронтом трещины под влиянием высоких напряжений развивается вынужденная эластическая деформация и образуется зона вынужденной эластичности [1]. Локальные микроповреждения накапливаются в первую очередь в этой зоне.

В работе [2] было показано, что при элементарном акте разрыва в месте происшествия возникает локальная элементарная деформация типа расширения, а при элементарном акте рекомбинации — элементарная деформация типа стягивания. Деформация локализована в малом объеме около точки происшествия. По порядку величины этот объем соответствует объему, занимаемому кинетической единицей, участвовавшей в элементарном акте, т. е. объему одной или нескольких химических связей, если во флуктуационном элементарном акте участвовало несколько кинетических единиц. В работах [2, 3] показано, что элементарные акты разрушения, обусловленные актами разрыва и рекомбинации химических связей несущего молекулярного каркаса, создают в малой своей окрестности упругое поле, которое является возмущением на фоне макроскопического упругого поля напряженного материала. В работе [3] найдено упругое поле смещений, деформаций и напряжений элементарного точечного дефекта. Скопление точечных дефектов в слабом узле несущего молекулярного каркаса образует макроскопический дефект, названный в работе [3] дыркой. Рассчитаны упругие поля дырок, их собственная упругая энергия, энергия взаимодействия дырок и сила их парного взаимодействия. Показано, что существует некоторое критическое расстояние, при котором между сблизившимися дырками «проскакивает» трещинка-канал. Это расстояние определяется соотношением размеров и мощностей дырок.

Рассмотрим поведение дырок вблизи фронта трещины разрушения.

Фронт трещины, т. е. край ее клюва, как и изолированная дырка, является источником собственного упругого поля. Это поле нетрудно рассчитать, если представить фронт трещины как линию, вдоль которой непрерывно распределены элементарные источники поля — центры дилатации. Тогда тензор деформаций упругого поля фронта трещины примет вид

$$\varepsilon_{ik} = \frac{v_0}{4\pi} \int\limits_{-H}^{H} \left(\frac{\delta_{ik}}{r'^3} - 3\frac{x_i' x_k'}{r'^5} \right) h(z_0)\, dz_0. \qquad (1)$$

Здесь радиус-вектор $\vec{r}\,' = (x_i')$ отнесен к локальной системе координат, связанной с каждой точкой фронта трещины. Чтобы выполнить интегрирование, необходимо приведение к единой системе, привязанной к фронту. В формуле (1) v_0 — объем, в котором локализован элементарный акт разрушения (см. подробнее [3]); δ_{ik} — символ Кронекера; H — полудлина фронта трещины; $h(z_0)$ — функция распределения центров дилатации на фронте трещины, так что $h(z_0)\,\Delta z_0$ — число таких центров на малом участке фронта Δz_0. Расписывая покомпонентно тензор деформаций, получаем

$$\varepsilon_{11} = \frac{v_0}{4\pi} \int\limits_{-H}^{H} \left(\frac{1}{r^3} - 3\frac{x^2}{r^5} \right) h\,(z_0)\, dz_0;$$

$$\varepsilon_{12} = -\frac{3v_0}{4\pi} \int\limits_{-H}^{H} \frac{xy}{r^5} h(z_0)\, dz_0;$$

$$\varepsilon_{13} = -\frac{3v_0}{4\pi} \int\limits_{-H}^{H} \frac{x(z - z_0)}{r^5} h(z_0)\, dz_0;$$

$$\varepsilon_{22} = \frac{v_0}{4\pi} \int_{-H}^{H} \left(\frac{1}{r^3} - 3\frac{y^2}{r^5} \right) h(z_0)\, dz_0;$$

$$\varepsilon_{23} = -\frac{3v_0}{4\pi} \int_{-H}^{H} \frac{y(z - z_0)}{r^5} h(z_0)\, dz_0;$$

$$\varepsilon_{33} = \frac{v_0}{4\pi} \int_{-H}^{H} \left(\frac{1}{r^3} - \frac{3(z - z_0)^2}{r^5} \right) h(z_0)\, dz_0.$$

Примем для простоты, что центры дилатации распределяются по фронту трещины равномерно: $h(z_0) = 1/2H$. Тогда, вычисляя интегралы, получаем

$$\varepsilon_{11} = -\varepsilon_{22} = -\frac{v_0}{4\pi H} \frac{x^2 - y^2}{\rho^4};$$

$$\varepsilon_{12} = -\frac{v_0}{4\pi H} \frac{xy}{\rho^4}; \tag{2}$$

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_{23} = \varepsilon_{33} = 0.$$

Здесь $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ — расстояние от точки наблюдения до фронта трещины. Из формул (2) ясно, что полученный тензор деформаций не зависит от координаты z, отсчитываемой вдоль фронта, т. е. собственное упругое поле фронта трещины обладает в направлении этой координаты трансляционной симметрией. Формулы (2) удобнее записать в полярных координатах в плоскости (x, y):

$$\varepsilon_{11} = -\varepsilon_{22} = -\frac{v_0}{4\pi H} \frac{\cos 2\varphi}{\rho^2};$$

$$\varepsilon_{12} = -\frac{v_0}{8\pi H} \frac{\sin 2\varphi}{\rho^2};$$

$$\varepsilon_{13} = \varepsilon_{23} = \varepsilon_{33} = 0$$

(φ — полярный угол). След этого тензора деформаций равен нулю, т. е. упругое поле фронта трещины чисто сдвиговое. Это поле обратно пропорционально квадрату расстояния от фронта, в то время как поле изолированной дырки убывает как r^{-3} [3], т. е. поле фронта трещины распространяется на значительно бо́льшие расстояния.

Теперь нетрудно найти энергию взаимодействия дырки, попавшей в поле фронта трещины, с этим полем, а также силу, действующую на дырку в этом поле:

$$u_{\text{вз}} = -\frac{\vartheta \Delta G v_0^2}{32\pi^2 H^2} \frac{1}{\rho^4}\left(4\cos^2 2\varphi + \sin^2 2\varphi\right);$$

$$F_x = -\frac{\vartheta \Delta G v_0^2}{8\pi^2 H^2} \frac{\cos\varphi}{\rho^5}; \tag{3}$$

$$F_y = -\frac{\vartheta \Delta G v_0^2}{8\pi^2 H^2} \frac{\sin\varphi}{\rho^5};$$

$$F_z = 0.$$

Здесь ϑ — объем дырки (см. [3]); ΔG — возмущение объемного модуля упругости при элементарном акте разрушения (см. [3]).

Из формул (3) следует, что в упругом поле фронта трещины на дырку действует сила притяжения, т. е. дырка, зародившаяся в этом поле или попавшая в него в процессе перемещения, не покидает поля. Таким образом, упругое взаимодействие дырки с фронтом трещины приводит к образованию «облака» дырок вблизи фронта.

От рассмотрения отдельных дырок перейдем к анализу их коллективного поведения. В реальной эластической зоне число дырок может быть значительным, поэтому оправданно их усредненное описание. Дырки — результат флуктуаций теплового движения в слабых местах эластической зоны (в слабых узлах несущего каркаса), это стабильные, долгоживущие образования, время существования которых определяется их размерами. Мелкие дырки могут «залечиваться», в то время как крупные, раз возникнув, не исчезают. С течением времени число дырок увеличивается до некоторого критического уровня — тогда наступает коллапс эластической зоны и она теряет устойчивость. В объеме эластической зоны дырки распределяются очень неравномерно: они группируются в скопления около крупных дырок и около фронта трещины.

Дырки, будучи порождением теплового движения, сами участвуют нем, обладая некоторой подвижностью. Тепловое движение дырок при отсутствии внешнего поля состоит в чередовании беспорядочных колебаний около временного положения равновесия и редких перескоков из одного такого положения в соседнее. Поступательное перемещение дырки подобно движению тяжелой броуновской частицы под влиянием случайных воздействий окружающих ее атомов эластической зоны. Подвижность дырок невелика, их поступательное броуновское движение медленное и тем медленнее, чем больше размеры дырки. Во внешнем поле тепловое движение приобретает систематическую составляющую и возникают диффузионные потоки дырок. Мелкие дырки, попавшие в сферу влияния крупной дырки, под действием силы притяжения сближаются с ней, в некоторых случаях вплоть до связывания или полного слияния. Аналогичная картина наблюдается и вблизи фронта трещины. Таким образом, на развитой стадии образования дырок в эластической зоне возникает множество разнонаправленных диффузионных потоков дырок.

В [1] установлено, что по окончании формирования эластической зоны, т. е. по завершении вынужденной высокоэластической ползучести, в ней устанавливается однородное напряженно-деформированное состояние. Это состояние характеризуется напряжением, равным пределу вынужденной эластичности, и постоянной деформацией. На фоне такого состояния возникают локальные возмущения, создаваемые появившимися дырками. Было показано, что сфера влияния дырки имеет радиус не более двух ее диаметров, т. е. возмущение локализуется вблизи дырки. Пока дырок мало, возмущенные участки разбросаны беспорядочными «пятнами» в объеме эластической зоны и не перекрываются. По мере роста числа дырок и их объединения в скопления число и размеры «пятен» увеличиваются и перед коллапсом вся эластическая зона покрывается «пятнами» упругого возмущения, а напряженно-деформированное состояние зоны становится очень сложным.

В системах с переменным числом частиц появляется специфический термодинамический параметр — химический потенциал. По сути, химический потенциал — это свободная энергия Гиббса в расчете на одну частицу. Систему дырок в эластической зоне можно рассматривать как твердый раствор, в котором дырки являются «частицами» растворенного вещества. Состояние такого раствора определяется концентрацией растворенного вещества, т. е. в нашем случае числом дырок в единице объема. В работе [2] была введена функция $\Phi(t)$, определяющая относительное число дырок в объеме эластической зоны по сравнению с полным числом слабых узлов $p(V_0)$ в произвольный момент t, а произведение $p(V_0)\Phi(t)$ отражает текущее число дырок в зоне. Функция $\Phi(t)$ — интегральная характеристика, она не позволяет учесть неоднородность распределения дырок в объеме эластической зоны. В связи с этим обозначим концентрацию дырок как $n(M,t)$. Величина $n(M,t)\Delta V$ определяет число дырок в малом объеме ΔV эластической зоны в произвольный момент. Интеграл по объему эластической зоны выражает полное число дырок в зоне:

$$\int n(M,t)\,dV = p(V_0)\Phi(t). \tag{4}$$

Формула (4) связывает локальную концентрацию дырок $n(M, t)$ с их интегральной концентрацией. Тот факт, что вокруг крупных дырок скапливаются меньшие, свидетельствует, что дырки распределены в объеме эластической зоны очень неравномерно. Их локальная концентрация сильно изменяется в пространстве и во времени, образуя сгустки и разрежения.

На раннем этапе образования дырок, когда их мало и они не взаимодействуют друг с другом, для химического потенциала можно использовать приближение слабого раствора. В этом приближении химический потенциал системы дырок выражается следующим образом:

$$\mu_0(n, T) = KT \ln n + \psi(T), \tag{5}$$

где $\psi(T)$ — функция только температуры. Через концентрацию n он зависит от пространственных координат и времени. Но в деформированной эластической зоне появляется дополнительная энергия дырки, играющая роль потенциальной энергии частицы во внешнем поле. В результате химический потенциал системы дырок

$$\mu = \mu_0 + u_{\text{вз}},$$

или

$$\mu = KT \ln n + \psi(T) - \vartheta \Delta G \varepsilon_{12}^2. \tag{6}$$

Применим к обеим частям формулы (6) операцию пространственного градиента ∇:

$$\nabla\mu = \nabla\mu_0 + \nabla u_{\text{вз}}. \tag{7}$$

Второе слагаемое здесь с точностью до знака — это сила, действующая на дырку со стороны поля эластической зоны. Поскольку деформационное состояние зоны однородно, то $\nabla u_{\text{вз}} = 0$. Это означает, что однородное поле эластической зоны никак не воздействует на дырки. Первое слагаемое $\nabla\mu_0$ — это тоже сила (с точностью до знака), специфическая сила, которая действует на частицы растворенного вещества со стороны частиц растворителя в процессе их теплового движения и называется диффузионной силой. В нашем случае это сила, действующая на дырки со стороны теплового движения атомов среды, их окружающей, т. е. некоторая средняя сила, определяемая «толчками» атомов «растворителя» и определяющая броуновское движение дырки. Диффузионная сила проявляется в растворе как осмотическое давление, которое пропорционально температуре и описывается законом Вант-Гоффа [13].

Равновесие дырок по отношению к их диффузионному перемещению определяется условием независимости химического потенциала μ от пространственных координат (однородность химического потенциала). В этом случае $\nabla\mu = 0,$ тогда из формулы (7) следует, что наряду со вторым слагаемым $\nabla u_{\text{вз}}$ равно нулю и первое слагаемое $\nabla\mu_0,$ т. е. диффузионная сила также отсутствует. Отсюда $\nabla\mu = 0,$ т. е., как ясно из формулы (7), химический потенциал ансамбля дырок не зависит от пространственных координат. Это означает, что дырки распределены в объеме эластической зоны в среднем равномерно. В то же время число дырок увеличивается со временем. Из всего этого следует, что на начальном этапе образование дырок происходит равновесно по отношению к пространственному распределению дырок при сохранении пространственной однородности.

Рассмотрим поведение мелких дырок в поле крупной дырки, которая создает вокруг себя упругое поле [3]. Энергия взаимодействия дырки с этим полем

$$u_{\text{вз}} = -\frac{3}{8\pi^2}\vartheta\Delta G v_0^2 \left(\delta n_0\right)^2 \frac{1}{r^6},$$

где r — расстояние от центра крупной дырки, куда помещено начало координат, до точки нахождения мелкой дырки. На мелкую дырку в этом поле действует сила

$$\vec{F} = -\nabla u_{\text{вз}} = -\frac{3}{4\pi^2}\vartheta\Delta G v_0^2 \left(\delta n_0\right)^2 \frac{\vec{r}}{r^8}. \tag{8}$$

Видно, что это сила притяжения. Таким образом, около крупной дырки будет скапливаться «облако» мелких дырок.

Мелкие дырки имеют очень незначительный радиус влияния, и потому их можно считать невзаимодействующими, даже если их достаточно много. Тогда такую систему дырок можно рассматривать в приближении слабого твердого раствора. Химический потенциал «облака» мелких дырок

$$\mu\left(n, T, r\right) = KT\ln n + \frac{\alpha}{r^6} + \psi\left(T\right), \tag{9}$$

где обозначено

$$\alpha = \frac{3}{8\pi^2}\vartheta\Delta G v_0^2 \left(\delta n_0\right).$$

Равновесие «облака» мелких дырок определяется условием $\mu\left(r\right) = \text{const}.$ Тогда из (9) получаем равновесную плотность дырок в «облаке»:

$$n(r) = n_0(T)\,\mathrm{e}^{\frac{\alpha}{KT} r^{-6}}. \tag{10}$$

Следовательно, крупная дырка, вовлекая в сферу своего влияния мелкие дырки, а также инициируя их дополнительное зарождение, создает вокруг себя некую «атмосферу», в которой с течением времени устанавливается равновесное распределение плотности и которая по мере удаления от центра притяжения становится все более «разреженной» в соответствии с формулой (10). Аналогичная «атмосфера» устанавливается и вблизи фронта трещины, только ее плотность убывает с расстоянием медленнее.

Можно сделать следующий вывод. Каждая дырка окружена своей «атмосферой» из более мелких дырок. Плотность такой «атмосферы» и ее протяженность определяются мощностью притягивающего центра, т. е. в первую очередь его размерами.

Если равновесие в «атмосфере» мелких дырок еще не установилось, то отличие от равновесного состояния характеризуется градиентом химического потенциала $\nabla\mu = \nabla\mu_0 + \nabla u_{\text{вз}}$. Этот градиент вызывает диффузионный поток мелких дырок к крупным. Поток пропорционален градиенту $\nabla\mu$, т. е. средней силе, действующей на дырку: сумме диффузионной и внешней сил, и направлен противоположно градиенту $\nabla\mu$, т. е. в сторону результирующей силы. В равновесии, когда $\nabla\mu = 0$, эти силы, будучи направлены в разные стороны, уравновешиваются.

Диффузионный поток определяется формулой

$$\vec{J} = n\vec{V} = -\gamma\nabla\left(\mu_0 + u_{\text{вз}}\right),$$

где $\vec{V}$ — скорость поступательного перемещения мелких дырок; γ — коэффициент пропорциональности. Видно, что поток состоит из двух частей: диффузионного броуновского потока

$$\vec{J}_1 = -\gamma\nabla\mu_0$$

и вынужденного потока

$$\vec{J}_2 = -\gamma\nabla u_{\text{вз}}.$$

В связи с этим и скорость дырок $\vec{V}$ разбивается на две скорости $\vec{V}_1$ и $\vec{V}_2$.

Диффузионный поток

$$\vec{J}_1 = n\vec{V}_1 = -\gamma\nabla\mu_0 = -\gamma\frac{\partial\mu_0}{\partial n}\nabla n = -D\nabla n, \tag{11}$$

где коэффициент диффузии D определяется соотношением

$$D = \gamma \frac{\partial \mu_0}{\partial n} = \gamma \frac{KT}{n}.$$

Здесь использована формула (5). Вынужденный поток

$$\vec{J}_2 = n\vec{V}_2 = -\gamma \nabla u_{\text{вз}} = \gamma \vec{F} = -2a\gamma \frac{\vec{r}}{r^8}, \tag{12}$$

где обозначено:

$$a = \frac{3}{8\pi^2} \Delta G v_0^2 (\delta n_0)^2.$$

Здесь использована формула (8) для силы, действующей на мелкую дырку в поле крупной. Отсюда вынужденная скорость

$$\vec{V}_2 = \frac{\gamma}{n}\vec{F} = -\frac{\gamma}{n}\nabla u_{\text{вз}} = -b\,u_{\text{вз}},$$

где константа $b = \gamma / n$ называется вынужденной подвижностью дырки. Результирующий поток дырок

$$\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2 = -D\nabla n - 2a\gamma \frac{\vec{r}}{r^8} = -D\nabla n + \gamma\,\vec{F}. \tag{13}$$

Из формул (11), (12) ясно, что потоки $\vec{J}_1$ и $\vec{J}_2$, а также скорости $\vec{V}_1$ и $\vec{V}_2$ направлены в противоположные стороны. Диффузионный поток $\vec{J}_1$ направлен противоположно градиенту химического потенциала, т. е. в сторону убывания концентрации дырок от притягивающего центра, а вынужденный поток $\vec{J}_2$, наоборот, направлен к этому центру. Поскольку около крупной дырки скапливаются мелкие, то до наступления равновесия «перевешивает» вынужденный поток и результирующая скорость дырок направлена к притягивающему центру. По достижении равновесия эти два потока уравновешиваются, поступательное перемещение дырок прекращается и в создавшейся «атмосфере» мелкие дырки совершают только колебания около положений равновесия и редкие беспорядочные перескоки.

Сравнив выражения для коэффициента диффузии и подвижности, получим $D = bKT$. Это аналог известной в теории броуновского движения формулы Эйнштейна, связывающей два кинетических коэффициента — коэффициент диффузии и подвижность дырок.

Величину, обратную подвижности, называют коэффициентом внутреннего трения:

$$k = \frac{1}{b} = \frac{KT}{D}.$$

Пространственное и временное распределение дырок в неравновесной «атмосфере» описывается уравнением неразрывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{J} = g\left(\vec{r}, t\right), \tag{14}$$

где $g\left(\vec{r}, t\right)$ — функция источника дырок. Смысл ее состоит в том, что величина $g\left(\vec{r}, t\right)\Delta V \Delta t$ определяет число дырок, зародившихся в малом объеме ΔV за малое время Δt. Интегрируя эту функцию по объему эластической зоны, получаем число дырок, зародившихся в зоне за время Δt:

$$\int g\left(\vec{r}, t\right) dV = p\left(V_0\right)\varphi\left(t\right)\Delta t,$$

где функция $\varphi\left(t\right)$ определена в работе [2]. Интегрируя еще раз, теперь по времени, получим полное число дырок во всей эластической зоне в момент t:

$$\int_0^t \int g\left(\vec{r}, t\right) dV\, dt = p\left(V_0\right) \Phi\left(t\right).$$

Подставляя в уравнение (14) поток $\vec{J}$ из формулы (13), после преобразований получаем

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n - n\frac{10\alpha D}{KT} r^{-8} + g\left(\vec{r}, t\right).$$

Это обычное уравнение конвективной диффузии с источниками. Оно описывает процесс установления равновесия в «атмосфере» крупной дырки, т. е. процесс формирования этой «атмосферы».

Итак, около каждой дырки и около фронта трещины имеется своя «атмосфера», состоящая из более мелких дырок различной плотности и протяженности. В целом в эластической зоне устанавливается некая иерархия: дырка со своей «атмосферой» входит в состав «атмосферы» еще более крупной дырки, эта система является частью еще большей системы и т. д. В поле фронта трещины и в поле крупных дырок или их скоплений возникают диффузионные потоки дырок. Требуется рассмотреть заключительный этап эволюции зоны вынужденной эластичности, заканчивающийся ее коллапсом. Ключевой вопрос здесь — какова критическая концентрация дырок, т. е. в какой момент наступает коллапс. Но для этого потребуется другой подход.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Валишин А.А., Степанова Т.С. Особенности квазихрупкого разрушения полимеров и композитов на их основе. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2012, вып. 2 (2). doi: 10.18698/2308-6033-2012-2-52

[2] Валишин А.А., Степанова Т.С. Кинетика зарождения локальных микродефектов при квазихрупком разрушении полимеров и композитов на их основе. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 9 (21). doi: 10.18698/2308-6033-2013-9-1119.

[3] Валишин А.А., Миронова Т.С. Силовые упругие поля локальных микродефектов в напряженных полимерах и композитах на их основе. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2014, вып. 8 (32). doi: 10.18698/2308-6033-2014-8-1241.

[4] Димитриенко Ю.И., Сборщиков С.В., Соколов А.П., Шпакова Ю.В. Численное моделирование процессов разрушения тканевых композитов. *Вычислительная механика сплошной среды*, 2013, т. 6, № 4, с.389–402. DOI: 10.7242/1999-6691/2013.6.4.43.

[5] Димитриенко Ю.И., Соколов А.П. Многомасштабное моделирование упругих композиционных материалов. *Математическое моделирование*, 2012, т. 24, № 5, с. 3–20.

[6] Dimitrienko Y.I., Sokolov A.P. Elastic Properties of Composite Materials. *Mathematical Models and Computer Simulations*, 2010, vol. 2, no. 1, pp. 116–130.

[7] Dimitrienko Yu.I. Thermal Stresses and Heat Mass-Transfer in Ablating Composite Materials. *Int. J. of Heat Mass Transfer*, 1995, vol. 38, no. 1, pp. 139–146.

[8] Dimitrienko Yu.I. Thermal Stresses in Ablative Composite Thin-Walled Structures under Intensive Heat Flows. *Int. J. of Engineering Science*, 1997, vol. 35, no. 1, pp. 15–31.

[9] Looyehl M.R.E., Samanta A., Jihan S. Modeling of Reinforced Polymer Composites Subject to Thermo-Mechanical Loading. *Int. J. for Numerical Methods in Engineering*, 2005, v. 63, no. 6, pp. 898–925.

[10] MeManns H.N., Springer G.S. Hugh Temperature Thermomechanical Behavior of Carbon-Phenolic Composites: I Analysis, II Results. *J. Composite Materials*, 1992, vol. 26, pp. 206–255.

[11] Baia Yu, Valleea Till, Keller T. Modeling of Thermal Responses for FRP Composites under Elevated and High Temperatures. *Composites Science and Technology*, 2008, v. 68, no. 1, pp. 47–56.

[12] Димитриенко Ю.И. *Нелинейная механика сплошной среды*. Москва: Физматлит, 2009, 624 с.

[13] Гуревич Л.Э. *Основы физической кинетики*. Москва, ГИТТЛ, 1940, с. 14.

Статья поступила в редакцию 27.06. 2015

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Валишин А.А. Концентрация микродефектов вблизи трещины разрушения в полимерах и композитах на их основе. *Инженерный журнал: наука и инновации*. 2015, вып. 6.

URL: http://engjournal.ru/catalog/msm/pmcm/1409.html

Валишин Анатолий Анатольевич — д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры «Вычислительная математика и математическая физика» МГТУ им. Н.Э. Баумана, профессор кафедры «Высшая и прикладная математика» Московского государственного университета тонких химических технологий им. М.В. Ломоносова.
e-mail: enf@mail.ru

The concentration of microdefects near the crack fracture in polymers and composites based on them

© A.A. Valishin

The article continues and develops previous studies [1–3], which described the formation of zones of forced elasticity in front of the crack fracture in amorphous glassy polymers, the kinetics of destruction of weak nodes carrying the molecular skeleton formation and accumulation of local micro-defects, called holes, their elastic interaction. In this paper, it is shown that the interaction of holes leads to the fact that each hole is surrounded by "atmosphere" of smaller holes. It is also shown that the crack front is the source of its own elastic field. It is shown that the holes diffuse toward the front of the crack. Diffusive flux of holes was designed.

Keywords: *microdefects, crack destruction, polymers, composites.*

REFERENS

[1] Valishin A.A., Stepanova T.S. *Inzhenernyi zhurnal: nauka i innovatsii — Engineering Journal: Science and Innovation*, 2012, issue no. 2 (2). DOI: 10.18698/2308-6033-2012-2-52.

[2] Valishin A.A., Stepanova T.S. *Inzhenernyi zhurnal: nauka i innovatsii — Engineering Journal: Science and Innovation*, 2013, iss. 9 (21). DOI: 10.18698/2308-6033-2013-9-1119.

[3] Valishin A.A., Mironov T.S. *Inzhenernyi zhurnal: nauka i innovatsii — Engineering Journal: Science and Innovation*, 2014, issue 8 (32). DOI: 10.18698/2308-6033-2014-8-1241.

[4] Dimitrienko Yu.I., Sborschikov S.V., Sokolov A.P., Shpakova Yu.V. Vychislitel'naya mekhanika sploshnoi sredy — Computational Continuum Mechanics, 2013, vol. 6, no. 4. pp. 389–402. DOI: 10.7242/1999-6691/2013.6.4.43.

[5] Dimitrienko Yu. I. ,. Sokolov A.P. *Matematicheskoe Modelirovanie — Mathematical Models and Computer Simulations*, 2012, vol. 24, no. 5, pp. 3–20.

[6] Dimitrienko Y. I., Sokolov A.P. Elastic Properties of Composite Materials. *Mathematical Models and Computer Simulations*, 2010, vol. 2, no. 1, pp. 116–130.

[7] Dimitrienko Yu.I. Thermal Stresses and Heat Mass-Transfer in Ablating Composite Materials. *Int. J. of Heat Mass Transfer*, 1995, vol. 38, no. 1, pp. 139–146.

[8] Dimitrienko Yu.I. Thermal Stresses in Ablative Composite Thin-Walled Structures under Intensive Heat Flows. *Int. J. of Engineering Science*, 1997, vol. 35, no. 1, pp. 15–31.

[9] Looyehl M.R.E., Samanta A., Jihan S. Modeling of Reinforced Polymer Composites Subject to Thermo-Mechanical Loading. *Int. J. for Numerical Methods in Engineering*, 2005, v. 63, no. 6, pp. 898–925.

[10] MeManns H.N., Springer G.S. Hugh Temperature Thermomechanical Behavior of Carbon-Phenolic Composites: I Analysis, II Results. *J. Composite Materials*, 1992, vol. 26, pp. 206–255.

[11] Baia Yu, Valleea Till, Keller T. Modeling of Thermal Responses for FRP Composites under Elevated and High Temperatures. *Composites Science and Technology*, 2008, v. 68, no. 1, pp. 47–56.

[12] Dimitrienko Yu.I. *Nelineinaya mekhanika sploshnoi sredy* [Nonlinear Continuum Mechanics]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2009, 624 p.
[13] Gurevich L.E. *Osnovy fizicheskoi kinetiki* [Fundamentals of physical kinetics]. Moscow, GITTL , 1940, pp. 14.

Valishin A.A., Dr. Sci. (Phys.-Math.), professor of the Computational Mathematics and Mathematical Physics Department at the Bauman Moscow State Technical University; professor of the Higher and Applied Mathematics Department at Lomonosov Moscow State University of Fine Chemical Technologies. e-mail: enf@mail.ru