

Модель квазихрупкого разрушения при импульсном нагружении***Ю. А. Костандов, А. Н. Рыжаков, И. Е. Шиповский**

Таврический национальный университет, Симферополь, Украина

Рассмотрено напряженно-деформированное состояние в пластине со стационарной трещиной конечной длины при импульсном нагружении. Разработана модель квазихрупкого разрушения при исследуемых нагрузках. Получены аналитические выражения для анализа напряженно-деформированного состояния в пластине вблизи вершины стационарной трещины. Предлагаемая модель имеет строгое физическое обоснование и позволяет в рамках единой концепции описывать протекание процессов хрупкого и квазихрупкого разрушения материалов с дефектами типа трещин при динамическом и статическом нагружении. Результаты моделирования находятся в хорошем качественном соответствии с экспериментально наблюдаемыми закономерностями поведения критических параметров процесса разрушения.

Ключевые слова: трещина, квазихрупкое разрушение, критический коэффициент интенсивности напряжений, высокоэластическая деформация, импульсное нагружение.

При изучении процесса разрушения принято рассматривать отдельно квазистатическое и динамическое разрушение. Основанием для такого подхода служат качественные отличия в поведении материалов, содержащих дефекты типа трещин, при медленном и быстром нагружении.

Критическая величина коэффициента интенсивности напряжений (КИН) при квазистатическом нагружении (K_c^s) является характеристикой материала. При нагружении с высокими скоростями на характер разрушения начинают влиять скорость нагружения и форма нагружающего импульса. Однако и статическое и динамическое разрушение можно представлять как последовательность элементарных актов разрыва межатомных или межмолекулярных связей. Поэтому для описания процесса разрушения при любом виде нагружения необходимо исходить из закономерностей взаимодействия атомов и молекул. Физические механизмы, положенные в основу квазистатического и динамического разрушения, принципиально не отличаются, и эти процессы могут быть рассмотрены с единых позиций.

В рамках одноуровневой молекулярной модели трещины [1] полагают, что в ее вершине при статическом нагружении происходит последовательный разрыв связей, который сопровождается затратой энергии на преодоление потенциального барьера U_0 . Последовательное рассмотрение этой модели для случая статического нагружения привело к разработке термофлуктуационной теории разрушения Журкова [2], согласно которой основной причиной хрупкого и квазихрупкого разрушения является тепловое колебательное движение атомов, а приложенная к межатомным связям нагрузка лишь активизирует этот процесс. Статический критерий разрушения Журкова имеет вид

* Доклад на IV Международном симпозиуме “Прочность и разрушение материалов и элементов конструкций при импульсном нагружении” (IMPULSE-2001).

$$t = \tau_c; \quad \tau_c = A_0 \exp\left(\frac{U_0 - v_A \beta}{kT} \sigma\right), \quad (1)$$

где t – время нагружения трещины; τ_c – критическая долговечность межатомных связей при статическом нагружении интенсивности σ ; U_0 – энергия активации процесса разрушения; T – абсолютная температура; β – коэффициент перенапряжения; v_A – флуктуационный объем; σ – растягивающее берега трещины напряжение; A_0 – период колебания атомов.

Если рассматривать с аналогичных позиций процесс разрушения при динамическом нагружении, то особенности его проявления должны быть обусловлены необходимостью учета изменения нагрузки во времени, инерционных эффектов и конечностью скорости формирования зоны повышенных напряжений в области вершины трещины. Подход (1) можно использовать также при описании динамических процессов, если переменное напряжение $\sigma(t)$ разбить на ряд элементарных постоянных напряжений σ_i , действующих в течение следующих друг за другом настолько малых промежутков времени Δt_i ($i = 1, n$), что $\sigma(\Delta t_i)$ можно считать постоянным и равным σ_i . Тогда вероятность разрыва межатомных связей в области вершины трещины за время Δt_i составит

$$P_i = \frac{\Delta t_i}{\tau_{ic}}. \quad (2)$$

При записи (2) полагаем, что вероятность разрыва связей не зависит от положения промежутка Δt_i на оси времени, а только от его длительности.

Вероятность разрыва за период времени $t = \sum_{i=1}^n \Delta t_i$ будет

$$P(t) = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta t_i}{\tau_i}. \quad (3)$$

За критическое время τ_c разрыв связей произойдет с вероятностью $P(\tau_c) = 1$. При $\Delta t_i \rightarrow 0$ получим критерий динамического разрушения:

$$t = \tau_c; \quad \int_0^{\tau_c} \frac{dt}{\tau(t)} = 1. \quad (4)$$

Таким образом, в термофлуктуационной теории критерий динамического разрушения является естественным обобщением статического. Чтобы использовать критерий (4) для анализа процесса динамического разрушения, необходимо знать молекулярные константы нагружаемого материала, а также величины β и $\sigma(t)$, которые являются параметрами механики разрушения. Коэффициент перенапряжения β в случае нормального отрыва может быть задан в виде

$$\beta = \frac{K_I^d(t)}{\sqrt{2\pi\lambda_*} \sigma(t)}, \quad (5)$$

где λ_* – характерное расстояние между связями, воспринимающими растягивающую нагрузку. При динамическом нагружении β является не константой, а функцией времени. С учетом (5) динамический критерий разрушения запишем следующим образом:

$$\int_0^{\tau_c} \frac{dt}{\exp[(U_0 - v_A K_I^d(t) / \sqrt{2\pi\lambda_*}) / kT]} = A_0. \quad (6)$$

Использование динамического критерия (6) предполагает предварительное решение задачи динамической механики разрушения о дифракции нагружающего импульса на трещине заданной длины и нахождение величины $K_I^d(t)$. В случае нагружающего импульса произвольной формы и конечной длины трещины строгое аналитическое решение получить достаточно сложно. Ранее [3] исходя из соображения энергетического баланса и конечности времени формирования зоны повышенных напряжений в окрестности вершины трещины предложено эмпирическое соотношение для определения величины динамического коэффициента интенсивности напряжений $K_I^d(t)$:

$$K_I^d(t) = \left[\frac{3\pi(1+j(t))}{j(t)t} \int_0^{l_k} dl \int_0^{t_k} \sigma^2(t) dt \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где $\sigma(t)$ – растягивающая компонента тензора напряжений в импульсе нагрузки; $j(t)$ – коэффициент динамичности нагрузки; l_k – длина участка свободной поверхности трещины, с которого энергия поступает в зону повышенных напряжений к моменту времени t ; t_k – время, по истечении которого с малого участка поверхности трещины dl энергия не попадает в область перенапряжений.

Выражения (6) и (7) образуют систему для нахождения критического времени разрушения τ_c , критического разрывного разрушения $\sigma_c = \sigma(\tau_c)$ и $K_{Ic}^d = K_I^d(\tau_c)$ в случае хрупкого динамического разрушения. При изучении квазихрупкого разрушения необходимо учитывать возможность протекания релаксационных процессов в области вершины трещины. Вид релаксационного процесса и способ его описания зависят от исследуемого материала.

В частности, при моделировании магистральной трещины в твердых полимерах ряд входящих в (6) параметров материала может зависеть от скорости нагружения $\dot{\sigma}(t)$ и температуры T . Тип процесса разрушения (хрупкое или квазихрупкое) зависит от условий проведения эксперимента, определяющих величину так называемой температуры хрупкости T_{xp} , при переходе через которую в зоне повышенных напряжений начинает раз-

виваться вынужденная высокоэластическая деформация. Данный релаксационный процесс следует рассматривать как макроскопическое проявление молекулярной подвижности различных участков макромолекул (сегментов и субцепей) и элементов надмолекулярных структур при изменении температуры. Релаксационный процесс характеризуется определенной энергией активации U_i и характерным временем протекания релаксационного процесса t_p :

$$t_p = B \exp(U_p/kT). \quad (8)$$

Коэффициент B в (8) для простых кинетических единиц (атомов, атомных групп и сегментов) имеет смысл периода колебаний кинетической единицы около положения равновесия.

Степень влияния релаксационного процесса на развитие разрушения обусловлена соотношением времени релаксации t_p и времени, характеризующего элементарный акт разрушения τ_c . Если $\tau_c < t_p$, что наблюдается при низких температурах, то в вершине трещины вынужденная высокоэластическая деформация не успевает проявиться до начала акта разрушения. Если же $t_p < \tau_c$, то в вершине трещины сначала будет развиваться высокоэластическая деформация, а затем произойдет разрыв полимерных цепей. Отсюда следует, что температура хрупкости T_{xp} соответствует условию $t_p = \tau_c$. Энергия активации релаксационного процесса U_p повышает потенциальный барьер U_0 процесса разрушения, величина которого с учетом возможности высокоэластичной деформации будет зависеть от температуры:

$$U_0(T) = U_0 + U_p H(\tau - t_p(T)), \quad (9)$$

где H – функция Хевисайда. Необходимые для количественного анализа релаксационного процесса величины параметров U_p , B могут быть найдены по данным корреляционных диаграмм $\lg(t_p) - T$. Из корреляционной диаграммы полиметилметакрилата (ПММА) [4] следует, что при динамическом нагружении в диапазоне температур $T = 273...350$ К наибольшее влияние на процесс разрушения оказывает релаксационный процесс, связанный с движением метилэфирных боковых групп ($U_p = 9,5 \cdot 10^{-20}$ Дж; $B = 9,76 \cdot 10^{-15}$ с). Развитие процесса высокоэластической деформации с повышением температуры свидетельствует об увеличении относительной подвижности отдельных полимерных цепей и их сегментов, вследствие чего появляется возможность их квазинезависимого разрыва, что приводит к уменьшению флуктуационного объема v_A и величины U_0 . По данным [2] ниже температуры хрупкости T_{xp} энергия активации процесса разрушения ПММА $U_0 = 1,25 \cdot 10^{-18}$ Дж, термофлуктуационный объем $v_A = 14,4 \cdot 10^{-29}$ м³, выше T_{xp} – $U_0 = 2,23 \cdot 10^{-18}$ Дж, $v_A = 4,8 \cdot 10^{-28}$ м³. Систему (9) с учетом изменения U_0 и v_A при переходе через температуру хрупкости запишем в виде

$$\begin{cases} U_0(T) = U_0 + U_p H(\tau - t_p(T)) - U_{01} H\left(T - \frac{U_p}{k \ln(t/B)}\right); \\ v_A(T) = v_A - v_{A1} H\left(T - \frac{U_p}{k \ln(t/B)}\right). \end{cases} \quad (10)$$

Для ПММА имеем $v_{A1} = 9,6 \cdot 10^{-29} \text{ м}^3$; $U_{01} = 1,03 \cdot 10^{-18} \text{ Дж}$.

Уравнения (6), (7) и (10) образуют нелинейную систему, из решения которой можно определить критические величины параметров процесса разрушения при произвольном импульсном нагружении: K_{Ic}^d , σ_c , σ_m , T_{xp} , τ_c .

Для получения количественных результатов рассмотрим нагружение одиночной трещины конечной длины в пластине ПММА симметричным треугольным импульсом растяжения. В случае длинных импульсов для определения K_{Ic}^d используем соотношение (7). При нагружении трещины короткими импульсами $t_{им} < L_0/2c_{2p}$ ($t_{им}$ – длительность импульса; c_{2p} – скорость продольных волн в пластине) ее можно считать полубесконечной. Для нахождения зависимости $K_{Ic}^d(t)$ можно воспользоваться методом Фурье-разложения нагружающего импульса. Тогда величина K_{Ic}^d дается выражением:

$$\begin{aligned} K_{Ic}^d(t) = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{c_2}{c_1} \frac{\sqrt{c_1^2 - c_2^2}}{\sqrt{c_1}} \dot{\sigma} [t^{1,5} + 2(t_0 \sqrt{t-t_0} - t \sqrt{t-t_0}) H(t-t_0) + \\ + (t \sqrt{t-2t_0} - 2t_0 \sqrt{t-t_0}) H(t-2t_0)], \end{aligned} \quad (11)$$

где c_i ($i=1,2$) – скорости продольных и поперечных волн в материале образца; t_0 – время нарастания импульса.

Система уравнений (6), (7), (10), (11) решалась численным методом для трещин разной длины ($L_0 = 0,02; 0,01; 0,005 \text{ м}$), нагружаемых импульсами с различными скоростями нарастания нагрузки ($\sigma_m/t_0 = 1 \cdot 10^5 \dots 1 \cdot 10^7 \text{ МПа/с}$) при $T = 300$ и 330 К . Анализ полученных результатов позволил установить некоторые закономерности поведения стационарных трещин при импульсном нагружении.

В рамках предлагаемой модели получена зависимость критической величины динамического КИН K_{Ic}^d от скорости изменения нагрузки в импульсе растяжения $\dot{\sigma}$ (рис. 1), из которой следует общий вывод о росте K_{Ic}^d с увеличением $\dot{\sigma}$; критическое время разрушения τ_c уменьшается по мере роста $\dot{\sigma}$ (рис. 2). Точки перегиба на зависимостях $K_{Ic}^d - \dot{\sigma}$, $\tau_c - \dot{\sigma}$ соответствуют равенству между заданной температурой проведения испытания и T_{xp} , которая зависит от материала образца и условий его нагружения. Одним из принципиальных выводов предлагаемой модели является возможность начала процесса разрушения на ниспадающей ветви импульс-

ной нагрузки при достаточно низких значениях K_{lc}^d и σ_c . Этот факт позволяет объяснить уменьшение K_{lc}^d и увеличение τ_c при заданной $\dot{\sigma}$ со снижением длительности импульса, если разрушение происходит при температуре выше температуры хрупкости. Аналогичные выводы об увеличении значений критических параметров K_{lc}^d и σ_c с ростом $\dot{\sigma}$ и сложной их зависимости от предыстории нагружения сделаны на основе анализа экспериментальных данных в [5].

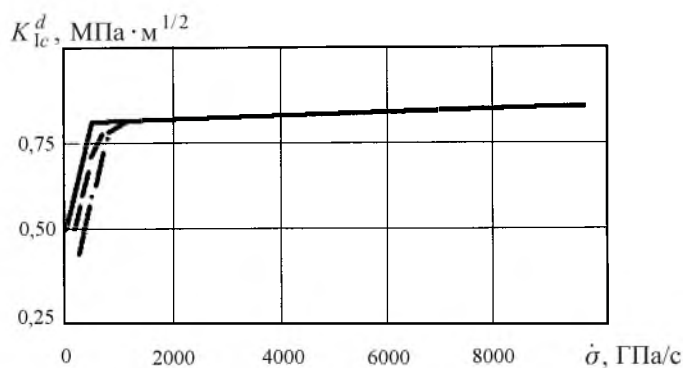


Рис. 1. Зависимость критической величины динамического КИН K_{lc}^d от скорости изменения нагрузки в импульсе растяжения $\dot{\sigma}$.

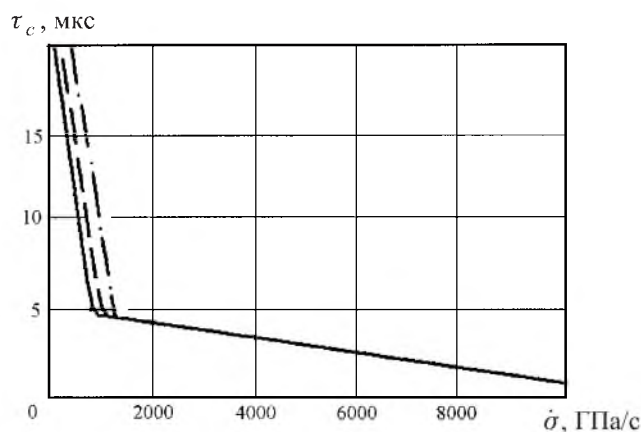


Рис. 2. Изменение критического времени разрушения τ_c в зависимости от $\dot{\sigma}$.

Анализ численных данных свидетельствует о существовании пороговых (с минимальной разрушающей амплитудой $\sigma_m^{\text{пор}}$) импульсов нагрузки и увеличении $\sigma_m^{\text{пор}}$ с ростом скорости нагружения и уменьшением длительности импульса растяжения (рис. 3, 4). В [6] отмечено, что в отличие от квазистатики, для которой характерно уменьшение разрушающего напряжения σ_c^s по мере увеличения длины трещины, кривые неустойчивости $\sigma_c^d - l$ трещины при постоянной длительности импульса напряжений быстро падают для коротких трещин, а затем приближаются к постоянному значе-

нию σ_c^d для достаточно длинных трещин. На рис. 5 представлена зависимость $\sigma_c^d - l$, подтверждающая качественные выводы [6]. Постоянство σ_c^d для длинных трещин объясняется тем, что для них величина K_{Ic}^d дается выражением (11) и не зависит от L_0 , следовательно, от L_0 не зависят τ_c и остальные критические параметры.

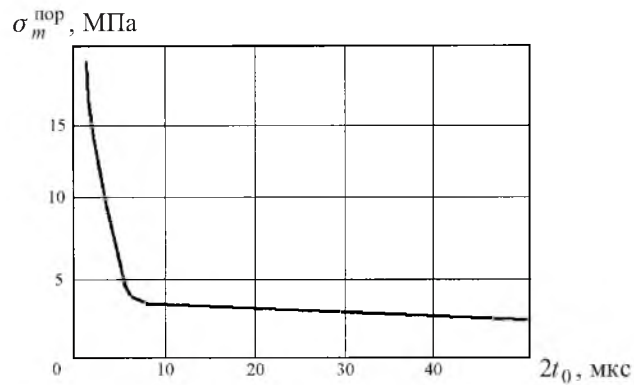


Рис. 3. Зависимость минимальной разрушающей амплитуды $\sigma_m^{\text{пор}}$ импульсов нагрузки от длительности импульса растяжения.

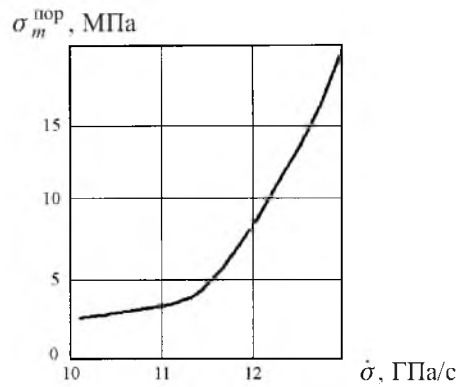


Рис. 4. Зависимость минимальной разрушающей амплитуды $\sigma_m^{\text{пор}}$ импульсов от скорости изменения нагрузки в импульсе растяжения $\dot{\sigma}$.

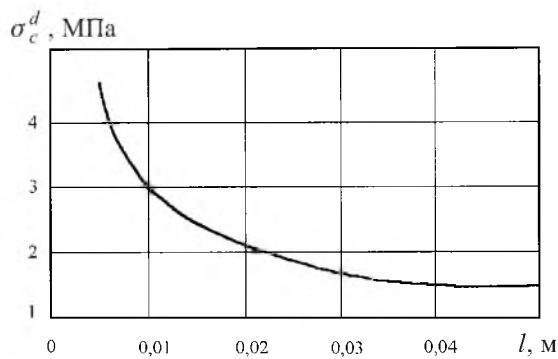


Рис. 5. Зависимость разрушающей амплитуды σ_c^d импульсов нагрузки от длины трещины.

Предлагаемая модель имеет строгое физическое обоснование и позволяет в рамках единой концепции описывать протекание процессов хрупкого и квазихрупкого разрушения материалов с дефектами типа трещин при динамическом и статическом нагружении. Ее выводы находятся в хорошем качественном соответствии с экспериментально наблюдаемыми закономерностями поведения критических параметров процесса разрушения.

Резюме

Розглянуто напружено-деформований стан у пластині зі стаціонарною тріщиною скінченної довжини при імпульсному навантаженні. Розроблено модель квазікрихкого руйнування при досліджуваних навантаженнях. Отримано аналітичні вирази для аналізу напружено-деформованого стану в пластині поблизу вістря стаціонарної тріщини. Запропонована модель має строгі фізичне обґрунтування і дозволяє в рамках єдиної концепції описувати протікання процесів крихкого і квазікрихкого руйнування матеріалів із дефектами типу тріщин при динамічному і статичному навантаженні. Результати моделювання знаходяться в добрій якійсній відповідності із закономірностями поведінки критичних параметрів процесу руйнування, що спостерігаються експериментально.

1. *Барте́нев Г. М.* Сверхпрочные и высокопрочные неорганические стекла. – М.: Стройиздат, 1974. – 240 с.
2. *Барте́нев Г. М.* Прочность и механизм разрушения полимеров. – М.: Химия, 1984. – 280 с.
3. *Костандов Ю. А., Рыжаков А. Н., Шиповский И. Е.* Напряженно-деформированное состояние и энергетические потоки в пластине со стационарной трещиной при импульсном нагружении // Пробл. прочности. – 2000. – № 4. – С. 128 – 139.
4. *Барте́нев Г. М., Зелене́в Ю. В.* Физика и механика полимеров. – М.: Высш. шк., 1983. – 391 с.
5. *Knauss W. G. and Ravi-Chandar K.* Some basic problem in stress wave dominated fracture // Int. J. Fract. – 1984. – 25, No. 4. – P. 247 – 262.
6. *Shockey D. A., Kalthoff J. F., and Homma H.* Response of Cracks to Short Pulse Loading // Workshop on Dynamic Fracture. – Pasadena: California Institute of Technology, 1983.

Поступила 19. 06. 2002