УДК 539.3:620.17

Напряженно-деформированное состояние и энергетические потоки в пластине со стационарной трещиной при импульсном нагружении

Ю. А. Костандов, А. Н. Рыжаков, И. Е. Шиповский

Таврический национальный университет, Симферополь, Украина

Рассмотрены напряженно-деформированное состояние и энергетические потоки в сплошной бесконечной пластине и пластине со стационарной трещиной конечной длины при их импульсном нагружении. Разработаны модель формирования зоны повышенных напряжений и зоны разгрузки, а также численная методика определения их параметров. Получены аналитические выражения для количественного анализа напряженно-деформированного состояния и энергетических потоков в пластине вблизи вершины стационарной трещины при произвольном импульсном нагружении. Проведено сравнение теоретических результатов с данными эксперимента по инициированию магистральных трещин в плоских образцах из твердых полимеров. Сформулирован количественный критерий различия между динамическим и квазистатическим нагружениями трещины. Показана возможность единого подхода к описанию динамического и статического разрушения.

Ключевые слова: напряженно-деформированное состояние, энергетические потоки, трещина, импульсное нагружение, твердые полимеры, поляризационно-оптический метод.

Введение. Для экспериментальных исследований динамических процессов трещинообразования используются образцы в виде пластин конечной толщины с имитирующим трещину пропилом. Инициирование разрушения осуществляется посредством генерирования в образце упругих волн напряжений. Наличие трещины в пластине существенно нарушает однородность распределения энергии деформации и обусловливает возникновение областей, нагруженных с различной интенсивностью. На формирование волнового поля напряжений в трехмерной пластине кроме характера нагружения значительное влияние оказывает наличие свободных торцевых и фронтальных поверхностей, что приводит к возникновению дифрагированных волн, называемых волнами разгрузки. Их множественная интерференция затрудняет анализ данных эксперимента. Определение величины динамического коэффициента интенсивности напряжений, компонентов тензора напряжений в прилегающей к трещине зоне и оценка интенсивности потока энергии в ее вершину невозможны без четкого представления о механизме формирования напряженно-деформированного состояния (НДС) в ограниченной пластине с трещиной, изучению которого и посвящена настоящая работа.

Напряженно-деформированное состояние сплошной бесконечной пластины. Наличие двух свободных фронтальных поверхностей у бесконечной пластины приводит к существенному отличию образующейся волновой картины от картины, наблюдаемой в бесконечном теле. Характер НДС определяется соотношением между толщиной пластины d и амплитудно-временными параметрами нагрузки. В случае гармонической нагрузки, когда длина волны $\lambda << d$, пластину можно рассматривать как бесконечную среду. Если же $\lambda >> d$, то реализуется вырожденный случай тонкой пластины.

При перпендикулярном торцевом гармоническом воздействии, симметричном относительно срединной плоскости тонкой пластины, в ней генерируется плоская продольная волна со скоростью распространения

$$c_{1\text{п}} = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}}, \tag{1}$$

где E – модуль Юнга; ρ – плотность материала пластины; ν – коэффициент Пуассона. В такой волне главные напряжения параллельны (σ_2) и перпендикулярны (σ_1) ее фронту и связаны простым соотношением:

$$\sigma_2 = \nu\sigma_1, \tag{2}$$

а компоненты вдоль оси z равны нулю: $\sigma_{zi} = 0$.

Плоская продольная волна осуществляет перенос потенциальной P и кинетической T энергий, для которых

$$\frac{dP}{dV} = \frac{E}{2(1-\nu^2)}\varepsilon_{xx}^2; \quad \frac{dT}{dV} = \frac{1}{2}\rho\dot{u}_x^2; \quad \frac{dP}{dV} = \frac{dT}{dV}, \tag{3}$$

где ε_{xx} и u_{xx} – соответственно деформации и смещения вдоль оси $0X$, направленной перпендикулярно к фронту волны.

При импульсном нагружении тонкой пластины в условии $\lambda >> d$ можно взять в качестве λ минимальную длину волны $\lambda_{\min}$ в спектре Фурье нагружающего импульса. Действительно, аппроксимируем импульс колоколообразной функцией $\sigma_1(t) = \sigma_{01}\exp[-\beta^2(t-t_0)^2]$, где σ_{01} – амплитуда; β – коэффициент затухания импульса; t_0 – время нарастания импульса. Учитывая только те гармонические составляющие, амплитуды которых не являются исчезающе малыми по сравнению с максимумом спектральной функции, можно получить следующее условие вырожденности системы: $c_{1\text{п}}t_0 >> d$. При этом формулы (1)–(3) остаются справедливыми, поскольку дисперсия отсутствует и в силу принципа суперпозиции все силовые и энергетические параметры в них находятся суммированием по всем гармоническим составляющим нагружающего импульса.

Напряженно-деформированное состояние и энергетические потоки в бесконечной пластине с трещиной. При распространении в сплошной бесконечной пластине импульса растяжения характеристики НДС и объемная плотность полной энергии $\dfrac{dW}{dV}$ вдоль его фронта остаются постоянными. Если же на пути распространения волновых фронтов находится трещина, то вблизи нее однородность НДС и $\dfrac{dW}{dV}$ вдоль волновых фронтов, а также баланс между кинетической и потенциальной энергиями (3) будут нарушены. В окрестности трещины появятся области, в которых наблюдается повышение и понижение значений энергии по сравнению со значениями энергии в аналогичном образце без трещины при идентичных условиях нагружения. Область повышенной концентрации энергии назовем зоной повышенных напряжений (ЗПН), область пониженной концентрации – зоной разгрузки (ЗР).

Рассмотрим случай, когда ось трещины перпендикулярна к направлению распространения импульса нагружения. Для изучения распределения плотности энергии $\frac{dW}{dV}$ в ЗПН и ЗР, а также закономерностей протекания процесса энергообмена между этими зонами проводился численный расчет распределения величин объемной плотности энергии $\frac{dW_1}{dV}$ в сплошной прямоугольной пластине размером $H \times L \times d$ ($H = 120$ мм; $L = 90$ мм; $d = 4$ мм) и $\frac{dW_2}{dV}$ в аналогичной пластине с центральной трещиной длиной $L_0 = 10$ мм. Пластины нагружались симметричным импульсом $\sigma(t) = \dot{\sigma}t$; $\dot{\sigma} = 5 \cdot 10^5$ МПа/с. Для численного расчета искомых величин использовалась основная система дифференциальных уравнений механики сплошной среды, содержащая уравнения неразрывности, движения и энергии. Если разместить начало системы координат в центре образца (ось $0Y$ направлена вдоль оси трещины, нагрузка прикладывается параллельно оси $0X$), то начальные и граничные условия имеют вид

$$\begin{cases} \sigma_{ij}(x,y,z,0) = 0; \quad \rho(x,y,z,0) = \rho^0; \quad \vec{u}(x,y,z,0) = 0; \\ \sigma_n(x, \pm L/2, z, 0) = \sigma_\tau(\pm H/2, \pm L/2, z, t) = 0; \\ \sigma_n(H/2, y, z, t) = \sigma(t). \end{cases} \qquad (4)$$

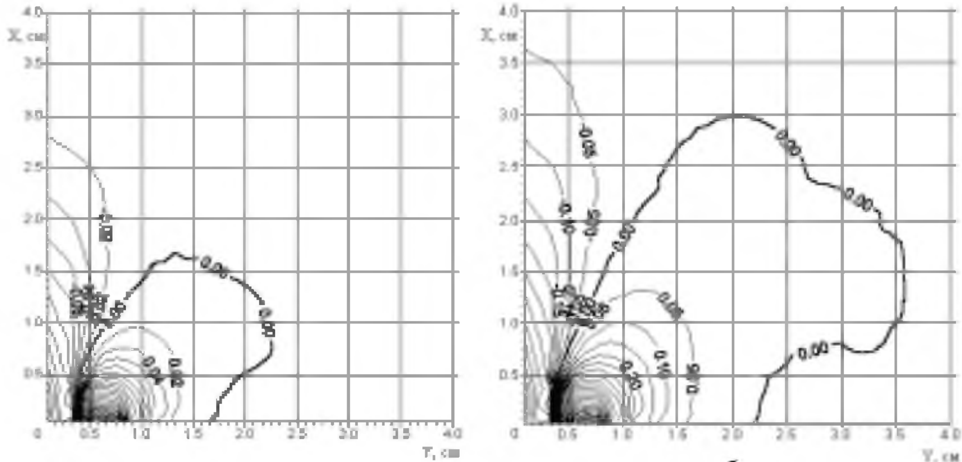
Основная система уравнений механики сплошной среды с начальными и граничными условиями (4) полностью определяет краевую задачу, которая решается численно модифицированным методом конечных элементов [1].

При определении плотности избыточной энергии $\Delta = \frac{dW_2}{dV} - \frac{dW_1}{dV}$ в идентичных точках пластин установлено наличие двух зон: для первой зоны разность Δ положительна, что позволяет отождествить ее с зоной повышенных напряжений, для второй зоны она отрицательна, следовательно, – это зона разгрузки. Пример результата расчета изолиний $\Delta = \mathrm{const}$ для двух моментов времени показан на рис. 1. Проведение описанной процедуры для различных моментов времени позволило проследить динамику развития ЗПН и ЗР (рис. 2). Полная энергия в ЗПН и ЗР складывается из потенциальной P и кинетической T составляющих. Представление о соотношении между ними дает таблица.

Распределение кинетической и потенциальной энергии в ЗПН и ЗР

Время нагружения, мкс	Полная энергия W, Дж	Потенциальная энергия P, Дж	Кинетическая энергия T, Дж
20	$\dfrac{2{,}70\cdot 10^{-3}}{-3{,}60\cdot 10^{-3}}$	$\dfrac{2{,}10\cdot 10^{-3}}{-6{,}75\cdot 10^{-3}}$	$\dfrac{0{,}60\cdot 10^{-3}}{3{,}13\cdot 10^{-3}}$
30	$\dfrac{8{,}35\cdot 10^{-3}}{-10{,}06\cdot 10^{-3}}$	$\dfrac{7{,}37\cdot 10^{-3}}{-17{,}90\cdot 10^{-3}}$	$\dfrac{0{,}99\cdot 10^{-3}}{7{,}23\cdot 10^{-3}}$

Примечание. Над чертой приведены данные для ЗПН, под чертой – для ЗР.



а *б*

Рис. 1. Распределение плотности избыточной энергии $\Delta\,[10^{-1}$ Дж/м$^3]$ вблизи вершины трещины при динамическом нагружении со скоростью $\dot{\sigma} = 5\cdot 10^5$ МПа/с: *а* – $t = 20$ мкс; *б* – $t = 30$ мкс.

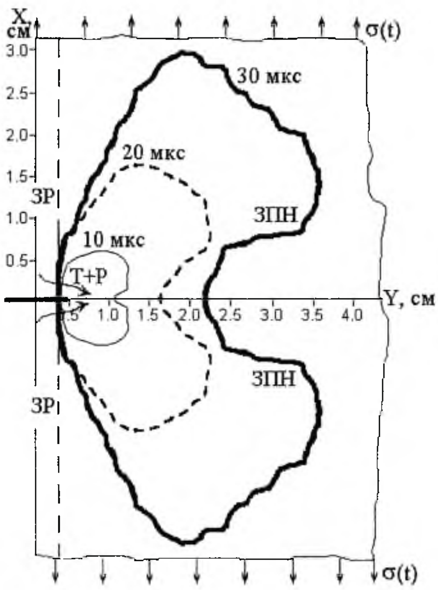


Рис. 2. Схема развития зоны повышенных напряжений при симметричном растяжении стационарной трещины.

Анализ полученных данных показывает:

1) увеличение избытка энергии в ЗПН сопровождается возрастанием ее дефицита в ЗР, что свидетельствует о перетоке энергии из ЗР в ЗПН;

2) в ЗПН сконцентрирована в основном упругая энергия, т.е. $W \approx P$; $T \approx 0$;

3) наибольшая доля энергии в ЗПН поступает из прямоугольных областей, расположенных над берегами трещины, что позволяет рассматривать их в качестве первого приближения формы ЗР;

4) максимальная скорость развития ЗПН не превышает скорость поперечных волн c_2 в материале, а скорость развития ЗР равна $c_{1\text{п}}$;

5) ЗПН имеет симметричную относительно оси трещины форму, а ее линейный размер R является функцией полярного угла θ и времени t:

$$R = c_2 t \mu(\nu, \theta),$$

где $0 < \mu(\nu, \theta) < 1$.

На основании этого разработаны следующие представления о модели формирования ЗПН.

Энергия подводится к полости трещины упругими продольными волнами со скоростью $c_{1\text{п}}$, а затем транспортируется по поверхностям трещины в ее вершину волнами Рэлея со скоростью c_R. Используя (3) и закон Гука для плоского напряженного состояния, можно представить энергию объема dV пластины, подверженного воздействию импульса растяжения, в виде

$$dW = \frac{1-\nu^2}{E} \sigma_{xx}^2(t) c_1 d \, dt dl. \tag{5}$$

Величине dW может быть придан смысл энергии, поступающей на единицу длины свободной поверхности трещины dl в единицу времени dt. Интегрируя (5), можно определить величину энергии, поступившей в ЗПН к данному моменту времени t. Так, в случае линейно нарастающей нагрузки ($\dot{\sigma} = \text{const}$):

$$W = \frac{2(1-\nu^2)}{E} c_1 d \int_0^{l_t} dl \int_0^{t_k} (\dot{\sigma} t)^2 dt, \tag{6}$$

где l_t – длина участка свободной поверхности трещины, с которого энергия успевает поступить в ЗПН к моменту времени t; t_k – время, по истечении которого с данного участка dl свободной поверхности трещины энергия не попадает в ЗПН, т.е. $t_k = t - l / c_R$ (l – расстояние от вершины трещины до участка dl), а время отсчитывается от момента начала воздействия импульса нагружения на берега трещины. Полагая, что ввиду симметрии задачи сток энергии осуществляется от середины свободной поверхности трещины к ее вершинам, находим

$$l_t = \begin{cases} c_R t & \text{при } t \le \dfrac{L_0}{2c_R}; \\ \dfrac{L_0}{2} & \text{при } t > \dfrac{L_0}{2c_R}. \end{cases} \tag{7}$$

В результате интегрирования (6) получим

$$W = \begin{cases} \varphi(c_1, c_R, \dot{\sigma}) t^4, & t \le \dfrac{L_0}{2c_R}; \\ \varphi(c_1, c_R, \dot{\sigma}) \left[t^4 - \left(t - \dfrac{L_0}{2c_R} \right)^4 \right], & t > \dfrac{L_0}{2c_R}, \end{cases} \tag{8}$$

где

$$\varphi(c_1, c_R, \dot{\sigma}) = \frac{1-\nu^2}{E} d c_1 c_R \dot{\sigma}^2.$$

Одной из основных характеристик НДС в области вершины трещины является коэффициент интенсивности напряжений (КИН), который в случае нормальной растягивающей нагрузки обозначается через K_{I}. Используя понятие КИН и известные асимптотические соотношения для компонентов тензора напряжений σ_{ij} $(i, j = \overline{x, y})$ в непосредственной окрестности вершины трещины [2], выразим удельную плотность энергии $\dfrac{dW_s}{dV}$ для случая статического нагружения в виде

$$\frac{dW_s}{dV} = \frac{1+\nu}{2\pi E} \frac{1}{r} K_{\mathrm{I}}^2 \Phi(\nu, \theta), \tag{9}$$

где

$$\Phi(\nu, \theta) = \cos^2 \frac{\theta}{2} \left\{ \frac{1-\nu}{1+\nu} + \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}.$$

При динамическом нагружении для любых значений частот плоских волн, входящих в волновой пакет нагружающего импульса, можно найти, согласно [3], достаточно малую окрестность вблизи вершины трещины $r << \lambda_{\min}$, где поле напряжений будет квазистатическим и плотность упругой энергии определяется выражением (9). В то же время благодаря конечности скорости распространения упругих волн размеры ЗПН конечны. Следовательно, плотность энергии в ЗПН убывает от значения $\dfrac{dW_s}{dV}$ в области вершины трещины до нуля на границе $r = R$ по зависимости, определяемой скоростью нагружения $\dot{\sigma}(t)$ и характеристиками материала пластины: коэффициентом ν и полярным углом θ.

При динамическом нагружении величина $\dfrac{dW}{dV}$ должна уменьшаться с увеличением расстояния r быстрее, чем в статике. В то же время показатель степени r не может превышать единицу, поскольку это приведет к расходимости интеграла, определяющего величину суммарной полной внутренней энергии в ЗПН. Поэтому в случае динамического нагружения предлагается выражение для величины $\dfrac{dW}{dV}$ записать в следующем виде:

$$\frac{dW}{dV} = \frac{1+\nu}{2\pi E} K_{\mathrm{I}}^2 \Phi(\nu,\theta) \frac{1}{\alpha r}. \qquad (10)$$

Функция $\alpha = \alpha(\theta,\nu,r,\dot{\sigma})$ должна быть безразмерной и удовлетворять ряду условий:

1) $\alpha > 1$ – условие более быстрого уменьшения $\dfrac{dW}{dV}$ по сравнению с $\dfrac{dW_s}{dV}$;

2) $\alpha \to 1$ – при $r \to 0$, $t \to \infty$, исходя из принципа соответствия;

3) $\alpha \to \infty$ при $r \to R$, исходя из конечности размеров ЗПН.

В связи с этим функцию α запишем в виде

$$\frac{1}{\alpha} = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^{j(t,\dot{\sigma})}. \qquad (11)$$

Введенная здесь безразмерная функция $j(t,\dot{\sigma})$ для удовлетворения условий (1)–(3) должна быть такой, чтобы $\lim\limits_{\dot{\sigma}\to\infty} j = 0$; $\lim\limits_{t\to\infty,\sigma\to 0} j = \infty$.

В первом приближении можно задать

$$j = \frac{\sigma(t)}{\tilde{\dot{\sigma}} L_0/(2c_R)} \cdot k, \qquad (12)$$

где k – числовой коэффициент; $\tilde{\dot{\sigma}}$ – эффективная скорость нагружения в интервале времени $0\ldots t$:

$$\tilde{\dot{\sigma}} = \frac{1}{\sigma(t)} \int_0^t \dot{\sigma}^2(t)dt \approx \sum_i \frac{\sigma_{i+1} - \sigma_i}{\sigma(t)} \dot{\sigma}_i. \qquad (13)$$

Следует отметить, что в случае линейно нарастающей нагрузки $\tilde{\dot{\sigma}} = \dot{\sigma}$.

Выбранная в таком виде функция j имеет простой физический смысл коэффициента динамичности нагрузки. Нагружение является квазистатическим, если $j > k$, т.е. величина нагрузки, которая может быть достигнута за характерное время системы $\tau_0 = L_0 / (2c_R)$ при эффективной скорости нагружения, не превышает существующей в данный момент величины $\sigma(t)$. Чем ближе величина $\tilde{\dot{\sigma}}\tau_0$ к значению $\sigma(t)$, тем в большей степени динамическим становится нагружение.

Теперь с учетом (9) получим выражение для величины энергии в ЗПН для линейно нарастающей нагрузки:

$$W = \frac{1+\nu}{2\pi E} \frac{j}{j+1} dK_{\mathrm{I}}^2 c_2 tA, \tag{14}$$

где

$$A = \int_{-\pi}^{\pi} \Phi(\nu,\theta)\mu(\nu,\theta)d\theta.$$

Заметим, что вычисление константы A с помощью приведенного интеграла возможно только при условии точного решения нестационарной динамической задачи о дифракции импульса растяжения на трещине конечной длины.

Приравнивая (8) и (14), получаем

$$K_{\mathrm{I}} = \left\{ \frac{\pi(1-\nu)}{3A} \frac{j+1}{j} \frac{c_1 c_R}{c_2} \right\}^{1/2} \dot{\sigma} \begin{cases} t^{3/2}, & t \le \dfrac{L_0}{2c_R}; \\ \left[\dfrac{1}{t}\left(t^4 - \left(t - \dfrac{L_0}{2c_R} \right)^4 \right) \right]^{1/2}, & t > \dfrac{L_0}{2c_R}. \end{cases} \tag{15}$$

Рассмотрим частный случай статического нагружения. Поскольку квазистатическим является нагружение при $\dot{\sigma} = \mathrm{const}$ (любое изменение скорости нагружения вызывает динамическое перераспределение напряжений в области вершины трещины), то статическое нагружение – предельный случай квазистатического при $\dot{\sigma} \to 0$. Это означает, что время нагружения $t \to \infty$. При этом необходимо выполнение условия

$$\lim_{\dot{\sigma} \to 0,\, t \to \infty} \sigma(t) = \sigma_s,$$

где σ_s – статическое напряжение.

Проведя предельный переход к статике в выражении (15), получаем

$$\lim_{\dot{\sigma} \to 0,\, t \to \infty,\, j \to \infty} K_{\mathrm{I}} = \left\{ \pi \frac{\sqrt{1-\nu}}{A} \frac{2\sqrt{2}}{3} \right\}^{1/2} \sigma_s \sqrt{L_0}. \tag{16}$$

Однако в случае статического растяжения выражение (16) должно принять вид

$$K_{\mathrm{I}s} = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\sigma_s\sqrt{L_0}. \qquad (17)$$

Поэтому сопоставление выражений (16) и (17) позволяет определить константу A:

$$A = \frac{4\sqrt{2}}{3}\sqrt{1-\nu}. \qquad (18)$$

Справедливость выражений (12), (15)–(18) нуждается в экспериментальной проверке. При этом необходимо учитывать, что эксперимент проводится на образцах в виде пластин конечных размеров, при растяжении которых наряду с генерируемыми в них плоскими симметричными волнами расширения образуются волны разгрузки от свободных поверхностей пластины, искажающие исходное напряженное состояние. Однако, учитывая симметрию нагружения, можно показать, что в центральной части конечной пластины касательные напряжения в волнах нагрузки взаимно компенсируются и НДС будет плоским. Соотношение между главными компонентами тензора напряжений будет зависеть от времени через коэффициент $\nu^*(t)$: $\sigma_2 = \nu^*\sigma_1$.

Использование функции ν^* позволяет, не вдаваясь в очень сложный анализ множественной интерференции волн разгрузки, путем соответствующих изменений в соотношении (8) переписать выражение для энергии, поступающей в ЗПН около достаточно малой, по сравнению с шириной образца, трещины:

$$W = \frac{1}{2E}c_1 d\int_0^{l_1} dl\int_0^{t_{k2}} \sigma_{xx}^2(1+\nu^{*2} - 2\nu\nu^*)dt, \qquad (19)$$

где σ_{xx} – действующее нормально к берегам трещины напряжение в нагружающем импульсе.

Выражение для величины K_{I} в ограниченном образце, аналогичное (15), примет вид

$$K_{\mathrm{I}} = \left\{\frac{\pi}{(1+\nu)A}\frac{j+1}{j}\frac{c_1}{c_2}\frac{1}{t}\int_0^{l_t} dl\int_0^{t_k} \sigma_{xx}^2(1+\nu^{*2} - 2\nu\nu^*)dt\right\}^{1/2}. \qquad (20)$$

Необходимая для нахождения КИН подынтегральная функция $\varepsilon(t) = \sigma_{xx}^2(1+\nu^{*2} - 2\nu\nu^*)$ определяется численно-экспериментальным методом.

Методика и результаты экспериментов. Образцы для экспериментов изготовляли в виде прямоугольных пластин размером $H = 120$ мм, $L = 90$ мм, $d = 4$ мм. В середине пластины параллельно короткой стороне выполнялся пропил длиной $L_0 = 10$ мм с радиусом у вершины $r_0 = 5$ мкм, имитирующий начальную трещину. Для изготовления образцов использовали оптически чувствительные материалы – полиметилметакрилат (ПММА) и отвердевшую эпоксидную смолу (ЭД-20 МТГФА).

Равномерно распределенная импульсная нагрузка прикладывалась к коротким ($L = 90$ мм) сторонам образца по нормали к оси трещины. Для реализации данной схемы нагружения использовалось нагрузочное устройство [4], основными элементами которого являются две пары неподвижных и пара подвижных жестких медных пластин, объединенных в единую конструктивную систему и соединенных токопроводами. Образец закреплялся между подвижными пластинами. Их смещение, приводящее к динамическому нагружению, осуществлялось за счет сил электромагнитного взаимодействия, возникающих при пропускании через пластины импульса электрического тока. Для нагружения использовалась электрическая энергия, запасенная в накопительных конденсаторах.

Варьирование скоростью деформации в импульсе нагружения, необходимое для исследования влияния режима нагружения на параметры процесса трещинообразования, осуществлялось путем изменения зарядного напряжения U накопительных конденсаторов и их емкости C, а также введением в разрядную цепь дополнительной индуктивности.

Высокоскоростная, бесконтактная и безынерционная регистрация полей напряжений в области вершины трещины в виде картин полос изохром (рис. 3) выполнялась на поляризационно-динамической установке [5] с помощью камеры СФР-1М. Для экспериментального определения КИН использовалась известная методика, приведенная в [2]. В фиксированной точке образца (x_0, y_0) поляризационно-оптическим методом осуществлялась фотоэлектронная регистрация величины максимального касательного напряжения $\tau_{\max}(t)$ в нагружающем импульсе [6].

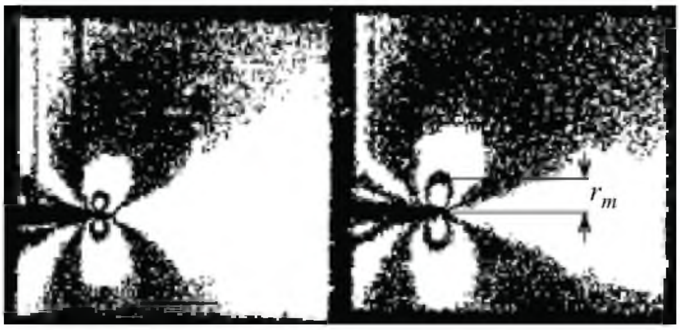


Рис. 3. Кинограмма картин изохром в области вершины трещины. (Временное разрешение 2 мкс; увеличение – $\times 7$. Определение величины динамического КИН $K_{\mathrm{I}} = \sigma_0 m_p \sqrt{2\pi r_m} / d$ основано на измерении максимального расстояния r_m от вершины трещины до ближайшей к ней изохроматической петли (m_p – порядок полосы; d – толщина образца; σ_0 – динамический коэффициент).)

Экспериментальная зависимость $\tau_{\max}(t, x_0, y_0)$ использовалась в численном решении задачи о динамическом растяжении рассматриваемой пластины с центральной трещиной для определения величины нормального растягивающего напряжения $\sigma_{xx}(t, x = \pm H/2)$, действующего на торцевые поверхности пластины. В качестве нулевого приближения для численного расчета полагали

$$\sigma^0_{xx}(t, x = \pm H/2) = \frac{2}{1-\nu}\tau_{\max}\left(t - \frac{x_0}{c_1}\right), \tag{21}$$

что соответствует развитию в пластине исключительно системы плоских продольных волн расширения. После нахождения величины $\sigma_{xx}(t, x = \pm H/2)$ моделировалось напряженно-деформированное состояние сплошного образца тех же размеров, нагруженного этим же импульсом растяжения. Полученные в численном расчете данные относительно однородного напряженного состояния в центральной части пластины позволили определить величины $\nu^*(t)$ и $\sigma_{xx}(t)$, необходимые для нахождения функции $\varepsilon(t)$ и вычисления интеграла (20). Временные зависимости КИН, полученные экспериментальным путем из анализа картин полос изохром вблизи вершины трещины и вычисленные в соответствии с (20), приведены на рис. 4. Следующее из рис. 4 соответствие теоретических (линия) и экспериментальных (точки) данных свидетельствует о достоверности предложенных представлений.

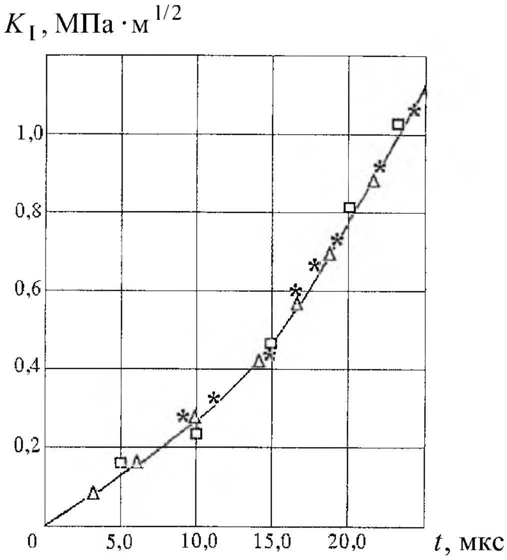


Рис. 4. Изменение коэффициента интенсивности напряжений K_I при симметричном импульсном растяжении пластины с центральной трещиной.

Заключение. Развитый в настоящей работе подход к описанию процесса формирования НДС вблизи трещины позволяет:

1) получить компактные аналитические выражения, описывающие напряженно-деформированное состояние и энергетические потоки вблизи вершины стационарной трещины при произвольном импульсном нагружении;

2) с единых позиций подойти к описанию динамических и статических процессов хрупкого разрушения;

3) сформулировать количественный критерий различия между динамическим и квазистатическим нагружением стационарной трещины.

Р е з ю м е

Розглянуто напружено-деформований стан та енергетичні потоки у суцільній нескінченній пластині і пластині зі стаціонарною тріщиною скінченної довжини при імпульсному навантаженні. Розроблено модель формування зони підвищених напружень і зони розвантаження та числову методику визначення їх параметрів. Отримано аналітичні вирази для кількісного аналізу напружено-деформованого стану та енергетичних потоків у пластині поблизу вістря стаціонарної тріщини при довільному імпульсному навантаженні. Проведено порівняння теоретичних результатів із даними експерименту по ініціюванню магістральних тріщин у плоских зразках із твердих полімерів. Сформульовано кількісний критерій відмінності між динамічним та квазістатичним навантаженнями тріщини. Показана можливість єдиного підходу до опису динамічного та статичного руйнування.

1. *Корнеев А. И., Николаев А. П., Шиповский И. Е.* Приложение метода конечных элементов к задачам соударения твердых тел // VII Всесоюз. конф. "Численные методы решения задач теории упругости и пластичности". – Новосибирск, 1982. – С. 122 – 129.
2. *Партон В. З., Борисковский В. Г.* Динамика хрупкого разрушения. – М.: Машиностроение, 1988. – 240 с.
3. *Черепанов Г. П.* Механика хрупкого разрушения. – М.: Наука, 1974. – 640 с.
4. *Kostandov Yu. A., Rizhakov A. N., Fedorkin S. I.* Failure of solid polymers under pulse tension // Strength of Materials. – 1992. – 24 (7). – P. 444 – 447.
5. *Костандов Ю. А., Федоркин С. И., Скоблин А. А.* Методика исследования процесса разрушения полимерных материалов при динамическом нагружении // Завод. лаб. – 1986. – № 9. – С. 65 – 67.
6. *Метод* фотоупругости. Методы поляризационно-оптических измерений динамической фотоупругости. Т. 2 / Под ред. Н. А. Стрельчука, Г. А. Хесина. – М.: Стройиздат, 1975. – 312 с.

Поступила 18. 01. 2000