

УДК 539.375

КИНЕТИКА РОСТА ТРЕЩИН В ПЛАСТИНАХ ИЗ ОРГСТЕКЛА

АЛЕШИН В. И., АЭРО Э. Л., КУВШИНСКИЙ Е. В.,
СЛАВИЦКИЙ И. А.

Решена задача о кинетике роста центральной поперечной трещины, нагруженной сосредоточенными силами «за берега». Предполагается, что функция $W(v)$, связывающая удельную работу разрушения W со скоростью роста трещины v , полностью определяется диссипацией энергии в концевой зоне трещины и не зависит от условий нагружения образца.

Уравнение роста трещины записывается в форме уравнения энергетического баланса с учетом диссипаций. Получены выражения, связывающие время роста трещины с ее длиной и скоростью. Экспериментально исследован процесс роста трещины в пластинах линейного и сшитого ПММА при нагружении «за берега». Произведено сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными и показано их количественное совпадение.

1. Распространение трещин разрушения в твердых телах происходит со скоростями v , меняющимися по величине на несколько порядков. Большие скорости, сравнимые со скоростями распространения волн Рэлея v_R , лимитируют инерционные эффекты. Малые скорости задают диссипативные процессы, развивающиеся в теле. В полимерных телах эти скорости могут быть весьма низкими $v=10^{-7}-10^{-8}$ м/с [1].

Принято считать, что определяющими являются диссипативные процессы, возникающие вблизи движущегося конца трещины. Подтверждение этому явлению дало определение работы разрушения при расщеплении пластин крутящими моментами. Было показано [2], что независимо от размеров и формы сечения образцов работа разрушения при постоянстве скорости трещины пропорциональна длине ее фронта и пути его перемещения. Оказалось, что удельная работа разрушения W (работа, отнесенная к единице обнажаемой поверхности) с ошибкой не более $\pm(1-1,5)\%$ зависит только от абсолютной скорости роста трещины, монотонно возрастающая с ее увеличением [3]:

$$W(v) = W_i + W^* \ln^2 v/v_i \quad (1.1)$$

где постоянные W_i , W^* и v_i зависят от природы материала и температуры и имеют следующий физический смысл: W_i , v_i — пороговые, граничные значения удельной работы разрушения и скорости при закритическом росте трещины, а W^* характеризует крутизну скоростной зависимости $W(v)$ [3]. Закритический рост трещины имеет место лишь при выполнении условия $G \geq 2W_i$, где G — сила, движущая трещину, по Ирвину [4], и может происходить только со скоростями $v \geq v_i$.

В случае плоской деформации $G = K_1^2(1 - \nu^2)/E$, где E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона и K_1 — коэффициент интенсивности напряжений в вершине трещины.

В [5] показано, что соотношения, установленные в экспериментах по расщеплению пластин крутящими моментами, позволяют удовлетворительно предсказать кинетику роста центральной трещины в условиях одноосного растяжения. Цель публикуемой работы — выяснить, в какой степени

при помощи (1.1) можно описывать кинетику роста центральной трещины, растягиваемой сосредоточенными силами «за берега» (фиг. 1).

Все три случая нагружения существенно различаются распределением напряжений в телах. Коэффициент интенсивности напряжений K_I в последнем случае зависит от длины трещины, как $1/l$, при одноосном растяжении пластины $K_I \sim l$, а при расщеплении крутящими моментами K_I не зависит от l .

Уравнение роста трещины может быть получено, если учесть в уравнении энергетического баланса диссипационный член, определяющий мощность, рассеивающуюся в концевой зоне растущей трещины ¹⁾

$$A^* = U^* + \Pi^* \quad (1.2)$$

Здесь A^* — работа внешних сил, U^* — упругая энергия разрушающегося тела и Π^* — диссипация энергии в концевой зоне растущей трещины в единицу времени.

Если внешние силы неизменны во времени, то все слагаемые в (1.2) имеют вид $(\partial/\partial t) \cdot (dl/dt)$ (t — время, l — длина трещины). Уравнение, остающееся после сокращения (1.2) на dl/dt , определяет условие равновесия обобщенных сил, приложенных на единицу длины фронта трещины. В частности, величина $\partial\Pi/\partial l = -2W(v)$ — равнодействующая вязких сил. Решение уравнения энергетического баланса (1.2) с учетом конкретного вида членов A^* и U^* для данной формы тела позволяет рассчитать кинетику закритического роста трещины.

2. Рассмотрим рост трещины в бесконечной пластине. Достаточно толстая бесконечная упругая пластина содержит растущую в обе стороны внутреннюю трещину длиной $2l$. К ее берегам на единицу толщины пластины приложены постоянные во времени, сосредоточенные линейно-распределенные силы f , нормальные к плоскости трещины (фиг. 1). При росте трещины работа A^* , совершаемая постоянными во времени внешними силами в единицу времени, складывается из двух равных частей: увеличения запаса упругой энергии и работы разрушения тела $2Wd(2l)/dt$ [4]. Поэтому

$$\frac{1}{2}A^* = 4Wdl/dt \quad (2.1)$$

Согласно [6], для трещины, нагруженной за берега

$$\frac{1}{2}A^* = \frac{2(1-\nu^2)f^2}{\pi E} \frac{1}{l} \frac{dl}{dt} \quad (2.2)$$

Уравнение энергетического баланса (1.2) при наличии соотношения (1.1) примет вид

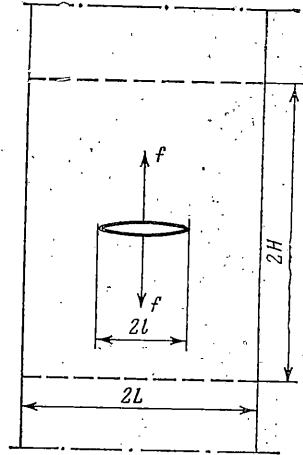
$$\frac{2(1-\nu^2)f^2}{\pi E} \frac{1}{l} \frac{dl}{dt} = 4 \left(W_i + W^* \ln^2 \frac{v}{v_i} \right) \frac{dl}{dt} \quad (2.3)$$

Разрешим полученное уравнение относительно v :

$$v = \frac{dl}{dt} = v_i \exp \left[\left(\frac{1}{l} - \frac{1}{l_i} \right) l^* \right]^{1/2} \quad (2.4)$$

$$l_i = (1-\nu^2)f^2/(2\pi E W_i), \quad l^* = (1-\nu^2)f^2/(2\pi E W^*)$$

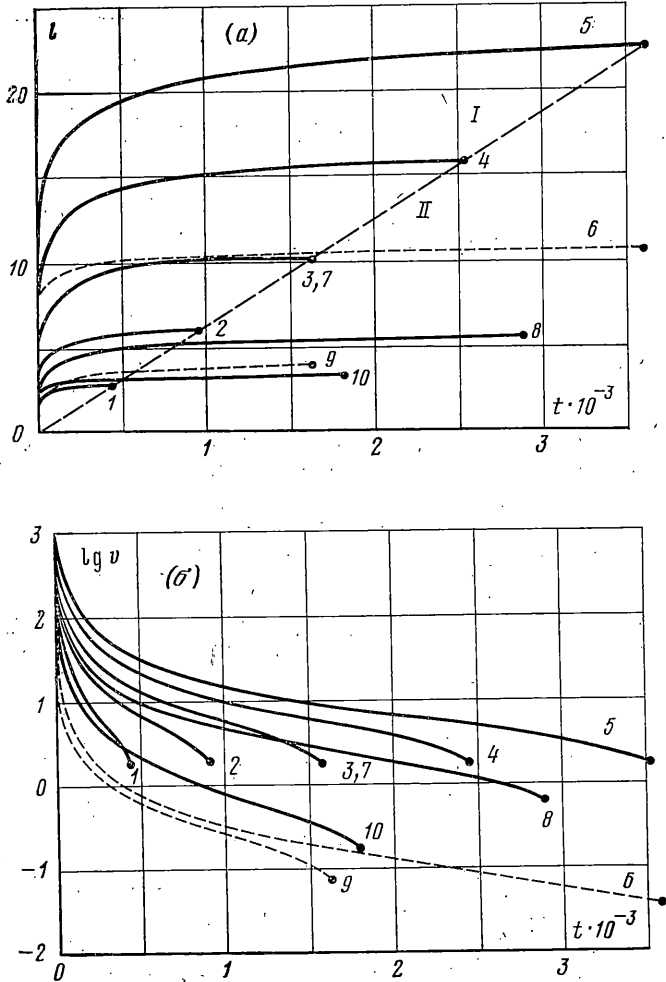
¹⁾ Пренебрежение вкладом кинетической энергии корректно, если $v^2 \ll v_R^2$.



Фиг. 1

Длина начальной трещины равна $2l_0$, поэтому $l|_{t=0}=l_0$.

Уравнение (2.4) дает действительные значения скорости только при $l \leq l_t$. При заданной величине сил f это неравенство определяет максимальный размер, до которого может дорасти трещина, нагруженная за берега. По своему смыслу оно аналогично критерию Гриффита.



Фиг. 2

При увеличении длины трещины до l_t скорость ее падает до v_t и закритический рост прекращается. Дальнейшее подрастание трещины будет происходить в докритическом режиме, рассмотрение которого выходит за рамки работы. Воспользовавшись соотношением для l_t и неравенством $l \leq l_t$, получаем условие закритического роста трещины, нагруженной за берега

$$[(1-v^2) f^2 / (2\pi E)] / l \geq W_t \quad (2.5)$$

Оно отличается от критерия Гриффита тем, что роль поверхностной энергии играет один из параметров скоростной зависимости (1.1), а именно граничная удельная работа разрушения W_t .

Вторая характерная длина l^* , как следует из (2.4), принимается за некоторый внутренний масштаб и контролируется величиной W^* — вторым энергетическим параметром зависимости (1.1).

Таким образом, процесс роста трещины связан с двумя характерными длинами l_t и l^* и характерной для полимера скоростью v_t . Они определяют характерное время $t^* = l^*/v_t$.

Перейдем к безразмерным переменным: длине трещины λ , времени τ и скорости ω :

$$\lambda = \frac{l}{l^*}, \quad \tau = \frac{t}{t^*}, \quad \omega = \frac{d\lambda}{d\tau} = \frac{v}{v_t}, \quad \lambda_t = \frac{l_t}{l^*}, \quad \lambda_0 = \frac{l_0}{l^*}$$

Тогда (2.4) и соответствующее начальное условие примут вид

$$\frac{d\lambda}{d\tau} = \exp\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_t}\right)^{1/2}, \quad \lambda|_{\tau=0} = \lambda_0, \lambda_0 < \lambda_t \quad (2.6)$$

Решение уравнения (2.6) можно представить в форме

$$\tau = \frac{\exp(-z)}{(z^2 + a^2)} \Big|_{\alpha_0}^{\alpha} + \frac{1}{a} \operatorname{Im} [\exp(ia) E_1(z)] \Big|_{\alpha_0 + ia}^{\alpha + ia} \quad (2.7)$$

$$a = \sqrt{\frac{1}{\lambda_t}}, \quad \alpha = \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_t}\right)^{1/2}, \quad \alpha_0 = \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_t}\right), \quad E_1(z) = \int_z^{\infty} \frac{\exp(-u)}{u} du$$

Расчеты по формуле (2.7) весьма трудоемки. Более рационально численное интегрирование уравнений (2.4) или (2.6). Для иллюстрации закономерностей роста трещины для ряда органических стекол были определены функции $l(t)$ и $\lg v(t)$ при различных силах f (фиг. 2, а, б, размерности l — см, t — с, v — мкм/с, f — Н/м). Кривые 1–5 соответствуют оргстеклу СО-95 при $f \cdot 10^{-5} = 2,6; 3,8; 5,0; 6,2; 7,4$. Кривые 6–10 соответствуют $f = 2,6 \cdot 10^5$ Н/м для оргстекол, марки которых указаны ниже

N	W_t , Дж/м ²	W^* , Дж/м ²	v_t , мкм/с	N_t
1	75	1,76	0,09	9
2	110	1,82	1,8	7
3а	97,5	0,63	0,20	—
3б	95,8	0,63	0,29	10
4а	26,5	0,15	0,032	6
4б	25,3	0,17	0,01	—
5	52,5	1,15	0,70	8

Образцы с номерами 1–3 — промышленные оргстекла (СТ-1, СО-95, СОЛ) на основе высокомолекулярного ПММА; СО-95 и СОЛ содержат 4–6% дибутилфталата в качестве пластификатора; образцы 4а и 4б — сополимеры метилметакрилата с 7 мол.% диметакрилатэтиленгликоля (МД-7). Молекулярная масса пятого образца (низкомолекулярный ПММА) равна 80 000.

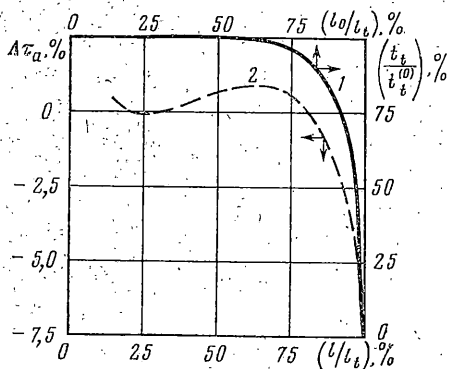
Для образцов 1, 2, 3а, 4а, 5 величины W_t , W^* и v_t определены методом расщепления крутящими моментами; для образцов 3б и 4б путем растяжения трещины за берега [3].

В последнем столбце N_t указаны номера кривых на фиг. 2.

Для кривых 6 и 9 (штриховые линии) масштаб по оси времени должен быть уменьшен в 10 раз.

Как и в теории Гриффита — Орована — Ирвина, каждому уровню нагрузки соответствует своя равновесная длина трещины l_t . Ее значение в данном случае определяется из (2.5) параметром W_t . В отличие от пред-

сказаний теорий хрупкого разрушения эта длина достигается не мгновенно, а по истечении вполне определенного, в ряде случаев весьма значительного, промежутка времени $t_i = \tau_i t^*$, где τ_i находится из (2.7) при $\lambda = \lambda_i$. Это время определяется величиной v_i и отношением W^*/W_i . Оно возрастает при увеличении сил f .



Фиг. 3

Изменение начальной длины трещины l_0 слабо влияет на t_i . Это влияние ощутимо лишь в случаях малых пробегов трещины, $l_0 \geq 0,5l_i$ (фиг. 3, кривая 1, $t_i^{(0)}$ — значение t_i при $l_0=0$) и объясняется тем, что с уменьшением l_0 при $f = \text{const}$ стартовая скорость трещины возрастает весьма резко, в первом приближении экспоненциально (стартовая скорость определяется соотношением (2.4) при $l=l_0$), а пробег трещины $(l_i - l_0)$ растет линейно, что позволяет получить приближенное соотношение между τ и λ , приняв значение выражения, стоящего в правой части (2.7), лишь на верхнем пределе. При значениях аргумента $|z| > 5$ интегральную показательную функцию $E_1(z)$ можно разложить в ряд. Для всех исследованных оргстекло даже минимальные значения $|z|_m$, имеющие место при $\lambda \rightarrow \lambda_i$, удовлетворяют этому условию: $|z|_m = (W_i/W^*)^{1/2} > 6,5$. Итак

$$E_1(z) = \frac{\exp(-z)}{z} \left(1 - \frac{1!}{z} + \frac{2!}{z^2} - \frac{3!}{z^3} + \frac{4!}{z^4} - \dots \right) \quad (2.8)$$

Подставив (2.8) в (2.7), после несложных преобразований и упрощений получим

$$\tau_a = \lambda^2 \exp(-\alpha) \left[\alpha + \lambda \left(\frac{4}{\lambda_i} - \frac{3}{\lambda} \right) - 12\lambda^2 \alpha \left(\frac{2}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda} \right) - 12\lambda^3 \left(\frac{5}{\lambda^2} - \frac{20}{\lambda\lambda_i} + \frac{16}{\lambda_i^2} \right) \right] + O(z^{-5}) \quad (2.9)$$

где τ_a — приближенное значение τ . Погрешность выражения (2.9) растет с уменьшением отношения W_i/W^* и максимальна при $\lambda = \lambda_i$. Так, при $W_i/W^* \approx 180$ относительная погрешность в граничной точке не превышает -1% , а при $W_i/W^* \approx 40$ она возрастает до -10% . Пример зависимости относительной ошибки $\Delta\tau_a = (\tau_a - \tau)/\tau$ от λ/λ_i для СО-95 ($W_i/W^* \approx 60$) приведен на фиг. 3 (кривая 2). В граничной точке приближенные выражения сильно упрощаются

$$\tau_i \approx \lambda_i^2 (1 - 12\lambda_i + 360\lambda_i^2) + O(z^{-7}) \quad (2.10)$$

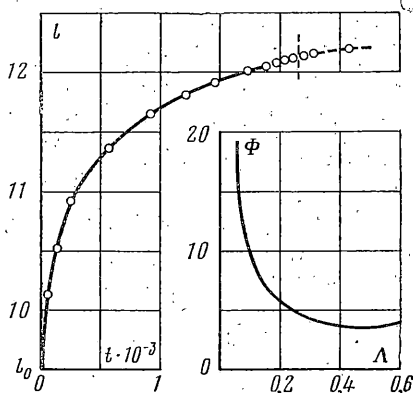
Характерная особенность зависимостей $l(t)$, представленных на фиг. 2, а, состоит в том, что граничные точки кривых l_i , t_i для одного материала при различных f лежат на прямой, выходящей из начала координат. Это означает, что пространство $l-t$ может быть разделено на две области — закритического (I) и докритического (II) роста трещины. Угловой коэффициент $v_i \lambda_i / \tau_i$ прямой, являющейся границей этих областей, целиком и полностью определяется параметрами функции $W(v)$.

Рассмотрим трещину в полосе конечной ширины. Конечность поперечного размера испытуемого образца (полосы) заметно модифицирует зависимость силы, движущей трещину, от ее длины $G(l)$. Ощутимые количественные различия наблюдаются уже при $l/L > 0,1$ (L — полуширина полосы). При больших относительных длинах трещины функции $G(l)$ для бесконечной пластины и полосы конечной ширины отличаются уже качественно.

Наиболее точной будет формула, связывающая K_I и l , предложенная в [7]. Пересчитаем ее на зависимость силы, движущей трещину, от ее относительной длины $\Lambda = l/L$

$$G = (1 - \nu^2) f^2 \Phi / (\pi E L) \quad (2.11)$$

$$\Phi = (1 + 2,3800\Lambda^2 + 3,2961\Lambda^4 + 2,2372\Lambda^6 + 0,8836\Lambda^8) / \Lambda$$



Фиг. 4, 5

При $\Lambda < 0,6$ ошибка вычисления Φ меньше 2%. Функция Φ , а соответственно, и $G(\Lambda)$ проходит через минимум при $\Lambda_m \approx 0,452$ (фиг. 4). В отличие от бесконечной пластины, для которой характерно монотонное снижение G с ростом l при $f = \text{const}$, в полосе конечной ширины движущая сила трещины снижается лишь при малых l , затем проходит через минимум и начинает возрастать. В окрестности минимума Φ меняется очень слабо; в области $0,403 \leq \Lambda \leq 0,498$ функцию Φ можно считать постоянной величиной — отклонения от среднего значения не превышают $\pm 0,5\%$.

3. Экспериментальные исследования проводились на образцах промышленного органического стекла на основе ПММА марки СОЛ (лист толщиной 1,9–2,1 мм) и образцах сополимера метилметакрилата с диметакрилатом этиленгликоля в количестве 7 мол.% (МД-7) (листы толщиной ~2,2 мм). Опыты ставились при температуре $20 \pm 1^\circ$ и относительной влажности $37 \pm 10\%$. Использовались образцы шириной $2L = 72$ –185 мм с различным отношением высоты образцов H к их ширине.

1. Наблюдения за поведением трещины, нагруженной за берега, доказали, что закономерности роста трещины в этих условиях совпадают с закономерностями, обнаруженными ранее методом расщепления крутящими моментами [1, 8]. Снижение нагрузки ниже определенного предела всегда приводило к прекращению роста трещины. В линейном полимере СО-95 процесс остановки сопровождается увеличением размеров концевой зоны трещины от 30–35 мкм при $v = 50$ –100 мкм/с до 60–70 мкм при $v = 0,5$ –1 мкм/с, а в дальнейшем по мере снижения скорости ($v \rightarrow 0$) и до 150–200 мкм. Вблизи вершины на боковых гранях образца развиваются вторичные трещины серебра, охватывающие вершину. Число их и размеры по мере развития процесса остановки трещины увеличиваются. Поддавление пластичности в стекле МД-7, обусловленное пространственной макромолекулярной структурой полимера, приводит к резкому уменьшению размеров концевой зоны, и на оптическом уровне она становится неразличимой. Все эти наблюдения хорошо согласуются с данными, полученными ранее методом расщепления крутящими моментами.

При нагружении центральной трещины за берега при $f = \text{const}$ сила, движущая трещину G и ее скорость v меняются с увеличением длины трещины. Это создает специфические трудности определения величины

граничной скорости v_t и граничной удельной работы W_t . На фиг. 5 представлен пример зависимости $l(t)$, полученной в одном из опытов (светлые точки l — в мм, t — в с); вертикальной штриховой линией обозначен момент перехода трещины из докритического в докритический режим роста, установленный по значению v_t , определенному особо (см. ниже). Можно видеть, что зависимость $l(t)$ проходит критическую точку плавно, без каких-либо изломов или иных особенностей.

О переходе трещины в докритический режим, казалось бы, можно судить по изменению размеров ее концевой зоны. К сожалению, такие наблюдения весьма трудоемки, а при $v_t > 50-100$ мкм/с практически невозможны. Эти трудности здесь удалось обойти.

Контрольные опыты показали, что в исследованных материалах при $\Lambda < 0,35$ подрастание трещины в докритическом режиме, вплоть до полной ее остановки, не превышает 0,2–0,3 мм. Как показывают оценки, пренебрежение таким подрастанием трещины приведет к занижению значений W_t не более чем на 0,5–1%. Поэтому в дальнейшем за l_t принималась длина остановившейся трещины. Расчет производился по формуле

$$W_t = (1 - v^2)^2 \Phi_t / (2\pi E L) \quad (3.1)$$

Здесь Φ_t — значение Φ при $\Lambda = \Lambda_t$.

В ходе опытов было обнаружено одно важное обстоятельство. Формула (3.1) справедлива лишь для бесконечно высокой полосы. У исследуемых образцов высота $2H$ была сравнима с их поперечным размером $2L$ (фиг. 1).

На фиг. 6 представлены значения W_t (Дж/м²), рассчитанные по (3.1), для образцов различных размеров с отношением $H/L = 1,15-2,45$ (светлые точки $2L = 96,5$, темные — 74 и кресты — 130 мм). Изменение абсолютных размеров образцов не сказывалось на значениях W_t . Снижение же отношения H/L до 1,5–1,6 и ниже привело к резкому падению расчетных величин W_t (Дж/м²). Таким образом, конечность высоты образца заметно модифицирует поправочную функцию Φ . Это заключение подтвердили опыты, проведенные на образцах, имеющих $H/L = 0,85-1,6$. Регистрировалась относительная длина трещины Λ_m , отвечающая минимуму скорости роста, т. е. минимуму функции Φ .

Из фиг. 7 видно, что при уменьшении отношения H/L область минимума Φ сдвигается в сторону меньших Λ . Для получения значений W , инвариантных к форме образцов, в дальнейших исследованиях применялись образцы, имеющие $H/L > 1,6$. Заметим, что ни в одной из работ, где ранее был использован метод нагружения за берега [9–11], это условие не соблюдалось.

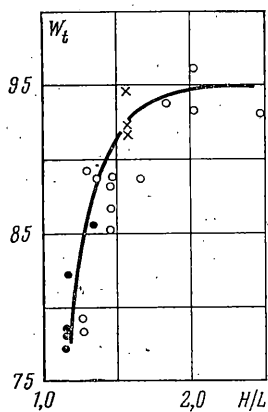
Опыты, выполненные на образцах стекла СОЛ разных размеров и при различных относительных длинах трещины Λ_t , дали для W_t близкие величины $W_t = (95,8 \pm 2,7)$ Дж/м². Для стекла МД-7 $W_t = 26,5$ Дж/м². Эти величины хорошо согласуются со значениями W_t , полученными для этих же стекол методом расщепления крутящими моментами: 97,5 и 25,3 Дж/м² соответственно.

2. Для нахождения зависимости $v-W$ измерения скорости роста трещины, имеющей относительную длину $\Lambda = 0,4-0,5$, были выполнены при различных значениях G_m . Пример зависимости $v(l)$ в области G_m приведен на фиг. 8 (v — в мкм/с, l — в мм). На участке протяженностью более 3 мм скорость трещины практически постоянна ($\pm 10\%$ от среднего значения).

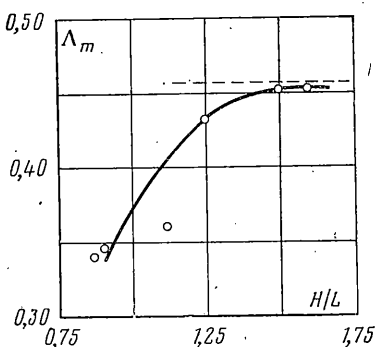
Зависимость между $\lg v$ и W (v — в мкм/с) для СОЛ представлена на фиг. 9. Контрольные опыты показали, что главной причиной разброса данных была разнотолщинность листа в пределах образца. Она приводит

к тому, что нагрузка f в формулах (2.4), (2.11), (3.1) представляет среднюю эффективную величину: $f=P/\langle a \rangle$, где P — сила, приложенная к берегам трещины, $\langle a \rangle$ — толщина, усредненная по измерениям в восьми точках образца. Как следствие этого на графиках $\lg v - W$ возникают непредсказуемые смещения точек по оси W (Дж/м²) — фиг. 9.

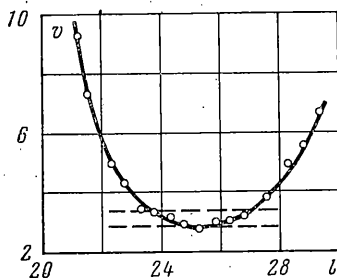
Если приращения длины трещины Δl в ходе каждого опыта невелики, то следует ожидать, что смещения по оси W будут в одну сторону и



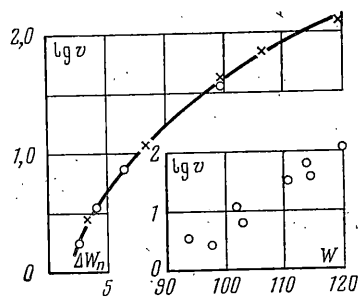
Фиг. 6



Фиг. 7



Фиг. 8



Фиг. 9, 10

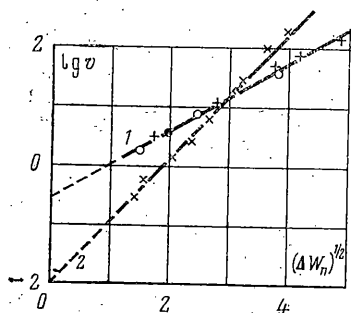
примерно одинаковыми для всех точек, относящихся к одному и тому же образцу. Разности $W_2 - W_1$ лишены ошибки, вызванной разнотолщиностью. Учитывая это, на каждом образце проводили два опыта. Сначала нагрузку P подбирали так, чтобы опыт заканчивался остановкой трещины в области $\Lambda = 0,452 - 0,005$. По результатам такого опыта рассчитывали $W_{t,n}$ — граничную удельную работу разрушения образца с номером n .

Во втором опыте находили одну из точек зависимости $\lg v - W$. Действительно, при представлении величин $\lg v$ в функции разности между минимальным значением W_m и пороговым значением W_t (результаты первого и второго опытов) точки, полученные на образцах разных размеров, ложились на единую зависимость с весьма малым разбросом (фиг. 10, $\Delta W_n = (W_m - W_t)_n$).

Перестроение данных в координатах $\lg v - (\Delta W_n)^{1/2} (H^{1/2} m^{-1/2})$ (фиг. 11) дает прямую линию, отсекающую на оси абсцисс значение $\lg v_t$, трудно определяемое непосредственно в опыте. На этой же фигуре представлена

зависимость, полученная для спитого ПММА (МД-7, прямая 2). Прямолинейность зависимости $\lg v - (\Delta W)^{1/2}$ для каждого из полимеров означает, что зависимость $W(v)$ для трещины, нагруженной за берега, соответствует соотношению (1.1).

Параметрами зависимости $W(v)$ для стекла СОЛ служат: $W^* = -0,63$ Дж/м², $v_t = 0,29$ мкм/с. Усреднение значений $W_{i,n}$ дает, как уже отмечалось: $W_i = (95,8 \pm 2,7)$ Дж/м². Для стекла МД-7 имеем $W^* = 0,17$ Дж/м², $v_t = 0,01$ мкм/с и $W_i = 25,3$ Дж/м². Эти величины хорошо согласуются со значениями, полученными для этих материалов ²⁾ методом расщепления крутящими моментами — СОЛ: $W_i = 97,5$ Дж/м², $W^* = 0,63$ Дж/м², $v_t = 0,20$ мкм/с; МД-7: $W_i = 26,5$ Дж/м², $W^* = 0,15$ Дж/м², $v_t = 0,032$ мкм/с.



Фиг. 11

Подтверждением справедливости приведенных в п. 2 соотношений служит совпадение (фиг. 5) экспериментальной зависимости $l(t)$ (точки) с рассчитанной (кривая), полученной численным интегрированием уравнения (2.4). Расчет производился при $l_0 = 0,95$ см, $f = 0,906$ Н/м, $W_i = 96,2$ Дж/м², $W^* = 0,64$ Дж/м² и $v_t = 0,15$ мкм/с. Отличие принятых значений W_i , W^* и v_t от усредненных, приведенных выше, не выходит за пределы разброса.

Литературных данных о кинетике роста трещины, нагруженной за берега постоянными силами, нет. Только лишь в [11], нагружение за берега используется для исследования скоростной зависимости $K_I(v)$. Но в этой работе был реализован режим раздвижения берегов трещины с постоянной скоростью и $f = f(t) \neq \text{const}$. Поэтому ее результаты не могут быть сопоставлены с данными расчетами.

В [9] исследован случай постоянного раскрытия берегов трещины. При этом сила, действующая на берега трещины, постепенно снижается. Но, в конце опыта, когда $l \approx l_t$, сила меняется слабо, т. е. $f \approx \text{const}$. Было обнаружено, что процесс установления равновесной длины трещины l_t в образцах промышленного ПММА занимает время порядка 700 с. Оно сопоставимо с величинами, рассчитанными здесь для промышленных линейных высокомолекулярных стекол (СО-95, СОЛ; см. фиг. 2) для тех же длин трещины $l_t = (0,8-4,3)$ см.

Соотношения п. 1 характеризуют сопротивление твердых полимерных стекол разрастанию трещины в условиях квазистатического нагружения. Они оправдываются как в случае нагружения крутящими моментами, так и при одноосном растяжении, и при растяжении пластин за берега центральной трещины. Учет зависимости диссипации от скорости трещины позволяет предсказать изменение длины трещины во времени для тел произвольной формы и размеров.

Правомерность подхода к проблеме роста трещины, основанного на учете диссипативных процессов и реализованного в данных исследованиях, находит свое оправдание в общих соотношениях термодинамики и механики сплошных сред. Недавно это теоретически строго было показано в [12].

²⁾ Следует также учесть, что для стекла МД-7 при исследованиях использовались разные партии полимера. Возможно, в какой-то степени расхождение величин W_i , W^* и v_t обусловлено и этим обстоятельством. Для стекла СОЛ во всех опытах использовались образцы, вырезанные из одного и того же листа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лобасенок В. А., Алешин В. И., Кувшинский Е. В. Изучение разрушения аморфных твердых тел в условиях стационарного роста трещин.— Физика твердого тела, 1973, т. 15, № 1, с. 133.
2. Алешин В. И., Кувшинский Е. В. Материальные соотношения, контролирующие медленный рост трещин в стеклообразном полиметилметакрилате.— Физика твердого тела, 1975, т. 17, № 3, с. 669.
3. Алешин В. И., Аэро Э. Л., Лебедева М. Ф., Кувшинский Е. В. Зависимость удельной работы разрушения от скорости роста трещины в стеклообразных полимерах. Влияние молекулярной структуры.— Механика композитных материалов, 1979, № 1, с. 15.
4. Irwin G. R. Fracture Mechanics.— In: Structural Mechanics. London: Pergamon press, 1960, p. 557.
5. Алешин В. И., Аэро Э. Л., Кувшинский Е. В. Кинетика роста магистральных трещин в одноосно растягиваемых полимерных образцах.— Изв. АН СССР, МТТ, 1979, № 4, с. 112.
6. Качанов Л. М. Основы механики разрушения. М.: Наука, 1974. 312 с.
7. Гольдштейн Р. В., Рысков И. Н., Салганик Р. Л. Центральная поперечная трещина в упругой полосе.— Изв. АН СССР. МТТ, 1969, № 4, с. 97.
8. Алешин В. И., Кувшинский Е. В. Торможение трещин в полиметилметакрилате.— Физика твердого тела, 1973, т. 15, № 1, с. 266.
9. Fujishiro I., Mii H., Kato S. Fracture energy of polymethylmethacrylate.— Mem. Fac. Engng., Nagoya Univ., 1970. v. 22, No. 1, p. 124.
10. Панасюк В. В., Ковчик С. Е., Нагирный Л. В. К вопросу о методах определения сопротивления материала распространению трещины.— Физ.-хим. механ. материалов, 1973, т. 9, № 2, с. 75.
11. Вавакин А. С., Салганик Р. Л. Исследование трещиностойкости органического стекла.— Изв. АН СССР. МТТ, 1971, № 4, с. 167.
12. Вакуленко А. А. Распространение трещин в полимерах.— Механика эластомеров. Сб. статей. Краснодар: Изд-во Кубанск. ун-та, 1978, вып. 2, с. 5.

Ленинград

Поступила в редакцию
11.IV.1979