

НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ КОНЦЕВОЙ ОБЛАСТИ ТРЕЩИНЫ В ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТЕ

А. С. ВАВАКИН, Ю. И. КОЗЫРЕВ, Р. Л. САЛГАНИК

(Москва)

Трещиностойкость стеклообразных полимеров, таких как полиметилметакрилат, полистирол и др., тесно связана с их способностью сильно вытягиваться и упрочняться под действием растягивающей механической нагрузки. Разрушению этих полимеров всегда предшествует процесс вытяжки и упрочнения. При прохождении трещины этот процесс реализуется в ее концевой области, где его протекание поддерживается благодаря имеющейся в конце трещины концентрации напряжений. В отсутствие трещин тот же процесс достигает значительного развития в микромасштабе, проявляясь в виде так называемых «трещин серебра» — тонких трещино-видных зон вытянувшегося и упрочнившегося материала, распространяющихся перпендикулярно приложенной растягивающей нагрузке. Вытянувшийся и упрочнившийся материал в вершине трещины разрыва представляет собой участок трещины серебра. Изложенные представления о структуре концевой области трещины и о трещинах серебра сформировались главным образом на основании оптических измерений в отраженном свете, позволяющих по интерференционной картине определить раскрытие и, следовательно, профиль трещины в сечении, нормальном к ее фронту [1-3]; обзоры исследований в этом направлении даны в [4-8]. В последнее время экспериментальное изучение профиля трещин интерференционным методом проводилось в работах [9, 10].

Вместе с тем, количественно напряженно-деформированное состояние в трещине серебра и в концевой области трещины разрыва исследовано в значительно меньшей мере. Для трещины серебра имеется расчет напряжений в ней, основанный на модельных представлениях о ее профиле и допущении, что окружающий материал упругий [11], а также теоретический анализ упрощенной модели явления [12]. Напряженно-деформированное состояние для трещины серебра, растущей из вершины надреза, на основе модельных представлений о ее профиле рассмотрено в [13], где, в частности, получены разумные оценки для размера пор, образующихся в материале трещины серебра; в работе [14] исследования в этом направлении продолжены в отношении изучения влияния температуры и окружающей среды.

Дальнейший прогресс в изучении указанных явлений зависит от того, насколько удастся продвинуться в детальном исследовании напряженно-деформированного состояния непосредственно у вершины трещины серебра и трещины разрыва (в дальнейшем будем называть ее просто трещиной). Ввиду малости соответствующей концевой области (десятки мкм) наиболее реальным для этой цели способом представляется вычисление по теории упругости напряженно-деформированного состояния вокруг трещины на основе экспериментально определенного профиля трещины.

В данной работе излагаются результаты такого определения напряженно-деформированного состояния в концевой области стационарно растущей трещины отрыва в полиметилметакрилате (ПММА). В п. 1 изложены теоретические соображения и получены необходимые соотношения. В п. 2 приведены экспериментальные результаты и их обработка. В п. 3 обсужден механизм явления.

1. Форма профиля трещины в концевой области зависит от закона связи между силами сцепления ее берегов и смещениями берегов. Исходя из соответствующих представлений о механизме деформирования материала в концевой области трещины в ПММА, следует ожидать, что здесь доля площади под кривой зависимости сил сцепления от смещений, приходящаяся на упругий участок, мала. При этом модель трещины отвечает представлениям Христиановича — Баренблатта [15, 16]: трещина представля-

ется бесконечно тонким разрезом с плавным смыканием берегов и автономным (т. е. определяемым одними лишь свойствами материала) напряженно-деформированным состоянием концевой области. Таким образом пренебрегается толщиной $2h$ того слоя материала, который претерпевает сильное деформирование и разрушение при росте трещины. Эта толщина определяется характерным внутренним структурным размером материала.

Эти соображения относятся не только к статическому случаю, но и к кинетическому, когда вследствие влияния временных эффектов на деформирование и разрушение, происходит медленный квазистатический рост трещины. В последнем случае состояние концевой области зависит дополнительно от скорости роста трещины, причем для нахождения этой зависимости достаточно изучить стационарное распространение трещины. Подробнее о связи формы профиля трещины с законом взаимодействия ее берегов, о переходе к модели трещина — разрез и о кинетическом случае см. в [17, 18].

Смыкание берегов трещины — разреза происходит по закону $\sim x^{3/2}$, где x — расстояние от конца трещины, перемещающегося со скоростью u ; на расстояниях x , настолько больших, что взаимодействие берегов трещины здесь уже не существенно, но в то же время достаточно малых по сравнению с размером трещины (и вообще по сравнению с характерными внешними размерами), профиль трещины изменяется по закону $\sim x^{1/2}$ [15, 16]. Вводя два коэффициента A и B , соответствующие этим асимптотикам, можно попытаться аппроксимировать профиль трещины в концевой области следующей интерполяционной формулой:

$$v = Ax^{3/2}(1+Bx)^{-1}, \quad x > 0; \quad v = 0, \quad x < 0 \quad (1.1)$$

где v — нормальное смещение поверхности трещины от оси трещины. Для малых и больших x отсюда находим

$$v = Ax^{3/2}, \quad x \rightarrow 0; \quad v = AB^{-1}x^{1/2}, \quad x \rightarrow \infty \quad (1.2)$$

Подчеркнем, что в последнем выражении стремление к бесконечности понимается лишь по отношению к размеру концевой области; по отношению же к внешнему размеру расстояние x должно быть малым. Это соответствует тому, что (1.1) представляет собой главный член внутреннего распределения смещений (подробнее см. в [17, 18]). Автономность внутреннего распределения (1.1) в состоянии предельного равновесия означает, что A и B являются (при данной температуре и среде и, вообще говоря, давлении в ней) функциями только скорости роста трещины. Размер концевой области, как видим, определяется величиной B^{-1} . Эта величина для справедливости использованного представления должна быть велика по сравнению с $2h$.

Сравним вторую формулу в (1.2) с известным выражением для v в соответствующем промежуточном диапазоне расстояний от конца трещины [15, 16].

$$v = \frac{4(1-\nu^2)K}{\pi E} x^{1/2} \quad (1.3)$$

где K — модуль сцепления, E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона и предполагаются выполненными условия плоской деформации. Из этого сравнения находим

$$K = \pi EA [4(1-\nu^2)B]^{-1} \quad (1.4)$$

Исходя из (1.1) и учитывая, что на оси x касательные напряжения τ_{xy} равны нулю, можно найти напряжения σ_x , σ_y , τ_{xy} и смещения u_x , u_y вне и на поверхности трещины. Благодаря симметрии достаточно ограни-

читься рассмотрением лишь нижней полуплоскости. Напряженно-деформированное состояние можно найти, воспользовавшись комплексным представлением Колосова — Мусхелишвили [19, § 112]

$$\begin{aligned} \sigma_x + \sigma_y &= 2[\Phi(z) + \overline{\Phi(\bar{z})}], & \sigma_x - i\tau_{xy} &= \Phi(z) - \Phi(\bar{z}) - (z - \bar{z})\overline{\Phi'(z)} & (1.5) \\ 2\mu(u_x' - iu_y') &= \kappa\Phi(z) + \Phi(\bar{z}) - (z - \bar{z})\overline{\Phi'(z)} \\ z &= x + iy, & \mu &= 1/2E(1+\nu)^{-1}, & \kappa &= 3-4\nu \end{aligned}$$

где Φ — функция, аналитическая в верхней и нижней полуплоскости, штрихи означают дифференцирование по x , черта сверху означает комплексное сопряжение. Решение находится сведением задачи к краевой и имеет вид

$$\Phi = i \frac{AE(2i - 3\xi^{1/2} - \xi^{3/2})}{8(1-\nu^2)B^{1/2}(1+\xi)^2} \text{sign } y, \quad \xi = Bz \quad (1.6)$$

где разрез для $\xi^{1/2}$ проходит вдоль полуоси $x > 0$ и $(1+i0)^{1/2} = 1$. В этом можно убедиться проверкой, подставляя (1.6) в (1.5) с учетом того, что $u_y = -v$, для v получается при этом выражение (1.1), а $\tau_{xy} = 0$ на оси x . Из (1.5) и (1.6) можно найти все напряженно-деформированное состояние. Так, для σ_y на оси x получаем

$$\begin{aligned} \sigma_y &= \frac{AE}{2(1-\nu^2)B^{1/2}(1+Bx)^2}, & x > 0 \\ \sigma_y &= \frac{AE}{4(1-\nu^2)B^{1/2}} \frac{2 - (B|x|)^{1/2}(3 - B|x|)}{(1 - B|x|)^2}, & x < 0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

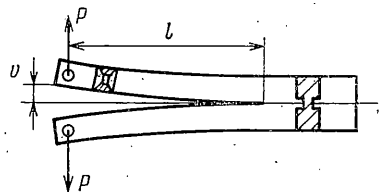
Из (1.7) с учетом (1.4) следует

$$\sigma_y = K\pi^{-1}|x|^{-1/2}, \quad x \rightarrow -\infty \quad (1.8)$$

В вершине трещины (при $x=0$) имеем

$$\sigma_{y0} = 1/2AB^{-1/2}E(1-\nu^2)^{-1} \quad (1.9)$$

Напряжение σ_{y0} будет, вообще говоря, зависеть от скорости деформации $\dot{\epsilon}_{y0}$. Для нахождения $\dot{\epsilon}_{y0}$ нужно расшифровать внутреннюю структуру конца трещины, представленного выше в виде точки ($x=0, y=0$). Эта структура характеризуется своим размером $2h \ll B^{-1}$, имеющим смысл начальной толщины слоя, разрушаемого трещиной. Для оценки $\dot{\epsilon}_{y0}$ можно поступить следующим образом. Вычислим по решению (1.5), (1.6) смещение на границе разрушаемого слоя, отнесем его к полутолщине этого слоя h и продифференцируем результат по t , оставляя лишь главный член разложения по Bh . Таким образом, находим



Фиг. 1

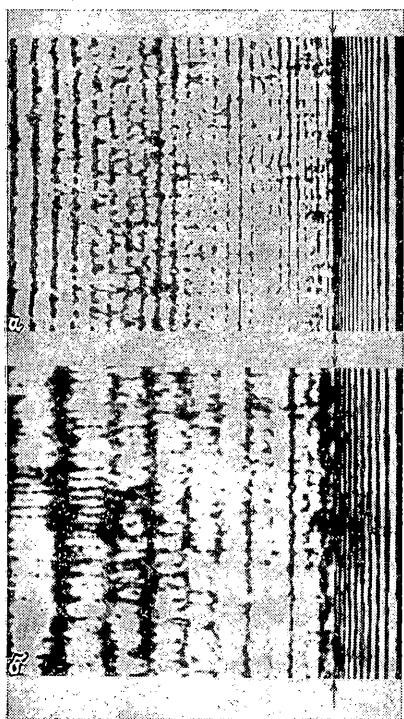
$$\dot{\epsilon}_{y0} = \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u_y(x, -h)}{-h} \right) \right\}_{x=0} = cAuh^{-1/2}, \quad c = \frac{3\sqrt{2}}{16} \frac{3-4\nu}{1-\nu} \quad (1.10)$$

2. Испытания проводились при комнатных условиях на образцах из органического стекла поделочного (ПММА) по схеме симметричного нормального разрыва тонкой балки (фиг. 1). В работе [9] дано описание уста-

новки и методики проведения экспериментов¹. Для построения профиля трещины использовалась интерференционная картина, получающаяся в отраженном свете, которая фотографировалась в процессе медленного стационарного роста трещины и затем расшифровывалась с фотопленки на компараторе ИЗА-2. Профиль трещины находился по известной формуле [20]

$$v = k\lambda / 4n \quad (2.1)$$

где v — полураскрытие трещины, k — порядковый номер интерференционной полосы, n — показатель преломления среды в трещине, λ — длина волны источника света (в качестве которого использовался лазер типа ЛГ-75), равная 6328 Å. Типичная интерференционная картина при скорости трещины $u = 4.5 \cdot 10^{-5}$ см/сек приведена на фиг. 2 (а — нагруженное состояние, б — разгруженное). Стрелками показана граница трещины серебра.



Фиг. 2

В данной работе на участке, отождествляемом с трещиной серебра, принималось постоянное значение $n = 1.32$ и профиль вычислялся по формуле (2.1), а за этим участком принималось $n = 1$ и профиль вычислялся согласно формуле

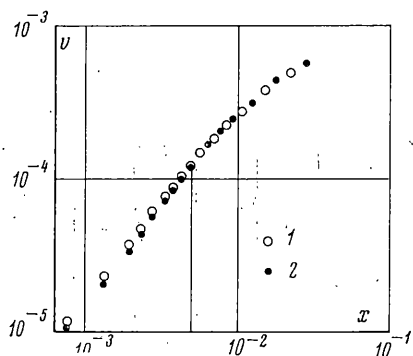
$$v = v_1 + k_1 / k\lambda \quad (2.2)$$

где v_1 — полураскрытие на границе участка, k_1 — порядковый номер интерференционной полосы за границей участка. Чтобы оценить влияние изменения n на участке трещины серебра, один из профилей был построен двумя способами: 1) как указано выше, 2) с n , изменяющимся на участке трещины серебра по закону $n = n_1 - 0.05k$, где n_1 — показатель преломления ПММА в исходном состоянии ($n_1 = 1.49$), k — порядковый номер полосы (всего в рассматриваемом случае в напряженном состоянии на участке трещины серебра было девять полос). При этом вычисления велись по

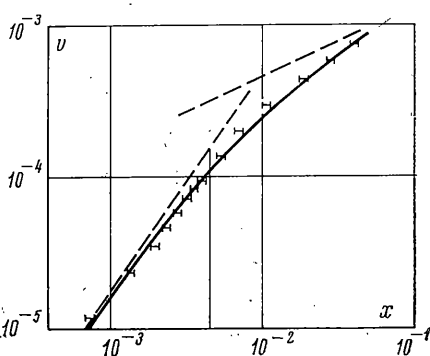
¹ В [9] на рис. 3 под h следует понимать полное раскрытие, а не полураскрытие.

формулам (2.1) и (2.2), с использованием указанной зависимости $n(k)$. Результаты представлены на фиг. 3, из которой видно, что различие можно в первом приближении не принимать во внимание ($1-n=1.32$; $2-n=-n_1-0.05k$, вертикальная прямая соответствует границе трещины серебра, v, x в см).

Измерения профиля трещины были проведены в интервале скоростей роста трещины u : $10^{-6} \leq u \leq 10^{-2}$ см/сек.



Фиг. 3



Фиг. 4

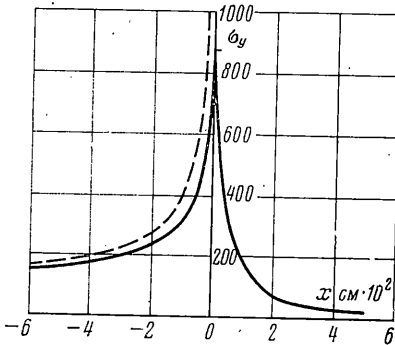
Чтобы сократить время проведения экспериментов при низких скоростях нагружения, до начала роста трещины нагружение производилось на более высоких скоростях, а затем скорость понижалась. Измерения проводились после того, как скорость фронта трещины (определявшаяся по визуальным замерам положения фронта трещины в последующие моменты времени) стабилизировалась.

В качестве типичного примера на фиг. 4 (v, x в см) приведены результаты измерения профиля для $u=3 \cdot 10^{-4}$ см/сек. Здесь горизонтальные отрезки показывают пределы, в которых лежат экспериментальные точки для различных длин трещины ($6 \leq l \leq 10$ см). Таким образом форма концевой области трещины не зависит от длины трещины, т. е. имеет место автономность. Аналогичный факт отмечался в [2], где указывается, что интерференционная картина впереди растущей трещины разрыва перемещается не видоизменяясь. Сплошной линией на фиг. 4 показана аппроксимация наблюдаемого профиля интерполяционной формулой (1.1), где параметры A и B определялись из условия согласования. Видно, что такой двухпараметрической формулы вполне достаточно для целей аппроксимации; штриховыми линиями показаны асимптотики (1.2), вертикальная прямая соответствует границе трещины серебра. Характер результатов для других скоростей роста трещины совершенно аналогичен представленному на фиг. 4. Значения параметров A и B , отвечающие ряду значений u , и расстояния d от конца трещины до границы трещины серебра, приведены ниже.

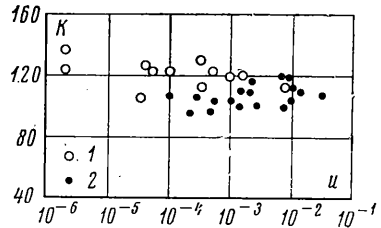
u , см/сек	A , см ^{-1/2}	B , см ⁻¹	d , мкм
$7.5 \cdot 10^{-3}$	0.854	203	40
$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.601	135	40
$3.0 \cdot 10^{-4}$	0.570	122	50
$4.5 \cdot 10^{-5}$	0.473	101	60
$2.0 \cdot 10^{-5}$	0.331	63.5	75

Напряженно-деформированное состояние и модуль сцепления вычисляются по известным A и B с использованием формул п. 1, где модуль Юнга $E=3 \cdot 10^4$ кг/см² (измерялся на образцах-лопаточках; изготовленных из

того же материала, что и образцы для измерения профиля трещины) и $\nu=0.34$ [22]. На фиг. 5 представлен для типичного примера фиг. 4 график распределения напряжений σ_y по оси трещины, вычисленный по формулам (1.7) (σ_y в $\text{кг}/\text{см}^2$, x в см). Штриховая линия соответствует зависимости (1.8). Обращает на себя внимание тот факт, что граница трещины серебра ($x=50 \text{ мкм}$), с которой связывают место разрушения материала «серебра», находится в области, где напряжения имеют еще заметную величину.



Фиг. 5



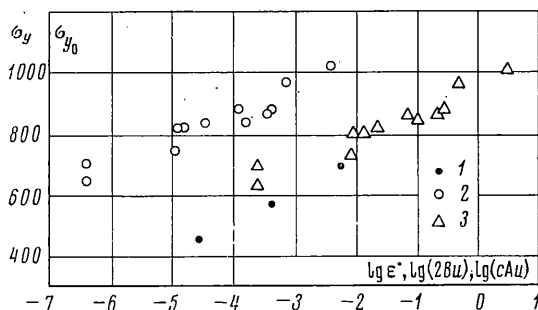
Фиг. 6

Модуль сцепления, определенный при помощи (1.4), по данным замера профиля трещины можно сопоставить с результатами его макроскопического определения по замерам длины трещины и действующих нагрузок. Результаты последнего типа суммированы в [23] и в более полном виде с учетом последних работ — в [24]. Все данные, полученные в условиях, близких к плоской деформации [23], [24] (рис. 1), в достаточной мере согласуются между собой (в особенности в области не слишком больших скоростей) и указывают на возрастающий характер зависимости $K(u)$. Это возрастание, однако, становится существенным лишь при $u \geq 10^{-1} \text{ см/сек}$. В интервале $10^{-4} \leq u \leq 10^{-1} \text{ см/сек}$ модуль сцепления остается практически постоянным. На фиг. 6 представлена зависимость $K(u)$ (K в $\text{кг}/\text{см}^{3/2}$, u в см/сек), найденная по данным замера профиля трещины (формула (1.4)) — 1 и по данным замера длины трещины и действующих нагрузок — 2 [23]. Видно, что имеется хорошее соответствие результатов, полученных по микро- и макроизмерениям.

3. Проанализируем на основе полученных результатов механизм роста трещины. Согласно существующим представлениям в вершине трещины нормального отрыва происходит процесс вытяжки и упрочнения, аналогичный наблюдаемому макроскопически при растяжении гладких образцов. В таком случае напряжение σ_{y0} , выражаемое формулой (1.9), в вершине трещины должно соответствовать пределу вынужденной эластичности (или пределу текучести) σ_y при одноосном растяжении гладких образцов (подобное предположение принималось и в [13]). Этот предел зависит от скорости деформации $\dot{\epsilon}$. Результаты его измерения для ПММА (серийного заводского листового) при комнатных условиях согласно данным работы [25] представлены в полулогарифмических координатах на фиг. 7 — 1 (σ_y в $\text{кг}/\text{см}^2$, $\dot{\epsilon}$ 1/сек).

С другой стороны, зависимость σ_{y0} от скорости деформации $\dot{\epsilon}_{y0}$ в вершине трещины может быть, как видно из (1.9) и (1.10), найдена, если известна толщина разрушаемого слоя $2h$. Зависимость σ_{y0} от $\lg(cAu)$ (см. формулу (1.10), величина под логарифмом здесь выражается

в $см^{1/2}/сек$, σ_{y0} в $кг/см^2$) с использованием данных для A, B, u и значений $E=3 \cdot 10^4 кг/см^2$, $\nu=0.34$ также представлена на фиг. 7—2. Видно, что обе зависимости изображаются прямыми с одинаковыми наклонами, т. е. эти прямые могут быть совмещены посредством горизонтального сдвига. Это означает, что зависимость 1, полученная в [25], может быть отождествлена с зависимостью σ_{y0} от ϵ_{y0} при надлежащем выборе h . При этом из фиг. 7 с учетом (1.10) находим $1/2 \lg h \approx -(2.5-3)$, т. е. $2h=(200-2000) \text{ \AA}$.



Фиг. 7

Величина $2h$ должна определяться характерным структурным масштабом материала. Представления о структурной организации аморфных полимеров подытожены в [26]. Основным структурным образованием в аморфных полимерах являются пачки, размер которых около 100 \AA . Согласно модели, рассмотренной в [26], пачки, перемежаемые аморфными прослойками, объединены в плотно прилегающие друг к другу, переплетающиеся фибриллы.

Можно полагать, с этой точки зрения, имея в виду полученную оценку для $2h$, что в конце трещины происходят разрывы фибрилл на участках, определяемых несколькими размерами пачки. В пользу определяющей роли именно этого структурного размера для разрушения говорит также и то, что в бугорчатых областях на поверхностях усталостного разрушения ПММА диаметры бугорков по данным электронномикроскопических измерений составляют $1000-2000 \text{ \AA}$ [27], и средний размер микротрещин, накапливающихся под статической нагрузкой в ПММА, составляет в предразрывном состоянии 1700 \AA [28]. Эти оценки структурного размера и размера слоя материала, преобразуемого в трещине, находятся в разумном соответствии с толщиной преобразованного слоя материала, измеренной на поверхности разрушения. Согласно ([3], стр. 17) эта толщина зависит от скорости роста трещины и при крайне малых скоростях составляет в ПММА 6800 \AA .

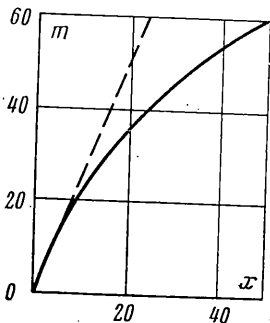
Вследствие пространственного стеснения при вытяжке материал трещины серебра сильно пористый [5, 29]. Благодаря этому компонента напряжений σ_x внутри трещины, по-видимому, мала, что должно оправдывать сопоставление σ_{y0} с пределом вынужденной эластичности при одноосном растяжении.

Возникновение и развитие пористости в материале трещины серебра должно приводить к падению напряжений за фронтом трещины. Если все это падение связано с накоплением пор, т. е. среднее напряжение между порами не зависит от x , то доля площади, занятая порами, которую обозначим через m , будет равна

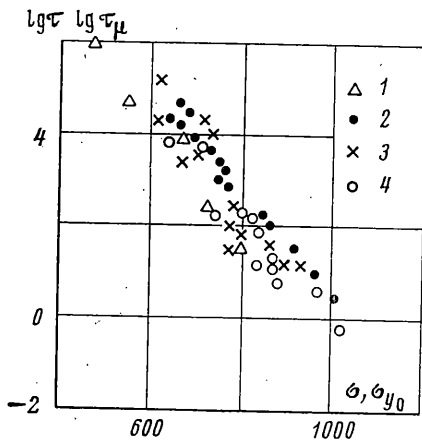
$$m=1 - \frac{\sigma_y}{\sigma_{y0}} = \frac{Bx(2+Bx)}{(1+Bx)^2} \quad (3.1)$$

Здесь использованы формулы (1.7), (1.9). На фиг. 8 показано изменение пористости материала трещины серебра в зависимости от расстояния от вершины трещины, вычисленное согласно (3.1) для $u=3 \cdot 10^{-4}$ см/сек (m в %, x в мкм).

Видно, что рост пористости по длине замедляется, однако примерно до $m=30\%$ изменение пористости близко к линейному; штрихами показана зависимость, соответствующая касательной к (3.1) при $x=0$;



Фиг. 8



Фиг. 9

$m=2Bx$. Если считать, что скорость накопления пор (при данных температуре и среде) определяется напряжением в материале вокруг пор, то при стационарном росте трещины именно такая зависимость и должна наблюдаться, по крайней мере, в начале, пока напряжение между порами можно считать постоянным. Скорость накопления пор $dm/dt=(\partial m/\partial x)u$, равная на участке линейного роста $2Bu$, должна в таком случае возрастать с ростом σ_{y0} . Это действительно имеет место, как видно из зависимости σ_{y0} от $\lg(2Bu)$, приведенной на фиг. 7 — 3, откуда следует, что скорости достижения начала вытяжки и накопления пор близки между собой (величина под логарифмом выражается в 1/сек).

Возрастание скорости накопления пор с ростом σ_{y0} или ростом скорости трещины должно приводить и приводит, как видно из приведенных выше данных, к сокращению характерного размера концевой области трещины, определяемой величиной B^{-1} . Вместе с тем, повышается и уровень напряжений в концевой области. В результате наблюдается практическая независимость K от u (фиг. 5). Вследствие этого следует ожидать, что наблюдаемый для ПММА при испытании гладких образцов, разрушающихся квазихрупко, выраженный эффект долговечности в основном связан (если исключить весьма малые долговечности, в которые может давать вклад возрастающий характер зависимости $K(u)$ в области больших скоростей и динамические эффекты) с этапом формирования трещины на микроконцентраторах напряжений, а не распространения трещины.

Время формирования трещины определяется временем до начала текучести $\epsilon^{-1}=h^{1/2}(cAu)^{-1}$ и временем накопления пор $(2Bu)^{-1}$, причем ввиду их резкой зависимости от напряжения долговечность гладких образцов должна определяться наибольшим растягивающим напряжением. Первое время оказалось возможным совместить с макроскопическим ϵ^{-1} посредством выбора свободного параметра h , характеризующего полутолщину разрушаемого слоя перед концом трещины. Второе, определяемое незави-

метров, оказалось близким к тому же макроскопическому времени ε^{-1} . Поэтому и долговечность макроскопических образцов должна быть близка к макроскопическому ε^{-1} при одном и том же приложенном напряжении σ . Это действительно и наблюдается, если сравнить соответствующие данные из [25] и [30, 31].

Учитывая последовательное протекание процессов вытяжки и накопления пор, имеет смысл сравнивать с зависимостью долговечности макроскопических гладких образцов τ от приложенного напряжения σ зависимость суммарного времени $\tau_{\Sigma} = \varepsilon^{-1} + (2\bar{B}v)^{-1}$ от напряжения σ_{y0} в вершине трещины. Согласно изложенному эти макроскопическая и микроскопическая зависимости должны быть близки одна к другой. Результат сопоставления $\tau(\sigma)$ (1 — [30], 2 — [31]: растяжение; 3 — [31]: кручение) и $\tau_{\Sigma}(\sigma_{y0})$ — 4, показывающий, что такая близость действительно имеет место, представлен на фиг. 9 (τ и τ_{Σ} в сек, σ , σ_{y0} в кг/см²)

В данной работе представлены результаты, относящиеся лишь к комнатной температуре. Анализ температурной зависимости рассмотренных процессов должен дать дополнительные сведения. В частности, производная зависящей от напряжения (а для долговечности также от температуры) энергии активации по напряжению, характеризующая с точностью до коэффициента концентрации напряжений флуктуационный объем, составляет как для долговечности [30, 31], так и для процесса вытяжки [25], около 10^{-21} см³. Таким образом, характерный размер флуктуационного объема составляет примерно 10 Å (с той же точностью).

Если определяющим процессом является процесс зарождения (начало текучести) и развития пор, то этот размер должен быть сопоставим с размером зародышевых пор, что в действительности, по-видимому, имеет место. В [29] на основе электронномикроскопического изучения распределения пор по размерам в материале трещин серебра (в поликарбонате) указывается, что максимум кривой распределения пор по размерам, если он существует, лежит близко или несколько ниже разрешающей способности микроскопа ~20 Å. Эти зародышевые поры затем разрастаются до размера 100 Å (сопоставимо с размером пачки) и, сливаясь, образуют агрегаты около 1000 Å, что уже сопоставимо с размерами микроразрушений как при циклическом, так и при статическом нагружении. Размеры областей зарождения пор сравнимы с размерами мономерных единиц и располагаются, по-видимому, в дефектных местах структуры пачек и на границах между пачками. Энергия активации здесь оказывается сниженной благодаря упругой энергии искажений. Возможно с изменениями последней при изменении температуры связана имеющая место [30, 31] температурная зависимость энергии активации для разрушения.

Дальнейшее углубление исследований о механизме вынужденно-эластической деформации и разрушения требует более детального изучения явления зарождения и роста пор, а также надмолекулярной пачечной структуры стеклообразных полимеров.

Авторы благодарят В. М. Ентова и Н. П. Новикова за ценные советы, сделанные при обсуждении работы.

Поступила 30 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Бессонов М. И., Кувшинский Е. В. Трещины в прозрачных пластмассах, их рост и строение. Физика твердого тела, 1959, т. 1, вып. 9.
2. Бессонов М. И., Кувшинский Е. В. Об особенностях развития трещин разрушения в твердых полимерах. Физика твердого тела, 1961, т. 3, вып. 2.
3. Kamboor R. P. Mechanism of fracture in glassy polymers (II, III). J. Polymer Sci., 1966, pt A-2, vol. 4; No. 1, p. 17—24; No. 3, p. 349—358.
4. Берри Д. Хрупкость твердых полимеров. В кн. Разрушение твердых полимеров. М., «Химия», 1971.
5. Kamboor R. P. Die Rolle des «Crazing» beim Bruchmechanismus von glassartigen Polymeren. Werkstoffe und Korrosion, 1967, Bd 98, H5.
6. Kamboor R. P. Stress-strain behavior of the craze. Polymer Engng and Sci, 1968, vol. 8, No. 4. (Рус. перев.: Механика. Сб. перев., 1970, № 2.)
7. Баргенов Г. М., Зуев Ю. С. Прочность и разрушение высокоэластичных материалов. М., «Химия», 1964.
8. Уорд И. Механические свойства твердых полимеров. М., «Химия», 1975.

9. Козырев Ю. И. Применение лазера для определения профиля концевой области трещины в прозрачных материалах. Заводск. лаборатория, 1973, № 8.
10. Бунцевич И. Л., Марин О. Е., Пилипчук Н. Ф., Упадышев В. А. Профиль лазерной трещины в полиметилметакрилате. Механика полимеров, 1973, № 5.
11. Knight A. C. Stress crazing of transparent plastics. Computed stresses at a nonvoid craze mark. J. Polymer Sci., 1965, pt A-3, vol. 3, No. 5.
12. Салганик Р. Л. Модель трещиноподобной волны неупругого деформирования в твердом теле (трещина серебра). Изв. АН СССР. МТТ, 1970, № 1.
13. Marshall G. P., Culver L. E., Williams J. G. Craze growth in polymethylmethacrylate: a fracture mechanics approach. Proc. Roy. Soc. London. Ser. A, 1970, vol. 319, No. 1537.
14. Williams J. G., Marshall G. P. Environmental crack and craze growth phenomena in polymers. Proc. Roy. Soc., London, Ser. A, 1974, vol. 342, No. 1628.
15. Баренблатт Г. И. Математическая теория равновесных трещин, образующихся при хрупком разрушении. ПМТФ, 1961, № 4.
16. Баренблатт Г. И., Христианович С. А. О модуле сцепления в теории трещин. Инж. ж. МТТ, 1968, № 2.
17. Енгов В. М., Салганик Р. Л. К модели хрупкого разрушения Прандтля. Инж. ж. МТТ, 1968, № 6.
18. Салганик Р. Л. Временные эффекты при хрупком разрушении. Проблемы прочности, 1971, № 2.
19. Мухелишвили Н. И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. Изд. 5. М., «Наука», 1966.
20. Зисман Г. А., Годес О. М. Курс общей физики, т. 3. М., «Наука», 1965.
21. Чайлдс У. Физические постоянные. М., Физматгиз, 1962.
22. Whitney W., Andrews R. D. Yielding of glassy polymers: volume effects. J. Polymer Sci., 1967, pt. C, No. 16.
23. Вавакин А. С., Салганик Р. Л. Исследование трещиностойкости органического стекла. Изв. АН СССР. МТТ, 1971, № 4.
24. Алешин В. И., Кувшинский Е. В. Материальные соотношения, контролирующие медленный рост трещин в стеклообразном полиметилметакрилате. Физика твердого тела, 1975, т. 17, вып. 3.
25. Лазуркин Ю. С., Фогельсон Р. Л. О природе больших деформаций высокомолекулярных веществ в стеклообразном состоянии. Ж. техн. физ., 1951, т. 21, вып. 3.
26. Аржаков С. А., Бакеев Н. Ф., Кабанов В. А. Надмолекулярная структура аморфных полимеров. Высокомолекулярные соединения, Сер. А, 1973, т. 15, № 5.
27. Feltner C. E. Cycle — dependent fracture of polymethylmethacrylate. J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, No. 9.
28. Журков С. Н., Куксенко В. С. Микромеханика разрушения полимеров. Механика полимеров, 1974, № 5.
29. Kamboor R. P. Structure and properties of craze in polycarbonate and other glassy polymers. Polymers, 1964, vol. 5, No. 3.
30. Сошко А. И., Хомицкий Ю. Н., Тынный А. Н. К вопросу о временной и температурной зависимости прочности полиметилметакрилата. Физ.-хим. механика материалов, 1967, № 1.
31. Песчанская Н. Н., Степанов В. Д. Долговечность полимеров при растяжении и кручении. Механика полимеров, 1974, № 6.