

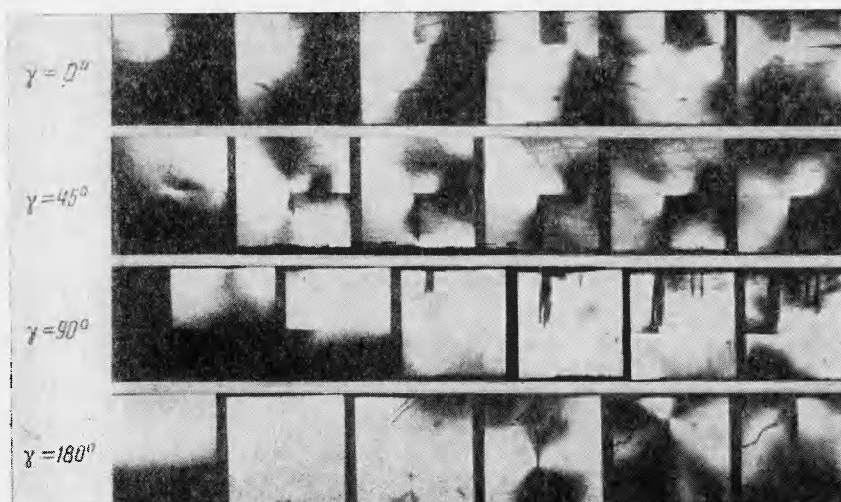
УДК 539.3; 534.231.1

ВЛИЯНИЕ УПРУГОЙ АНИЗОТРОПИИ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
НАПРЯЖЕНИЙ В ВЕРШИНЕ ТРЕЩИНЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ
НА НЕЕ УПРУГИХ ВОЛН

И. С. Гузь

(Новокузнецк)

В работе методом динамической фотоупругости исследуется влияние упругой анизотропии на распределение напряжений в окрестности стационарной трещины при воздействии волн напряжений. Показано, что в кристаллах фтористого лития формирование напряженного состояния не отличается существенно от возникающего в изотропной среде. В результате исследования дислокационной структуры в вершине трещины до и после нагружения установлено, что пластическая деформация в ее устье развивается путем скольжения.



Фиг. 1

При динамическом нагружении траектория развития трещин определяется напряженным состоянием, возникающим в их вершинах в результате воздействия волн напряжений. Изучению распределения напряжений в окрестности вершины трещины в однородном изотропном материале — плексигласе — посвящены работы [1-4]. Поскольку большинство материалов имеют сложное структурное строение, теоретический и практический интерес представляют исследования формирования напряженного состояния и развития трещин в анизотропных средах. Процесс разрушения таких материалов не может быть осознан без изучения развития трещин в монокристалле, т. е. когда разрушение происходит в пределах одного зерна.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению этих вопросов. Исследования проводились на образцах из фтористого лития, которые выкалывались по плоскостям спайности {100} с размерами $100 \times 50 \times 5$ мм³. Трещины зарождались легким ударом ножа в направлении [100]. Для остановки ее в определенной зоне эта часть образца предварительно сжималась. Подготовленные образцы нагружались с помощью микровзрыва длительностью 17—20 мксек. Возбуждаемая волна напряжений посылалась на вершину трещины под углами 0, 45, 90, 135 и 180°.

Съемка процесса дифракции производилась со скоростью $2.5 \cdot 10^6$ кадр, сек в поляризованном свете. На кинограммах фиг. 1 показано взаимодействие волны напряжений с трещиной при различной ориентации последней относительно направления распространения волны; γ — угол падения волны к плоскости трещины. При дифракции волны на трещине в ее окрестности возникает динамическое поле напряжений, способное при определенных условиях стимулировать рост трещины. Развитие трещины под дей-

ствием волны происходит по плоскостям спаянности. Это объясняется, с одной стороны, тем, что в данных плоскостях разрушение происходит при минимальных энергетических затратах, с другой, как будет показано ниже, для некоторых углов падения волны напряженное состояние, возникающее при дифракции, таково, что способствует развитию трещины лишь в этом направлении.

При распространении волны по одному из берегов трещины, т. е. когда угол падения равен нулю, новая трещина растет в теневую область под углом 90° к исходной. Эти результаты совпадают с данными, полученными в работе [1] на изотропном материале. Однако наблюдаемые фотоупругие картины распределения напряжений сравнивать нельзя, поскольку в анизотропной среде оси оптического эллипсоида и эллипсоида напряжений не совпадают, поэтому линии равных интенсивностей, соответствующие одинаковым разностям хода лучей, не соответствуют линиям равных максимальных касательных напряжений, как в случае изотропной среды.

Для нахождения распределения максимальных касательных напряжений необходимо сделать переход от наблюдаемого распределения интенсивностей к величинам напряжений. Такой переход можно сделать, используя результаты работ [5, 6]. Согласно [5] разность хода лучей определяется следующим образом:

$$(1) \quad \delta = d_0 (B_1 - B_2) (\sigma_x^* - \sigma_y^*)$$

где σ_x^* , σ_y^* — усредненные по толщине образца нормальные напряжения, которые приложены к площадкам, перпендикулярным осям оптического эллипсоида; d_0 — толщина образца

$$(2) \quad \delta_x^* - \sigma_y^* = (\sigma_1 - \sigma_2) \cos 2\alpha$$

Интенсивность света, пройденного через круговой поляризатор, определяется по формуле [6]

$$(3) \quad J = J_{\max} \sin^2 \alpha^*/2$$

$$(4) \quad \alpha^*/2\pi = \delta/\lambda$$

Используя формулы (1)–(4), можно выразить τ_{\max} следующим образом:

$$(5) \quad \tau_{\max} = \frac{\lambda}{2\pi d_0 (B_1 - B_2) \cos 2\alpha} \arcsin \sqrt{\frac{J^* - J_0^*}{J_{\max}^*}}$$

$$(6) \quad (B_1 - B_2) \cos 2\alpha = \frac{AB (B \cos^2 2\beta + A \sin^2 2\beta)}{B^2 \cos^2 2\beta + A^2 \sin^2 2\beta}$$

где β — угол между направлением [100] и главной осью оптического эллипсоида J^* — почернение на пленке, J_0^* — почернение фона пленки, J_{\max}^* — максимальное почернение пленки при параллельных поляризаторах за вычетом J_0^* .

Значения необходимых констант заимствованы из работы [5], где они были получены при статических испытаниях этого материала. Правомочность такого подхода объясняется тем, что в данной работе исследуется характер распределения напряжений в устье трещины, а не абсолютные их значения.

Зная d_0 , J^* , J_0^* , J_{\max}^* и β , можно количественно определить τ_{\max} в любой точке исследуемого поля. Интенсивность почернения пленки измерялась с помощью микрофотометра МФ-2. Положение изоклины определялось экспериментально скоростной киносъемкой в плоском полярикопе. Исследования показали, что при дифракции волны на трещине напряженное состояние в ее окрестности изменяется лишь по величине, в результате положение изоклины во времени не изменяется. Это можно показать и аналитически. В работе [4] приведены выражения для σ_x , σ_y и τ_{xy} в случае еди-

J	θ°								
	0	22.5	45	60	90	120	135	157.5	180
150	2.8	2.3	1.0	0.8	0.7	0.8	1.7	3.0	3.3
130	—	4.5	1.7	1.4	1.5	1.6	3.0	4.0	4.5
100	—	—	2.7	1.8	1.9	2.6	5.0	—	—
80	—	—	4.4	3.1	3.4	5.0	6.3	—	—
60	—	—	—	5.2	7.0	8.4	—	—	—

ничного воздействия. В этом случае β — параметр изоклины — определяется по формуле

$$\beta = \arctg 2\tau_{xy} / (\sigma_x - \sigma_y)$$

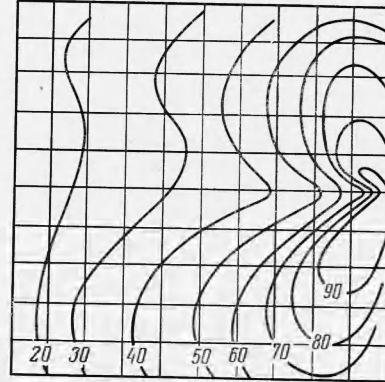
Для произвольной нагрузки

$$\sigma^A = A\sigma^1, \quad \beta^A = \arctg 2\tau_{xy} / (\sigma_x^A - \sigma_y^A) = \beta$$

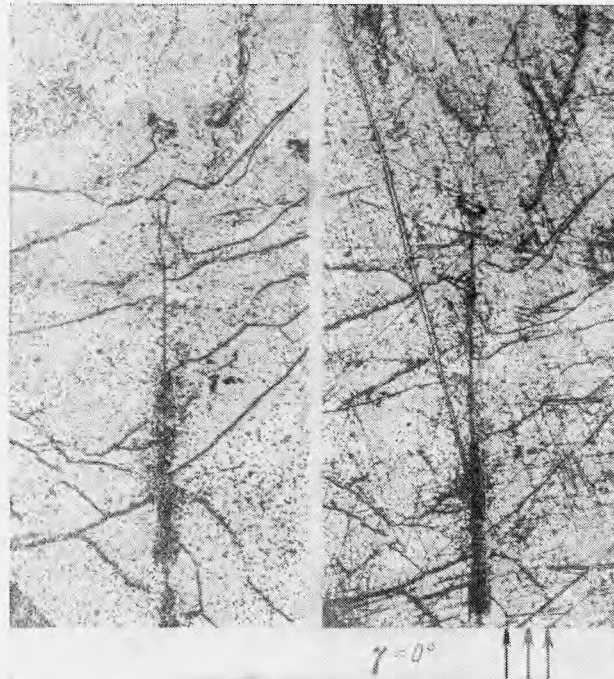
Результаты фотометрирования кинограммы для случая распространения волны по одному из берегов трещины $\gamma = 0$ приведены в таблице.

В таблице приведены расстояния в миллиметрах от вершины трещины до линий с равной интенсивностью для различных углов θ (θ — угол между плоскостью трещины и выбранным направлением).

Используя результаты по определению положения изоклин при различных углах поляризатора и анализатора, построено распределение максимальных касательных напряжений в вершине трещины. На фиг. 2 приведено распределение максимальных касательных напряжений для случая $\gamma = 0$, видно, что градиент скалывающих напряжений направлен по нормали к плоскости трещины. В этом же направлении происходит развитие трещины. Сопоставляя полученные результаты с данными работы [1], можно сделать вывод о том, что в анизотропном материале LiF распределение напряжений в вершине стационарной трещины при воздействии волн напряжений не отличается от распределения их в изотропной среде. Это подтверждается и при углах падения волны 90, 135 и 180°. Картина распределения касательных напряжений показывает, что изохромы представляют собой практически полуокружности, центры которых расположены на ли-



Фиг. 2



Фиг. 3

нии трещины, а изоклины — радиальные линии, сходящиеся в вершине трещины. Впереди нейтральной плоскости (плоскости градиента касательных напряжений) образуется область сжимающих, а позади — область растягивающих напряжений.

Увеличение угла падения волны сопровождается уменьшением концентрации напряжений в вершине трещины. В зависимости от угла атаки коэффициент концентрации изменяется от 1 до 3. Это означает, что ответственной за формирование напряженного состояния является деформация, направленная вдоль трещины. При возрастании угла падения волны компонента деформации вдоль трещины уменьшается, в результате уменьшается напряженное состояние в вершине трещины.

Аналогичная поляризационно-оптическая картина формируется при приложении вдоль края пластины сосредоточенной статической нагрузки [7]. Если воспользоваться результатами [7], нетрудно определить σ_r и найти приближенно распределение σ_x , σ_y и τ_{xy} в вершине трещины.

Значительный интерес представляет рассмотрение изменения дислокационной структуры в вершине трещины при воздействии волны. Для этого одна из партий образцов подвергалась отжигу при температуре 740°C в течение 24 часов с последующим медленным охлаждением со скоростью 5 град/час . Затем, используя метод избирательного травления, производилось исследование дислокационной структуры в вершине трещины до и после нагружения. На фиг. 3 показано изменение дислокационной структуры: общее увеличение плотности дислокаций по образцу от $3.18 \cdot 10^4$ до $4.55 \cdot 10^4\text{ см}^2$. При этом проявляется некоторая особенность: в направлении градиента касательных напряжений происходит образование полос скольжения, которые распространяются на расстояние до 1 мк . Это указывает на то, что в данном случае направление пластической деформации кристалла происходит путем скольжения.

Исследования дислокационной структуры свидетельствуют также о том, что в условиях динамического нагружения пластическая деформация, предшествующая разрушению, локализована в малом объеме. Если учесть, что подрастание трещины происходит при незначительной интенсивности волны, когда трещина не может развить большую скорость роста, то локализацию пластической деформации можно объяснить лишь видом нагружения.

Поступила 22 I 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Гузь И. С., Финкель В. М., Червов Г. А. Некоторые результаты исследования взаимодействия рэлеевских импульсов с краевыми трещинами. ПМТФ, 1972, № 6.
2. Финкель В. М., Гузь И. С. Управление трещинами с помощью упругих волн. Докл. АН СССР, 1972, т. 204, № 5, стр. 1100—1103.
3. Володарская Ш. Г., Гузь И. С., Куткин И. А., Финкель В. М. Исследование взаимодействия волны напряжений со стационарной макротрещиной в упруго-пластических и квазихрупких материалах. ПМТФ, 1971, № 3, стр. 100.
4. Филипов В. М. Некоторые задачи дифракции упругих волн. ПММ, 1956, т. 20, № 6, стр. 688—703.
5. Краснов В. М., Степанов А. В. Исследования зародышей разрушения оптическим методом. ЖЭТФ, 1952, т. 23, вып. 2/8, стр. 199—211.
6. Дюрелли А., Райли Д. Введение в фотомеханику. М., «Мир», 1970.
7. Фрохт М. М. Фотоупругость, т. 2. М., Гостехиздат, 1950.