

УДК 539.3 : 534.231.1

**НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
РЭЛЕЕВСКИХ ИМПУЛЬСОВ С КРАЕВЫМИ ТРЕЩИНАМИ***И. С. Гузь, В. М. Финкель, Г. А. Червов**(Новокузнецк)*

В работе методом динамической фотоупругости изучено взаимодействие рэлеевского импульса со стационарными краевыми трещинами. Рассмотрены случаи, когда рэлеевские волны распространяются к вершине трещины по одному из берегов при различной ориентации трещин, и случай, когда рэлеевские волны одновременно стекают по обоим берегам трещины к ее вершине.

Рассчитывается распределение максимальных касательных напряжений в рэлеевском импульсе и сравнивается с экспериментально полученными.

Показано, что рэлеевские волны являются одним из источников снабжения энергией вершины трещины.

Ранее авторами было показано [1], что при динамическом нагружении воздействие волн напряжений на вершину стационарной трещины может вызвать ее движение, и было изучено формирование поля напряжений в вершине трещины при взаимодействии ее с продольной волной.

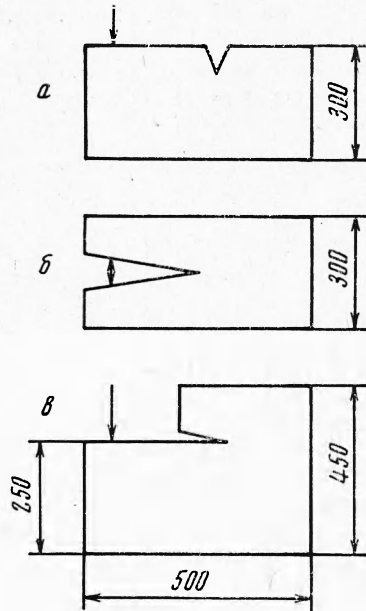
Целью данной работы является исследование влияния на поведение трещины рэлеевских волн, которые могут возбуждаться при импульсивном нагружении на свободных поверхностях и берегах трещины.

На основе теоретических представлений о возбуждении рэлеевских волн от сосредоточенного взрыва [2] с учетом геометрии образца и длительности нагрузки был разработан метод, позволивший возбудить и зарегистрировать исследуемые рэлеевские волны. Исследования производились методом динамической фотоупругости на образцах трех типов из плексигласа, форма и размеры которых показаны на фиг. 1 (стрелками указано место приложения импульсной нагрузки). Различия в форме объясняются необходимостью ориентации трещины относительно направления распространения волны. Трещины зарождались легким ударом ножа в вершине надреза.

Для снятия внутренних напряжений образцы отжигались в течение пяти суток при температуре 120°С с последующим медленным охлаждением со скоростью 5° в час. Рэлеевские волны возбуждались под действием взрыва микрочаряда азида свинца на торец образца. Микрочаряд устанавливался на расстоянии 140 мм от вершины трещины и противоположного края образца на полированную поверхность, являющуюся продолжением одного из берегов трещины. Расстояние выбиралось из условия, что к моменту выхода рэлеевской волны на вершину трещины произойдет полное ее разделение с продольной и поперечной волнами, а отраженные волны не придут в исследуемую область. Момент съемки синхронизировался с моментом выхода волны в исследуемую зону. В результате взрыва микрочаряда в образце возникают продольные, поперечные и рэлеевские волны. Продольные волны возбуждаются в результате радиальных перемещений в месте приложения нагрузки и имеют равномерное распределение. Картины полос интерференции, соответствующие этим волнам, близки к концентрическим окружностям с центром в точке приложения нагрузки.

Поперечные волны возбуждаются перемещениями в окружном направлении и распространяются неравномерно. Наибольшее касательное на-

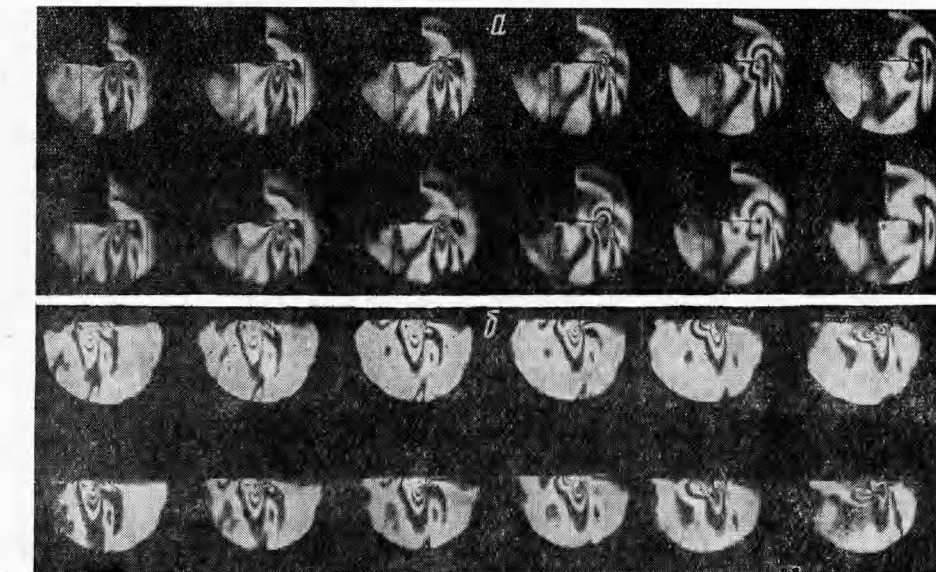
пряжение, соответствующее поперечной волне, обращается в нуль на оси симметрии образца и его свободных контурах. Распределение касательных напряжений между минимумами зависит от углового положения и имеет достаточно сложную картину.



Фиг. 1

Волны Рэлея распространяются по поверхности, проникая внутрь тела лишь на небольшую глубину. В исследуемом материале скорость продольных волн составляла 2300—2400 м/сек, поперечных — 1300 м/сек, коэффициент Пуассона — 0,31, скорость рэлеевских волн должна составлять ~ 1200 м/сек.

Проведенные эксперименты показали, что при импульсной нагрузке в образце распространяются упругие возмущения со скоростью рэлеевских волн 1190—1200 м/сек. Кинограммы регистрируемых возмущений, полученные при скорости съемки 480 000 кадр./сек, приведены на фиг. 2 (а — трещина ориентирована вдоль распространения волны, б — по нормали к полупространству). Их изучение показывает, что при движении волны вдоль полупространства (поле съемки 90 мм) изменений в распределении и величине напряжений практически не происходит, т. е. на таких расстояниях затухание сказывается весьма слабо. Максимальная деформация распространяющихся возмущений сосредоточена в приповерхностном слое, впереди и позади основного возмущения существуют розетки локальной концентрации напряжений, сосредоточенные в непосредствен-



Фиг. 2

ной близости к поверхности полупространства. По-видимому, такое распределение напряжений обусловлено неоднородностью исследуемых волн.

Чтобы доказать, что регистрируемые импульсы имеют рэлеевскую природу, производилась ориентировочная оценка изменения максимальных касательных напряжений с глубиной в основном возмущении для импульсов различной интенсивности. Полученные результаты представлены на фиг. 3, где кривые 1, 2, 4 построены по результатам экспериментов, кривая 3 — по результатам расчета. Значения максимальных касательных напряжений определялись так:

$$\tau_* = \frac{\tau_0^{1.0n}}{l} \quad (1)$$

где $\tau_0^{1.0}$ — цена полосы материала, равная $\lambda/2$ с, полученная для модели толщиной 1 см при динамическом нагружении, λ — длина волны, c — фотоупругая константа материала, l — толщина образца, n — порядок полосы.

Результаты свидетельствуют, что максимальное напряжение в основном возмущении сосредоточено на глубине 4–5 мм. Расчетное значение затухания в рэлеевском импульсе с глубиной показано на фиг. 3 (кривая 3). Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов указывает на наличие корреляции между ними. Это свидетельствует о том, что регистрируемые импульсы являются рэлеевскими.

Далее необходимо было установить, является ли характерным регистрируемое распределение напряжений для рэлеевских импульсов. Для этого проводилось сравнение рассчитанного теоретически и полученного экспериментально поля напряжений. Расчет распределения максимальных касательных напряжений в рэлеевском импульсе производился по формуле

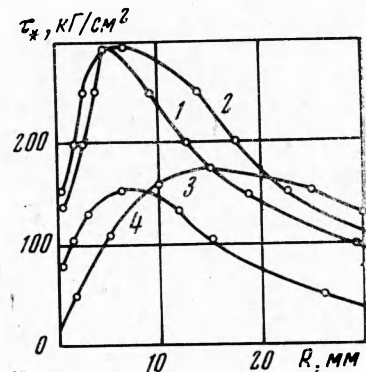
$$\tau_* = 1/2 \sqrt{(\sigma_x - \sigma_z)^2 + 4\tau_{xz}^2} \quad (2)$$

для нагрузки вида

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t > 0 \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon(t)$ — функция Хэвисайда, t — время; выражения для нормальных напряжений σ_x , σ_z и касательного напряжения τ_{xz} были заимствованы из работы [3]. Расчет производился для значений $c_R = 1200$ м/сек, $c_R/c_t = 0.9$, $c_t/c_l = 0.66$ (c_R , c_t — скорости рэлеевской и продольных волн соответственно).

Поскольку регистрируемое поле напряжений получено под действием нагрузки, отличной от функции Хэвисайда, в дальнейших расчетах был сделан переход к действительной форме нагрузки. Для этого производилась запись формы рэлеевского импульса и все дальнейшие вычисления велись, исходя из реальной формы нагрузки, тогда выражение для максимального касательного напряжения имело вид [3]



Фиг. 3

$$\tau_f = 2 \left\{ \frac{1}{T_1 T_2} \tau_\varepsilon^\circ(t) - \frac{1}{T_1(T_2 - T_1)} \tau_\varepsilon^\circ(t - T_1) + \frac{T_3(T_4 - T_2) - T_2(T_4 - T_1)}{T_2(T_2 - T_1)(T_4 - T_2)(T_3 - T_2)} \tau_\varepsilon^\circ(t - T_2) + \frac{1}{(T_3 - T_2)(T_4 - T_3)} \tau_\varepsilon^\circ(t - T_3) - \frac{1}{(T_4 - T_2)(T_4 - T_3)} \tau_\varepsilon^\circ(t - T_4) \right\} \quad (4)$$

$$\tau_\varepsilon^\circ(x, z, t) = \int_0^t \int_0^\tau \tau_\varepsilon(x, z, u) du d\tau \quad (5)$$

где T_1, T_2, T_3, T_4 — параметры импульса. Для определения τ_f в точке полупространства с координатами x, z, t вначале необходимо определить $\sigma_{Rx}, \sigma_{zR}, \tau_{zx}$, затем по формуле (2) найти для этой точки τ_* , а по формуле (5) — τ_ε° , и только после этого рассчитывать τ_f . При вычислении

$$\tau_\varepsilon^\circ(x, z, t) = \int_0^t \int_0^\tau \tau_\varepsilon(x, z, u) du d\tau$$

был применен метод численного интегрирования по квадратурной формуле Чебышева [4]. Выражение, по которому велся расчет, имеет вид

$$\tau_\varepsilon^\circ = \frac{a^2}{2n} \sum_{i=1}^{i=7} [(\xi_i + 1) \sum_{ij=1}^{j=7} \tau_\varepsilon(t_{ij}')] + \frac{(b-a)^2}{2n^2} \sum_{i=1}^{i=7} [(\xi_j + 1) \sum_{ij=1}^{j=7} \tau_\varepsilon(t_{ij})] \quad (6)$$

$$t_{ij}' = \frac{1}{4} a (\xi_i + \xi_{ji} + 1) \quad (7)$$

$$t_{ij} = \frac{b}{4} \frac{a}{\xi_i + \xi_{ij} + \xi_j} + \frac{b}{4} \frac{3a}{4}$$

Вычисление поля напряжений проведено при следующих значениях:

$$b = 116.8 \text{ мксек}, a = 96.8 \text{ мксек}, c_R = 1200 \text{ м/сек}, n = 7, i = j = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \xi_1 = 0.883, \xi_2 = 0.529, \xi_3 = 0.324, \xi_4 = 0, \xi_5 = -0.324, \xi_6 = -0.529, \xi_7 = -0.883, v = c_R/c_t = 0.9, \gamma = c_t/c_l = 0.66$$

которые соответствуют экспериментальным условиям. По результатам расчета построено поле напряжений. На фиг. 4 показано распределение максимальных касательных напряжений (линии равных касательных напряжений, полученные по результатам расчета, даны сплошной линией). Сопоставление поля с кинограммами свидетельствует о корреляции между ними.

Исследовалось также взаимодействие рэлеевских импульсов со стационарной макротрещиной. Было рассмотрено три случая (фиг. 4):

- 1) направление трещины совпадает с направлением распространения волны;
- 2) направление движения волны перпендикулярно направлению трещины;
- 3) волна распространяется одновременно по обоим берегам трещины к ее вершине.

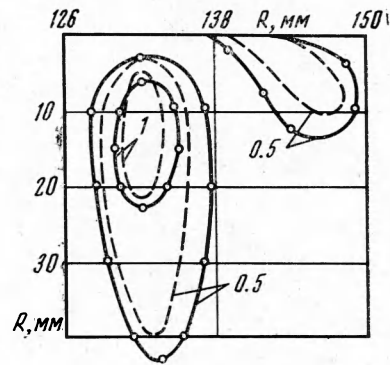
Анализ кинограмм свидетельствует, что при выходе рэлеевской волны на вершину трещины в ее окрестности формируется динамическое поле напряжений. Ориентация трещины относительно фронта волны существенно изменяет картину распределения напряжений, при этом изменяется и направление градиента касательных напряжений.

Следует отметить, что при ориентации трещины вдоль направления распространения волны (фиг. 2, а) максимальная концентрация напряжений

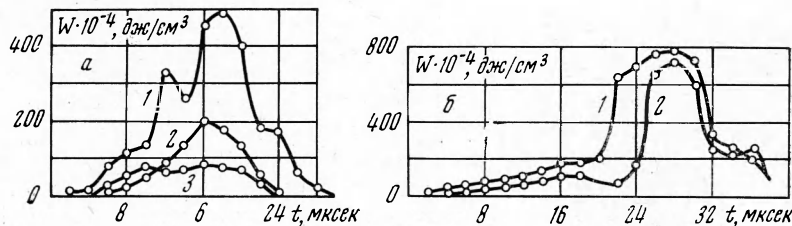
возникает, когда ее вершины достигает идущая впереди розетка напряжений. Приход основного возмущения особого вклада в изменение напряженного состояния не вносит. Изменение величины упругой энергии в вершине трещины в результате взаимодействия ее с рэлеевскими импульсами для этого случая показано на фиг. 5 (*а* — вдоль направления распределения волны, *б* — по нормали к полупространству). В случае отсутствия роста трещины по кривой изменения упругой энергии можно судить об изменении формы нагрузки.

Когда под действием динамического поля напряжений происходит рост трещины, то в момент старта наблюдается релаксация напряжений в вершине (фиг. 5, кривая 1). Темп роста трещины определяется запасом упругой энергии в ее вершине. В проведенных экспериментах скорость трещины колебалась от 400 до 800 м/сек.

При ориентации трещины по нормали к движению волны максимальная концентрация напряжений наблюдается, когда вершины достигает основное возмущение. В этом случае, как и в рассмотренном выше, поле напряжений формируется несимметрично относительно ее направления. Интересно, что в первом случае градиент касательных напряжений направлен под углом $80-85^\circ$ относительно направления трещины, а во втором — составляет тот же угол, но в диаметрально противоположном направлении. В результате этого и разрушение происходит в различных направлениях: оно направлено по нормали в глубь полупространства в первом и вдоль полупространства во втором случае.



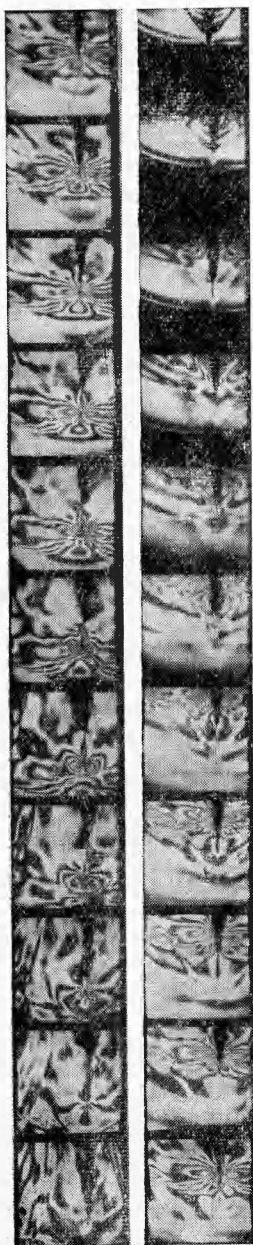
Фиг. 4



Фиг. 5

В работе [1] показано, что доминирующим фактором в формировании поля напряжений в вершине трещины является смещение, направленное вдоль трещины. Следуя этому, можно полагать, что впереди идущая розетка в рэлеевском импульсе связана с деформациями, направленными вдоль, а основное возмущение — по нормали к полупространству. Такую гипотезу подтверждает и то, что траектории разрушения совпадают в случаях ориентации трещины по нормали к полупространству с результатами работы [1].

Изменение упругой энергии в вершине трещины для второго случая представлено на фиг. 5, б. Время взаимодействия рэлеевского импульса с трещиной составляет 15—20 мксек. Если напряжения превышают динамический предел прочности, происходит рост трещины. В проведенных экспериментах время превышения предела прочности составляло



Фиг. 6

5—7 мксек. За это время происходило образование и рост трещины на 4—6 мм, разрушение шло практически без задержки, что свидетельствует о подавлении пластической деформации.

В рассмотренных выше случаях формирование поля напряжений в вершине трещины происходит несимметрично. Это значит, что в случае воздействия таких импульсов на вершину растущей трещины будет изменяться не только ее скорость, но и траектория движения. Асимметрия поля напряжений объясняется распространением волны лишь по одному из ее берегов. С целью проверки этого утверждения были проведены исследования формирования поля напряжений в вершине трещины для случая, когда рэлеевский импульс распространяется по обоим берегам ее одновременно (фиг. 6). Кинокадры получены при скорости съемки 1 000 000 кадр./сек. На последних четырех кадрах наглядно видно формирование «ножа» напряжений. Анализ поля напряжений в окрестности вершины трещины позволяет заметить некоторые особенности, отличающие его от полей напряжений статических или медленно растущих трещин. Перед стартом в вершине трещины возникает деформированная область, которая фиксируется на кинокадрах в виде темной зоны. По-видимому, это связано с пластической деформацией в вершине. Размер зоны в диаметре составляет ~ 1.5 мм, т. е. пластическая деформация сильно подавлена. Вне этой зоны материал находится в упруго-напряженном состоянии, поэтому при расчете реальных процессов разрушения можно использовать методы теории упругости.

При старте трещины происходит релаксация напряжений в зоне разрыва, при этом общее напряженное состояние остается неизменным. В зоне разрыва формируется розетка напряжений, отличающаяся от картины напряжений, предшествующей разрушению. На продолжении растущей трещины отчетливо видна длинная узкая изохрома, достигающая длины 10 мм — нож напряжений. Форма его несколько отличается от наблюдаемой ранее [5]. Кинограммы показывают также, что в момент старта трещины происходит излучение энергии в виде упругих волн, на что указывает отрыв изохром от вершины трещины.

Из изложенного следует, что рэлеевские волны являются одним из источников снабжения энергией вершины трещины без изменения траектории ее движения. Этот вывод предоставляет возможность дать физическое объяснение того, что критическая скорость разрушения не превышает скорости рэлеевских волн. В настоящее время имеется лишь аналитическое обоснование этого факта.

По мнению авторов, снабжение вершины трещины упругой энергией происходит следующим образом. Например, при растяжении пластины с трещиной вначале происходит аккумуляция потенциальной энергии в образце и нагружающем устройстве в виде упругой энергии. С ростом де-

формации наблюдается тенденция к общему увеличению энергии и концентрации ее вокруг трещины. При достижении концентрации, достаточной для разрушения, в вершине возникает разрыв сплошности. В момент разрушения происходит релаксация энергии в зоне разрыва, сохраняющееся при этом напряженное состояние в образце перераспределяется за счет волн разгрузки, стекающих с объема в зону разрыва.

При выходе на берега трещины они расходуют часть энергии на возбуждение рэлеевских волн, которые, распространяясь к вершине, транспортируют упругую энергию. Сток рэлеевских волн происходит по обоим берегам трещины одновременно. Так, с помощью рэлеевских волн замыкается цепь энергообмена между образцом и вершиной трещины. Они являются как бы регулятором в цепи обратной связи. При скорости роста трещины, превышающей скорость рэлеевских волн, происходит разрыв обратной связи. Следовательно, нарушается подпитка упругой энергией вершины трещины. В результате она не может распространяться быстрее рэлеевских волн. Ранее этот вопрос обсуждался в диссертации И. С. Гузя. Если осуществить подпитку вершины трещины упругой энергией за счет продольных волн, то критическая скорость распространения трещин будет равна скорости движения продольных волн.

Поступила 9 XI 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Никифоровский В. С. Исследование динамического поля напряжений в упругом полупространстве в окрестности точки приложения поверхностной нагрузки. ПМТФ, 1962, № 2.
3. Климова Д. Н., Огурцов К. И. Количественные оценки упругих волн напряжений в плоской задаче Лемба. Сб. «Исследования по упругости и пластичности», № 5, Л., Изд. Ленингр. ун-та, 1966.
4. Корн Г. А., Корн Т. М. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., «Наука», 1968.
5. Зуев Л. Б., Куткин И. А., Финкель В. М. Распределение напряжений в вершине растущей трещины. ПМТФ, 1966, № 3.