

УДК 534.232:539.4.42

СПЕКТРЫ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ СКВОЗНЫХ ТРЕЩИН В СТЕКЛАХ

Крылов В. В., Пономарев Е. П.

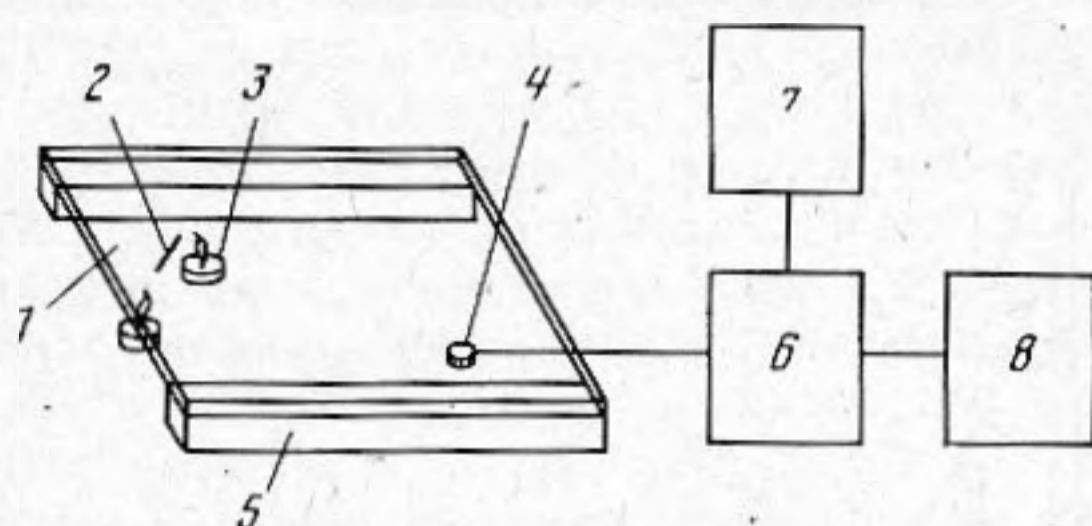
Приведены результаты экспериментальных исследований спектров акустической эмиссии при образовании сквозных трещин в стеклянных пластинках, подверженных воздействию температурных напряжений. Дана теоретическая интерпретация найденных закономерностей.

В последнее время наряду с традиционными способами акустического зондирования твердых тел [1] для изучения их физических свойств начинает широко использоваться метод акустической эмиссии, который основан на регистрации спонтанного акустического излучения, сопровождающего различные необратимые процессы в твердом теле [2, 3]. Важное место среди таких процессов занимают образование и развитие трещин, или процессы хрупкого разрушения. Детальное исследование специфики акустических явлений, сопровождающих образование и развитие трещин при различных температурах и нагрузках, представляет значительный интерес для изучения физических механизмов разрушения [4]. В настоящей работе сообщается о результатах экспериментальных исследований спектров акустической эмиссии при образовании сквозных конечных трещин в стеклах под воздействием температурных напряжений и дается интерпретация найденных закономерностей.

В экспериментах использовались пластинки из нормального стекла $\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{CaO} \cdot 6\text{SiO}_2$ размерами $\sim 35 \times 25 \times 0,3$ см, на поверхности которых алмазным стеклорезом наносились прямолинейные царапины длиной 1–3 см. Затем области вблизи краев царапин нагревались спиртовыми горелками (фиг. 1) до момента образования на месте царапин сквозных трещин, обусловленных возникающими при этом температурными напряжениями. Достоинство данного метода создания трещин, который был предложен в работе [5], состоит в том, что создаваемые горелками температурные напряжения являются растягивающими в области расположения царапины и сжимающими на ее продолжении. Поэтому растущие трещины тормозились вне царапины. При используемой в экспериментах толщине стекол это позволяло с достаточной стабильностью получать трещины конечной длины, варьируемой в пределах 2–4 см. При надрезах меньшей длины возникающие напряжения оказывались меньше соответствующих критических значений, необходимых для разрыва, и трещины не образовывались. При больших надрезах, наоборот, наступало полное разрушение образцов.

Для регистрации сигналов акустической эмиссии к поверхности стекла в направлении нормали к надрезу на расстояниях 10–15 см с помощью салола приклеивалась продольно колеблющаяся пьезокерамическая пластинка с резонансной частотой 5 МГц, которая таким образом реагировала на нормальные смещения стеклянной поверхности. Пластинка была изготовлена из керамики ЦТС-19 и имела размеры $\sim 0,8 \times 0,8 \times 0,04$ см. Снятая экспериментально частотная характеристика данной пластинки, нагруженной на стекло, характеризовалась наличием квазиравномерного участка в диапазоне ~ 20 – 340 кГц, обусловленного сильно демпфированными из-за влияния нагрузки и частично перекрывающимися изгибными резонансами по ширине. Расчетная частота низшего изгибного резонанса при этом оказалась равной ~ 22 кГц, что хорошо согласуется с проведенными измерениями. Для частот ниже 20 кГц чувствительность пластинки

в соответствии с теорией стремилась к нулю по закону $\sim \omega$. Верхняя граница названного диапазона квазиравномерности определялась частотой низшей моды продольных колебаний по ширине, равной ~ 350 кГц. Эти моды демпфировались в меньшей степени и давали заметные пики в измеренной частотной зависимости. Согласно теоретическим оценкам (см. ниже), основная часть акустической энергии, излучаемой трещинами названных размеров, была сосредоточена в области частот до 100 кГц. В этом частотном диапазоне используемые пьезопластины не вносили существенных искажений в спектры исследуемых сигналов эмиссии, которые на



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — стеклянная пластинка, 2 — трещина, 3 — спиртовые горелки, 4 — приемная пьезопластина, 5 — деревянные подставки, 6 — программируемый регистратор переходных процессов DL 1080, 7 — самописец, 8 — осциллограф



Фиг. 2. Типичная временная зависимость регистрируемого пьезопластинкой сигнала. Длина трещины $2l$ равна 1,8 см

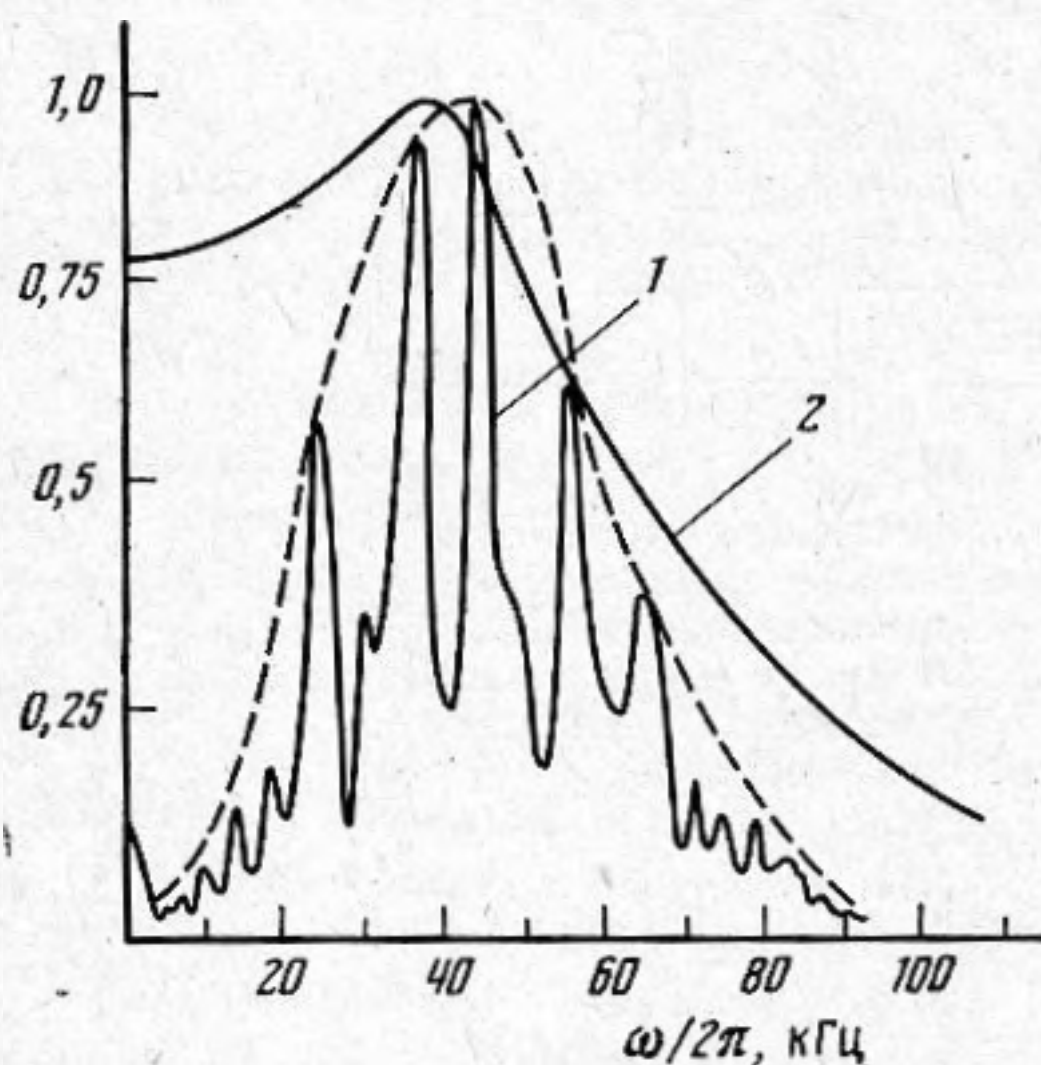
данных частотах представляли собой импульсы низших симметричной (квазипродольной) моды и чисто сдвиговой моды SH в стеклянной пластинке. Поскольку нормальные смещения поверхности присутствуют только в квазипродольной моде, используемые пьезопластины реагировали только на эту часть акустического поля. Отметим, что каждый стеклянный образец позволял осуществить только одно измерение.

С выхода пьезодатчика электрический импульс, сопровождающий образование трещины, поступал на вход программируемого регистратора переходных процессов DL 1080, обладающего долговременной памятью. Развертка данного регистратора запускалась непосредственно исследуемым сигналом, который после этого мог быть задержан регистратором на время, регулируемое от 0 до 10 мс, и с разверткой необходимой длительности выведен на осциллограф в виде периодической последовательности импульсов. С выхода устройства памяти сигнал записывался самописцем и использовался для последующей обработки. Полное время «звучания» стеклянного образца, обусловленное переотражениями возбуждаемых трещиной акустических волн на торцах стеклянных пластинок, составляло ~ 100 мс.

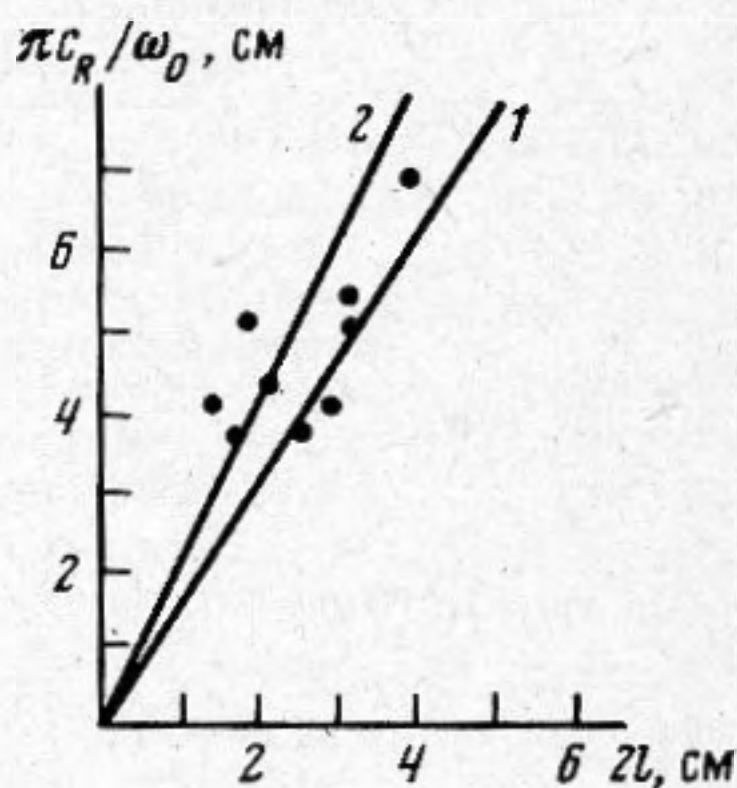
Типичная временная зависимость $u(t)$ регистрируемого пьезопластинкой сигнала, вычерченная самописцем при длительности временной развертки 250 мкс, изображена на фиг. 2. Как видно из рисунка, регистрируемый сигнал имеет довольно сложный вид, неся информацию как о первоначальном акустическом сигнале, излученном непосредственно трещиной, так и о передаточной характеристике стеклянной пластинки, сильно искажающей полезный сигнал. С целью выделения последнего для каждого измерения рассчитывался на ЭВМ спектр $u(\omega)$ принимаемого сигнала.

ла. При этом использовался алгоритм быстрого преобразования Фурье. На фиг. 3 изображен спектр $u(\omega)$ (кривая 1) для сигнала, изображенного на фиг. 2. Изрезанность этого спектра обусловлена резонансами стеклянной пластинки.

Как известно, степень возбуждения того или иного собственного колебания зависит от геометрии источника и его положения в пространстве. Поскольку размеры образующихся трещин (2–4 см) были существенно меньше характерных длин излучаемых ими акустических волн, для простоты их можно было рассматривать как точечные источники. Так как образующиеся трещины были ориентированы под углом к ребрам пла-



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Нормированные спектры сигнала $u(\omega)$ регистрируемого приемной пьезопластинкой (1), и импульса, излученного непосредственно трещиной $u^T(\omega)$ (огibaющая кривой 1); 2 — зависимость $u^T(\omega)$, рассчитанная согласно теоретической модели

Фиг. 4. Зависимость величины $\pi c_R/\omega_0$ от размеров $2l$ образующихся трещин

стинки и располагались от них на некотором удалении, то во всех случаях возбуждалось множество мод стеклянной пластинки, в том числе и моды низших порядков. В случае достаточно больших образцов твердых тел, для которых можно пренебречь влиянием граничных эффектов, общее число N собственных колебаний, частоты которых не превышают некоторой заданной частоты ω , можно приближенно оценить по известной формуле Дебая, используемой при расчетах низкотемпературной теплоемкости твердых тел. В рассматриваемом двумерном случае эта формула имеет вид $N = (S\omega^2/4\pi)(1/c_L^2 + 1/c_t^2)$, где S — площадь грани стеклянной пластинки, c_t — скорость сдвиговой объемной волны, c_L — скорость нижней квазипродольной моды в пластинке, взятая при $\omega \rightarrow 0$, — так называемая «пластиночная» скорость. Значение этой скорости следующим образом выражается через параметры неограниченной среды: $c_L = 2c_t(1 - c_t^2/c_l^2)^{1/2}$, где c_l — скорость продольных волн в материале. Погрешность, даваемая выписанной формулой при подсчете значения N для реальных твердых пластинок со свободными краями, пропорциональна периметру ребер и аналогична погрешности, связанной с пренебрежением вкладом поверхности в теплоемкость твердых тел (поверхностной теплоемкостью).

Нетрудно убедиться, что, например, в интервале частот 10–20 кГц содержится ~ 14 собственных колебаний, в интервале 20–30 кГц — 29, а в интервале 80–90 кГц — уже 81. Таким образом, если разбить интересующий нас участок спектра 0,100 кГц, например, на 10 поддиапазонов шириной по 10 кГц, то в каждом из них найдутся моды, имеющие пучности в месте расположения трещины. Эти моды возбуждятся с максимально

возможной для точечного источника одинаковой эффективностью. Те же соображения относятся и к приемной пьезопластинке, пространственное положение которой вносит дополнительную селекцию мод (пластинка, естественно, также может рассматриваться как точечная).

Таким образом, передаточная функция стеклянной пластинки с трещиной и пьезодатчика будет представлять собой квазипериодическую гребенку с примерно равными максимальными амплитудами резонансных пиков, соответствующих модам, возбуждаемым и принимаемым наиболее эффективно. Конкретный вид гребенки, конечно, будет зависеть от мест расположения трещины и пьезопластинки. Однако для дальнейшего важен лишь сам факт наличия в передаточной характеристике достаточного количества резонансов максимально возможной величины.

Основываясь на сказанном, можно считать, что спектр излучения собственно трещины $u^T(\omega)$ в соответствии со свойствами преобразования Фурье представляет собой огибающую спектра $u(\omega)$, проведенную по вершинам наиболее выраженных резонансных пиков в спектре принимаемого сигнала. По полученным таким образом спектрам $u^T(\omega)$ определялись центральные частоты ω_0 , соответствующие спектральным максимумам. Наблюдаемые значения величин λ_{cR}/ω_0 , где c_R — скорость поверхностной акустической волны, аналогичной волне Рэля и распространяющейся по кромке стеклянной пластины, изображены точками на фиг. 4 в зависимости от длины $2l$ образующихся трещин.

Перейдем теперь к теоретической интерпретации полученных результатов. С этой целью будем считать стеклянную пластинку бесконечно протяженной и введем систему координат с осью x , направленной вдоль плоскости трещины, и с осью z , направленной по нормали к ней. Выразим компоненты смещений u_x и u_z акустического поля, создаваемого трещиной, через скалярные потенциалы Ламе φ и ψ :

$$u_x = \partial\varphi/\partial x - \partial\psi/\partial z, \quad u_z = \partial\varphi/\partial z + \partial\psi/\partial x. \quad (1)$$

Согласно работе [6], спектры потенциалов $\varphi(\omega)$ и $\psi(\omega)$ однозначно связаны со спектром нормальных смещений берегов трещины $u_z^0(\omega, k)$:

$$\varphi(\omega) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_z^0(\omega, k) \frac{2k^2 - \omega^2/c_t^2}{(\omega^2/c_L^2 - k^2)^{1/2} \omega^2/c_t^2} e^{i(\omega^2/c_L^2 - k^2)^{1/2} z + ikx} dk, \quad (2)$$

$$\psi(\omega) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_z^0(\omega, k) \frac{2k}{\omega^2/c_t^2} e^{i(\omega^2/c_t^2 - k^2)^{1/2} z + ikx} dk,$$

где наличие волнового числа k в $u_z^0(\omega, k)$ учитывает геометрический рост трещины от зародышевой стадии до макроскопических размеров $2l$.

Определение зависимости $u_z^0(\omega, k)$ представляет собой сложную и до сих пор полностью не решенную проблему физики и механики разрушения [2, 3, 7]. По этой причине для интерпретации экспериментальных данных воспользуемся упрощенной моделью, в которой считается, что трещина вырастает мгновенно (с бесконечной скоростью) до размеров $2l$ и затем берега ее раскрываются, стремясь к своему статическому положению (при $t \rightarrow \infty$). Этот процесс раскрытия трещин в рамках используемой модели и является причиной ее акустического излучения. Ясно, что данная модель неправильно описывает поведение переднего фронта излученного сигнала. Однако поскольку согласно классической концепции скорость роста трещины может достигать скорости поверхностной волны Рэля, такое искажение существенно только для первого периода колебаний принимаемого сигнала. Функция $u_z^0(\omega, k)$ в модели мгновенно образующейся трещины вырожденным образом зависит от ω и k , т. е. $u_z^0(\omega, k) = u_z^0(\omega) \xi(k)$, где функция $u_z^0(\omega)$ представляет собой спектр нормального смещения в центре трещины.

Даже в рамках описанной упрощенной модели вычисление поля акустических волн по формулам (1) и (2), в частности измеряемого в эксперименте поля нормальных смещений поверхности $u^T(\omega)$, представляет

собой сложную задачу. Аналитически интегралы (2) вычисляются лишь в волновой зоне, когда можно использовать метод перевала, т. е. при $(\omega/c_{L,t})r \gg 1$, где r — расстояние от центра трещины до точки наблюдения. В этом случае основной вклад в поле продольных смещений $u_r^T(\omega)$, с которыми связана большая часть энергии возбуждаемой трещиной квазипродольной моды, дает первый интеграл (2) и в пренебрежении эллиптичностью формы раскрытия трещины выражение для $u_r^T(\omega)$ принимает вид

$$u_r^T(\omega) = -u_z^0(\omega) \frac{i\omega l}{c_L} \frac{\sin\left(\frac{\omega l}{c_L} \sin\theta\right)}{\frac{\omega l}{c_L} \sin\theta} \left(2 \frac{c_t^2}{c_L^2} \sin^2\theta - 1\right) \times \left(\frac{2\pi}{\frac{\omega r}{c_L}}\right)^{1/2} e^{i\frac{\omega r}{c_L} - i\frac{\pi}{4}}. \quad (3)$$

Здесь θ — угол между нормалью к поверхности трещины и направлением на точку наблюдения. Учитывая, что в экспериментах было $r \sim 10-15$ см, получаем, что выражение (3) справедливо для частот $\omega/2\pi \gg c_L/2\pi r \sim \sim 10$ кГц. В другом предельном случае $(\omega/c_{L,t})r \ll 1$, т. е. в неволновой зоне, непосредственно из граничных условий на берегах трещины следует, что при $\theta \sim 0$ справедливо соотношение $u_r^T(\omega) = u_z^T(\omega) = u_z^0(\omega)$. В промежуточной области частот необходим численный расчет возбуждаемого акустического поля. Чтобы от продольных смещений u_r^T перейти к измеряемым в проведенных экспериментах нормальным смещениям поверхности стеклянной пластинки u^T , достаточно воспользоваться известным соотношением (см., например, [2])

$$u^T = -\frac{\nu h}{2(1-\sigma)} \frac{\partial u_r^T}{\partial r} = -\frac{i\omega}{c_L} \frac{\nu h}{2(1-\sigma)} u_r^T,$$

где ν — коэффициент Пуассона материала пластинки, а h — ее толщина. В результате спектр $u^T(\omega)$ будет отличаться от спектра $u_r^T(\omega)$ множителем $\sim \omega$.

Имеющиеся численные расчеты величины $u_z^0(\omega)$ [2, 7] свидетельствуют о том, что эта функция имеет подъем, накладывающийся на зависимость $\sim \omega^{-1}$, характеризующую процесс монотонного приближения формы трещины к своему статическому значению. Во временной области

это отражает тот факт, что зависимость $u_z^0(t) = \int_{-\infty}^{\infty} u_z^0(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega$

содержит осцилляции, т. е. смещения берегов трещины стремятся к своему статическому значению $u_z^0 = 2l\sigma/c_L^2$ колебательным образом. Здесь σ — напряжение, предшествующее разрыву, ρ — плотность среды. Аналогичный подъем, очевидно, присутствует и в спектре продольных смещений поля излучения $u_r^T(\omega)$. Однако в спектре нормальных смещений поверхности образца $u^T(\omega) \sim \omega u_r^T(\omega)$, регистрируемых в эксперименте, на месте подъема находится уже ярко выраженный максимум, который и наблюдался в экспериментах. Зависимость $u^T(\omega)$, построенная в соответствии с расчетными данными для $u_z^0(\omega)$ [2, 7], изображена на фиг. 3 (кривая 2). Видно, что спектр $u^T(\omega)$, за исключением низкочастотной области, качественно согласуется с экспериментальной зависимостью $u^T(\omega)$ (оглибающей спектр $u(\omega)$). Спад экспериментальной зависимости $u^T(\omega)$ при $\omega \rightarrow 0$ объясняется влиянием частотных характеристик используемых приемных пьезопластинок, чувствительность которых, как уже говорилось, стремилась к нулю, начиная с частот $\omega/2\pi \sim 20$ кГц. Отличие экспериментальных и теоретических спектров в высокочастотной области может быть объяснено грубостью теоретической модели, не описывающей динамики роста трещины.

Частота максимума теоретической кривой $u^T(\omega)$, согласно результа-

там численных расчетов, зависит только от размеров образующейся трещины и от упругих параметров среды. Например, для коэффициента Пуассона $\nu=0,25$, характерного для использованных стекол, $\omega_0 \approx c_L/2l$ [7]. Это позволяет высказать предположение, что природа максимума $u^T(\omega)$ обусловлена резонансными акустическими явлениями, имеющими место на берегах трещины.

Простейшая приближенная модель такого резонансного поведения заключается в трактовке трещины как резонатора для поверхностных волн, распространяющихся вдоль ее берегов [8]. Эти волны аналогичны волнам Рэлея на поверхности упругого полупространства и распространяются симметрично по обоим берегам трещины со скоростью c_R (уже упомянутой выше), которая несколько меньше скорости волн Рэлея в полупространстве. Доходя до вершин трещины, поверхностные волны отражаются от них, теряя часть своей энергии на излучение квазипродольных и SH-волн, т. е. собственно на акустическую эмиссию. Резонансные частоты соответствующих поверхностных колебаний можно оценить по обычной формуле, справедливой для одномерного резонатора:

$$(\omega/c_R) 2l + \bar{\psi} = \pi n, \quad (4)$$

где $\bar{\psi}$ — сдвиг фазы коэффициента отражения R двух симметрично распространяющихся поверхностных волн, которые для краткости будем называть симметричной рэлеевской модой, от вершины трещины, n — целое число. Для определения $\bar{\psi}$ воспользуемся решением задачи об определении коэффициента отражения R симметричной рэлеевской моды от вершины трещины, полученным методом Винера — Хопфа [9, 10]. Согласно этому решению, для среды с коэффициентом Пуассона 0,25 значение R равно $0,265 \exp(i\pi/2)$. Подставляя значение $\bar{\psi} = \pi/2$ в соотношение (4), получим $\omega_0 = \pi c_R/4l$. Здесь принята во внимание только низшая резонансная частота, так как согласно аналитическим результатам работы [8], полученным для более простой модели, не учитывающей излучение в объем пластинки, влияние высших гармоник в случае мгновенного образования трещины пренебрежимо мало. Выписанное значение ω_0 оказывается примерно в 1,3 раза ниже, чем результат численного расчета: $\omega_0 \approx c_L/2l \approx 2c_R/2l$. Это говорит о том, что на значение центральной частоты ω_0 определенное влияние, по-видимому, оказывают также рассеянные на вершинах трещины «объемные» волны (или, говоря точнее, волны в пластинке), которые распространяются вдоль ее берегов и убывают с расстоянием по закону $\sim x^{-3/2}$ [10]. Добротность трещины как резонатора, оцененная в соответствии со значением $|R| = 0,265$, оказывается равной 3, что согласуется с численным расчетом и приведенными экспериментальными данными.

На фиг. 4 рядом с экспериментальными точками проведены прямые, соответствующие зависимостям $\pi c_R/\omega_0$ от $2l$, полученным в соответствии с численным расчетом (1), а также по упомянутой приближенной модели (2). Как нетрудно видеть, экспериментальные точки группируются в окрестности прямых 1 и 2, иллюстрируя тем самым резонансный характер максимумов измеренных спектров. Разброс экспериментальных точек $\pi c_R/\omega_0$ довольно велик. Это обусловлено, с одной стороны, погрешностями определения величины ω_0 по полученным спектрам, а с другой — особенностями процесса образования реальных макроскопических трещин, носящими статистический характер [4].

Отметим, что описанные выше особенности спектров акустической эмиссии, связанные с резонансами поверхностных волн, могут отсутствовать в тех случаях, когда по тем или иным причинам поверхностные волны вдоль берегов трещины распространяться не могут. Такая ситуация может иметь место, например, для зародышевых трещин размерами в несколько десятков ангстрем. В этом случае характерные частоты акустических колебаний близки к предельным частотам колебаний кристаллической решетки и распространение поверхностных волн рэлеевского типа может стать невозможным из-за влияния капиллярных эффектов [11].

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты показывают, что экспериментальные спектры акустической эмиссии, сопровождающей хрупкое разрушение ограниченных пластинок, допускают достаточно адекватную теоретическую интерпретацию, основанную на модели мгновенно образующейся трещины. Дальнейшее усовершенствование описанной экспериментальной методики наряду с усложнением моделей образования трещин [12] позволяет надеяться на получение более детальных сведений о динамике процессов хрупкого разрушения по данным акустической эмиссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 308 с.
2. Грешников В. А., Дробот Ю. Б. Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов, 1976. 272 с.
3. Гусев О. В. Акустическая эмиссия при деформировании монокристаллов тугоплавких металлов. М.: Наука, 1982. 106 с.
4. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Тамашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
5. Savage J. C., Mansinha L. Radiation from a tensile fracture.— J. Geophys. Res., 1963, v. 68, N 23, p. 6345–6358.
6. Крылов В. В. Об излучении звука развивающимися трещинами.— Акуст. журн., 1983, т. 29, № 6, с. 780–798.
7. Партон В. З., Борисковский В. Г. Динамическая механика разрушения. М.: Машиностроение, 1985. 264 с.
8. Крылов В. В., Пономарев Е. П., Сидорова С. И. Влияние поверхностных волн, распространяющихся вдоль берегов трещины, на спектры акустической эмиссии.— В кн.: 1-я Всесоюз. конф. «Акустическая эмиссия материалов и конструкций». Ч. I. Ростов н/Д., 1984. с. 30–31.
9. Fredricks R. W., Knopoff L. The reflection of Rayleigh waves by high impedance obstacle on a half-space.— Geophysics, 1960, v. 25, N 6, p. 1195–1202.
10. Freund L. B. Guided surface waves on an elastic half space.— J. Appl. Mech., 1971, v. 38, N 4, p. 899–905.
11. Красильников В. А., Крылов В. В. К теории гиперзвуковых поверхностных волн в твердых телах.— Акуст. журн., 1980, т. 26, № 5, с. 732–734.
12. Eitzen D. G., Wadley H. N. G. Acoustic emission: Establishing the fundamentals.— J. Res. National Bureau of Standards, 1984, v. 89, № 1, p. 75–100.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
физический факультет

Поступила в редакцию
16.X.1985