АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XVII 1971 Вып. 1

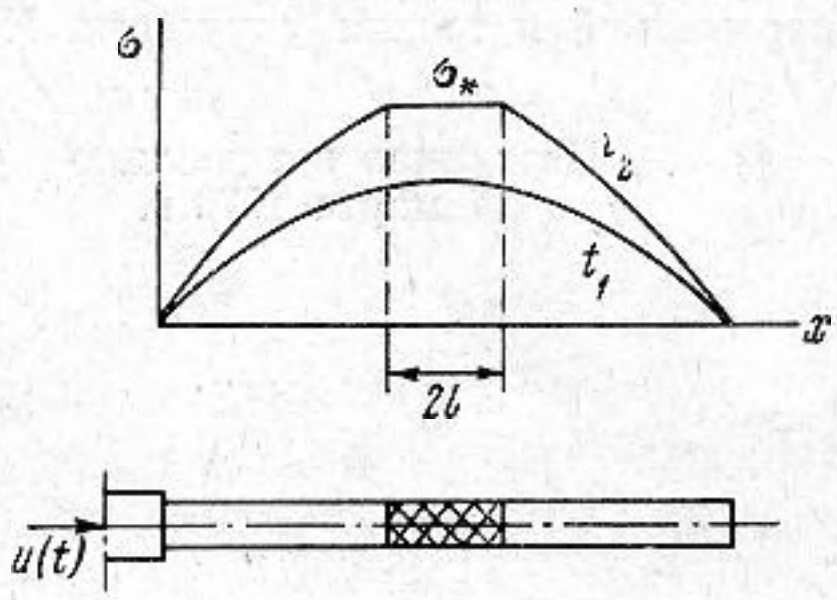
УДК 534.29

УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ РАЗРУШЕНИЯ ПЛАСТИЧНЫХ И ХРУПКИХ СТЕРЖНЕЙ

Ю. Ф. Балалаев

Рассмотрены разрушения идеально упруго-пластических, квазихрупких и хрупких стержней при возбуждении в них собственных продольных колебаний частотой ~ 20 *кгц*. При некоторых предположениях объяснено оплавление, показаны условия возникновения разрывов с шейкой и распространения трещин. Тепловой эффект связан со скоростью пластической деформации и потоком плотности дислокаций.

В развитие предыдущей работы [1] рассмотрим разрушения полуволновых стержней постоянного или слегка переменного сечения, которые возбуждаются кинематически посредством перемещения сечения $x = 0$ по гармоническому закону с нарастающей амплитудой $A_0(t)\sin\omega t$. Такое возбуждение обеспечивает составной резонатор с пьезо- или магнитострикционным преобразователем. Пусть стержень имеет свойства идеального упруго-пластического тела. При некоторой критической амплитуде в нем возникает пластическая зона в области максимального давления стоячей волны. Схема продольного распределения напряжений для двух моментов времени $t_2 > t_1$ представлена на фиг. 1. Наряду с потенциальной энергией при критических напряжениях σ_* в общем балансе должна быть учтена энергия пластической деформации, создающая тепловой эффект. При частоте колебаний f плотность тепловой мощности будет равна



Фиг. 1

$$q = \sigma_* \varepsilon_{пл} f = \sigma_* \dot{\varepsilon}_{пл}, \qquad (1)$$

где σ_* — критическое напряжение течения, $\dot{\varepsilon}_{пл}$ — скорость пластической деформации, $\varepsilon_{пл} = |\varepsilon^+_{пл}| + |\varepsilon^-_{пл}|$ — пластическая деформация за период колебания, равная сумме абсолютных значений деформации в полупериод растяжения (+) и сжатия (—) (фиг. 2).

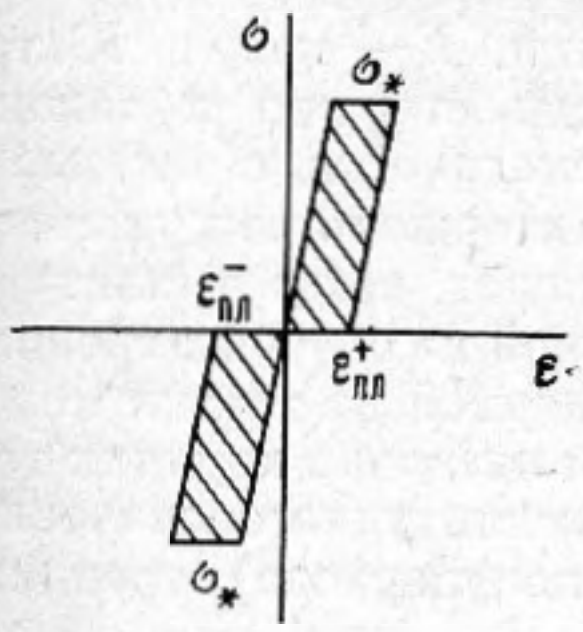
В идеальном случае, когда во всех циклах $|\varepsilon^+_{пл}| = |\varepsilon^-_{пл}|$ в силу малой скорости температурной релаксации в зоне $2l$ наступает оплавление, которое и составляет суть теплового разрушения, наблюдаемого на самом деле (схематически изображено на фиг. 3, *а*).

Для некоторых материалов от цикла к циклу может сохраняться соотношение $|\varepsilon^+_{пл}| > |\varepsilon^-_{пл}|$. Это дает одностороннее накопление деформации и разрушение стержня от растяжения. По наблюдениям происходит удлинение стрежня и образование шейки вплоть до полного сужения (фиг. 3, *б*). Из амплитудных характеристик и кинетики теплового эффекта можно определить пороговое напряжение σ_* и оценить действующие значения $\varepsilon_{пл}$.

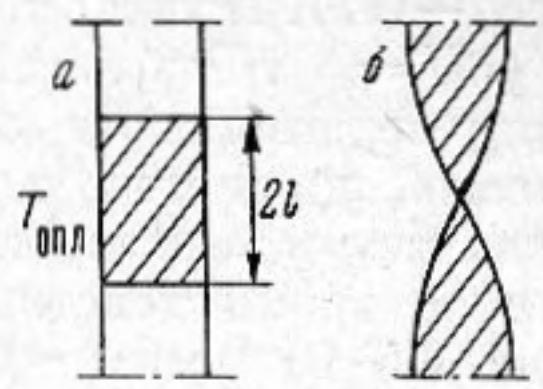
$\dot{\varepsilon}_{пл}$. Приближенный расчет может быть сделан в предположении, что в однородно деформированной зоне $2l$ плотность тепловой мощности постоянна. Для этого случая из теории теплопроводности [2] имеем следующую формулу:

$$q = \nabla \frac{\rho c \Delta T}{t}, \quad \nabla = \left(1 - 4i^2 \Phi^* \frac{l}{2\sqrt{at}}\right)^{-1}, \tag{2}$$

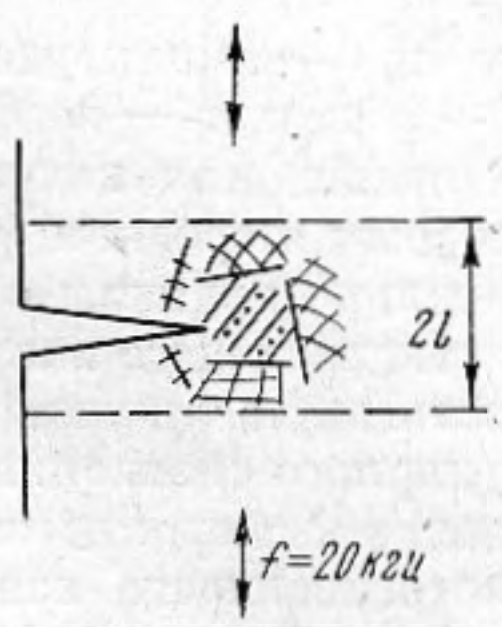
где ρ, c и a — плотность, теплоемкость и температуропроводность материала, ΔT — приращение температуры в середине зоны $2l$ за время t, ∇ — поправка к адиабатической формуле, учитывающая теплоотвод в концевые части стержня, $4i_2\Phi^*(x)$ — четвертый интеграл функции ошибок Гаусса. Если t мало, то другие поправки, например, на потери излучением, будут незначительны. Величину q_0 можно определить экспериментально,



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

выполнив измерения температуры в импульсном или регулярном тепловом режиме 3-го рода.

Используя, например, для железа известные теплофизические характеристики и значения $\Delta T = 100°$, $t = 1$ *сек*, $2l = 0{,}8$ *см* найдем $\nabla = 1{,}03$, $q = 80$ *кал/см³сек*. Так как $\sigma_* = 2000$ *кг/см²*, то $\varepsilon_{пл} \simeq 10^{-4}$, $\dot{\varepsilon}_{пл} \simeq 10$ *сек*$^{-1}$. Оплавление стержня произойдет за 10—15 *сек*.

В кристаллических телах пластическую деформацию и тепловую энергию создают движущиеся дислокации. Для $\dot{\varepsilon}_{пл}$ теория дислокаций (см., например, [3]) дает следующую формулу:

$$\dot{\varepsilon}_{пл} = bNv, \tag{3}$$

где b — модуль вектора Бюргерса, N — плотность подвижных дислокаций, v — средняя скорость дислокаций. Последняя зависит от локальных и внешних напряжений, температуры и физических характеристик дислокационной структуры. К числу факторов, которые могут определять скорость деформации $\dot{\varepsilon}_{пл}$ и кинетику теплового эффекта относятся: свойства самих дислокаций, потенциальные барьеры (силы Пайерлса), препятствие на пути движения, тип закреплений и препятствий (узел сетки, примесь, вакансия, когерентная или некогерентная частица и т. д.).

Для создания скорости деформации $\dot{\varepsilon}_{пл} = 10$ *сек*$^{-1}$ необходимо иметь поток плотности дислокаций $Nv = 10^8$ *см*$^{-1}$*сек*$^{-1}$. Если взять $v = 10^3 - 10^4$ *см/сек*, то $N = 10^4 - 10^5$ *см*$^{-2}$.

Обратимся к анализу разрушений, создаваемых развитием трещин. Опираясь на известные энергетические представления [4], рассмотрим критерий разрушения. Он основывается на том, что на образование единицы поверхности при разрушении должна быть затрачена определенная энергия. Уравнение баланса энергии можно записать в виде

$$\delta\Pi = \delta U + \delta A + \gamma \delta S, \tag{4}$$

где $\delta\Pi$ — работа внешних сил, δU — работа внутренних сил (изменение внутренней энергии плюс диссипация), δA — изменение кинетической энергии тела, γ — энергия, затрачиваемая на образование единицы поверхности или удельная поверхностная энергия, δS — приращение поверхности.

В формуле (4) критерий относится ко всему телу в целом и поэтому обычно считается, что он не очень удобен для использования из-за его нелокальности. Как показывают многочисленные исследования, его стремятся привести к соотношениям, связывающим величины, относящиеся непосредственно к окрестности трещины.

Для ультразвуковых разрушений стержней со свободным концом критерий (4) используется непосредственно. Потенциальная энергия, сосредоточенная в концевой части до сечения разрыва, равна

$$\Pi_{\max} = \frac{\sigma^2_{\max}}{2E} V\eta, \tag{5}$$

где $\sigma_{\max}$ — амплитуда напряжения в опасном сечении, E — модуль Юнга, V — объем, η — коэффициент, зависящий от формы стержня и закона распределения напряжения. Он вычисляется математически с помощью теоремы о среднем ($\eta = 0{,}637-0{,}7$). Положим, что стержень разрушается идеально хрупким образом ($\delta U = 0$). Разрыв наступает, когда амплитуда растягивающего напряжения у вершины хотя бы одной из опасных трещин достигнет величины критической прочности, вычисляемой из теории молекулярного сцепления. Так как скорость разрушения идеально хрупких тел близка к скорости звука, то за время действия амплитудного значения растягивающего напряжения $2{,}5\cdot10^{-6}$ *сек* ($\sim 0{,}1$ полупериода) трещина вполне успевает разделить стержень на части.

Оторвавшаяся часть стержня весом G иногда имеет значительную кинетическую энергию и взлетает на высоту H. В балансе δA должна быть учтена энергия GH.

Не вполне хрупкие матералы разрушаются так, что основная энергия затрачивается на пластическую деформацию и диссипацию в тонком слое вблизи поверхности излома. Здесь величиной $\gamma\delta S$ можно пренебречь. Локальный разогрев и свечение движущейся трещины указывают на существование «пластической» головки, где плотность энергии пластической деформации наиболее высокая (схема на фиг. 4). Тепловой эффект и трещина зарождаются на поверхности. Если взять для железа $2l = 0{,}1$ *см*, $t = 1$ *сек*, $\Delta T = 500°$, то оценки по формуле (2) дают значения $\nabla = 6$, $q \geqslant 500$ *кал/см³сек* ($\geqslant 2\cdot10^{10}$ *эрг/см³сек*). Наблюдения приводят к выводу об устойчивом распространении квазихрупкой трещины, так как после ее зарождения требуется увеличить напряжение или температуру, чтобы произошло дальнейшее движение вершины.

Из сказанного следует, что опыты по определению напряжения разрыва стержней при продольных колебаниях дают приближенную величину затрат энергии на образование новой поверхности. Сопоставление получаемой плотности поверхностной энергии с естественным для рассматриваемого материала порядком величины поверхностного натяжения показывает, является ли механизм разрушения хрупким или нет.

Таким образом, ультразвуковые разрушения стержней дают существенную информацию о структурных особенностях, хрупкости пластичности и других физико-механических свойствах твердых тел.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Ф. Балалаев. К изучению ультразвуковых разрушений стержней. Акуст. ж., 1970, 16, 4, 599—601.
2. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
3. А. Х. Коттрел. Теория дислокаций. М., «Мир», 1969.
4. Д. Д. Ивлев. О теории трещин квазихрупкого разрушения. Приклад. матем. и техн. физ., 1967, 6, 88—128.

Воронежский политехнический институт

Поступила в редакцию 10 февраля 1970 г.