ФП соответствует острый минимум; при переходе через точку T=332° К амплитуда $\sigma(T)$ меняет фазу, не обращаясь в нуль. Для ВТСП-керамики (см. рисунок, *г*) установлено наличие максимума зависимости $\gamma(T)$ в области температуры сверхпроводящего ФП (T_K=92° К).

При радиационно-акустических исследованиях галлия и сплава Вуда вблизи ФП «solid—liquid» пучок использовался не только для осуществления «термоудара по веществу», а и как прецизионный нагреватель, изменяющий внутреннюю энергию вещества в ходе эксперимента.

Исследования полимерных материалов (стержни из ПММА, ПЭ, ПТФЭ и др.) показали существенное изменение амплитуды упругой волны уже на расстояниях $x_0 \sim D$. Амплитуда $\sigma_{at}(x, t)$ с учетом поглощения и дисперсии представлялась в виде

$$\sigma_{at}(x, t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\tau)\, d\tau \int_{0}^{\infty} e^{-\beta(\omega)x} \cos[\omega(t-\tau) - \delta(\omega)x]\, d\omega. \qquad (4)$$

Пренебрегая изменением фазы гармоники $\delta(\omega)x$ и полагая $\beta(\omega) = \beta_2\omega^2$, получаем в случае $\varepsilon(x) = \varepsilon_0 \left[\theta\left(x + \frac{D}{2}\right) - \theta\left(x - \frac{D}{2}\right)\right]$

$$\sigma_{at}(x, t) = \frac{\Gamma\varepsilon_0}{4} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{t + D/2s}{2(\beta_2 x)^{1/2}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{t - D/2s}{2(\beta_2 x)^{1/2}}\right)\right]. \qquad (5)$$

При выполнении условия $x \gg D^2/(16s^2\beta_2)$ максимум волны напряжений убывает с расстоянием по степенному закону $\sigma_{at}^{\max} = \frac{\Gamma D \varepsilon_0}{4s(\pi\beta_2 x)^{1/2}} \sim 1/\sqrt{x}$. В общем случае, если $\beta(\omega) = \beta\omega^{\nu}$ и можно пренебречь дисперсией, амплитуда на больших расстояниях убывает по закону $\sigma_{at}^{\max} \sim x^{-1/\nu}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965. С. 202.

Харьковский госуниверситет
им. А. М. Горького

Поступило в редакцию
18.05.90

УДК 534.232:539.1.04

© 1990 г.

А. И. Калиниченко

РАДИАЦИОННО-АКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ С ОГРАНИЧЕННЫМ ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ

Рассмотрена возможность увеличения эффективности генерации термоупругих волн импульсным излучением, связанная с раскачкой собственных колебаний тела пучком излучения с периодически модулированной интенсивностью. Пусть однородный по сечению пучок излучения, состоящий из периодической последовательности N импульсов, проходит через тонкую пластину, толщина которой h мала по сравнению с другими измерениями и длиной пробега частиц излучения в веществе пластины. Плотность тепловых источников в пластине представима в виде

$$Q(t) = \varepsilon \sum_{k=0}^{N-1} f(t - kT_1), \qquad (1)$$

где T_1 – период следования импульсов; ε – плотность тепловой энергии, выделившейся в пластине за один импульс излучения. Функция $f(t)$ задает временную зависимость тока пучка в каждом импульсе.

Рассмотрим возбуждение колебаний пластины при некоторых частных видах тепловой нагрузки.

Если $N=1$, то $Q(t) = \varepsilon f(t)$ и акустические напряжения в центре пластины имеют характер колебаний с периодом $T_2 = 2h/s$ и амплитудой $\sigma(t)$, определяемой выражениями, приведенными в [1] (s – скорость звука в веществе пластины). При выполнении условия $t_b \ll h/s$ (t_b – длительность импульса) амплитуда колебаний

задается выражением

$$\sigma(t)=\Gamma\varepsilon\theta(t)\,\mathrm{sgn}\left[\cos\left(2\pi\frac{t}{T_2}\right)\right], \tag{2}$$

где Г – параметр Грюнайзена,

$$\mathrm{sgn}(x)=\begin{cases}1, x\geqslant 0,\\ 1, x<0.\end{cases} \tag{3}$$

Если поток излучения постоянной интенсивности Q_0 «включается» в момент времени $t=0$ и «выключается» в момент времени $t=t_b$, то максимум амплитуды колебаний σ_{max} после выключения нагрузки является периодической функцией t_b с периодом T_2, причем при $t_b=nT_2$ имеет место гашение собственных колебаний: $\sigma(t>t_b)=0$; при $t_b=\left(n+\frac{1}{2}\right)T_2$ амплитуда свободных колебаний пластины максимальна: $\sigma_{max}(t>t_b)=\frac{1}{2}\Gamma Q_0 T_2$. Таким образом, изменяя длительность импульса излучения (либо размер h) можно варьировать величину долговременного механического воздействия на твердое тело. При высокой добротности колебательной системы описанный эффект приводит к аномальной зависимости порога хрупкого разрушения ограниченных твердых тел от длительности импульса излучения t_b. Так, при $t_b=T_2$ реализуется короткоимпульсное воздействие на материал, и порог разрушения определяется динамической прочностью σ_d [1]; напротив, при $t_b=1{,}5\,T_2$ воздействие принимает характер термоупругого циклирования, при котором порог разрушения определяется усталостной прочностью материала $\sigma_{-1}\ll\sigma_d$ [2].

При $N>1$ и $t_b\ll T_2$ амплитуда напряжений в центре пластины

$$\sigma(t)=\Gamma\varepsilon\sum_{k=0}^{N-1}\mathrm{sgn}\left[\cos\left(2\pi\frac{t-kT}{T_2}\right)\right]\theta(t-kT_1). \tag{4}$$

В случае резонанса ($T_1=T_2$) размах колебаний σ_{max} нарастает линейно по N, а после выключения нагрузки остается постоянным. Коэффициент трансформации поглощенной энергии излучения в механическую определяется тем же выражением $\eta\approx\Gamma^2\frac{\varepsilon N}{K}$ что и в случае мгновенного энерговыделения [1] (К – модуль всестороннего сжатия вещества пластины). Это позволяет, используя слаботочные пучки с модулированной интенсивностью, генерировать с относительно высоким к.п.д. мощные механические импульсы в ограниченных телах.

Если имеет место слабая асинхронность радиационной нагрузки и собственных колебаний пластины $T_1-T_2\ll T_2$, то вынуждаемые колебания имеют характер биений. При этом размах колебаний линейно возрастает с N, достигая максимума $\sigma_*=\Gamma\varepsilon N_*$ при $N=N_*=\frac{T_2}{2(T_1-T_2)}$, затем симметричным образом уменьшается, после чего цикл биений повторяется. Из приведенной выше зависимости σ_* от величины асинхронности (T_1-T_2) следует, что режим радиационно-акустического резонанса обеспечивает избирательное механическое воздействие излучения на тела, имеющие размер $h=\frac{1}{2}sT_1$. Так, пучки линейных ускорителей или синхротронного излучения, состоящие из субимпульсов длительностью $t_b=(10-100)$ нс, следующих со скважностью $T_1\simeq 1$ нс, могут возбуждать резонансные колебания в телах (например, фольгах окон вывода), имеющих толщину $h\simeq 10^{-3}$ см, что, вероятно, скажется на прочностных характеристиках последних. Аналогичные эффекты могут иметь место при падении периодически модулированного потока излучения на гетерогенную структуру, состоящую из жестких поглощающих включений и мягкой прозрачной матрицы. В этом случае амплитуда резонансных колебаний поглощающего компонента обратно пропорциональна коэффициенту прохождения звука k_{12} через границу раздела компонентов:

$$\sigma_*\simeq\Gamma\varepsilon_1/k_{12}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Залюбовский И. И., Калиниченко А. И., Лазурик В. Т.* Введение в радиационную акустику. Харьков: Вища школа, 1986. С. 167.
2. *Ганн В. В., Жуков А. И., Блажевич С. В.* Исследование термоупругих напряжений, возникающих в никеле при импульсном облучении высокоэнергетическими электронами // ВАНТ. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1983. Вып. 4(27). С. 75–78.

Харьковский госуниверситет
им. А. М. Горького

Поступило в редакцию
18.05.90