

ческие импульсы по форме качественно отличаются от профилей поглощенной энергии. Изломы кривых напряжения соответствуют границам области ФП.

Уравнение (5) позволяет при известных амплитуде возбуждаемого импульса $\sigma(t)$ и распределению выделившейся энергии $\varepsilon(x)$ определять функцию $\Gamma(\varepsilon)$ или $\Gamma_{\text{eff}}(\varepsilon)$ по результатам единственного измерения.

В ряде случаев оказывается возможным выразить характеристики СЭП через амплитуду акустического импульса. Так, если допустима аппроксимация $\Gamma(\varepsilon) = \Gamma_0 + \gamma\varepsilon$, то при «мгновенном» энерговыделении

$$\varepsilon(x) = \frac{4\sigma(-x/s)}{[\Gamma_0 + 4\gamma\sigma(-x/s)]^{1/2} + \Gamma_0}, \quad (6)$$

что позволяет восстановить перенос частиц излучения $N(x)$ вдоль одномерной мишени [1]. В другом предельном случае «длинного» пучка через амплитуду $\sigma(t)$ может быть выражена функция тока пучка.

Рассмотрим возбуждение упругой волны при импульсном облучении неоднородно нагретой одномерной мишени. Если радиационный перегрев мал и не изменяет величины коэффициента генерации $\Gamma(T_0)$, то выражение для амплитуды упругой волны при мгновенном энерговыделении $\sigma(t) = \Gamma[T_0(-st)]\varepsilon(-st)/2$ может быть использовано для нахождения неизвестной функции $T_0(x)$. Например, при линейной зависимости Γ от температуры $T_0(x) = [2\sigma(-x/s)/\varepsilon(x) - \Gamma_0]/(\gamma\rho C)$. Неоднородность прогрева мишени может приводить к существенному искажению радиационно-акустического отклика при высокой частоте следования импульсов излучения даже сравнительно небольшой интенсивности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Залюбовский И. И., Калининченко А. И., Лазурик В. Т. Введение в радиационную акустику. Харьков: Вища школа, 1986.

Харьковский госуниверситет
им. А. М. Горького

Поступило в редакцию
18.05.90

УДК 534.232:539.1.04

© 1990 г.

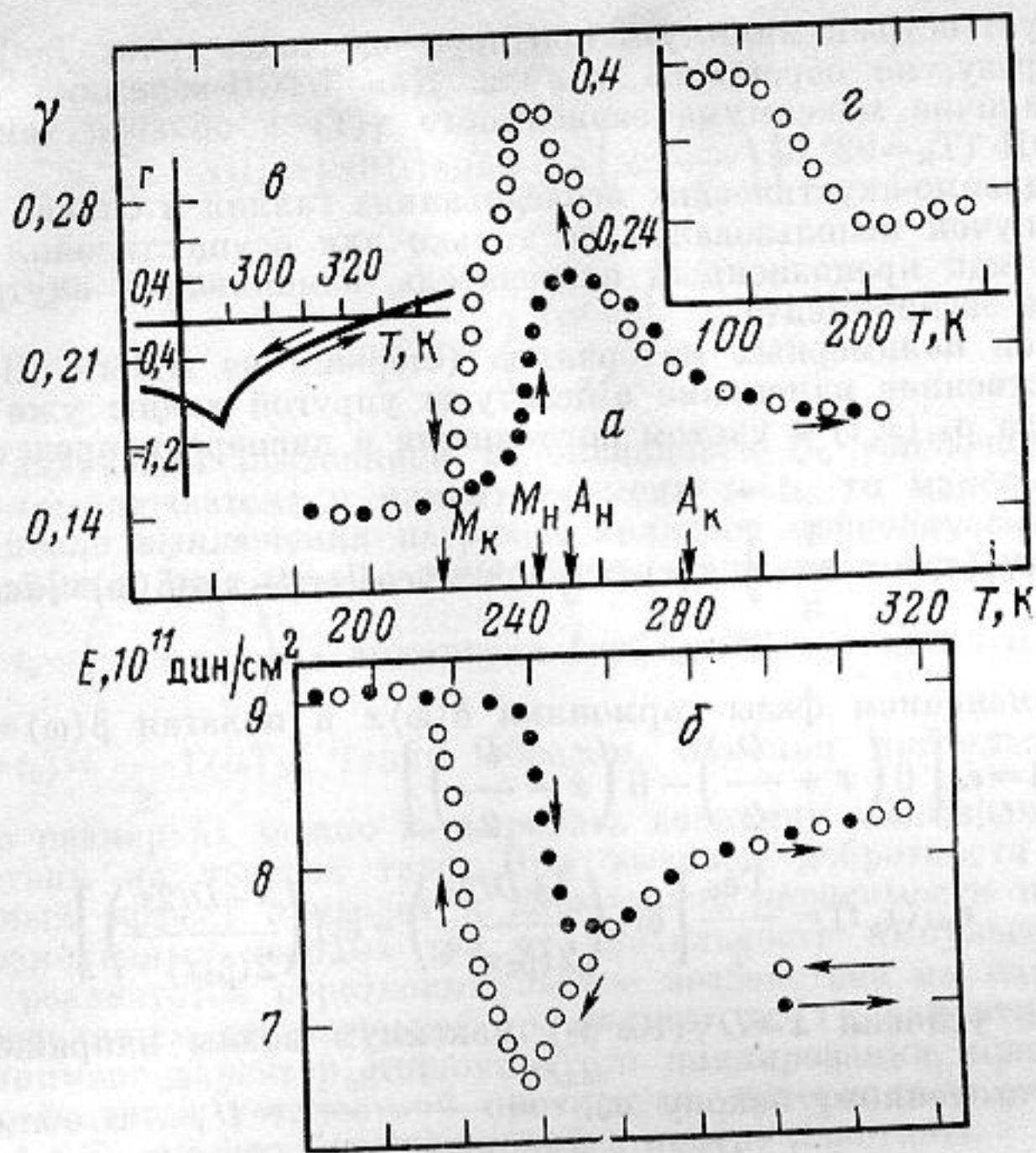
А. И. Калининченко, Г. Ф. Попов

РАДИАЦИОННО-АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Исследование динамики структурных фазовых переходов — процессов релаксации, гистерезиса, образования метастабильной фазы — делает актуальной разработку методов неразрушающего контроля за состоянием вещества, обладающих высоким временным разрешением и быстродействием. Для этих целей перспективным представляется использование эффекта возбуждения термоупругих волн при импульсном облучении вещества. Амплитуда возбуждаемой при радиационном нагреве упругой волны непосредственно связана с параметрами вещества — коэффициентом теплового расширения α и параметром Грюнайзена Γ , а также со скоростью звука s , сжимаемостью k , модулем Юнга E и коэффициентом Пуассона Π . Это позволяет в ходе радиационно-акустических экспериментов определять указанные параметры в области фазового перехода, где они часто характеризуются аномальным поведением и нестабильностью.

Используя пучок электронов с энергией $E = 5 \div 25$ МэВ, числом частиц в импульсе $10^9 - 10^{10}$, длительностью импульса $t_B \approx 10^{-6}$ с, диаметром $D = (1-4)$ см, изучалась температурная зависимость амплитуды термоупругой волны $\alpha(T)$, возбуждаемой пучком в материалах вблизи структурных фазовых переходов (ФП): гадолинии (ФП «ферро-парамагнетик»); сплавах с эффектом памяти формы Ti-Ni, Ti-Ni-Cu, Cu-Al-Ni (ФП «мартенсит-аустенит»); горячепрессованной ВТСП-керамике ($YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) (ФП в сверхпроводящее состояние). Исследованные образцы представляли собой круглые стержни диаметром $d = 0,2 - 0,4$ см и длиной $L \gg d$. Выполнение условий $\chi d < E$; $d + st_B \ll D$ (χ — удельные потери энергии электрона), а также условия, что радиационный перегрев вещества $\Delta T = (10^{-3} \div 10^{-2})$ К за один импульс не приводит к существенному изменению исследуемых величин $\Gamma(T)$, $s(T)$ и др., обосновывало применимость приближения тонкого стержня и соотношений линейной теории упругости [1] для описания акустического отклика мишени. Используя

связь между напряжением σ и смещением u в тонком стержне $-\sigma = E \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\alpha}{3\rho C} \varepsilon \right)$,



Температурная зависимость параметра генерации для сплава TiNi (кривая а), гадолиния (б), ВТСП-керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (кривая в) вблизи структурных фазовых переходов. Кривая б — температурная зависимость модуля Юнга для сплава TiNi

а также уравнение движения среды $\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = - \frac{\partial \sigma}{\partial x}$, получаем для нахождения напряжений в мишени уравнение

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} - \frac{E}{\rho} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} = \frac{\alpha E}{3\rho C} \frac{\partial^2 \varepsilon(x, t)}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где $\varepsilon(x, t)$ — плотность выделившейся в стержне энергии, ρ — плотность, C — удельная теплоемкость вещества стержня. Решение задачи Коши с нулевыми начальными условиями имеет вид

$$\sigma(t-x/s) = \frac{\gamma}{2} \int_{x-st}^{\infty} \frac{\partial \varepsilon[y, t-(x-y)/s]}{\partial t} dy, \quad (2)$$

где $\gamma = \Gamma(1-2\Pi)$ — коэффициент генерации, $s = (E/\rho)^{1/2}$ — скорость звука в тонком стержне. В приближении мгновенного энерговыделения

$$\sigma(t-x/s) = \frac{\gamma(T)}{2} \varepsilon(x-st). \quad (3)$$

Изменяя в ходе эксперимента температуру образца T , можно определить зависимости $\gamma(T) = 2\sigma(T)/\varepsilon$, $s(T)$ и $E(T) = \rho s^2$. Воспользовавшись дополнительными данными по Π , можно построить зависимость $\Gamma(T) = \frac{\gamma(T)}{1-2\Pi}$.

На рисунке представлены зависимости $\gamma(T)$ и $E(T)$ для сплава TiNi. Гистерезисный характер зависимостей (направления изменения температуры указаны стрелками) указывает на двухфазность (аустенит, мартенсит) материала в области мартенситного фазового перехода (МФП), что характерно для ФП 1-го рода. Температуры M_H , M_K соответствуют температурам начала и конца прямого, а A_H и A_K — обратного МФП. В области температур M_H – A_H модуль упругости становится минимальным по значению, что связано с проявлением «мягких мод» в процессе ФП. Установлено, что форма петли гистерезиса чувствительна к изменению концентрации составляющих элементов и к легирующим добавкам (Cu, Hf, Fe). При насыщении сплава TiNi водородом H_2 или дейтерием D_2 происходит более сильное «смягчение» решетки и сдвигка гистерезисной кривой по температурной оси на $\leq 30^\circ K$ в зависимости от концентрации H_2 и D_2 .

Измерения $\Gamma(T)$ гадолиниевого образца в области ФП ($T_K = 290^\circ K$) показали отсутствие гистерезиса (рисунок в), что характерно для ФП 2-го рода. Температуре

ФП соответствует острый минимум; при переходе через точку $T=332^\circ\text{K}$ амплитуда $\sigma(T)$ меняет фазу, не обращаясь в нуль. Для ВТСП-керамики (см. рисунок, z) установлено наличие максимума зависимости $\gamma(T)$ в области температуры сверхпроводящего ФП ($T_K=92^\circ\text{K}$).

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

$$\sigma_{at}(x, t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\tau) d\tau \int_0^{\infty} e^{-\beta(\omega)x} \cos[\omega(t-\tau) - \delta(\omega)x] d\omega. \quad (4)$$

Пренебрегая изменением фазы гармоники $\delta(\omega)x$ и полагая $\beta(\omega) = \beta_2 \omega^2$, получаем в случае

$$\sigma_{at}(x, t) = \frac{\Gamma \epsilon_0}{4} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{t+D/2s}{2(\beta_2 x)^{1/2}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{t-D/2s}{2(\beta_2 x)^{1/2}} \right) \right]. \quad (5)$$

При выполнении условия $x \gg D^2/(16s^2\beta_2)$ максимум волны напряжений убывает с расстоянием по степенному закону $\sigma_{at}^{\max} = \frac{\Gamma D \epsilon_0}{4s(\pi\beta_2 x)^{1/2}} \sim 1/\sqrt{x}$. 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. Калининченко

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

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

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 $Q(t) = \epsilon f(t)$ 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