Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. В. Камашев, Определение времени релаксации механических напряжений в металлах и сплавах при импульсных воздействиях, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2006, выпуск 42, 195–197

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu436>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.198.55.26

26 апреля 2023 г., 15:37:47

Р и с. 2. Эпюры нормальных напряжений σ_{11} в различные моменты времени

Поступила 20.12.2005 г.

УДК 539.3

А.В. Камашев

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ ПРИ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Работа посвящена анализу динамики напряженного состояния в металлической системе при импульсных воздействиях. Произведена оценка времени релаксации механических напряжений при импульсном лазерном нагреве.

Некоторые современные упрочняющие технологии, например, лазерная обработка, ударно-волновое воздействие и др., основаны на быстром термическом и (или) механическом нагружении обрабатываемого материала. При этом в материале протекает ряд структурно-фазовых превращений, приводящих к улучшению физико-механических свойств: увеличению прочности, твердости, износостойкости. Известно, что фазовые превращения начинаются в локальных

областях, где существуют флуктуации внутренней энергии, выражающиеся, в частности, в возникновении локальных механических напряжений [1]. Можно полагать, что изучение динамики напряжённого состояния материала в процессе быстрого термического или механического нагружения позволит лучше понять кинетику структурно-фазовых превращений. При определении параметров напряженного состояния важное значение имеют релаксационные процессы, которые могут влиять на образование фаз высокого давления [2], изменение кинетики фазовых превращений и массопереноса [3] и т.д. Адекватная оценка параметров напряженного состояния невозможна без учета релаксационных процессов, происходящих в системе.

Рассмотрим процессы при импульсном лазерном термическом воздействии на твердое тело. Будем считать, что зона локального лазерного нагрева с характерным размером l и массой $m = \rho l^3$ окружена зоной ненагретого материала. Условие динамического равновесия областей ненагретого и нагретого материала при термическом расширении последнего можно записать в виде:

$$m\ddot{u} = \sigma S, \quad (1)$$

где ρ – плотность среды, u – абсолютное смещение, σ – механические напряжения в системе, $S = l^2$ – площадь нагреваемой поверхности.

В первом приближении можно считать, что на рассматриваемую область действуют упругие силы, обусловленные нагревом (термическое расширение); упругие силы со стороны ненагретого материала, препятствующие расширению; и силы внутреннего трения. Средний уровень напряжений в системе при нагреве от температуры T_1 до температуры T_2 можно оценить по формуле

$$\sigma_{\text{терм}} = \alpha E T_{1-2}, \quad (2)$$

где α – коэффициент термического расширения, E – модуль Юнга, $T_{1-2} = T_2 - T_1$.

Так как силы упругости, действующие со стороны холодного материала, и силы внутреннего трения, действующие на рассматриваемый объём среды, направлены против вектора смещения u , то для напряжений в рассматриваемой системе можно записать:

$$\sigma = \alpha E T_{1-2} - \eta \dot{\varepsilon} - E \varepsilon, \quad (3)$$

где η – сдвиговая динамическая вязкость, E – модуль Юнга, $\varepsilon = u/l$ – относительная деформация. Тогда выражение (1) в скалярном виде можно записать следующим образом:

$$\ddot{u} + 2\beta\dot{u} + \omega^2 u = \frac{\alpha E T_{1-2}}{l}. \quad (4)$$

Уравнение динамики (4) – дифференциальное уравнение, имеющее вид уравнения колебаний с частотой $\omega = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ и коэффициентом затухания $\beta = \frac{\eta}{2\rho l^2}$ при наличии внешней силы.

Рассмотрим нагрев тонкого приповерхностного слоя металла. В этом случае для температуры поверхности справедливо выражение [4]:

$$T_{\text{п}} = \frac{2Aq_0\sqrt{at}}{\lambda\sqrt{\pi}}, \quad (5)$$

где A – коэффициент поглощения лазерного излучения поверхностью металла; q_0 – интенсивность излучения; a – температуропроводность, которая определяется как $a = \frac{\lambda}{c\rho}$, где λ – теплопроводность, c – теплоёмкость, t – время нагрева.

Подставляя выражение (5) в уравнение (4), можно найти значение смещения u приповерхностного слоя. Для упрощения решения уравнения (4) будем считать, что в линейном приближении

$$\sigma_{\text{терм}}(t) = \dot{\sigma}_{\text{ср}} t, \quad (6)$$

где $\dot{\sigma}_{\text{ср}}$ – среднее значение скорости нарастания термических напряжений за время $t_{\text{и}}$ действия лазерного импульса. Учитывая (2) и (5), имеем

$$\dot{\sigma}_{\text{ср}} = \frac{2Aq_0\alpha E}{\sqrt{\pi\lambda c\rho t_{\text{и}}}}. \quad (7)$$

Тогда с учётом выражений (6) и (7) уравнение (4) примет вид:

$$\ddot{u} + 2\beta\dot{u} + \omega^2 u = \frac{2Aq_0\alpha Et}{\rho l \sqrt{c\rho t_n}}. \quad (8)$$

В зависимости от соотношения между величинами ω и β уравнение (4) имеет различные решения. Для железа и сталей $E = 2 \times 10^{11}$ Па, $\rho = 7,8 \times 10^3$ кг/м³ [5], $\eta = 4 \times 10^5$ Па·с [6], для условий лазерного воздействия l составляет величину порядка 10^{-4} м [4].

Так как в нашем случае $\beta^2 \gg \omega^2$, то общее решение уравнения (4) имеет вид

$$u = C_1 \exp(-k_1 t) + C_2 \exp(-k_2 t) + At + B, \quad (9)$$

где $k_1 = \beta + \sqrt{\beta^2 + \omega^2}$, $k_2 = \beta - \sqrt{\beta^2 + \omega^2}$, C_1 , C_2 – константы, определяемые из начальных условий, а величины A и B частного решения определяются стандартным образом. Учитывая, что начальное смещение и начальная скорость равны нулю, а также используя соотношения $\beta^2 \gg \omega^2$ и $k_1 \gg k_2$, после упрощений получаем

$$u = \left(\frac{2Aq_0\alpha l \eta}{E \sqrt{\pi \lambda c \rho t_n}} \right) \left(\exp\left(-\frac{Et}{\eta}\right) + \frac{Et}{\eta} - 1 \right). \quad (10)$$

Из выражения (10) видно, что при $t = \frac{\eta}{E}$ смещение u будет в e раз меньше, чем в случае

свободного термического расширения. Характерное время $t_p = \frac{\eta}{E}$ по аналогии с процессами движения в вязкой среде можно назвать временем релаксации.

Для железа и сталей $t_p \sim 1$ -2 мкс. Таким образом, если $t_n \leq t_p$, то в системе будут накапливаться очень высокие значения средних напряжений. Более тщательный анализ показывает необходимость учёта релаксационных процессов уже при временах нагрева $t_n \sim 1 \times 10^{-4}$ с.

Выводы.

1. Показана необходимость учета релаксационных процессов при длительности лазерного импульса менее 10^{-4} с.

2. Показано, что время релаксации напряжений при импульсном нагружении определяется отношением двух макропараметров, характеризующих вязкостные и упругие свойства материала.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Иванова В.С., Баланкин А.С., Бунин И.Ж., Оксогоев А.А. Синергетика и фракталы в материаловедении. М.: Наука, 1994. 383с.
2. Бекренев А.Н., Камашев А.В. О фазовых превращениях в сталях при быстром нагреве. // Письма в ЖТФ, 1993. Т.19. В.22, С.58-61.
3. Bekrenov A.N., Kamashev A.V. Features of phase transformations passing and mass transport in metals under intensive external reactions. // Journal of Physics and Chemistry of Solids V.62. 2001, P.647-651.
4. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник. М.: Машиностроение, 1985, 496 с.
5. Кикоин И.К. Таблицы физических величин. Справочник. М.: Атомиздат, 1976, 1004 с.
6. Дерибас А.А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980, 188 с.

Поступила 20.01.2006 г.

УДК 539.376

В.Н. Анисимов

ОПИСАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ С ПОЗИЦИИ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Построена нелинейная модель упругого деформирования материалов, основанная на взаимодействии между молекулами.

Прочностные свойства любого материала складываются из взаимодействия между молекулами. Пусть $F(r)$ – сила взаимодействия двух молекул, направленная по прямой, соеди-