

電磁波加熱を受ける傾斜機能材料の動的熱応力*

須見尚文^{*1}, 門奈博^{*2}, 菅野良弘^{*3}Dynamic Thermal Stresses in a Functionally Graded Material
Subjected to Electromagnetic Radiation

Naobumi SUMI, Hiroshi MONNA and Yoshihiro SUGANO

A numerical study is made of the dynamic thermal stresses in a ceramic metal Functionally Graded Material (FGM) subjected to impulsive electromagnetic radiation. The radiation absorption is assumed to maintain a constant energy flux throughout the pulse duration, and to diminish exponentially with depth. Since the wave travel time is small compared with the time necessary to reach thermal equilibrium, the thermal diffusion term is ignored in the transient heat conduction equation. In treating problems, the material properties of FGM are assumed to be temperature-dependent. In this paper, a set of unified equations is presented, which is applicable to the propagation of plane, cylindrical and spherical waves in elastic media. The characteristic equations are then derived and the numerical procedures involving stepwise integration along the characteristics are established. Numerical calculations are carried out for various FGM plates, and the significance of the temperature-dependent material properties and the effects of composition distribution of the FGM on the magnitude of the dynamic thermal stresses are discussed.

Key Words: Nonhomogeneous Thermoelasticity, Temperature-Dependent Property, Ceramic/Metal Functionally Graded Material, Characteristic Method, Dynamic Thermal Stress, Wave Propagation

1. 緒言

弾性体が電磁波, レーザ, γ 線などの照射を受けて急激に内部熱発生を生じる場合, 材料内部には動的熱応力が発生し, 熱応力波の反射と干渉によって複雑な衝撃応答が繰返される。近年, 繊維強化複合材料の耐熱構造材料としての使用, さらに熱応力緩和を発現させるための傾斜機能材料(Functionally Graded Material; FGM)の開発など, 不均質材料の使用範囲が急速に拡大されはじめた。これらの材料は極めて過酷な熱的環境下で使用されるため, 各種の材料定数の温度依存性の影響は大きく, 材料定数の温度依存性を考慮した不均質材料の動的熱応力の解析方法の確立は重要である。

著者らは前報において, 衝撃加熱を受ける傾斜機能平板⁽¹⁾の動的熱応力を材料定数の温度依存性を考慮して特性曲線法により解析した。そこにおいては, 電磁波などの照射時間は極めて短く内部熱発生は時間的にデルタ関数で与えられ, したがって温度変化はステ

ップ関数で与えられるものと考え, 各種材料定数の時間的変動を無視⁽²⁾して解析された。しかしながら, 近年, 高速レーザーや高周波マイクロ波などの技術が発展し, 加熱形状が δ パルス形状や矩形パルス形状などいろいろなタイプの熱じょう乱を扱う必要が生じてきている。

本論文では, 前報までの解析の拡張として, 内部熱発生が時間的には矩形パルス形状で, 空間的には座標の指数関数で与えられる非定常温度分布を受ける平板, 円筒および中空球などからなる傾斜機能材料の一次元的動的熱応力を, 材料定数の時間的変動を考慮して特性曲線法を用いて統一的に定式化し, 種々の組成分布の傾斜機能平板の動的熱応力を数値解析することにより, 加熱条件や組成分布がFGMの動的熱応力に及ぼす影響を定量的に検討した。

2. 解析

2・1 動的熱応力問題の基礎式および特性曲線方程式 縦弾性係数 E , ポアソン比 ν , 線膨張係数 α , 密度 ρ および比熱 c_v がいずれも座標 x と温度 T , したがって時間 t の関数である場合の平板, 円筒, 中空球などの一次元的動的熱応力問題に対する基礎式は次式で与えられる。

* 原稿受付 1997年5月14日。

^{*1} 正員, 静岡大学教育学部(☎422 8529 静岡市大谷836)。^{*2} (株)トヨシステムリサーチ(☎410-1193 裾野市御宿1200)。^{*3} 正員, 岩手大学工学部(☎020 0066 盛岡市上田4 3 5)。

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_1}{\partial x} + \frac{N}{x}(\sigma_1 - \sigma_2) \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \sigma_1}{\partial t} = \frac{\partial C_{11}}{\partial t} \varepsilon + C_{11} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{N}{x} \left(\frac{\partial C_{12}}{\partial t} u + C_{12} v \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\beta \int adT \right) \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial \sigma_2}{\partial t} = \frac{\partial C_{12}}{\partial t} \varepsilon + C_{12} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{N}{x} \left(\frac{\partial C_{11}}{\partial t} u + C_{11} v \right) - \frac{N(N-1)}{x} \left(\frac{\partial C_{13}}{\partial t} u + C_{13} v \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\beta \int adT \right) \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \dots\dots\dots (4)$$

ここで N は定数で平面波, 円柱波, 球面波の問題に対してそれぞれ 0, 1, 2 の値を取り, 座標 x はそれぞれ直角座標, 円柱座標, 球座標のそれとする. σ_1, σ_2 は垂直応力, u は変位, $\varepsilon = \partial u / \partial x$ はひずみ, $v = \partial u / \partial t$ は粒子速度, T は温度である. また, c を膨張波の伝ば速度とすると C_{11}, C_{12}, C_{13} および β は次式で定義される.

$$\left. \begin{aligned} C_{11}(x, T) &= \frac{(1-\nu)E}{(1+\nu)(1-2\nu)} = \rho c^2 \\ C_{12}(x, T) &= \frac{\nu}{1-\nu} C_{11} \\ C_{13}(x, T) &= \frac{E}{2(1+\nu)} = \frac{C_{11} - C_{12}}{2} \\ \beta(x, T) &= \frac{E}{1-2\nu} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

式(1)~(4)は $\sigma_1, \sigma_2, \varepsilon, v$ に関する双曲形 4 元連立 1 階偏微分方程式であり, $(x-t)$ 平面においては特性曲線の方向 (I^+, I^-, II) に沿って常微分関係式(特性曲線方程式)で与えられる. すなわち, 特性曲線は

$$I^+ : dx/dt = \sqrt{C_{11}/\rho} = c(x, T) \dots\dots\dots (6)$$

$$I^- : dx/dt = -\sqrt{C_{11}/\rho} = -c(x, T) \dots\dots\dots (7)$$

$$II : dx = 0 \dots\dots\dots (8)$$

また, 特性曲線方程式は次式で与えられる.

$$I^+ : d\sigma_1 - \rho c dv = \left\{ -\frac{N}{x}(\sigma_1 - \sigma_2)c + \frac{\partial C_{11}}{\partial t} \varepsilon \right.$$

$$\left. + \frac{N}{x} \left(\frac{\partial C_{12}}{\partial t} u + C_{12} v \right) \right\} dt - \frac{\partial}{\partial t} \beta \int adT dt \dots\dots\dots (9)$$

$$I^- : d\sigma_1 + \rho c dv = \left\{ \frac{N}{x}(\sigma_1 - \sigma_2)c + \frac{\partial C_{11}}{\partial t} \varepsilon + \frac{N}{x} \left(\frac{\partial C_{12}}{\partial t} u + C_{12} v \right) \right\} dt - \frac{\partial}{\partial t} \beta \int adT dt \dots\dots\dots (10)$$

$$II : d\sigma_1 = \varepsilon dC_{11} + C_{11} d\varepsilon + \frac{N}{x}(u dC_{12} + C_{12} v dt) - d\beta \int adT \dots\dots\dots (11)$$

$$II : d\sigma_2 = \varepsilon dC_{12} + C_{12} d\varepsilon + \frac{N}{x}(u dC_{11} + C_{11} v dt) - \frac{N(N-1)}{x}(u dC_{13} + C_{13} v dt) - d\beta \int adT \dots\dots\dots (12)$$

$$II : du = v dt \dots\dots\dots (13)$$

上式は $\sigma_1, \sigma_2, u, \varepsilon, v$ に関する 5 元連立常微分方程式である. 傾斜機能平板 ($N=0$) に対しては, 未知量は $\sigma_1 = \sigma_x, \varepsilon, v$ の 3 個となり, 式(9)~(11)の特性曲線方程式が対応する.

2.2 特性曲線方程式の離散化 数値解法としての特性曲線法は, 特性曲線(6)~(8)に沿って成立する常微分方程式としての特性曲線方程式(9)~(13)を差分して数値積分する方法である. しかしながら, 材料定数が温度依存性を示す傾斜機能材料の場合, 式(6)~(8)の特性曲線は, 図1に例示する厚さ h の傾斜機能平板のように, 場所および時間によって刻々変化する曲線格子網を形成する. したがって, 特性曲線の傾きそのものが未知数となることから, 解析すべき格子点自身が未知となり, 数値計算においては収束計算アルゴリズムを用いて格子点自身を決定してから特性曲線方程式を離散化しなければならない. すなわち, 図1の実線はこれまでの収束計算により特性曲線の座標およびその点における物性値などが決定された部分, 破線が特性曲線の傾き, したがって格子点座標が未知の部分を表している. 図中の解析対象点 D の座標は, 図2に示す収束計算アルゴリズムを用いて座標, 温度, 物性値などが既知である隣接格子点 A, C および点 A, C における値より内挿で求めた点 M における諸量を用いて求められる.

これらの収束計算により格子点 D が決定されれば, 点 D における 5 個の未知量 $\sigma_{1D}, \sigma_{2D}, u_D, v_D, \varepsilon_D$ は, 式(9)を I^+ に沿って点 A から点 D まで, 式(10)を I^- に沿って点 C から点 D まで, 式(11)~(13)を II に沿って点 M から点 D まで, 関数値の線形変化を仮定して積分することにより次式に示す 5 元連立方程式の解

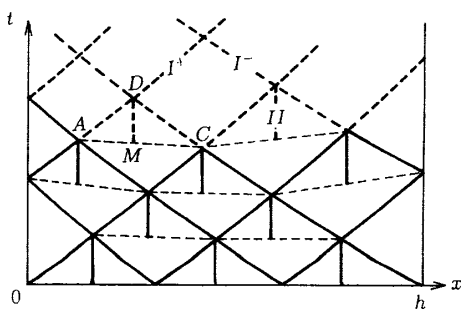


Fig. 1 Characteristic network for numerical procedure

として得られる。

$$\sigma_{1D} - \sigma_{1A} - \frac{1}{2} \{ (\rho c)_D + (\rho c)_A \} (v_D - v_A) = \frac{N}{2} \left[\left\{ -\frac{(\sigma_1 - \sigma_2)}{x} \right\}_D + \left\{ -\frac{(\sigma_1 - \sigma_2)}{x} \right\}_A \right] (t_D - t_A) + \frac{N}{2} \left\{ \left(C_{12} \frac{v}{x} \right)_D + \left(C_{12} \frac{v}{x} \right)_A \right\} (t_D - t_A) + \int_A^D \frac{\partial C_{11}}{\partial t} \varepsilon dt + \int_A^D N \frac{\partial C_{12}}{\partial t} \frac{u}{x} dt - \int_A^D \frac{\partial}{\partial t} \beta \int adT dt \dots (14)$$

$$\sigma_{1D} - \sigma_{1C} + \frac{1}{2} \{ (\rho c)_D + (\rho c)_C \} (v_D - v_C) = \frac{N}{2} \left[\left\{ \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)}{x} \right\}_D + \left\{ \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)}{x} \right\}_C \right] (t_D - t_C) + \frac{N}{2} \left\{ \left(C_{12} \frac{v}{x} \right)_D + \left(C_{12} \frac{v}{x} \right)_C \right\} (t_D - t_C) + \int_C^D \frac{\partial C_{11}}{\partial t} \varepsilon dt + \int_C^D N \frac{\partial C_{12}}{\partial t} \frac{u}{x} dt - \int_C^D \frac{\partial}{\partial t} \beta \int adT dt \dots (15)$$

$$\sigma_{1D} - \sigma_{1M} = \frac{1}{2} (\varepsilon_D + \varepsilon_M) (C_{11D} - C_{11M}) + \frac{1}{2} (C_{11D} + C_{11M}) (\varepsilon_D - \varepsilon_M) + \frac{N}{2} \left\{ \left(\frac{u}{x} \right)_D + \left(\frac{u}{x} \right)_M \right\} (C_{12D} - C_{12M}) + \frac{N}{2} \left\{ \left(C_{12} \frac{v}{x} \right)_D + \left(C_{12} \frac{v}{x} \right)_M \right\} (t_D - t_M) - \int_M^D d\beta \cdot \int adT \dots (16)$$

$$\sigma_{2D} - \sigma_{2M} = \frac{1}{2} (\varepsilon_D + \varepsilon_M) (C_{12D} - C_{12M}) + \frac{1}{2} (C_{12D} + C_{12M}) (\varepsilon_D - \varepsilon_M) + \frac{N}{2} \left\{ \left(\frac{u}{x} \right)_D + \left(\frac{u}{x} \right)_M \right\} (C_{11D} - C_{11M}) + \frac{N}{2} \left\{ \left(C_{11} \frac{v}{x} \right)_D + \left(C_{11} \frac{v}{x} \right)_M \right\} (t_D - t_M) - \frac{N(N-1)}{2} \left\{ \left(\frac{u}{x} \right)_D + \left(\frac{u}{x} \right)_M \right\} (C_{13D} - C_{13M}) - \frac{N(N-1)}{2} \left\{ \left(C_{13} \frac{v}{x} \right)_D + \left(C_{13} \frac{v}{x} \right)_M \right\} (t_D - t_M) - \int_M^D d\beta \int adT \dots (17)$$

$$u_D - u_M = \frac{1}{2} (v_D + v_M) (t_D - t_M) \dots (18)$$

ただし、上式中の下添字 A, C, D, M はそれぞれの点における値を示す。なお、材料の境界上の点では特性曲線 I⁺あるいは I⁻が存在せず未知量を求めるための有効な特性曲線方程式の数が1個減少するが、そこにおいては力学的境界条件(自由境界の場合 $\sigma_{1D}=0$)により未知量の内の1個が規定されるので、残りの4個の未知量はこの4元連立方程式を解くことにより求められる。

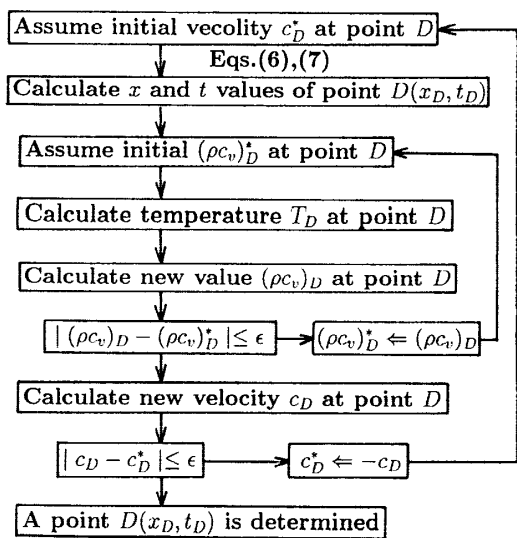


Fig. 2 Numerical procedure for determining mesh point D

3. 数値計算と考察

3.1 FGM 平板と温度分布

数値計算例として、図3に示すように高温側を耐熱環境性に優れているPSZ(部分安定化ジルコニア)、低温側を高強度の金属SUS304(オーステナイト系ステンレス)とするセラミックと金属を組成成分とする初期温度が T_0 で板厚が h の傾斜機能平板 ($N=0$) が、その表面 $x=0$ から電磁エネルギーを衝撃的に照射される場合に生じる一次元的熱応力を材料定数の温度依存性を考慮して解析する。

図4に数値計算に用いたセラミックと金属の温度範囲 300 K~800 K における $\rho c_v, E$ および α の温度依存性を示す。これらは最小二乗法により温度の多項式で近似して⁽³⁾用いた。なお、これらの材料のポアソン比の温度依存性は小さいのでそれぞれ一定値 0.3 と仮定した。

一般に衝撃的な加熱を理論的に扱う場合、これまでには加熱形状を δ パルス状のように数学的に扱いやすい形状と仮定してきた。しかし実際の数多い高速レー

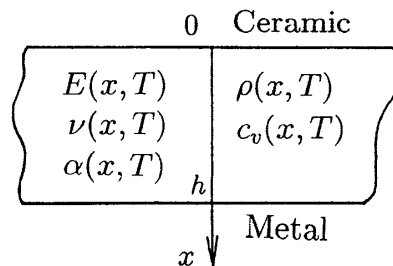


Fig. 3 FGM plate with temperature-dependent material

ザなどは時間的には矩形パルス状やガウス分布のエネルギー形状を持ち、それを媒質が吸収する際に深さ方向に分布することが多い。本論文では材料定数の温度依存性を考慮した傾斜機能材料の非定常温度分布は後述の差分法を用いて数値解析するので、内部熱発生は任意に与えることができるが、ここでは内部熱発生は矩形パルス状⁽⁴⁾として次式を与えた。

$$W = W_0[H(t) - H(t - t_0)]e^{-x/l} \dots\dots\dots (19)$$

ここで、 t_0 は電磁エネルギーの照射時間、 l は特性距離で吸収深さと呼ばれる。また、 $H(t)$ はステップ関数である。

さて、衝撃的に電磁波の照射を受けて内部発熱をする場合の温度分布の特徴は、 κ を温度伝導率とすると、熱応力波が距離 l を伝ばするに要する特性時間 $t_M = l/c$ は熱拡散に関する特性時間 $t_T = l^2/\kappa$ に比べて非常に小さく($t_M \leq t_T$)、したがって、温度分布の解析において熱拡散に関する項を一般に無視できる⁽¹⁾⁽²⁾ことにある。したがって、傾斜機能平板の一次元非定常熱伝導方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{W}{\rho(x, T)c_v(x, T)} \dots\dots\dots (20)$$

式(20)は密度 ρ および比熱 c_v が座標 x および温度 T の関数であるため一般に解析解が得られない。し

たがって本論文では差分法により数値解析する。すなわち、前述の図1に示す特性曲線II上の微小間隔格子点D、M間で関数値の線形変化を仮定して式(20)を差分表示すれば、解析対象点Dでの温度 T_D は次式で与えられる。

$$T_D = T_M + \frac{1}{2} \left\{ \frac{W_M}{(\rho c_v)_M} + \frac{W_D}{(\rho c_v)_D} \right\} (t_D - t_M) \dots\dots (21)$$

この場合、上式右辺における解析対象点Dでの物性値は、解析対象点Dでの温度 T_D が求まっていないと決定できないため、上式による温度は収束計算アルゴリズムを用いて決定しなければならない。

3・2 FGMの組成分布 傾斜機能平板の組成分布

としては実際に合成されているセラミック/金属系FGMの体積分率が座標のべき乗で表現される場合が多いので、本論文ではSUS 304の体積分率 V_m とPSZの体積分率 $V_c = 1 - V_m$ が図5の(a)、(b)で示されるような2種類のFGM平板について数値計算を行った。材料(a)はセラミックと金属が線形組成分布を持つFGM平板を、材料(b)は(a)よりもセラミックリッチなFGM平板を表す。このような組成成分をもつ傾斜機能材料の縦弾性係数、ポアソン比および線膨張係数は球状粒子分散形複合材料に対するMori-Tanakaの理論⁽⁵⁾により求め、密度および比熱は線形複合則により導出した。

本論文では、数値計算において次の無次元量を用いた。

$$\left. \begin{aligned} x^* &= x/h, \quad t^* = c_0 t/h, \quad l^* = l/h \\ T^* &= (T - T_0)/T_a, \quad E^* = E/E_0, \quad c^* = c/c_0 \\ \nu^* &= \nu/\nu_0, \quad \alpha^* = \alpha/\alpha_0, \quad \rho^* = \rho/\rho_0 \\ \sigma_x^* &= \frac{1 - \nu_0}{\alpha_0 E_0 T_a} \sigma_x, \quad T_a = \frac{W_0 t_0}{\rho_0 c_{v0}} \\ \nu^* &= \frac{1 - \nu_0}{1 + \nu_0} \frac{1}{\alpha_0 T_a c_0} \nu \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

ここで、下添字0の付いた諸量は高温側のセラミックの基準温度 $T_0 = 300$ Kにおける値であることを示し、

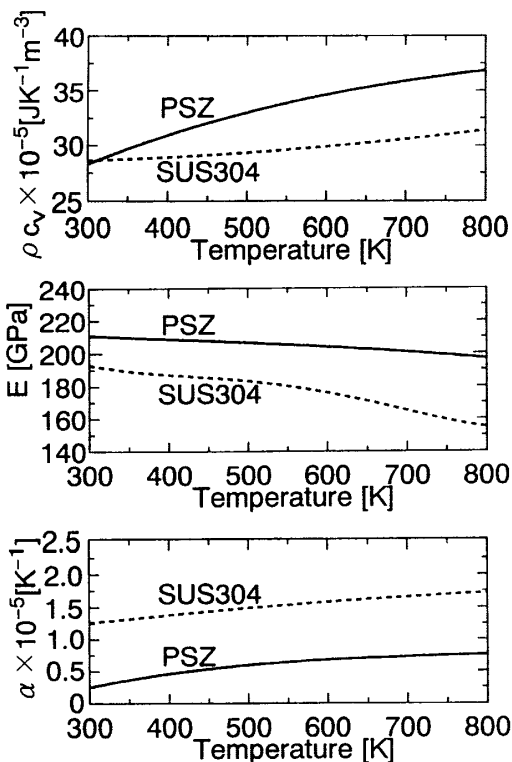


Fig. 4 Temperature-dependence of ρc_v , E and α in the temperature range 300 K~800 K

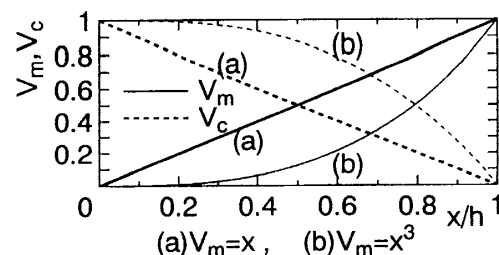


Fig. 5 Volume fractions V_m and $V_c = 1 - V_m$ for FGM (a) and (b)

$T_a=500$ K とした。

図6は照射時間 $t_0^*=0.1$, 吸収深さ $l^*=0.5$ の場合の温度分布を示す。図中の破線は材料定数の温度依存性を考慮せず、傾斜機能平板の各点における $T_0=300$ K での物性値を使った場合の結果である。 $t^* \geq t_0^*$ で定常温度分布が得られるが、図中の実線が示すように材料定数の温度依存性を考慮すれば温度分布は小さくなる。図6に示すような $l^*=0.5$ の場合には平板全体が温度上昇を受けるが、 $l^*=0.2$ の場合は平板の中央付近まで、 $l^*=0.1$ の場合は加熱表面近傍のみが局部的に加熱される。

図7および図8はそれぞれ FGM(a) および (b) の $t_0^*=0.02$, $l^*=0.5$ の場合の各点における垂直応力 σ_x^* の時間的変動を示す。高温側のセラミックリッチな表

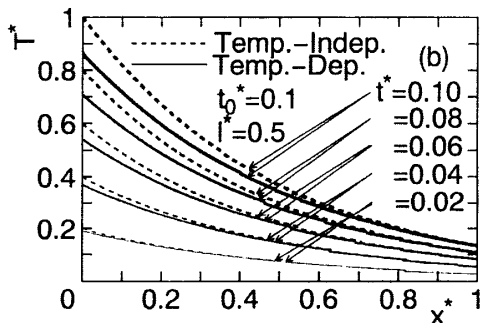


Fig. 6 Temperature distribution for various time

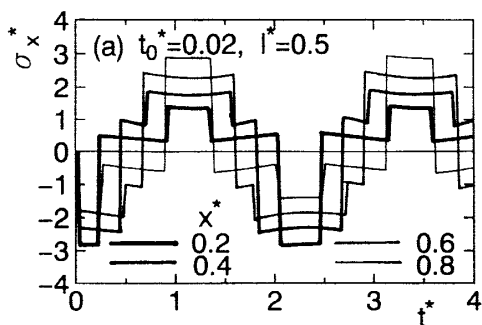


Fig. 7 Time-dependence of σ_x^* at various positions for FGM (a) with $t_0^*=0.02$, $l^*=0.5$

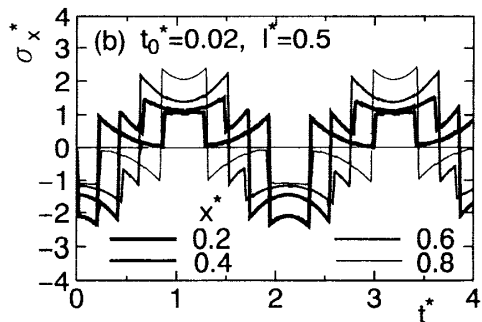


Fig. 8 Time-dependence of σ_x^* at various positions for FGM (b) with $t_0^*=0.02$, $l^*=0.5$

面近くでは圧縮応力は大きい引張応力は小さく、また逆に、低温側のメタルリッチな表面近くでは引張応力は大きい圧縮応力は小さいという傾斜機能材料の特徴を示している。全体的にはセラミックリッチな FGM(b) のほうが高温側の圧縮応力および低温側の引張応力がともに小さく熱応力緩和効果大きい。

$l^*=0.5$ の FGM(b) に対して、図9および図10はそれぞれ $t_0^*=0.1$ および $t_0^*=0.5$ の場合の σ_x^* の時間的変動を示す。図8~10を比較して、 t_0^* が大きくなるにつれて時間的には滑らかなランプ加熱となるため、波頭における急激な応力変動が小さくなる。

$l^*=0.5$ の FGM(b) に対して、図11および図12はそれぞれ $t_0^*=0.02$ および $t_0^*=0.1$ の場合の $t_0^*=0.1$

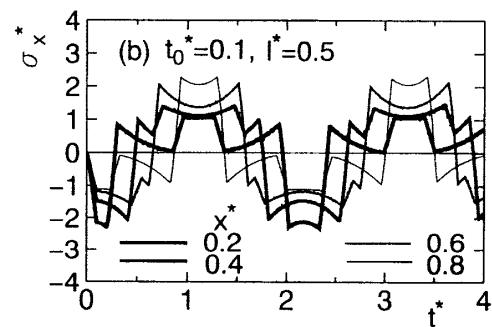


Fig. 9 Time dependence of σ_x^* at various positions for FGM (b) with $t_0^*=0.1$, $l^*=0.5$

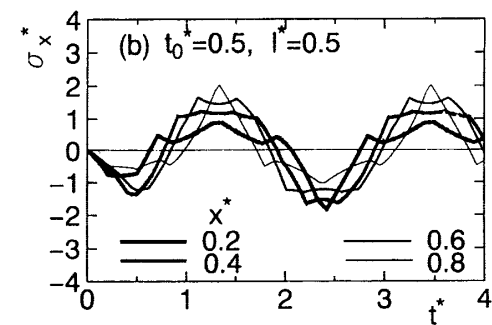


Fig. 10 Time-dependence of σ_x^* at various positions for FGM (b) with $t_0^*=0.5$, $l^*=0.5$

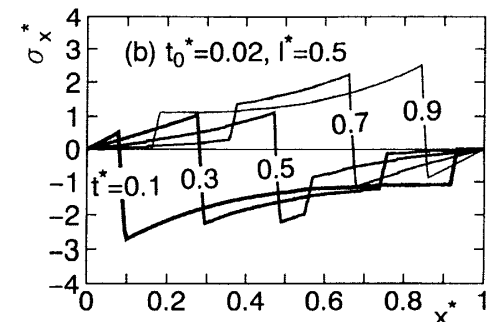


Fig. 11 Stress profiles of σ_x^* at different times for FGM (b) with $t_0^*=0.02$, $l^*=0.5$

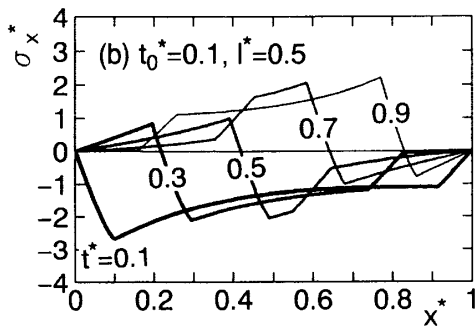


Fig. 12 Stress profiles of σ_x^* at different times for FGM (b) with $t_0^*=0.1$, $l^*=0.5$

～0.9の各時間における σ_x^* の分布を示す。衝撃的に加熱された平板内部には温度分布に応じた圧縮の応力場が形成されるが、平板の両自由表面から応力の符号を変えた引張りの応力波が平板内部に伝ば・干渉し、波頭の到達とともに順次圧縮応力が解放されていく。この応力波は再び両表面で符号を変えて反射し、平板内部では圧縮と引張りの応力状態が交互に繰返される。

図13は $t_0^*=0.1$, $l^*=0.5$ で $T_0=300$ Kにおける物性値を使った場合のFGM (b)の σ_x^* の時間的変動を示す。対応する物性値の温度依存性を考慮した解析、図9と比較すれば、材料定数の温度依存性を考慮しない解析では動的熱応力は過小評価されてしまい、材料定数の温度依存性を考慮した本解析は不可欠であることを示す。

4. 結 言

本論文では、衝撃加熱を受ける平板、円筒、中空球などの傾斜機能材料の材料定数の温度依存性を考慮した一次元的動的熱応力を特性曲線法を用いて数値解析した。この場合、材料の不均質性および材料定数の温度依存性によって特性曲線は曲線格子網となるが、本論

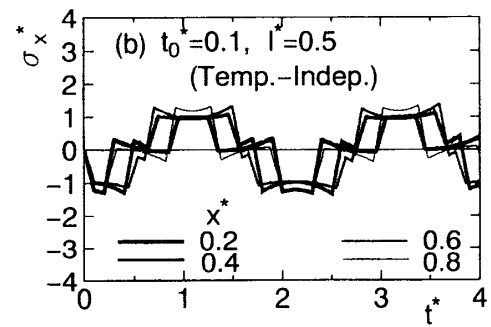


Fig. 13 Time dependence of σ_x^* at various positions for FGM (b) with $t_0^*=0.1$, $l^*=0.5$ (temperature independent analysis)

文では収束計算アルゴリズムを用いて解析する方法を確立した。種々の組成分布を持つ傾斜機能平板について数値計算を行った結果、高温側に遮熱性・耐熱性に優れたセラミックを、低温側に強度の高いメタルを多く傾斜させたFGMを用いることにより、熱応力波の反射によるセラミックリッチ側に生じる引張応力が小さくなり、また全体的な熱応力の値も小さくなり、材料のFGM化による動的熱応力緩和が得られることがわかった。また、苛酷な熱的環境下で使用される傾斜機能材料の物性値の温度依存性の影響は大きく、温度依存性を考慮した動的解析は不可欠であることがわかった。最後に、本研究は文部省科学研究費の補助のもとに行われたことを記し、謝意を表す。

文 献

- (1) 須見尚文・菅野良弘, 機論, 61-590, A(1995), 2296-2301.
- (2) Hegemier, G. A. and Tzung, F., *J. Appl. Mech.*, 37-2 (1970), 339-344.
- (3) 菅野良弘・ほか2名, 機論, 59-262, A(1993), 1505-1513.
- (4) Galka, A. and Wojnar, R., *J. Thermal Stresses*, 18-2 (1995), 113-140.
- (5) Mura, T., *Micromechanics of Defects in Solids*, 2nd ed., (1987), 394, Martinus Nijhoff.