高速合金生成における熱波寄与の可能性について*

阿部 晃久^{*1}, 佐野 立^{*2}, 佐野 幸雄^{*1}Numerical Study on a Possibility of Heat Wave Contribution
to a Rapid Alloying TechnologyAkihisa ABE^{*3}, Ritsu SANO and Yukio SANO^{*3} Department of Ocean Electro-Mechanical Engineering, Kobe University of Mercantile Marine,
5-1-1 Fukaminami-machi, Higashinada-ku, Kobe-shi, Hyogo, 658-0022 Japan

Heat wave in elastic material generated by an impulsive heating of the free surface is analyzed numerically in order to clarify the mechanism of a rapid alloying technology. The TVD finite difference scheme is applied for the present study to catch the discontinuous thermal waves clearly. The present numerical scheme is justifiable from the results of behavior of heat waves propagated through Al metal. In addition, the propagation of heat wave through a contact boundary between two different metals, Al and Ni, is examined. The numerical results suggest that the possibility of direct contribution of heat wave to the most part of Al-Ni alloy is denied, but complicated variations of temperature are occurred at the interface. These results indicate that analyses including a phase transition phenomenon are required.

Key Words: Thermal Shock, Elasticity, Numerical Analysis, Finite Difference Method, Heat Wave, Relaxation Time, Al-Ni Alloy

1. 緒言

近年, 電子ビームやレーザービーム等を用いた高精度・高能率の材料加工法や原子の拡散現象を利用した特殊材料の精密溶接法などが開発されてきており, それに伴って熱の非定常伝播現象の解明が工学的に重要となってきた⁽¹⁻⁴⁾. 最近著者等は, 電気抵抗溶接機を利用した高速合金生成技術の開発に着手しており, 理論, 数値計算および実験的見地から検討を行っている. 本合金生成法は, 2つの母材金属で母材よりも融点が高いインサート金属を挟み, それらに短時間(約0.5秒程度)電流を流すことによって瞬時に合金を生成するものである⁽⁵⁾. この技術は, 生産コストが低く, 短時間でクリーンな合金部が得られる方法として期待される. 本合金生成の基本的な機構は, 材料内に流れる電流によって発生するインサート金属内の抵抗熱がインサート金属を融解もしくは半熔融状態とし, 拡散現象を誘起して合金化するものと考えられる. しかし

ながら, 非常に短時間でインサート金属内に高温度状態が生じる熱衝撃現象や固体から液体への相変化現象など, 合金生成過程には多くの複雑な現象が密接に関係しており, 生成機構を理解するためには多くの解明すべき課題がある.

本研究では, 高速合金生成機構の解明へ向けた一つの試みとして衝撃熱現象に注目し, Alの単層材料およびAlとNiの2層材料中に発生・伝播する熱波の挙動や性質を数値的に解析し明らかにする. さらに本数値計算結果を用いて, 合金生成機構における熱波の寄与の可能性について検討を行う.

2. 数値計算

計算において材料は, 均質な等方性弾性体とし, 材料定数は温度およびひずみ速度に依存しないと仮定した. また, 計算は一軸ひずみの下に行われた. 計算に用いた基礎式は, ラグランジュ表現で以下のように示される^(4,6,7).

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial \sigma}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\rho_0 c_v \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} + T_0 \beta \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

* 原稿受付 2000年10月20日.

^{*1} 正員, 神戸商船大学商船学部 (〒658-0022 神戸市東灘区深江南町5-1-1).^{*2} 神戸商船大学大学院.

E-mail: a-abe@cc.kshosen.ac.jp

$$\tau \frac{\partial q}{\partial t} + q = -k \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial T}{\partial \chi} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\rho}{\rho_0} C_{11} \frac{\partial v}{\partial \chi} - \beta \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4)$$

ここで、 σ は垂直応力、 v は粒子速度、 T は温度、 q は熱流束、 ρ は密度、 c_v は定積比熱、 k は熱伝導率、 τ は緩和時間、 C_{11} は弾性定数、 β は熱弾性定数であり、 $\beta = \alpha(3\lambda + 2\mu)$ と与えられ、ここに α は線膨張係数、 λ と μ はラーメの定数である。また、 t と χ はそれぞれ時間、ラグランジュ座標である。添え字の0は初期状態を意味する。(1)式は運動量保存式、(2)式はエネルギー保存式、(3)式は熱流束速度方程式ならびに(4)式は構成方程式である。緩和時間 τ が考慮されている(3)式は、Cattaneoの式⁹⁾と呼ばれ、フーリエの法則とは異なる。

(1)、(4)式から材料中の縦弾性波の伝播速度は、 $C_L^2 = \rho C_{11} / \rho_0^2$ と与えられる。一方、(2)、(3)式を用いて熱流速 q を消去すると電信方程式が得られる。ここで、電信方程式の性質から明らかのように、 $\tau \neq 0$ のとき式は双曲型方程式となり、速度 $C_H^2 = (\rho k / \rho_0^2 c_v) / \tau$ で温度波(熱波)が伝播する。得られる双曲型方程式で表される熱波は、時間経過あるいは伝播距離の増加と共に緩和により減衰し、やがて拡散方程式で代表される定常熱流の温度勾配を形成する。

以上の(1)~(4)式は、TVD 差分法^{9,10)}を用いて計算された。熱波は、温度の不連続波として伝播することから、温度の不連続変化を鮮明に捕らえることが可能である本方法が用いられた。

3. 結果と考察

3.1 差分法の評価

本シミュレーションの有効性の確認のために、ランプ加熱による有限厚さ平板の動的熱応力問題の計算を行った。平板厚を代表長さとして示した無次元ラグランジュ座標 $\chi^* = 0$ における入力温度条件は、 $\Delta T^* = 0$ から $t^* = 0.01$ で $\Delta T^* = 1$ となるように温度を線形上昇させ、その後 $\Delta T^* = 1$ に保ち、一方、他端($\chi^* = 1$)では常に $\Delta T^* = 0$ に保つように設定した。ここに ΔT^* は、初期温度で無次元化された温度変化量を表し、 t^* は平板厚さを弾性波が伝播する時間で無次元化された時間である。図1に本シミュレーション結果を示す。図1(a)に示すように、各無次元位置 $\chi^* = 0.2 \sim 0.8$ で得られる温度変化は、いずれも2段階の階段形状を示すことがわかる。初めに到達する小さな温度上昇を伴う波は、材料中に発生・伝播する弾性先行波による温度上昇である。すなわち、弾性固体の一端から衝撃的な温度が与えられたため、局所的に生じた材料膨張によるひずみが他端へ向かって伝播したも

Fig.1 (a) Temperature, (b) stress and (c) particle velocity variations at $\chi^* = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ in elastic solid.

のである。一方、弾性先行波に遅れて伝播し、大きな温度上昇を伴う第2波が熱波である。図1(b)は、弾性材料内の各点の応力の時間変動を示しており、縦軸は膨張を正として描かれている。図より、材料は弾性波の到達によって強い圧縮負荷を受け、その後、熱波の到達まで徐々に負荷は回復するが、熱波の到達によって短時間で0付近まで除荷されることが分かる。図1(c)は材料内の粒子速度の時間変化を示している。 $\chi^* = 0$ では材料の熱膨張により負の粒子速度が生じているが、その他の各点は、弾性波の到達によって正の加速を生じ、その後ゆるやかな減速を示し、熱波の到達とともに逆方向へ加速される様子がわかる。

図2は弾性固体内全体の温度分布の時間変化を示している。横軸は熱入力面からの無次元距離 x^* (オ

Fig.2 Temperature distributions in elastic solid at $t^*=1-5$.

イラー座標)である。図中には無次元時刻 $t^*=1, 2, 3, 4, 5$ で得られる固体内温度分布を示した。時間の経過とともに初期の強い不連続温度分布は、先行波や熱波の熱入力面や裏面での反射、さらに相互干渉を通してだいに消失していくことがわかる。やがて温度分布は、図中の破線で示される定常状態へ近づいていく。

図1および図2から明らかなように本数値計算結果は、各不連続面を鮮明に捕え、安定した解を得ることができ、波動現象を物理的な矛盾なく表せた。また、ここで示したランプ加熱に対する計算では、Lopez & Lord⁷⁾のや須見⁸⁾の特性曲線法を用いた解析結果と同様の結果が得られており、本数値計算法の有効性が確認できたと判断する。

3.2 Al 材料中の熱波の挙動

図3は無限厚さのAl材料に $\Delta T=293^\circ\text{C}$ のステップ熱衝撃を与えた場合の材料内部で得られる温度変化を示している。計算開始後、 $t=10^{-15}$ secの微小時間で温度を室温 $T_0=293\text{ K}$ から 586 K まで立上げ、その後一定を保つほぼステップ状の衝撃温度入力をAl材料の一端に与えた。緩和時間は、 $\tau=8.5 \times 10^{-12}$ secと仮定した。本計算に用いたその他の材料定数については表1に示す通りである。図中には、熱入力面から $\chi=0, 2, 4, 6\text{ nm}$ の各位置で得られる温度の時間変動を示している。弾性先行波による温度上昇はごくわずかであるが、先の結果と同様に階段状の温度変化が生じており、Al材料中に熱波の伝播が確認できる。

図4(a), (b)は、Al内を伝わる熱波の減衰の様子を異なる緩和時間に対して示している。入力加熱条件は、図3で述べた方法と同様である。図4(a), (b)で用いた緩和時間はそれぞれ $\tau=8.5 \times 10^{-9}$ sec, 8.5×10^{-12} secである。図より、熱波による不連続的な温度上昇は、時間に対して指数関数的に減少している。熱波背後の

Fig.3 Temperature variations at $\chi=0, 2, 4, 6\text{ nm}$ for $\tau=8.5 \times 10^{-12}$ sec in Al.

(a)

(b)

Fig.4 Comparison of heat wave decay in Al between (a) $\tau=8.5 \times 10^{-9}$ sec and (b) $\tau=8.5 \times 10^{-12}$ sec.

温度の時間変化は、理論的に次式で得られる⁸⁾。

$$T = T_0 \{1 + \exp(-t/2\tau)\} \quad (5)$$

ここに、 t は時間である。上式で求められる減衰曲線は、図中に破線で示した。本シミュレーション結果と十分良い一致が得られていることが分かる。以上から、緩和時間が長いほど熱波の温度減衰は緩やかになると言える。したがって、発生した熱波が材料内部のどこまで伝播到達できるかは、熱伝導の緩和時間 τ の値によって著しい影響を受けることが明らかである。一般に緩和時間は $10^{-14} \sim 10^{-9}$ secの値をとり、Alの緩和時間は $\tau=8.0 \times 10^{-12}$ secであるという報告もあるが⁽¹¹⁾、それらの値については未だ十分明らかであるとは言えない。

Fig.5 Temperature variations at $\chi=0, 2, 4, 6, 8, 10$ mm for $\tau=8.5 \times 10^{-9}$ sec in Al.

Al-Ni 合金の高速生成実験では、約 0.5 秒間の電気エネルギー注入によって、衝撃熱発生部から約 5~10 mm の範囲で合金化が確認されている⁹⁾。先に得られた熱波の性質をふまえて高速合金生成への寄与について検討するため mm スケールオーダーの材料厚さに対して計算を行った。図 5 は、衝撃熱入力面からの距離 $\chi=0, 2, 4, 6, 8, 10$ mm で得られる温度の時間変動を示している。 $\tau=8.5 \times 10^{-9}$ sec の比較的小さい緩和時間を仮定しても数 mm のオーダーでは全く波動現象は生じず、完全にフーリエの法則と同様の定常熱伝導状態を示していることが分かる。したがって、図 3 で得られた波動現象を伴う急激な温度上昇は見られない。すなわち、衝撃的な入力熱は、材料表面のごく薄い近傍でのみ熱波による熱輸送現象を生じさせる。以上から、高速合金生成法において、たとえ Al 内に熱波が発生したとしてもその伝播による到達可能な距離は nm~ μ m 程度であり、合金化が生じる部分全体に渡る熱波の直接的な影響が生じることは考え難いと言える。しかしながら、以上の結果は、合金生成への熱波の寄与を完全に否定するものではない。

3.3 2 層媒体中の熱波の挙動

次に Al と Ni が密着してならんだ 2 層媒体中における熱波の伝播挙動について検討する。熱波を伝播させるため Al と Ni の厚さをそれぞれ 10 mm とし、緩和時間 $\tau=8.5 \times 10^{-12}$ sec で計算を行った。境界条件は、各金属の両端を自由端とし、温度入力条件は図 3 で述べた方法と同様である。また、Al と Ni の接界面は、初期状態において完全に密着状態にあると仮定している。本計算で用いた Ni の諸量は表 1 の通りである。図 6 (a), (b) は、それぞれ、衝撃熱が Al 側から入力される場合と Ni 側から入力される場合に対応し、熱入力面から材料内部への距離 $\chi=1, 5, 11, 15$ nm の各位置で得られた温度時間変動を示している。両図ともに、 $\chi=1, 5$ nm の位置で得られる結果は、弾性波および熱波に

Fig.6 Temperature variations at $\chi=1, 5, 11, 15$ nm in (a) Al/Ni and (b) Ni/Al.

よる 2 段階の温度上昇を示しているが、弾性波による温度上昇は、Al で約 6°C、Ni で約 1°C と全体の温度上昇に比べてわずかである。図 6 (a) の Al/Ni の場合、 $\chi=1, 5$ nm の位置では、熱波背後でほぼ一定の温度を示した後、比較的小さい温度の上下変動が生じているのに対して、図 6 (b) の Ni/Al の場合は逆に温度減少の反射波が見られ、変動自体は Al/Ni に比較して穏やかである。 $\chi=5$ nm と $\chi=11$ nm の位置で得られる温度波形の比較から、Al/Ni または Ni/Al 界面を熱波が通過する際の温度に与える影響の違いが明確に現れている。

図 7 (a) は、媒体中の熱波が Al/Ni 境界 ($\chi=10$ nm) を通過し Ni 内へと伝播した直後の材料内部の温度分布を示している。これより、温度上昇はわずかではあるが、Ni 内に 2 つの温度波が伝播していることがわかる。先頭の波は弾性波である。第 2 の波は、Al/Ni 境界面で媒体の線膨張係数と熱伝導率が不連続的に変化することから、Al 内の弾性波の境界面へ運ぶ熱量が、Ni 内で弾性波を発生させるのに必要な量よりも多いため、新たな熱波が Ni 内で発生したものと考えられる。図 7 (b) は、Ni 内を伝播した弾性波が Ni/Al 境界 ($\chi=10$ nm) を通過し Al 内へと伝播したときの材料内部の温度分布である。Ni 内の弾性波は、Al 内に大きなひずみを誘発するため、それに伴って弾性波背

Fig.7 Temperature distribution along x -axis in (a) Al/Ni and (b) Ni/Al at about 3.2 psec.

Table 1 Input data for heat wave calculations.

Quantity	Al	Ni
Young's modulus (GPa)	68.94	207
Poisson's ratio	0.33	0.3
ρ (kg/m ³)	2700	8900
c_v (J/kg·K)	962.78	443.9
α (1/K)	2.34×10^{-5}	1.51×10^{-5}
C_{11} (GPa)	102	196
β (Pa/K)	4.75×10^6	4.06×10^6
k (W/m·K)	204	90

後の温度上昇が大きくなることがわかる。

以上から、Al-Ni 界面の存在により、弾性波や熱波の発生・反射・干渉が生じ、界面周辺でより複雑な温度変動が起り得ることが示された。残念ながら、これらの結果は合金生成機構への熱波の直接的な関与を示すものではないが、一方、合金生成開始時において熱波が関係する可能性も否定できない。今後、合金生成

機構の解明には、熱波動現象に加えてさらに相変化や拡散現象を含めた検討が必要である。

4. 結論

本研究では、高速合金生成機構の解明へ向けた一つの試みとして衝撃熱現象に注目し、単層 Al および Al と Ni の 2 層材料中の熱波の挙動について数値計算による検討を行った。得られた結論は以下の通りである。

- 1) TVD 差分法を用いた本数値計算は、弾性材料中に発生・伝播する熱波現象を十分精度良く捕えることができ、その有効性が示された。
- 2) 熱波の減衰と到達可能な伝播距離は、緩和時間に強く影響を受ける。
- 3) 10^{-9} オーダの比較的長い緩和時間を選択しても熱波の到達可能距離は材料表面のごく薄い部分に限定され、熱波が mm スケールオーダの位置へ直接的な影響を与えることは考えにくい。
- 4) 異種材料間の熱波の伝播により、複雑な温度変動を生じる可能性が示された。
- 5) 相変化や拡散現象を考慮した解析の必要性が示唆された。

謝 辞

本研究は文部省科学研究費、交付番号 09450245 および 11875023 により行った。ここに記して感謝の意を表する。

文 献

- (1) 内海・功刀, Thermal Science and Engineering, 4-3 (1996), 1-7.
- (2) 唐・荒木, 機論, 62-595, B (1996), 1136-1141.
- (3) 須見・門奈・菅野, 機論, 64-618, A (1998), 333-338.
- (4) 須見尚文, 機論, 64-625, A (1998), 2257-2262.
- (5) 足利・大久保・勇, 平成 11 年度神戸商船大学卒論.
- (6) 竹内洋一郎, 熱応力, (1971), 381, 日新出版.
- (7) Lopez, A. A. and Lord, H. W., Development Theoret. and Appl. Mech., 5 (1971), 417-447.
- (8) Joseph, D. D. and Preziosi, L., Rev. Modern Phys., Vol.61, No.1 (1989), 41-73.
- (9) Yee, H. C., NASA Technical Memorandum 101088, (1989).
- (10) 棚橋隆彦, CFD 数値流体力学, (1993), アイピーシー.
- (11) Francis, P. H., J. Sound Vib., 21-2 (1972), 181-192.