塑性異方性発達と音弾性効果の相関*

小林 道明^{*1}, 萱場 孝雄^{*1}, 小島 高良^{*2}Numerical Study of Correlation between Acousto-elastic Effects
and Plastic Anisotropy Growth

Michiaki KOBAYASHI, Takao KAYABA, and Koryo KOJIMA

In the previous paper, the theoretical results of the acousto-elastic effects caused by plastic anisotropy growth were presented. The objective of the work reported in this paper is to present a numerical example of the correlation between the acousto-elastic effects and plastic anisotropy growth. Numerical calculations have been made for a uniaxial tension test of an aluminum by using the third-order elastic constants measured by Crecraft and the anisotropy parameter and a Bauschinger modulus of cold rolled aluminum reported by Svensson. By comparison of both simulation models based on the flow theory and the corner theory with previously reported experimental observations, it is suggested that plastic anisotropy is closely related to the acousto-elastic effects through the vertex-like yield effects of the corner theory.

Key Words: Plasticity, Material Testing, Acoustoelastic Effects, Plastic Anisotropy, Numerical Simulation, Ultrasonic Wave, Finite Deformation, Elasticity, Sound

1. 緒 言

近年の新素材開発の進展およびその種々の利用法の拡大に伴いより精密な非破壊的材料評価法の必要性が指摘されている⁽¹⁾。なかでも超音波等の波動伝搬特性を応用した材料の非破壊評価法にその期待が高まっているとの展望がなされている⁽²⁾。

著者らの一人は塑性変形により生ずる音響現象を有限変形理論および塑性理論を用いて定式化を試み^{(3)~(6)}コーナ理論^{**1}に基づく塑性構成式において塑性ひずみ増分における偏差応力増分に関する項が音弾性効果に大きな影響を及ぼすことを報告している⁽⁴⁾。また、前報においてこの項が塑性異方性発達と密接な関係にあり⁽⁵⁾、その係数を Shrivastava らの定義⁽⁷⁾による異方性降伏条件式を用いて定式化できることを示した⁽⁶⁾。

本報においてはアルミニウムの三次弾性定数に関する Crecraft の測定値⁽⁸⁾および Svensson による冷間圧延アルミニウムの異方性降伏曲面の実験結果⁽⁹⁾を用いてコーナ理論と流れ理論のそれぞれの場合に関し塑性

異方性発達による音弾性効果の数値シミュレーションを行い、あわせて両理論の比較検討を試みる。

2. 理論の概要

本報においては理論の概要についてのみ記述する。

なお、詳細については前報⁽⁶⁾を参照されたい。

物体は弾性域において圧縮二次超弾性体で弱い直交異方性であるものとする。したがって、波動伝搬に伴って生ずる振動のうち、弾性ひずみの変化 dE_{ij}^e は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} dE_{ij}^e = & \left\{ \frac{1}{2G_{ij}} + \left(x_2 + \frac{2}{3}x_3 \right) S_{hh} \right\} dS'_{ij} \\ & + \left(x_2 + \frac{2}{3}x_3 \right) S'_{ij} dS_{hh} + x_3 dt'_{ij} \\ & + \frac{1}{3}\delta_{ij} \left[\left\{ \frac{1}{2G_{ij}} - \frac{3\lambda}{2G(3\lambda+2G)} \right. \right. \\ & + \left. \left. \left(6x_1 + 3x_2 + \frac{2}{3}x_3 \right) S_{hh} \right\} dS_{rr} \right. \\ & \left. + (3x_2 + 2x_3) S'_{rs} dS'_{rs} \right] \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

ただし、指標は総和規約を用いるが、大文字の指標は小文字の指標に対応する係数を表すものとし、総和は取らないものとする。ここで、 λ および G は Lamé の定数で、 δ_{ij} はクロネッカのデルタ、 $x_1 \sim x_3$ は三次弾性

* 昭和 62 年 4 月 1 日 第 64 期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和 62 年 6 月 25 日。

^{*1} 正員、八戸工業大学(〒031 八戸市妙字大開 88-1)。

^{*2} 八戸工業大学。

定数であり, G_{ij} は弱い直交異方性を仮定して次式とする.

$$G_{ij} = G + g_{ij}, |g_{ij}/G| \ll 1 \quad \dots\dots\dots (2)$$

また, 三次弾性定数 $x_1 \sim x_3$ は Murnaghan の定義による三次弾性定数, l, m, n と次式の関係にある.

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{1}{(3\lambda+2G)^3} \left\{ -l + \frac{(3\lambda+2G)^2}{4G^2} m \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{8G^3} (4G^3 + 12\lambda G^2 + 15\lambda^2 G + 6\lambda^3) n \right\} \\ x_2 &= \frac{1}{2G^3(3\lambda+2G)} \left\{ -Gm + \frac{1}{2}(\lambda+G)n \right\} \\ x_3 &= -\frac{1}{8G^3} n \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

さらに, S'_{ij} , dS'_{ij} および dt'_{ij} は Piola-Kirchhoff の応力テンソル S_{ij} における一次の偏差応力, 一次の偏差応力増分および二次の偏差応力増分でそれぞれ次式で定義される量である.

$$\left. \begin{aligned} S'_{ij} &\equiv S_{ij} - 1/3 \delta_{ij} S_{kk}, \quad dS'_{ij} \equiv dS_{ij} - 1/3 \delta_{ij} dS_{kk}, \\ dt'_{ij} &\equiv S'_{ik} dS'_{jk} + S'_{jk} dS'_{ik} - 2/3 \delta_{ij} S'_{rs} dS'_{rs} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

次に音弾性効果への塑性変形の影響を考慮するために塑性変形領域における硬化を長範囲応力場からの寄与 $H' \cdot d\bar{\epsilon}^p$ と短範囲応力場からの寄与 $k \cdot dC_v$ の和として次式で仮定する.

$$\left. \begin{aligned} d\bar{S} &= H' \cdot d\bar{\epsilon}^p + K \cdot dC_v \\ H' &= \left(\frac{\partial \bar{S}}{\partial \bar{\epsilon}^p} \right)_{C_v = \text{const.}}, \quad K = \left(\frac{\partial \bar{S}}{\partial C_v} \right)_{\bar{\epsilon}^p = \text{const.}} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで, $\bar{S}$ は相当応力, $\bar{\epsilon}^p$ は相当塑性ひずみ, H' は硬化係数であり, また C_v は空孔濃度等に代表される点欠陥の密度である. なお, C_v は $\bar{\epsilon}^p$ と次式で示す関係を有している.

$$\left. \begin{aligned} C_v &= \alpha (\bar{\epsilon}^p)^n \\ \bar{\epsilon}^p < 0.1 \text{ の場合: } \alpha &\approx 10^{-4}, n \approx 1 \\ \bar{\epsilon}^p \text{ が大なる場合: } \alpha &\approx 10^{-2}, n \approx 2 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

空孔等点欠陥の増加による塑性ひずみ増分への寄与が十分小さい場合に限定すれば, すなわち

$$\left| \frac{K}{H'} \cdot \frac{dC_v}{d\bar{\epsilon}^p} \right| \ll 1 \quad \dots\dots\dots (7)$$

式(7)の条件および式(5)から相当塑性ひずみ増分は次式となる.

$$\left. \begin{aligned} d\bar{\epsilon}^p &= \frac{1}{H'} d\bar{S} - \frac{K}{(H')^2} \cdot \frac{dC_v}{d\bar{\epsilon}^p} d\bar{S} \\ &= (d\bar{\epsilon}^p)_0 - \frac{K}{(H')^2} \cdot \frac{dC_v}{d\bar{\epsilon}^p} d\bar{S} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで, $(d\bar{\epsilon}^p)_0$ は空孔等の点欠陥の影響を無視した場合

合の相当塑性ひずみ増分である. 偏差応力増分 dS'_{ij} と塑性ひずみ増分 dE^p_{ij} のそれぞれの成分が一對一に対応するものとするれば非圧縮性の条件を考慮して式(8)から次式を得る.

$$dE^p_{ij} = (dE^p_{ij})_0 + \bar{\lambda}_{ij} dS'_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{\lambda}_{kk} dS'_{kk} \quad \dots\dots\dots (9 \cdot a)$$

$$\bar{\lambda}_{ij} \equiv - \frac{K}{(H')^2} \cdot \frac{dC_v}{d\bar{\epsilon}^p} \cdot \frac{\partial \bar{S} / \partial S'_{ij}}{\partial \bar{\epsilon}^p / \partial E^p_{ij}} \quad \dots\dots\dots (9 \cdot b)$$

次に Shrivastava らの提案⁽⁷⁾による異方性降伏条件式を導入して相当応力 $\bar{S}$ を次式で定義する.

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{1}{3} \bar{S}^2 \right)^{3/2} &= \left\{ \frac{1}{2} C_{ijkl}^* \ll S'_{ij} \gg \ll S'_{kl} \gg \right\}^{3/2} \\ &\quad - p \left\{ \frac{1}{3} \ll \bar{S}'_{ij} \gg \ll \bar{S}'_{jk} \gg \ll \bar{S}'_{ki} \gg \right\} \\ \bar{S}'_{ij} &\equiv S'_{ij} - m_B E^p_{ij} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ただし, C_{ijkl}^* は**2

$$\left. \begin{aligned} C_{ijkl}^* &= G_{ijkl} + A \cdot L_{ijkl} + A^2 \cdot M_{ijkl} \\ G_{ijkl} &= \frac{1}{2} (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \\ L_{ijkl} &= \frac{1}{2} (\delta_{ik} E^p_{jl} + \delta_{jl} E^p_{ik} + \delta_{il} E^p_{jk} + \delta_{jk} E^p_{li}) \\ M_{ijkl} &= \frac{1}{2} (E^p_{ik} E^p_{jl} + E^p_{il} E^p_{jk}) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

であり, 記号 $\ll x \gg$ は

$$\ll x \gg = \begin{cases} x & \text{塑性負荷} \\ \text{一定} & \text{弾性負荷あるいは除荷} \end{cases}$$

を意味する. 式(10)を式(9・b)に代入し $\bar{\lambda}_{ij}$ に関して次式を得る.

$$\left. \begin{aligned} \bar{\lambda}_{ij} &= - \frac{K}{(H')^2} \cdot \frac{dC_v}{d\bar{\epsilon}^p} \cdot \frac{3\sqrt{3} \bar{\epsilon}^p}{\bar{S}^2 E^p_{ij}} \\ &\quad \times \left[\frac{3}{2} (J_2^*)^{1/2} C_{ijkl}^* \ll \bar{S}'_{kl} \gg \right. \\ &\quad \left. - p \left\{ \ll \bar{S}'_{jk} \gg \ll \bar{S}'_{kl} \gg - \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{J}'_2 \right\} \right] \\ J_2^* &\equiv \frac{1}{2} C_{ijkl}^* \ll \bar{S}'_{ij} \gg \ll \bar{S}'_{kl} \gg \\ \bar{J}'_2 &\equiv \frac{1}{2} \ll \bar{S}'_{ij} \gg \ll \bar{S}'_{ij} \gg \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで, 相当塑性ひずみ $\bar{\epsilon}^p$ は次式で示す通常の定義によるものを用いる.

$$\bar{\epsilon}^p = \left(\frac{2}{3} E^p_{ij} E^p_{ij} \right)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (13)$$

また, $(dE^p_{ij})_0$ は Prandtl-Reuss 則に従うものとして

**1 例えば, 北川, 機論, 48-427, A (昭57), 250.

**2 Yoshimura, Y., Aero. Res. Inst., Univ. of Tokyo, Report No. 349 (1959).

次式のように得られる。

$$\begin{aligned} (dE_{ij}^p)_0 &= \delta \cdot \bar{S}_{ij} d\bar{\lambda}, \quad \bar{S}_{ij} \equiv \bar{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{S}_{kk} \\ \bar{S}_{ij} &\equiv \frac{2}{3} \bar{S} \frac{\partial \bar{S}}{\partial \bar{S}_{ij}}, \\ \delta &= \begin{cases} 0 & \text{弾性負荷あるいは除荷} \\ 1 & \text{塑性負荷} \end{cases} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (14)$$

なお、比例係数 $d\bar{\lambda}$ は次式で得られる。

$$d\bar{\lambda} = \bar{\Lambda}_{kl} dS_{kl}, \quad \bar{\Lambda}_{kl} \equiv \frac{3\bar{S}_{kl}}{2H' \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad \dots\dots\dots (15)$$

したがって、構成方程式は式(1)および式(9・a)から Jaumann の変化率を用いて次式となる。

$$d\bar{\epsilon}_{ij} + E_{jk}^p d\bar{\Omega}_{ki} + E_{ik}^p d\bar{\Omega}_{kj} = dE_{ij}^e + dE_{ij}^p \quad \dots\dots\dots (16 \cdot a)$$

$$\begin{aligned} d\bar{\epsilon}_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial d\bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial d\bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \\ d\bar{\Omega}_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial d\bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{\partial d\bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (16 \cdot b)$$

ただし、 x_i は変形後の Euler 座標系で $d\bar{u}_i$ は波動伝搬により生ずる変位の摂動である。

式(16・a)に示した構成方程式と運動方程式とから波動伝搬を支配する特性方程式が得られ、例えば主応力軸 (x_3 軸) 方向に伝搬する主波の特性方程式の固有値から一つの縦波 (伝搬速度 V_L) と二つの横波 (伝搬速度 V_{T1} , V_{T2}) の伝搬速度はそれぞれ次式のように得ることができる。

$$\begin{aligned} \rho_0 V_L^2 &= \lambda + 2G + \frac{(\lambda + 2G)^2}{2G^2} (g_{11} + g_{22} + g_{33}) \\ &\quad - 2 \left(1 + \frac{\lambda}{G} \right) (g_{11} + g_{22}) - \frac{4}{9} G^2 (\bar{\lambda}_{11} + \bar{\lambda}_{22}) \\ &\quad - \frac{16}{9} G^2 \bar{\lambda}_{33} + \left\{ 5 + 2 \frac{\lambda}{G} - 4G(3\lambda \right. \end{aligned}$$

図1 応力-ひずみ曲線

$$\begin{aligned} &+ 2G \left\{ x_2 + \frac{2}{3} x_3 \right\} - \frac{8}{3} G^2 x_3 \Big\} S_3 - 4G^2 \delta \bar{\Lambda}_{33} \bar{S}_{33} \\ &- \frac{1}{3} \left\{ \frac{6\lambda}{3\lambda + 2G} \left(\frac{\lambda}{G} + 2 \right) + (3\lambda + 2G)^2 \left(6x_1 + 3x_2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{2}{3} x_3 \right) - 4G\lambda(3x_2 + 2x_3) - \frac{8}{3} G^2 x_3 \right\} \\ &\times (S_1 + S_2 + S_3) + 4(\lambda + 2G) \quad \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_0 V_{T1}^2 \Big\} &= \bar{\Gamma} + \{g_{13} + g_{23} - 2G^2(\bar{\lambda}_{13} + \bar{\lambda}_{23})\} / 2 \\ &\pm [\Gamma^2 + (\Gamma^p)^2 + 2\Gamma\Gamma^p \cos 2(\theta - \theta_e) \\ &\quad + \{g_{13} - g_{23} - 2G^2(\bar{\lambda}_{13} - \bar{\lambda}_{23})\} \\ &\quad \times (\Gamma \cos 2\theta + \Gamma^p \cos 2\theta_e) + \{g_{13} - g_{23} \\ &\quad - 2G^2(\bar{\lambda}_{13} - \bar{\lambda}_{23})\}^2 / 4]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (18 \cdot a, b) \end{aligned}$$

ここで、 ρ_0 は変形前の密度、 S_i , E_i^p ($i=1, 2, 3$) はそれぞれ主応力成分、塑性主ひずみ成分であり、 θ , θ_e は x_1 軸から反時計回りの主応力方向および塑性主ひずみ方向の角度である。また、 $\bar{\Gamma}$, Γ および Γ^p はそれぞれ次式で示す量である。

$$\begin{aligned} \bar{\Gamma} &= G - \left\{ \frac{\lambda - 2G}{2(3\lambda + 2G)} + G^2(2x_2 + x_3) \right\} (S_1 + S_2 + S_3) \\ &\quad + \left(\frac{3}{2} - G^2 x_3 \right) S_3 + GE_3^p \\ \Gamma &= \left(\frac{1}{2} - G^2 x_3 \right) (S_1 - S_2), \quad \Gamma^p = G(E_1^p - E_2^p) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (19)$$

3. 数値シミュレーション例

数値シミュレーションはアルミニウム試験片の単軸引張状態を想定して行い、塑性変形領域においては微小負荷増分に対する塑性ひずみ増分を Newton-Raphson 法を用いて算定している。なお、一段階の微小負荷増分は降伏応力の 0.05 % とした。

数値シミュレーションに用いた応力-ひずみ関係式は市販の純アルミニウムの引張試験結果を次式の n 乗則で近似している。

$$\begin{aligned} \sigma &= Y + F(\epsilon^p)^n, \quad Y = 52.5 \text{ MPa}, \quad F = 1.15 \text{ GPa}, \\ n &= 0.829, \quad E = 63.1 \text{ GPa}, \quad \nu = 0.328 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (20)$$

ただし、 Y : 降伏応力、 E : ヤング率、 ν : ポアソン比、 F : 塑性係数であり、それぞれの値は最小二乗法を用いて決定している。図1にアルミニウムの引張試験結果に対する式(20)の n 乗則による近似の程度を示す。

また、三次弾性定数は Crecraft の測定値⁽⁸⁾を用いる。すなわち、

$$l = -47 \text{ GPa}, \quad m = -342 \text{ GPa}, \quad n = -248 \text{ GPa} \quad \dots\dots\dots (21)$$

さらに、塑性異方性のパラメータ A およびバウシंगा modulus m_B は Svensson らによるアルミニウムの異方性降伏曲面の実験結果⁽⁹⁾を用いて次式とした。

$$A = 0.238(\bar{\epsilon}^p)^{-0.688}, m_B = 3.27(\bar{\epsilon}^p)^{-0.674} \text{ MPa} \quad \dots\dots\dots (22)$$

残りのパラメータ p および $K \cdot dC_v/d\bar{\epsilon}^p$ は次のように置いた。

$$p = 0.034, K \cdot dC_v/d\bar{\epsilon}^p = -30 - 300(\bar{\epsilon}^p)^{0.7} \text{ MPa} \quad \dots\dots\dots (23)$$

なお、式(23)においてパラメータ $K \cdot dC_v/d\bar{\epsilon}^p$ は Hirao と Pao による単軸応力下におけるアルミニウムの音響複屈折効果に関する実験結果⁽¹⁰⁾の傾向に定性的に一致するように定めている。なお、式(23)の $K \cdot dC_v/d\bar{\epsilon}^p$ を用いて $|K/H' \cdot dC_v/d\bar{\epsilon}^p|$ の値を計算すれば、例えば $\bar{\epsilon}^p = 1\%$ で 2×10^{-2} 、 $\bar{\epsilon}^p = 10\%$ で 6×10^{-2} となり、式(7)の条件はほぼ満足されている。

図2に縦波の伝搬速度を無負荷状態における縦波の伝搬速度 V_{L0} で除して無次元化して示す。なお、以下

図2 縦波の伝搬速度変化

図3 横波の伝搬速度変化

の図において横軸のひずみ ϵ は負荷方向の軸ひずみを意味する。図において実線はコーナ理論による結果で、一点鎖線は $\bar{\lambda}_{II} = 0$ [式(9・a)], すなわち流れ理論による結果である。コーナ理論による結果において塑性変形領域での縦波伝搬速度は弾性変形領域におけるよりも変化が小さく、しかも伝搬速度が減少する傾向にある。この傾向は Johnson による実験結果⁽¹¹⁾とも定性的に一致している。

図3に横波の伝搬速度を無負荷状態における横波の伝搬速度 V_{T0} で除して無次元化して示す。図において V_{T1} は負荷方向に偏向して伝搬する横波の伝搬速度、 V_{T2} は負荷方向と直角方向に偏向して伝搬する横波の伝搬速度のそれぞれをコーナ理論による結果は実線で流れ理論による結果は一点鎖線で比較して示している。また、図4に音響複屈折効果、すなわち $(V_{T1} - V_{T2})/V_{T0}$ をコーナ理論による場合と流れ理論による場合の両結果について比較して示す。

図3の横波の伝搬速度変化から明らかなようにコーナ理論による結果と流れ理論による結果は式(22)に示した異方性のパラメータ A とバウシंगा modulus m_B を用いる場合、塑性変形領域における伝搬速度 V_{T2} の変化に関してその相違が大きく現われている。これは図4に示した音響複屈折効果に対する塑性変形の影響を Hirao と Pao による実験結果⁽¹⁰⁾におけるようにパラメータ $K \cdot dC_v/d\bar{\epsilon}^p$ の値をかなり小さくなるように選択したためで、パラメータ $K \cdot dC_v/d\bar{\epsilon}^p$ の値を若干変化させた結果からは伝搬速度 V_{T2} のほうが V_{T1} よりもパラメータの変化に対して敏感に反応する傾向にあった。

図5に相当塑性ひずみ $\bar{\epsilon}^p$ に対する Lankford 値 $r (= \epsilon_2^p/\epsilon_3^p)$ の変化を示す。図において実線はコーナ理

図4 音響複屈折効果

図5 Lankford 値 r の変化

論によるものであり、流れ理論によるものはほぼ一定 ($r \approx 1$) で、その変化はコーナ理論によるものに比較して無視し得るほど小さい。すなわち、Lankford 値 r は塑性異方性発達の一指標と考えられるゆえ、降伏曲面の異方性がコーナ理論における偏差応力増分の項〔本報では式(9・a)の右辺 $\bar{\lambda}_{ij} dS'_{ij}$ の項〕を通してより顕著に塑性異方性に反映されるものと判断される。

図6に相当塑性ひずみ $\bar{\epsilon}^p$ がそれぞれ0%, 0.19% および0.64%の場合の等相当応力曲面 ($\bar{S} = \text{一定}$) の形状変化を示す。なお、座標軸 s_1, s_2 はそれぞれ次式で示すものを用いている。

$$s_1 = \frac{1}{2}(2S'_{11} - S'_{22} - S'_{33}), s_2 = \frac{\sqrt{3}}{2}(S'_{22} - S'_{33}) \quad (24)$$

図において実線は式(10)で示した異方硬化の場合で、破線は等方硬化の場合である。ここで、等相当応力曲面は負荷作用点近傍を除外すればその形状はほぼ降伏曲面のそれとみなし得る。異方硬化の場合、図からわかるように等相当応力曲面は負荷方向の反対側で偏平化しいわゆる「おむすび形」に変形してゆく様子をうかがわせている。さらに、負荷方向と直角方向 (s_2 方向) に硬化が進展する傾向にあり、この傾向は図3におけるコーナ理論による横波の伝搬速度 V_{r2} (負荷方向と直角方向に偏向して伝搬する横波の速度) が塑性変形とともに加速する傾向と合わせてその対応関係が興味深い。

4. 結 言

本報においてはアルミニウムの単軸引張試験における塑性異方性発達による音弾性効果について Cre-

図6 相当応力 $\bar{S}$ の等応力曲面の形状変化

craft の三次弾性定数の測定値および Svensson の異方性降伏曲面の実験結果による異方性パラメータ A とパウシング modulus m_B を用いてコーナ理論と流れ理論の両場合の数値シミュレーション結果の一例を示した。得られた結果をまとめると次のようになる。

(1) 流れ理論により音弾性効果の実験結果を説明しうる見通しを得るのは現在のところ困難であるように思われる。

(2) コーナ理論における偏差応力増分に関わる項は音弾性効果と顕著な相関を有している。

(3) コーナ理論を用いることにより塑性変形領域における音弾性複屈折効果と塑性異方性発達との対応づけが可能となり、これらの値を定量的に予測し得る手法を確立するための見通しが得られた。

なお、以上のまとめとも関連して実験結果によるよりいっそうの検証が今後の課題として残されていることを付記する。

文 献

- (1) Carroll, M. M., *Appl. Mech. Rev.*, 38-10 (1985), 1301.
- (2) Clifton, R. J., *ibid.*, 38-10 (1985), 1276.
- (3) 小林, 機論, 48-432, A (昭57), 1072.
- (4) 小林, 非破壊検査, 32-11 (昭58), 887.
- (5) 小林, 機論, 51-470, A (昭60), 2281.
- (6) Kobayashi, M., *Int. Jour. of Plasticity*, 3-1 (1987), 1.
- (7) Shrivastava, H. P., ほか 名, *ZAMM*, 53 (1973), 625.
- (8) Crecraft, D. I., *J. Sound Vib.*, 5-1 (1967), 173.
- (9) Svensson, N. L., *J. Mech. Eng. Sci.*, 8 (1966), 162.
- (10) Hirao, M. and Pao, Y. H., *J. Acoust. Soc. Am.*, 77-5 (1985), 1659.
- (11) Johnson, G. C., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 48 (1981), 791.