

プレス加工中におけるインプロセスモニタリング

近畿大学工業高等専門学校 総合システム工学科機械システムコース

准教授 萩野 直人

(2018年度 一般研究開発助成 AF-2018033-B3)

キーワード：薄板金属成型，接触条件，超音波，FDTD，可視化

1. 緒言

近年，機械部品は国際競争にさらされており，低コスト化および高精度化が求められてきている．精密機械部品をプレス加工のみで製作できれば，後加工の必要がなくなり，低コスト化が可能となる．このようなネットシェイプ化をプレス加工で行うには，金型の形状が製品に高い精度で転写されなければならない．近年，導入が進んでいるサーボプレスは，サーボモータを用いてスライドを昇降させる構造を有しており，スライドモーションを制御することによって精度の高い加工を行うことが可能である．しかしながら，加工中にプレスベッド，スライド中央部がたわみ，金型と製品の間になぜか隙間が生じる場合がある．このような加工中に生じる隙間をセンサにより検出し，サーボ機構にフィードバックさせて金型のモーションやスライド下死点を制御すればネットシェイプ加工が可能となるだけでなく，機械を停止せずに調整が行え，全自動プレス加工システムの実現が期待される．また数値シミュレーションの精度を向上させるためには，加工中の製品形状を把握し，その結果を解析に反映させる必要が求められる．そのような要求より，インプロセスでの金型内における製品との接触状態を精度良く計測・可視化することは重要な課題である．しかしながら，著者の知る限り加工中の製品形状を精度良く計測する方法はない．仮に接触式または光学式センサを用いる場合，金型にセンサを設置するための穴を追加加工しなければならない，金型の精度・剛性の低下を招く恐れがある．そこで，著者らは非破壊的手法である超音波を用いてプレス加工中の被加工材と金型の接触状態をインプロセスで計測するシステムの開発を行っている^{1)~9)}．超音波で接触状態を計測する場合，金型に追加加工をせずに計測できる利点がある．金型内の超音波伝播は金型の形状および被加工材の材質および厚さに影響されることが分かっている．特に金型の形状は伝播経路に対する影響が大きい．それらの影響を全て実験で検証することは困難であり，超音波伝播シミュレーションによって調べる事は有効な手段である．

そこで著者らは主に電磁波の伝播に用いられる有限差分時間領域法 (Finite difference time domain method, 以下 FDTD 法)^{5)~12)}を用い金型内の超音波音場を数値シミュレーションにより可視化を行い，実際の計測値の予測を行う技術の開発を行っている．プレス加工に対し FDTD 法を用いると被加工材の板厚を基準として空間差分を決定する必要がある．実際のプレス加工に適用する場合，被加工材に比べ金型の厚さの方が非常に大きい．そのため，被加

工材が薄板となる場合，要素数が膨大となり計算リソースの増加を招く．そこで本研究では，計算リソースの低減を目的として被加工材付近の空間差分を細かくした sub-grid¹³⁾を用いた FDTD 法の基礎的検討を行った．

2. インプロセスモニタリングの原理

本研究で行っているインプロセスモニタリングは図 1 に示す様に異なる材質の境界面で超音波が反射する性質を利用している^{1)~14)}．特に媒質 2 が空気の場合は超音波が全反射する．図 2 に示す様に，プレススライドが下死点に到達していない場合，金型と製品の間には隙間 (空気) が存在し，その境界面で超音波は全反射する．一方，下死点まで到着すると境界面での反射量は減少し透過量が増加する．この反射，透過波の増減を計測する事により計測が可能である．この金型内の超音波伝播特性は金型の形状および被加工材の材質・厚さに影響されることが分かっている^{1)~9)}．特に金型の形状は伝播経路に対する影響が大きい．それらの影響を全て実験で検証することは困難であり超音波伝播シミュレーションでの検証が有効である．

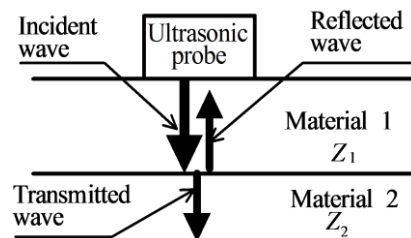


図 1 異なる媒質の境界面における超音波の反射と透過⁹⁾

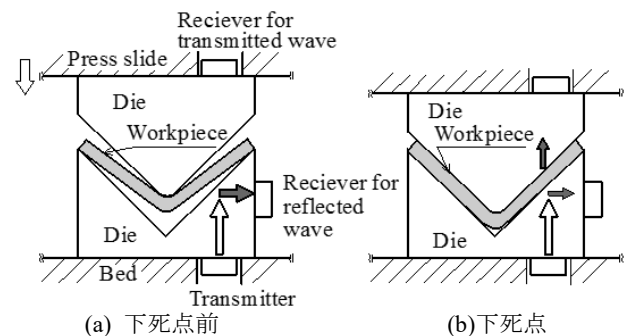


図 2 薄板 V 曲げ加工における接触状態のインプロセスモニタリング

3. FDTD 法による超音波伝播解析

図3に示すように、超音波探触子から金型に入射した超音波は、塑性変形を伴わず、弾性波として媒質内を伝播する。等方性を有する媒質において、y方向の音場が一様とした場合の弾性波の基礎式を(1),(2)に示す^{5)~7),15),16)}。式(1)はフックの法則、式(2)は粒子の運動方程式である。

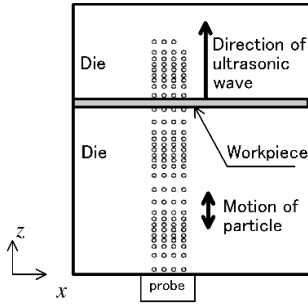


図3 金型内の超音波伝播

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} T_{xx} \\ T_{zz} \\ T_{xz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{13} & 0 \\ c_{13} & c_{33} & 0 \\ 0 & 0 & c_{55} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial \dot{u}}{\partial x} \\ \frac{\partial \dot{w}}{\partial z} \\ \frac{\partial \dot{u}}{\partial z} + \frac{\partial \dot{w}}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \dot{u} \\ \dot{w} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial z} \\ \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (2)$$

$\dot{\mathbf{u}} = [\dot{u}, \dot{v}, \dot{w}]$ をスカラー速度ポテンシャル Φ およびベクトル速度ポテンシャル $\Psi = [\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3]$ を用いて表すと、下式のようなになる^{15),16)}。

$$\dot{\mathbf{u}} = \text{grad}\Phi + \text{rot}\Psi \quad (3)$$

ここでy方向の音場が一様すると、x, z方向の速度 \dot{u}, \dot{w} は下記のように表せる。ただし $\Psi = \Psi_2$ として再定義している。

$$\dot{u} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (4)$$

$$\dot{w} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (5)$$

式(4), (5)を時間で偏微分すると

$$\frac{\partial \dot{u}}{\partial t} = \frac{\partial \dot{\Phi}}{\partial x} - \frac{\partial \dot{\Psi}}{\partial z} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \dot{w}}{\partial t} = \frac{\partial \dot{\Phi}}{\partial z} + \frac{\partial \dot{\Psi}}{\partial x} \quad (7)$$

また、式(4)~(7)より

$$\rho \frac{\partial \dot{\Phi}}{\partial t} = c_{11} \left(\frac{\partial \dot{u}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{w}}{\partial z} \right) \quad (8)$$

$$\rho \frac{\partial \dot{\Psi}}{\partial t} = c_{55} \left(\frac{\partial \dot{w}}{\partial x} - \frac{\partial \dot{u}}{\partial z} \right) \quad (9)$$

式(6),(7)はそれぞれ縦波および横波の伝播を表し、 $\dot{\Phi} = \partial \Phi / \partial t$, $\dot{\Psi} = \partial \Psi / \partial t$ である。ここで $\rho \dot{\Phi}$ と $\rho \dot{\Psi}$ は圧力の単位を持ち、それぞれスカラー速度ポテンシャル圧力、ベクトル速度ポテンシャル圧力と定義した。

$$\rho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - c_{11} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (10)$$

$$\rho \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - c_{55} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (11)$$

式(10)は音速 $c_l = \sqrt{c_{11}/\rho}$ で伝播する縦波の波動方程式を、式(11)は音速 $c_s = \sqrt{c_{55}/\rho}$ で伝播する横波の波動方程式を表す。したがってスカラー速度ポテンシャル Φ とベクトル速度ポテンシャル Ψ はそれぞれ独立して波動方程式を満たすことが分かる。

伝播解析にはFDTD法^{5)~12)}を用いた。FDTD法は主に電磁場解析に用いられてきた。この手法を固体内の弾性波伝播シミュレーションに適用した。本計算法では、空間および時間領域で弾性波の式を差分方程式に展開して逐次計算を行い、弾性波の時間応答が計算できる¹²⁾。

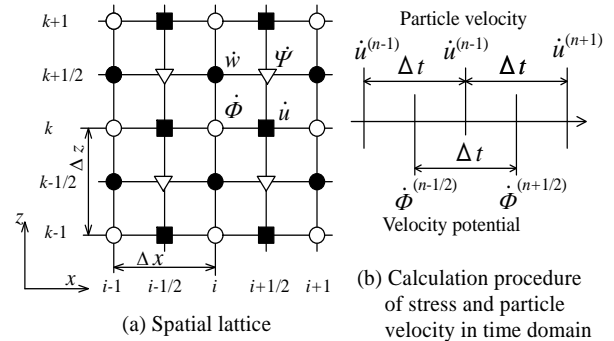


図4 FDTD法の計算格子

本研究では、式(10), (11)で示した波動方程式ではなく、粒子速度の1階の微分方程式である式(6), (7)とスカラー・ベクトル速度ポテンシャルの時間微分 $\dot{\Phi}$, $\dot{\Psi}$ に関する1階の微分方程式である式(8), (9)にFDTD法を適用した。先にも述べたようにスカラー速度ポテンシャル応力 $\rho \dot{\Phi}$ およびベクトル速度ポテンシャル応力 $\rho \dot{\Psi}$ は応力の単位を有し、それぞれ垂直応力、せん断応力に相当する。図4(a)には等間隔計算格子の場合の速度ポテンシャルおよび粒子速度の配置を示す。空間領域では食違い格子を用い、 $\dot{\Phi}$ および $\dot{\Psi}$ と粒子速度は異なる格子点に配置されている。一方、時間領域では図4(b)に示すように蛙跳び差分を用いて $\dot{\Phi}$ および $\dot{\Psi}$ と粒子速度を交互に計算を行う。ここで i, k はx, z方向の格子番号、 n は時間ステップ数を表す。

FDTD法を薄板のプレス加工に適用する場合、その精度

は超音波の波長に左右され、波動の現象を表すために、波長の0.1倍未満が必要なことが分かっている⁷⁾。また、格子の大きさは被加工材厚さに影響され、薄板で複雑な形状の反射・透過特性を調べるためには、より小さい格子とすることが望ましい。しかしながら、そのような場合、計算リソースの大幅な増加を招く。そこで、被加工材-金型の境界面付近にのみ小さい格子を配置し、それ以外は比較的大きな格子を配置する sub-grid 法¹³⁾の適用を行った。

図5(a)に解析モデルを示す。z=25mm以下では金型、それ以上では被加工材とした。シングルグリッド法ではモデル全てを等間隔のグリッドで分割した。一方、サブグリッド法では、z=20mm以上に微小なサブグリッドを配置した。境界条件はモデルの下部を自由境界とし、それ以外の面はMurの1次吸収境界とした¹²⁾。音源は下部中央に設置し、長さを10mmとした。音源には図5(b)に示すようなz方向の粒子速度を与える方法とし、入射波の周波数は5MHzとした。

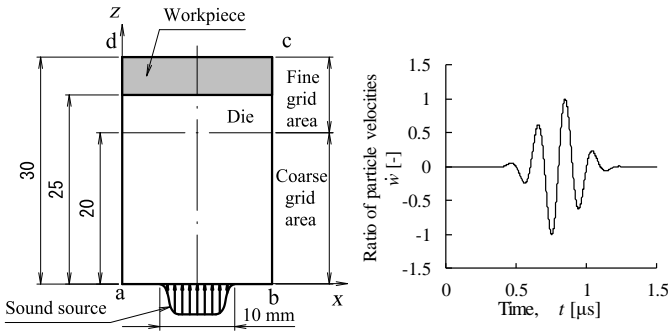


図5 計算モデル

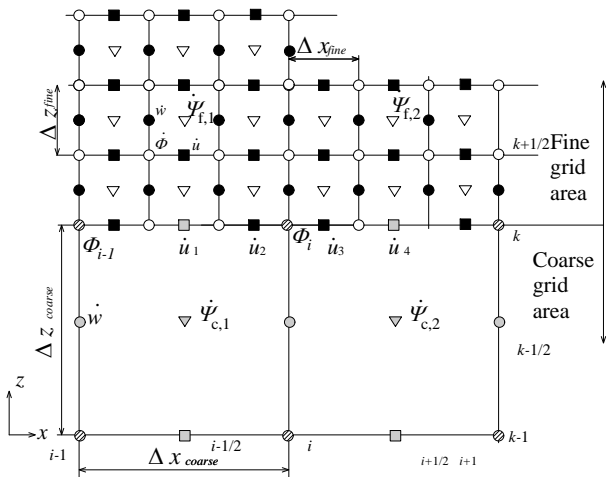


図6 サブグリッド法を用いた計算格子

図6に示すようにz=20mmより上部を微小なサブグリッドによって離散化した領域 (FG-area) , z=20mm以下では比較的大きなグリッドの領域 (CG-area) とした。CG-area と FG-area のグリッド比は3とした¹³⁾。グリッドの境界における物理量は CG-area のグリッド幅を基準として求め

た。例えば \dot{u}_1 は下記のように求めた。

$$\dot{u}_1^{n+1} = \dot{u}_1^n + (\dot{\phi}_i - \dot{\phi}_{i-1})\Delta t/\Delta x_{coarse} - (\dot{\psi}_{c,1} - \dot{\psi}_{f,1})\Delta t/\Delta z_{coarse} \quad (12)$$

CG-area と FG-area の境界面においてサブグリッド部分の物理量は既値の値より補間をして求めた。例えば \dot{u} は下記のように求めた¹³⁾。

$$\dot{u}_2 = (1 \cdot \dot{u}_1 + 2 \cdot \dot{u}_4)/3 \quad (13)$$

$$\dot{u}_3 = (2 \cdot \dot{u}_1 + 1 \cdot \dot{u}_4)/3 \quad (14)$$

本計算では Matlab を使い、計算用 PC (CPU: AMD Ryzen5 Memory: 32GB) を使用した。被加工材材質は A5052、金型材質は S50C とし、計算には表1の物性値を用いた。被加工材と金型は境界面で連続とした。

表1 計算に用いた金型と被加工材の物性値

Material	Longitudinal elastic modulus E [GPa]	Density ρ [kg/m ³]	Poisson's ratio ν [-]	Wave velocity	
				c_t [m/s]	c_s [m/s]
Steel (dies)	206	7850	0.29	5864	3189
Aluminum (workpiece)	70	2960	0.33	5919	2982

4. 結果および考察

計算結果を図7に示す。ただし、縦波を表すスカラー速度ポテンシャル圧力 $\rho\dot{\phi}$ であり、時刻は $t = 5.16\mu s$ である。

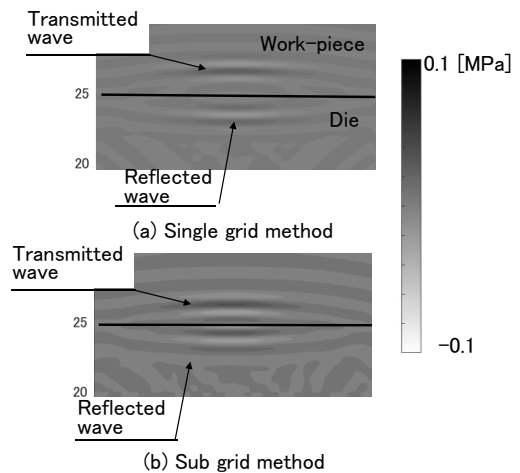


図7 金型—被加工材境界面での反射波および透過波

サブグリッド法を用いた計算においても、金型と被加工材間の反射波および透過波が観測された。よって、定性的な特徴は捉えている。一方で、シングルグリッド法の場合に比べ、伝播の遅れと振幅の違いがやや見られる。サブグリッド法では、CG-area と FG-area の境界で反射が生じる事が知られている¹³⁾。本研究でも CG-area と FG-area の境界で超音波の反射が見られた。よって、金型と被加工材間の波形の違いは、その反射の影響を受けていると考えられる。

図 8 にはシングルグリッド法とサブグリッド法による計算時間の違いを示す。図中の横軸はグリッドサイズを表しており、括弧内は CG-area のグリッドサイズである。サブグリッド法で計算を行った場合、大幅に計算負荷を大幅に低減していることが分かる。特にグリッドサイズが小さくなるとその効果は大きい。FDTD 法を薄板のプレス加工に適用する場合、その精度は超音波の波長に左右され、波動の現象を表すために、波長の 0.1 倍未満が必要なことが分かっている⁹⁾。さらに複雑な形状の反射・透過特性を調べるためには、より小さいグリッドを被加工材-金型の境界面付近に配置することが望ましく、そのような場合に計算負荷の低減が期待できる。

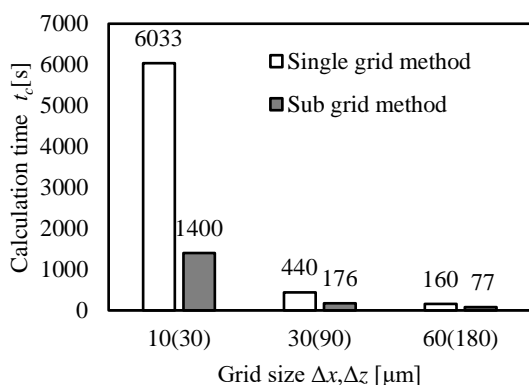


図 8 計算時間

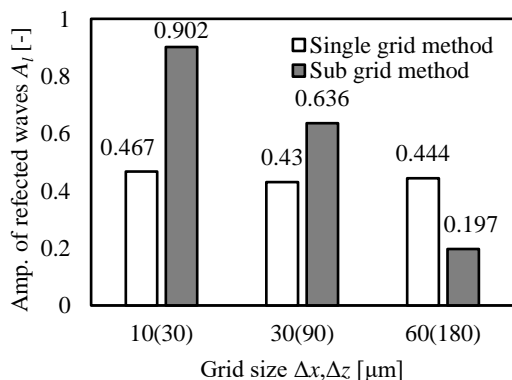


図 9 反射波の振幅

シングルおよびサブグリッド法による反射特性の違いを図 9 に示す。ただし縦軸は反射波の最大振幅を入射波の最大振幅で除した振幅比 A_r である。シングルグリッド法では、反射波の振幅はグリッドの大きさにそれほど影響さ

れていない。一方、サブグリッド法では振幅の変化が大きい。これは、CG-area と FG-area の境界で縦波の反射がみられたことに影響されていると考えられる。空気中の音響場解析の場合、境界面での反射誤差は小さい¹³⁾。その場合、空気中の音波は縦波のみである。一方、金型内の音場解析では弾性波を扱うことになり、縦波と横波が存在する。弾性波が物体の境界面に入射する場合、斜め入射することで縦波が横波に変化するなどモード変化が生じる。そのため、CG-area と FG-area の境界で反射する際にモード変化が生じており、それにより縦波のみの時に比べ誤差が大きいと考えられる。よって粗密グリッドの境界面での反射を詳細に調べ、誤差低減を図る必要がある。

5. 結 言

被加工材-金型の接触面付近の空間差分を細かくしたサブグリッドを用いた FDTD 法の基礎的検討を行った。その結果、境界面での反射・透過特性を表していることが分かった。一方で粗密グリッド境界面での反射誤差を改善する必要がある。

謝 辞

本研究に対し、公益財団法人 天田財団より研究助成を受けた。記して感謝の意を表します。

参考文献

- Hagino, N., Endou, J., Katoh, S., Okudera, S., Maruyama, M., Kubota, M. & Murata, C. : Steel res. int. **81-9** (2010), 674-677.
- Hagino, N., Endou, J., Katoh, S., Okudera, S., Maruyama, M. & Kubota, M.: Steel res. int. 2011 special edition, (2011), 390-395.
- Hagino, N., Endou, J., Katoh, S., & Ishihama, M. : Steel res. int. special edition 2012, (2012), 319-322.
- 萩野直人, 小宮聖司, 遠藤順一, 石濱正男 : J. Jpn. Soc. Technol. Plast., **54**-632 (2013), 826-830.
- Hagino, N., Endou, J., Ishihama, M., Komiya, S. & Katoh, S. : Procedia Eng. **81** (2014), 1073-1078.
- Hagino, N., Komiya, S. & Ishihama, M. : Proc. IN-TECH2015, (2015), 50-53.
- 萩野直人, 小宮聖司, 遠藤順一, 石濱正男 : 日本塑性加工学会誌, **57**-669 (2016), 983-990.
- Hagino, N., Komiya, S., Endou, J. & Ishihama, M. : Key Eng. Mater., **716** (2016), 528-535.
- 萩野直人, 小宮聖司, 遠藤順一, 石濱正男 : 日本塑性加工学会誌, **58**-681 (2017), 929-935.
- Sato, M. : Acoust. Sci. & Tech., **24**-6 (2003), 415-418.
- Nagatani, Y., Murakami, M., Hara, Y., & Watanabe, Y. : IEICE Tech. Rep. Ultrasonics, **104**-14 (2004), 1-4.
- 木村友則, 三須幸一郎, 和高修三, 小池光裕 : 電子情報通信学会技術研究報告. Us, 超音波, **105**-619 (2006), 11-16.
- 朝倉巧 : 清水建設研究報告, 第 89 号, (2012), 125-134.
- 益子正巳, 伊藤誼 : 日本機械学会論文集, **34**-257 (1968), 191-198.
- 山本美明 : 超音波基礎工学, (1981), 日刊工業新聞社, 39-40.
- 佐藤泰夫 : 弾性波動論, (1978), 岩波書店, 32-38.