

特別講演論文

粒子法による大変形弾塑性解析

Large Deformation Elastic-Plastic Analysis by SPH Method

酒井謙* 河島庸一**

Yuzuru SAKAI and Yoichi Kawashima

* 横浜国立大学大学院 環境情報学府 (〒240-8501 神奈川県横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5)

** 横浜ゴム株式会社 MB 技術研究部 (〒254-8601 神奈川県平塚市追分 2-1)

A new algorithm for large deformation analysis of metals has been developed using a particle method (SPH). In this study the elastic-plastic analysis coupled with large deformation theories basically similar to FEM analysis has been introduced into SPH algorithm and the volume constant condition under plastic process of metals was introduced by inventing the condition to the plastic material, by which the particle density in a volume keeps constant during plastic process. It has been shown that the results were sufficiently good comparing with FEM results and very promising for simulations of large deformation analysis of forging of metals.

Key Words: Particle Method, SPH, Large deformation, Elastic-Plastic Analysis, Rotation, Plane Strain

1. 序論

近年、構造物の数値解析的シミュレーションに、メッシュに依存しない「メッシュレス法」が適用される事例が多く見られるようになってきた。メッシュレス法は解析モデルのデータ作成が容易であること、複雑な大変形や接合境界が不可測的に移動するような問題について適合が柔軟であること等の利点から、FEM が主流となっている大変形を伴う弾塑性解析等についても、その応用が期待されている。SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics)粒子法¹⁾は、粒子の運動に従うラグランジュ的方法により記述された、メッシュを全く使用しない解析手法であり、いわば純然たるメッシュレス法であるといえる。SPH 法構造解析は従来は超高速破壊への応用に限られていたが著者らは、この観点からより一般的な構造解析への適用可能性を検討している。同手法による固体の弾塑性解析に関しては、すでに著者らが DP マトリクス法、ひずみ速度依存型構成方程式に基づく手法を提案し低変形速度下における解が FEM と同程度の精度で求められることを示した。本研究ではさらに金属の大変形解析への適用を試みる。すなわち構成則に大変形理論を適用すると共に、塑性変形プロセスにおける体積一定条件を適切に与えることで、大変形を安定的に取り扱える SPH 弾塑性解析手法を開発した。本報ではその詳細を、二次元平面ひずみモデルを用いて論じる。

2. 解析理論

2.1 SPH 粒子法の基礎理論^{2),3),4)}

SPH 法の基礎理論についてはすでに著者らの論文で比較的詳細に紹介している。ここではその概念を簡略に記述するとどめる。粒子法では図 1 に示すように、連続体を粒子の集合として取り扱い、粒子上で任意の時間における質量・密度・加速度、等を評価する。物理量の評価は、以下の Kernel 近似の概念に基づいて計算する。

$$f(x) \approx \int f(x')W(x-x',h)dx' \quad (1)$$

ここに $f(x)$ は任意の関数、 $W(x-x',h)$ は重み関数、 h は影響半径、 x は評価中心座標値、 x' は任意粒子の座標値である。

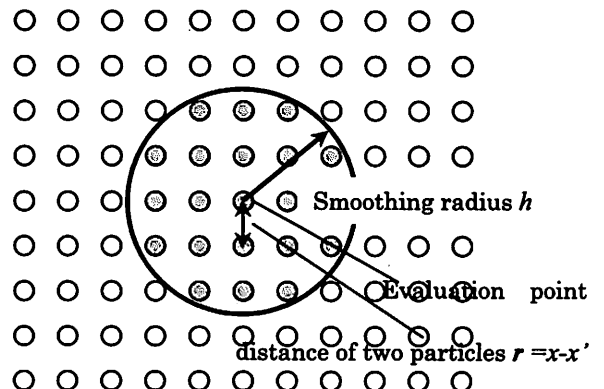


図 1 粒子法概念

SPH法では図1に示すように、評価点を中心とするある一定半径の円領域を考え、この領域内部に存在する粒子のもつ物理量のある重み関数 W を用いて中央の評価点へ内挿する。この重み関数には3次のスプライン関数を使用されることが多い。さて式(1)のKernel近似とは一種の積分変換でありFourier変換などにより連続体の物理現象を表す偏微分方程式が離散化されるのと同様、重み関数を用いて連続体場の偏微分量を離散化する。まず1階の偏微分は式(1)のKernel変換において $f(x)$ を $\nabla \cdot f(x)$ と置き

$$\nabla \cdot f(x) \approx \int \nabla \cdot f(x') W(x-x', h) dx'$$

さらに部分積分とGaussの定理を用いることで

$$\nabla \cdot f(x) \approx - \int f(x') \cdot \nabla W(x-x', h) dx'$$

と表すことができる。すなわち1階の偏微分項は、重み関数の空間微分のみを用いてあらわすことができ、一般の物理量の偏微分値は上式の右辺によって、物理量の微分操作を経ることなく求められる。これがSPHの基礎理論といえる。上記のプロセスは既報および参考文献に詳しい。

つぎに上式の右辺の積分の離散化手法を考える。SPH法ではある円領域を考え、その領域積分を、内部に離散化した内挿点における値の合計に置き換える。そこで領域積分を下式のように変形する。

$$\int \phi(x') dx' = \int \left(\frac{\phi(x')}{\rho} \right) \rho dx' \quad (2)$$

ここで $\rho dx'$ は内挿点より作られる体積であると解釈され、積分は内挿点における要素成分の有限個の値を合計して近似することができる。

$$\int \phi(x') dx' \approx \sum_{j=1}^N \frac{\phi(x^j)}{\rho^j} m^j$$

これらの関係式を用いれば、式(1)は粒子場により離散形式で表すことができ、補間点を J 、粒子の質量を m 、粒子密度を ρ とし、以下のように表される。

$$f(x) \approx \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} f(x^j) W(x-x^j, h) \quad (3)$$

また、その微分形は

$$\nabla \cdot f(x) \approx - \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} f(x^j) \cdot \nabla W(x-x^j, h)$$

と表される。上式を用いれば様々な物理量に関する偏微分方程式の1階偏微分を離散化することが可能

となる。このようにSPH法は連続体場における偏微分方程式の一般的な離散化手法を表す解析手法であり、このため応用範囲は非常に広いと考えられる。すでに流体問題、熱問題、構造問題にその適用の範囲はひろがりつつある。

2.2 運動方程式

SPH法はいまのところ時間経過にともなう物理現象の遷移をみつかる、いわゆる動的問題の解析に適用されている。同手法を動的構造解析に適用する場合、応力ダイバージェンスを用いて以下のように表される運動方程式を離散化するのが一般的である。

$$a = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \sigma \quad (4)$$

ここに、 σ はCauchy応力テンソルである。上式は応力の空間1階偏微分が加速度をあらわすことを意味しSPH法の基礎式がそのまま適用できるが、式(4)を変形して得られる下式が用いられることが多い。

$$a_i^j = - \sum_{j=1}^N m^j \sum_{j=1}^3 \left[\left(\frac{\sigma_{ij}}{\rho^2} \right)^j + \left(\frac{\sigma_{ij}}{\rho^2} \right)^j \right] \frac{\partial W}{\partial x_j^j} \quad (5)$$

上式からある応力場における任意の評価点での加速度が求められる。したがって、個々の評価点(粒子)における運動方程式を陽的に解いて、粒子の運動を求める。このとき粒子の位置を記述する座標系はラグランジェ記述とする。粒子はステップ毎に移動してゆく。このため流体解析では移流項を考慮する必要がなく、構造解析では極めて大きな変形挙動が容易に表現できる。ここで二次元弾性場では、ひずみ速度と粒子速度の関係式を用い、ひずみ場が求められる。

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

また下記の応力とひずみの関係式

$$\sigma_{ij} = D_{ij} \epsilon_{ij} \quad (7)$$

を用いて応力場が求められる。

2.3 弾塑性解析⁸⁾

前項までに示したようにSPH粒子法は偏微分方程式の一般的な離散化手法であるため、有限要素法が様々な応用分野において開発してきた解析理論をSPH解析に適用することも比較的容易であると思われる。もちろん有限要素法における非線形解析理

論がそのままSPH解析に適用可能と考えられるわけではないが、両者には相当範囲の類縁する技術が共有される可能性があると思われる。たとえば弾塑性解析については、著者等はFEM理論にもとづくいわゆるDPマトリクス法をSPH法と組み合わせた手法によって、小変形小ひずみの範囲で粒子法弾塑性解析が可能であることを示している³⁾。

本研究の目的である大変形弾塑性解析における連続体の大変形理論もその延長上にあることから、ここで簡略に小変形小ひずみ領域におけるSPH弾塑性解析の概略を記述しておく。

SPH弾性解析では応力ひずみ関係式としてFEM解析と同様の構成方程式を用いることができる。平面ひずみ場を例にとると、弾性係数マトリクスは

$$\mathbf{D}^e = \frac{E}{1+\nu} \begin{bmatrix} 1-\nu & \nu & 0 \\ 1-2\nu & 1-2\nu & 0 \\ \nu & 1-\nu & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 \end{bmatrix} \quad (8)$$

と表される。ここに、 E は線形弾性定数、 ν はポアソン比である。塑性変形を考える場合、材料の非線形性を考慮した応力増分-ひずみ増分の関係式が必要となる。SPH法ではやはりFEM解析で開発された応力-ひずみ増分の関係式、

$$d\sigma = \mathbf{D}^p d\varepsilon \quad (9)$$

を適用することができる。さらに等方性材料の降伏条件は、von Misesの条件を用いて、FEMの場合と同様に相当応力 $\bar{\sigma}$ を以下のように表される。

$$\bar{\sigma} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2} \quad (10)$$

ある粒子が降伏状態にあるか否かは、相当応力と降伏応力の大小比較によって判定し、降伏状態と判定された粒子の応力は、以下の塑性マトリクスを用いて応力-ひずみ増分関係式により計算される。

$$\mathbf{D}^p = \frac{4G^2}{S_0} \begin{bmatrix} \sigma_x' & \sigma_x' \sigma_y' & \sigma_x' \tau_{xy}' \\ \sigma_x' \sigma_y' & \sigma_y'^2 & \sigma_y' \tau_{xy}' \\ \sigma_x' \tau_{xy}' & \sigma_y' \tau_{xy}' & \tau_{xy}'^2 \end{bmatrix} \quad (11)$$

ここに、 σ' は偏差応力

$$S_0 = \frac{4}{9} \bar{\sigma}^2 (H_0 + 3G) \quad (12)$$

H_0 =瞬間的加工硬化率、 G =せん断弾性率である。

SPH粒子法における弾塑性解析は、FEM解析と同様の降伏条件、構成方程式で実行可能であり、その評価点位置はそれぞれの粒子となる。

SPH粒子法による弾性、弾塑性解析がFEMと異なるところは評価点の考え方にある。FEM解析では降伏判定は、たとえば定ひずみ要素では重心位置であり、その評価点(重心点)において降伏したと判定された場合、その要素領域全体が降伏したと判定される。また構成方程式の成分である応力、ひずみ値はその要素全体で一様と考え、評価点で代表してあらず。一方、粒子法においては評価点は粒子自身である。しかしその値は、評価粒子を中心とする影響半径の内部に存在する複数の粒子の物理量を精度よく内挿した値であり、影響半径で示される円領域内部の物理量の分布状況に依存する。仮に、円領域内部が一様分布と仮定すれば、その中心の値は、FEMの定ひずみ要素の重心位置の果たす役割と同じになる。この場合、SPHの円領域がFEMの1要素(定ひずみ)の概念に近いものとなる。さらにSPHでは一般に重み関数を使用して円領域内部の物理量を高精度補間して中央の評価値とする。これはFEMの高次要素による補間概念と類似点があるとも思われる。しかし、おなじレベルの精度の解を求めようとする場合、影響半径内で使用する内挿点の数はFEM1要素のもつ節点数より一般にかなり多く必要となる。以上の点は以下の大変形弾塑性解析においても基本的に同様である。

2.4 大変形を考慮した構成式

大変形解析においてもFEM解析で開発された理論を可能な範囲で適用することにする。一般に、塑性変形に達する大変形では、物体は図2に示すように変形とともに剛体的回転を伴う。このとき、応力・ひずみなどの物理量は変化しないが、相対的に座標軸が逆方向回転するため、参照座標依存である応力値には見かけ上変化する。これを剛体回転と言う。大変形問題を正確に扱うためには、この見かけ上の変化量を取り除かねばならない。そこで、FEMではこの剛体的回転による増分を除くために、式(9)を以下のように修正する。

$$d^p \sigma = \mathbf{D}^p d\varepsilon \quad (13)$$

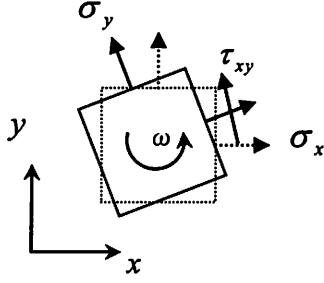


図2 剛体回転

ここに、 d° は Jaumann 速度の意味での増分であり、 d° と通常増分 d は、以下の関係がある。

$$d^\circ \sigma_{ij} = d\sigma_{ij} - d\omega_{ik} \sigma_{kj} + \sigma_{ik} \omega_{kj} \quad (14)$$

二次元問題の場合は、以下の式が成り立つ。

$$\begin{aligned} d\sigma_{xx} &= d^\circ \sigma_{xx} + 2(d\omega)\tau_{xy} \\ d\sigma_{yy} &= d^\circ \sigma_{yy} - 2(d\omega)\tau_{xy} \\ d\tau_{xy} &= d^\circ \tau_{xy} - 2(d\omega)(\sigma_{xx} - \tau_{12}) \end{aligned} \quad (15)$$

これらの関係から、式(13)を以下の式に書き換える。

$$d\sigma = \mathbf{D}^{\text{sp}} d\mathbf{L} \quad (16)$$

ここに $d\mathbf{L}$ は変形増分勾配ベクトルであり、

$$d\mathbf{L} = \left[\frac{\partial du_x}{\partial x}, \frac{\partial du_y}{\partial y}, \frac{\partial du_x}{\partial y}, \frac{\partial du_y}{\partial x} \right]^T \quad (17)$$

である。 \mathbf{D}^{sp} については以下のように書き換えられ、

$$\mathbf{D}^{\text{ep*}} = \mathbf{D}^{\text{e*}} - \mathbf{D}^{\text{p*}} \quad (18)$$

$$\mathbf{D}^{\text{e*}} = \frac{E}{1+\nu} \begin{bmatrix} 1-\nu & \nu & 0 & 0 \\ 1-2\nu & 1-2\nu & 0 & 0 \\ \nu & 1-\nu & 0 & 0 \\ 1-2\nu & 1-2\nu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 & 1/2 \end{bmatrix} \quad (19)$$

また、

$$\mathbf{D}^{\text{p*}} = \mathbf{D}^{\text{p}'} + \mathbf{D}^{\text{p**}} \quad (20)$$

であり、

$$\mathbf{D}^{\text{p}'} = \frac{4G^2}{S_0} \begin{bmatrix} \sigma_x^2 & \sigma_x \sigma_y & \sigma_x \tau_{xy} & \sigma_x \tau_{xy} \\ \sigma_x \sigma_y & \sigma_y^2 & \sigma_y \tau_{xy} & \sigma_y \tau_{xy} \\ \sigma_x \tau_{xy} & \sigma_y \tau_{xy} & \tau_{xy}^2 & \tau_{xy}^2 \end{bmatrix} \quad (21)$$

$$\mathbf{D}^{\text{p**}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \tau_{xy} & -\tau_{xy} \\ 0 & 0 & -\tau_{xy} & \tau_{xy} \\ 0 & 0 & -\frac{(\sigma_x - \sigma_y)(\sigma_x - \sigma_y)}{2} & \frac{(\sigma_x - \sigma_y)(\sigma_x - \sigma_y)}{2} \end{bmatrix} \quad (22)$$

と表される。

以上の大変形理論は FEM 解析で通常使用されるものである。SPH 粒子法ではこの理論の流れにしたがい大変形解析のための構成方程式をつくる。

2.5 塑性変形時の粒子密度修正

通常の金属材料では降伏以降の塑性領域では、材料は体積一定として取り扱うが(塑性体積一定条件)、SPH 法は基本的には圧縮性の取り扱いであり、そのままでは厳密には非圧縮状態を計算できない。そのため、著者等が開発した非圧縮粘性流体解析法(SMAC-SPH)で用いた、非圧縮条件を体積一定の条件で解くアルゴリズム^{4), 5)}を材料の塑性プロセスにあらわれる塑性体積一定条件(非圧縮条件)に適用した。このアルゴリズムは MPS 粒子法解析においても先駆的に用いられている。

ここで固体の塑性をふくむ大変形挙動を粒子場に還元して考えることにする。すなわち固体を有限個の質点の集合体にとらえ、この質点がある速度をもって Lagrange 的に移動するものとする。金属が塑性的に大変形をする場合、その挙動は流体の流れに近い状態となり塑性流動という概念で把握しようとする。ここで非圧縮粘性流体解析では(その代表的なアルゴリズムが SMAC 法)、流体の非圧縮性を流体の運動方程式から導く以下のポアソン方程式を解くことで導入する。ここで u^* は速度である。

$$\nabla^2 P' = -\frac{\rho}{\Delta t} \text{div} u_i^* \quad (23)$$

P' は仮想的な圧力であり、一般に連続体が圧縮されたときに生じる圧力(内圧)である。SMAC 法ではこの圧力をもとめこれを補償することにより連続体の非圧縮条件を導入している。すなわち図 1 に示すように、連続体が非圧縮性を保つには、ある速度場にしたがって変形する(圧縮、あるいは膨張)ことによって生じる仮想的な圧力を上記のポアソン方程式を求め、これを解放してやればよい。このポアソン方程式の左辺を粒子場を用いて離散化すると、

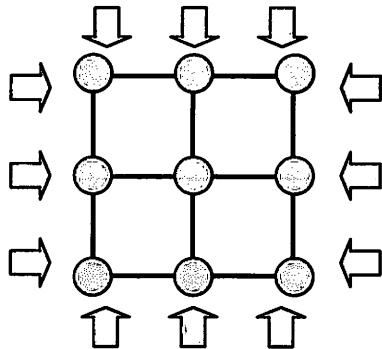
$$\nabla^2 P' = \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} \left(\frac{4}{\rho_a + \rho_b} \right) \frac{P_{ab} r_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab}}{|r_{ab}^2|} \quad (24)$$

となる。ここに、 $P_{ab} = P_a - P_b$, $r_{ab} = r_a - r_b$ である。

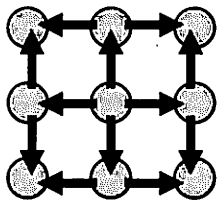
ポアソン方程式の右辺については、以下のように離散化される。

$$\nabla^2 P' = \rho_I \sum_J m_I \left(\frac{u_I^i}{\rho_I^2} + \frac{u_J^i}{\rho_J^2} \right) \cdot \nabla W(x^I - x^J, h) \quad (25)$$

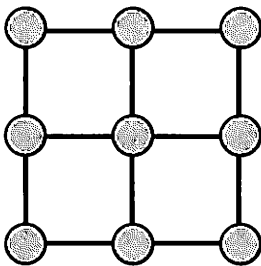
以上の式を用いて、固体の速度場に従った仮の圧力を求め、その圧力を用いて修正された速度を求め、粒子を移動させることにより体積一定が保たれる。これを粒子場でみれば、塑性変形後、一定体積内部にある粒子数はほぼ一定に保たれる。



(a) 圧力による粒子密度変化



(b) 圧縮過程



(c) 圧力解放 (粒子密度を戻す)

図3 体積一定条件

この塑性体積一定条件の導入法は、粒子法にユニークな手法である。FEM ではこの条件の導入をペナルティ法でおこなうのが普通である。すなわち、変形拘束をペナルティ係数を用いて付加することにより、体積変形を押さえ込む手法である。この場合、ペナルティ係数をパラメトリックに振ったりする。またこの手法は数値的に変形を抑制させるアルゴリズムであり、塑性体積一定という物理的なプロセス

とは直接結びつかない。一方、本研究で提案する非圧縮性の導入は、連続の条件から、仮の圧縮過程で材料に発生する圧力を、非圧縮条件によってゼロサムにするアルゴリズムであり、材料の塑性プロセスを比較的直截に表現しているといえる。

2.6 接触条件

材料に負荷が加わることによって、接触材料の間には摩擦力が生じる。大変形解析では接触状況が複雑に変化し、FEM 解析では接触境界の判定・処理法がきわめて大きな問題となる場合がある。

粒子法における接触条件を、著者らは比較的容易に扱うアルゴリズムで処理する方法を提案する。これは図4に示したように、お互いに接触する粒子が接近し、影響半径内部に侵入すると、境界粒子と接近してきた粒子間に、摩擦力がはたらくとするアルゴリズムである。

粒子モデルはメッシュレスであるため FEM のような明瞭な外形線 (境界) を持たない。この粒子法の特徴は長短の二面を持っている。たとえばクラックを考える場合、粒子モデルのクラック位置 (クラック外形線) をそのままでは明瞭に定義できない。一方、2つの材料が接触しているか否かという状況は影響半径という概念で、柔軟に考慮することも可能である。図4で、境界壁に接近し、境界粒子の影響半径に入った粒子は、境界壁の物理的な影響 (摩擦力、摩擦係数 μ) を受けると仮定する。

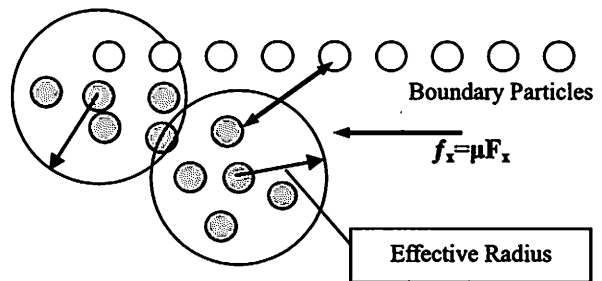


図4 接触条件

3. 解析結果

3.1 解析モデル

以上の議論に基づき、SPH 粒子モデルを構成し、計算の実行と検討を行った。先ず検討用として、円形断面の弾塑性材料を平板で圧縮するモデルを平面ひずみモデルで作成した。弾塑性材料としてはアルミニウム A1100 相当の材料定数を与え、圧縮用平板は鉄とした。鉄相当の上下面板は粒子数 324 個 \times 2、アルミニウム相当部の粒子数は 955 個である。なお、

鉄は弾性特性のみとし、アルミニウム弾塑性特性は、 n 乗硬化則に従うとした。

表 1 材料定数

Material	Steel	Aluminum
Elastic modulus	206GPa	70GPa
Poisson Ratio	0.3	0.3
Yield Stress	400MPa	34MPa
Gravity	7.8	2.71

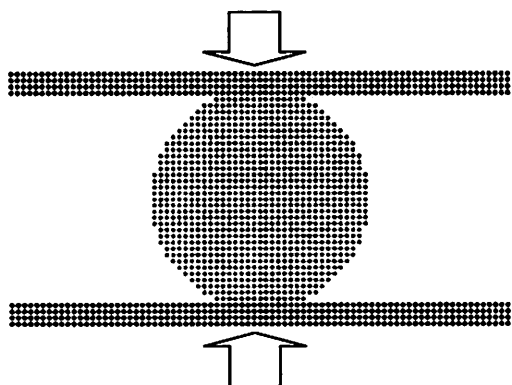


図 5 平面ひずみ SPH 粒子モデル

図 5 に解析モデル図を示す。粒子はすべて等間隔に配置してある。解析は円形物を一定速度で潰してゆくプロセスを想定し、変形速度を 1m/s また時間増分は 10^{-7} sec で一定としている。

3.2 外形の変化

圧縮変形時の変位と相当ひずみ分布を有限要素法による結果と比較して示す。有限要素法解析は汎用コード ABAQUS を用いて、図 6 に示すモデルで平面ひずみ解析（陽解法）により求めた結果である。

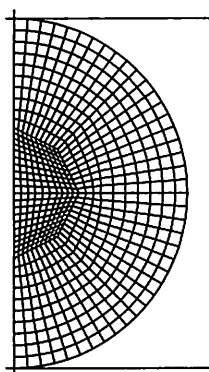


図 6 有限要素メッシュ

それぞれの圧縮段階におけるモデルの外形の変化は、粒子法解析結果と有限要素法解析結果とはほぼ同一となった。これをさらに数値的に検討してみる。図 7 は、解析モデルの各位置における水平、鉛直方向への移動量を圧縮率に対して示したものである。図 7 から明らかなように、両者の結果は非常によく

一致している。これは、圧縮による物体の横方向への膨出が、両者ともほぼ同じレベルで評価されていることを示している。この膨出は、材料の塑性プロセスにおける非圧縮条件の導入による結果であるが、有限要素法ではペナルティ法による変形拘束をあたえてこの非圧縮性を導入するのにたいし、粒子法では前節で述べた粒子数密度一定条件から変形拘束を与えており、両者のアルゴリズムはまったく異なったものであるが、解析結果の良好な一致をみている。

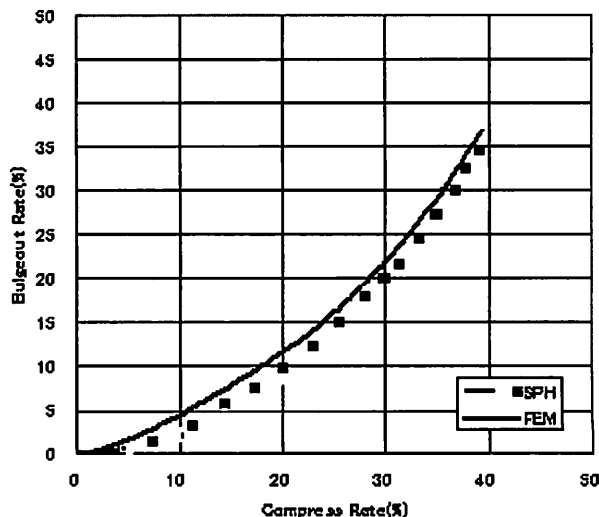


図 7 圧縮率－膨出量関係

一般に固体の大変形時の主要な問題は、金属の塑性加工に見られるように、塑性変形挙動（物体の外形変化）、塑性変形による局所的な減肉による破壊の発生、あるいは塑性ひずみの集積による局所的な製品の劣化の発生などであり、物体の大規模な変形にともなう塑性ひずみの分布が注目されることが多い。

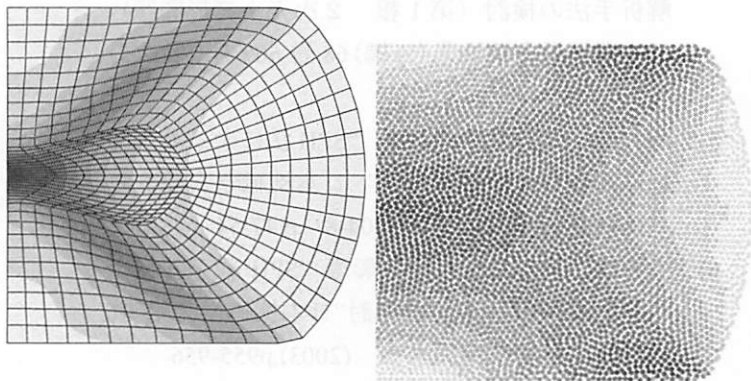
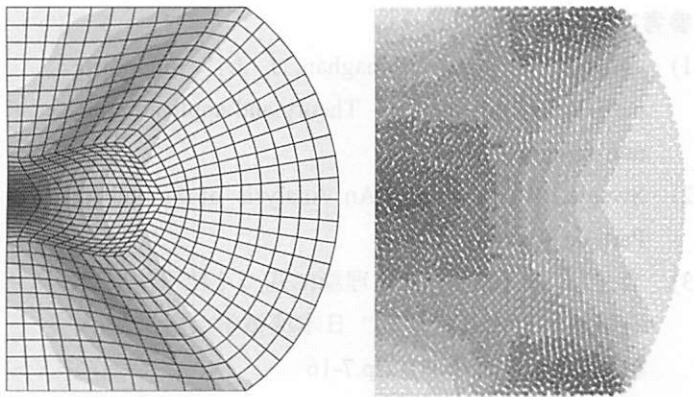
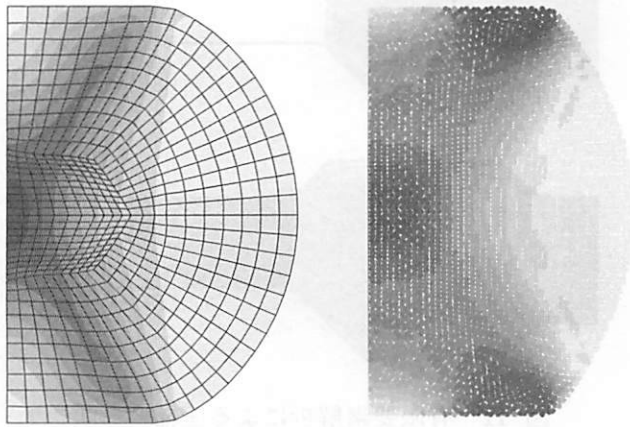
図 8 には、粒子法と有限要素法による相当塑性ひずみの分布が示されているが、両者の相当塑性ひずみ分布形状はそれぞれの圧縮率においてかなりよく一致しているといえる。物体中央部では有限要素法の結果のほうがやや高い値を示すが、これは有限要素法の場合には中央部における塑性変形が局所的により高く集中している結果を反映しているためと思われる。

3.3 応用例

本研究で開発した粒子法による大変形弾塑性構造解析は従来の有限要素解析に比べていくつかのユニークな特徴を有している。それは

- ① メッシュを使用しない
- ② 塑性変形拘束を粒子密度で与える

- ③ 接触境界条件は影響半径を用いた概念で行う
 などであり、このため
- ・ 複雑な形状の物体のデータ作成が簡単
 - ・ メッシュの破綻によるリメッシング操作が不要
- 大変形にともなう接触境界の変化を特別に処理する必要はない。



(a)有限要素解析 (b)SPH 解析
 図8 相当塑性ひずみ分布の比較

など、従来の大変形解析では困難であったいくつかの点が改良されていると思われる。このような点を考察するため、以下のような圧縮成型解析を検討してみた。

図9に示すような、上下のプレス板に挟まれた矩形の金属が、一定速度(1m/s)の変形により、圧縮成型をしてゆくプロセスを想定する。各材料定数は表1と同様であるが、鉄相当の上下面板は粒子数1009個/1299個。アルミニウム相当部は粒子数1519個である。

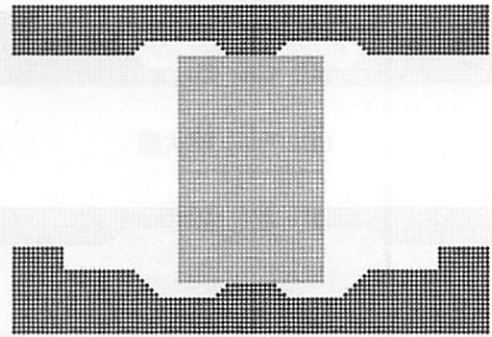


図9 鍛造解析 SPH 平面ひずみモデル

図9にSPHモデル, 図10にそれぞれ20,40,60,70%圧縮状態における被圧縮物体の変形状態と内部の相当塑性ひずみ分布を示す。圧縮率は原型の長さに対する、圧縮時の加圧部の間隔比である。図にみられるように、被圧縮物の形状はなめらかに大変形している。また内部の圧縮状態をしめす相当塑性ひずみ分布も、変形状態に応じて変化し物体内部に比較的高い分布を示している。図11に有限要素法による同様の解析結果を示す。有限要素法による結果は、多数回のリメッシングをおこない得られたものである。変形が圧縮率50%をこえ、さらにこの例のような凹凸をもつ治具による場合は

有限要素解析を用いても必ずしも精度のよい大変形解析結果を得られるわけではない。本解析例では、変形状態、相当塑性ひずみ分布に関して有限要素法結果と比較的良好一致が見られるが、超大変形解析の結果の妥当性、ことに複雑な治具を用いた実用的な問題に対しては、さらに検討が必要となろう。

4. まとめ

SPH粒子法による圧縮大変形弾塑性解析の以下のアルゴリズムを開発した。

- (1) 大変形に伴う剛体回転を考慮した大変形理論を導入した。
- (2) 接触する材料どうしの摩擦力の考慮した。
- (3) 粒子密度を用いた塑性体積一定条件を導入した。

以上の検討により、弾塑性大変形問題を、SPH流

離法によって、精度の良く安定的に解析することが可能となった。

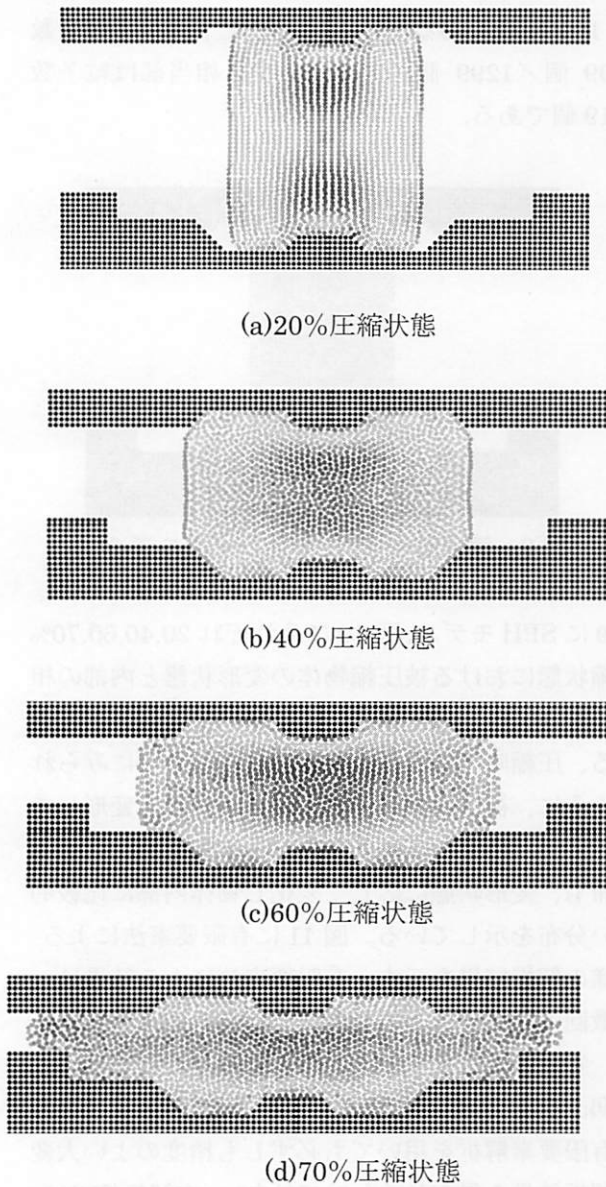


図 10 SPH 解析による圧縮変形状況

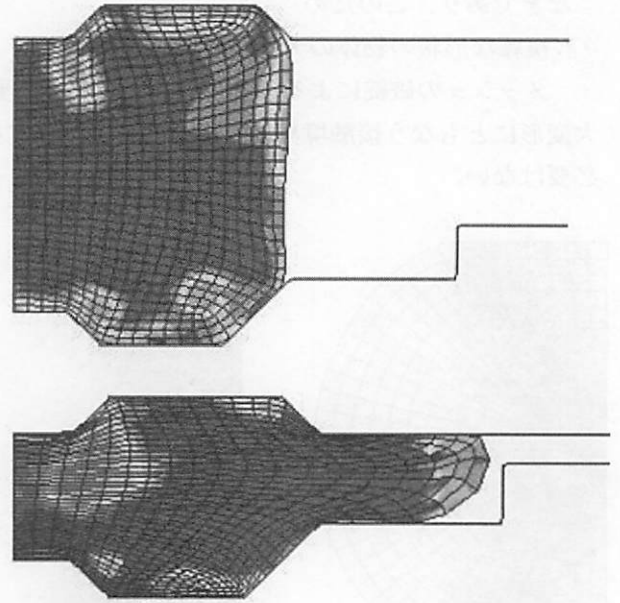


図 11 有限要素解析による圧縮変形状

参考文献

- 1) Gingold, R. A. & Monaghan, J. J. "Smoothed particle hydrodynamics – Theory and application to non-spherical stars"
- 2) Sweigle, J.W., 他 4 名, "An Analysis of Smoothed Particle Hydrodynamics"
- 3) 酒井讓, 山下彰彦 "SPH 理論に基づく粒子法による構造解析の基礎検討" 日本機械学会論文集(A編)67 巻 659 号(2001-7)p.7-16
- 4) 宋武, 酒井讓, 山下彰彦 "SPH 法による弾塑性解析手法の検討 (第 1 報 2 次元小変形問題)" 日本機械学会論文集 (A編) 68 巻 669 号 (2002-5) p.772-778
- 5) 酒井讓, 楊宗億, 丁泳鐘 "SPH 法による非圧縮粘性流体解析手法の研究" 日本機械学会論文集 (B編) 70 巻 666 号 (2004-8) p.47-54
- 6) 酒井讓, 岡本哲也, 山下彰彦 "SPH 粒子法による静的構造解析手法の検討" 日本機械学会第 16 回計算力学講演会論文集 (2003), p955-956
- 7) 酒井讓, 岡本哲也, 山下彰彦 "粒子法による固体の大変形解析" 計算工学講演会論文集 Vol.9 (2004) p117-118
- 8) 後藤學 "実践 有限要素法" コロナ社
- 9) 越塚誠一 "数値流体力学" 培風館