

地震波動伝播シミュレーションにおける粒子法の適用性に関する研究

武川順一*・三ヶ田均*・後藤忠徳*

要 旨

地震国である我が国では、地震発生時の構造物の安全性や液状化対策などを考えることは、安全・安心な社会の実現にとって重要な課題である。地震防災を考える時、地震発生により生じる強震動を正確に予測することは、被害予測や社会基盤施設の復旧シミュレーションなどをおこなう上で最も基本的な情報となる。

従来から、地震波動伝播シミュレーションにはスタガード格子を用いた差分法が広く用いられてきた。また、自由境界条件の取り扱いの容易さなどから有限要素法の適用も試みられている。本研究では、粒子法の一つである Hamiltonian Particle Method (HPM) に着目し、地震波動伝播シミュレーションへの適用性を検討する。HPM は、有限要素法と同様に自由境界条件の取り扱いが容易であり、任意の地表面形状を有する解析対象を扱いやすい。また、離散化には粒子点座標を必要とするのみで、有限要素法のように節点と要素のコネクティビティを必要としないといった利点も有する。一方で、HPM はシンプレクティックスキームを適用することでエネルギー保存精度に優れた解析が可能であるが、粒子が局所的な振動を生じてしまい大域的な振動が減衰してしまうという問題がある。この問題を解決するために、振動抑制のための人工的な力の導入がおこなわれており、梁の自由振動解析などでその効果が検討されている。本研究では、地盤を伝播する地震波動のシミュレーションをする際に、この人工的な力がどのように結果に影響を及ぼすかに注目し、詳細な検討をおこなった。また、地震による強震動を考慮する際には、地表面を伝播する表面波を正確に再現できることは重要であるので、表面波の再現性を他の数値解析手法による結果と比較することで詳細に検討した。その結果、HPM を地震波動場のモデリングに適用する場合には、人工的な力の導入は不可欠であり、その大きさを規定する係数には媒質のヤング率の 0.5 倍程度の値を使用することが望ましいことがわかった。また、水平でない地表面を有するモデルにおける表面波伝播についてもシミュレーションをおこなったところ、表面波伝播に関しては実体波部分よりも数値的な振動が生じやすく、振源周波数や粒子間隔を適切に設定する必要があることがわかった。

キーワード：粒子法・数値シミュレーション・弾性波・表面波

1. はじめに

地震国である我が国では、安心・安全な社会の構築のために、地震発生時の構造物や社会基盤施設の耐震性を考えることは重要な課題である。構造物などの耐震性を考慮する際の入力となる強震動予測には、従来から、スタガード格子を用いた差分法が広く用いられてきた

(Graves, 1996)。差分法は理論も簡便であり、要求される計算機性能も比較的低くて済むという利点を持つ。しかし、凹凸を有する地表面の境界条件を導入することが難しく、任意の地表面形状を解析に取り込むことは容易でない。一方で、自由境界条件の取り扱いの容易さなどから、有限要素法による地震動シミュレーションも試みられている。通常の有限要素法では、節点と要素のコネ

2011年5月9日原稿受付；2011年8月10日受理

* 京都大学大学院工学研究科

〒615-8540 京都府京都市西京区京都大学桂

クティビティの生成に労力を要することや、剛性マトリクス成分を記憶するために膨大なメモリーを必要とするなどの問題があるため、ボクセル要素の適用が提案されている (Koketsu et al., 2004)。ボクセル要素を用いることでこれらの問題をある程度解決でき、さらに任意のリファインメントが可能となるが、重複要素の設定などプリプロセスにおいてデータ構造は多少複雑となってしまふ。また、Cundall and Strack (1979) により提案された、質点の力学に基づく Discrete Element Method (DEM) も地震波伝播シミュレーションに適用されており (Toomey and Bean, 2000)、流体流動と固体の連成解析にも応用されている (O'Brien and Bean, 2004a)。しかし、DEM ではバネ定数などの微視的パラメータを設定するためにキャリブレーションを必要とするなどの問題点がある。

一方で、粒子法と呼ばれる数値解析手法がこれまでに数多く提案され、様々な物理シミュレーションに適用されてきている。Smoothed particle hydrodynamics (SPH) (Lucy, 1977) や Moving particle semi-implicit (MPS) (Koshizuka and Oka, 1996) などが提案され、流体解析や固体解析、もしくはそれらの連成解析に適用されてきた (例えば、Chikazawa et al., 2001)。また、最小二乗法を用いて粒子位置で応力・ひずみを計算する Hamiltonian particle method (HPM) が提案され、シンプレクティックスキームを適用することでエネルギー保存に優れた手法が弾性体の解析に適用されている (Suzuki and Koshizuka, 2008)。HPM は粒子の局所的な振動によって大域的な振動が減衰してしまうという問題点があるため、これを人工的な力を導入することにより抑制する工夫がなされている (Kondo et al., 2010)。HPM は、有限要素法と同様に自由境界条件の導入が容易であるため、任意の地表面形状を有する解析対象を容易にモデル化できる (Suzuki et al., 2007)。また、離散化には粒子の位置情報のみを必要とするため、有限要素法のように節点と要素のコネクティビティを生成する作業をプリプロセスの段階で要求することはなく、入力データが簡便になるという利点も有する。しかし、局所的な振動を抑制するための人工的な力の決定には物理的な根拠はなく、解析対象に応じて適切な値を選ぶ必要がある。そこで、本研究では、地震波伝播シミュレーションに HPM を適用する際に、人工的な力がどのように計算結果に影響を及ぼすかを検討し、HPM の地震波伝播シミュレーションへの適用性を考察する。

最初に、等方均質媒質内を伝播する地震波のシミュレーションを、人工的な力を考慮した場合と考慮しない場合でおこない、人工的な力がどのように地震波伝播の再現性に影響しているかを調べる。続いて、人工的な力の大きさを変化させた計算結果をスタガード格子差分法による結果と比較することで、適切な力の大きさについて

議論する。また、振源の周波数を変化させた計算もおこない、周波数の変化による影響を検討する。最後に、平坦でない自由表面を有するモデルにおける表面波伝播のシミュレーションをおこない、有限要素法による結果と比較することでその適用性を検討する。

2. 計算手法

2.1 変形勾配テンソル

変形勾配テンソル \mathbf{F} とは、Fig.1 に示すように、物質内のある微小なベクトル $d\mathbf{X}$ が変形を受けた後に $d\mathbf{x}$ となったとき、 $d\mathbf{x}=\mathbf{F}\cdot d\mathbf{X}$ という線形変換作用素として定義されるもので、ある物質点近傍の相対的な変形を表すものである (久田・野口, 1995)。HPM では解析対象を粒子によって離散化し、重み付き最小二乗法により粒子点上での変形勾配テンソルを計算している (Suzuki and Koshizuka, 2008)。粒子 i における変形勾配テンソルを F_i とし、誤差関数 e_i を以下のように定義する。

$$e_i = \sum_j |F_i \mathbf{r}_{ij}^0 - \mathbf{r}_{ij}|^2 w_{ij} \quad (1)$$

この誤差関数 e_i を最小にするように粒子 i における変形勾配テンソル F_i を決定する。ここで、 \mathbf{r}_{ij}^0 と \mathbf{r}_{ij} は粒子 ij 間の初期相対位置ベクトルと現在の相対位置ベクトルである。 w_{ij} は粒子 ij 間の重みであり、適当な影響半径内でのみ値をもつ関数として定義される。式(1)中の総和は、粒子 i の影響半径内にある全粒子 j に対して定義される。式(1)を最小にする変形勾配テンソルは以下のようになる。

$$F_i = \sum_j \mathbf{r}_{ij} \otimes \mathbf{r}_{ij}^0 w_{ij} A_i^{-1} \quad (2)$$

$$A_i = \sum_j \mathbf{r}_{ij}^0 \otimes \mathbf{r}_{ij}^0 w_{ij} \quad (3)$$

以上のように、変形勾配テンソルは粒子座標のみによってあらわされる。

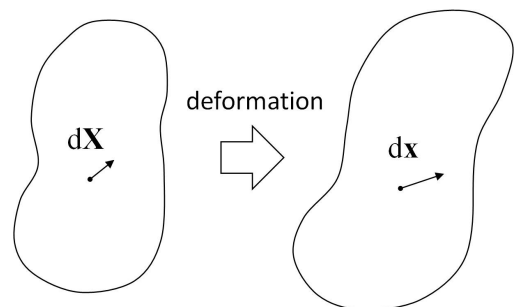


Fig.1. Conceptual diagram of deformation gradient tensor.

2.2 粒子の運動方程式

式(2), (3)で計算される変形勾配テンソルを用いて, 以下のように Green-Lagrange ひずみテンソル \mathbf{E} および第2Piola-Kirchhoff 応力テンソル \mathbf{S} が計算される。

$$\mathbf{E} = (\mathbf{F}^T \mathbf{F} - \mathbf{I}) / 2 \tag{4}$$

$$\mathbf{S} = 2\mu\mathbf{E} + \lambda\text{tr}(\mathbf{E})\mathbf{I} \tag{5}$$

式(4), (5)を用いて, 変形により弾性体に蓄えられるポテンシャルエネルギー V は,

$$V = \sum_i \frac{1}{2} \mathbf{E}_i : \mathbf{S}_i \Delta A_i \tag{6}$$

と表現できる。ここで, ΔA_i は粒子 i が占める体積をあらわす。式(6)を用いることで, 粒子 i の運動方程式が以下のように導かれる。

$$\rho \partial v_i / \partial t = -\partial V / \partial x_i = \sum_j (\mathbf{F}_i \mathbf{S}_i \mathbf{A}_i^{-1} \mathbf{r}_{ij}^0 + \mathbf{F}_j \mathbf{S}_j \mathbf{A}_j^{-1} \mathbf{r}_{ij}^0) w_{ij} \tag{7}$$

上式にシンプレクティックスキームを適用することで, エネルギー保存に優れた計算が可能となる。本手法の詳細は, 文献 (Suzuki and Koshizuka, 2008 など) を参照されたい。

2.3 人工的な力

式(7)をそのまま用いたのでは, 粒子が局所的な振動を起こしてしまうことが知られている。この局所的な振動に物理的な意味はなく, 精度のよい計算のためにはこの振動は抑制されなければならない。本節では, 粒子の局所的な振動を抑制する方法について説明する。Kondo et al. (2010)は, 以下の人工的なポテンシャル力を導入することで HPM における局所的な振動を抑制した。

$$\mathbf{f}_i^{\text{art}} = C^{\text{art}} \sum_j \{ (\mathbf{r}_{ij} - \mathbf{F}_i \mathbf{r}_{ij}^0) + (\mathbf{r}_{ij} - \mathbf{F}_j \mathbf{r}_{ij}^0) \} w_{ij} \tag{8}$$

ここで, C^{art} は人工的な力の大きさを決める係数である。この係数は,

$$C^{\text{art}} = \frac{m\hat{E}}{\rho \sum_j |\mathbf{r}_{ij}^0|^2 w_{ij}} \tag{9}$$

となる。ここで, m は粒子の質量, ρ は密度, d は空間の次元である。 \hat{E} は人工的な力の大きさを決定するパラメータでありヤング率 E と同じ次元を持つが, この人工的な力の大きさの決定に物理的な根拠はなく, 解析対象

のヤング率 E と同程度の適切な値を選ぶ必要がある (近藤ほか, 2007)。地震波動伝播シミュレーションをおこなう上での適切な \hat{E} の値に関しては次章で詳しく検討する。人工的な力の大きさは, 式(8)からもわかるように, 式(2),(3)における変形勾配テンソルの近似が適切である場合にはゼロとなり, 計算結果に影響をおよぼさない。

3. 数値計算

本章では, 前章で説明した HPM の理論を用いて, 実体波・表面波伝播シミュレーションをおこない, その結果を差分法や有限要素法による結果と比較することで, HPM の地震波動伝播シミュレーションに対する適用性の検討をおこなう。

3.1 均質媒質中を伝播する実体波

2. で述べた手法を用いて, Fig.2 に示す均質媒質中を伝播する地震波のシミュレーションをおこない, スタガード格子を用いた差分法による結果と比較することで HPM による地震波動場の再現性を検討する。最初に, 人工的な力を考慮した場合と考慮しない場合の結果を比較し, 弾性波動伝播における人工的な力の影響を検討する。その後, 人工的な力を決める係数の大きさ C^{art} を様々に変化させ, 適切な人工的な力の大きさについて検討する。媒質の P 波速度は 4000m/s, S 波速度は 2310m/s, 密度は 2700kg/m³ とした。また, 振源関数にはリックウエブレット (中心周波数 50Hz) を使用し, 振源位置において x 方向変位速度場に与えた。初期配置における粒子間距離は 1m, 時間刻みは 0.1ms とした。影響半径としては初期粒子間距離の 1.9 倍を用いた。

ここで, 影響半径について少し詳しく説明する。影響半径を大きくしすぎると, 式(2),(3)で計算をおこなう近接粒子数が増え, 結果として計算時間の増大を招く。また, 影響半径内の変形が線形に近ければ, 式(2),(3)による変形勾配テンソルの近似精度がよくなる (すなわち,

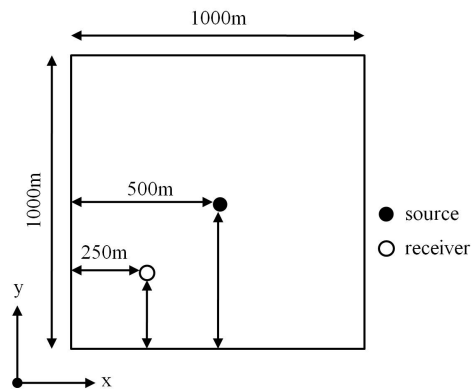
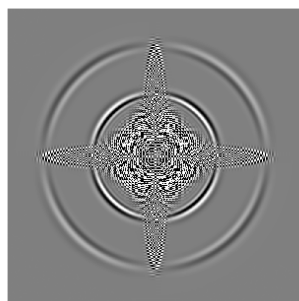


Fig.2. Geometry of the homogeneous model used in the numerical experiment.

$\mathbf{r}_{ij} - \mathbf{F}_i \mathbf{r}_{ij}^0 \approx 0$) ことから、影響半径はできるだけコンパクトなサポートを持つように設定されることが望ましい。影響半径を初期粒子間距離の1.9倍に設定した場合、影響半径内の粒子は2次元の場合、上下・左右・斜め方向の計8個となり、対象粒子を正形状に取り囲む粒子との相対変位から変形勾配テンソルが計算されることになる。Kondo et al. (2010) では影響半径として初期粒子間距離の2.5倍を用いているが、この場合だと隣接粒子数は20個となり計算時間は増大してしまう。しかし、他の粒子法 (elastic lattice model など) においては、対象粒子を取り囲むような周囲粒子との相互作用を計算することで十分な精度が得られており (Toomey and Bean, 2000; Valle-Garcia and Sanchez-Sesma, 2003; O'Brien and Bean, 2004b; O'Brien et al., 2009), HPM においても上述のような対象粒子の選択で十分な計算精度が得られるものと推察される。なお、以下に検討する内容に対しては、影響半径を2.5倍としたケースでも同様の計算をおこなっており、本研究で得られた結論と同様の結果が得られていることを記しておく。

Fig.3 に100ms後におけるy方向変位速度場のスナップショットを示す。Fig.3a が人工的な力を考慮しない場合の結果、Fig.3b が人工的な力を考慮した場合 (ただし、 $\hat{E}=E$) の結果である。図より、人工的な力を考慮しない場合 (Fig.3a) ではモデル中央部から上下左右方向に局



(a) without artificial force,



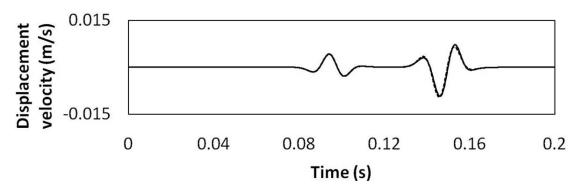
-0.01 0.01 (m/s)

(b) with artificial force,

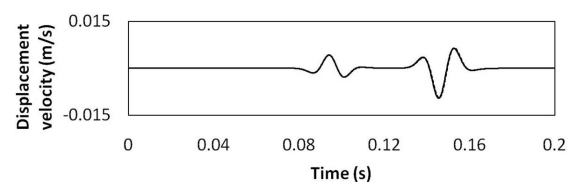
Fig.3. The snapshots of displacement velocity field in y-direction with and without artificial force after 100ms.

所的な振動に起因すると思われる不自然な振動が確認できる。この振動に物理的な意味はなく、応力評価位置が粒子位置と一致するために生じる数値的な振動であり、抑制されるべきものである。一方で、人工的な力を考慮した場合 (Fig.3b) では、P波とS波がモデル中央の振源から同心円状に伝播している様子のみが確認でき、Fig.3aに見られた局所的な振動は見られない。これにより、人工的な力の導入が数値的な振動を抑制していることが確認できる。このように、地震波動場のモデリングに HPM を適用する場合は、人工的な力による局所的な振動抑制は必須であると考えられる。

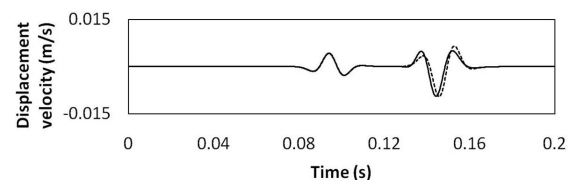
次に、人工的な力の大きさを変化させた場合に、それがどのようにシミュレーション結果に影響をおよぼすか検討する。人工的な力の大きさは、式(9)中の \hat{E} を変化させることで調整できる。本節では、 \hat{E} をヤング率Eの0.25倍、0.5倍、1.0倍と変化させて検討をおこなった。Fig.4は \hat{E} を変化させた場合の、受振器位置におけるy方向変位速度の受振記録を示している。各図中には同じモデルに対するスタガード格子を用いた差分法による結果を点線により併せて示している。図より、各ケースにおいて0.08s付近から見られるP波部分についてはほとんど差が見られないが、0.13s付近から見られるS波部分につい



(a) $\hat{E} = 0.25 \times E$



(b) $\hat{E} = 0.5 \times E$



(c) $\hat{E} = 1.0 \times E$

Fig.4. The waveforms of displacement velocity field in the y-direction at the receiver point. The source frequency is set to 50Hz. Solid and dotted lines represent the results from HPM and FDM, respectively.

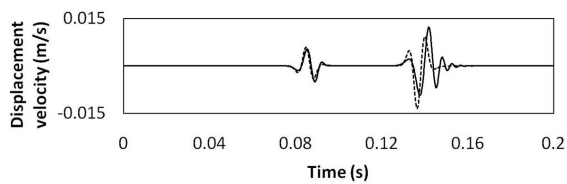
ては各ケースで違いが確認できる。局所的な振動を抑制する人工的な力は変形勾配テンソルの近似誤差 ($\mathbf{r}_{ij} - \mathbf{F}_i \mathbf{r}_{ij}^0$) の大きさに依存して作用する。P 波部分について各ケースでほとんど差が見られなかったのは、縦波による変形は式(2),(3)でうまく近似できているためであると考えられる(すなわち、 $\mathbf{r}_{ij} - \mathbf{F}_i \mathbf{r}_{ij}^0 \approx 0$)。Kondo et al. (2010) は HPM で梁を伝播する弾性波について計算した結果を検討している。それによると、P 波伝播については HPM における変形勾配テンソルの近似は良好であり、人工的な力の有無によらず良い結果を示すが、S 波伝播については人工的な力を考慮しないと不自然な振動モードが現れることがわかっている。本研究による結果も、P 波部分については人工的な力の大きさによる差はほとんど見られず、S 波部分についてのみ大きな違いが見られる結果となった。これは、Kondo et al. (2010)における結果と整合するものである。 \hat{E} の大きさによる結果の違いについては、 \hat{E} をヤング率 E の 0.25 倍、0.5 倍とした場合の結果にはそれほどの差は見られない。しかし、1.0 倍の値を用いた場合では、S 波部分に他のケースとの明確な違いが確認できる。参照として示したスタガード格子を用いた差分法による結果との誤差から、人工的な力

が大きすぎると結果に悪影響をおよぼすことがわかる。

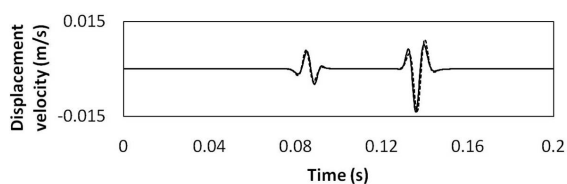
次に、振源関数の周波数を 100Hz として同じモデルに対して計算をおこなった。Fig.5 にシミュレーションにより受振器で得られた結果を示す。先程と同様に、差分法による結果も併せて示している。図より、周波数を 50Hz とした前ケースと結果に大きな違いが確認できる。 \hat{E} をヤング率 E の 0.25 倍、1.0 倍としたケースでは、S 波部分に非現実的な振動が確認できる。一方で、 \hat{E} をヤング率 E の 0.5 倍としたケースでは他のケースで見られるような不自然な振動はなく、参考として示した差分法による結果とも良い一致を示している。このことから、人工的な力は小さすぎると局所的な振動を抑えきれず、結果に悪影響をおよぼすことがわかった。また、P 波部分に関しては、各ケースとも差分法による結果と比較的良好一致を示しているが、周波数を 50Hz とした時に比べるとわずかな違いが見られる。これは、振源の周波数を増加させることで伝播する地震波の波長が短くなるため、影響半径内の変形が線形な状態から遠ざかり、式(2),(3)による変形勾配テンソルの近似精度が低下するためであると考えられる。この問題は粒子間隔を小さくすることにより解決できると考えられ (Kondo et al., 2010)、伝播する地震波の波長を考慮した上で粒子間隔を適切に設定する必要が示唆される。

このことを確認するため、媒質定数や振源周波数などの条件を先程のモデルと同様にし、粒子間隔だけを半分に変更したモデルを作成し、シミュレーションをおこなった。Fig.6 に受振器で得られた結果を示す。各ケースにおいて Fig.5 で見られた非現実的な波形の振動が無くなっていることがわかる。 \hat{E} の大きさによる結果の違いについては、基本的に Fig.4 で見られるものと同じ傾向であることがわかる。すなわち、 \hat{E} をヤング率 E の 0.25 倍、0.5 倍としたケースでは P 波、S 波共に差分法の結果とよく一致しているが、 \hat{E} をヤング率 E の 1.0 倍としたケースでは S 波部分に大きな違いが見られる。Fig.4 と Fig.6 における波長と粒子間隔の相対的な関係は同じであるため、このような結果が得られたものと推察される。また、本研究では媒質のポアソン比などの媒質定数も変化させて同様のシミュレーションをおこなった結果、同様の結果が得られたことを付記しておく。

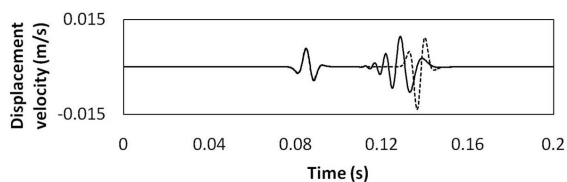
以上の結果より、HPM による地震波動場モデリングをおこなう際は、人工的な力の導入は必須であるが、人工的な力の大きさを決める \hat{E} の大きさにより結果に不自然な振動が見られることが確認された。本研究における結果より、実体波の伝播については、 \hat{E} の大きさはヤング率 E の 0.5 倍程度の値が適切であることがわかった。



(a) $\hat{E} = 0.25 \times E$



(b) $\hat{E} = 0.5 \times E$



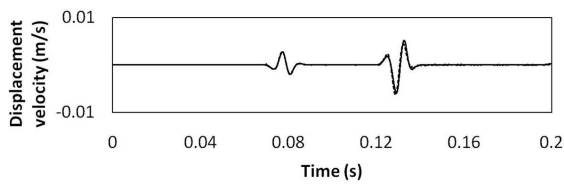
(c) $\hat{E} = 1.0 \times E$

Fig.5. The waveforms of displacement velocity field in the y-direction at the receiver point. The source frequency is set to 100Hz. Solid and dotted lines represent the result from HPM and FDM, respectively.

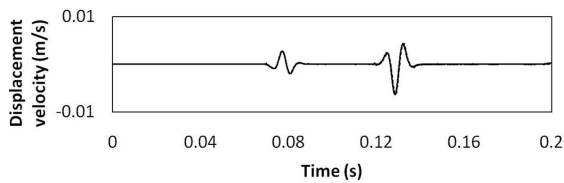
3.2 表面波伝播

次に、Fig.7 に示すモデルを用いて、HPM の表面波伝

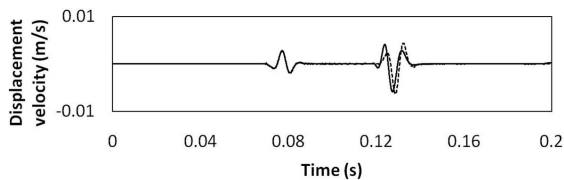
播シミュレーションに対する適用性を検討する。HPMでは、解析対象外部の連続体の密度が解析対象の連続体の密度に比べて十分に小さい場合、解析対象外部の粒子からの寄与を無視することで自由境界条件を設定することができる(鈴木ほか, 2005)。地震動伝播シミュレーションにおける地表面境界の場合、一般的に解析対象外部の媒質は空気であるため、解析対象である地盤と比較して密度は十分に小さいと仮定できる。そのため、解析対象外部の粒子からの寄与を無視することで自由境界条件の導入が可能である。これは、有限要素法のように特別な処理を必要とすることなく自由境界条件の導入が可能で



(a) $\hat{E} = 0.25 \times E$



(b) $\hat{E} = 0.5 \times E$



(c) $\hat{E} = 1.0 \times E$

Fig.6. The waveforms of displacement velocity field in the y-direction at the receiver point. The particle spacing is 0.5m.

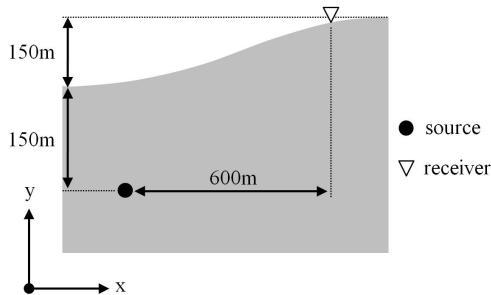


Fig.7. Geometry of the numerical model with an arbitrary free surface.

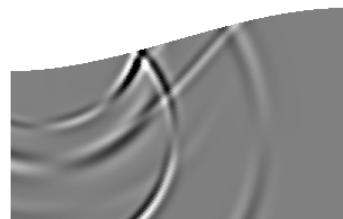
あることを意味する。このように、Fig.7に示すような地表面形状を有するモデルでも、HPMでは容易に計算に取り込むことが可能である。さらに、離散化に必要な情報は粒子の座標のみであり、有限要素法のように節点と要素のコネクティビティを必要とせず、プリプロセスにおけるデータは単純になるという利点も有する。

本節では、比較に用いる数値解析手法として差分法ではなく有限要素法を採用する。要素には4節点四角形要素を用いた。前節と同様に、人工的な力を決める係数の大きさ C^{art} を様々に変化させ、人工的な力の大きさがどのように表面波伝播に影響するかを検討する。媒質定数は前節と同様とした。また、振源関数としては前節と同様に50Hzのリッカーウェーブレットを用い、x方向変位速度場に与えた。

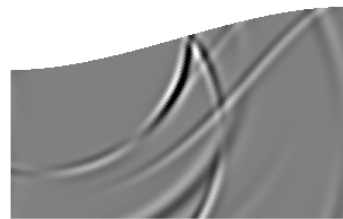
Fig.8に、 \hat{E} をヤング率Eの0.5倍とした時の各時刻におけるスナップショットを示す。図より、HPMにより複雑な地表面形状を有するモデルに対しても、その境界を走る実体波・表面波の伝播が再現できていることが確認できる。また、Fig.9に受振器位置における粒子の運動を



(a) after 100ms,



(b) after 150ms,



(c) after 200ms,



Fig.8. The snapshots of the displacement velocity field in the y-direction. After (a)7.5s, (b) 10s, (c) 15s, (d) 20s, respectively.

示す。実体波の部分と思われる直線的な運動と、レイリー波の特徴である楕円運動が確認できる。有限要素法と同様に、特別な処理を必要とすることなく自由境界条件を取り入れることができるのが HPM を用いる利点の一つである。

続いて Fig.10 に、 \hat{E} をヤング率 E の 0.25 倍、0.5 倍、1.0 倍と変化させた時の受振器位置における y 方向変位

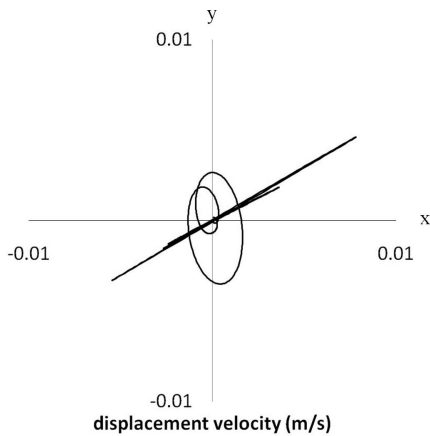
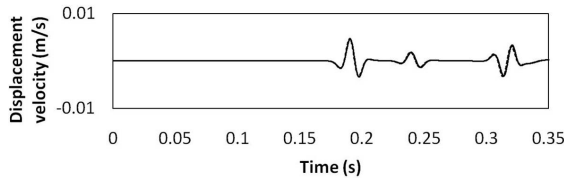
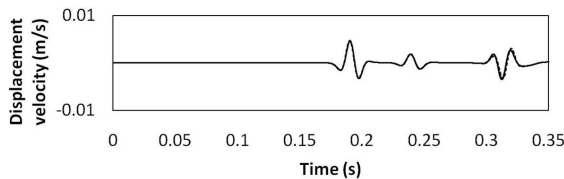


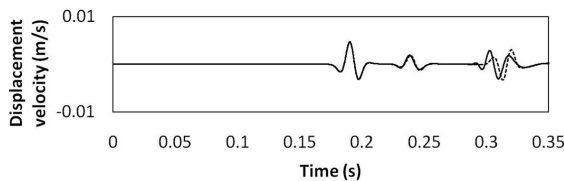
Fig.9. The particle motion at the receiver point. Ellipsoidal motion can be observed.



(a) $\hat{E} = 0.25 \times E$



(b) $\hat{E} = 0.5 \times E$



(c) $\hat{E} = 1.0 \times E$

Fig.10. The waveform of the displacement velocity at the receiver point.

速度の記録を示す。参考として、同様のモデルに対して有限要素法により計算した波形を点線と並べて示している。図より、各ケースにおいて P 波、S 波、表面波の到達が順に確認できる。しかし、 \hat{E} をヤング率 E の 1.0 倍としたケース (Fig.10c) では、0.3s 付近に見られる表面波部分に不自然な振動が見られる。有限要素法による結果との誤差から、前節と同様に大きすぎる人工的な力が結果に悪影響をおよぼしたのと考えられる。前節と同様に、S 波部分にも各ケースで多少の違いが見られるが、より大きな違いが表面波部分で生じていることがわかる。これは、前節での議論と同様、表面波の波長と本研究で用いた粒子間隔の兼ね合いより変形勾配テンソルの近似精度が低下したためであると考えられる。このことから、表面波の伝播も含むような地震波動場のモデリングをおこなう際には、人工的な力の影響はより重要になると考えられる。

4. まとめ

本研究では、HPM の地震波動場モデリングに対する適用性を検討するため、実体波・表面波伝播のシミュレーションを実施し、差分法や有限要素法の結果と比較することで考察した。以下に、本研究により得られた知見を示す。

- HPM を地震波動場モデリングに適用する時、局所的な振動を抑制する人工的な力を導入しない場合だと結果に不自然な振動が観測されるため、人工的な力の導入は必須であることがわかった。
- 人工的な力の大きさを決定する係数 \hat{E} は、媒質のヤング率 E の 0.5 倍程度とすることが望ましく、小さすぎる、もしくは大きすぎる力を用いると結果に悪影響をおよぼすことが示された。
- 振源周波数を高くしてシミュレーションをおこなったところ、より大きな数値振動が確認されたことから、影響半径内の変形が線形な状態から遠ざかると変形勾配テンソルの近似精度が落ち、不自然な振動が大きくなることが示された。また、この数値振動の問題は粒子間隔を小さくすることで解決できることを示した。
- 水平でない形状を有する地表面形状をモデル化し、そこを伝播する表面波のシミュレーションをおこなった。その結果、HPM により水平でない地表面上を伝播する表面波が再現できることがわかった。また、表面波伝播に関しては、実体波部分よりも数値振動の影響を受けやすいことがわかった。

HPM を用いる利点は、自由境界条件の導入が容易であ

ることや、プリプロセスにおいて要素や節点のコネクティビティ作成を必要としないことなどが挙げられる。これらの特徴は、差分法や有限要素法に対する利点であり、今後、これらの手法に変わる地震波動場モデリング手法として利用されることが期待される。

謝 辞

匿名の査読者からいただいた助言は、本稿を改善する上で非常に有益でした。ここに記して感謝の意を表します。

参 考 文 献

- Chikazawa, Y., Koshizuka S. and Oka, Y. (2001) : A particle method for elastic and visco-plastic structures and fluid-structure interactions, *Compt. Mech.*, **27**, 97-106.
- Cundall, P. A. and Strack, O. D. L. (1979) : A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique*, **29**, 47-65.
- Graves, R. W. (1996) : Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite differences, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 1091-1106.
- 久田俊明, 野口裕久 (1995) : 非線形有限要素法の基礎と応用, 丸善.
- 近藤雅裕, 鈴木幸人, 越塚誠一 (2007) : 最小自乗近似による粒子法弾性解析手法の振動抑制, *Transactions of JSCEs*, Paper No.20070031.
- Koketsu, K., Fujiwara, H. and Ikegami, Y. (2004) : Finite-element simulation of seismic ground motion with a voxel mesh, *Pure Appl. Geophys.*, **161**, 2183-2198.
- Kondo, M., Suzuki, Y. and Koshizuka, S. (2010) : Suppressing local particle oscillations in the Hamiltonian particle method for elasticity, *Int. J. Num. Meth. Eng.*, **81**, 1514-1528.
- Koshizuka, S. and Oka, Y. (1996) : Moving particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nucl. Sci. Eng.*, **123**, 421-434.
- Lucy, L. B. (1977) : A numerical approach to the testing of fission hypothesis, *Astron. J.*, **82**, 1013-1024.
- O'Brien, G. S. and Bean, C. J. (2004a) : A discrete numerical method for modeling volcanic earthquake source mechanisms, *J. Geophys. Res.*, **109**, B09301.
- O'Brien, G. S. and Bean, C. J. (2004b) : A 3D numerical elastic lattice method for seismic wave propagation in heterogeneous media with topography, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L14608.
- O'Brien, G. S., Bean, C. J. and Tapamo, H. (2009) : Dispersion analysis and computational efficiency of elastic lattice methods for seismic wave propagation, *Computers & Geosciences*, **35**, 1768-1775.
- 鈴木幸人, 越塚誠一, 岡芳明 (2005) : HMPS (Hamiltonian Moving Particle Semi-implicit) 法の開発(第1報, 運動方程式の導出), *Transactions of JSCEs*, Paper No.20050016.
- Suzuki, Y., Koshizuka, S. and Oka, Y. (2007) : Hamiltonian moving-particle semi-implicit (HMPS) method for incompressible fluid flows, *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.*, **196**, 2876-2894.
- Suzuki, Y. and Koshizuka, S. (2008) : A Hamiltonian particle method for non-linear elastodynamics, *Int. J. Num. Meth. Eng.*, **74**, 1344-1373.
- Toomey, A. and Bean, C. J. (2000) : Numerical simulation of seismic waves using a discrete particle scheme, *Geophys. J. Int.*, **141**, 595-604.
- Valle-Garcia, R. D. and Sanchez-Sesma, F. J. (2003) : Rayleigh waves modeling using an elastic lattice model, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1866.

Applicability of a Hamiltonian particle method for the simulation of the seismic wave propagation

Junichi Takekawa*, Hitoshi Mikada* and Tada-nori Goto*

ABSTRACT

It is important to simulate a strong ground motion induced by the occurrence of earthquakes for disaster mitigation and prediction. Though finite difference method (FDM) has been used to simulate seismic wave propagation, it is difficult to introduce traction-free boundary conditions in a model with an arbitrary ground surface. Since finite element method (FEM) has an advantage of introduction of traction-free boundary conditions, FEM was applied to simulate seismic wave propagation. However, the connectivity between elements and nodes are needed in pre-processing for FEM analyses. This will lead the complex data structure and time consuming process. On the other hand, many particle methods have been developed and applied to simulate solid analyses. A Hamiltonian particle method (HPM) is one of the particle methods and developed for accurate energy conserving method. In HPM, the traction-free boundary condition is automatically introduced like FEM. Furthermore, the data structure becomes very simple because the positions of particles are only needed in HPM. However, artificial forces are needed for suppressing local particle oscillations in HPM.

In the present study, we apply HPM to simulate seismic wave propagation and evaluate the effect of artificial force with comparing to the results from FDM and FEM. The results show that HPM can reproduce seismic wave propagation with sufficient accuracy.

Keywords: particle method, numerical simulation, seismic wave, surface wave

Manuscript received May 9, 2011; Accepted August 10, 2011.

* Kyoto University
Kyotodaigaku-Katsura, Nishikyo-ku, Kyoto, 615-8540, Japan