

月と火星の全球地震波伝播シミュレーション

著者	豊国 源知, 竹中 博士, 趙 大鵬, 石原 吉明
雑誌名	SENAC : 東北大学大型計算機センター広報
巻	46
号	3
ページ	1-12
発行年	2013-07
URL	http://hdl.handle.net/10097/00124732

[共同研究成果]

月と火星の全球地震波伝播シミュレーション

豊国源知¹・竹中博士²・趙大鵬¹・石原吉明³¹ 東北大学大学院 理学研究科 地震・噴火予知研究観測センター² 岡山大学大学院 自然科学研究科 地球生命物質科学専攻³ 産業技術総合研究所情報技術研究部門ジオインフォマティクス研究グループ

我々は東北大学サイバーサイエンスセンターのスーパーコンピュータシステムSX-9を利用し、全地球を対象とした地震波伝播シミュレーションのプログラム開発を行ってきた。本稿ではこの手法について概略を紹介した後、平成24年度の共同研究課題として月と火星の全球地震波伝播をシミュレーションした成果を報告する。両天体ではかつて地震観測が行われたものの、旧式の機器やノイズの影響で、天体深部の地震波伝播には不明な点が多い。現在国内外で地震観測に基づいた両天体の内部構造探査が計画されており、機器の開発や観測点の選定について、地震波伝播シミュレーションが与える指針に期待が寄せられている。

1. はじめに

自然界で発生する地震は、複雑なメカニズムを持った震源から励起され、複雑で不均質な地球の中を通り抜けて、ようやく地震計で観測される。よって観測で得られた地震波形は複雑な形をしている。地震波伝播は基本的には弾性体力学で記述されるので、現実に近い複雑な震源・構造モデルについて弾性波の支配方程式を解くことができれば、複雑な波形も再現可能である。しかしモデルが複雑になるほど計算は困難になるので、現在は方程式をコンピュータで数値的に解く、数値解法が標準的に用いられている。

波形計算は震源・構造モデルを既知として、そのときどのような波形が観測されるのかを予測する方法であるため、モデルと波形との因果関係が一目瞭然となる。これを逆に利用すると、観測波形と、数値計算で得られた理論波形とを比較して、その残差が小さくなるようにモデルを修正していくことで、震源や地下構造を推定することができる(=波形インバージョン)。地球科学の究極の目標の一つは、我々が直接見ることができない地下構造を詳細に明らかにすることであり、コンピュータを使った波形計算はそのための武器となる。

数値計算と一口で言っても、様々な手法が存在する。手法の分類の上で重要な点に、「何次元の媒質について、何次元の波を計算するか?」というものがある。現実の地震波と同じように、3次元の地球モデル中を伝播する3次元の波をフルに計算する方法は「3次元モデリング」と呼ばれる。これは最も現実に近い理論波形が得られるが、莫大な計算機資源(メモリと計算時間)を必要とする。これに対して、地下の2次元断面のみに着目して、その面内を伝わる2次元の波だけを計算する手法は「2次元モデリング」である。この手法は計算資源が少なくすむ一方、3次元の波面の幾何学的な広がりやを正しく考慮できないせいで、観測波形と直接比較ができないデメリットが生じる[1]。

以上のような両者のデメリットを克服すべく提案されたのが、本稿で用いる「軸対称2.5次元モデリング」である。これは震源を通る鉛直軸の周りに軸対称な構造を仮定することで、3次元の空間の広がりやの効果を2次元断面に落とし込んだのち、その断面内において、面内運動2成分と、面外運動1成分の、3次元の波動伝播を計算する方法で、「波動場3次元、構造2次元」という意味で「2.5次元」と呼称される。この手法は構造断面のみについて計算を行うことで計算資源は2次元モデリング並みに節約でき、同時に3次元の地震波伝播を正しく取り扱える。現在は計算機性能の進歩により、10年ほど前までは不可能だった大規模計算がどんどん実現しているが、それでも3次元モデリングでは1回の計算がやっとならぬとあり、その1万~10万分の1で計算

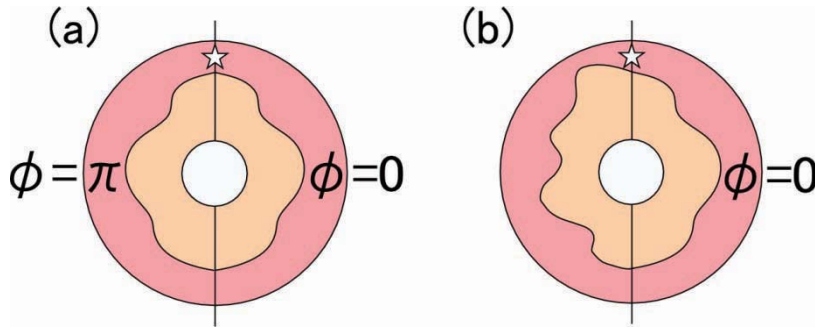


図 1: 通常の球座標領域 (a) と準球座標領域 (b) [9].

が行える 2.5 次元モデリングは、依然として魅力的な手法である。

数値計算手法の分類でもう一つ重要な点に、離散化手法の違いがある。複雑な不均質媒質を入力した計算では、計算の対象とする全空間・時間領域を離散化して解く場合がほとんどであるが、離散化手法の違いによって差分法、有限要素法、擬スペクトル法、など様々に分類される。このうち差分法は、支配方程式に現れる偏微分を差分で近似する解法であり、コーディングが容易で地震波のシミュレーションで普遍的に使われているので、我々のプログラムでも差分法による離散化を採用している。

2. 地球の地震波伝播シミュレーション

地球以外の天体の地震について述べる前に、本節では手法の紹介を兼ねて、これまでに我々が行ってきた全地球地震波伝播シミュレーションの概略を述べたい。

我々はこれまで、全地球をターゲットとした地震波シミュレーションのために、軸対称 2.5 次元モデリングを用いた波形計算プログラムの開発を行ってきた。このプログラムでは、震源と地球中心を結ぶ軸を z 軸とした球座標系 (r, θ, ϕ) を定義して、 ϕ 方向に構造モデルの軸対称性を導入したうえで、その 2 次元断面 (r - θ 断面) について弾性波の支配方程式を解く。差分法と 2.5 次元モデリングを組み合わせた全地球地震波シミュレーションは、90 年代半ばから最近まで間断なく利用されているものの [2-8]、軸対称の仮定のせいで、軸を挟んで非対称な現実的な構造を扱えない問題が存在した。震源についても、先行研究では核爆発のような軸対称なメカニズムを持つ震源だけが用いられ、断層運動のような非対称な震源は取り扱われていなかった。加えて、球座標系を用いた解法では、球の中心 ($r = 0$) が方程式の特異点となるため、これを回避する方法が必要になる。先行研究の中には地震波動場を音響場で近似して、地球中心を含めて計算を行ったものがあるが [6]、P 波と S 波をまともに計算した例はない。このように計算の効率性とは引き換えに、従来の軸対称 2.5 次元モデリングには改良すべき点も多く存在した。

我々は通常の球座標領域と座標軸の取り方を変えた新しい座標領域「準球座標領域」を定義することで、従来の手法の枠組みで任意の非対称構造を取り扱うことに成功した [9]。通常の球座標領域 ($0 < r < \infty, 0 \leq \theta \leq \pi, -\pi \leq \phi \leq \pi$) を用いると、球の大円に沿った構造断面は $\phi = 0$ と $\phi = \pi$ にある 2 枚の半円板で表される。このため任意の構造モデルを $\phi = 0$ の面に入力すると、軸対称性によって $\phi = \pi$ の面における構造は $\phi = 0$ のものと対称にならざるを得なかった (図 1a)。これに対して準球座標領域 ($0 < r < \infty, -\pi \leq \theta \leq \pi, -\pi/2 \leq \phi \leq \pi/2$) では、球の大円に沿った構造断面は $\phi = 0$ における円板 1 枚のみで表され、この面には任意の不均質構造モデルが入力できる (図 1b)。座標軸の取り方を変えるだけなので、従来の軸対称モデリングの効率の良さはそのまま、非対称な構造モデルが取り扱える。このように現在のプログラムは軸対称性の仮定によるデメリットからは解放されているので、以降では「軸対称」という単語を用いることを避け、本手法を「球座標系 2.5 次元差分法」と呼ぶことにする。

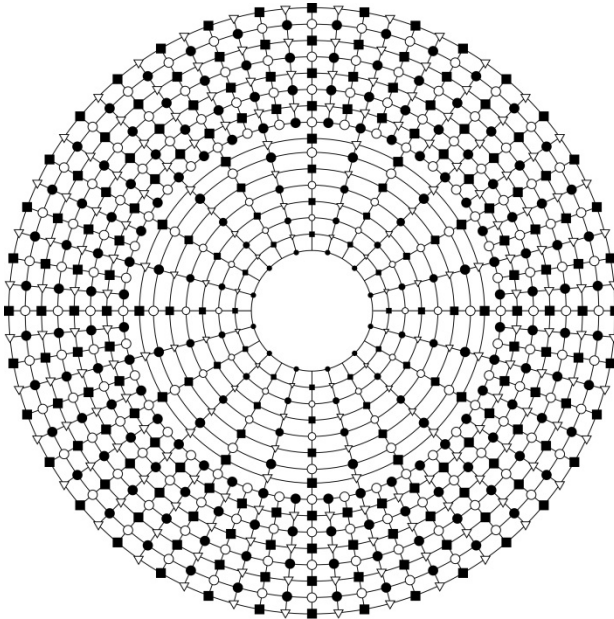
また任意の非対称震源を 5 種類の震源要素に分解して解く手法により、断層から励起される地震波のシミュレーションも可能になった [10]。さらに、計算精度を高める媒質パラメータの導入

[11], 震源メカニズムを考慮した線形補完による球中心の特異点問題の回避, および媒質の物性が完全な弾性体からずれていることにより生じる地震波の減衰現象 (=非弾性減衰) の導入[12]も行い, 現在のプログラムでは極めて現実に近い地震波伝播をシミュレーションできる.

球座標系を使った地震波伝播シミュレーションでは, 球座標系における弾性波の支配方程式

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial v_r}{\partial t} &= f_r + \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \sigma_{r\phi}}{\partial \phi} + \frac{1}{r} (2\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} - \sigma_{\phi\phi}) + \frac{1}{r} \sigma_{r\theta} \cot \theta \\ \rho \frac{\partial v_\theta}{\partial t} &= f_\theta + \frac{\partial \sigma_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \sigma_{\theta\phi}}{\partial \phi} + \frac{3}{r} \sigma_{r\theta} + \frac{1}{r} (\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{\phi\phi}) \cot \theta \\ \rho \frac{\partial v_\phi}{\partial t} &= f_\phi + \frac{\partial \sigma_{r\phi}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{\theta\phi}}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \sigma_{\phi\phi}}{\partial \phi} + \frac{3}{r} \sigma_{r\phi} + \frac{2}{r} \sigma_{\theta\phi} \cot \theta \\ \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\lambda}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} + \frac{2\lambda}{r} v_r + \frac{\lambda}{r} v_\theta \cot \theta - \dot{M}_{rr} \\ \frac{\partial \sigma_{\theta\theta}}{\partial t} &= \lambda \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\lambda + 2\mu}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\lambda}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} + \frac{2(\lambda + \mu)}{r} v_r + \frac{\lambda}{r} v_\theta \cot \theta - \dot{M}_{\theta\theta} \\ \frac{\partial \sigma_{\phi\phi}}{\partial t} &= \lambda \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\lambda + 2\mu}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} + \frac{2(\lambda + \mu)}{r} v_r + \frac{\lambda + 2\mu}{r} v_\theta \cot \theta - \dot{M}_{\phi\phi} \\ \frac{\partial \sigma_{r\theta}}{\partial t} &= \mu \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{1}{r} v_\theta \right) - \dot{M}_{r\theta} \\ \frac{\partial \sigma_{\theta\phi}}{\partial t} &= \frac{\mu}{r} \left(\frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \phi} - v_\phi \cot \theta \right) - \dot{M}_{\theta\phi} \\ \frac{\partial \sigma_{r\phi}}{\partial t} &= \mu \left(\frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} - \frac{1}{r} v_\phi \right) - \dot{M}_{r\phi} \end{aligned}$$

を解く. ここで t は時間, ρ は密度, λ と μ はラメ定数, v_i , f_i , σ_{ij} , M_{ij} はそれぞれ粒子速度, 体積力, 応力テンソル, モーメントテンソルの成分である ($i, j \in \{r, \theta, \phi\}$). この方程式を差分法で解く際に用いる格子配置の模式図を図 2 に示す. 液体を含む媒質でも安定に計算できるように, 粒子速度と応力の別々の格子に配置される「スタガード格子」を採用した. また球座標系では球の中心へ近づくほど θ 方向の格子間隔が狭くなってしまいうので, 格子サイズが異なる複数の格子を r 方向に接続し, 中心から表面までほぼ一定の格子間隔に保つようになっている[12].



■ v_r ● v_θ, v_ϕ ○ $\sigma_{rr}, \sigma_{\theta\theta}, \sigma_{\phi\phi}, \sigma_{\theta\phi}$ ▽ $\sigma_{r\theta}, \sigma_{r\phi}$

図 2 : 計算で用いた差分格子の模式図. 黒が粒子速度, 白が応力の格子を表す.

図 3 は 2009 年 11 月 9 日にフィジーで発生した地震 (M_w 7.3, 震源の深さ 604 km) について, 3 つの観測点で記録された観測波形と, 球座標系 2.5 次元差分法による理論波形とを比較した結果である. これは減衰構造を含む球対称地球モデル PREM[13] を入力した長周期地震波 (震源時間関数のパルス幅 30 s) の計算結果であるが, 震源からの方位・距離が異なる 3 観測点すべてで, 上下動・南北動・東西動の 3 成分の波形がよく一致していることがわかる. このように本手法を用いると, 少ない計算機資源で, 精度が良く, 実際の観測波形と直接比較可能な理論波形を得ることができる[14].

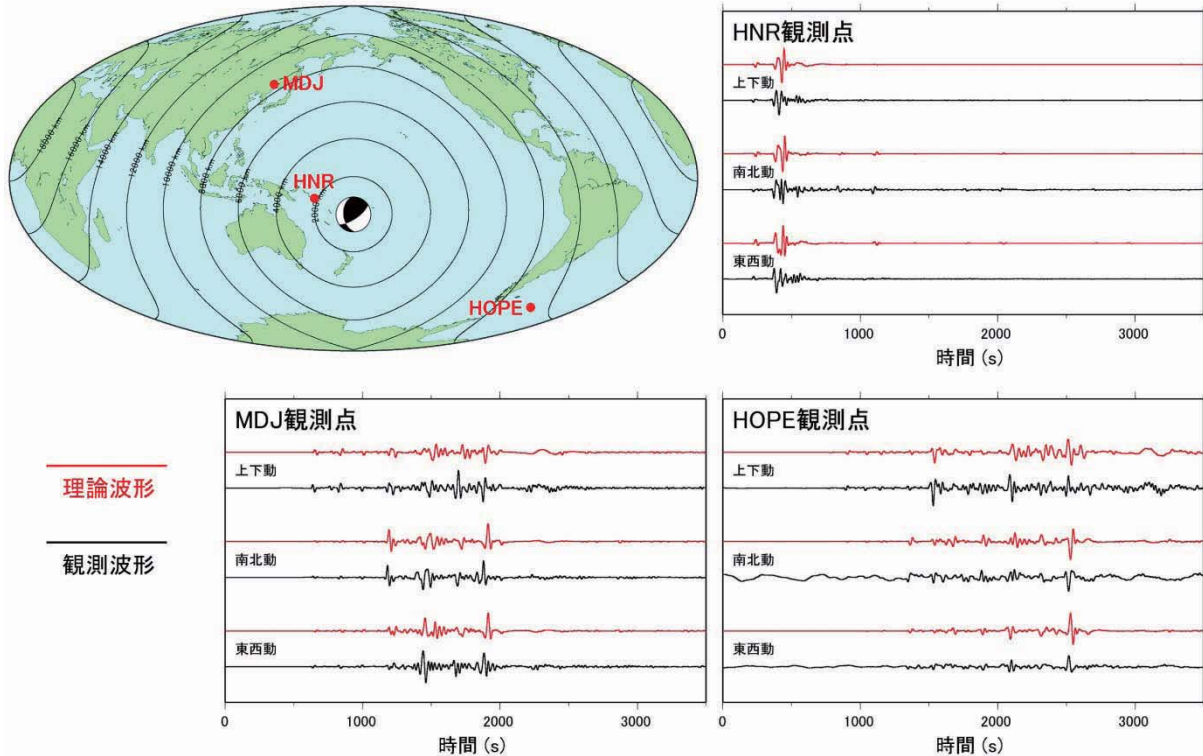


図 3 : 球座標系 2.5 次元差分法による地球の理論地震波形 (赤線) と観測波形 (黒線) の比較 [14]. 3 観測点それぞれで上下動・南北動・東西動の 3 成分を比較. 震源の位置・メカニズムと観測点位置は左上の地図に示した. すべての波形に 1/30 Hz のローパスフィルターを適用.

3. 月と火星の地震波伝播シミュレーション

本節では平成 24 年度の共同研究の課題として行った, 球座標系 2.5 次元差分法による月と火星の地震波伝播シミュレーションの成果について述べる.

月は地球以外で唯一, 信頼のおける地震観測が行われた天体であり, アポロ計画で設置された 4 点の地震計によって, 1969 年から足かけ 9 年で 12558 個の月の地震 (月震) が記録されている. これらのイベントは, 発生場所や発生要因の違いで 5 種類に大別されている [15]. このうち最も同定数が多い「深発月震」は, 月半径の半分程度という非常に深いところで発生する $M1\sim 2$ 程度の月震で, 7245 個のイベントが同定されている [16]. これらはほぼ決まった場所で繰り返し起きていることから, 地球や太陽の潮汐力で月が変形する際に, 断層が動いて発生する月震と考えられている [17]. 一方「浅発月震」は, 月面付近の比較的浅い場所で発生する $M 3\sim 4$ 程度の月震で, 同定数が 28 個と少ないため詳細は不明であるが, 断層運動によるテクトニックな地震と考えられている [18]. これらの月震の P 波・ S 波の走時データからは, 様々な 1 次元月内部構造モデルが構築されている [19-21]. また最近では, 地震波トモグラフィによって月マンツルの 3 次元地震波速度構造モデルも構築されている [22-24]. しかし当時の地震計は周波数帯域が限られていたことや, 月の地震の卓越周波数が地震計の周波数帯域と合っていなかったこと等の理由から, 観測波形は月面付近での強い散乱の影響を受けたものしかなく, 月内部の実体波伝播の詳細は依然として不明である.

一方火星では, バイキング 2 号によって 1976 年に 5 か月間地震観測がなされたものの, 火星表面の風が強いノイズ源となり, 自然地震と思われるイベントを 1 つ観測したのみであった [25]. ただ近年は火星表面の高解像度画像解析によって, 最近動いたと思われる断層地形が多数発見されており [26], 火震の震源メカニズムや地震活動度の推定も行われている [27]. また火星隕石の組成や慣性モーメント・重力分布などの間接的な情報を用いて構築された内部構造モデルも存在する [28].

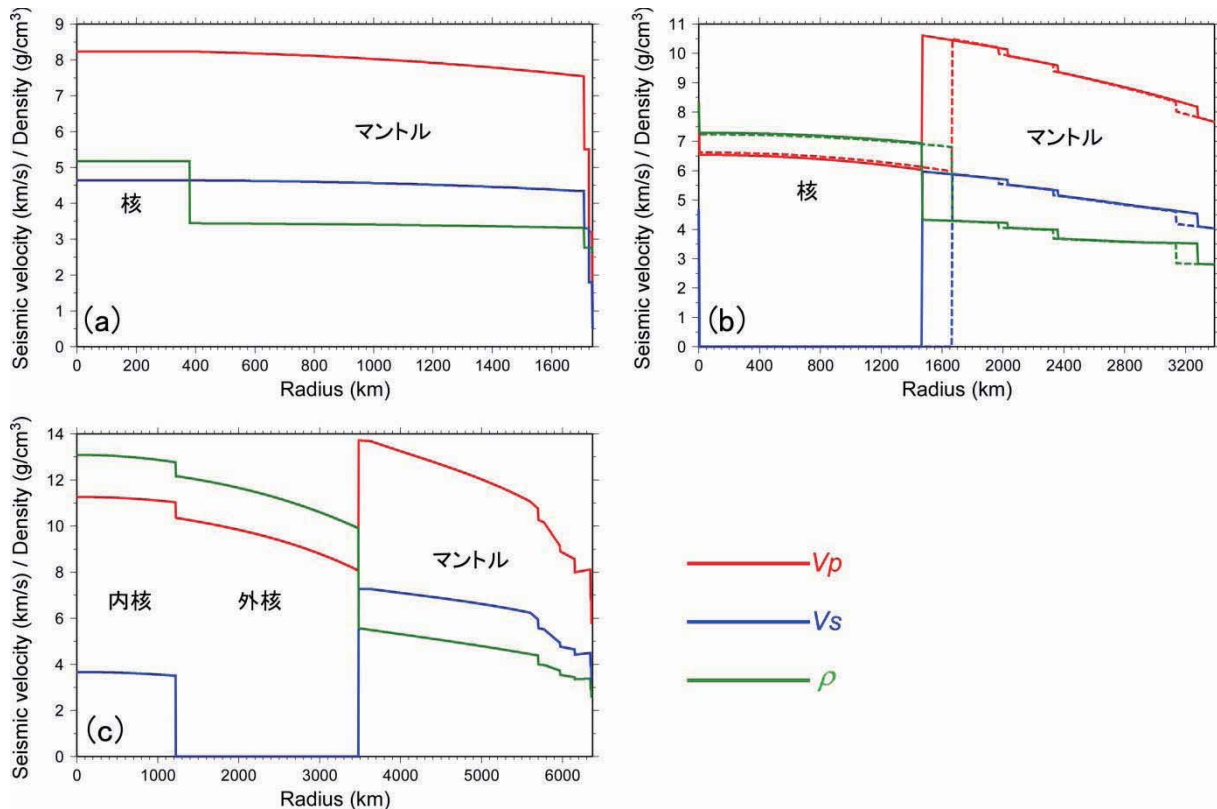


図 4：本稿の計算で用いた (a) 月[21]・(b) 火星[28]・(c) 地球[13]の 1 次元内部構造モデル。赤線，青線，緑線はそれぞれ P 波速度， S 波速度，密度を表す。火星のモデルは，モデル A (実線) と B (点線) の 2 種類が存在する。

現在，月や火星の次期地震探査計画が各国で進められており，それぞれの天体の波動場の特徴を踏まえた地震計の開発が急務である。また観測可能な実体波のフェーズを特定し，効率的に観測点を配置することも望まれる。アポロ計画やバイキング 2 号による観測データを補完し，天体深部までの地震波伝播の様子を把握するには，シミュレーションが最適である。今回は我々が開発を行ってきた球座標系 2.5 次元差分法のプログラムに，既存の月と火星の内部構造モデルと簡単な震源モデルを入力して，両天体の地震波伝播シミュレーションを行った。本稿の計算で用いた月・火星・地球の 1 次元構造モデルは図 4 に示している。月のモデルは文献[21]によるが，核の地震波速度は与えられていないので，マントル最下部の速度を延長して作成した。また火星のモデルは，隕石組成と慣性モーメントの実測値をそれぞれ最も良く説明できる 2 種類のモデル(モデル A と B)が存在する[28]。

3.1 月の地震波伝播シミュレーション

今回は，(1) 深発月震と浅発月震による地震波形の違い，および (2) 月の 1 次元内部構造モデルと 3 次元トモグラフィモデルによる地震波形の違い，を調べるためにシミュレーションを実行した。計算は $0 \text{ km} \leq r \leq 1738 \text{ km}$ (月面)， $-\pi \leq \theta \leq \pi$ の範囲を，約 320 万点の空間格子点に分割して行った。空間格子間隔は約 2 km である。時間刻みは 0.0125 s とし，パルス幅 15 s の波を震源に入力して，鉛直ずれ型震源について励起後 1250 s まで計算した。震源は深発月震の場合 $r = 738 \text{ km}$ (深さ 1000 km)， $\theta = 0^\circ$ ，浅発月震の場合 $r = 1638 \text{ km}$ (深さ 100 km)， $\theta = 0^\circ$ に置いた。

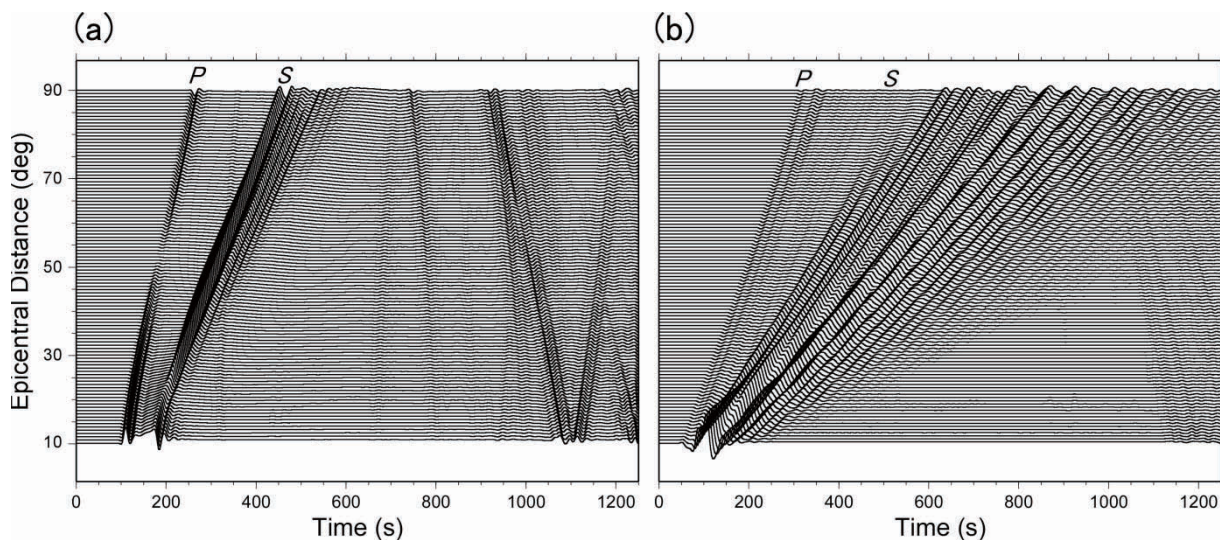


図 5: 深発月震 (a) と浅発月震 (b) の理論地震波形. 震央距離約 1° おきに波形を縦に並べて表示した. 各パネルの上部に P 波と S 波の到着を示している. すべての波形に $1/15$ Hz のローパスフィルターを適用.

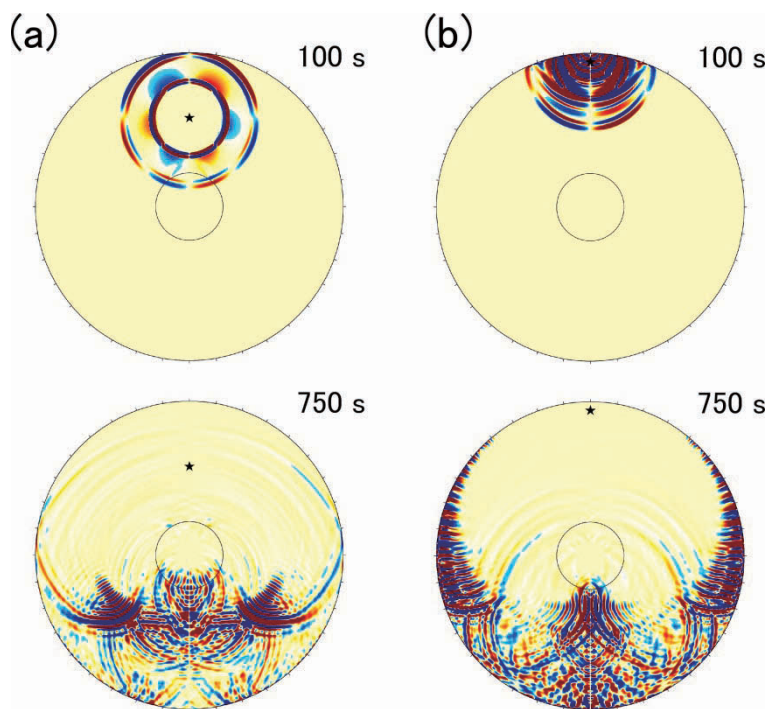


図 6: 深発月震 (a) と浅発月震 (b) の月断面における地震波伝播のスナップショット. 励起後 100 s と 750 s での粒子速度の r 成分の振幅を示している. 赤色は正, 青色は負の振幅を表す. 震源は星印.

まず (1) の結果を示す. 図 5 は, 1 次元内部構造モデルを用いて計算した深発月震と浅発月震の理論波形である. 仮想的な観測点を, 震央距離 10° から 90° まで約 1° おきに等間隔で月面上に配置し, 縦軸方向に並べている. 深発月震の場合は P 波と S 波の立ち上がりが明瞭で, 波形もコンパクトにまとまっているのに対して, 浅発月震の場合は立ち上がりが不明瞭で, 波がなかなか減衰しないために後続波が非常に長時間続いていることがわかる. 月の地殻は地震波速度が著しく小さいため, 震源が浅いほど地殻内部に波がトラップされ, 多重反射を繰り返した結果, 長時間の振動が生じたと考えられる. このときの月断面における地震波伝播のスナップショットは図 6 に示した. 浅発月震では, 月面付近で生じた S 波の特徴的な多重反射が, 月深部まで伝播していく様子が見て取れる. アポロ月震計による波形は $0.1 \sim 10$ Hz の短周期帯での観測であるが,

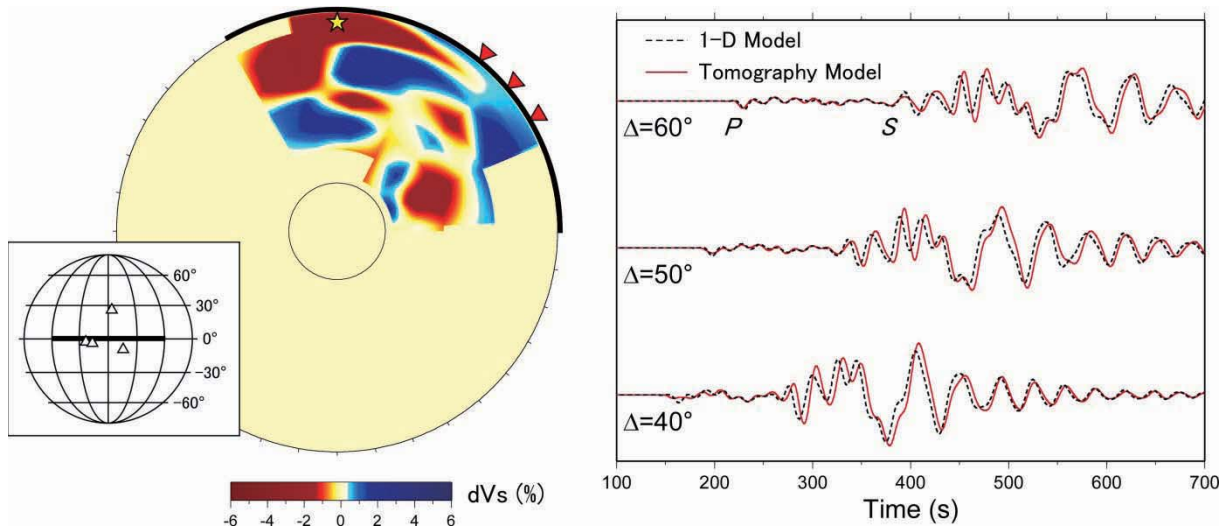


図 7: 左: 計算に用いたトモグラフィモデルの断面[23]. 例として S 波速度構造断面を示した. 青色が高速度, 赤色が低速度領域. 太線部分の月面における位置は左下のパネルに表示. 震源は星印, 観測点は逆三角形, アポロ月震計の位置は正三角形. 右: トモグラフィモデル (赤線) と 1 次元モデル (黒点線) による浅発月震の理論波形. 左図に示した 3 観測点での波形を表示.

今回の浅発地震の計算結果と同様な波形の特徴が見られる. 短周期の場合は, 月面付近での地震波の散乱の影響が強くなり, さらに長時間の振動が生じるが, 周期 15 s という長周期でも類似した特徴が再現できたことは興味深く, 本シミュレーションは観測がなされていない長周期側の月震の特徴を補うものと期待できる.

次に (2) の結果を示す. 図 7 は, 今回計算に用いたトモグラフィモデルの例, および 1 次元モデルとトモグラフィモデルによる浅発月震の波形比較である. トモグラフィモデルは月の赤道に沿った断面を採用した[23]. 図 7 では例として S 波速度構造断面のみを示している. 観測波形は震央距離 40° , 50° , 60° の 3 点で表示した. 震源近傍に S 波速度が低い領域があるため, トモグラフィモデルによる S 波初動は総じて遅れて到着しているが, 観測点直下の S 波速度が高いせいで, 多重反射を繰り返した後続波は位相が戻っていく様子が見て取れる. このように細かな違いは見られるが, 今回は長周期で計算したので波形の特徴が大きく変わることはなかった. トモグラフィモデルによる短周期理論波形の合成は, 今後の MPI 並列計算で優先して取り組みたいと考えている.

3.2 火星の地震波伝播シミュレーション

現在提唱されている火星の 1 次元内部構造モデルには, 図 4 に示したモデル A と B の 2 種類がある. また火星表面の重力データと地形から, 物性が均一な地殻とマンタルの 2 層構造を仮定してモホ面分布が推定できる. 今回のシミュレーションでは, (1) モデル A と B による地震波形の違い, および (2) 不均一モホ面形状を考慮した場合の地震波伝播の変化, を調べることをターゲットとした. 計算は $0 \text{ km} \leq r \leq 3390 \text{ km}$ (火星表面), $-\pi \leq \theta \leq \pi$ の範囲を, 約 544 万点の空間格子点に分割して行った. 空間格子間隔は約 2 km である. 時間刻みは 0.025 s とし, パルス幅 30 s の波を震源に入力して, 鉛直ずれ型震源について励起後 5000 s まで計算した. 震源は $r = 3360 \text{ km}$ (深さ 30 km), $\theta = 0^\circ$ に置いた. 図 8 に今回作成したモホ面形状モデルと, 計算に使用した断面の位置を示している. モホ面形状モデルを用いた計算では, モデル A の地殻部分を不均一地殻厚で置き換えて実行した. 火星表面の地形解析から最も地震活動度が高いと推定されている地域に震源を置き, 地殻が最も薄くなるヘラス平原を通る断面を選んだ.

図 9 に 2 種類の 1 次元構造モデルと, 不均一モホ面形状モデルによる火星断面における地震波

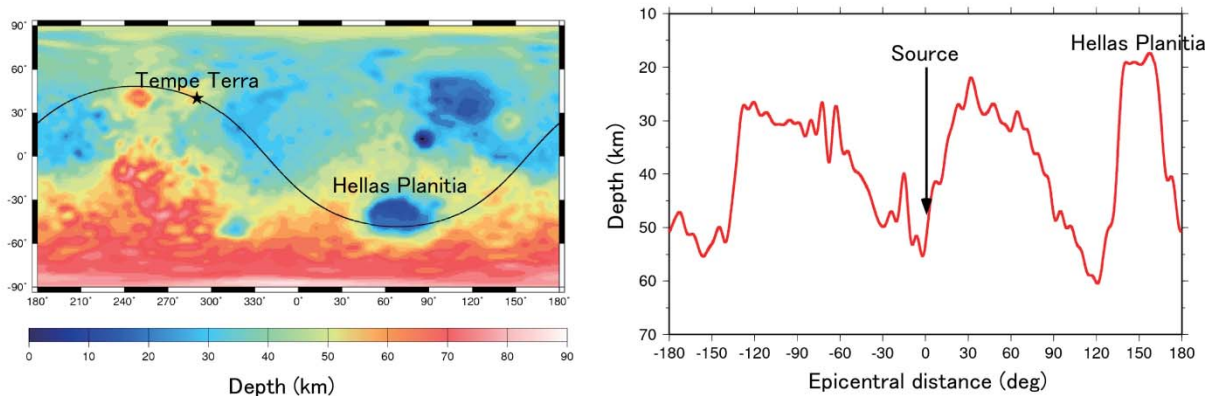


図 8：左：今回作成したモホ面形状分布．黒線は計算に使用した断面と火星表面との交線を示す．星印が震源．右：計算に使用した断面に沿ったモホ面の深さ変化．

伝播のスナップショットを示す．今回は周期 30 s という長周期の波を入力しているため，励起後 1200 s では大きな違いは見られないが，マントルが薄いモデル B では，核-マントル境界からの反射波がモデル A よりも早く到着している様子がわかる．2400 s では火星表面に沿って震源の反対側まで表面波が伝播している．モデル A では長距離に亘って振幅が強い領域が続くのに対し，モデル B では比較的コンパクトにまとまっているのは，モデル A に比べてモデル B の地殻が 3 倍厚いせいで，多重反射が起きにくくなったためと思われる．またモホ面形状を入れた計算では，細かな地形の影響は顕著に見られないものの，励起後 2400 s ではモデル A と比較して明らかに表面波の集中が起きている．これらの計算をさらに短周期まで実行すれば，どのような波のフェーズに内部構造の違いが強く影響するか調べることができ，少ない観測点で内部構造を調べる際の指針を与えることができると考えられる．

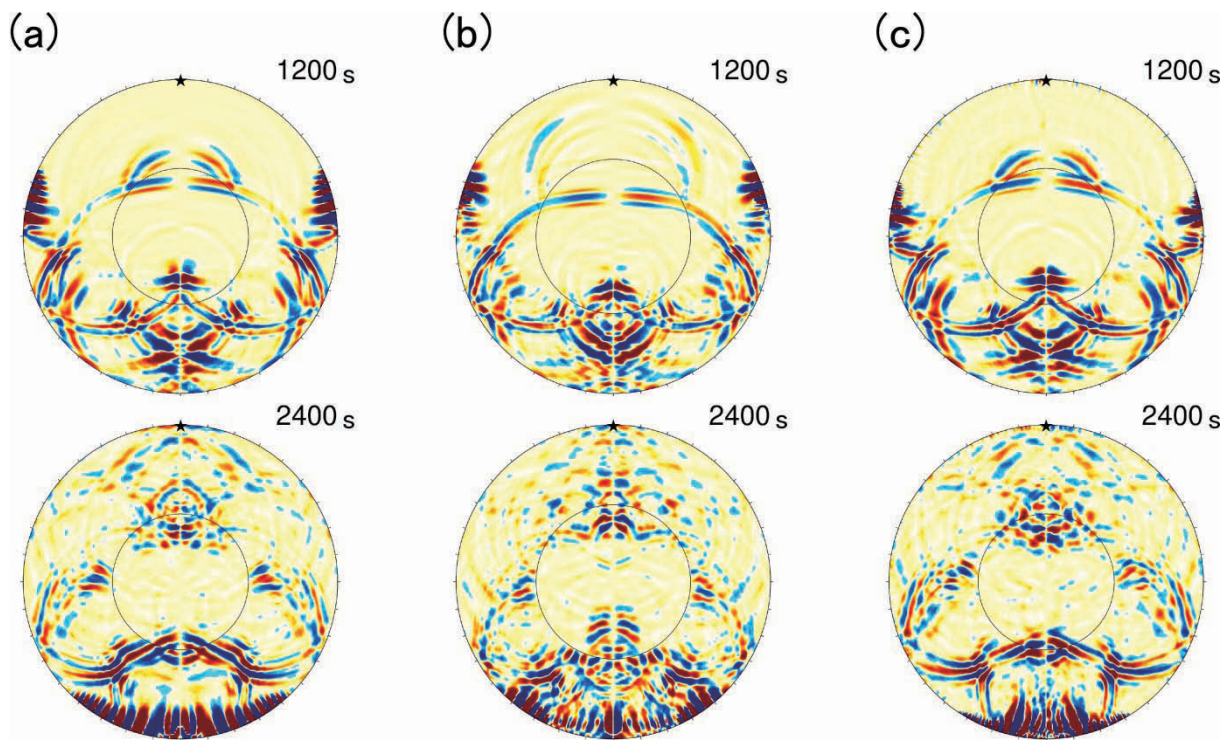


図 9：(a) モデル A，(b) モデル B，および (c) 不均一地殻厚モデルを用いて計算した火星断面における地震波伝播のスナップショット．励起後 1200 s と 2400 s での粒子速度の r 成分の振幅を示す．赤色は正，青色は負の振幅を表す．震源は星印．

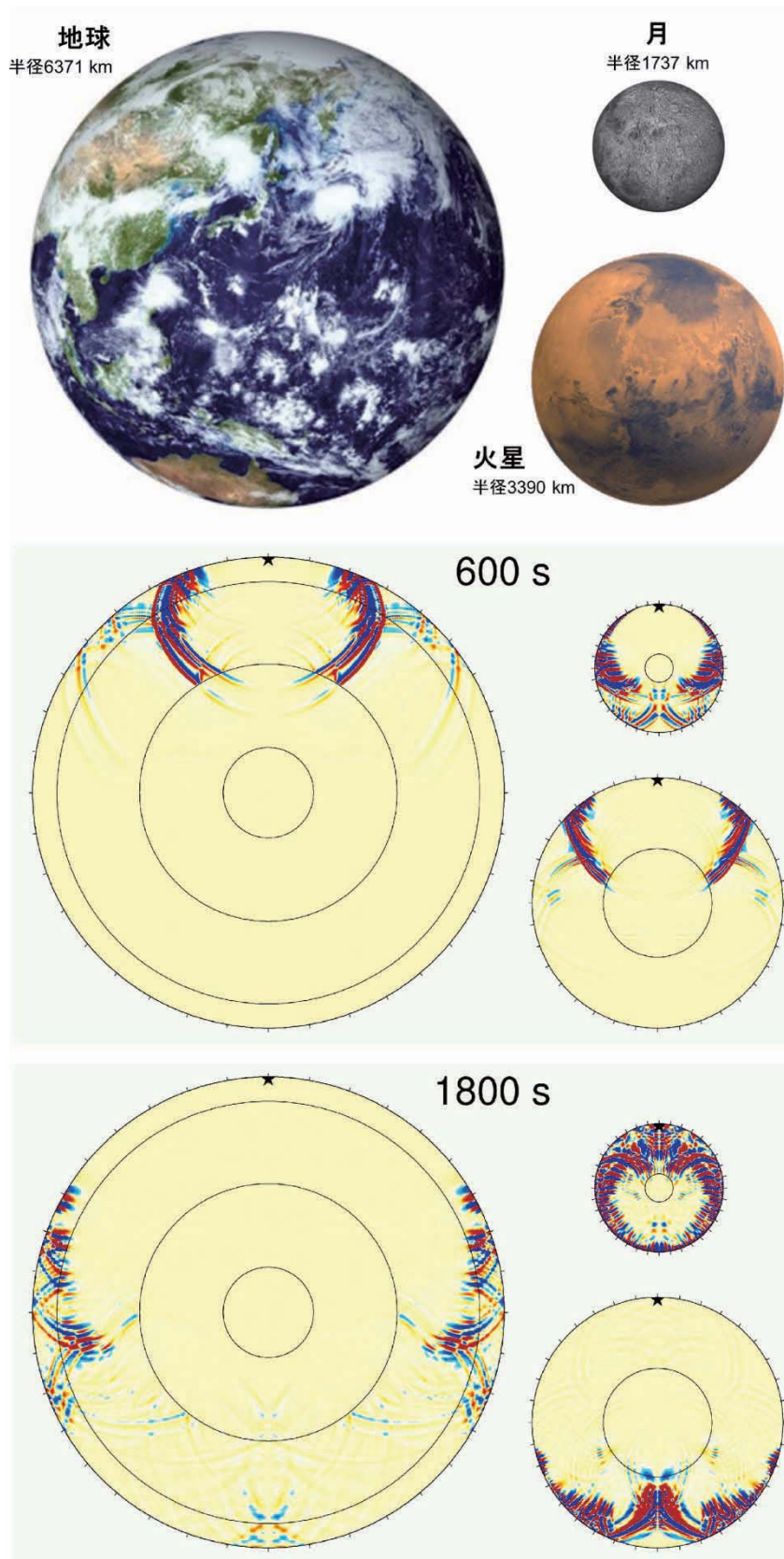


図 10 : 月・火星・地球の地震波伝播の比較. 深さ 30 km に横ずれ型震源を置いて計算. 震源で励起される波のパルス幅は 30 s. 励起後 600 s と 1800 s での粒子速度の r 成分のスナップショットを示した. 赤色は正, 青色は負の振幅を表す. 震源は星印.

3.3 月・火星・地球の地震波伝播比較

最後に月・火星・地球の地震波伝播の違いがわかりやすいよう、3天体の同じ深さに、同じメカニズムの震源を入れてシミュレーションした結果を紹介する。震源は深さ 30 km に置き、メカニズムはピュアな横ずれ型とした。また震源から励起される波のパルス幅も 30 s で統一した。構造モデルはすべて 1次元である。火星の構造はモデル A を採用した。この計算の格子数やメモリ等は次節の表 1 を参照されたい。

図 10 は 3 天体の断面における、励起後 600 s と 1800 s の地震波伝播のスナップショットである。天体の大きさによる地震波伝播の違いを見やすくするため、3 天体は同じ縮尺で描いている。火星は地球の約 1/2、月は 1/4 の大きさしかないため、月では励起後 600 s で既に震源の反対側まで波が到着している。また月の地殻における多重反射によって、波がいつまでも震源付近に留まっている様子がわかる。1800 s では、火星でも大振幅の波が震源の反対に到着しているのに対し、地球では振幅の小さい P 波が到着したばかりである。また月では中心付近まで大振幅の波が伝播している。地震波は伝播距離が長くなるほど減衰していくので、地球に比べて小さい月や火星では、地震波が大振幅を保って天体の裏側まで伝播する。したがって地震の規模が同じ場合は、月や火星の方が観測可能な地域が広い。天体深部を通過してきた波を観測しやすいと言える。

4. SX-9 の利用

本稿第 3 節で紹介したシミュレーションは、すべて東北大学サイバーサイエンスセンターのベクトル型 SX-9 (日本電気株式会社 (以下 NEC) 製) を用いて実行した。計算機の利用にあたっては、サイバーサイエンスセンターと NEC の共同研究でプログラムの性能分析を行い、その結果に基づいてチューニングを施した。ソースコードは Fortran90 で記述しており、行数は約 18000 である。NEC において手動によるループ展開やベクトル化指示行の挿入、演算やファイル出力の細かな最適化等のチューニングを施した結果、1CPU 実行で約 60 倍の計算速度向上に成功した。また自動並列化による性能測定 (コンパイルオプション“-R2 -f3 -Ep -pi -Pauto -Wf, -pvctl fullmsg”) の結果、8CPU で 4.4 倍、16CPU で 5.8 倍の速度向上を見た。

本稿第 3.3 節の 3 天体のシミュレーションは、ジョブクラス p8 で 8CPU を用いた自動並列演算で実行した。コンパイルオプションは上記の性能測定の時と同一である。3 天体それぞれの計算におけるメモリ・実行時間・MFLOPS 値は表 1 に示した。

表 1: 第 3.3 節の計算諸元

	パルス幅 (s)	空間格子数	時間格子数	メモリ (GB)	実行時間 (s)	MFLOPS 値
月	30	3201546	400000	2.304	18785	7780
火星	30	5442720	200000	3.520	22290	5642
地球	30	10835200	200000	10.176	12632	20446

5. まとめ

本稿では平成 24 年度の共同研究の成果として、月と火星の地震波伝播シミュレーションの成果を報告した。SX-9 のジョブクラス p8 による自動並列演算で、月では周期 15 s、火星では周期 30 s までの地震波伝播計算が実現できた。地球内部の地震波伝播についての我々の理解は、観測と理論の相補的な進歩によって発展してきた歴史がある。月と火星はいずれも内部構造モデルと震源に関する情報が与えられており、今まさに理論波形計算で波動伝搬に関する理解を深める段階に入っている。本共同研究の成果は、その端緒を開くものである。

なお今回は 15 s、30 s といった長周期の地震波伝播をシミュレーションした。さらに現実的なシミュレーションを行うためには、周期 1 s を目標に、できるだけ短周期に近づけていく必要がある。しかし周期を 1/2 にすると、r 方向と θ 方向の空間格子間隔、および時間格子間隔をすべて

1/2 にしなければならないので、メモリは 4 倍、計算時間は 8 倍必要となる。従って短周期のシミュレーションではプログラムの MPI 化が必須である。現在は本共同研究によってプログラムの MPI 化も終わり、周期 8 s での火星の地震波伝播シミュレーションが成功している。MPI を用いたシミュレーションについては、また別の機会に紹介することにした。

謝辞

本稿の研究成果は、東北大学サイバーサイエンスセンターと日本電気株式会社のスタッフの方々のご助力で成し得たものである。サイバーサイエンスセンターの小林広明センター長、江川隆輔准教授、小松一彦助教、大泉健治氏、山下毅氏には、本共同研究の機会をお与えいただいた上、プログラム開発やシステム利用について様々なご助言・ご助力をいただいた。日本電気株式会社の撫佐昭裕博士、浅見暁氏、渡部修氏、その他のスタッフの方々は、プログラムのチューニングと MPI 化を実施して下さり、2012 年 4 月 11 日、7 月 4 日、10 月 10 日、2013 年 4 月 3 日、および 6 月 14 日の 5 回にわたって開かれた報告会でご報告下さった。また E メールによる質問にも常に懇切丁寧なご回答を下さった。独立行政法人防災科学技術研究所の稲津大祐博士には、SX-9 の利用をお勧めいただき、システム利用についてもあらゆる相談に乗っていただいた。記して感謝する。

参考文献

- [1] 竹中博士, 不整形地盤における波動伝播の数値計算法, *地震第 2 輯*, **46**, 191-205, 1993.
- [2] Igel, H., Weber, M., SH-wave propagation in the whole mantle using high-order finite differences, *Geophys. Res. Lett.*, **22**(6), 731-734, 1995.
- [3] Igel, H., Weber, M., P-SV wave propagation in the Earth's mantle using finite differences: application to heterogeneous lowermost mantle structure, *Geophys. Res. Lett.*, **23**(5), 415-418, 1996.
- [4] Chaljub, E., Tarantola, A., Sensitivity of SS precursors to topography on the upper-mantle 660-km discontinuity, *Geophys. Res. Lett.*, **24**(21), 2613-2616, 1997.
- [5] Igel, H., Gudmundsson, O., Frequency-dependent effects on travel times and waveforms of long-period S and SS waves, *Phys. Earth Planet. Int.*, **104**(1-3), 229-246, 1997.
- [6] Thomas, Ch., Igel, H., Weber, M., Scherbaum, F., Acoustic simulation of P-wave propagation in a heterogeneous spherical earth: numerical method and application to precursor waves to PKP_{df}, *Geophys. J. Int.*, **141**(2), 307-320, <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-246x.2000.00079.x>, 2000.
- [7] Thorne, M.S., Lay, T., Garnero, E.J., Jahnke, G., Igel, H., Seismic imaging of the laterally varying D00 region beneath the cocos plate, *Geophys. J. Int.*, **170**(2), 635-648, <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.03279.x>, 2007.
- [8] Jahnke, G., Thorne, M.S., Cochard, A., Igel, H., Global SH-wave propagation using a parallel axisymmetric spherical finite-difference scheme: application to whole mantle scattering, *Geophys. J. Int.*, **173**(3), 815-826, <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.2008.03744.x>, 2008.
- [9] Toyokuni, G., Takenaka, H., Wang, Y., Kennett, B.L.N., Quasi-spherical approach for seismic wave modeling in a 2-D slice of a global Earth model with lateral heterogeneity, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L09305, <http://dx.doi.org/10.1029/2004GL022180>, 2005.
- [10] Toyokuni, G., Takenaka, H., FDM computation of seismic wavefield for an axisymmetric earth with a moment tensor point source, *Earth Planets Space*, **58**(8), e29-e32, 2006.

- [11] Toyokuni, G., Takenaka, H., ACE—A FORTRAN subroutine for analytical computation of effective grid parameters for finite-difference seismic waveform modeling with standard Earth models, *Comput. Geosci.*, **35**(3), 635–643, <http://dx.doi.org/10.1016/j.cageo.2008.05.005>, 2009.
- [12] Toyokuni, G., Takenaka, H., Accurate and efficient modeling of global seismic wave propagation for an attenuative Earth model including the center, *Phys. Earth Planet. Int.*, **200-201**, 45-55, 2012.
- [13] Dziewonski, A.M., Anderson, D.L., Preliminary reference Earth model, *Phys. Earth Planet. Int.*, **25**(4), 297–356, 1981.
- [14] Toyokuni, G., Takenaka, H., Kanao, M., Wiens, D., Nyblade, A., Comparison of global synthetic seismograms calculated by the spherical 2.5-D finite-difference method with observed long-period waveforms including data from intra-Antarctic region, *Polar Sci.*, **6**, 155-164, <http://dx.doi.org/10.1016/j.polar.2012.06.001>, 2012.
- [15] Nakamura, Y., Latham, G. V., Dorman, H. J., Apollo Lunar Seismic Experiment—Final summary, *J. Geophys. Res.*, **87**(S01), A117–A123, doi:10.1029/JB087iS01p0A117, 1982.
- [16] Nakamura, Y., New identification of deep moonquakes in the Apollo lunar seismic data, *Phys. Earth Planet. Int.*, **139**, 197-205, <http://dx.doi.org/10.1016/j.pepi.2003.07.017>, 2003.
- [17] Koyama, J., Nakamura, Y., Focal mechanism of deep moonquakes, *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 11th*, **3**, 1855-1865, 1980.
- [18] Nakamura, Y., Latham, G. V., Dorman, H. J., Ibrahim, A.-B. K., Koyama, J., Horvath, P., Shallow moonquakes - Depth, distribution and implications as to the present state of the lunar interior, *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 10th*, **3**, 2299-2309, 1979.
- [19] Nakamura, Y., Seismic velocity structure of the lunar mantle, *J. Geophys. Res.*, **88**(B1), 677–686, doi:10.1029/JB088iB01p00677, 1983.
- [20] Weber, R. C., Lin, P.-Y., Garnero, E. J., Williams, Q., Lognonné, P., Seismic detection of the lunar core, *Science*, **331**(6015), 309-312, doi:10.1126/science.1199375, 2011.
- [21] Garcia, R. F., Gagnepain-Beyneix, J., Chevrot, S., Lognonné, P., Very preliminary reference Moon model, *Phys. Earth Planet. Int.*, **188**(1-2), 96-113, <http://dx.doi.org/10.1016/j.pepi.2011.06.015>, 2011.
- [22] Zhao, D., Lei, J., Liu, L., Seismic tomography of the Moon, *Chinese Sci. Bull.*, **53**(24), 3897-3907, <http://dx.doi.org/10.1007/s11434-008-0484-1>, 2008.
- [23] 田中窓香, 月震と月の内部構造に関する総合的研究, 東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻修士論文, pp. 98, 2012.
- [24] Zhao, D., Arai, T., Liu, L., Ohtani, E., Seismic tomography and geochemical evidence for lunar mantle heterogeneity: Comparing with Earth, *Global and Planetary Change*, **90**, 29-36, 2012.
- [25] Anderson, D. L., Miller, W. F., Latham, G. V., Nakamura, Y., Toksöz, M. N., Dainty, A. M., Duennebier, F. K., Lazarewicz, A. R., Kovach, R. L., Knight, T. C. D., Seismology on Mars, *J. Geophys. Res.*, **82**(28), 4524–4546, doi:10.1029/JS082i028p04524, 1977.
- [26] Ferrill, D. A., Wyrick, D. Y., Morris, A. P., Sims, D. W., Franklin, N. M., Dilational fault slip and pit chain formation on Mars, *GSA Today*, **14**(10), 4-12, 2004.
- [27] Knapmeyer, M., Oberst, J., Hauber, E., Wählisch, M., Deuchler, C., Wagner, R., Working models for spatial distribution and level of Mars' seismicity, *J. Geophys. Res.*, **111**, E11006, doi:10.1029/2006JE002708, 2006.
- [28] Sohl, F., Spohn, T., The interior structure of Mars: Implications from SNC meteorites, *J. Geophys. Res.*, **102**(E1), 1613-1635, 1997.