

「2017年度最優秀研究者賞受賞記念論文」 固体惑星物理学における諸問題

鎌田 俊一¹

2018年9月21日受領，査読を経て2018年10月24日受理。

(要旨) 惑星探査データの解析により，固体惑星・衛星の内部構造とその進化に関する研究が進められている。そこでは地球物理学の古典的な「問題」が重要な役割を果たしているが，地球研究の解法がそのまま使えることは少ない。全球的な海が厚い氷に覆われた氷衛星における潮汐，内部熱進化を無視できないほど長い時間スケールで起こる月惑星地形の粘性緩和，時間とともに厚さの変わる対流性の氷地殻を持った氷天体の熱進化。筆者はこれまでこれらの問題に対して定式化の段階まで遡って取り組み，様々な知見を得ることができた。しかし，どのアプローチにも課題は残されている上，ここで取り上げるのは地球物理学における諸問題のほんの一握りにすぎない。今後も古典的な地球物理学の問題は惑星科学における研究課題を提供し続けるであろう。

1. はじめに

近年の惑星探査ミッションによって，太陽系の姿が今まで以上にはっきりと見えてきた。固体表面を持つ天体に対しては，レーザー測距による地形計測や探査機の軌道解析による重力場計測などが進み，それら測地学的観測データの地球物理学的な解釈により，太陽系固体天体の現在の内部構造とその進化過程に関する理解が深まってきている。よく「惑星科学は天文学と地球科学の中間」と言われるが，探査によって後者の果たす役割が一層重要になってきているのだ。本論文では，筆者がこれまでに取り扱った研究トピックスを，「3つの古典的な地球物理学的問題」という観点でまとめて紹介する。3つの問題とはすなわち，「潮汐」「粘性緩和」「熱進化」である。これらはいずれも極めて古典的な問題であり，地球を対象に非常によく研究されてきた。それにもかかわらず，天体パラメータ(半径や表面温度など)をただ変えるだけでは，他天体の内部構造やその進化過程の理解に直結しない場合がほと

んどである。以下では，各問題をおさらいしつつ，その惑星科学における重要性，地球研究で用いられてきた解法がそのまま適用できない理由と筆者の採った解決法，そして得られた知見を述べる。そして，今後の固体惑星物理学の個人的展望を述べる。

2. 潮汐

2.1 現象のおさらいと重要性

今回取り上げる3つの問題(現象)の中で最も身近なのが潮汐であろう。潮汐は地球の海水面が約半日の周期で上下する現象として一般によく知られており，その原因は地球以外の天体(月や太陽など)の重力である[e.g., 1]。他天体の重力の影響を受けるのは液体だけではなく，固体もまたしかりである。この固体部分の変形現象は「固体潮汐」「地球潮汐」などと呼ばれる場合もあるが[e.g., 2]，最近の惑星科学分野に限って言えば，「潮汐変形」と呼ばれている。

潮汐は衛星の探査において極めて重要である。潮汐変形の大きさは，惑星が衛星にもたらす起潮力(潮汐

1. 北海道大学 創成研究機構
kamata@sci.hokudai.ac.jp

力)と、衛星自体の変形しやすさで決まる。起潮力は万有引力の法則から求めることができるので、潮汐変形の大きさを探査によって計測できれば、衛星の変形しやすさを決められることになる。衛星の変形しやすさは衛星の内部構造で決まるので、結局、潮汐変形を計測することで現在の内部構造の推定が可能となる [e.g., 3]。潮汐はまた、衛星の進化にも大きな影響を与える。衛星が潮汐によって周期的に変形すると、衛星内部で摩擦熱が発生する。この「潮汐加熱」が衛星の主要な加熱源となり、衛星の内部進化や地質活動を担う場合もある [1]。潮汐はまた衛星の軌道をも変え、それによって加熱率もまた変わる [1]。したがって、衛星系の進化全体を考える上で最も重要な現象の一つが潮汐といえよう。

2.2 課題

潮汐は身近であり生活に直結する場合もあるゆえ、研究の歴史は長い。今日、気象庁が日本各地における満潮・干潮の予測時刻を分単位で、予測潮位をセンチ単位で公開していることから分かるように、地球における潮汐は大変良く理解されており、潮汐は研究し尽くされたようにも思われる。しかし、衛星系における潮汐は、今まさに研究が進行している段階である。地球と衛星、特に氷衛星との大きな違いは、海が表面ではなく、氷地殻の下にあることである。それゆえ、たとえ同一の支配方程式であっても、境界条件が異なるため自力で解く必要さえ出てくる。また、地球-月系と違い、氷衛星に起潮力をもたらすのがガス惑星であり散逸メカニズムが異なることや、複数ある衛星間での重力相互作用が無視できず軌道共鳴の関係にあるといった複雑さなどから、氷衛星における潮汐には未知の部分が多く残されている。

固体と液体では力が加わったときの応答が大きく異なる。そのため潮汐変形の研究は、主に固体部分の比較的小さく遅い運動に着目するものと、液体部分の比較的大きく速い運動に着目するものの2種類ある。前者では、外力に対する弾性球の運動方程式を解く方法が一般的である。詳細は、故竹内均先生による「地球科学における諸問題」[2]を参考にされたい。この種の研究では液体は剛性率0の極限として扱われ、そこでの運動はあまり考えず、重力ポテンシャルの連続性だけが考慮される。他方、後者ではラプラスの潮汐方程

式を解くことで液体部分の運動を解く方法が一般的であり、海底より深部は剛体として取り扱われるのが通例であった [e.g., 4]。なぜ、直接観測できない内部海の運動に着目するのであろうか。それは潮汐加熱がどこでどれだけ起こるのかを知るためである。加熱される場所が異なれば内部全体の熱史が異なるであろう。地球においては潮汐エネルギーの散逸(つまり潮汐加熱)はほぼ海洋中で起きている [e.g., 5]。氷衛星も同様に内部海で発熱が大きいのかもしれないが、海を覆い尽くす氷地殻の存在がどう影響するかはよく分かっていなかった。いずれにせよ、固体部分での潮汐加熱率を知るためには固体部分の運動を知る必要があるし、液体部分について知りたければ液体部分の運動を知る必要がある。

固体液体どちらに着目するにせよ、運動方程式を解くことから始まる。少しだけ、具体的に式を見てみよう。固体部分に着目するとき、以下のように表される運動方程式が用いられる [2, 6] :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \nabla \phi + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \sigma \quad (1)$$

ここで、 \mathbf{u} は変位ベクトル、 t は時間、 ∇ は空間微分、 ϕ は重力ポテンシャル、 ρ は密度、 σ は応力テンソルである。他方、液体部分に着目するときは、以下のように表される運動方程式が用いられる [7] :

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} = \nabla \phi - \frac{1}{\rho} \nabla p - \alpha \mathbf{v} - \frac{C_D}{h} |\mathbf{v}| \mathbf{v} - \eta \nabla^2 \mathbf{v} \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{v}(=d\mathbf{u}/dt)$ は速度ベクトル、 $\boldsymbol{\Omega}$ は回転ベクトル、 p は圧力、 α は線形抗力係数、 C_D は下部抗力係数、 η は粘性率、 h は海の厚さである。式(1)と式(2)は一見まるで別物のように見えるが、そうではない。式(1)に固体では無視できるほど小さな移流項(式(2)の左辺第2項)を追加し、応力テンソルの中身を具体的に仮定し展開すると式(2)の表記に至る。ここで注目したいのが、慣性項、つまり式(1)の左辺の項(式(2)の左辺第1項)である。今、衛星の公転に伴う潮汐変形を考えるので、変位・応力・重力ポテンシャル(の擾乱)がいずれも公転角速度 ω で周期的に変化すると仮定できる。そこで式(1)のフーリエ変換を考えると、慣性項の時間2階微分は $-\omega^2$ で置き換えることが出来る。これは一般に小さな値であるため、従来研究では慣性

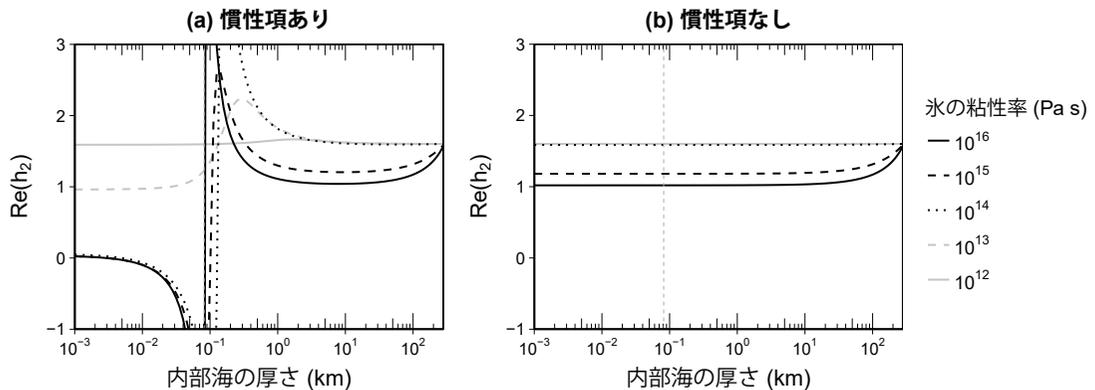


図1：慣性項を(a)考慮した場合と(b)無視した場合における潮汐応答の大きさ。縦軸は球面調和次数2の潮汐変位ラフ数の実部、横軸は海の厚さである。海の厚さが10 kmより薄い場合、(a)と(b)の間に差が見られる。(a)においては海の厚さが ~ 80 m(鉛直破線)のとき共鳴が起きている。論文[6]のFigure 3と同じデータセットを利用した。

項ははじめから0として取り扱われることが多かった。このような簡略化は液体の運動に着目した場合は対照的である。後者では慣性項は無視せず、またそういったダイナミックな成分に由来する大きな潮汐加熱が近年報告されている[e.g., 4]。これは、 ω^2 は小さいものの右辺の項もまた小さくなる場合があり、結果的に液体については慣性項が無視できない場合があることを意味する。したがって、内部海を持つ氷衛星の潮汐応答を固体に着目した定式化(式(1))で計算する際、(剛性率0の極限として扱われる)液体層があるにも関わらず慣性項を無視すると、運動を正しく記述できず、潮汐加熱率の見積りに影響する可能性がある。

2.3 解決策と得られた知見

そこで、式(1)の慣性項を残して式変形を進めていく。図1は、慣性項を考慮した場合と無視した場合の潮汐変形の大きさを比較している。ガニメデを想定し、先行研究[8]で用いられたパラメータ設定で計算した。慣性項を考慮するとしないとで、潮汐変形の大きさがずいぶん違って計算されることが分かる。詳細は論文[6]に譲るが、薄い液体層の存在が鍵となって共鳴が起きるが、それをきちんと捕らえられているかいないかの違いである。共鳴により大きく変形すると大きな加熱が予想される。そのため、この共鳴は衛星の進化、特に内部海の固化を防ぐように寄与するだろう。また、この研究によって、潮汐に対する氷地殻の影響も定量化され、潮汐加熱率がより一層正確に計算でき

るようになった。

液体部分の運動に着目する研究も近年進められているが、従来研究では液体層上端は自由表面を仮定していた。つまり、地球のように海が天体表面にあることを仮定していた。しかし、既に述べたように、氷衛星のもつ海の上には氷地殻がある。したがって、この効果を取り入れることが喫緊の課題であった。これについては、論文[6]の第2著者を筆頭に研究で解決した[7]。アイデア自体は非常に簡単で、海上端に圧力がかかった状態にして式(2)を解くのである。しかし、移流項があるゆえに式変形は非常に煩雑である。これをなんとかして解析的に解くことで、内部海における発熱率が計算できるようになった。中でも興味深いのは、海での散逸に伴う潮汐変形の位相遅延であろう。一般に潮汐変形の振幅は氷地殻の厚さに依存し、その下の海の厚さには(共鳴が起こる場合を除き)あまり依存しないと考えられてきたため、潮汐変形計測からは海の厚さに関する情報はあまり得られないと思われてきた。しかし、海の厚さによっては潮汐変形の位相が大きくずれることが分かった[7]。精密な地形計測によって潮汐変形の振幅と位相の両方が高精度で求めれば、内部構造に強い制約を与えられるであろう。

これまでの研究で固体部分[6]と液体部分[7]の運動がそれぞれ定量化されたので、衛星内部の潮汐加熱率分布が正しく計算できるようになった。これらを用いた衛星熱進化計算は今後の研究テーマである。

3. 粘性緩和

3.1 現象のおさらいと重要性

天体の固体部分の主要な構成物である岩石や氷(水に限らず揮発性物質の固体も含めた、広義の意味での氷)は、地質学的時間スケールにおいて粘性流体として振る舞う。そのため、大規模な地形は時間とともに徐々に滑らかになり、そして消え去っていく。この現象が粘性緩和である[e.g., 9]。潮汐変形より遙かに長い時間スケールにおける変形であるため、地形の粘性緩和は日々の生活ではあまり実感できない現象である。しかし、水飴をぐっと押して凹ませると、ゆっくりと平らになっていくことは想像に難くない。その時間スケールも空間スケールも非常に大きなものだと考えていただきたい。

粘性緩和は天体の熱史を探る上で重要な手掛かりとなる。粘性緩和の時間スケールは粘性率に依存し、そして一般に岩石や氷の粘性率は温度に強く依存する[e.g., 10,11]。高温ほど粘性率は低くなるので、地形の緩和は短時間で進行する。一方で、低温になると粘性率は急激に高くなるので、長い時間が経っても地形はあまり緩和しない。先ほどの例でいえば、暖かい水飴に作った凹みはすぐ消えるが、冷たい水飴に作った凹みはゆっくりとしか消えないのである。つまり、もし今でも起伏に富む地形が残っていれば、それは少なくともその地形が出来た時から現在までその天体が冷たかったことを意味する。逆に地形が緩和した痕跡が見られた場合、その地形が出来てからある程度の間はその天体が熱かったことを意味する。そして、粘性緩和する「地形」というのは、表面地形だけに限らない。地殻-マントル境界などの内部密度境界面に起伏があれば、それも時間とともに緩和する[e.g., 12]。重力場などを用いて現在の内部構造が推定できれば、過去の天体内部の温度が推定できるのだ。

3.2 課題

固体物質の持つ粘性により地形や重力場がゆっくりと変化する現象も、やはり地球を対象によく研究されている。今やGPSなどを使って精密に地形を計測し続けることで、地球の変形はリアルタイムに観測され

ており、特にスカンジナビア半島の隆起は有名である。これは、過去に巨大な氷床がスカンジナビア半島にあり、それが融けてなくなった今、アイソスタシーを回復するように隆起が続いているのだと考えられている。そしてこの動きから地球深部の粘性率構造が推測されている[e.g., 13]。この方法をそのまま月惑星に流用すれば、それらの内部の粘性率構造、そして温度構造が制約できるように思われる。しかし、そうは簡単にいかなかったのである。

何が問題なのであろうか。結論からいえば、考える時間スケールが違いすぎるゆえに、仮定しなければいけない条件が明らかに満たせないのである。先のスカンジナビア半島隆起の例でいえば、これは一万年程度である。他方、我々が考えているのは数十億年スケールの変形である。後者のような長い時間スケールを考える場合、その間に天体の熱進化が進行してしまい、それによって内部の粘性率構造は大きく変化しうる。しかし、地球研究でよく使われてきた「ノーマルモード法」[13]と呼ばれる解析的な手法を用いる場合、粘性率は時間に依存しないと仮定する必要がある。そのため、この手法は月惑星の地形緩和問題には適さない。当然、数値的な手法を用いればこの問題は解決されるが、なんでもかんでも計算機に任せるわけにもいかない。月惑星のデータは量・質ともに限られているので、様々なパラメータに対する不確定性が大きく、またどのパラメータに対して計算結果が大きく依存するかは計算してみないと分からないことも多い。そのため、パラメータスタディをしなくてはいけないのが現状である。したがって、計算コストはできるだけ小さくなければならない。

3.3 解決策と得られた知見

つまり、粘性率の時間発展を考慮でき、かつ計算コストが小さい数値計算手法が必要である。今、我々は時間1次元+空間3次元の運動を計算しようとしている。すべて数値的に解くと計算コストが大きすぎるので、関数変換や関数展開といった解析的な処置を施し、必要な次数まで計算することで計算コストを抑えることを考える。先の「ノーマルモード法」[13]では、時間に対してはラプラス変換、空間については球面調和展開を用いており、ラプラス変換を用いるためには粘性率を固定しなくてはならない。そこで我々は、時間に

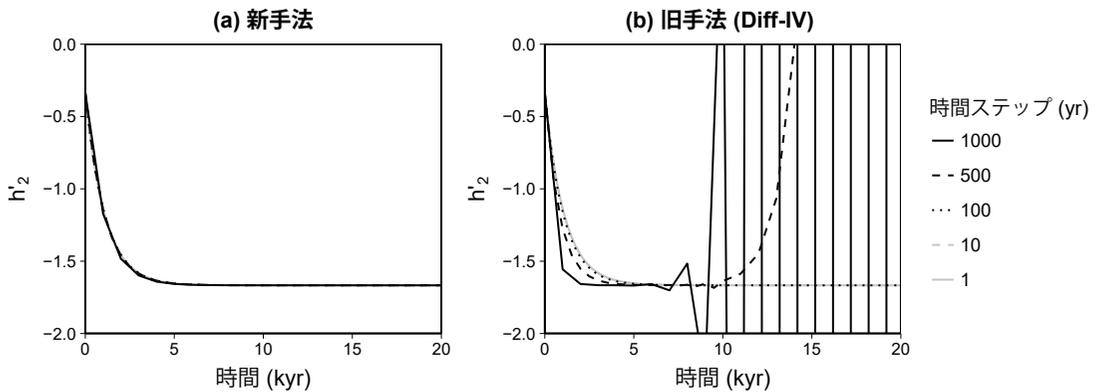


図2：表面地形の粘性緩和計算における精度と数値安定性の比較。縦軸は球面調和次数2の荷重変位ラップ数、横軸は時間である。(a)の数値積分法を用いると、大きな時間ステップを採用しても高精度かつ安定に計算を進められる。計算条件は論文[14]を参照せよ。論文[14]のFigure 2と同じデータセットを利用した。

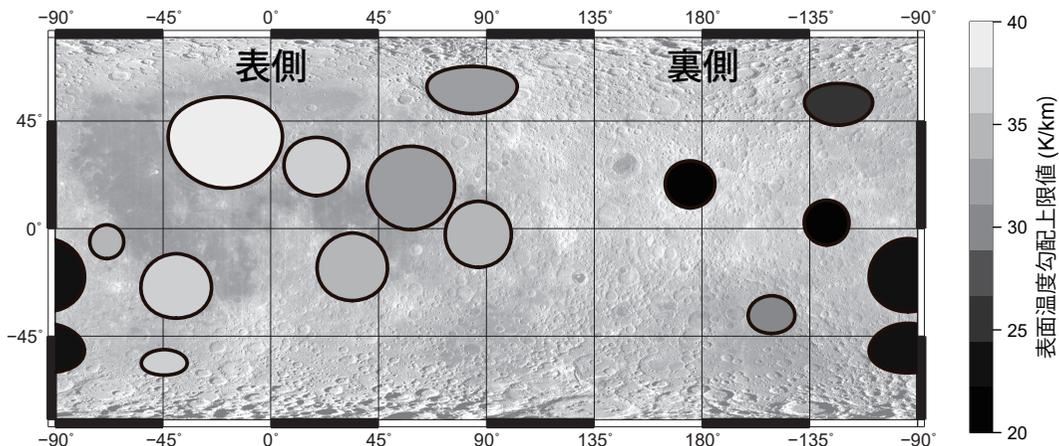


図3：かぐや測地データと長期粘性緩和計算から求められた、各衝突盆地形成期における地温勾配の上限値。左側、右側がそれぞれ月の表側、裏側に対応する。表側のほうが裏側よりも大きな地温勾配上限値をもつ。論文[28]の図4を改変した。

対しては数値積分を行うが、空間については同様に球面調和展開を用いることを考えた[14]。さらに、時間方向の数値積分にあたっては、大きな時間ステップを取ってもできるだけ高精度で数値不安定が起りにくいような積分法を用いる。詳細は論文[14]を参照されたいが、図2(a)の方法を使うとよいことが分かった。

この計算手法を用いることで、様々なパラメータ条件下での数十億年に渡る地形と重力場の変化を、現実的な時間のうちに計算することができるようになった。その結果と月周回衛星「かぐや」などで得られた精密な月測地データを比較することで、粘性緩和していない(「新鮮な」)衝突盆地が形成した時期の月地温勾配

を制約した(図3) [15]。月の表側と裏側とでこの値が大きく異なっていること、そして月地殻深部まで放射性元素濃度に大きな地域差がありそうだとということが明らかとなった[15]。元素組成の不均質は月マグマオーシャンの固化過程を反映するため、月の熱進化はかなり早い段階から表裏で不均質であったことが推測される。一方で、粘性緩和が著しく進行した(「崩れた」)衝突盆地の解析からは、それらの形成期には地殻-マントル境界は非常に高温であったことが分かった[16]。すなわち、崩れた衝突盆地の形成はマグマオーシャンの固化からごく短期間であることが示唆された。また月面には新鮮な衝突盆地と崩れた衝突盆地の両方があ

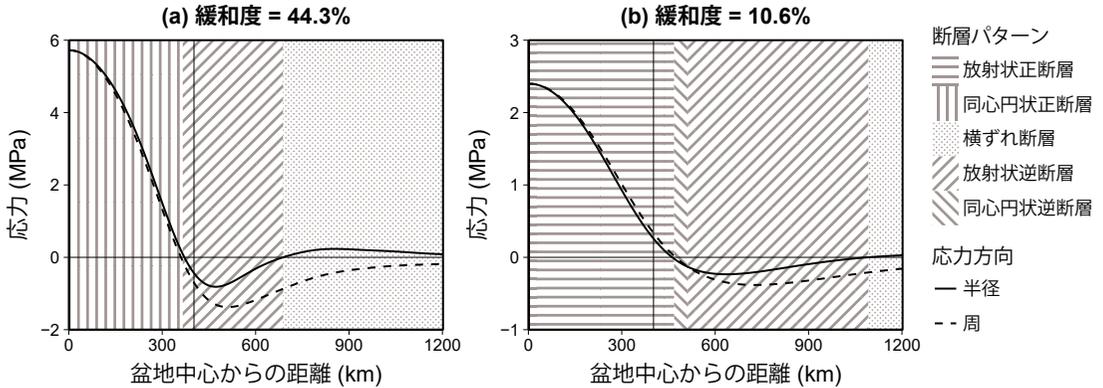


図4：冥王星上の半径400 kmの盆地が粘性緩和した際に予想される断層パターン。鉛直実線は盆地の半径を示す。(a)粘性緩和が進行した場合、盆地の内部は同心円状の正断層が入る。(b)粘性緩和が進行しない場合、盆地の内部は放射状の正断層が入る。計算条件は論文[18]を参照せよ。論文[18]のFigure 5と同じデータセットを利用した。

ることから、内側太陽系における天体衝突史モデルのうち、後期隕石重爆撃のピークがあるものの、比較的小さなピークモデルがもっともらしいことも分かった[16]。ちなみに、計算コストの小さな手法を用いたとはいえ、膨大な数の計算条件を短時間で網羅するため、国立天文台水沢観測所やカリフォルニア大学サンタクルーズ校の計算機たちに活躍してもらった。

岩石に限らず氷もまた長い時間スケールでは粘性を示すため、粘性緩和は氷天体でも起こりうる。したがって、たとえば冥王星においても、月と同様に衝突盆地はそれができた時点での内部温度構造を反映して粘性緩和が起きると考えられる。しかし冥王星では衝突速度が遅く衝突盆地の初期の地形推定が難しいため[e.g., 17]、地形データから粘性緩和の進行度(緩和度)を推定するのは困難に思われる。そこで筆者らは、画像から判断しやすい断層パターン(同心円状か放射状か)と緩和度の関係に着目した(図4) [18]。粘性緩和によって地殻内の応力場が変化するため、断層の入り方は緩和度に依存するのである。この研究により、冥王星の内部熱進化を観測と結びつけることができるようになった。

また、土星の氷衛星エンセラダスについても、粘性緩和からその熱進化に関わる情報を得ることができた。粘性緩和によって氷地殻の厚さのばらつきは減少していくと思われ、しかもその時間スケールは氷の粘性率の低さゆえに短いと思われる。しかし、エンセラダスの氷地殻は南半球で薄くなっており、とくに南極付近では厚さ数kmと見積もられている[e.g., 19]。このこ

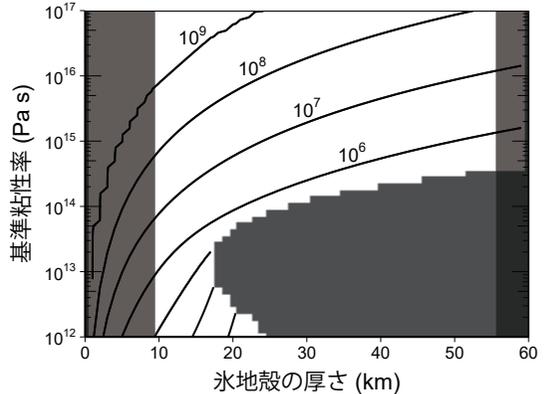


図5：エンセラダスの氷地殻の粘性緩和時定数のパラメータ依存性。図中の数字は時定数で、単位は年。右下の濃い灰色の条件では温度構造の解がなく、また左右の陰の領域ではアイソスタシーの補償が成り立たない。氷地殻が厚いほど、基準粘性率(273 Kでの氷の粘性率)が低いほど粘性緩和の時定数が小さく、粘性緩和が早く進行することが分かる。詳細な計算条件については論文[20]を参照せよ。論文[20]のFigure 4と同じデータセットを利用した。

とは、何らかのメカニズムによって地殻厚のばらつきが維持されていることを意味する。筆者らは、これが潮汐加熱による氷地殻の部分的な融解であると考え、粘性緩和と融解の時間スケールの比較を行った(前者を図5に示す) [20]。この研究により、エンセラダス内部での潮汐加熱率を制約し、そこから惑星(ここでは土星)の中での潮汐散逸メカニズムに対する示唆を得ることができた。

現在、同様の研究を様々な固体天体を対象に進める

傍ら、衛星の軌道進化に伴う(永年)潮汐バルジの粘性緩和問題にも取り組んでいる。

4. 熱進化

4.1 現象のおさらいと重要性

天体の熱進化とは冷却(と発熱)過程のことであり、惑星・衛星の内部進化において最も基本的な過程である[e.g., 21]. 「冷えていく様」というと、なんだかとてもつまらない現象のように聞こえるかもしれない。しかし、結局はこの過程によって、天体内部のダイナミクスであったり、表層での地質活動であったり、はたまた内部海や磁場の形成・維持であったり、あらゆる惑星「活動」が左右される。したがって、熱史を知らずしてその天体の歴史を紐解くことなど到底できない。

天体の熱進化を知ることは、天体内部の熱がどのように表面へと輸送され、最終的に宇宙空間へと散逸していくかを理解することである。固体部分の熱輸送は、物質の移動を伴わない伝導と、物質の移動とともに熱も移動する対流(移流)が担っている[21]。3節でも述べたとおり、固体惑星を形作る岩石や氷の粘性率は温度に強く依存し、低温で高粘性率となる。このとき、物質の移動、つまり対流は起こりづらく、熱は伝導によってのみ運ばれる。逆に高温で低粘性率の場合は固体であっても対流が起き(固相対流と呼ばれる)、対流が強くなればなるほど熱は効率的に輸送される。つまり、天体が形成して間もなく熱い時は熱は逃げやすく急速に冷えていくが、冷えてくるにつれて冷えにくくなっていくのである。

4.2 課題

さて、具体的に内部構造と初期温度構造を仮定し、適切な境界条件の下で45~46億年間における熱進化を計算することを考える。これまた前節の繰り返しになってしまうが、多数のパラメータを幅広く振ってみる必要があるため、計算コストは極力抑えなければならぬ。もし計算を通して理解したいことが天体の全球的な進化である場合には、天体の鉛直(動径)方向のみ1次元の温度構造に着目すれば事足りるときも多々ある。そのような場合、空間3次元モデルを使わなくてよいから、計算コストを抑えられるように思われる。

もし天体内の熱輸送が伝導だけであるなら、この1次元アプローチはうまくいく[2]。しかし、対流も起きる場合にはそう簡単ではない。対流によって物質が輸送されるときは循環が形成されるので、鉛直方向だけでなく水平方向にも物質と熱が移動する。したがって、仮に鉛直1次元の温度構造が知りたくても、最低でも空間2次元、定量的に正確な結果を得たいのであれば空間3次元を数値的に解かなくては行けないのである[22]。しかも残念(?)なことに、「計算の簡略化のため、対流は起こらないものとする」と言えない場面が多々出てくる。

惑星スケールの固相対流は、これもやはり地球を対象に詳しく研究がなされており、中には一般に公開されている計算コードもある。しかし3次元計算ゆえの計算コスト問題がある上、特に氷天体の長期進化に適用する上で大きな問題があった。氷天体の進化において知りたいことの一つは、内部海の形成条件と存続時間であり、これはアストロバイオロジーにも直結する重要研究項目の一つである。一般に、氷天体の冷却に伴って内部海は薄くなり、その上にある氷地殻が分厚くなっていくと考えられている。そして、その氷地殻で固相対流が起きると考えられている。したがって、時々刻々と対流層の厚さを変化させた計算が必要となるが、地球マントル用に開発された対流計算コードの多くで対流層の厚さは固定されている。

そこで、3次元の数値対流計算を行うのではなく、なんとかして1次元計算の枠組みの中で対流の効果を取り入れることを検討してみる。1次元計算であれば計算コストは小さく、また層の厚さを変えるのも容易である。1次元対流計算は実は数十年も前から行われており、初期地球[e.g., 23]や火星[24]、氷衛星[25]などへ応用されている。これらの研究では、恒星進化の研究で利用されてきた「混合距離理論」を固体天体にも適用できるように発展させ、固相対流による熱輸送効率を見積もっている。しかし、実はこの方法、3次元数値対流計算との比較による定量的な精度検証は行われていなかった。その理由は、比較相手の3次元計算も発展途上であったことが大きいと思われる。幸い、パラメータを系統的に変えた3次元数値対流計算の結果が近年報告されており[26]、精度検証が行える状況になっていた。

そこで、混合距離理論を用いた1次元数値対流計算

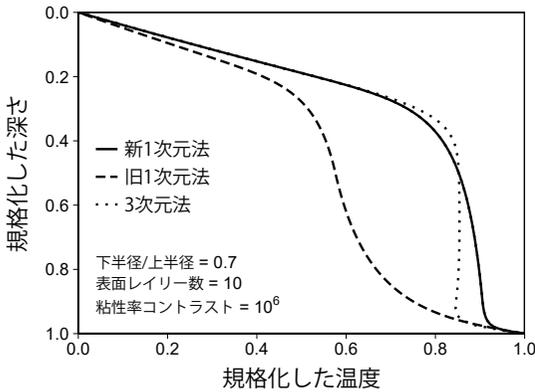


図6：定常状態における温度構造の比較。旧1次元法と比較し、論文[27]の方法(新手法)は3次元計算の結果[26]をよく再現する。詳細な計算条件については論文[27]を参照せよ。論文[27]のFigure 7と同じデータセットを利用した。

コードを作成し、様々なパラメータ設定における温度構造を算出し、それを3次元計算の結果と比較した[27]。その一例を図6に示す。この計算条件において、3次元計算では上部の熱境界層は厚く対流層の3割程度、下部のそれは逆に薄く1割未満である。そして、境界層の間はほぼ等温になっている。一方の1次元計算では、境界層は上下ともに層全体の2割程度であり、境界層間でも温度は有意に変化している。残念ながら、少なくともこの計算条件においては、1次元法による対流の効果の見積もりは誤差が大きいことが分かる。

4.3 解決策と得られた知見

1次元法と3次元法との間での誤差が大きい場合があることが判明したので、前者を改善することを考えた。前者では対流による熱輸送がどのように表現されるか、式を見てみよう。混合距離理論では、流体要素にはたらく浮力と粘性抵抗(ストークス沈降)のバランスで決まる速度でもって「混合距離」だけ対流すると考える[e.g., 23]。このとき、上向きを正としたときの対流による熱流量 F_{conv} は以下のように表される：

$$F_{conv} = \begin{cases} \frac{\alpha_v C_p \rho^2 g l^4}{18\eta} \left(\frac{dT}{dr} - \left(\frac{dT}{dr} \right)_s \right)^2 & \left(\frac{dT}{dr} \leq \left(\frac{dT}{dr} \right)_s \right) \\ 0 & \left(\frac{dT}{dr} > \left(\frac{dT}{dr} \right)_s \right) \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 α_v は熱膨張率、 C_p は比熱、 ρ は密度、 g は重力加速度、 l は混合距離、 η は粘性率、 T は温度、 r は

天体中心からの距離、 $(dT/dr)_s$ は断熱温度勾配である。ここで注目したいのが、この理論の名前にもなっている混合距離 l である。先行研究では、これを「近い方の境界までの距離」としていた[e.g., 23]。つまり、考える層の上端と下端では $l = 0$ 、層のちょうど中間では l は層厚の半分、そしてそれらと l は線形に変化するとされていた。したがって l は対流層の上側と下側で対称になっている。しかし、対流層の曲率や粘性率の温度依存性などを考慮に入れた場合、温度構造は上下非対称であり(図6参照)、したがって混合する距離は上下非対称になることが容易に想像される。したがって、先行研究における l の決め方はよろしくないのでは、ということになる。別の言い方をすると、混合距離理論の採用をやめなくても、混合距離の決め方を最適化してあげれば1次元法でも使い物になるだろうと予想できる。

では、混合距離 l をどのように決めると3次元計算の結果を精度よく再現できるのであろうか。これは様々な方法があり得るだろう。詳しくは論文[27]に譲るが、筆者は「膨大な数のパラメータスタディを行い、3次元の結果をできるだけ再現するような l を経験的に見つける」という作業に出た。先ほどの図6に、この改修法を用いた結果も合わせて示す。上下境界層の厚さや対流層の温度など、ほぼ3次元計算の結果を再現することが分かる。これに対流層の厚さの変化などを組み込むことで、内部海を持つ氷天体の1次元熱進化計算コードが完成した。

このコードを用いて、土星系氷衛星エンセラダスとディオネの内部熱構造の制約を試みた[27]。潮汐加熱率、氷の粘性率、氷地殻や内部海に含まれるアンモニアの濃度、初期(45億年前)の温度を振ったパラメータスタディを行った結果、エンセラダスの現在(最終状態)の内部海厚さ(～40 km)を再現する潮汐加熱率は～30 GWであり、他のパラメータにほとんど依存しないことが分かった(図7(a))。この潮汐加熱率はエンセラダス-ディオネ軌道共鳴系に対する平衡潮汐加熱率の大半であることから、ディオネに対する潮汐加熱率はさほど大きくないこと(<10 GW)、それゆえディオネが内部海を持つにはかなり極端な氷組成(アンモニアが豊富にあるなど)でなければならないことなどが分かった(図7(b))。現在、これらを満たすような土星系の起源と進化に関する研究を進めるとも

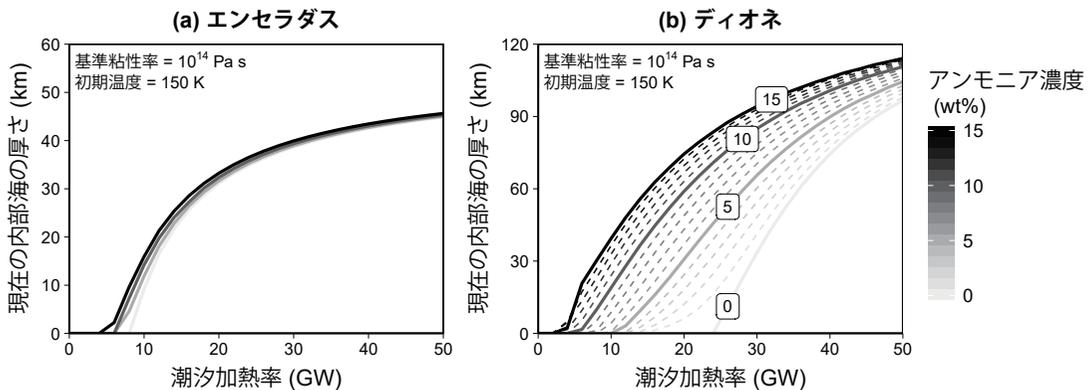


図7：潮汐加熱率と現在の内部海厚さの関係。(a)はエンセラダス、(b)はディオネの結果を示す。詳細な計算条件は論文[27]を参照せよ。論文[27]のFigure 9(b)とFigure 10(b)と同じデータセットを利用した。

に、他の内部海をもつ氷天体に本計算手法を適用した研究を進めている。

5. まとめと今後の展望

惑星探査による詳細な観測データが得られるにつれ、太陽系固体天体の物理学は天文学的側面よりも地球科学的側面が一層強くなってきている。地球物理学における古典的な問題の観点で探査データを見ることで、その天体の現在の内部構造とその進化過程に対する理解が、少しずつではあるが着実に進行している。筆者はこれまで、「潮汐」「粘性緩和」「熱進化」という問題に着目し、地球の月や冥王星、巨大惑星の水衛星を対象とした研究を行ってきた。いずれも古典的な問題ゆえに地球を対象とした研究の歴史は長い、その過程で培われた解法をそのまま適用できる場合は限られていた。直面する課題に対して独自計算法の開発などの方法で切り込み、各天体の内部の物理学的理解を進めることはもちろん、そこから化学的な制約や太陽系衝突史に関する示唆なども得てきた。

筆者が取り上げた3つの現象はどれも普遍的なので、程度の差はあれ、多くの固体惑星・衛星の内部構造とその進化を探る鍵となるであろう。地球研究の解法がそのまま適用できない場合も多いだろうが、だからこそ研究する価値があるといえる。筆者が提唱する解決策として万能ではない。たとえば「潮汐」では、氷地殻の厚さがほぼ均一であることを仮定するが、実際には

大きく変化している場合もある。「粘性緩和」では、球面調和展開を用いているがゆえの様々な制約がある。「熱進化」では、対流層内における発熱が大きい場合における妥当性が不明であり、筆者の得た経験則は適用できない可能性が高い。こういった既に論文に明記されている課題に限らず、今後も新たな課題が発見されていくであろう。そして、それに対する解決策を探求していくこともまた、世界的に続いていくであろう。

古典的な地球物理学的問題はこの3つに限らず数多とあり、問題毎に得られる知見は異なるであろう。「地球科学における諸問題」[2]などの地球の教科書を眺めてみると、取り組むべき「問題」が一体どれなのか、といった研究上のヒントが隠されているかもしれない。地球物理学における古典的な問題は、今後も固体惑星物理学における最先端の研究課題を提供し続けてくれるであろう。

謝辞

本稿は日本惑星科学会2017年度最優秀研究者賞受賞記念論文として執筆させていただきました。推薦していただいた倉本主教授と審査員の皆様に感謝いたします。また、私の博士課程指導教員であった杉田精司教授、副指導教員であった故阿部豊准教授、ポストドク時代から今に至るまで共同研究をさせていただいているProf. Francis Nimmo、そして国内外の多数の共同研究者の皆様にご礼申し上げます。木村淳助教による

丁寧な査読に感謝いたします。本研究はJSPS科研費JP16K17787, JP17H06457の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] Murray, C. D. and Dermott, S. F., 1999, *Solar System Dynamics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- [2] 竹内均, 1977, 地球科学における諸問題 (東京: 裳華房)
- [3] Kamata, S. et al., 2016, *J. Geophys. Res. Planets* 121, 1362.
- [4] Tyler, R. H., 2008, *Nature* 456, 770.
- [5] Munk, W. H. and MacDonald, G. J. F., 1960, *The Rotation of the Earth : A Geophysical Discussion* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- [6] Kamata, S. et al., 2015, *J. Geophys. Res. Planets* 120, 1528.
- [7] Matsuyama, I. et al., 2018, *Icarus* 312, 208.
- [8] Moore, W. B. and Schubert, G., 2003, *Icarus* 166, 223.
- [9] Solomon, S. C. et al., 1982, *J. Geophys. Res. Solid Earth* 87, 3975.
- [10] Karato, S., 2007, *Deformation of Earth Materials: Introduction to the Rheology of the Solid Earth* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- [11] Durham, W. B. et al., 2010, *Space Sci. Rev.* 153, 273.
- [12] McKenzie, D. et al., 2000, *J. Geophys. Res. Solid Earth* 105, 11029.
- [13] Peltier, W. R., 1974, *Rev. Geophys.* 12, 649.
- [14] Kamata, S. et al., 2012, *J. Geophys. Res. Planets* 117, E02004.
- [15] Kamata, S. et al., 2013, *J. Geophys. Res. Planets* 118, 398.
- [16] Kamata, S. et al., 2015, *Icarus* 250, 492.
- [17] Bray, V. and Schenk, P., 2015, *Icarus* 246, 156.
- [18] Kamata, S. and Nimmo, F., 2014, *J. Geophys. Res. Planets* 119, 2272.
- [19] Thomas, P. et al., 2016, *Icarus* 264, 37.
- [20] Kamata, S. and Nimmo, F., 2017, *Icarus* 284, 387.
- [21] Turcotte, D. L. and Schubert, G., 2002, *Geodynamics* 2nd ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- [22] Schubert, G. et al., 2001, *Mantle Convection in the Earth and Planets* (Cambridge : Cambridge Univ. Press)
- [23] Abe, Y., 1995, in *The Earth's Central Part: Its Structure and Dynamics*, 215.
- [24] Senshu, H. et al., 2002, *J. Geophys. Res. Planets* 107, 5118.
- [25] Kimura, J. et al., 2009, *Icarus* 202, 216.
- [26] Yao, C. et al., 2014, *J. Geophys. Res. Planets* 119, 1895.
- [27] Kamata, S., 2018, *J. Geophys. Res. Planets* 123, 93.
- [28] 鎌田俊一, 2013, 遊・星・人 22, 200.