

過去の月潮汐加熱について

荒木博志¹

1. 月潮汐加熱は重要だったか？

潮汐作用は月の加熱源やテクトニクスの原動力として比較的早くから注目されており、月の初期進化における役割として、mare basalt生成に必要な熱の供給[1, 2]、月の全熔融に必要な熱の供給[3]、衝突盆地の溶岩流噴出のトリガー[2]などさまざまな観点から検討されてきた。しかし、潮汐の月の初期加熱に果たす役割については、1970年代後半に検討されたものの近年はあまり論じられることがなかった[4, 5]。本稿は、1980年代以降格段に進んだ月軌道進化の研究を踏まえて月潮汐加熱の進化の再計算を行い、月潮汐加熱史の再検討を試みたものである。

2. 月潮汐散逸のメカニズム

月潮汐散逸は、地球起源の潮汐ポテンシャルによって引き起こされる月内部の潮汐応力と潮汐変位の位相が、月内部の非弾性のために互いにずれる事によって生ずる。月から見た地球の距離、または方位が時間的に変化する場合、月の非弾性のために必ず応力と変位の位相差が生ずる。このため月軌道長半径 a が小さいほど、または離心率 e 、月傾斜角 θ (月軌道面法線と月自転軸の傾き) が大きいほど月から見た地球の位置変動が大きく、潮汐散逸も大きくなる。逆に月軌道が完全な円であ

り、かつ公転周期と自転周期が1:1で同期していれば、月は a によらず地球方向に先端を向けたラグビーボール状の変形を保ったままであり、潮汐応力と潮汐変位の位相差は常に0であって全く散逸はない。すなわち、月潮汐散逸は a のみならず、 e 、 θ にも支配されている。さらに月内部構造によっても結果は大きく左右される。特に境界面で物性が大きく変化するとその影響は大きい。

3. 月潮汐加熱史の再現

Peale and Cassen [5]は、月の軌道長半径 a の関数として月内部潮汐散逸を求めた。当時は離心率 e の進化は知られていなかったため、 $e=0.055$ と $e=0$ の2つの場合について計算した。また月傾斜角 θ は、軌道進化を通じてカッシニ状態(6節参照)にあると仮定し、 a の関数として与えている。月内部構造は非圧縮かつ均質な場合と、柔らかいコア+堅いマンツルの2層構造を持つ場合を考えている。彼らの結論は、 $Q_m=100$ の均質な月を考えた場合、46億年間に40K程度の温度上昇しか見込めないということであった。ただしこの加熱は最初の約2億年に集中し、 a は46億年間に $3R_e$ から $60R_e$ まで増加するとしている(R_e は地球半径)。しかし月半径の5%の球殻構造の場合、発熱量は15倍にもなる事がわかった。

彼らの論文は、月潮汐散逸の大まかではあるが定量的な評価を初めて与えた点で重要である。し

¹国立天文台水沢観測センター

かし当時は月軌道進化の研究は発展途上にあり、潮汐散逸で重要な離心率 e の進化が知られておらず、軌道長半径 a の時間変化も不明確であった。これ以後、太陽-地球-月の3体問題の枠組みで月の軌道進化が研究され、軌道長半径 a 、離心率 e 、黄道面及び赤道面に対する月軌道面傾斜角を同時に考慮した進化モデルが提出された。さらにこれらのモデルに時間軸をいれるべく、固体地球潮汐及び海洋潮汐による散逸を直接計算し、力学系の角運動量交換率を陽に求めて月軌道進化を追う試みが進められている[6]。

以上のような月軌道進化をめぐる近年の研究を反映させるため、本稿ではMignard[7, 8]とAbe et al.[9]による月軌道進化モデルを選び、それぞれ3種の月内部構造モデルについて潮汐散逸率、温度上昇を求めた。どちらの場合もWard[10]による θ のデータを用いた。ただし[7, 8]のモデルは時間を含んでいないため、[9]の(年代 t)-(軌道長半径 a)の関係を用いて進化のタイムスケールを入れた。月傾斜角 θ の進化タイムスケールも同様である。

4. 計算方法概要

月軌道運動は地球重力だけでなく太陽などによる摂動を受け非常に複雑である。しかし1公転周期あたりの平均的潮汐発熱量を求めるには、短周期摂動を平均した楕円軌道とみなしても十分である。月に働く潮汐ポテンシャルは、地球起源の2次項(W_2)のみを考慮した。 W_2 は以下のように表される。

$$W_2 = W_{20}^c + W_{21}^c + W_{22}^c \quad (1)$$

$$W_{20}^c = \frac{GM_E}{R} \left(\frac{r_M}{R}\right)^2 P_{20}(\sin \delta_E) \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^2 P_{20}(\sin \psi) \quad (2)$$

$$W_{21}^c = \frac{GM_E}{R} \left(\frac{r_M}{R}\right)^2 \left(\frac{1}{3}\right) P_{21}(\sin \delta_E) \exp(-i\alpha_E) \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^2 P_{21}(\sin \psi) \exp(-i\varphi) \quad (3)$$

$$W_{22}^c = \frac{GM_E}{R} \left(\frac{r_M}{R}\right)^2 \left(\frac{1}{12}\right) P_{22}(\sin \delta_E) \exp(-i \cdot 2\alpha_E) \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^2 P_{22}(\sin \psi) \exp(-i \cdot 2\varphi) \quad (4)$$

ここで $P_{2m}(m=0, 1, 2)$ はルジャンドル陪関数、 i は虚数単位、 G は重力定数、 M_E は地球質量、 R は地球-月間距離、 r_M は月重心から考える点までの距離、 (δ_E, α_E) は月重心から見た地球方向の緯度経度、 (ψ, ϕ) は月内部の緯度経度である。緯度経度の基準方向は、月重心から見た平均地球方向にとっている(図1参照)。 W_{2m}^c ($m=0, 1, 2$)によって生ずる月内部潮汐応力 σ_{ij}^{2m} を用いて、地球による2次の月内部潮汐応力 σ_{ij} は、

$$\sigma_{ij} = \text{Re} \left(\sum_{m=0}^2 \sigma_{ij}^{2m} \right) \quad (5)$$

と表される。 σ_{ij}^{2m} は、 W_{2m}^c ($m=0, 1, 2$)に加え、月内部構造と適切な境界条件を与えることで計算できる。仮定した内部構造については7節で述べるが、方法の詳細についてTakeuchi and Saito[11]、竹内[12]を参照されたい。

σ_{ij} と同様に、 W_{2m}^c ($m=0, 1, 2$)によって生ずる月内部変位 ϵ_{ij}^{2m} を用いて、地球による2次の月内部潮汐変位 ϵ_{ij} は、

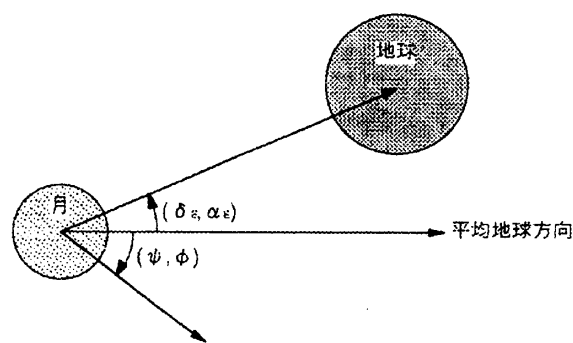


図1. 月重心から見た地球及び月内部の各点の緯度経度の定義。

$$\varepsilon_{ij} = \text{Re} \left(\sum_{m=0}^2 \varepsilon_{ij}^{2m} \right) \quad (6)$$

と表される。「2. 月潮汐散逸のメカニズム」で述べたように、 σ_{ij} と ε_{ij} がある位相差をもって W_2 に応答しなければ散逸は起こらない。 σ_{ij} は W_2 に対して位相遅れなく(弾性的に)ふるまい、 ε_{ij} には W_2 の周期変化に対して $1/Q_m$ の位相遅れが生ずると仮定し、これを ε_{ij}^* とする。軌道長半径 a 、離心率 e 、月傾斜角 θ が与えられれば、その軌道周期 T にわたって

$\int_{\text{mark}}^{\text{whok}} dv \cdot \sum_{i,j} \sigma_{ij} \cdot \varepsilon_{ij}^*$ を平均し、潮汐散逸 W_d を計算できる。すなわち、

$$\bar{W}_d = \frac{1}{T} \int_0^T dT \int_{\text{mark}}^{\text{whok}} dv \cdot \sum_{i,j} \sigma_{ij} \cdot \varepsilon_{ij}^* \quad (7)$$

5. 月軌道進化モデル

本稿では月軌道が楕円であることを仮定したので、潮汐散逸の計算に必要な月軌道の情報は、月軌道長半径 a と離心率 e のみである。2.「月潮汐散逸のメカニズム」で述べたように、 a のみならず e も月潮汐散逸に大きく影響する。 a - e の進化モデルは、地球と月の散逸比 A によって異なる。 A は以下のように定義される[8].

$$A = \frac{k_{2m} \Delta t_m M_E^2 R_m^5}{k_{2E} \Delta t_E M_m^2 R_E^5} = \frac{k_{2m} Q_E M_E^2 R_m^5}{k_{2E} Q_m M_m^2 R_E^5} \quad (8)$$

ここで添字Eは地球に関する量を表し、添字mは月に関する量を表す。 k_2 は2次のラブ数、 Δt は潮汐ポテンシャルに対する応答の遅れ、 M は質量、 R は半径である。Mignard[7, 8]によっていくつかの A につ

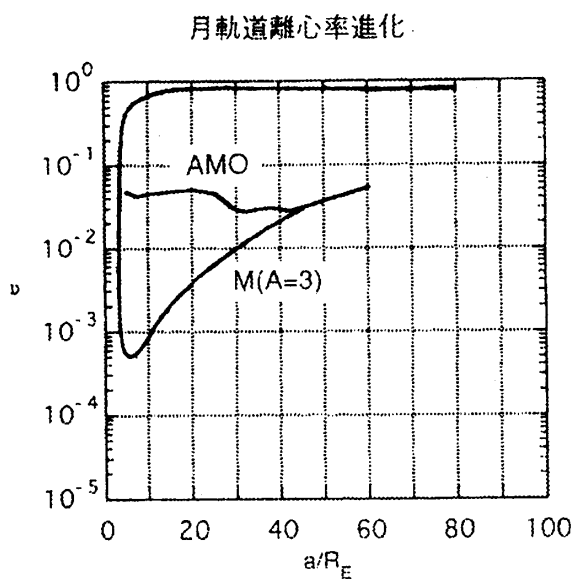


図2. M(A=3)[7]とAMO[9]による月軌道長半径-軌道離心率の進化。いずれも現在値を起点にしている。

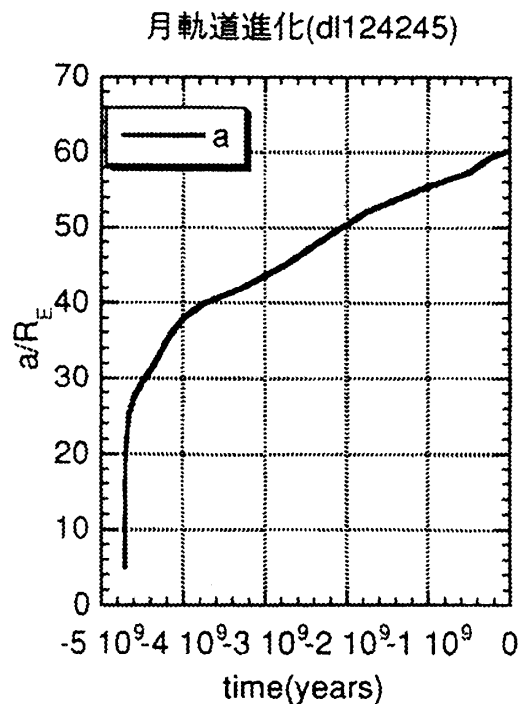


図3. 時間-月軌道長半径の進化の1例[9]。一般に $a=30R_E$ より内側の進化は極めて速い。

特集・過去の月潮汐加熱について／荒木

いて a - e 進化モデルが求められたが、これは進化のタイムスケールが入っていないこと、あくまでも固定した A についての進化曲線であることに注意する必要がある。さらに大陸移動を考慮した海洋潮汐や固体地球の Q_e の進化、すなわち A の進化を考慮したモデルも、近年Abe et al.[9]等で検討されつつある。ただし[9]でも月の Q は $Q_M=100$ で一定とされている。この2つの離心率進化はかなり様相を異にしており、この違いの影響を見るため、本稿では[7]で $A=3$ の場合の a - e 進化モデルと[9]の a - e 進化モデルを採用した。以後それぞれ $M(A=3)$ モデル、AMOモデルと呼ぶことにする(図2)。AMOモデルの離心率進化は、過去にさかのぼるほど海洋潮汐が地球-月系のトルク輸送に効かなくなる事によると考えられている[13]。M($A=3$)では、AMOの t - a 関係(図3)を用いて離心率 e や月傾斜角 θ のタイムスケールを入れた。図3には大陸モデルの不確定性のため、 $a=30R_e$ 以下になる時期は約20億年に及ぶ不確定性があるが[6]、約46億年前に月が地球に大接近する1例として用いた。

6. 月傾斜角進化モデル

月傾斜角(Lunar Obliquity) θ は、月軌道面法線と月自転軸のなす角である。これも、 a 、 e とともに月潮汐散逸に大きく影響する。

月傾斜角 θ はある月軌道に対し、常に力学的に最も安定な状態(カッシニ状態)にあると考えられる。月自転の地球-月力学系に対する寄与は小さく、カッシニ状態は、月の慣性モーメント比 $\beta=(C-A)/B$ 、 $\gamma=(B-A)/C$ 、平均運動 n (軌道長半径 a)、歳差周期 Ω から求めることができる[10]。本稿ではWardの結果を用いた[10](図4)これは月軌道が円であり、月の慣性モーメント比 $\beta=(C-A)/B$ 、 $\gamma=(B-A)/C$ は現在値に固定し、平均運動 n (軌道長半径 a)、過去の歳差周期 2 を用いて求められたものである。図4で重要な点は、 $a=34.2R_e$ で自転軸方向が大きく遷移する事であり(カッシニ状態1から2への遷移)、後述するように潮汐散逸量にも大きく影響してくる。なおこの遷移そのものにとまなう力学的エネルギー変化を、カッシニ状態を記述するハミルトニアンをもとに評価すると 3×10^{20} (J)と見積も

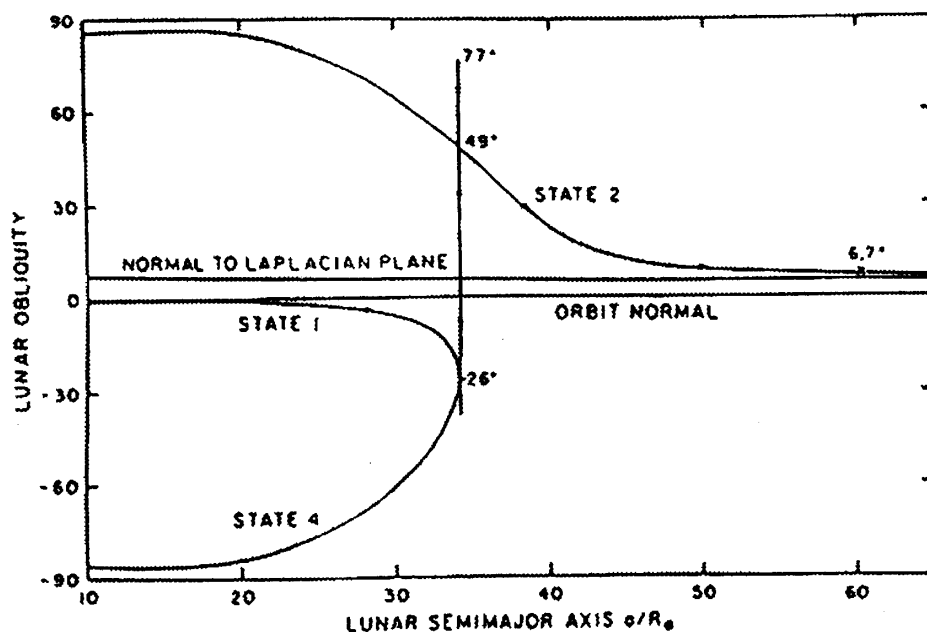


図4. 月軌道長半径-月傾斜角の進化[10]. $a=34.2R_e$ でカッシニ状態の遷移が起こり、月自転軸が state1 から state2 へ大きく変化する。

られ、当時の均質球モデル月の潮汐散逸に換算して約1年分にすぎない(図6-1, 図6-2参照). 従ってこの加熱効果は無視してよい.

7. 月内部構造及びQ値

月軌道進化, 月傾斜角進化が決まっても, 月内部構造によって潮汐散逸量は大きく違ってくる. ここでは, 1. 均質球(P波速度8.1km/s, S波速度4.65km/s, 密度3.3g/cm³), 2. 流体コア(半径450km, P波速度5.2km/s, S波速度0.0km/s, 密度7.9g/cm³) + 月震及び慣性モーメントデータを考慮したマントル構造[14, 15], 3. 半径1668kmの流体コア(半径1668km, P波速度2.89km/s, S波速度0.0km/s, 密度3.38g/cm³) + 厚さ70kmの地殻(P波速度6.5km/s, S

波速度3.0km/s, 密度3.0g/cm³)の3種の内部構造を仮定する. 以後1を均質球モデル, 2を流体コアモデル, 3を球殻モデルと呼ぶ事にする. 現在の月のQ値(Q_M)は, Dickey等のLLR(Lunar Laser Ranging)解析値から

26.5と求められているが, これは18.6年周期(月軌道面歳差周期)の値である[16]. 誤差及び簡便さを考慮し, W_2 の月軌道進化に伴う周期変化の範囲内では(1日~1ヶ月) $Q_M=100$ で一定とする[17](図5). 次節ではこの値を用いた結果のみを示す. 実際には上記3種の月内部構造モデルごとに Q_M は異なるが, $1/Q_M \ll 1$ ならば発熱率・温度上昇は Q_M に反比例するため, 次節の $Q_M=100$ の結果をもとに求めることが可能である.

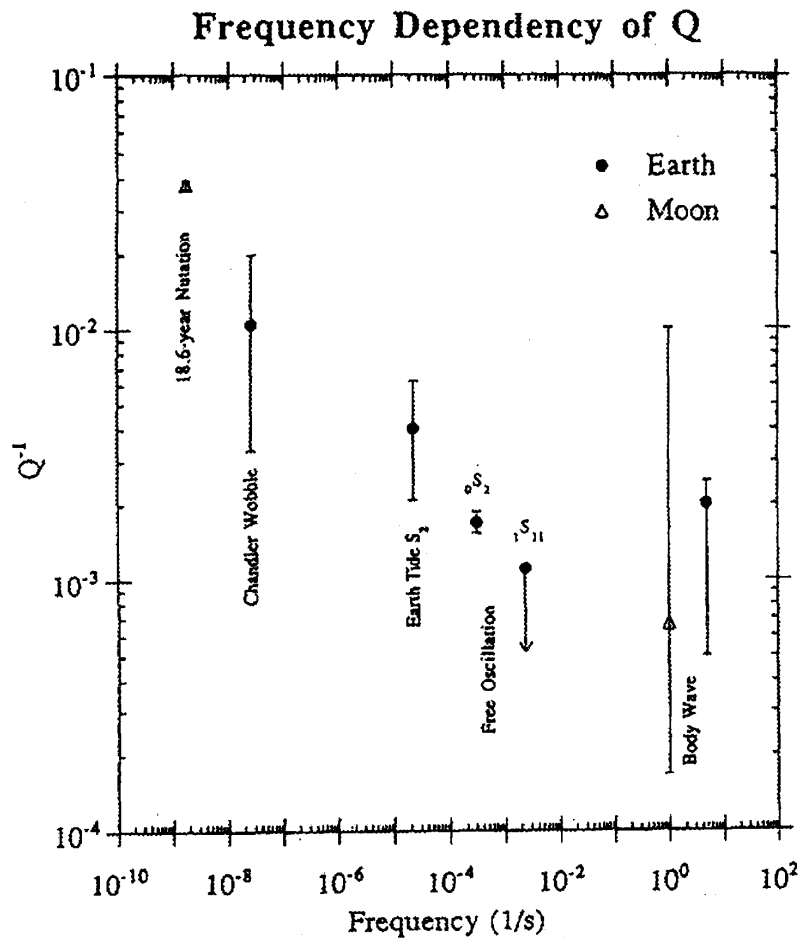


図5. 地球と月のQの周波数依存性[17]. W_2 の月軌道進化に伴う周期変化の範囲内では(1日~1ヶ月) $Q_M=100$ で一定とみなせる.

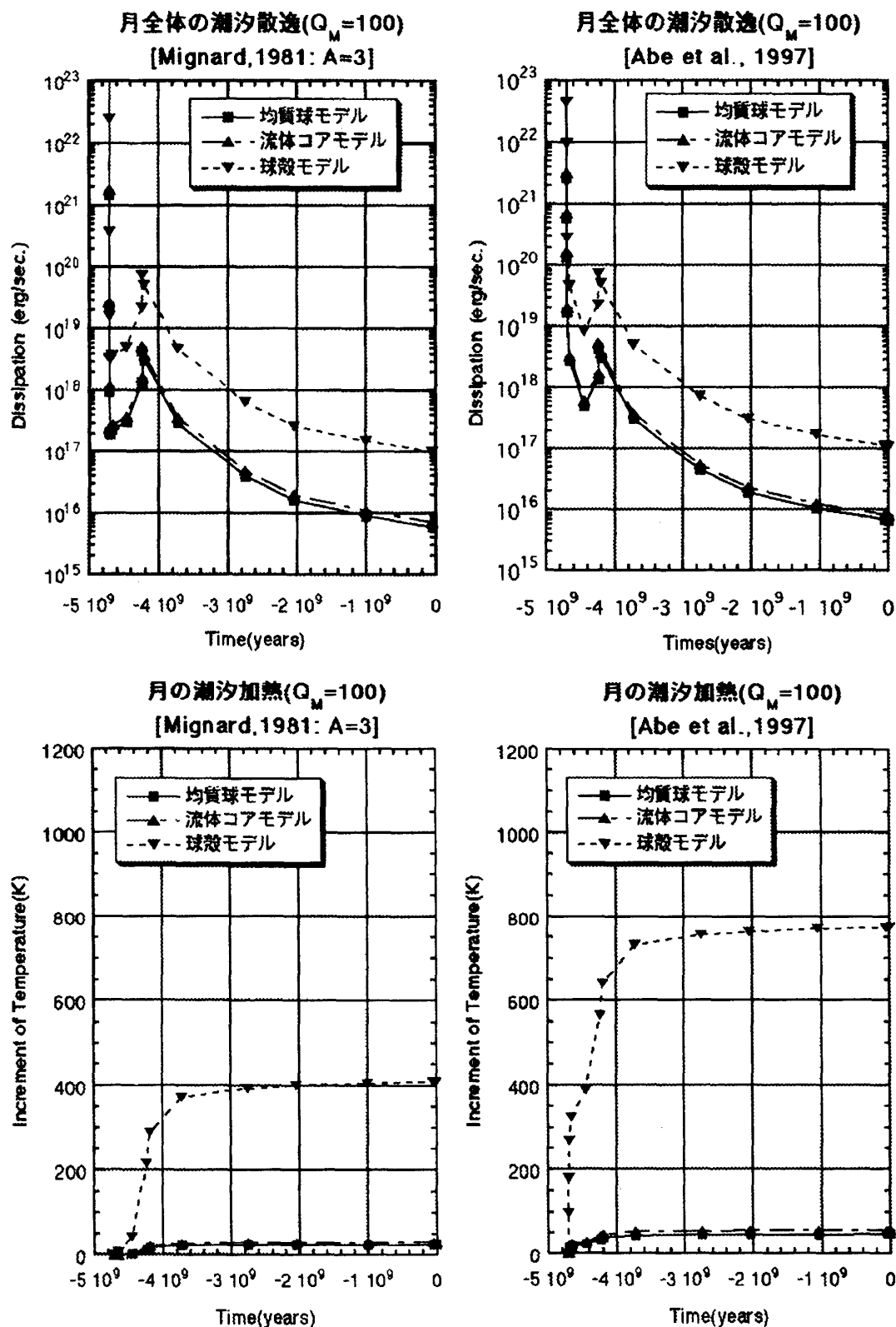


図6. 左上が図6-1, 右上が図6-2, 左下が図6-3, 右下が図6-4. A については本文5節, 図2を参照のこと. 6-1と6-2は潮汐散逸の進化, 6-3と6-4は潮汐散逸熱が月全体を加熱した場合の温度上昇である. 月が地球に大接近するときの温度上昇は, 軌道進化

の不確実性が大きいため今回は6-3, 6-4ともに $a=5.7R_e$ を起点とした. この付近の温度上昇は軌道進化に大きく依存する. $a=34.2$ 付近のカッシニ遷移に伴う発熱は球殻モデルで特に大きい.

8. 結果

図6-1と図6-2に、月全体の潮汐散逸率 \bar{W}_0 の変化を示す。図6-1は $M(A=3)$ による軌道進化の場合、図6-2はAMOによる軌道進化の場合である。両者を比較すると、現在からカッシニ状態1から2への遷移(以下カッシニ遷移と呼ぶ、 $a=34.2R_E$)がおこる約42億年前までは両者に顕著な違いは見えない。これは両者で $a-e$ 進化に大差がないか、あってもカッシニ遷移時の大きな月傾斜角 θ による潮汐散逸率のために離心率 e の違いが隠されているためである。一方カッシニ遷移以前の潮汐散逸率には顕著な違いが見られるが、これは月傾斜角 $\theta \approx 0$ となっていて e の違いが出てくるからである。また $a=34.2R_E$ のカッシニ遷移付近では、図6-1と図6-2ともにその前後に比べ潮汐散逸が1桁増加している事がわかる。月の均質球モデルと流体コアモデルの散逸の差は20%程度であるが、球殻モデルの場合は均質球モデルよりも1桁強多い。

図6-3は $M(A=3)$ 、図6-4はAMOのときの月全体の潮汐加熱を示す。どちらも $a=5.7R_E$ を起点に発熱量を積算し、月全体の熱容量を 1.2×10^{27} erg/gr/K、月質量を 7.35×10^{22} kg として温度上昇を計算した。 $M(A=3)$ モデルを採用した場合、均質球モデルと流体コアモデルで30~35K/46億年、球殻モデルで約410K/46億年、AMOモデルを採用した場合、均質球モデルと流体コアモデルで45~55K/46億年、球殻モデルで約770K/46億年の温度上昇が見られる。なおPeale and Cassen[5]によると均質球モデルの温度上昇は約40K/46億年、球殻モデルの温度上昇はその15倍となっているが、月軌道進化モデル、内部構造の違いを考慮すると今回の結果とは良く合っているといえる。カッシニ遷移時の温度上昇は $M(A=3)$ モデルとAMOモデルでほとんど同じで、均質球モデルと流体コアモデルでは、44億年前か

ら38億年前までの6億年間で25~30Kである。球殻モデルでは温度上昇は約350K/6億年であり、とりわけ加熱のピーク時の2億年間で約250Kに達する。カッシニ遷移以前の潮汐加熱は $M(A=3)$ モデルとAMOモデルで大きく異なる。 e の小さい $M(A=3)$ ではほとんど温度上昇がないのに対し e の大きいAMOモデルを用いると、均質球モデルと流体コアモデルで20~25K/2500万年、球殻モデルで約400K/2500万年の温度上昇がみられる。

9. 考察及び今後の課題

今回の結果から、月の潮汐加熱史についてなにが言えるであろうか？

たとえば形成初期に月が全溶融しており、表面からゆっくり冷却していくとすると、表面が固化し内部が溶融している段階が存在する。半径5%分だけ表面固化した段階でカッシニ遷移以前の加熱を受けると月軌道進化に強く依存するものの、今回の結果からは月全体で最高約400K/2500万年の温度上昇があり得る。さらにカッシニ状態の潮汐加熱では、約250K/2億年ないし350K/6億年の温度上昇を経験する。しかもこれらは月全体を暖めるとしたときの値であり、散逸エネルギーが球殻付近のみに集中するならばさらに温度上昇するはずである。また今回は $Q_M=100$ を用いているが、球殻モデルがあてはまる場合には Q_M はさらに小さく、温度上昇はさらに大きくなる可能性がある。こうした潮汐散逸熱は明らかに月の冷却を妨げ、地殻形成から海の玄武岩噴出まで各種の火成活動の熱源となり、月の熱史で非常に重要な役割を果たしていたかもしれない。カッシニ遷移以降は潮汐加熱効果は非常に小さくなる。これ以降は内部の固化、 Q の増大が進んで均質球/流体コアモデルに近づき、温度上昇はほとんど無視できるようになるであろう。

一方初期の月がほとんど固結している場合は、カッシニ遷移以前の潮汐加熱は、今回の結果から最高20~25K/2500万年である。カッシニ遷移時の潮汐加熱では、温度上昇は月全体で約25~30K/6億年しかない。これらは球殻モデルの場合より1桁小さい。これ以降の温度上昇はほとんど無視でき、またこの場合は散逸エネルギーの表面への集中などは考えにくいので、月の熱史を質的に変えるほどの影響はないと思われる。

以上の考察でわかるように、潮汐加熱の重要性はその熱的初期状態によって大きく分かれる。今回の研究会での田中氏の講演によれば、数カ月という短期間に月が形成される可能性があり、月の熱的初期状態は球殻モデルに近いとして良いかもしれない。この立場からの月潮汐加熱の検討は、さらに進める価値があると思われる。

注目すべき点は、カッシニ遷移時の温度上昇とカッシニ遷移以前の温度上昇の二点である。カッシニ遷移時の温度上昇がどこまで正しいかは、その時の月軌道進化(特に月軌道長半径)のタイムスケールの評価がどこまで正しいかによる。今回タイムスケールはAMOモデル(図3)を採用した。これは過去46億年にわたる月軌道進化を大局的に良く再現していると考えられるものの、大陸分布の違いによる海洋潮汐の効き方、月内部構造(Q_m)進化に伴う潮汐散逸率の変化など検討すべき要素が残っている[9]。特に月内部構造進化の月軌道進化への影響はまだ検討されておらず、カッシニ遷移時の軌道進化タイムスケールが完全に確定されたわけではない。すなわち月内部構造進化と月軌道進化は、本来相互に関連し合っており、その結果として月自身の温度上昇を評価しなければならないにもかかわらず、この相互作用は十分検討されているとは言えない。このことは、月内部構造進化を考慮した月軌道進化研究の必要性を示唆する。また月慣性モーメント比 β 、 γ の進化が θ (特にカッシニ遷移時)に与える影響も検討する必要がある。

一方カッシニ遷移以前の温度上昇は図6-4のように、カッシニ遷移時の温度上昇より大きい可能性もあって非常に重要であるが、月軌道進化(軌道長半径と離心率)のタイムスケールに強く依存する。この場合軌道長半径のみならず離心率の影響も大きく、月内部構造進化を考慮した月軌道進化研究は前者以上に必要であろう。

月内部構造進化を考慮した月軌道進化を考える際に重要な点は、潮汐加熱の特徴は、物質が完全弾性体であっても完全流体であっても働かず、それらの中間領域で働くことにある。従って冷却と潮汐散逸が釣り合い、月が部分熔融した状態が続くようなモードが月軌道進化の初期に存在する可能性がある。こうしたモードの研究はこれまで例がなく、月軌道進化の研究に大きなインパクトをもたらすかもしれない。そのため、地球/月のQ値の進化と月軌道進化を同時に追跡する手法の開発を行っている。月の熱史を再現するために、月潮汐加熱は避けて通れない問題である。LUNAR-A計画(ISAS)やSELENE計画(NASDA/ISAS/NAO)にも参加している国立天文台のRISE(Researches In SElenodesy)計画によって月のコアのサイズ、密度、物性、あるいは月潮汐が計測できれば、現在の月の熱的状态、Qがより明確になり、潮汐加熱過程の解明のために貴重な情報となるであろう。

謝辞

本稿の発表、投稿の機会を与えてくださった、第3回月の起源研究会の世話人及び編集委員の方々に感謝いたします。宇宙科学研究所の安部正真さんには、月軌道進化の計算結果を提供していただいたほか、各種の議論に応じていただきました。東京大学の阿部豊さんには、潮汐加熱に関する貴重なコメントをいただきました。内容の責任は著者

にあります。記して感謝いたします。

参考文献

- [1] Wones, D. R. and Shaw, H. R., 1975: Tidal dissipation: A possible heat source for mare basalt magmas. *Lunar Science* **VI**, 878-879.
- [2] Schultz, P. H., Burns, J. A., and Greeley, R., 1976: Ancient lunar tides and the emplacement of the maria. *Lunar Science* **VII**, 785-787.
- [3] Turcotte, D. L., Cisne, J. L., and Nordmann, J. C., 1977: On the evolution of the lunar orbit. *Icarus* **30**, 254-266.
- [4] Kaula, W. M. and Yoder, C. F., 1976: Lunar orbit evolution and tidal heating of the Moon. *Lunar Science* **VII**, 440-442.
- [5] Peale, S. J. and Cassen, P., 1978: Contribution of Tidal Dissipation to Lunar Thermal History. *Icarus* **36**, 245-269.
- [6] 安部正真, 1995: 第2回月の起源研究会集録. 67-76.
- [7] Mignard, F., 1980: The Evolution of the Lunar Orbit Revised, II. *The Moon and Planets* **23**, 185-201.
- [8] Mignard, F., 1981: The Evolution of the Lunar Orbit Revised, III. *The Moon and Planets* **24**, 189-207.
- [9] Abe, M., Mizutani, H., and Ooe, M., 1997: Influence of Continental Drift on the Tidal Evolution of the Earth-Moon System. *Proc. of 30th International Geological Congress 26*, VSP International Sciences Publishers, Netherlands, in press.
- [10] Ward, W. R., 1975: Past Orientation of the Lunar Spin Axis. *Science* **189**, 377-379.
- [11] Takeuchi, H. and Saito, M., 1972: Seismic Surface Waves. in *Methods in Computational Physics* **11**, Academic Press, New York, 217-295.
- [12] 竹内 均, 1972: 『地球科学における諸問題』. 裳華房. 118-201.
- [13] 大江昌嗣, 安部正真, 1995: 月-地球力学系の進化 -潮汐による月の軌道の離心率の変化-. 月刊地球 **17**, No.4, 225-228.
- [14] Nakamura, Y., 1983: Seismic velocity structure of the Lunar mantle. *J. Geophys. Res.* **88**, 677-686.
- [15] Tanaka, S., Fujimura, A., and Mizutani, H., 1990: The internal structure of the moon. *Proc. 23rd ISAS Lunar Planet. Sci. Symp.*, 277-282.
- [16] Dickey, J. O., Bender, P. L., Faller, J. E., Newhall, X. X., Ricklefs, R. L., Ries, J. G., Shelus, P. J., Veillet C., Whipple, A. L., Waint, J. R., Williams, J. G., Yoder, C. F., 1994: Lunar Laser Ranging: A Continuing Legacy of the Apollo Program. *Science* **265**, 482-490.
- [17] 安部正真, 大江昌嗣, 1995: 地球・月系潮汐進化と月のQ, 日本惑星科学会秋期講演会予稿集. p.22.