

還元的材料物質からの水星の形成

秋葉 洋哉

学籍番号：02160389

* * * * *

地球惑星科学科 4 年、倉本・鎌田研究室

指導教員：倉本 圭、鎌田 俊一

* * * * *

2020 年 2 月 28 日

概要

太陽系最内惑星である水星は地上観測や Mariner10 号による観測によって大きな特徴を 3 つ有することが分かっていた。一つ目は非圧縮密度 $5300 \text{ [kg/m}^3\text{]}$ (Goettel, 1988) という値から、宇宙存在度と合わせて推定される、惑星全体の高い Fe/Si 比である。2 つ目は表面の FeO の欠乏である (McCord and Clark's, 1979)。3 つめは微弱な双極子磁場を有することである (Ness et al., 1976)。これらの観測から、水星の形成には、マンツルの部分蒸発、高い Fe/Si 比の材料物質の集積、ジャイアントインパクトによってマンツルの一部分がはぎとられるなどというシナリオが考えられていた (Goettel, 1988)。しかし、MESSENGER によって新たに観測された他の地球型惑星と変わらないような表面揮発性成分の濃度は、動径方向に向かって揮発性成分が減少していくという認識 (Cassen, 2000) と正反対であり、それまでの水星の考えられていた形成史を複雑にしてしまった。コンドライト的な物質を材料とし、ジャイアントインパクトによってマンツルがはぎ奪されるというシナリオは、水星表面の中程度揮発性元素存在量と整合的ではなく (Peplowski et al., 2011)、水星軌道付近の Fe/Si 比の高い物質を材料とするシナリオは一部の計算で実現され得ないと推定されている (Carter et al., 2015)。

こうした先行研究を踏まえて、今回新たなシナリオとして、水星核への Si の大量の分配を考えた。いままで熱力学的な制約を課した Si の分配モデルは先行研究でなされてきた (Berthet et al., 2009; Shabot et al., 2014b)。熱力学制約がない分配で、現在の水星の観測値を説明できるなら、それに従った熱力学モデルに考え直す必要も出てくるかもしれない。実際、惑星形成の第二段階 (Safronov, 1972) にて水星軌道付近が還元的な環境であり、低い酸素フガシティーに従った元素分配が為されるならば、大量の Si の核への分配の可能性はある (Berthet et al., 2009)。

本研究では EH コンドライトの主要元素比をもとにした還元的な材料物質から分配モデルを作り、それに従った内部構造モデルを考えた。分配モデルは S, Si をパラメータとしたものを考え、マンツルから酸素を抜いていくことで、核に分配される Si を人為的に変動させた。内部構造モデルは逐次近似計算から自己調和的な構造を考えた。結果としては還元度を上げていくことで確かにバルク密度が上がり、水星半径も減少したが、現在観測されている水星のバルク密度、半径を説明できなかった。今回のような極端な状況を考えても、少なくとも E コンドライトの主要元素を有するような材料物質から質量損失のないまま水星を作ること難しく、質量損失のないシナリオを考えるならば材料物質の Fe が足りていないことを強く示唆している。今後はジャイアントインパクトが為された可能性も再考慮する必要があるだろう。

目次

第 I 部	還元的材料物質からの水星の形成	3
1	序論	3
1.1	研究の背景	3
1.2	研究の目的	5
2	分配モデル	6
2.1	エンスタタイトコンドライトを材料とする惑星	6
2.2	Si が一部還元されている場合	7
3	内部構造モデル	10
3.1	状態方程式	10
3.2	静水圧平衡	11
3.3	逐次近似計算	11
4	計算結果	15
4.1	バルク密度推定 (1)	15
4.2	鉱物と合金の比率	16
4.3	内部構造	17
4.4	バルク密度推定 (2)	20
5	考察	21
6	まとめ	23
7	謝辞	23
8	付録	24
8.1	2 層モデルの基礎	24
8.2	高圧下での状態方程式	26
9	参考文献	29
第 II 部	Ebel and Stewart (2018) の和訳	31

第 I 部

還元的材料物質からの水星の形成

1 序論

1.1 研究の背景

太陽系最内の惑星である水星は、高い非圧縮密度 (e.g. Goettel, 1988)、還元的かつ揮発性物質に富んだ表面組成 (e.g. Nittler et al., 2011)、明確な固有双極子磁場 (Ness et al., 1976) を有する。

水星のバルク密度は $5429.30 \pm 0.28 \text{ kg/m}^3$ と観測されており、圧縮の効果を除いた非圧縮密度は 5400 kg/m^3 と推定されている (e.g., Ebel and Stwert, 2017)。この非圧縮密度の値は他の地球型惑星 (地球: 4400 kg/m^3 , 火星: 3750 kg/m^3 ; Goettel, 1988) と比較すると非常に高く、内部が高密度物質に富むことは明白である。宇宙元素存在度を考慮すれば、この高密度は金属鉄の過剰によるものと推定できる (Goettel, 1988; Nittler et al., 2018)。水星はその内部に全質量のうちの $2/3$ を占める鉄に富んだ核を有すると長らく考えられ、これは今でも広く受け入れられている (Siegfried and Solomon, 1974; Ebel and Stwert, 2017)。

この高い Fe/Si 比を説明するために、大きく以下 2 つの仮説が提唱されてきた。

- 地球と同様の材料物質を由来とし、太陽系初期の活動的な太陽によるマンツルの部分蒸発やジャイアントインパクトによるマンツルの部分的剥ぎ取りがおきた
- Fe/Si 比の高い材料物質をもとに水星が形成し、特に質量損失は経験しなかった

である (Chapman, 1988)。

一方、水星の表面組成については地上観測から FeO の欠乏があることが分かっていた (McCord and Clark's, 1979)。その後の MESSENGER の紫外から赤外の多波長分光により、FeO 量は表面全体で 2.0-3.0 wt% 以下であることが推定された (Izenberg et al., 2014)。FeO の欠乏は、水星が極めて酸素に欠乏している還元的な環境下で生じた物質からできていることを示唆する。また、全体的に S に富んだ表面組成 ($S/Si = 0.092 \pm 0.015$; Nittler et al. 2011, $\sim 4 \text{ wt}\%$; e.g., Evans et al., 2012) であることが、GRS (γ -Ray Spectrometer) と XRS (X-Ray Spectrometer) による測定から明らかになった。原始太陽系星雲環境^{*1}における S の凝縮温度は 674 K (Lodders and Fegley, 1998) とされており、岩石型惑星の主要構成元素の凝縮温度 (1500 K 以上) よりも十分に低い。また、S 濃度の水平分布、Ca 濃度の観測値と正の相関を示すことから、表面に CaS の存在が示唆されている (Weider et al., 2012)。CaS は還元的雰囲気下では難揮発性物質 (<1400 K で凝縮) であり (Wood and Hashimoto, 1993)、これは水星の材料物質が還元的であることに加え、水星が極端な高温過程を経ていないことを示唆する。

同様に、他の地球型惑星に匹敵もしくは超す量の K が表面に存在することも明らかとなった ($K/Th = 5200 \pm 1800$; Nittler et al., 2011)。K は S と同様に中程度揮発性元素であり、その凝縮温度は 1000 K である (Lodders and Fegley, 1998)。Nittler et al. (2011) によれば親石性かつ、中程度揮発性元素の K と、難揮発性元素の Th はそのどちらもが液相濃集元素

であるため、それらの濃度比は地殻とマントルでほぼ一定であるとみなせる。ゆえに K/Th が他の地球型惑星と同様もしくは高い値であることは、水星全体で中程度揮発性元素に富んでいることを示している。ここからも水星物質が極端な高温過程を経ていないことが示唆される。

これらの観測から水星表面の酸素フガシティー f_{O_2} は、

$$f_{O_2} = IW - 6.3 \sim -2.6 \quad (1.1)$$

と推定されている (McCubbin et al., 2012)。ここで酸素フガシティーとは熱力学的な非理想的な酸素分圧のことを指し、還元度の指標として使用される。また、S のケイ酸塩メルト溶解実験からマントル中の S は 7-11 wt% と見積もられ、水星のマントルは

$$f_{O_2} = IW - 5.4 \pm 0.4 \quad (1.2)$$

と推定されている (Namur et al., 2016b)。ここで IW は鉄ウスタイト (Fe-FeO) 緩衝系で決まる酸素フガシティーである。酸素フガシティーの低い環境においては、Si は大幅に金属相へと溶け込む一方で、S はケイ酸塩相への分配が増えることが実験から明らかになっている (Berthet et al., 2009, Shabot et al., 2014b)。先に述べた表面での S の豊富さも考えると、この実験は水星核が Si に富み、S が欠乏しているかもしれないことを支持する。こうした還元的な組成を説明するための材料物質はどういったものが考えられるだろうか。

水星の表面組成はエンスタタイトコンドライトの部分熔融のそれに類似しており (図 1; Nittler et al., 2011)、FeO の欠乏と硫化物の存在と併せてエンスタタイトコンドライトが水星の主要な材料物質であった可能性を示唆している (e.g., Wasson, 1988)。

ところで、惑星材料物質が形成される主要な段階では、領域が生じると還元的な化学環境が実現されることが示唆されている。もし C/O 比の高い比較的高温^{*1} (e.g., Wood and Hashimoto, 1993)。エンスタタイトコンドライトは人類が発見しているなかで最も還元的な隕石である。さらに水星原物質が生成された領域は C/O 比によってはさらに還元的な表面組成が存在し得るので、エンスタタイトコンドライトよりも還元度の高い物質の凝縮も考えられる。

そこで私は、そのような環境で水星が形成されたと仮定し、まずエンスタタイトコンドライトから酸素を抜いて、SiO₂ を減らしバルク密度を増加させた。そして核への Si の分配を増やすことで、還元的物質を材料として水星の高いバルク密度と表面環境を同時に説明できるかもしれない可能性に着目した。水星がそういった極めて還元的物質を材料とした時に、揮発性物質を失わせるジャイアントインパクトがほとんどないまま現在の水星のような姿になった可能性を検証する。

^{*1} 原始太陽系星雲 (solar nebula) とは低圧高温のガスとダストが混ざり合い回転しながら、恒星の周りを取り囲んで存在する場所であり、内部ではガスが冷えることでガスから固体に直接濃縮していく化学平衡が発生している。原始太陽系星雲内のガスは宇宙元素存在度という、現在太陽のスペクトルから測定されているの組成比と同じ比率で元素が存在していると仮定され、それぞれの原子種の特徴から、元素がさまざまに結合して、ガス相や固体相に特徴的な物質が現れる。ガス相では



$$(1.4)$$

という反応が支配的であり、高温だと左側へ、低温だと右側へ平衡がシフトする。星雲内での組成比が動径方向で均一に宇宙元素存在度で存在していた場合、動径方向で温度も変わるため、平衡をシフトさせて凝縮が為される。その際 H₂ は還元剤、H₂O は酸

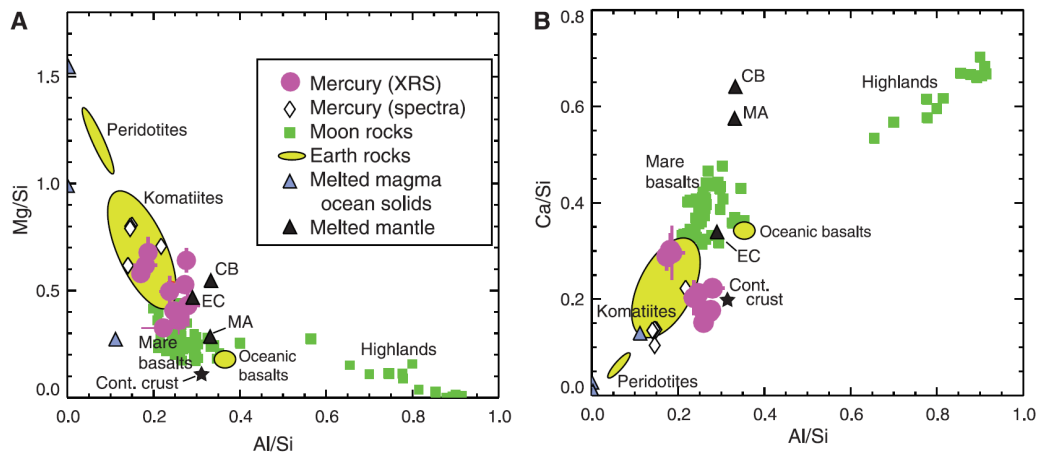


図1 水星の表面組成と地球型惑星や隕石などとの比較 (Nittler et al., 2011)

Al は液相濃集元素であり、横軸 Al/Si は水星表面がどの程度他の物質と似ているかの指標となる。一方で、Mg は岩石での主要な元素であり、主に Mg/Si はエンスタタイト-フォレストライトのどちらを多く含むかという指標になる。つまりこの図は、水星の表面部分の岩石がどの程度他の岩石と似ているかを示している。

1.2 研究の目的

極端に還元的な環境で水星材料物質が形成されれば、表面物質に S などを含む揮発性元素を説明しながら、金属核に大量の Si が分配されるので、同時に水星が高密度であることを説明できるかもしれない。そこで本研究では水星の材料物質が EH コンドライトの主要元素組成と一致するような還元的な物質であった場合、どのような内部構造が形成されるか明らかにし、それが現在の観測結果をどの程度満たすかどうか調べることを目的とする。

化剤として働くため、ガスから凝縮する固体もその影響を受け、動径方向でよりバリエーションに富んだ固体相が生成されると推測されている。(cf, Larimer and Bartholomay, 1979)。

2 分配モデル

2.1 エンスタタイトコンドライトを材料とする惑星

表 1 コンドライトの mol 分率 (Si で規格化)

元素	EH* ²	CI* ³
C	0.01204	7.079
Na	0.04974	0.05751
Mg	0.7334	1.020
Al	0.05033	0.08410
Si	≡1	≡1
S	0.3038	0.4449
K	0.003441	0.003692
Ca	0.03562	0.062
Fe	0.8706	0.838
Ni	0.04999	0.0478

*2 : Wasson and Kallemeyn, 1988, *3 : Lodders et al., 2003

エンスタタイトコンドライトは H と L に分かれており、それぞれ High-metal, Low-metal という意味と対応している。今回は金属鉄を多く含む EH コンドライトの主要元素組成を利用した。EH コンドライトの酸素を除いた主要元素組成を表 1 に示す。比較として CI コンドライトの組成を一部載せた。分配モデルでは、水星の酸素を抜いた主要元素組成が EH コンドライトと一致すると仮定する。また、EH コンドライトは Mg が比較的乏しいため、もし EH コンドライトが集積して惑星が形成されれば、マントル部分を構成する酸化物が比較的少なくなると予想できる。

次にマントルと核それぞれへの元素分配は以下のように考えた。EH コンドライトに酸化鉄が含まれていないことを考慮して、Fe はすべて核に分配した。また簡単のため S, C, Ni は合金としてすべて核に分配した。Mg, Al, Ca, K, Na はすべてマントルへ分配させ、すべて酸化物として存在させる。

値を変化させる元素は O, S, Si である。核に分配される Si の比を $X_{\text{Si}}^{\text{core}}$ ($0 \leq X_{\text{Si}}^{\text{core}} < 1$)、S の比を $X_{\text{S}}^{\text{core}}$ ($0 \leq X_{\text{S}}^{\text{core}} \leq 0.3038$) とする。Si はフリーパラメータとし、マントル核分配比を変化させる。また、O, S は表 1 の値を変えることで分配量を変える。O はマントルのみに自由に供給され、酸化物を作る。S は表 1 の値を核に分配できる上限値とし、全体量減らしていく。ただし、モデルの記述の際、S は $X_{\text{S}}^{\text{core}} = 0.3038$ とし、すべて利用する。微量元素は無視し、実際に扱う元素は、表 2 の 10 元素と O を含めた 11 元素である。

表 2(a)、表 2(b) に EH コンドライトと同様のバルク組成を持つ惑星のマントルおよび核の化学組成を示す。ここで存在比は、材料物質中の Si 1 mol あたりの各化合物の存在比を示す。また分子比と質量分率は、マントルと核それぞれで成分が占める割合を示した。核は純鉄とここに挙げた合金からなるものとしている。

表 2 EH コンドライトの存在比, 分子比, 質量の割合

(a) マントル部分				(b) 核部分			
酸化物	存在比 [mol]	分子比	質量分率 [wt%] *4	元素	存在比	分子比	質量分率
SiO ₂	≒1.0	0.5321	62.646	Fe	0.50477	0.5798	45.881
0.5Al ₂ O ₃	0.05033	0.02678	2.675	FeNi	0.04999	0.05742	9.319
MgO	0.7334	0.3903	30.820	FeS	0.3038	0.3490	43.469
0.5Na ₂ O	0.04974	0.02647	1.607	FeC	0.01204	0.01383	1.330
0.5K ₂ O	0.003441	0.001831	0.169	合計	0.8706	1	100
CaO	0.03562	0.018195	2.083				
合計	1.87927	1	100				

次の章で内部構造モデルに従って惑星内部の動径方向に対する密度を求めることになるが、2層のうちマントル側の密度は、圧力に応じた鉱物密度の重みづけ平均から求める。そこでまずは鉱物の組み合わせを決定する必要がある。表 2(a) の酸化物をもとに、ノルム計算をすることでこれを求めた (表 4)。

ノルム計算は簡単のため常温常圧条件において行った。常圧という条件は一見厳しい制約に聞こえるが、アルミナを構成物質に含む鉱物はアルミナの液相濃集効果によって地殻付近に多くなるはずなので、10GPa 付近でガーネットやスピネルなどに相転移してもマントル全体の密度にさほど影響を及ぼさないと予想できる。

核を作る合金は分離せず一つの相として存在するものとする。核の密度も、マントルと同様に合金端成分の重みづけ平均から求めた。

2.2 Si が一部還元されている場合

次に Si を核に分配した場合について考えた。まず、Si の還元度 η ($0 \leq \eta \leq 1$) を導入した。還元度 η は Si が金属に還元された割合で定義し、 $\eta = X_{\text{Si}}^{\text{core}}$ で一致するが、 η はどの程度還元されたかの指標として利用し、 $X_{\text{Si}}^{\text{core}}$ は核に分配された Si の存在比を表す。酸素を除いた主要元素組成は EH コンドライトと同様とし、金属化した Si は金属核、酸化物の Si はマントルに分配させる。なお表 2 に従った時のマントルと核の質量分率は還元度に対しては図 2 のようになる。現在予測されている水星の質量分率は Hauck et al. (2018) から核 : マントル = 0.74 : 0.26 である。図 2 は鉱物を考えず、圧縮の効果も考えていない場合のマントル、核の質量分率を示している。自己重力による圧縮の効果によって比率がどのように変化するかによって結果も変わると予測される。

η を変えた時、マントル中の酸化物の組み合わせは表 3 のようになる。ただし、核に分配される存在比を $X_{\text{Si}}^{\text{core}}$ として組み込んだ。またマントルの存在比の合計を n_m 、核を n_c 、質量の割合の合計についてはそれぞれ m_m と m_c とした。

表中の各値の単位は、存在比 [mol/Si=1]、質量の割合 [g/mol/Si=1]、質量分率 [wt%] となり、それ以外は無次元である。

*4 原子量は NIST chemistry webbook より参照

FeSi 合金を作れる最大の物質量は FeS, FeNi, FeC で合金を作る Fe の物質量を差し引いたものと仮定している。従って、Si が合金を作ることのできる Fe の存在比の最大値 $k_{\text{FeSi}}^{\text{max}}$ は M を Si 以外の核の Fe と合金を作る元素とすると

$$k_{\text{FeSi}}^{\text{max}} = 0.8706 - \sum_{\text{M=S,C,Ni}} k_{\text{FeM}} \tag{2.1}$$

$$= 0.503 \tag{2.2}$$

となる。Si をこの値以上核へ分配させる時、FeSi としては存在できないため、金属 Si として存在すると仮定する。実際 EH コンドライトには少量ながら金属 Si を含んでいるため、金属 Si として核に存在する可能性は十分にある。

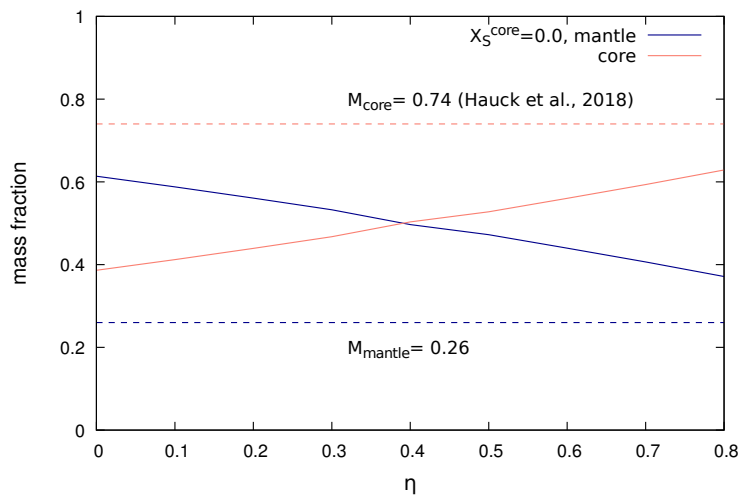


図2 還元度に対するマントル、核それぞれの質量分率

表3 表3の値からSiの分配を変えた時のマントル、核でのそれぞれの組成(ただしSi=1molで規格化)

(a) マントル部分

酸化物	存在比	分子量	マントル中の分子比	質量の割合	質量分率*4
SiO ₂	$1 - X_{Si}^{core}$	60.084	$(1 - X_{Si}^{core}) \cdot \frac{1}{n_m}$	$(1 - X_{Si}^{core}) \cdot 60.084$	$(1 - X_{Si}^{core}) \cdot 60.084 \cdot \frac{1}{m_m}$
0.5Al ₂ O ₃	0.05033	50.981	$0.05033 \cdot \frac{1}{n_m}$	0.05033 · 50.981	$0.05033 \cdot 50.981 \cdot \frac{1}{m_m}$
MgO	0.7334	40.304	$0.7334 \cdot \frac{1}{n_m}$	0.7334 · 40.304	$0.7334 \cdot 40.304 \cdot \frac{1}{m_m}$
0.5Na ₂ O	0.04974	30.990	$0.04974 \cdot \frac{1}{n_m}$	0.04974 · 30.990	$0.04974 \cdot 30.990 \cdot \frac{1}{m_m}$
0.5K ₂ O	0.003441	47.098	$0.003441 \cdot \frac{1}{n_m}$	0.003441 · 47.098	$0.003441 \cdot 47.098 \cdot \frac{1}{m_m}$
CaO	0.03562	56.077	$0.03562 \cdot \frac{1}{n_m}$	0.03562 · 56.077	$0.03562 \cdot 56.077 \cdot \frac{1}{m_m}$
合計	n_m	-	1.0000	m_m	100

(b) 核部分

金属・合金	存在比	分子量	核中の分子比	質量の割合	質量分率
全Fe	0.8706	55.845	-	-	-
Fe	$0.8706 - X_{Si}^{core}$	55.845	$(0.8706 - X_{Si}^{core}) \cdot \frac{1}{n_c}$	$(0.8706 - X_{Si}^{core}) \cdot 55.845$	$(0.8706 - X_{Si}^{core}) \cdot 55.845 \cdot \frac{1}{m_c}$
FeNi	0.04999	61.6556	$0.04999 \cdot \frac{1}{n_c}$	0.04999 · 61.6556	$0.04999 \cdot 61.6556 \cdot \frac{1}{m_c}$
FeS (liq)	$0.3038 - X_S^{core}$	87.910	$(0.3038 - X_S^{core}) \cdot \frac{1}{n_c}$	$(0.3038 - X_S^{core}) \cdot 87.910$	$(0.3038 - X_S^{core}) \cdot 87.910 \cdot \frac{1}{m_c}$
FeSi	X_{Si}^{core}	83.9305	$X_{Si}^{core} \cdot \frac{1}{n_c}$	$X_{Si}^{core} \cdot 83.9305$	$X_{Si}^{core} \cdot 83.9305 \cdot \frac{1}{m_c}$
FeC	0.01204	56.6195	$0.01204 \cdot \frac{1}{n_c}$	0.01204 · 56.6195	$0.01204 \cdot 56.6195 \cdot \frac{1}{m_c}$
合計	n_c	-	1.0000	m_c	100

3 内部構造モデル

それぞれの層で温度を一定とし、一定の比率で鉱物や合金が存在するとして、状態方程式、静水圧平衡、質量保存の3式から求める。計算では全質量を現在の水星の全質量に一致させる。現在の水星の半径 R (Petty et al., 2015) と総質量 M_{total} (Mohr et al., 2016) の正確な推定は、

$$R = 2439 \pm 0.02 \text{ km} \quad (3.1)$$

$$M_{total} = 3.301110 \times 10^{23} \text{ kg} \quad (3.2)$$

で、水星のバルク密度 ρ_{mean} [kg/m³] は

$$\frac{4\pi}{3} R^3 \rho_{mean} = M_{total} \quad (3.3)$$

より

$$\rho_{mean} = 5429.30 \pm 0.28 \text{ kg/m}^3 \quad (3.4)$$

と算出される。

3.1 状態方程式

状態方程式 (EOS) は圧力、体積、(物質質量) の関係を表したものである。 ρ_0 は常温常圧の時の密度、 K_0 は体積膨張率、 K'_0 はその圧力微分としたとき Birch-Murnaghan EOS

$$P = \frac{3K_0}{2} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{7}{3}} - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{5}{3}} \right] \times \left[1 + \frac{3}{4}(K'_0 - 4) \left\{ \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right\} \right] \quad (3.5)$$

が成立する。ただし、各層は等温であると仮定した。圧力を与えて ρ を求めるには次の方程式を数値的に解く。

$$0 = a_1 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^3 + a_2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{7}{3}} + a_3 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{5}{3}} - \frac{2P}{3K_0} \quad (3.6)$$

$$a_1 = \frac{3}{4}(K'_0 - 4) \quad (3.7)$$

$$a_2 = 1 - \frac{3}{2}(K'_0 - 4) \quad (3.8)$$

$$a_3 = 1 - \frac{3}{4}(K'_0 - 4) \quad (3.9)$$

例として表 4, 5 の時の各圧力に対する鉱物、合金の密度と各層での平均密度を図 3 に示した。

また混合物の密度の計算方法はその要素を $i = A, B, \dots, X$ と置くと、

$$\rho_{mix} = \frac{\sum_i m_i}{\sum_i \frac{m_i}{\rho_i}} \quad (3.10)$$

で表わされる。ただし、 i には鉱物名もしくは合金名が入る。

3.2 静水圧平衡

マンツルの密度を推定する前に、静水圧平衡を仮定して、圧力と深さの関係を推定する。 r を惑星中心からの距離(動径)とすると静水圧平衡の式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\frac{dP}{dr} &= -\rho(r)g(r) \\ &= -\rho(r)\frac{GM(r)}{r^2}\end{aligned}\quad (3.11)$$

ここで g は重力加速度、 $M(r)$ は動径 r よりも内側の質量を表す。ここでは自転による遠心力は無視し、球対称構造を仮定する。両辺積分すると

$$\int_r^R \frac{dP(r)}{dr} dr = \int_r^R -\rho(r)\frac{GM(r)}{r^2} dr \quad (3.12)$$

ここで R は惑星表面半径であり、 $r = R$ では $P = 0$ とする。左辺は

$$\begin{aligned}\int_r^R dP &= P(R) - P(r) \\ &= -P(r)\end{aligned}\quad (3.13)$$

となる。密度が圧力に依存するため、初めから自己調和的な内部構造モデルを作り出すことはできない。そこで、初期状態として平均密度を仮定し、そこから逐次近似計算を行って密度分布と圧力分布を収束させる。よってまず、全球で密度一定とした場合を考えると、 $g = 4\pi G\rho r/3$ となるので

$$P(r) = \frac{2}{3}\pi\bar{\rho}^2 G(R^2 - r^2) \quad (3.14)$$

となる。ただし $\bar{\rho}$ はバルク密度である。密度が r に依存する場合、密度の影響は惑星の自己重力 $M(r)$ にも及び、以下のようになる。

$$\begin{aligned}P(r) &= \int_r^R \rho g(r) dr \\ &= \int_r^R \rho(r)\frac{G}{r^2} \cdot \left\{ \int_0^r 4\pi r^2 \rho(r) dr \right\} dr\end{aligned}\quad (3.15)$$

式 (3.15) と式 (3.5) から以下の逐次近似計算を考える。

3.3 逐次近似計算

惑星内部を多数の同心球殻層に分け、内側から順にそれぞれ dM_1, dM_2, \dots, dM_m の質量を持つとする。また各層の密度を $\rho_i (i = 1, \dots, n)$ で表す。このとき、 i 番目の球殻層の外半径 r_i と厚さ r_i はそれぞれ

$$r_i = \left(\frac{3}{4\pi} \sum_{j=1}^i \frac{dM_j}{\rho_j} \right)^{1/3} \quad (3.16)$$

$$dr_i = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \left[\left(\sum_{j=1}^i \frac{dM_j}{\rho_j}\right)^{1/3} - \left(\sum_{j=1}^{i-1} \frac{dM_j}{\rho_j}\right)^{1/3} \right] \quad (3.17)$$

で与えられる。

圧力と密度の整合的な分布を得るには、

- 1) まず仮置き密度を与え、(3.15) 式の積分を上式の質量増分と動径増分を用いて数値的に行い、圧力分布の近似値を求める。
- 2) 求めた圧力分布から、各層の密度を状態方程式を用いて再計算する。
- 3) 各層の厚さを再計算し、これを新たな動径増分として (3.15) 式を用い圧力分布を再計算する。
- 4) 2)~3) を収束するまで繰り返す。

表 6 には、密度計算に必要となる各鉱物の常温常圧下での密度 ρ_0 、体積弾性率 K_0 、その圧力微係数 K'_0 、熱膨張係数 α_0 をまとめ、表 7 には合金の同様の係数をまとめた。

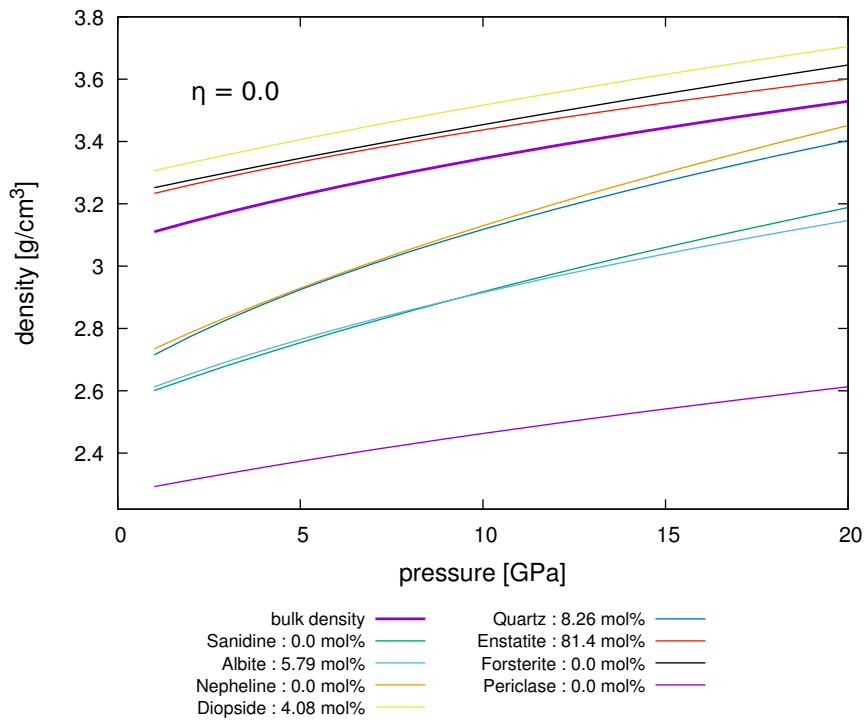
表 4 表 2(a) の値でノルム計算した際のマントル部分を構成する鉱物

鉱物名	端成分組成	分子量	鉱物の分子比	質量分率 [wt%]
Sanidine	0.5 (K ₂ O · Al ₂ O ₃ · 6SiO ₂)	278.3315	0.04616	7.8776
Albite	0.5 (Na ₂ O · Al ₂ O ₃ · 6SiO ₂)	262.2230	0.06293	13.0042
Nepheline	0.5 (Na ₂ O · Al ₂ O ₃ · 2SiO ₂)	146.08	0	0
Diopside	CaO · MgO · 2SiO ₂	156.4657	0.04591	3.4158
Quartz	SiO ₂	60.0843	0	0
Enstatite	MgO · SiO ₂	100.3883	0.7055	55.8172
Forsterite	2MgO · SiO ₂	140.6931	0.1395	15.4665
合計	-	-	1	100

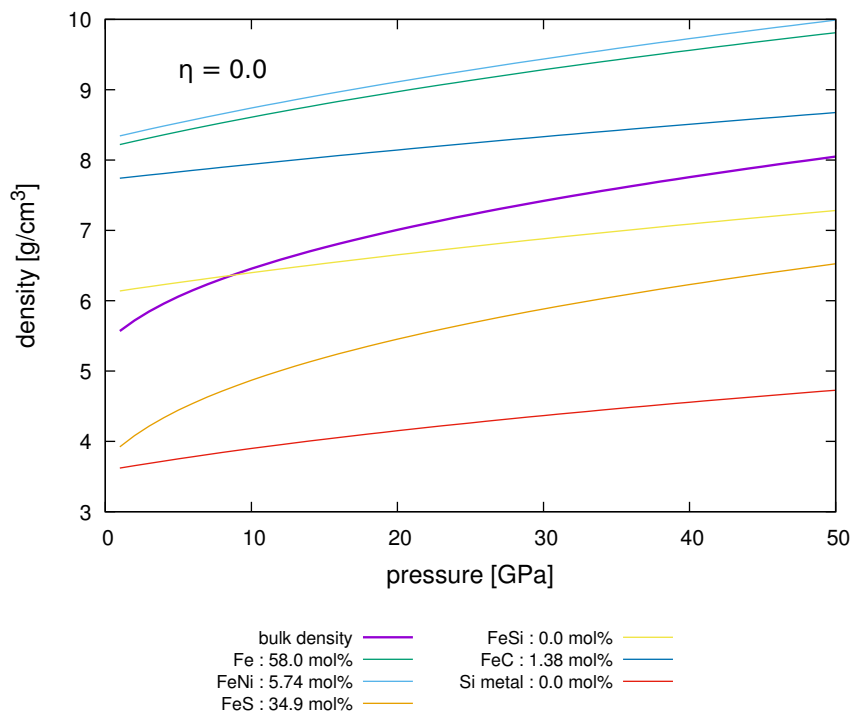
表 5 表 2(b) の値で核分を構成する合金

合金	分子量	合金の分子比	質量分率 [wt%]
Fe	55.845	0.5798	45.8813
FeNi	114.5384	0.05742	9.3194
FeSi	83.9305	0.0	0.0
FeS	87.9100	0.03490	43.4694
FeC	67.8557	0.01383	1.3298
Si-metal	28.0855	0.0	0.0
合計	-	1	100

図3 表4, 5 時の圧力毎の鉱物、合金密度と各層での平均密度



(a) 各圧力における鉱物の密度



(b) 各圧力に対する Fe と軽元素合金の密度

表6 各鉱物の状態方程式パラメータ

端成分	ρ_0 [g/cm ³] ^{*5}	K_0 [GPa] ^{*6}	K'_0 ^{*6}	α_0 [10 ⁻⁵ K ⁻¹] ^{*6}
Sanidine	2.558	58.30	4.02	1.65
Albite	2.567	54.10	5.91	2.36
Nepheline	2.679	46.50	4.16	4.63
Diopside	3.279	119.20	5.19	2.73
Quartz	2.648	37.1	6.2	2.43
Enstatite	3.204	105.90	8.65	2.27
Forsterite	3.227	128.50	3.84(4.0として計算)	2.85
Periclase	3.65	159.0	4.90	7.43
Na ₂ O	2.27	(100.0)	(5.0)	(4.0)

*5 : Smyth and McCormick,1995, *6 : Holland and Powell, 2010

Na₂Oについては微量しか存在しないため、計算を円滑に進めるために適当な値を振って計算を行った。

表7 Feと合金の状態方程式パラメータ

端成分	ρ_0 [g/cm ³]	K_0 [GPa]	K'_0	α_0 [10 ⁻⁵ K ⁻¹]
Fe(fcc) ^{*10}	8.1704	165.3	5.5	6.4
FeS(liq, 1900K) ^{*11}	3.725	16.5	6.21	12.9
FeSi(33 wt.%) ^{*12}	6.1085	196.0±0.3	4.21± 0.01	9.2
Fe _{0.91} Ni _{0.09} (9.42 wt.%) ^{*13}	8.294	146.8	6.39	1.0
FeC(bct) ^{*14}	7.17886	332	4.32	3.0
Si-metal ^{*15}	3.584	99.1	4.3	3.0

*10 : Komabayashi and Fei, 2010, *11 : Morard et al., 2018, *12 : Fischer et al., 2014, *13 : Morrison et al., 2018, *14 : Chihi et al., 2013, *15 : Lam et al., 1987

4 計算結果

結果はまず、 $\eta = 0.0$ 、 $X_S^{\text{core}} = 0.3038$ の時の内部の密度と圧力の分布、そして、 $X_S^{\text{core}} = 0.3038$ を一定としたときの η 毎の鉱物、合金組み合わせを示す。次に X_S^{core} を減らしていった時の η 毎の密度、圧力分布と、それぞれの場合のバルク密度と水星半径を示す。

4.1 バルク密度推定 (1)

表 2 の質量分率に従った時、 $\eta = 0.0$ 、 $X_S^{\text{core}} = 0.3038$ の時、惑星内部では図 4 のような密度構造をとる。先行研究のモデル (Hauck et al., 2018) と比較すると、核のサイズが小さいことが分かる。バルク密度については R を水星の半径とすると表 2 と式 (3.1) から

$$\begin{aligned} \rho_{\text{bulk}} &= \frac{M_{\text{mantle}} + M_{\text{core}}}{4\pi R^3/3} \\ &= \frac{101.5907 \cdot 3}{4\pi R^3} \end{aligned} \tag{4.1}$$

と求まる。表 8 に観測結果と比較して示した。バルク密度が観測値に達していないことが分かる。

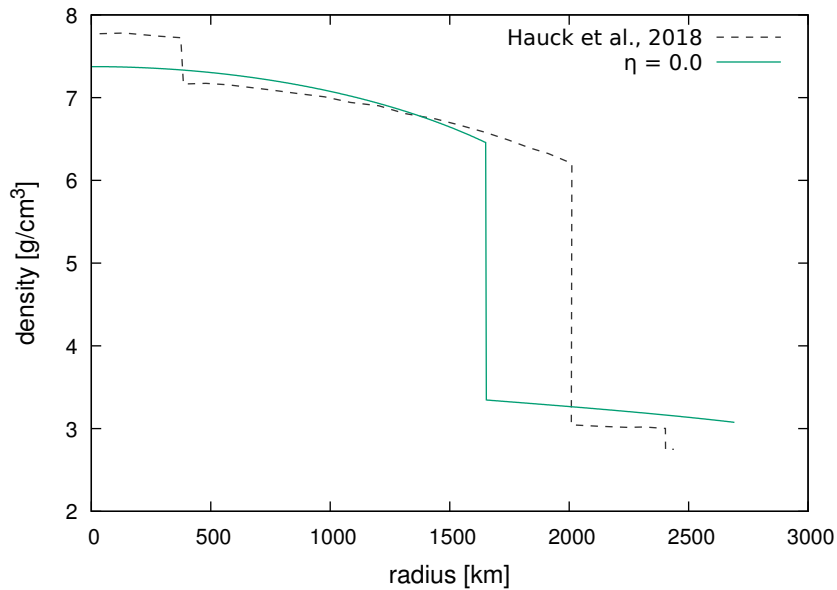


図 4 2 層構造を考えた半径-密度構造 (ケイ素の核への分配無し)

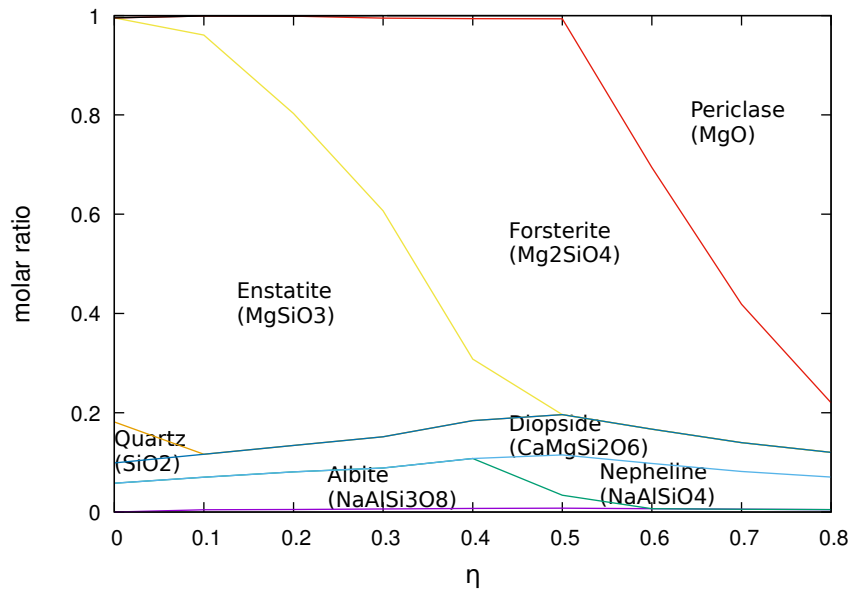
表 8 バルク密度推定

	バルク密度 [g/cm ³]	マントル密度 [g/cm ³]	核密度 [g/cm ³]
FeSi 無し、2 層モデル	4.048	3.203	6.870
Hauck et al., 2018	5.429	3.182	7.245

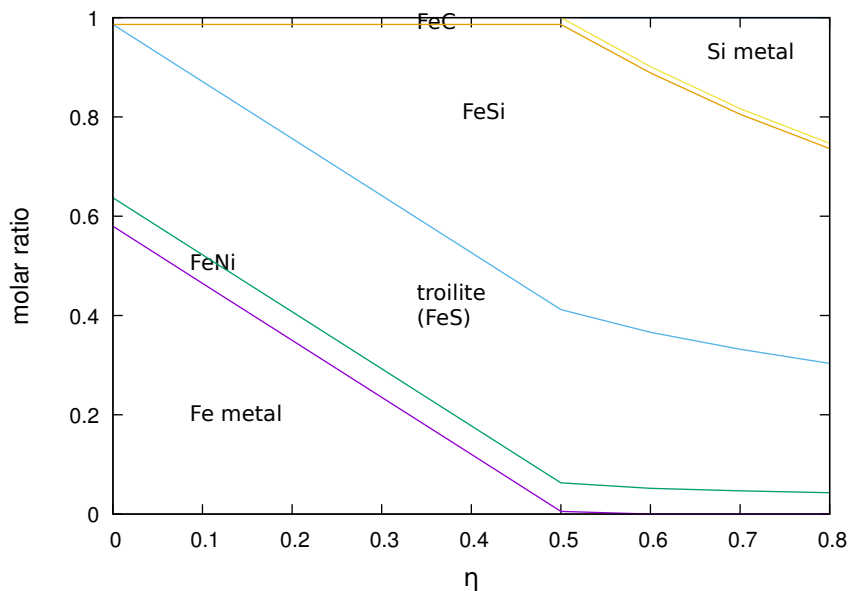
4.2 鉱物と合金の比率

$X_S^{core} = 0.3038$ において η を変えた時、マントル、核での鉱物、合金がどういった組み合わせであるかを図5に示した。Si を核に入れた分 Mg ケイ酸塩について、Enstatite, Forsterite, Periclase と変化していく。縦軸は鉱物や合金の個数比であることに注意。

図5 各還元度毎の鉱物合金組成



(a) 鉱物

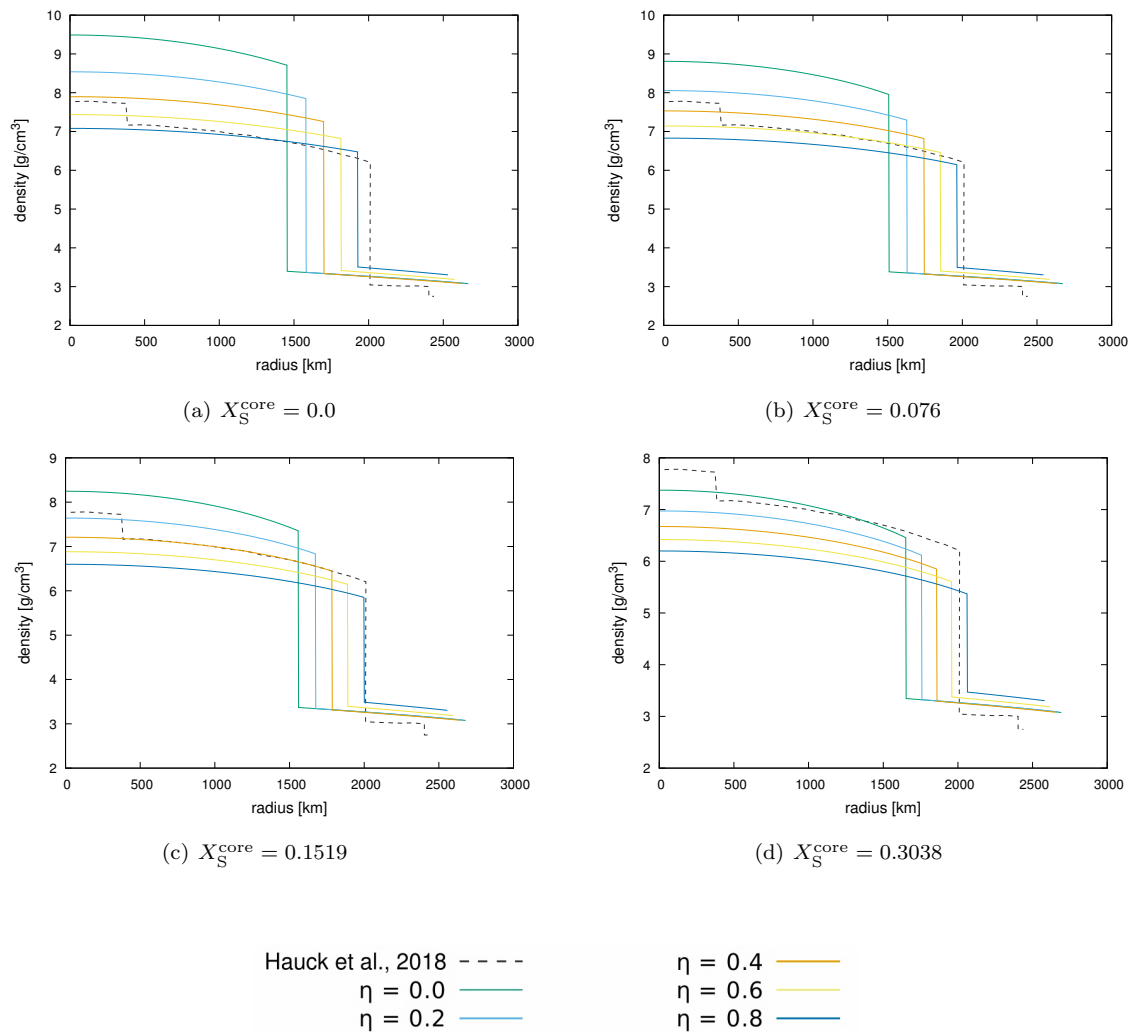


(b) 合金 ($X_S^{core} = 0.3038$)

4.3 内部構造

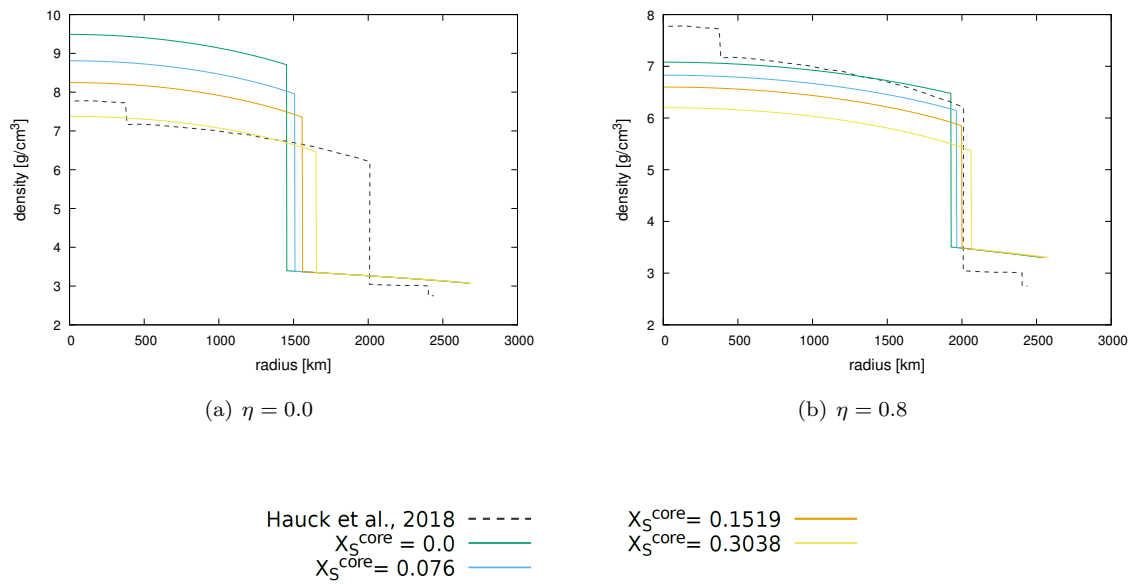
$X_S^{core} = 0.0, 0.076, 0.1519, 0.3038$ の各パターンにおいて $\eta = 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ のそれぞれで、どのような内部構造になるかを図 6 に示した。なお鉱物に関して、硫化物を作る仮定をしていないため、核から S を抜いたら惑星外へ捨てるようにして減らしていった。

図 6 各還元度毎の半径-密度分布



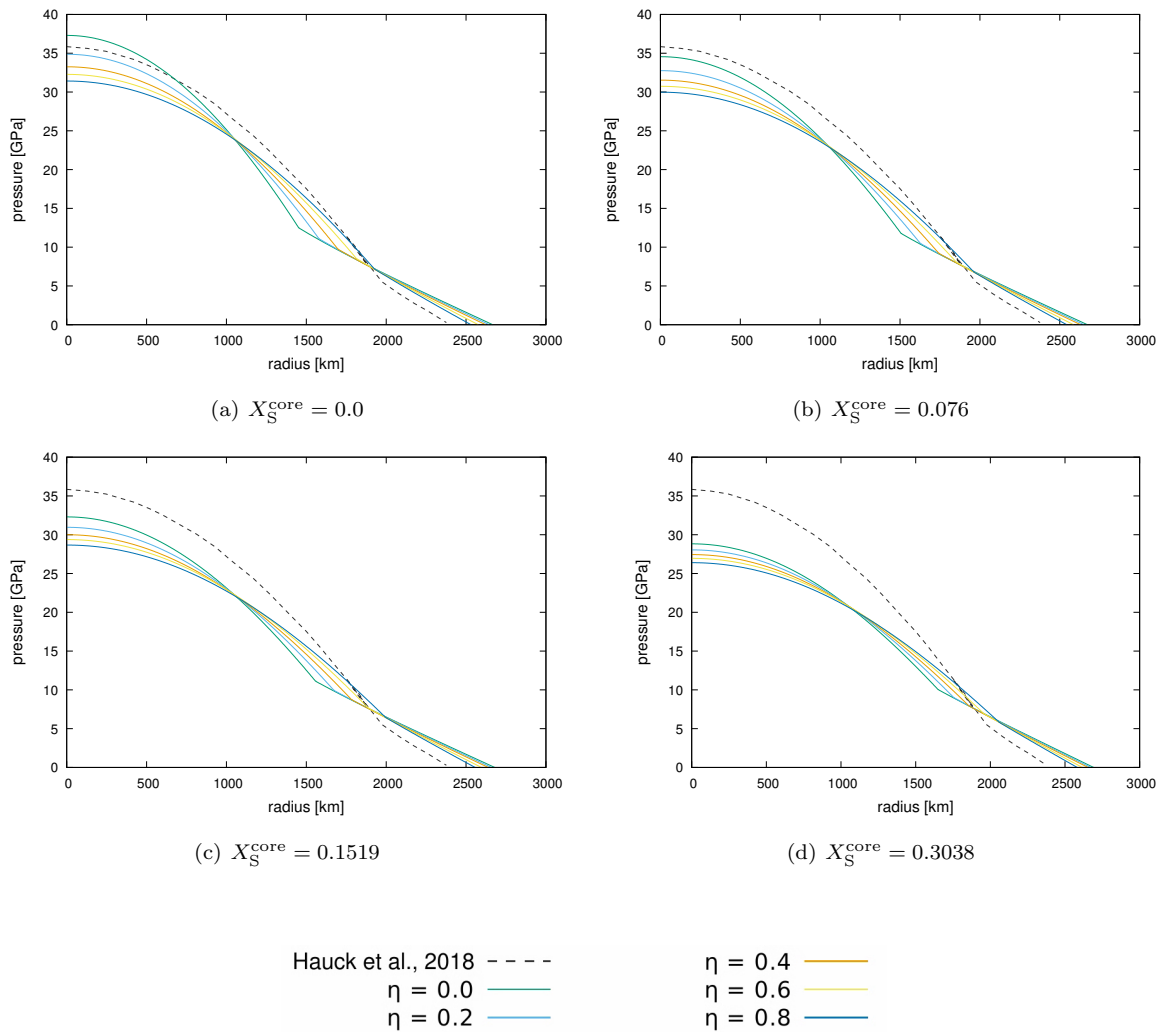
これらの図から X_S^{core} の値にかかわらず、 η の上昇に伴って核が大きくなるが、水星半径が小さくなる。結果的には平均密度は上昇していく傾向がみられた。また、 η の値に関わらず X_S^{core} 上昇に伴って、核が小さくなり、密度が減少していく。

図7 各 X_S^{core} 毎の半径-圧力分布



次に $\eta=0.0, 0.8$ のそれぞれで $X_S^{core}=0.0, 0.076, 0.1519, 0.3038$ と変化させたときの半径-圧力分布を図7に示した。 $\eta = 0.0$ では X_S^{core} による変化が大きい一方で、 $\eta = 0.8$ では Si をほとんど核へ分配していて、 X_S^{core} が変わることによる変化は少ない。この傾向は $X_S^{core} = 0.3038$ で一定の場合でも見られたが、 $\eta = 0.8$ で一定にした場合の方が、一方のパラメータを変化させた場合の半径サイズの変化する量が小さい。

図8 各還元度毎の半径-圧力分布

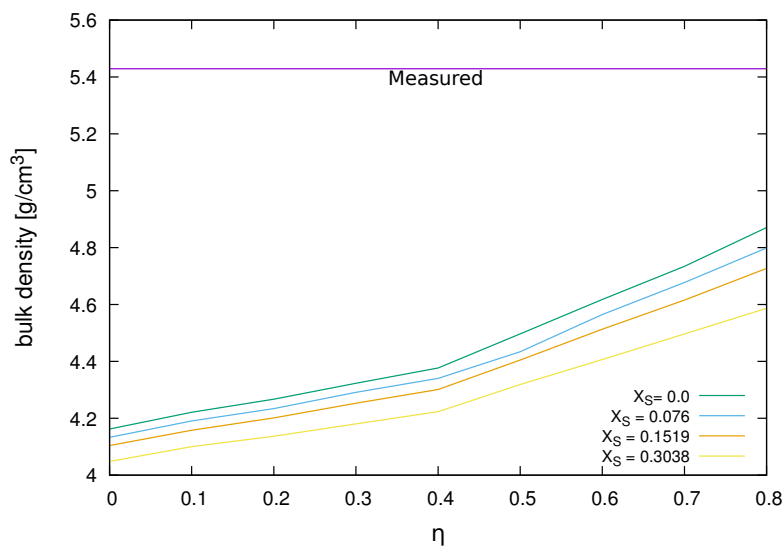


最後に $X_S^{core} = 0.0, 0.076, 0.1519, 0.3038$ の各パターンにおいて $\eta = 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ のそれぞれでの半径-圧力分布を図8に示した。圧力に関しては η, X_S^{core} が高いほど中心圧が減った。今回は内核、外核に分離しなかったが、温度勾配と内核が存在するとした場合にこの圧力分布を利用してその境界を調べることができるはずだ。例えば、 η, X_S^{core} が高いほど中心圧が減るということは、それらの濃度の上昇により内核の成長は抑制される。

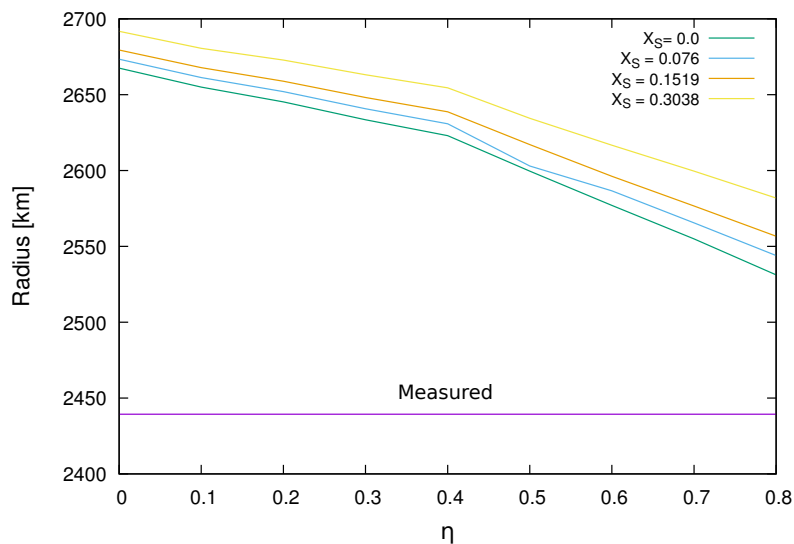
4.4 バルク密度推定 (2)

ケイ素の分配も含めてバルク密度と半径を図9に示す。 $\eta = 0.5$ においてはネフェリン ($\rho_0 = 2.679$) はアルバイト ($\rho_0=2.567$) よりも密度が高いため斜長石グループがアルバイトからネフェリンに変わったことで、上昇率が変わったと推察される。簡単な計算をすると、すべて $\eta = 0.5$ の時、斜長石グループがすべてアルバイトの場合とすべてネフェリンの場合の差は 0.074 であり、これがバルク密度に及ぼす影響はおよそ $4.049 \text{ [g/cm}^3\text{]}$ と $4.118 \text{ [g/cm}^3\text{]}$ であると求まった。これはこの傾きを説明するには十分な密度差であるといえる。

図9 各還元度に対するバルク密度と水星半径の分布



(a) バルク密度



(b) 水星半径

5 考察

今回材料物質から酸素を減らしていき、バルク密度を上げていったが、酸素を抜くだけでは説明はできなかった。このことは鉄が足りていないことを強く示唆している。水星の高いバルク密度が鉄によるものとしたら、EH コンドライトだけでは Fe を十分に供給できないため、Fe/Si 比を上げる何らかの過程が必要とされる。考えられているイベントとしてはジャイアントインパクトの中でも大きな原始惑星に小さな小天体が衝突し効率よくマントルを剥いでいくヒットアンドランイベント (Stewart and Leinhardt, 2012)、微細粒子の熱伝導率の差から選択的に Fe を水星軌道に残す光泳動効果 (Loesche et al., 2016)、微惑星形成時に選択的に鉄を取り込んで成長していく選択成長 (岡田, 2005) などが考えられるが、どれも確証がなく、はっきりとした形成シナリオを考えることは難しい。

今回の計算をする意義としては、分配モデルで決める核とマントルの質量分率が、現在観測されている水星の核とマントルの質量分率 (0.74:0.26) に達していなかったとしても、惑星の圧縮の効果を含め、計算しなおしたらバルク密度に関しては説明ができるのではないだろうか、というところにある。この考え方は物質によって体積弾性率が異なるという前提に基づいている。なぜなら現在の水星と同じような物質が核にあるようなモデルを考えていたら、質量分率が初めから違えば説明できるはずがないからだ。実際、FeSi の体積弾性率 (Fischer et al., 2014) は 196 GPa で Fe は 165 GPa (Komabayashi and Fei, 2010) であり、体積弾性率が異なっている。圧縮の差は確かに生じると考えられるが、体積弾性率は圧縮による変形のしにくさを示す指標であるため、Si が核に増えるとより水星は潰れにくくなり、逆にバルク密度は上がりづらくなると予測できる。

一方で、酸素を減らし、Si を核に入れていくというアイデア自体は効率的に核/マントル質量比を増やしていくことができるため、整合的に水星の形成を説明できる可能性を捨てきれない。とはいえ、今回の温度構造の単一化をし、FeS は液体の物性値を利用したので、これらを正確に修正するとバルク密度は下がり、より実現可能性は減るだろう。FeS を極力減らして、FeSi の液体層を考えてみたらまたいろいろ変わっていくかもしれない。今回利用したデータが FeSi の常温常圧密度が $6.1 \text{ [g/cm}^3\text{]}$ くらいで FeC (7.8 くらい) よりもだいぶ低いような印象を受けたので、もう少し参照するデータを変えてみてもいいかもしれない。またこれに関しては Fe-Si-S-C 合金などの詳細な実験も行われているため、そのようなデータを外挿することが望ましい。いずれにせよ、扱うデータに幅を持たせて、計算がどのように変わるかを確かめてみることで結果が大きく変わるかもしれない。

また、今回 S と Si に関しては人為的に値を変動させたが、これらの Fe メルトへの可溶性は決まっており、様々な研究が為されている。Chabot et al. (2009) によれば、Fe-S-Si 合金における S の金属相の質量分率は、変数を $\text{wt}\%S_{\text{metal}}$ は S の金属への分配量、 $\text{wt}\%Si_{\text{metal}}$ Si の金属への分配量、 $\text{wt}\%S_{\text{silicate}}$ S のケイ酸塩への分配量とすると、

$$\log[\text{wt}\%S_{\text{metal}}] = 1.35 - 0.15[\text{wt}\%Si_{\text{metal}}] + \log[\text{wt}\%S_{\text{silicate}}] \quad (5.1)$$

で決めることができるという実験結果になっている。この 3 成分のみを考えた場合、大量の Si の核への分配は S との兼ね合いで決定される。しかし、還元的な環境を生み出すそもそも

の要因として、高い C/O 比を考えているため、水星の形成時には C を多く取り込み、核に分配されることが予想される。混合物が増えることによって Si の溶解度は減るため、実際には Si, S, C を考えた系で考える必要があり、バルク密度の予測はより複雑になると考えられる。Fischer et al. (2014) では Fe-FeSi 合金に関する詳細な実験を行っていて Si と合金を構成する Fe の量に応じた体積膨張率を求めている (表 9)。また表の値から圧力と密度の関

表 9 Fe-FeSi 合金の体積膨張率とその圧力微分 (0 K) (Fischer et al., 2014)

端成分	V_0 [cm ³ /molAtoms]	K_0 [GPa]	K'_0
Fe(0 wt.%)	6.454	244.5±0.6	4.54±0.01
Fe ₁₁ Si(4 wt.%)	6.478	245.8±0.4	4.45± 0.01
Fe ₅ Si(9 wt.%)	6.583	227.1±0.6	4.43± 0.01
Fe ₃ Si(14 wt.%)	6.661	217.0±0.5	4.39± 0.01
FeSi(33 wt.%)	6.870	196.0±0.3	4.21± 0.01

係をグラフにすると図のようになる。

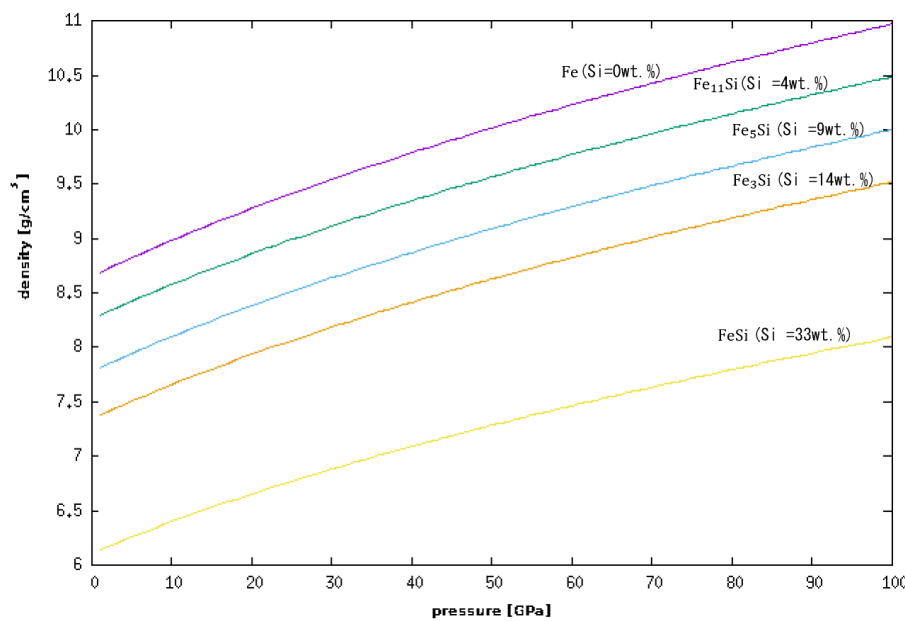


図 10 各圧力に対する Fe-FeSi 合金の密度 [Fischer et al., 2014]

今回のモデルでは Fe-FeSi 合金の系は二つの端成分のみで構成されていると仮定した。さらに FeSi として作られる合金は、FeS, FeNi, FeC といった他の合金を先に作った後に作られると仮定し、FeSi として合金を作る Fe の存在比は、全 Fe の存在比から FeS, FeNi, FeC 合金をそれぞれ作った後に残る Fe と合金を作るものとした。これは人為的な操作であり、結果的に FeS(liq) を多く含むモデルとなるため、検討が必要である。

内部構造モデルに関しては温度をマントル核で一定としたが、マントルの 300 K と核の 2000 K には大きく隔たりがあり、簡単のためとはいえ温度に対して簡略化したモデルとなってしまった。

今回の研究では極端な状況も考えても、水星の高密度を説明するに至らなかった。水星の

形成を考えるうえではやはり、材料物質に関する新しいアイデアが必要になるかもしれない。今後は材料物質の形成の凝縮計算とマグマオーシャンでの熱力学的分配などを同時に考慮した分配を考えるのも面白いかもしれない。

6 まとめ

水星の形成過程として、還元的な材料物質を由来とする場合を考え、酸素を抜き、Si を核に分配させるというシナリオに従わせた時、バルク密度と水星半径はどのようになるのか調べた。方法としては分配モデルと内部構造モデルに従わせ、逐次近似計算を行うことで、自己整合的な惑星構造を計算することで求めた。結果、この核への Si や S の分配に依らず極端な例を考えた場合でも、そのような還元的な材料物質から現在の水星のバルク密度と水星半径を説明することはできなかった。その原因は Fe/Si 比が低かったからであると考えられる。しかしながら、Si を核に分配することで観測値に近づくような傾向が現れたことは、Si の核への分配の可能性は捨てきれない。材料物質を吟味することで質量損失を経験せず水星が形成されたかもしれない可能性がある。

7 謝辞

本論文の作成にあたり、多くの方の助言をいただきました。指導教官の倉本圭教授には、本論文のアイデアを頂いた他に、どんな時でも一度手を止め私の拙い質問に分かりやすく丁寧に答えていただきました。同じく指導教官の鎌田俊一准教授には毎週のゼミでは根気強く教えていただき、本論文に限らず、中間発表やゼミ発表の準備に本当に多くの助言をいただきました。お二方には厚く御礼申し上げます。また、石渡正樹教授にはセミナーで多くの助言を頂きました。松岡亮様には epmaketitle やコンピュータ関連で多くの助言を頂きました。宇宙惑星グループの方々には、多くの励ましの言葉をいただきました。また、祖父や祖母、家族の皆からは頻繁に連絡をいただき、元気づけられました。ここに深く感謝の意を申し上げます。ありがとうございました。

8 付録

8.1 2層モデルの基礎

惑星理論の構築において内部構造の予測は主要な課題であり、密度構造を知ることはその惑星の内部を知るための第一歩であるといえる。科学者はいろんな手法を用いて密度構造を求めようとしてきた。そのうち、慣性モーメントから密度構造を求める方法について、Hauck et al. (2018) に沿ってその一部を載せる。慣性モーメントから分かる情報は核密度と核半径である。具体的には以下の手順で行われる。

核の密度と半径を求めるためには、内部が2層に分かれて、異なる運動をしているという仮定をする必要がある。水星では双極子磁場が観測されていて、それを生み出すとされるダイナモ作用が起こるためには内部が液体である必要がある。以上より、外核とマントルは別の運動をしているとみなし、内部を2層に分割する。その上で、それぞれの層の慣性モーメントを求めることで内部構造を予測する。

ただし慣性モーメントは内部が層状になっていても単純な線形結合で表わすことができ、

$$C = C_{m+cr} + C_c \quad (8.1)$$

となるため、片方が分かればもう片方もわかる。 C_c は核の慣性モーメントである。

必要になる観測値 \tilde{C} とマントルと地殻を合わせた岩石部分の慣性モーメント C_{m+cr} で、Margot et al. (2012) と Stark et al. (2015a) より、

$$\tilde{C} = \frac{C}{MR^2} = 0.346 \pm 0.009 \quad (8.2)$$

$$\frac{C_{m+cr}}{C} = 0.425 \pm 0.016 \quad (8.3)$$

と予測されているが、この値は天体運動の様々な影響を考慮し、少々複雑な手順によって求める。基本的には観測から得られる球面調和関数、と自転傾斜角などを含めた関数 (Peale, 1976, 1988) を利用して平面軸モーメント (A, B)、極モーメント (C) を介し C_{m+cr} を求める。Peale (1976, 1988) ではカッシーニ状態の天体に対しては

$$K_1(\theta) \left(\frac{C - A}{C} \right) + K_2(\theta) \left(\frac{B - A}{C} \right) = K_3(\theta) \quad (8.4)$$

が成立するとした。ただし、 $K_1(\theta)$, $K_2(\theta)$, $K_3(\theta)$ は軌道傾斜角などの軌道要素についての関数である。カッシーニ状態とは、1. 自転軸、2. 軌道面に垂直な軸の二つが3. ラプラス面 (重力トルクの影響下にある3軸の回転軸についての一般化された式から導かれる基準面) と同じ側を向いている状態である (Colombo, 1966)。また、二次の定数の球面調和関数、惑星質量 M 、惑星半径 R と各モーメントの間には

$$C_{20} = -\frac{(C - (A + B)/2)}{MR^2} \quad (8.5)$$

$$C_{22} = \frac{(B - A)}{4MR^2} \quad (8.6)$$

が成立する。ただし、 C_{20}, C_{22} はそれぞれ

$$C_{20} = (-5.0323 \pm 0.0022) \times 10^{-5} \quad (8.7)$$

$$C_{22} = (0.8039 \pm 0.0006) \times 10^{-5} \quad (8.8)$$

と求まる (Mazarico et al., 2014)。これらの値は MESSENGER の 3 年間に集めた 2275 周分のフライバイデータを用いて求めた数値である。式 (8.4), (8.5), (8.6) から

$$\frac{C}{MR^2} = (-C_{20} + 2C_{22}) \frac{K_1(\theta)}{K_3(\theta)} + 4C_{22} \frac{K_2(\theta)}{K_3(\theta)} \quad (8.9)$$

と一つにまとめることができる。式 (6.14) は軌道傾斜角、球面調和関数、カッシーニ状態 1 の極慣性モーメントの間に成り立つ関係である。また、水星の 88 日周期のひょうどう運動については

$$\phi_0 = \frac{3B - A}{2C} \left(1 - 11e^2 + \frac{959}{48}e^4 \dots \right) \quad (8.10)$$

が成立する (Peale, 1972, 1988)。ただし e は離心率を表す。

今 $\frac{C_{m+cr}}{C}$ を考えた時、

$$\frac{C_{m+cr}}{C} = \left(\frac{C_{m+cr}}{B - A} \right) \left(\frac{B - A}{MR^2} \right) \left(\frac{MR^2}{C} \right) \quad (8.11)$$

と変形できる。ひょうどう運動がマントルによる寄与だけだと仮定した場合、式 (6.15) では $C = C_{m+cr}$ であるため、式 (6.14) の右辺第 1 項に代入できる。また第 2 項、第 3 項もそれぞれ式 (6.10), (6.14) から値を代入できるため、 $\frac{C_{m+cr}}{C}$ を求めることができる。

一方で、一般的な球体において、慣性極モーメント \tilde{C} 、慣性モーメント C 平均密度 ρ は

$$\rho = \frac{3}{a^3} \int_0^a \rho(r) r^2 dr, \quad (8.12)$$

$$C = \frac{8\pi}{3} \int_0^a \rho(r) r^4 dr, \quad (8.13)$$

$$\tilde{C} = \frac{C}{Ma^2} = \frac{2}{\rho a^5} \int_0^a \rho(r) r^4 dr. \quad (8.14)$$

で表せる。ただし、球体半径を a 、中心からの半径を r 、 r における密度を $\rho(r)$ とした。慣性モーメントは

$$\begin{aligned} C &= \int_0^a \int_0^\pi \int_0^{2\pi} r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\phi \cdot \rho \\ &= \int_0^a r^2 dr \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi (r \sin\theta)^2 \rho(r) \\ &= \int_0^a r^2 \rho(r) \int_{-1}^1 2\pi r^2 (1 - t^2) dt \\ &= \frac{8\pi}{3} \int_0^a \rho(r) r^4 dr, \end{aligned} \quad (8.15)$$

より導出される。惑星探査ではバルク密度は半径と質量の観測から簡単に求まり、本文中式 () と予測されている。水星内部が2層に分かれていると仮定した場合、マンツルの平均密度を ρ_m 、核の平均密度を ρ_c (ただし $\rho_m < \rho_c$) とすると、式 (5)~(7) より

$$\rho_{mean} = \rho_c \alpha^3 + \rho_m (1 - \alpha^3) \quad (8.16)$$

$$\tilde{C} = \frac{2}{5} \left\{ \frac{\rho_c}{\rho_{mean}} \alpha^5 + \frac{\rho_m}{\rho_{mean}} (1 - \alpha^5) \right\} \quad (8.17)$$

$$\frac{C_{m+cr}}{C} = \frac{\rho_m (1 - \alpha^5)}{\rho_c \alpha^5 + \rho_m (1 - \alpha^5)} \quad (8.18)$$

と表せる。ただし

$$\alpha = \frac{r}{R}$$

(r は核の半径) である。

式 (10) ~ (12) は以下の式にまとめられる。

$$2.7201\alpha^7 - 2.3529\alpha^5 - 1.7201\alpha^2 + 1.3529 = 0, \quad 0 < \alpha < 1 \quad (8.19)$$

$\alpha = \frac{r}{R}$ であるから、 r , ρ_c , ρ_m を求めると、

$$r = 2002.1751 \text{ km} \quad (8.20)$$

$$\rho_c = 7245 \text{ kg/m}^3 \quad (8.21)$$

$$\rho_m = 3182 \text{ kg/m}^3 \quad (8.22)$$

となる。

8.2 高圧下での状態方程式

高圧下での状態を表す式としては、おおよその水星内部の復元モデルで Birch-Murnaghan EOS という状態方程式が使用される。テンソル場において、2点 P, Q 間の距離の二乗差の変位勾配の定数を変形の尺度として「歪」と定義し、その歪が大きく、変位勾配の2次の項が無視できない場合、すなわち有限歪となる場合に利用される。その式は

$$P(r) = 3f(1 + 2f)^{\frac{5}{2}} f \left\{ 1 + \frac{3}{2} K_0 (K'_0 - 4) f \right\} \quad (8.23)$$

$$f = \frac{1}{2} (y^{\frac{2}{3}} - 1) \quad (8.24)$$

$$y = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (8.25)$$

で表される。ここで、 f は静水圧による等方的な変位による歪を表す。一つの式にすれば、

$$P(r) = \frac{3K_0}{2} \left[\left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^{\frac{7}{3}} - \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^{\frac{5}{3}} \right] \times \left[1 + \frac{3}{4} (K'_0 - 4) \left\{ \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right\} \right] \quad (8.26)$$

で表せる。ただし ρ_0 は $r = 0$ の時の密度、 K_0 は体積膨張率、 K'_0 はその圧力微分を表す。体積膨張率は弾性体の圧縮による変形のしづらさを表す定数で、構造的に空隙率の高い鉱物の

ほうが膨張率は低い。一方で、その圧力微分は変形のしづらさが圧力の上昇に応じてどう変化するかを表しており、弾性体が密になって変形しづらくなっていくため、惑星の内部に向かうほど、密度の変化は少なくなっていく。

この式を弾性体が蓄える歪エネルギーから導出してみる。なお、この導出方法は鳥海ほか, 1996; 地球惑星物質科学; 2章を参考にした。

まず、有限歪とは無限小歪の時には無視できた密度変化が無視できなくなる時の歪を表すと前述したが、実際にどのくらいの大きさなのかというと、まず、等方有限歪 (静水圧によって等方的な圧縮が為されている場合の歪) において、ある微小塊における変位は

$$u_i = x_i - a_i = \alpha a_i \quad (8.27)$$

とかける。ただし α は定数で圧縮の時負の値となる。これを歪の定義式に入れると

$$e_{ij} = \frac{1}{2}(1 - (1 + \alpha)^{-2})\delta_{ij} \quad (8.28)$$

となる。歪自体は定数部分を表すから、圧縮で正になるように補正した

$$f = -e_{ij} = -\frac{1}{2}(1 - (1 + \alpha)^{-2})\delta_{ij} \quad (8.29)$$

が実際の有限等方歪の値である。変形によって $dV_0 = da_1 da_2 da_3$ から $dV = dx_1 dx_2 dx_3$ に圧縮された (密度が ρ_0 から ρ になる) とすると、式 8.27 を変形して

$$da_i = \frac{dx_i}{1 - \alpha} \quad (8.30)$$

となるから、圧縮前と後の比は以下

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\rho_0} &= \frac{dV_0}{dV} \\ &= (1 + \alpha)^{-3} \\ &= (1 - 2e)^{\frac{3}{2}} \\ &= (1 + 2f)^{\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad (8.31)$$

となる。

さて、これを踏まえて状態方程式を導いてみる。状態方程式の定義から考えると、その方程式は体積 V 、圧力 P 、温度 T の間の関係が歪に関して成り立っている、つまり $f(V, P, T) = 0$ となるような関係式を指している。ゆえにその三つを媒介変数とするような熱力学の関係をまず考える。内部エネルギーもしくはヘルムホルツの自由エネルギーは温度 T とエントロピー S によって一意に決まる量で、

$$P = - \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T \quad (8.32)$$

で表わされ、それぞれ下付きの添え字はその値を一定のまま偏微分することを示す。 S 一定ならば断熱、 T 一定ならば等温を意味するため、 U には断熱的に蓄えられる歪エネルギー、

F には等温的に蓄えられる歪エネルギーを代入すればよい。歪エネルギーの変化 δW は、応力 σ_{ij} のもとで変位が δu であるときには、

$$\begin{aligned}\delta W &= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij} \frac{\partial \delta u_i}{\partial x_j} \\ &= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \frac{1}{2} \sigma_{ij} \left(\frac{\partial \delta u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \delta u_j}{\partial x_i} \right) \\ &= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij} \delta e_{ij}\end{aligned}\tag{8.33}$$

で表わされる (e.g. 竹内ほか, 1969)。これは歪エネルギーは応力に歪を掛けた値の線形結合として表すことができることを示す。応力自体も歪の線形結合で表すことができるが、それは一般化されたフックの法則と呼ぶ。もし、変形が断熱的ならば

$$\begin{aligned}dU &= \delta W + \delta Q \\ &= \delta W + TdS\end{aligned}\tag{8.34}$$

で表わされるから、 $dS = 0$ より、 $dU = dW$ 、つまり歪エネルギー変化は内部エネルギー変化として扱える。同様に等温では歪エネルギー変化はヘルムホルツの自由エネルギー変化となる。エネルギー W をテイラー展開して式に入れてみる。テイラー展開したときには

$$W = af^2 + bf^3 + \dots\tag{8.35}$$

で表わすことができる。もし 0 次の項から始まっていたとすると、 W を V で微分した際、定数が生じることになる。つまり

$$\frac{\partial W}{\partial V} = \frac{\partial U}{\partial V} = \frac{\partial F}{\partial V} = a + bf + cf^2$$

となる。これは $f = 0$ の時、

$$p = a > 0$$

となる条件を表しており、状態方程式として役に立たないものになってしまう。そうなることを避けるために、歪エネルギー W は 2 次の項以上を含む必要がある。

以上から W を式 (8.32) に代入して体積 V 、圧力 P 、温度 T に関する式を導く。式 8.31 での dV を V に変えたあと、 f が V の関数であることに注意しながら V を f で微分することで以下

$$\begin{aligned}V &= \frac{V_0}{(1+2f)^{\frac{3}{2}}} \\ \frac{dV}{df} &= -\frac{3}{2} \cdot 2(1+2f)^{-\frac{5}{2}} V_0 \\ \frac{df}{dV} &= -\frac{1}{3V_0} (1+2f)^{\frac{5}{2}}\end{aligned}\tag{8.36}$$

を得る。この等式と先ほどの歪エネルギーと (8.31) 式を合わせて式 (8.32) に代入すると、

$$P = \frac{\partial W}{\partial f} \frac{df}{dV} \quad (8.37)$$

$$= \frac{1}{3V_0} (1 + 2f)^{\frac{5}{2}} (2af + 3bf^2 + \dots) \quad (8.38)$$

ただし、 $\frac{df}{dV}$ が有限歪の圧縮比を表していることに注意する。ところで本文でも出てきた体積弾性率はそもそも

$$K = -V \frac{\partial P}{\partial V} \quad (8.39)$$

で表わされる量である。式 (8.38) から体積弾性率を導いておくと、

$$\begin{aligned} K &= -V \frac{\partial P}{\partial V} \\ &= -V \frac{\partial f}{\partial V} \frac{\partial P}{\partial f} \\ &= -V \frac{\partial^2 W}{\partial f \partial V} \frac{df}{dV} \\ &= \frac{2}{9V_0} (1 + 2f)^{\frac{5}{2}} a + (7a + 3b)f + \dots \end{aligned} \quad (8.40)$$

である。 $f = 0 (P = 0)$ のときの K を K_0 とすると

$$a = \frac{9}{2} K_0 V_0 \quad (8.41)$$

$$\frac{b}{a} = K_0 - 4 \quad (8.42)$$

となることが分かる。結局

$$P(r) = 3f(1 + 2f)^{\frac{5}{2}} \left\{ 1 + \frac{3}{2} K_0 (K_0' - 4) f \right\} \quad (8.43)$$

$$= \frac{3K_0}{2} \left[\left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^{\frac{7}{3}} - \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^{\frac{5}{3}} \right] \times \left[1 + \frac{3}{4} (K_0' - 4) \left\{ \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right\} \right] \quad (8.44)$$

として導出される。

9 参考文献

- Berthet et al., 2009 Melting of the Indarch meteorite (EH4 chondrite) at 1GPa and variable oxygen fugacity; *Geochimica et Cosmochimica Acta* 73 6402–6420.
- Chabot et al., 2014 Experimental constraints on Mercury's core composition; *Earth and Planetary Science Letters* 390 (2014) 199–208.
- Ebel and Stewart, 2018 The Elusive Origin of Mercury; *Mercury: The View after MESSENGER*; Chapter 18; 497–515.
- Chihi et al., 2013 FeC alloy; Structural, elastic, and thermodynamic properties under pressure of the FeC in the martensitic phase; an ab-initio study; *High Pressure Research*, Vol. 33, No. 3, 572–583.
- Fei et al., 2000 Structure type and bulk modulus of Fe3S, a new iron–sulfur compound; *American Mineralogist*, Volume 85, pages 1830–1833.

- Fischer et al., 2014 Equations of state in the Fe-FeSi system at high pressures and temperatures; -J. Geophys. Res. Solid Earth, 119, 2810–2827,
- Goettel, 1988 Present bounds on the bulk composition of Mercury : Implications for planetary formation processes; MERCURY; 613-621.
- Hauck et al., 2018 Mercury's Internal Structure; The Elusive Origin of Mercury; Mercury: The View after MESSENGER; Chapter 4; 85-113.
- Holland and Powell, 2010 An improved and extended internally consistent thermodynamic dataset for phases of petrological interest, involving a new equation of state for solids; J. metamorphic Geol., 29, 333–383
- Kavnar et al., 2001 Phase stability and density of FeS at high pressures and temperatures- implications for the interior structure of Mars; Earth and Planetary Science Letters 185 (2001) 25-33.
- Komabayashi and Fei, 2010 Fe(fcc); Internally consistent thermodynamic database for iron to the Earth's core conditions; JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 115, B03202.
- Lam et al., 1987 Si-metal; Analytic relation between bulk moduli and lattice constants; The American Physical Society, PHYSICAL REVIEW B VOLUME 35, NUMBER 17.
- Lodders et al., 2003 SOLAR SYSTEM ABUNDANCES AND CONDENSATION TEMPERATURES OF THE ELEMENTS; The Astrophysical Journal, 591:1220–1247.
- Loesche et al., 2016 The Motion of Chondrules and Other Particles in a Protoplanetary Disk with Temperature Fluctuations; Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 463(4).
- Morard et al., 2018 Liquid properties in the Fe-FeS system under moderate pressure; Tool box to model small planetary cores; American Mineralogist
- Morrison et al., 2018 Equations of State and Anisotropy of Fe-Ni-Si Alloys; Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 123.
- Namur et al., 2016b Sulfur solubility in reduced mafic silicate melts- Implications for the speciation and distribution of sulfur on Mercury; Earth and Planetary Science Letters 448, 102–114.
- Nittler et al., 2011 The Major-Element Composition of Mercury's Surface from MESSENGER X-ray Spectrometry; SCIENCE VOL 333 30 SEPTEMBER, 1847-1850.
- Nittler et al., 2018 The Chemical Composition of Mercury; The Elusive Origin of Mercury; Mercury: The View after MESSENGER; Chapter 2; 30-51.
- Peale, 1976 Does Mercury have a molten core?; Nature, 262, 765-766
- Peale, 1988 The rotational dynamics of Mercury and the state of its core; MERCURY, 461-493.
- Smyth and McCormick, 1995 Mineral Physics & Crystallography; A Handbook of Physical Constant; AGU Reference Shelf 2
- Stewart and Leinhardt, 2012 Collisions between gravity-dominated bodies. II. The diversity of impact outcomes during the end stage of planet formation. Astrophys. J., 751, 32–49.
- Wasson and Kallemeyn, 1988 Compositions of Chondrites; Source: Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 325, No. 1587, The Solar System: Chemistry as a Key to Its Origin, pp. 535-544 Published by: Royal Society.
- Wood and Hashimoto, 1993 Mineral equilibrium in fractionated nebular systems; Geochimica et Cosmochimica Acta Vol. 57. pp. 2377-2388
- 鳥海ほか, 1996 地球惑星物質科学; 2章 地球と惑星を構成する鉱物の物性, p41-90.

第 II 部

Ebel and Stewart (2018) の和訳

捉えどころのない水星の起源

概要

メッセンジャー探査は水星の硫酸塩に対する高い金属量がどのような物理的過程を経て決められたのか、見出すことを目的としていた。代わりに、この探査は我々の最も内側の惑星についてのさまざまな異常性質を多数発見してきた。水星の地殻とマントルの FeO の欠如と、還元的な酸化状態は、太陽系での他のほぼすべての物質より、極めてその度合いが激しい。一方、中程度の揮発性元素の量は、他の地球型惑星と同程度の割合で存在している。水星形成の単一の過程でこれらの観測事実をすべて説明することはできない。この論文では、我々はこれら水星のユニークな特徴の原因として考えられている現行のさまざまなアイデアについてレビューする。原始太陽系星雲の最も内側に関する理解の隔たりは、異なる仮説の検証を制限している。それでも、提案されているすべてのモデルは完全ではないので、水星の残された秘密を解明するためにさらなる改善が必要である。

18.1 導入

メッセンジャー探査はいくつかの科学目標を掲げて進められた。主要な問いの一つは、”水星の高い金属/ケイ酸塩比はどんな惑星形成過異常程が原因であったのか”である。この金属/ケイ酸塩比は他の惑星に対する水星の主要な異常性であるが、異常性はこれだけではない。この章ではこの水星の化学的な異常を、現在理解されている原始太陽系円盤の過程とそこでの惑星形成という文脈で検討する。メッセンジャーから得た新しいデータを考慮して従来そして現在の水星起源の仮説を検討する。そして最終的には、急速に更新されている系外惑星のカタログの中に水星に似たものがどのくらいあるものなのか、議論する。異常な特性の多くまたは全てを確立した後の過程に焦点をあてた、惑星としての水星の進化については、19章で論ずる。

18.2 水星はどれほど異常なのか

地球型惑星のなかで最も小さい惑星である水星は火星の半分の質量しかない。また、水星は太陽に対して 3:2 の自転・公転共鳴に固定されている。このことは水星の衝突の環境に影響を及ぼした可能性がある (9章)。ここでは、水星に深い洞察をもたらすであろう、メッセンジャーが得たデータに焦点を当てていこう。メッセンジャー探査の驚くべき結果の一つは、高い金属/ケイ酸塩比が他の地球型惑星に比べ揮発性元素の枯渇と相関していないという点だ。また、この惑星のマントルは非常に還元的で、地球のマントルや太陽系の元素存在度の基準となっている炭素質コンドライト隕石より非常に還元的で、イオウが枯渇していない。メッセンジャーによるこれらの発見は、水星の巨大核での S と Si の存在を考慮した多くの実験研究を刺激してきた。我々は化学的な異常性という文脈でメッセンジャー探査が得た証拠をまとめることから始める。

18.2.1 密度

水星の0気圧または非圧縮密度は地球に比べて非常に高い、ということは長らく知られてきた。具体的には、Urey (1950) によれば、

$$\text{水星} : \text{地球} = 5000 : 4400(\text{kg}/\text{m}^3)$$

Mahoney (2014) によれば

$$\text{水星} : \text{地球} = 5400 : 4100(\text{kg}/\text{m}^3)$$

である。また、ほとんどの隕石の母天体の粒子密度 (空隙を除いた密度) より水星の密度のほうが高い (図 18.1)。これは水星の密度がケイ素やマグネシウムなどの親石元素より、重い親鉄性元素が豊富なことに由来しているからと推測される。惑星の分化において親鉄性元素は中心に沈み惑星の核を作る鉄に同行し、軽い親石性元素はマントルを形成する (Righter, 2003)。同様にして水星の分化を考えると、それはすなわち、異常な核/マントル質量比になるということだ。始原的隕石の金属/ケイ酸塩比または Fe/Si 比は、水星の密度の高さを導く過程の基準と考えられるだろう。

1988年、Chapman は水星の知識に関する要約で、水星の起源が「もっともよくわかっていないこと」とした。それは秩序だった化学分別の始原的動径勾配を反映しているか、始原的な特徴に破壊的に上書きをした混沌とした進化過程の結果かの、どちらかである (Wetherill, 1994)。実際はそれら二つの過程の相対的な役割は太陽系と、系外の惑星系のすべての惑星の起源に洞察を与える。CI コンドライト隕石はほとんどの不揮発性元素を太陽の光球での分光学によって測られた割合とほぼ同一の割合で含んでいる。この割合は太陽系の全体組成を代表すると考えられる (Lodders, 2003; Lodders et al., 2009; Sneden et al., 2009)。およそコンドライト比の岩石を形成する主要な元素は、金星、地球、火星を特徴づけている (Righter et al., 2006)。おおまかな計算をすると、もし水星がかつてコンドライト組成をもって分化した惑星であったなら、現在の密度を得るにはケイ酸塩質マントルの大部分の質量を失わなければならないことが示される。そのような過程による追加のケイ酸塩の球殻の厚さは 1480km になるだろう。水星質量の 74% が Si の無い金属核に存在する、現在の 2440km の水星半径を得るには、初期にコンドライト質の水星は火星 (半径 3389.5km) より半径が 530km 大きかっただろう。それはその後水星質量の 64% がマントルから取り除かれることになる。別の案としては、水星は主要元素がコンドライト的であったことは一度もなく、その異常な密度はまだ知られていない星雲の分別の過程を原因とすることが考えられる。

18.2.2 酸化鉄 (II) 無しのケイ酸塩

水星で二番目に主要な化学異常は、惑星が極端に還元的な状態であることだ。ここでは、我々は他の太陽系天体や物質の酸化/還元比または、酸化還元状態と水星とを比較する。地球上からの水星の分光反射率の天文学的な測定は、長らく水星表面の非常に低いケイ酸塩中の酸化鉄 (II) 含有率を示していた (Vilas, 1988; Sprague and Roush, 1998; Robinson

and Taylor, 2001; Warell and Blewett, 2004)。マイクロ波放射率測定 (Mitchell and Pater, 1994) によって宇宙風化による鉄ナノ粒子の広範囲の還元の可能性は否定された (Domingue et al., 2014)。メッセンジャー探査は水星表面や、また深いところから発掘された物質でも、どのような状態の Fe も非常に枯渇しているということが確認された。一般的な地殻の鉱物である橄欖石、輝石、長石はスペクトルに特徴をもたらすには不十分な量の Fe(2+) しか含まない。それらのスペクトルは Fe が金属もしくは硫化物として還元的な状態で存在することを示唆する (Klima et al., 2013; Izenberg et al., 2014; 8 章)。地球上、または地球外のほとんどの岩石で、カルシウムは酸化物を形成する。しかしメッセンジャーの X 線分光測定 (XRS) でのカルシウムとイオウの正の相関は水星表面での CaS (オルダマイト) の存在を示唆している (Weider et al., 2012)。

酸素フガシティーとして知られている、酸素の化学利用性は通常、標準的な平衡反応バッファの f_{O_2} に相対的な対数尺度で表わされる。例として図 18.2 中 IW で示されている金属鉄とウスタイト (FeO) 間の平衡が挙げられる。閉鎖的な化学機構では、 f_{O_2} が減少すると、Si はより多く液体または固体の Fe に富んだ金属へ溶けることができるし、また、S もより多くケイ酸塩メルトへ溶けることができる。主に、金属-ケイ酸塩分配の実験やメッセンジャー XRS による表面のイオウと鉄の量の測定 (Nitter et al., 2011) に基づくさまざまな条件から、McCubbin et al. (2012) は水星内部の酸素フガシティーは低く見積もって IW-6.3 と、高く見積もって IW-2.6 の間、つまり IW の $10^{-2.6}$ 倍から $10^{-6.3}$ 倍の間であると断定した。この範囲の上限値は極めて大きな余裕をとったものである。(cf., Zolotov et al., 2013)。メッセンジャーが得た成果はまた、同じような結果を導く実験を刺激した。Namur et al. (2016) は水星溶岩の代表的なマグマ組成への S や金属の可溶性を定式化し、マントル-核平衡を

$$f_{O_2} = IW - 5.4 \pm 0.4$$

(IW の $10^{-5.0}$ から $10^{-5.8}$; 図 8.2) と見積もった。一方で地球は集積の間これほどは還元的ではなかった (e.g., Frost et al., 2008)。また現代の中央海嶺玄武岩は、上部マントルの f_{O_2} 値が IW の 10^2 倍である IW+2 を記録しており、これは石英 (SiO_2) -橄欖石 ($(Mg,Fe)_2SiO_4$) -磁鉄鉱 (Fe_3O_4) (QFM) バッファに近い (Cottrell and Kelly, 2011; 図 8.2)。金星の溶岩のマントル源は地球の上部マントルと似た f_{O_2} 値を有すると推定されている (Wadhwa, 2008)。

分かっているまたは推定される広い範囲の太陽系物質の f_{O_2} 値は図 18.2 にまとめられている。水星はもっとも還元的な惑星で、おそらく、すべてのエンスタタイトエイコンドライトとエンスタタイトコンドライト (オーブライト)、いくつかのコンドライト中の富 Ca_{Al} 含有物 (CAI) の小さいものを除いて、測定済みのすべての初期太陽系物質よりも還元的である (図 18.2; Beckett, 1986)。最近の地質化学の熱力学モデルでは、地球や火星が成長していくと、酸化状態が次第に上昇することを示唆している (Righter et al., 2008; Wood et al., 2009; Rubie et al., 2015; Badro et al., 2015; Righter et al., 2016)。地球の下部マントルや火星やベスタ (ダイオジェナイト隕石で代表されている) はすべて鉄-酸化鉄バッファの曲線に近いマントル f_{O_2} を記録している (図 18.2) (Ghosal et al., 1998; Wadhwa, 2001; Frost et al., 2008; Szymanski et al., 2010; Tuff et al., 2013)。ケイ酸塩の FeO 含有量や

金属の Si 含有量は、それら (ケイ酸塩、金属) を構成していた際の f_{O_2} のプロキシ (フガシティーの別の指標) になりうる。パラサイト隕石中のケイ酸塩は 10~20mol % $FeSiO_4$ の範囲の $(Mg, Fe)_2SiO_4$ (11-19 wt% FeO) (Righter et al., 1990) と、金属中の非常に少ない Si とともに、地球の下部マントルに似た f_{O_2} 値を記録している (図 18.2)。

測定された鉱物組成の熱力学的解析から推定される固有 f_{O_2} 値が、いくつかのコンドライト種に対し計算されてきた。普通コンドライトを測定した時の固有 f_{O_2} 値は低くて IW-1 の範囲に渡る母天体においてほとんど平衡化していない (LL3, H4)。しかし平衡状態のエンスタタイトコンドライトの Hvittis (EL6) は IW-3 まで達している。(図 18.2; Brett and Sato, 1984)。還元的で、富金属な CH、CB コンドライトは基本的にかんらん石中に FeO を 5wt% 以下含んでおり (Weisberg et al., 2001)、CH コンドライトは金属粒子含んでいるが、そのごく一部の Si の濃度は 8wt% に達する (Weisberg et al., 1988)。エンスタタイトエイコンドライト (オーブライト) は還元の度合いがエンスタタイトコンドライトに似ている。例えば、Mount Egerton はカマサイト金属中に 2.1wt% Si を含む (Wasson and Wai, 1970)。富金属コンドライトの新たなサブグループが近年記載されたが、それは 22 vol% の金属とほぼ FeO を含まないケイ酸塩からなる (Weisberg et al., 2015)。平衡化のエンスタタイトコンドライトは Si を含む金属 (~3.2 wt% in EH4-5, ~1.6 wt% in EL6) を遍く含み、かんらん石がなく、エンスタタイト中に 0.9 wt% 未満の FeO しか含んでいない。平衡状態の EH コンドライト金属中の高い Si 含有量はこれらが EL6 コンドライトよりも化学的により還元的であることを示唆している。太陽系のすべての岩石天体のうち、いくつかのエンスタタイトコンドライトと水星だけが、IW -6.2 の緩衝曲線に沿って固体が濃縮する太陽組成の蒸気のような低い f_{O_2} に近い (Ebel and Grossman, 2000)。

Vigarano のような炭素質 (CV) コンドライトは一度溶けた (火成作用を受けた) CAI を含んでおり、それは Ti^{3+} を含んだ Al, Ti リッチなカルシウム輝石 (fassaite) である (Simon et al., 2007)。Beckett (1986) による実験はそのような CAI 似のメルト中の輝石の安定性について制約し、 $1470K < T < 1540K$ の範囲で $\log_{10} f_{O_2} \sim IW - 8$ を得た (図 18.2)。これらの輝石中に Ti^{3+} が顕著なことは、元となったメルト中の高還元下結晶化条件を示唆し、これらの CAI はまた、すべての太陽系物質中で最も古い放射計測年代を記録している (Russell et al., 2006)。これらの CAI は高還元的な環境である太陽の近くで形成され、その後ダイナミックに外側へ輸送され、より酸化的なコンドライト的物質とともに降着したと考えられている (e.g., Krot et al., 2009; Brownlee, 2014)。これらの珍しい富輝石の火成 CAI にとって、受け入れ先となる CV コンドライトは、より若く、特別還元的ではなく、そのような低い f_{O_2} を記録するのはこれらの隕石中の CAI だけである。これらの CAI は初期の星雲の局所的に極めて還元的であったことを示す悩ましい証拠を提供している。

まとめると、未分化の初期太陽系物質の貯蔵庫には、原始太陽系星雲中の固体が集積し、形成した際の著しく還元的な条件を記録したものが存在する。有用な証拠からこれらの物質は、徐々に進む、秩序立った過程によって形成されたことを示唆する。しかし物質資料の超大多数は水星よりももっとより酸化的な環境での集積形成と分化を記録している。

18.2.3 元素存在度

水星形成の主要な制限は組成情報と (Lewis, 1988; Boynton et al., 2007; Chapter 2)、内部構造の推定 (Chapter 4) からくる。メッセンジャーの探査の前までは、水星の全体組成の最も精度の良い推定は惑星形成の理論に大きく基づかれており、揮発性が初期太陽からの動径距離で変化するというものだった (Morgan and Anders, 1980; Lodders and Fegley, 1998)。メッセンジャーはその不文律を変えてしまった。メッセンジャーミッションは水星の還元的マントルについてより縛りの強い条件を確立した一方で、水星はいくつかの重要な点で異常ではないことも示された。揮発性に乏しい親石元素 (Si, Ca, Al, Mg) は地殻中ではおおむねコンドライト的な割合で存在する (Weider et al., 2015; Chapter 2)。ほかの地球型惑星の全体組成のモデルを確立するのになされたように、地殻の値を惑星の全体組成へ外挿する必要がある。

図 18.1 と図 18.3 の元素比率は、平均的なマントル源組成から導いたものである。これは northern smooth plains (NSP) とクレーター間平原および重爆撃クレーター地形 (IcP-HCT) を形成したマグマの源領域に対して、推定されたものであり、これらは第 2 章 (表 2.2) でも与えられている。

2つの場合がプロットされている。場合 A は第 2 章と一致しており、7wt% の S と 2wt% の C を平均的 NSP と IcP-HCT を合わせた“質量の収支”組成 (表 2.2) をもつ 340km 厚のマントル殻に加える (Section 2.6; Namur et al., 2016)。これは 80km 厚の FeS の下部マントル殻と 5wt%Ni, 1.5wt%S, 0.5wt%C, 8wt%Si を含み残りが鉄からなる、半径 2020km の核を持つ。場合 B は、厚さ 0.01km の FeS 殻以外を A と同じマントルと置き換え、核中の 3wt%S とわずか 4wt%Si を核に隔離する。場合 B では、元素の Si/Mg, S/Mg 比率が EH コンドライトの構成に近づき、また Fe/Mg も減少する。

この計算では不確実性を含むかもしれない、それは (1) FeS 殻の存在、(2) 水星の内部熱構造、(3) マントル源のカンラン石/輝石比率であり、これには 2 章でのレルゾライトの最低の範囲付近を仮定した。この計算ではもう一つの組成的な異常を明らかにしている。それは高い Si/Mg 比でありこれは核にわずか 4wt% の Si を加えた場合にも生じる。しかしながら、核中の軽元素に関する現在の推定は、核とマントルが、熱力学的平衡状態にあるという仮定の下での、一段階の核形成モデルに基づいている。より完璧な核形成モデルを、水星の全体的に高い Si/Mg 比率への応用を念頭に置きながら、再検討するべきである。

地球と最も始原的な隕石、そしておそらく金星、火星にはあてはまらないかもしれないが、それらはすべてコンドライト的基準組成 (CI 組成) と比較して、硫黄と揮発性元素が少ない。水星の平均表面 S/Si 質量比 (0.092 ± 0.015 , Evans et al., 2012) は、地球全体の推定比率と同じかそれより高い。地球全体の揮発性元素の枯渇 (図 18.4 中破線) はマントル由来の岩石中の親石性元素存在度からわかる。地球全体、つまり惑星全体の S/Mg の元素比は、コンドライト的な物質 (“1”, 図 18.4) の ~7% と推論され、大半の S は核中にあり、それゆえ S のプロットは破線の相当下側にある。対照的に、実験的、熱力学的な制限 (Namur et al., 2016) は水星全体の S/Mg 質量比 (図 18.3) が太陽光球、最も始原的コンドライト (CI) と EH コンドライトとほぼ同一であることを示唆する。水星地殻中の K/Th, K/U の比は地

球や火星のものよりもわずかに高い (Peplowski et al., 2011, 2012; Figure 2.3)。非常に難揮発性元素 ($T_{50\%} > 1600K$) の Th, U と、中程度揮発性元素 ($T_{50\%} \sim 1000K$) の K の比は天体間での中低度揮発性元素の存在量の違いを反映している。これらの元素はすべて惑星表面へ上昇してきた部分溶融メルトとの分離で残された結晶中にほとんど入ることがないので、火成岩中のそれらの比はマントル溶融過程の結果生じた火山岩に保存される。一方で、一定量の U や Th は核へ取り込まれるとしたら、これは高還元状態で可能なのだが、水星全体の K の保有量はコンドライト的なマントルの (K), U, Th 比の仮定の下で表面で観測した K/U や K/Th に基づいた推定値よりも低いかもしい (Malavergne et al., 2010; McCubbin et al., 2012)。さらに地殻の Cl/K 比はコンドライト的な比に近く (Evans et al., 2015; Chapter 2)、これは地殻の Na/Si 比と同様である (Evans et al., 2012; Peplowski et al., 2014)。全体として Cl や Na はコンドライト的な比に近い比率で存在すると思われる。難揮発性元素の Mg と比較して、水星の中程度揮発性元素 K, Na, Cl は EH エンスタタイトコンドライトで測定されているものに最も近いと推定される。

まとめると、他の地球型惑星と比較して、水星は Fe と S、そしてもしかしたら Si が異常に豊富に存在する (図 18.3)。表面全体の Na そしておそらく Cl の存在度もまたコンドライトよりも豊富だが、一方で K は地球ほどではないが欠乏している (図 18.3)。水星の起源のモデルは Mg-ケイ酸塩と比較して、金属 Si に富む Fe 金属を上昇させなければならない。さらに Mg と比較してコンドライト的な値に揮発性元素の S と Na が保持しなければならない。一方で K, Ca, Al 比率は他の地球型惑星と似た値に保持する必要がある。これらの観測事実から理にかなった推測をすると、コンドライトと比較して中程度揮発性元素の欠乏を導いた形成過程は、少量の大きな金属の割合の起源とは切り離されていた、というものである。

18.2.4 表面反射率

大気のない天体の表面反射率は化学組成とレゴリスの成熟度に依存する。水星は月よりも低い全球反射率を有すが、4 倍の速度で、より早く成熟が進んでいる (Robinson et al., 2008; Braden and Robinson, 2013; Chapter 8)。成熟していない表面の比較によって、反射率の違いは主に表面の組成の違いによっているかもしれない、ということが分かる。月で暗い色を作り出すものは Fe と Ti を含む相を含むが、水星の表面ではこれら両方の元素が欠乏している。水星での低反射率物質 (LRM) は全球平均が最高で 30 % 反射率が低いが、LRM は Fe や Ti のどちらにも富んでおらず、Fe の濃度は反射率と相関関係がない (Weider et al., 2012, 2014; Murchie et al., 2015)。LRM は地殻の中部から下部にかけて掘り返えされた物質を代表するかもしれない (Ernst et al., 2010) ので、黒い色の原因物質は水星のケイ酸塩部分の主要な成分を示しているかもしれない。

ガンマ線分光計 (GRS) の測定は水星表面の 0~4.1 wt% の炭素の存在と調和的である (Peplowski et al., 2015, 2016; Chapter 2)。メッセンジャーの中性子分光計 (NS) によって計測される熱的中性子の測定計数率は LRM と相関関係があり、周囲の高反射率物質よりも、LRM の C 存在度が 1-3wt% 高いことと調和的である (Peplowski et al., 2016)。水星マントルと類似した物質の実験は、水星マグマオーシャンで浮力を持つ主要鉱物はグラファイトのみであるかもしれない、ということを示している (Vander Kaaden and McCubbin,

2015)。Peplowski et al. (2016) は、一般的には火成起源の上部地殻、とりわけ LRM はグラファイトに富む浮上した地殻物質の残渣サンプルであり、これらは衝突や火成作用によって混合、修飾され、後に大きなクレーターによって掘り返されるか、火山のマグマへ同化を起こした、と推定している (Chapter 6)。水星の低い反射率が高濃度の単体の炭素によるとすることは、表面物質の高い S/Si 比と調和的である。グラファイトはエンスタタイトコンドライトで一般的な鉱物である一方で、それらの隕石は CI コンドライトに含まれている C のわずか 10% しか含まない。

18.2.5 まとめ

Si を含む異常に大きな Fe の核、酸化状態、揮発性物質の高存在度、そして水星の反射率はすべて説明が必要だが、それらはまた水星の形成の理解の手がかりとなる。核への Si の分配は観測された酸化状態から導かれるが、もしかしたらそれは惑星の S の分配も支配しているかもしれない。隕石の記録の中には、水星同様に鉄に富むか、同じくらい還元的な物質がまれに存在しているが、その特性を同時には有していない。EH エンスタタイトコンドライトは還元的で、Mg, Al, Ca と比較して Si を多く含み、同様に揮発性物質に富む。EH コンドライトは Cl や K を高い存在度で含むが、メッセンジャーからの水星についてのデータの推察は、下限を示してしているかもしれない、今後の分配実験の研究課題となっている (McCubbin et al., 2012)。もし惑星がメッセンジャーの測定で示唆されているように十分な炭素を含んで形成されたとしたら、水星表面の低い反射率は水星の還元的な化学的性質と密接に関係しているかもしれない (Peplowski et al., 2016)。

18.3 円盤中の惑星形成

18.3.1 理論の検証

18 世紀の原始太陽系星雲のコンセプト (Kant, 1755) は現代の宇宙物理学的な円盤理論へと進化してきたが、その理論は惑星形成を三つの段階に分けて扱う。: (1) 鉱物の微粒子が原始太陽系星雲の中間面に集まり、時差を起こして複数の km サイズの微惑星を形成する。(2) もっとも大きい微惑星が成長していくが、それは最も大きな天体への暴走かつ優先的な集積によって円環領域中で成長し、(寡占的成長)、月から火星ほどの質量の原始惑星を形成する。(3) 最終の地球型惑星は重力相互作用によって引き起こされる原始惑星間の高エネルギーで確率的な衝突によって形成される (Safronov, 1972; Morbidelli et al., 2012)。1 段階目はあまり解明されていなく、短期間 ($\sim 10^5$ 年) であったと考えられている。二段階目 ($\sim 10^6$ 年) では、数百万年で散逸するガスの中で特徴的な軌道間隔で原始惑星が形成される。そして 3 段階目 ($\sim 10^8$ 年) ではそれぞれの地球型惑星の最終的な半径、質量、組成が決定されるが、それは異なる軌道半径からの、微惑星と原始惑星間の激しい衝突を通じて行われる (Chambers, 2004, 2009a)。このような過程がどのように起こったか、詳細に理解するという課題は挑戦的なものである。

惑星形成に対する化学モデルの基礎は原始太陽系星雲中での凝縮物に対するコンドライト組成モデルである。コンドライト隕石種による揮発性成分の多様性は、原始太陽系星雲のガ

スと固体成分が平衡となる温度圧力条件の差を反映しており、これにさまざまな量の揮発性の氷のが上書きされていると考えられている (図 18.4; Davis, 2006)。これらの状況が、太陽からの距離、円盤内の高さによって、どのように時間の経過とともに変わったのかはわかっていない。しかし、その状況はおそらく最も古く、もっとも揮発性成分に富み、かつ核とマントルに分化しなかった天体からの隕石に記されている (Alexander et al., 2001)。これらの隕石は小惑星から来ており、高温起源の $100\text{-}1000\mu\text{m}$ のコンドリュールとかつては星雲内を自由に漂った固体であった CAI が集まってできている。母天体上でほとんど水や熱によって風化していないコンドライト中では、これらの物質はプレソーラー粒子、有機物、多孔質物質、その他の物質を含んだ細かい粒のマトリックスに囲まれている (Alexander et al., 2007)。コンドリュールやマトリックス物質からなる隕石の集合体の物理的起源は未だ分かっていない (e.g., Ebel et al., 2016)。異なる構成物間の金属とケイ酸塩の分離はミリメートルスケールで観察可能であり、コンドライトのグループによって金属含有量が大きく異なる一方で、一つのグループ (CH コンドライト) のみ金属/ケイ酸塩比率が水星のものと類似する (図 18.3)。水星の起源の理解は、一般的な地球型惑星の形成について確実性の欠如によって大きく妨げられている。とりわけダストから火星質量の天体への成長の物理はあまり制約されていない。結果として惑星の素となる物質の化学進化は確実には予測できず、時間と太陽からの距離の関数としてほとんど無理である。

過去数年間で新しい発想が惑星の秩序成長の伝統的なモデルに戦いを挑んできた。例えば微惑星体が原始惑星星雲中で急速に成長するいわゆる“ペブル集積モデル”である。このモデル中では、cm から 1m 以下サイズの“ペブル”の集積の効率が成長中の原始惑星の周りの大気のストークス抵抗によって大幅に高められる (Lambrechts and Johansen, 2012; Johansen et al., 2014)。ペブル集積による原始惑星の成長の計算は太陽系の外惑星 (e.g., Chambers, 2014; Levison et al., 2015a) と地球型惑星 (Levison et al., 2015b) に似ているシステムを導くことに成功した。しかし、モデルはただペブルが好ましいストークス数をもつことを要請しており、ペブルの物理的起源と化学的性質のどちらも制約されていない。それはガス抵抗による停止時間が、ペブルが原始惑星の重力圏 (ヒル半径) を横切るのにかかる時間と同じくらいである場合である。ほとんどのモデル中では、ペブルは隕石中で見られるガスと強く結びついていたであろうおおよそ 1mm 以下サイズのコンドリュールよりも大きい (Friedrich et al., 2015)。従ってペブルと隕石の関係は今のところ分からなく、このモデルでの隕石と成長中の原始惑星間の化学的な関係性は未だ調査されていない。

地球型惑星の集積の核心にま巨大惑星の運動がある。惑星形成初期からよりコンパクトな配置からの巨大惑星の外側への移動を描いたニースモデルは、現在太陽系の初期の歴史を描いたシナリオとして広く受け入れられている基礎である (e.g. Tsiganis et al., 2005; Levison et al., 2007; Morbidelli et al., 2007; Batygin and Brown, 2010)。グランドタックモデル (Walsh et al., 2011) で提案されているような、内側と外側移動する可能性は未だに精査中である。ペブルアクリションといった対抗するモデルは火星が低質量であることに別の回答を提供する (Levison et al., 2015b)。巨大惑星の移動は内惑星領域の天体軌道へ影響を及ぼし、物質の衝突エネルギーの分布と動径方向の混合を増やす。異なるエネルギーの衝突の可能性は地球型惑星の形成の際の全体の文脈に大きく依っている (e.g., Carter et al.,

2015)。例えば、巨大惑星の動きが内惑星の天体の軌道に影響を及ぼした際、より破壊的な衝突が起こりうる。比較すると、標準モデルの下では惑星形成の大半の間、衝突は一般には部分的な集積をもたらす。

今まで大半の惑星形成の物理モデルは化学モデルとあまり結びついてこなかった。しかし、近年の研究は惑星形成の後期での惑星の化学進化に制約を提供している。地球のコンドライト的なマントル中の $^{107}\text{Ag}/^{109}\text{Ag}$ 比 (Schönbächler et al., 2010)、揮発性-難揮発性の元素対の相関した存在度の多様性と関連して (Wänke, 1981)、古い長石中の若い U-Pb 年代 (Albarede, 2009) といった豊富な証拠は、揮発性元素は地球の形成後期、もしくは月の形成の後にもたらされたことはずであることを示唆する。他の近年の研究では、一方で、地球は水と他の揮発性元素を成長期の早くから得ていたに違いないと主張している (Halliday, 2013; Dauphas and Morbidelli, 2014)。全ての惑星に対する揮発性物質の集積のより深い理解無しでは、水星の非常に還元的な環境が、予測される最終形態の範囲に落ち着くのか、惑星の化学進化を変える変則的なイベントが求められるのかどうかを評価することは難しい。

もしかしたらすべての地球型惑星の形成で共通点は、初期ダストに富む星雲と原始惑星間のジャイアントインパクトの最終段階だけかもしれない。ジャイアントインパクトの期間、惑星は化学的に大きく修正されているかもしれなく (Wetherill, 1994; Asphaug, 2010; Stewart and Leinhardt, 2012; Asphaug and Reufer, 2014)、それはマントル物質を除去できるほどの高エネルギーの衝突を含んでいる。原始水星でのマントル剥離のイベントの可能性は地球型惑星形成の一般的な過程による特定のモデルを介してのみ調べられうる。しかし、軌道進化や地球型惑星形成に伴う合体の力学的な研究 (N 体シミュレーション) では、原始太陽系円盤の内側領域、今日の水星軌道のある場所はおおよそ除外されている。なぜなら短周期軌道でのすべての原始惑星間の直接重力計算は計算費用がかさみ、それらの並列化が難しいからだ。

メッセンジャーは新しく重要な化学観測を提供した現在、水星は地球型惑星形成の異なるモデルへの強い制約や検証の材料として、将来の研究で役に立つだろう。

18.3.2 観測

原始惑星系円盤は若い星の周りでガスとダストの構成物の回転によって支えられた構造である。(Williams and Cieza, 2011; Armitage, 2011)。円盤は多くの T タウリ型星の恒星の周りで見つかっている。T タウリ星とは活発的に降着が進んでいる核融合開始前の若い太陽のような低質量の ($< 3M_{sun}$, M_{sun} は太陽質量) 前主系列星のことである (McClure et al., 2013)。それらの個数に関する統計的な分析では原始惑星系円盤はわずか数百万年しか存在しないことが示されている (Haisch et al., 2001)。観測されている、低質量星での分裂速度の 10% に減少する急激なスピンドアウン現象、(その現象は活発に間欠的に質量が増加している間に発生する。) のメカニズム理解することは天体物理学の難しい問題である。なぜなら角運動量の円盤内への輸送が急速でなければならないからだ (Hartmann, 2009)。高い集積率の強いアウトフローと (Reipurth and Bally, 2001)、X 線の放出 (Feigelson, 2010) を伴う。そのような高エネルギー環境下の強力で変わりやすい磁場は磁気流体力学 (MHD) のモデル化を面倒にしている (McNally et al., 2013)。しかし、微惑星が局所的な物理環境

によって強く影響を受けた化学組成をもって成長をするのはこの期間である。もし水星の異常な組成が太陽からの距離が 0.5AU 以内で起きた初期の化学的-物理的過程の結果なら、それらの過程の理解は、天体物理観測や天体物理 MHD モデルにとって月並みでない挑戦になる。

惑星系の最内領域の環境は系外惑星観測によってさらに複雑化してきた。いくつかの系外惑星系では最内領域に我々の太陽系よりももっと重いものを含んでいる (barnes et al., 2008; Fabrycky et al., 2014)。例えば、Kepler-11 は 6 つ分かっている惑星を有するが、それらは地球の 5 倍以下の半径で、すべて 0.5AU 以内を軌道している (図 18.5; Lissauer et al., 2011)。密接に詰められた内側惑星系は普遍的ではないが、他の惑星系、とはいっても軌道周期が 200 日以内の唯一の惑星しかないが、それは我々のものと似ている (Fang and Margot, 2012)。恒星に近い系外惑星は全体密度が測定しにくい (Chen and Kipping, 2016)。これまでのところ、観測は地球のような金属核分別を有する多くの系外岩石惑星と整合的である (Dressing and Charbonneau, 2015; Zeng et al., 2016)。恒星に近い系外惑星の質量と半径の関係 (図 18.5; Chen and Kipping, 2016) では水星のものを超す全体密度のものもあることを示している。将来の観測は恒星に非常に近い惑星に関して質量と半径のより精度のよい計算ができるようにすべきである。現在、密度が高く、安定して複数の惑星を有する系の内側の惑星 (e.g. Kepler-37 周辺, Barclay et al., 2013) は水星の類似惑星は珍しくないということを示唆する。

18.4 混沌とした水星の起源モデル

18.4.1 衝突モデルの構築

水星の起源に関するいくつかの提案は衝突による物質の除去や移動においてバリエーションを持つ。衝突の起こりうるスケールは多くの小さな衝突物から一つのジャイアントインパクトまで幅をとるので、水星の質量異常を起こしうる時間の枠組みは原始惑星の成長時から惑星形成の最終段階にまで渡る。近年まで、地球型惑星形成の多くの N 体シミュレーションは結果として完全合体する天体間の衝突の仮定を基にしていた (e.g. Kokubo and Ida, 1996, 1998; Raymond et al., 2009)。結果的にこれらの研究は激しい衝突によるケイ酸塩の物質除去の疑問に直接答えるものになりえなかった。

惑星集積の期間での組成進化における多くのモデルは改善された。第一に、新たな解析の公式が衝突の結果の計算を単純化した (Leinhardt and Stewart, 2011; Genda et al., 2011; Leinhardt et al., 2015)。これらの公式は N 体シミュレーションへ部分的な改善をもたらした (Chambers, 2013; Dwyer et al., 2015; Bonsor et al., 2015; Carter et al., 2015; Leinhardt et al., 2015; Quintana et al., 2016)。一般的に衝突の破片の数は計算しやすくするために限られるが、それは小さな天体を吸収する過程の詳細な研究を制約する。これらの研究のうちただ一つが、例外的に衝突破片や天体の鉄質量の分化の進化を追跡し (Carter et al., 2015)、ほとんどの研究はその後起こる過程のシミュレーションを行い、このやり方は頑丈ではないが、そのデータによって組成の変動の調査を刺激した (Bonsor et al., 2015)。Carter et al. (2015) は成長中の原始惑星に焦点を当てた。 ; この段階は原始惑星や微惑星の金属/ケイ酸

塩質量比に多様性を生み出す。しかし、水星と同様に高い金属質量比の断片を持つ原始惑星は限られた数の微惑星体中で生み出されることはなかった。

第二に、衝突後の完全合体に伴う N 体シミュレーションは、集積中の核、マントル組成の進化を予測するために金属-ケイ酸塩平衡モデルと組み合わせられてきた (e.g., Rubie et al., 2015)。そのような研究は原始惑星や微惑星の初期組成や化学について、また、太陽系全体でどのように初期の氷/岩比が変化するのかといったことを仮定した上で、成長中の惑星のマントルの酸化還元状態を対象にしている。集積中の惑星における酸化還元状態の進化はまさに議論すべき話題である。Rubie et al.(2015) の考え方では、酸化状態のバリエーションは主に H₂O 氷の付加によって決められる。代替りの案では (e.g., Wood et al., 2006; Badro et al., 2015)、集積のシミュレーションと完全に一致するわけではないが、マントルの酸化状態は材料物質の変化からよりもむしろ、主に惑星の圧力-温度条件の変化から進化する。集積と組成進化を結び付けたモデルの発展は水星の還元的マントルの起源を突き止めることができるかもしれない。

第三に、特定のジャイアントインパクトの我々の理解は月の起源の研究によって大きく進んでいる。過去数年間を通して、月の起源となるジャイアントインパクトの理論は注意深く調べられてきた (Asphaug, 2014; Melosh, 2014)。それは予測される月の組成と地球と月の同位体組成が非常に似ているという観測の間に違いがあるからである (Burkhardt, 2014)。統計的カノニカル分布モデル (Canup and Asphaug, 2001; Canup, 2004, 2008) ではほとんどの月の物質は衝突物のものであり、原始惑星のものと違う同位体の特徴を持つと予測されていた。この矛盾はジャイアントインパクトの新しい様式の研究を動機付けし、地球と月で似た衝突物質の破片を予測している (Canup, 2012; Āuk and Stewart, 2012)。一方で、これらの提案されている解決法は地球と月を構成する化学の相違点を完全に解決しなかった (Elkins-Tanton, 2013; Aspaug, 2014; Melosh, 2014)。月の起源の研究で最新の改善点は天体を取り巻く円盤中の構成物によって月の化学的組成の詳細を予測することだ (Canup et al., 2015; Lock et al., 2016)。これらの研究は月での揮発性成分の欠乏はジャイアントインパクトのエネルギーによって熱的に失われたというよりもむしろ、天体を取り巻く円盤にて、不完全な凝縮が為されたことによる。この結果は水星の起源に関する提案されている衝突モデルにとって示唆を向けるものである。

18.4.2 ジャイアントインパクト

水星の大きな核の起源として長年提案されている考えは、一つかそれ以上のジャイアントインパクトによって惑星のマントルの大半がはぎとられたとするものである (Smith, 1979; Benz et al., 1988; Cameron et al., 1988)。このシナリオは典型的に現在の質量の 2 倍以上の分化された原始水星を考え、2 つの物体のケイ酸塩マントルの一部を分散させるのに十分なエネルギーを持つ小さな分化した物体の影響を受ける。もし、衝突する天体が地球のものと同じ比率の核質量をはじめに持っていたとすると、一回のジャイアントインパクトで現在の水星の核の比率を達成するには、全体の質量の約半分の主にケイ酸塩が重力的に分散されなければならない (Benz et al., 1988, 2007)。この「カタストロフィック」と呼ばれる衝突のクラスは、全質量の重力エネルギーの 2,3 から 5,6 倍くらいの衝突エネルギーによって達成

される (Leinhardt and Stewart, 2011)。従って、衝突エネルギーの大半は熱エネルギーに変換され、惑星と衝突破片の大部分は気化する (Benz et al., 2007)。

分化天体同士の破壊的な衝突では、衝突破片の大半は衝突していく天体のケイ酸塩層に由来し、金属コアの大半は合体して、より大きな衝突天体の新しいコアを形成する (Marcus et al., 2009, 2010b)。一番大きな残余の全質量は一次的に減圧された熱い雲の金属とケイ酸塩の残余の自己重力によって決定される。そして、圧縮された惑星の構成に再び集積するタイムスケールは 5,6 時間である。その点で、惑星は重力的に溶融した金属コアとケイ酸塩マントルに分けられるだろう。マントルは高压では液体から超臨界に変わり、低压では気体になることで、十分なエントロピーを得るだろう。水星の熱的状态は月を形成したジャイアントインパクト後の地球と類似しているのかもしれない (e.f., Canup, 2008; Nakajima and Stevenson, 2015)。

破壊的な衝突の力学は理論的によく理解されているが、衝突体の化学的な変化の可能性はよくわかっていない。例えばジャイアントインパクト内での金属ケイ酸塩の再凝縮の範囲は理解されていない。それは N 体シミュレーションはより正確に混合と化学的な凝集を可能にする小規模のスケールの過程をモデリングすることができないからである。集積期での不完全な金属-ケイ酸塩の凝縮は地球でのマントルに含まれる ^{182}W に基づいて推論される (Kleine et al., 2004; Rudge et al., 2010; Rizo et al., 2016)。力学的な考察から、衝突体の核部分はジャイアントインパクトの間、直接合体し (Marcus et al., 2009)、ケイ酸塩マントルの一部分はそれぞれの小さな衝突体に凝縮される (Dahl and Stevenson, 2010; Morishima et al., 2013)。従って水星のマントルと核の酸化還元状態やそれに従う凝縮の程度におけるジャイアントインパクトの影響は未だ定量化されていない。

水星がジャイアントインパクトでできたとする説に関する主要な疑問の一つとして、惑星の揮発性元素の含有量への影響がある。MESSENGER は水星の K/Th 比と K/U 比がその他の地球型惑星と似通っていることを測定したとき、高温を経験するジャイアントインパクト仮説は不整合的だとされ、除外された (Peplowski et al., 2011)。そのときは、ジャイアントインパクトによって中程度揮発性元素がどのような影響を受けるのか、ということに言及したモデルはなかった。結果的に月で観測されていた揮発性、中程度揮発性元素の欠乏 (Ringwood and Kesson, 1977) は、ジャイアントインパクトによるものだという示唆へ誘導した。

一方で惑星形成のすべてのモデルは地球型惑星 (火星を除く可能性有り) は、集積期にはジャイアントインパクトが確率で計算される回数を経験したと予測する。従って、もしジャイアントインパクトによって中程度揮発性元素が成長中の惑星から十分に除去され欠乏したのであれば、それぞれの惑星で異なる程度の欠乏度を経験するだろう。衝突の歴史はそれぞれの惑星で大きく異なっていたということを踏まえると、地球型惑星における似通った K/Th 比と K/U 比は、詳細な化学反応計算がこの課程に関与してきたかどうかに関わらず、ジャイアントインパクトが C I コンドライトと比較した際の中程度揮発性元素の欠乏に対する理由にはならない (図 8.4)。ジャイアントインパクトは主に化学的な分別をすることなく、マントルのケイ酸塩全体を除去する。気化したマントルは重力的に束縛され、惑星の上で冷えて再凝縮するだろう (Stewart et al., 2013, 2016)。

この示唆は月に関して、地球と比較したときに、K と Na の欠乏は月を取り巻く円盤での凝縮物と不一致であったという結果の近年の数値計算によって支持される (Canup et al., 2015; Lock et al., 2016)。従って、月の中程度揮発性元素の量は月の起源が取り巻いていた円盤にあったことから、惑星とは異なる (Stewart et al., 2016)。代わりに、地球の中程度揮発性元素の量は衝突後の水星とよく似ている。

ジャイアントインパクト後、惑星はお互いの組成や速度に強く依存しながら、衝突天体の組成と混ざり合う (Canup, 2004, 2012; Cuk and Stewart, 2012; Reufer et al., 2012)。衝突後の惑星は自己重力によって束縛される物質によって組成が決まるので、熱的な物質の散逸はボルツマン分布の端成分の高速の物質と、衝突のない大気の外側領域に存在する小質量のものに制限される。放射冷却は蒸気となったケイ酸塩と硫化物の大気からのそれらの再凝縮を速やかに促し、熱的散逸を制限する (Stewart et al., 2016)。現在、水星にとってジャイアントインパクトは、高い金属核比の観測以外の化学的特徴を、その仮説の検証によって予測をすることができない。

ジャイアントインパクト仮説の化学的検証がなかったとしても、その仮説に従うような水星の起源は複雑である。一回の衝突仮説に伴う重大な問題は破片の再集積である。水星の重力から解放された物質の軌道は水星起動と交差する。破片の生成や再集積を追跡する N 体計算では破片のほとんどが速やかに再集積することが明らかとなっていて、成長する原始惑星の核の比率のバリエーションに制限を課す (Carter et al., 2015)。

Benz et al. (1988, 2007) では、もし衝突破片が十分に小さく、無重力条件下で働くポインティングロバートソン効果のような力のもとで進化していったとしたら、その破片は水星から分離するかもしれないと提案している。Benz et al. (2007) では破片のほとんどは衝突加熱によって蒸発し cm サイズの破片に再凝縮すると計算している。彼らはその破片の軌道進化を計算した結果、破片のうちおよそ 3 分の 1 が衝突から 20 万年で再集積した。この時間は太陽にむかって落下する cm サイズの破片の半分のタイムスケールに匹敵する。Benz et al. (2007) では原始水星への「スーパーカタストロフィック」な衝突と、追隨する放出物の再集積と太陽への放出物の十分な損失によって現在の水星が形成されたと提案した。

Gladman and Coffey (2009) でも水星へのジャイアントインパクトによる放出物の力学を考えている。彼らはデブリス平野が光学的に厚いことを発見し、ポインティングロバートソン効果に制限を課した。加えて、衝突破片は互い同士に衝突し、さらに光学的深さを増やし、水星への再集積の可能性が増すことを発見した。

放出物の化学組成の変化は詳細までモデリングされていなかった。放出物が速やかにかつ十分に冷やされ、ケイ酸塩と硫化物がガスと凝縮物を分離する力学課程のタイムスケールよりも早く再凝縮してしまうと、再集積する放出物の組成は衝突天体のものと同様になるかもしれない。そのとき、力学的な進化と凝縮放出物の再集積は 1 億年のタイムスケールになる (Benz et al., 2007; Gladman and Coffey, 2009)。断熱膨張と放射冷却はケイ酸塩と硫化物の再凝縮によってタイムスケールをより短くするだろう (数日から数年)。太陽の周りでは非常に揮発性の高い元素はガス相に残っているかもしれない一方で、凝縮した放出物は元となった惑星のケイ酸塩層と類似した組成を有しているだろう。

放出物は他の惑星や原始惑星上に集積するかもしれない。いくつかの近くの他の惑星に水

星よりも質量を持った天体があったとしたら、放出物の大半はその天体に集積するかもしれない。そのようなシナリオはジャイアントインパクト仮説にバリエーションをもたらし、原始水星がより小さな天体であった中で、「ヒットアンドラン」と呼ばれるイベントへと導く。

18.4.3 ヒットアンドラン・インパクト

Agnor and Asphaug (2004) は似通ったサイズの天体間の衝突の大部分は合体していかないことに最初に気が付いた。ジャイアントインパクトのステージ3の間、原始惑星間の衝突の約3分の1が二つの天体が斜めに衝突し、重力的に分裂するヒットアンドランイベントのさなかにある (Stewart and Leinhardt, 2012)。ほとんどのケースで、連続する接触によって二つの天体は衝突し、合体する (Kokubo and Genda, 2010; Carter et al., 2015)。しかし、原始惑星が岩石惑星集積の内側境界に散乱され、集積末期までそこで維持されることも考えうる (Hansen, 2009)。ヒットアンドランでは、より小さな天体が無秩序にかき乱されるかもしれない (Asphaug et al., 2006; Asphaug, 2010; Leinhardt and Stewart, 2011)。Sarid et al. (2014) と Asphaug and Reufer (2014) では原始水星はより小さな天体であったと提案している。より小さな天体のマントルがはぎとられることで一般的な一度のジャイアントインパクトシナリオよりも少ないエネルギーの衝突、もしくは2倍少ないエネルギーの衝突が実現できる。ケイ酸塩マントルへの化学的な変化の欠如 (e.g., 揮発性含有量や酸化還元状態) に関して、上で述べた議論は加熱や蒸発の強さに依らないヒットアンドランのシナリオにも応用できるかもしれない。

ヒットアンドランの種類の中には、まず放出物がより大きな質量をもつ天体、おそらく原始金星ほどの天体へと集積されたとする。ペアとなった原始惑星間では複数のヒットアンドランイベントが起こりうるので、こうしたバリエーションは単一のイベントで現在の水星の高い金属質量比を達成することを要求しない。現時点では、地球型惑星形成の完全なN体計算では、化学物質はもちろんのこと、ヒットアンドランシナリオは検証されてこなかったため、水星のような結果が生じる可能性は不明である。この仮説の重要な点は、最後により大きな天体へと集積されることから原始水星がより小さいものになることを妨げていることである。

小さな天体からの大質量の損失は衝突の幾何学や速度に大いに依存する。現段階では、個々のヒットアンドランの衝突体のN体計算はまだ単純な分析解結果にはなっていない、惑星形成N体計算にてこのシナリオのさらなる研究が必要とされる。

18.4.4 衝突浸食

水星のマントルを剥離する衝突の他のバリエーションは、小さくて多くの高速度衝突体の蓄積される影響である (Vityazev et al., 1988; Svetsov, 2011)。これらのシナリオでは、それぞれの衝突で衝突体の質量よりも多くの総質量が放出するために、 $\sim 25\text{km/s}$ を越さなければならない (Svetsov, 2011)。例えば、原始水星を地球のような核分率から現在の水星の核の質量分率になるように浸食するには $\sim 30\text{km/s}$ で衝突する微惑星の水星の質量以上のものが必要である (Svetsov, 2011)。惑星形成の間、典型的な衝突速度はより大きな天体の脱出速度の1~3倍である (e.g., O'Brien et al., 2006; Raymond et al., 2009)。従って典型的な火星質量の原始惑星は主に浸食性の微惑星爆撃を経験しないだろう。実際にはほとんど

の微惑星衝突は巨大惑星の移動力学が系を刺激しない限り集積の合計となる (Carter et al., 2015)。もしそのような力学的に激しい爆撃が起こったとしても、放出物の再集積は放出物が優先的に他の原始惑星へと集積もしない限り、問題点として残る。加えて水星への重爆撃は他の内側惑星の組成にも影響を与えるだろう。

水星の衝突浸食の研究は O'Neill and Palme (2008) によって最初に提案された、惑星地殻の衝突浸食が地質化学的観測を説明するという訴えかけを一般的な問題として描かれる。必要とされる高速度の爆撃は現在の惑星形成のモデルの中では予測されない。ジャイアントインパクトの際に、地殻すべてというよりもむしろ、マントルと地殻の両方が放出されただろう。起こりうる衝突を含めた N 体シミュレーション結果は、惑星胚成長の間、小さなスケールの破片が放出し、再集積するときに、その破片が絶えずリサイクルされることを示唆する (Bonsor et al., 2015; Carter et al., 2015)。従って衝突は惑星地殻に濃集する不適合元素を常に取り除くことが期待されない。事実、水星はそのような除去を経験したようには見えない。

ケイ酸塩層の放出物全体と、もしかしたらその再集積は、惑星のケイ酸塩成分を化学的に分化させないだろう。従って、水星で観測されるコンドライト的な Cl/K 比 (Evans et al., 2015) は惑星の衝突史に主要な制約を与えることはない。金星、地球、そして月は水星、火星そしてコンドライトよりも低い全体 Cl/K 比を有する (Evans et al., 2015)。これらの天体間の相違の原因は惑星地殻の衝突浸食の結果ではなさそうである。実際、太陽系のより内側領域における衝突浸食の考え方は地球の ^{142}Nd の豊富さによってもとは支持されていた (Boyet and Carlson, 2005)。近年これらのデータは衝突浸食の地質化学的な証拠がないとして見直された (Bouvier and Boyet, 2016; Burkhardt et al., 2016)。

18.5 水星起源の「秩序的な」過程

原始惑星形成 (ステージ 2) の後の惑星形成 (ステージ 3) の「無秩序的な」段階における議論はロバストである。そのような原始惑星は狭い軌道もしくは成長領域の中での化学環境と力学過程を反映するだろう。ステージ 2 の形成段階時に確立する微惑星と原始惑星の化学的な特徴はおそらく地球 + 月、火星そしてベスタの間で異なる酸素同位体比といった不可解な異種性のみを残して、ステージ 3 の間で大きくかき乱されるだろう (Clayton and Mayeda, 1996)。しかし、水星はステージ 2 の名残である原始惑星を代表し、原始太陽系円盤の最内領域で起こるユニークで極端な過程を記録している。そのようないくつかの極端な過程は水星の異常な密度を説明するために持ち出される。ここでは MESSENGER の結果を鑑みてそれぞれを考える。

18.5.1 「時代遅れの」凝縮

Urey (1950) に従えば、Lewis (1973) では「太陽系天体の揮発性元素の組成と量についての今ある大量の理論はその両方は“温度”という一つのパラメータに帰属する。」と述べた (cf. Lewis, 1972, 1988)。このシナリオでは赤道面と数天文単位の最内領域でダストが濃集するダストとガスの熱い円盤が外側物質から中心に向けて時間をかけて徐々に冷却し固体に凝縮していき (Larimer and Anders, 1967; Grossman and Larimer, 1974; Ebel, 2006)、

その固体は非常に限られた混合の中で今日われわれがみているような惑星上へと集積する。20世紀における金星と水星の最も良い全体組成の推定はこの仮定に基づいている (Morgan and Anders, 1980; Lodders and Fegley, 1998)。現代の円盤の構成と進化に関する理論はそのような単純な枠組みを越えた先まで進んだ。そのような単純な枠組みは観測された系外惑星系の構造や MESSENGER によって探査された水星のケイ酸塩部分の揮発性元素の豊富さと調和的ではない。さらに Weidenschilling (1978) による詳細な議論では、水星の Fe/Si 比と整合的な Fe/Si 比を持つ固体が凝縮する温度がありうるとしているが、十分な量の Mg-ケイ酸塩の濃縮の前に、10-50K の非常に狭い冷却範囲内で星雲ガスの除去が起こらなければならない (cf. Ebel, 2006, Plates 7 and 10)。

Cameron (1985) では初期の非常に熱い太陽が分化最中の水星のマントルを蒸発させ、強烈な太陽風で取り去ったと提案した。Fegley and Cameron (1987) では初期のコンドライト的なマントルからの 70-80% のケイ酸塩の蒸発が水星の 0 気圧密度と合致するために必要だろうと計算した。この熱力学と力学を組み合わせたモデルは中程度揮発性元素 (K, Cl, S, Na) を非常に欠乏させ、難揮発性の親石性元素 (Ca, Al, Ti, Th) を増加させる。SiO₂ と FeO はマントルから枯渇し、ウランが気体酸化物を形成する傾向にあることから、U は Th と比較して欠乏するだろう。このモデルは MESSENGER の結果によって支持されない。

Morgan and Anders (1980) は元の原始円盤での凝縮に、熱的過程 (溶解、蒸発) と同様に優先的に決められるサイズ分布、強磁性の引力といった力学過程を重ね合わせた。凝縮の論争と観測されたカリウムとウランの量は惑星組成を得るために使われた (図 18.3)。しかしそれらは水星のデータが欠如していたので、代わりに月の値を選び、利用したものだ。さらには、彼らの言葉でいうと“内容が薄い”と感じるような仮定をしていて、それはマントルの FeO 量は地球型惑星を通じて太陽からの距離に応じて単調に増加し、水星の輝石は FeO を 5.5wt.% 含んでいるというものであった。MESSENGER の結果は、そのような仮定を無効にした。

18.5.2 金属/ケイ酸塩分化

コンドライトは太陽系の中で形成された物質の中で、最も古く未分化の物質であり、地球型惑星の材料物質だと考えられている。金属量はコンドライトの中での違いを表す三つの主要な構成物のうちの一つである (Grossman, 1988)。始原的コンドライトには、太陽系の歴史の初期において、ケイ酸塩からの金属の分化に関するヒントがたくさん詰まっている。珍しい富金属コンドライトは初期の原始太陽系円盤のある部分における金属/ケイ酸塩分化を記録しているかもしれない。鉄に富んだ小惑星もまた、力学的過程による金属/ケイ酸塩の分化を示唆するかもしれない。

18.5.2.1 富金属コンドライト

富金属ベンカピン隕石に似た (CB) ものと、CH 炭素質コンドライト (Weisberg et al., 2001) は多くの始原的な特徴を有し、金属粒子が多いため、非圧縮の水星よりも高い粒子密度を有する (Figure 18.1)。これらのコンドライトの中のコンドリユールや金属粒子は、CAI 形成年代、これは太陽系の始まりの時間と一般的に受け入れられているが、その 500 万年後までの微惑星衝突に起因する (Krot et al., 2005; Fedkin et al., 2015)。一方で、そのような

物質の組成的な特徴のうちいくつかはそのような太陽系起源と調和させるのが難しい (e.g., そのような CAIs, Weisberg et al., 2016)。ほとんどの H_2 ガスがとりのぞかれた円盤内での、普通コンドライトの組成を有する天体同士の衝突は、酸化していく蒸気を固体に再凝集させ、富 FeO の橄欖石を生み出すだろう。炭素質コンドライトの蒸気はもっと酸化されていくので (Ebel, 2001)、 H_2 ガスの太陽系円盤での維持が衝突の最終ステージに富金属コンドライトを作るために必要とされる。ガスの維持はコンドライト集積間の分裂を避けるためにも必要とされる。しかしながら、これらの富金属コンドライトは CaS や MgS を有するエンスタタイトコンドライトほど還元的ではない。もし CB コンドライトが太陽系の歴史の後期に形成されたなら、原始惑星の組成に及ぼす影響は最小になるかもしれない。

18.5.2.2 小惑星核

分化鉄隕石の母天体の大多数は隕石の記録から推測されるが、それに伴う微惑星のマンテルは消えている。長い時間をかけて為されるポインティングロバートソン効果に従う衝突による分化の破碎過程は主に太陽に落ちてゆくことでもっともよくケイ酸塩の消失を説明している (Burbine et al., 1996)。W-Hf 同位体分析では、多くの母天体の分化は CAI 形成から 100 万年以内で起こったと示している (Yang et al., 2007; Burkhardt et al., 2008; Kleine et al., 2009)。密度の決定は多くの富金属小惑星バウンド、巨視的、金属瓦礫であることを必要とするかもしれない (e.g., 216Kleopatra, Ostro et al., 2000; Consolmagno and Britt, 2004; Carry, 2012)。ガスが分散する前と後での円盤で、大きな金属塊と小さくもろいケイ酸塩マンテルの破片の挙動は異なるだろう (Weidenschilling, 1978; section 18.5.2.3)。しかしながら、隕石の記録にある、富金属小惑星は水星の過剰な金属の潜在的な由来源としての役割を果たさない。なぜなら、それらはほとんど例外なく、高度に還元された物体に典型的な合金金属 Si を欠いているからだ (Section 18.2.2)。鉄隕石の酸化状態は、MESSENGER による観測と実験に基づく水星の推定酸化状態と大きく異なる (Section 18.2)。

18.5.2.3 光泳動と力学的分化

光泳動効果はコンドライト隕石の金属量の広い違い (Wurm et al., 2013) と粒子のサイズ分布 (Loesche et al., 2016) を説明するために調べられてきた。光泳動は非等方性の熱放射が mm サイズの粒子の中で熱勾配を生み出したときに発生し、それらの粒子をより冷たい領域へと追いやる。この力はそれぞれの粒子での温度勾配と比例する (Krauss and Wurm, 2005)。太陽との動径方向の相対速度の差は、金属が高い熱伝導度を有することで金属粒子は温度勾配が不足するため、金属、岩石、そして粒子を集めたダストを分別するかもしれない。従って、光泳動は初期の衝突ダストの進化や集積に影響したかもしれない (Loesche et al., 2016)。もしそのような影響が円盤状の粒子の環の中で広がっていったとしたら、微惑星が光泳動の影響を受けて、金属/ケイ酸塩の分化を含んでいるかもしれない、という結果を引き起こす (Cuzzi et al., 2008)。この効果は太陽に近いほど強くなることが期待される。

不透明度は惑星形成円盤の赤道面で高いことが予測され、光泳動効果は抑制される。光泳動効果が機能するためには、水星の材料物質の十分な部分が十分な日光を浴びなければならず、岩石粒子が外側に押し出されて、異常な金属量が水星の軌道領域に残されなければならない。しかしながら、円盤内側の「壁」は遷移段階円盤と呼ばれる惑星形成の結果円盤の内

側が十分に晴れた恒星体で観測され (Espaillat et al., 2014)、中心星に最も近い集積領域が微粒子の物理特性、つまり粒径と空隙度 (McNally and McClure, 2017) に基づいた光泳動による分離の影響を受けることを示唆している。この仮説の検証は光泳動の影響を受ける円盤内側の小さな固体粒子の化学に対応し、原始惑星へ降着するようなモデルを必要とする。

「空気力学的分化」モデルは Weidenschilling (1978) の気づきにより、コンドライト的な採餌領域から金属よりもより効果的にケイ酸塩を除去することによって水星の異常な密度を説明しているかもしれない、と提案された。内側円盤では小さな粒子は集積ガスと一緒に動く一方で、ケプラー運動する大きな粒子 (μm) はガスによる圧力勾配によって追い風を受ける。このガスの引っ張り力がメートルサイズの粒子をガスよりも早く太陽へ移動させる。大きく、また/もしくは密度の高い丸石はゆっくりと軌道方向への減衰がなされる。Weidenschilling は異なった Fe/Si 比を有する数メートルサイズの材料固体 (丸石) がそのような優先的なガスの引っ張りによる太陽方向へのケイ酸塩の除去と力学的に影響しあっていたのかもしれないと提案した。

Hubbard (2014) によって提案された「磁気浸食」モデルは、金属粒子の磁気的な斥力と衝突によるケイ酸塩と金属の粉碎分化を組み合わせたものである。彼は内側領域の外端の特定の環境が富金属粒子の磁化を強め、非磁性体ケイ酸塩の衝突除去と大きな金属粒子のメートルバリアーを超えたサイズへの急速な衝突成長を促すことを要求した。磁場の必要条件は内側円盤で働くように制限する。

これら三つのモデルすべては水星の異常な密度や地球に似たマントル量と整合的で、三つとも結果的に水星に似た S 存在度と整合的になるようなイオウを伴う金属に富んでいる。しかしながらこれらのモデルはどれも水星の極めて還元的な環境に言及していない。三つはすべて原始太陽系円盤の最内領域において特別な宇宙物理環境を要求し、どれも 3 次元化学-物理学モデルで見いだされなかった。もし、材料物質金属が硫黄を運んできたと仮定すると、Mg-ケイ酸塩や難揮発性元素は大きな粒子 (コンドリユール、CAI) になるかもしれない一方で、K, Na, Cl はコンドライトダストのマトリックスの鉱物として小さな粒子中に濃縮するかもしれない。MESSENGER の K の観測結果は水星の揮発度曲線は地球のものより滑らかであることを示唆する (Figure 18.4)。これらのシナリオにおける揮発性元素の運命は予想することが難しい。

近年のいくつかの宇宙物理モデルは太陽に似た中心星の周りの円盤で、水星の金属存在度と還元的な環境に整合的なものを提供している。Pasek et al., (2005) は定常状態の二次元 α 円盤解法を利用して、凝縮前線を計算する化学のコードと合わせ、様々な動径距離における円盤の赤道面での時間-温度-圧力史を提供した。内側円盤内での凝縮前線で駆動する発散輸送のモデルに従わせると、内側領域で次第に O が欠乏していくような凝縮史となるような計算結果となった。彼らは S の種別化された星雲内での水の枯渇の効果がエンスタタイトコンドライト様の還元的な岩石を水星付近の軌道で作ったことを発見した。

Moriarty et al. (2014) は円盤モデル (Chambers, 2009b) を円盤での時間発展する温度、圧力、密度計算に適用させた。彼らはある時間、ある半径におけるある段階での化学平衡計算をし、定められた割合で成長する微惑星にダストとガスを除去し、ガスと分離させた。彼らはまた、様々な化学種における動径

方向の (ダストと完全に一体となった) ガスの移動効果を説明した。結果的に、彼らの計算結果での微惑星は惑星形成の最終段階の N 体計算中に挿入された。彼らのモデルは、太陽の C/O 比よりも少し高い割合である中心星の周りの炭素に富んだ短周期微惑星を生み出した。

Pignatale et al. (2016) は円盤モデル (D'Alessio et al., 1999) を使って、二次元円盤面で温度と圧力を規定し、それぞれの環境で凝縮計算を行った。彼らはダストの安定化と動径移動モデルを物質の再分配計算に適応させた。彼らのモデルでは若い太陽から 1AU 以内に硫化物とエンスタタイトに富んだ領域を作り出した。化学と力学間の互いの修正が非常に制約が強いが、化学と力学を結合するためのこれまでの努力を無視することになるが、モデルの結果は還元的で金属に富んだ、水星の採餌領域になるかもしれない内側円盤の整合的な予測をしている。

18.5.2.4 C に富んだ凝縮

内側の揮発性元素に乏しい惑星と外側の揮発性元素に富んだ惑星の全体的な分離は「スノーライン」と呼ばれる、それよりも内側で気相中に水が残っている、時間依存する惑星表面をすみやかに示唆する。酸素が自由に存在できる条件では、それに似た「C ライン」がグラファイトが CO と CO₂ に酸化されるであろう領域内に位置したかもしれない。内側円盤の時間-温度-酸素分配史はよく分かっていない上に、最内円盤領域の星間物質の集積速度の時間依存性もまた定量化されていない。地球型惑星形成領域内での時間-半径の関数として、C と O の間の収支は、したがって、極めて異種混合性が強かった。Ebel and Alexander (2011) は H₂ に富んだ冷却蒸気中で、鉱物の安定性において、一連の炭素の豊富さと酸素の欠乏を研究した。彼らは現在の太陽系にある惑星間の物質に富んだダスト (IDP) は 50-1000 μm サイズで、無水、多孔質で、コンドライト的な「C-IDP」に着目した。C-IDP は非常に原始的なマイクロメートル以下のケイ酸塩、金属、硫化物、そしてプレソーラー粒子を含む集合体が黒鉛化炭素に乏しい状況ですべて接着している (Messenger et al., 2003; Busemann et al., 2009; Bradley, 2014)。起源的な C の量は成層圏突入前の捕縛によって減少させられる。

Ebel and Alexander (2011) では C-IDP のダスト粒子に似せた、C に富み、O に欠乏しているダストが系の中で富むような一連の凝縮課程を調べた。そのようなダストが富む時 (1000 倍)、1650K (平均 10Pa) での凝縮物は水星全体の予測されている Fe/Si 原子比の 50% に達した。これは Si が低温 (\sim 1000K) で気相中に SiS として残るためである。硫黄はコンドライト的なダストに富んだ系の中よりも、還元的な系でより難揮発性元素として振る舞うようになり (Ebel and Grossman, 2000)、低温で安定な鉱物は FeO に欠乏し、高温で安定な鉱物は CaS と MgS を含む。この結果はエンスタタイトコンドライトの鉱物学岩石学的特徴を再現している。これらの計算は O の欠乏による O/C 比の種類に伴って、無水のコンドライト的ダストが豊富であるならば、非常に還元的で、Fe/Si 比が高い濃縮集合体が 1200K よりも上で安定であるような環境を作り出せる。もしそのような濃縮物がガス相から隔離されていたなら、その物質はエンスタタイトコンドライト質の母天体を形成し、微惑星をためて、水星に似た惑星を形成するかもしれない。

追跡調査において、Ebel and Sack (2013) では C-IDP に似たダストに富んだ系の中で、

ジェルフィッシュライト $K_6(Fe,Ni,Cu)_{25}S_{26}Cl$ の安定性を計算した。EH3 コンドライト中でのジェルフィッシュライト発生の比較は S と同様に K、Cl が仮説上の星雲環境下で難揮発性元素として振る舞えることを結論付けた。

この一連の論理は C に富んだケイ酸塩ダストがより酸化した物質の蒸発する半径内で、太陽系内側に到達するかもしれないという仮定に基づいている。そのような化学の勾配には他のヒントがあるかもしれないが、すべては謎に包まれている。水星の炭素元素の主要な豊富さは核中の軽元素の存在 (追加の S と Si) と、水星の低い表面反射率の観測の二つを説明するかもしれない (Vander Kaaden and McCubbin, 2015; Peplowski et al., 2016)。

系外惑星での様子

我々の系外惑星の観測と理論の理解における革命から 20 年以上が経過した。重要な疑問のうちの一つは「スーパーアース」と呼ばれる大質量の内側惑星の観測と我々の太陽系での地球型惑星との関係性である (Bathalha et al., 2011; Morbidelli and Raymond, 2016)。Wagner et al., (2011: cf. Dressing and Charbonneau, 2015; Zeng et al., 2016) は仮説上の惑星の半径比 R/R_E と質量比 M/M_E を計算した。但し、 M_E 、 R_E はそれぞれ地球の質量と半径を表す。その惑星とは完全に分化し、熱平衡状態のもので、地球的な天体 (32.5wt.% が鉄核、67.5% がケイ酸塩マントル)、水星的な天体 (70% が核、30% がケイ酸塩)、ガニメデ的な天体 (6.5% が核、48.5% がケイ酸塩、45% が水の氷) である (Figure 18.5)。これらの曲線は図 18.5 に表されており、2016 年までに発見された天体の部分集合の推定される特徴と比較した。

系外惑星の質量とサイズの推定の難しさは図 18.5 中の Wagner et al. (2011) の質量-半径曲線での金属天体の低質量側を延長させた下側にプロットされる系外惑星によって示されている。観測の偏りやトランジット惑星のデータでさえ生じるの大きな不確定性は我々の地球型惑星と比較するには時期早々過ぎる比較になる。Marcus et al. (2010a) は一回のジャイアントインパクトで惑星から除去されるであろうマントル物質の最大値を推定した。この最小半径は完全に鉄だけの惑星は存在しなさそうだという予測から、岩石系外惑星の最小半径として広く利用されている。高い金属核割合を示唆する密度を有する惑星は、Kepler mission (Borucki, 2016) によって探査された惑星サイズと軌道周期の範囲の最小値を有するが、現在あるデータ中の水星と類似した惑星の量 (e.g., Barclay et al., 2013; Chen and Kipping, 2016) は原始惑星系円盤での力学-宇宙化学過程での自然な結果であることを示唆している。

18.7 まとめ

18.7.1 「混沌とした」モデル

水星の起源は捉えどころのないままである。MESSENGER mission は潜在的なモデルに強い制約を課したが、これまでに詳細が描いていたモデルは観測に対して検証されるべきである。ここでは、我々は主要なモデルとそのモデルの現在の課題をまとめる。三つの力学的衝突に関連したもしくは「混沌とした」由来のモデル (section 18.2.1) が考えられた。

- 原始水星への一回のジャイアントインパクト：一回のイベントで必要とされるエネルギーは惑星形成の期待される範囲内に収まる。主要な課題は放出物の再集積である。放出物ケイ酸塩の軌道は衝突前の水星から力学的に分離されていなければならない。
- 小天体の原始惑星へのヒットアンドランイベント：この衝突の種類は惑星形成のステージ3で一般的になると予測されている。大きな天体への破片の優先的な集積が考えられるが、まだ十分に研究されていない。このモデルは衝突前の水星がより大きな惑星への集積も必要としないが、惑星形成領域の外側の力学的な物質の放出といった特別な状況を必要とするかもしれない。
- 多数衝突シナリオ：地球型惑星形成の現在のモデルは小さな微惑星がコンドライト的なバルク組成を有するような重爆撃が発生したとしたら、その微惑星は水星のマントルを除去するための十分なエネルギーを予測することができない。小規模な衝突と大規模な衝突の混合は最終的な核の質量分率に幅を生むかもしれないが、これまでになされた限りあるシュミレーションでは、水星での観測値ほど大きなコアを生成できていない。

太陽系内側のすべてのそのようなモデルは水星の起源の直接の言及に欠落していた。地球型惑星形成の将来の詳細な計算は惑星の衝突による集積進化の間の最終的な核質量の範囲に言及することができるだろう。成長する惑星の化学モデルと結合させたそのような研究は水星の極めて還元的なマントルの起源と、岩石学実験によって制限された取りうる核組成の範囲を説明できるかもしれない。現在、はっきりとした衝突起源の仮説の地球化学の検証はない。すべての地球型惑星からの現在の地球化学の観測と、衝突集積の物理学研究は衝突が優先的に中程度揮発性元素や液相濃集元素を除去することを初期の示唆を支持しない。

18.7.2 「秩序だった」モデル

「秩序的な」過程 (Section 18.2.1) は水星の起源の説明に対しては「混沌とした」過程よりもおそらく公平であるである。MESSENGER の発見は難揮発性元素の凝縮や原始惑星系円盤の最も内側の熱い領域での太陽組成の蒸気からの水星を集積する以前のモデルを決定的に論破した (e.g., Section 18.2.3; Morgan and Anders, 1980)。MESSENGER の結果はまた、活動的な若い太陽によって原始水星からケイ酸塩の直接蒸発する初期の仮説の可能性も消した。そのような過程は Si や Mg を含む多くの中程度揮発性元素を水星から急速に欠乏させるだろう。コンドライト中のほとんどの Si に乏しい金属を含む物質、もしくは鉄に富んだ小惑星物質やコンドライト中のほとんどの多くの FeO を含んでいる物質は非常に還元的な水星の主要な材料物質としての役割を排除されている。隕石 (EH コンドライト) の記録における太陽系物質の非常に小さな分化のみが水星と似た還元的状況を経験した。

そのような動径方向で変化する温度、密度、組成における円盤の進化での力学的モデルは、太陽に近い化学分化への別のルートを提供している。光化学モデルは水星の密度や酸化還元異常を説明するのに十分ではないが、モデル中の最内領域にてケイ酸塩から金属を分離している。鉄に富んだ「丸石」の空気力学的な分化、「磁気腐食」によるもろいケイ酸塩と非磁性体ケイ酸塩の優先的な除去は両方とも水星の異常な三つをと整合的であるが、どちらのモデルも水星の非常に還元的な化学を説明しているようには見えない。

円盤の内側領域が炭素に富んでいるという可能性は、水星の形成シナリオに関する過程の考えを提供する。炭素に富み、酸素に乏しい円盤での凝縮は細かいパラメータを利用して求められ、それはエンスタタイトコンドライトの凝縮を説明する (Ebel and Alexander, 2011)。このパラメータの範囲は高温での高い Fe/Si の凝縮を提供するかもしれない。様々なコンドライトや惑星上への固体への揮発性物質が支配的な集積の強力な証拠がある。高い C/O 比の物質を凝縮するシナリオは気相に Si がのこるような高温で高い Fe/Si 比を有する固体の集積に力学的な制約を求めるだろう。円盤内側の力学、化学を説明する統合的なモデルは動径方向の輸送、化学不透明度のフィードバック、そして気相、液相、固相間での活動的な質量輸送を説明しなければならない。

18.8 総括

MESSENGER は全体組成における異常な Fe/Mg と水星の異常的に還元的な環境を確認した。そして中程度揮発性元素の存在量は地球型惑星や小惑星を通じて似ていることを確かめた。これらの発見はこれらの天体が個々の天体での特別な環境を反映しているというよりもむしろ円盤での過程を示唆している。地球型惑星の形成に焦点を当てたモデルは一般的に水星に似た惑星を生成しない。しかしながら、EH コンドライトは円盤最内領域での徐々に進行する過程がどのように小さく、還元的で、Fe やもしかしたら Si に富んだ惑星を生成するかの理解への方法を提供する。

現在の水星の状態は惑星集積の間のいくつかの過程をあわせたものであるかもしれない。提案されている形成モデルはすべての観測を説明してはなく、原始太陽系円盤の内側領域での化学、熱や力学的状況についての情報の欠損の影響を受けている。原始太陽系円盤や他の惑星系における増え続けている詳細な宇宙観測データはより詳細な惑星形成理論を発展させるだろう。そのような理論は円盤内側過程のモデルにおける力学と化学のより良い組み合わせによって作成されなければならない。水星のユニークな特性を説明する特別な状況を必要とするかどうかは、まだ答えられていないままである。