

# 冥王星の内部構造

北海道大学 理学部  
地球科学科 惑星物理学研究室  
長山一成

2009年1月30日

# 要旨

本論文は William B. McKinnon, Damon P. Simonelli, Gerald Schubert (1997) ‘Composition, Internal Structure, and Thermal Evolution of Pluto and Charon’ のレビューである。

冥王星は未だ探査機が到着しておらず未知の星である。また、地球からの見かけの大きさが小さいため、さまざまな観測データから間接的に内部構造を推定する必要がある。内部構造を推定する上で有益な情報は密度である。その密度を得るためには大きさと質量が必要であり、冥王星-カロンの相互食と星の掩蔽を観測することでそれぞれ得ることができる。密度を得ることで冥王星内部の大まかな組成が推測できる。現在観測データから得られている値は、半径  $\leq 1180$  km, 質量  $12.79 \times 10^{24}$  g, 密度は約  $1.85 \text{ g cm}^{-3}$  である。密度や太陽系元素存在度, その他の観測データから推測すると, 冥王星のおもな材料物質は岩石および氷と考えられる。太陽系初期からあまり変化していないと考えられる彗星の組成から, 有機物が含まれる可能性もある。岩石は過去十分な時間流体の水と接しており, 水和していると考えられる。また水和した岩石核では十分な熱を得ることができず, 完全に脱水することもないと考えられる。そのため, 岩石成分は水和していると考えられる。太陽系の組成や冥王星形成領域の温度を考えると, 氷成分の大半が  $\text{H}_2\text{O}$  の氷であると推定される。冥王星内部は, 熱的進化の過程と表面の揮発性氷が示す証拠から, 内部の水氷が一度過去に融け分化していると考えられる。具体的には, 中心の岩石核とそれを覆う厚さ  $\sim 200\text{--}350$  km の氷マントルに分かれているだろう。岩石核の中心部の温度は現在でも  $1000$  K を超え, 部分的に脱水していると思われる。氷マントルは, 伝導によって熱を運ぶ領域と対流によって熱を運ぶ領域とに分かれている。氷は密度の高い相へと相転移しているかもしれない。相転移しているならば, 全体の岩石/氷比の推定が下方修正されることになる。また, もし大量に相転移しているならば, それに伴い氷マントルが収縮し地表面に圧縮地形ができているだろう。このような予測やより正確な半径の値などは, 探査機の観測によって確認されると思われる。

また, この McKinnon et al. (1997) を読む上で必要となった公転周期と系の半径から総質量を求める式, 氷の相転移, 熱伝導方程式, 断熱温度勾配の式, 粘性と温度に依存する場合の対流による熱流量の推定, 自由対流の線形安定性解析とその解釈という背景知識について 6 章の詳説ノートにまとめた。

# 目次

第1章	はじめに	4
第2章	冥王星の観測データ	5
2.1	観測データ	5
2.2	大きさ	5
2.3	質量	10
2.4	密度	10
第3章	冥王星の構成物質	11
3.1	岩石	11
3.2	氷	12
3.3	有機物	12
第4章	冥王星の温度分布と内部構造	13
4.1	分化	13
4.1.1	熱的進化	13
4.1.2	揮発性物質の存在	13
4.2	岩石核と氷マントルにおける熱進化の素過程	14
4.2.1	岩石核	14
4.2.2	氷マントル	15
4.3	現在の温度分布と内部構造	17
4.3.1	現在の温度分布	17
4.3.2	現在の内部構造	18
第5章	まとめ	21
第6章	詳説ノート	23
6.1	公転周期と系の半径から総質量を求める式	23
6.2	氷の相転移	23
6.3	熱伝導方程式	24
6.4	断熱温度勾配の式	26
6.5	粘性と温度に依存する場合の対流による熱流量の推定	27
6.6	自由対流の線形安定性解析とその解釈	28

	3
6.6.1 自由対流の線形安定性解析 . . . . .	28
6.6.2 レイリー数の解釈 . . . . .	35
<b>第7章 論文全訳</b>	<b>37</b>
7.1 はじめに . . . . .	38
7.2 構造のモデル化 . . . . .	39
7.3 構造と進化 . . . . .	57
<b>第8章 謝辞</b>	<b>64</b>
<b>第9章 参考文献</b>	<b>65</b>

# 第1章 はじめに

この論文では, McKinnon et al. (1997) をレビューし, そこで用いられているデータや手法を基に, どのように冥王星の内部構造が推定されているか検討する. 本論文の目的は, McKinnon et al. (1997) を誰もが読んで理解できるようになる手引となることである.

冥王星はいまだに探査機が到着していない未知の部分の多い天体であり, それを理解するためには既存のデータを様々な視点から分析することが求められる. また, 現在冥王星には NASA の打ち上げた New Horizons が向かっており, 近い将来様々なデータが得られ, 内部構造のデータと比較することが可能となる. McKinnon et al. (1997) では複数の特徴的なモデルを考えており, より幅広い考察をしている. そのため, 冥王星の内部構造を考える上で適しているだろう.

本論文の構成は, 続く第 2 章で 地上からの観測データとその利用方法を示し, 第 3 章ではそのデータを基に冥王星の構成物質を考える. 第 4 章で冥王星の内部構造について, 熱的および物質的側面から考察する. 第 5 章は McKinnon et al. (1997) の背景や物理の理解を助けるための詳説ノートである.

## 第2章 冥王星の観測データ

冥王星の内部構造を推測するために有力なデータは密度である。以下に観測データから大きさと質量を決定する方法について述べる。

### 2.1 観測データ

地上からの観測によって現在様々なデータが得られている。表面温度は 40 ~ 50 K で、表面の主な組成は  $H_2$  と  $N_2$ 、大気 of 主な組成は  $N_2$  である。また冥王星にはカロン、ニクス、ヒドラという 3 つの衛星があり、半径と質量の推定に役立っている。表 2.1 には冥王星軌道の特徴を示す。

これらのデータは様々な推定に用いられている。たとえば、太陽との距離からは冥王星の組成が主に岩石と氷であることがわかる。離心率が大きいことから、太陽からの距離が時間によって著しく変化し、季節ごとに大気の圧力が大きく変化していることがわかる。

表 2.1: 冥王星軌道の特徴

太陽との平均距離	5,906,380,000 km (39.482 AU)
離心率	0.2488
自転周期	6.387 地球日
カロンの公転周期	6.387 地球日
冥王星の公転周期	247.92 地球年

### 2.2 大きさ

冥王星の大きさは、冥王星とカロンの相互食と冥王星による他の星の掩蔽という 2 つの現象を観測し間接的に求められている。それは冥王星は地球からの見かけの大きさが非常に小さく ( $<0.1$  arcsec) 暗いため、望遠鏡による撮像のデータから直接大きさを決定するのは困難なためである。以下にその方法について述べる。

### (1) 冥王星-カロンの相互食

相互食とは、冥王星とカロンが地球と一直線上に並び冥王星がカロンを隠す、もしくはカロンが冥王星の前を通過し重なって見える現象のことである。冥王星-カロン系は見かけの大きさが小さく、点光源として観測される。そして、この現象中は観測される冥王星-カロン系全体の光量が減ることとなる。そのため、この現象を観測して得られる光度曲線から減光が始まってから回復が始まるまでの時間を計測し、これとカロンの速度の積をとることで冥王星の大きさが推定できる (図 2.1)。

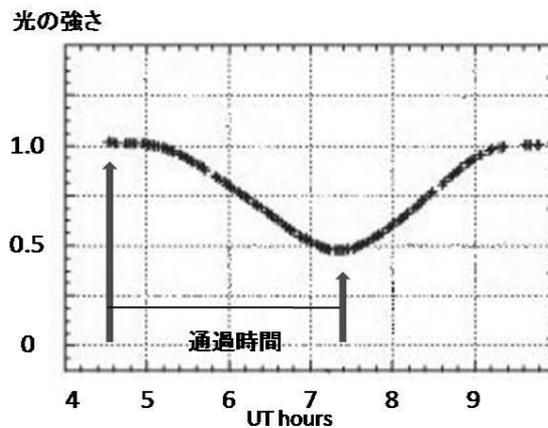


図 2.1: 1987 年 5 月 22 日に University of Texas McDonald Observatory で観測された冥王星とカロンの相互食時の光度曲線。縦軸は、食が起こっていない時の冥王星とカロンの光の強さを合わせたものを 1 としている。横軸は、世界標準時刻を表している。(Young et al. 2000 の図を改編)

### (2) 冥王星による他の星の掩蔽

掩蔽とは、冥王星が地球と恒星との間に位置し、恒星を隠す現象のことである。この現象によって、地球に恒星からの光を遮った冥王星の影ができる。その影の広がりを観測することで、冥王星の大きさを求めることができる。ただし、大きさを求めるためには冥王星の影ができると予測される地域の周辺数か所で同時に観測することが必要である。より多くの地点で観測することで、より正確な値が得られる。図 2.2 は観測から求めた冥王星の影の軌跡の一例である。

また、冥王星による恒星の掩蔽時に得られる光度曲線からも冥王星の大きさが推定できる。掩蔽の光度曲線の一例を図 2.3 に示す。この場合、点光源である恒星を冥王星が隠している時間と冥王星の速度の積をとり求める。掩蔽時の光度曲線を見るとなだらかに減光していることがわかる。これは、冥王星の大気の影響と考え

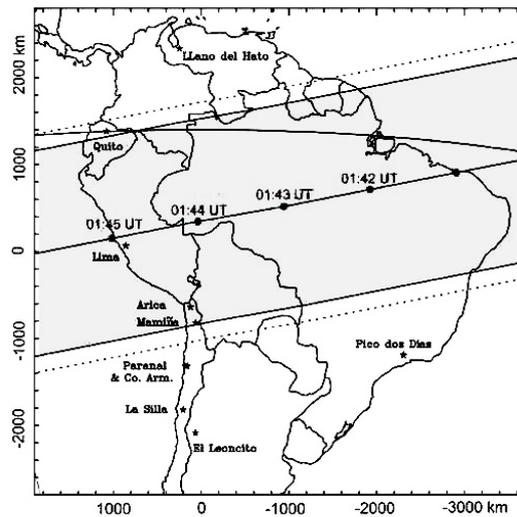


図 2.2: 2002 年 7 月 22 日の星の掩蔽時の冥王星の影の軌跡. 星印は観測地点である. (European Southern Observatory による図; 2002 年 7 月 22 日の掩蔽)

られる.

また、よく光度曲線を見ると“ひざ”と呼ばれる傾きが変わる特徴が見られる。このことには 2 つの原因が考えられる。1 つは、冥王星大気のある地点で温度勾配 ( $dT/dr$ ) の傾きが急となる部分が存在する、つまり冥王星のある高度で大気の温度が急上昇することである。もう 1 つには、冥王星の下部大気に不透明なもやが存在することが考えられる。同じ光度曲線でも、どちらの原因なのかによって導かれる半径は変化する。温度勾配の変化による影響の場合にはより大きい半径となり、もやによる影響の場合にはより小さい半径となる。それは、温度勾配の急な変化による場合には光度曲線の底の範囲が冥王星の影に相当することになるが、もやによる場合には冥王星本体の影に加えもやの影に相当するためである。どちらが原因かによって、冥王星半径の推定値が大きく変化する。

表 2.2 には、1986 ~ 1995 年の間に推定された冥王星とカロンの半径を示す。この表 2.2 の冥王星の半径の範囲は 1135 ~ 1203 km にある。しかし、この広い範囲ではまだ密度の推定に大きな幅が生じる。この幅は、大気構造モデルの不定性からくるものである。それを解消するため、大気構造モデルを考える。冥王星の表面に存在する窒素氷の  $2.15 \mu\text{m}$  帯の吸収スペクトルデータを用いると、そのプロファイルから得られる表面温度は  $40 \pm 2 \text{ K}$  である。冥王星大気の主成分は  $\text{N}_2$  であり、表面の圧力はこの表面温度における飽和水蒸気である約  $60 \mu\text{bar}$  と推定できる。この圧力は、掩蔽時の光度曲線で減光が始まった、冥王星の中心から 1250 km の位置 ( $1 \mu\text{bar}$ ) から 4 スケールハイト下層に相当する。Stansberry et al. (1994)

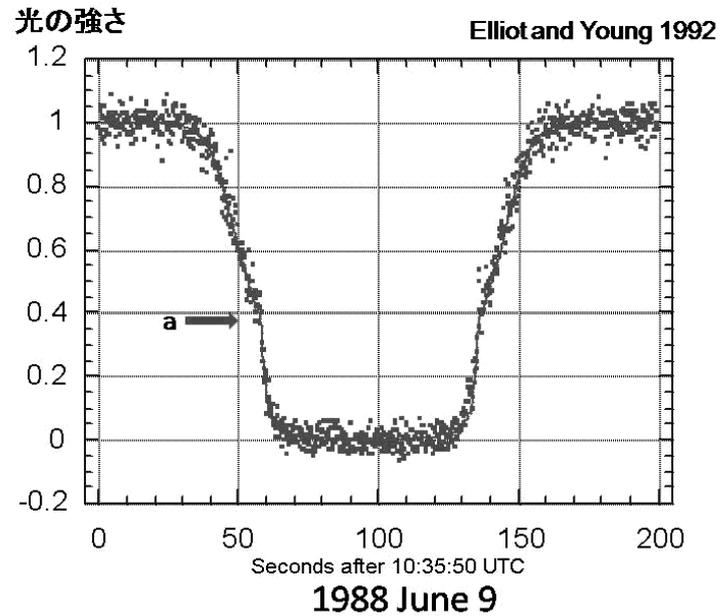


図 2.3: 冥王星による星の掩蔽時の光度曲線. 矢印 a が“ひざ”である. 縦軸は, 観測している恒星が隠される前の光の強度. 横軸は, 世界標準時刻 10:35:50 からの経過時間. (Elliot and Young 1992)

によってモデル化された最も厚い対流圏モデルを参考にすると, 冥王星の中心から 1198 km に位置する対流圏界面から 20 ~ 40 km 下層まで対流圏が伸び, 地表に達することとなる. よって, 冥王星の半径は  $\leq 1180$  km であると考えられる.

表 2.2: 掩蔽と相互食から推定された冥王星とカロンの半径

参考文献	冥王星の半径 (km)	カロンの半径 (km)	系の密度 (g cm <sup>-3</sup> )
Walker (1980)		>600	
Binzel et al.		発見 (??)	
Dunbar and Tedesco (1986)	1150±50	750±50	1.6±0.2
Reinsch and Pakull (1987)	1100±70	580±50	2.1±0.5
Tholen et al. (1987)	1145±46	642±34	1.84±0.19
Tholen and Buie (1987)	1122.7±20 (±3.5) <sup>a</sup>	599.7 ±20 (±5.8) <sup>a</sup>	1.991±0.09 (±0.018) <sup>a</sup>
Tholen and Buie (1988)	1142±9	596±17	2.065±0.047
Elliot et al. (1989)	<1143±20 (もや)		
Eshleman (1989)	1180±23		1.88±0.18
Hubbard et al. (1990)	≈1180		≈1.9
Tholen and Buie (1990)	1151±6	593±13	2.029±0.032
Elliot and Young (1991)		>601.5	
Elliot and Young (1992)	<1181 (もや)		>1.88
	1206±11 (dT/dr) <sup>b</sup>		1.77±0.33
Young (1992)	1191±20 <sup>c</sup>	642±11 <sup>c</sup>	1.80±0.02 <sup>c</sup>
Millis et al. (1993)	<1180±5 (もや)		>1.8±0.1
	1195±5 (dT/dr) <sup>b</sup>		1.78±0.09
Reinsch (1994)	1137±7	584±5	2.03±0.03
	1152±7 <sup>d</sup>	592±5 <sup>d</sup>	
Young and Binzel (1994)	1164±23	621±21	1.87±0.12
	1179.5±23.5 <sup>d</sup>	629±21 <sup>d</sup>	
Buratti et al. (1995)	1155±20	612±30	

<sup>a</sup> 形式誤差<sup>b</sup> 正の温度勾配を仮定<sup>c</sup> Young et al. (1994) で報告されたものと同じ<sup>d</sup> Null and Owen (1996) の軌道長半径で計算しなおしている

## 2.3 質量

冥王星とカロンの質量は運動の観測から求められる。この手法では、まず冥王星–カロン系の総質量が求まり、系の重心の位置を観測することで個々の質量が得られる。

系の総質量は、観測から得た両天体間の距離とカロンの公転周期を基に、次式から求めることができる (詳説ノート (6章) の 6.1 を参照)。

$$\frac{r^3}{T^2} = G \frac{M + m}{4\pi^2} \quad (2.1)$$

$M$  と  $m$  は天体の質量、 $r$  は天体間の距離、 $T$  は公転周期、 $G$  は万有引力定数である。この式 2.1 はケプラー第三法則を表している。この式で得られる総質量を冥王星とカロンの重心までの距離の比で分割すると、冥王星とカロンそれぞれの質量が求められる。

ただし、冥王星–カロン間の距離や重心の位置は観測によって多少ずれがあり、導かれた質量には不確定性がある。表 2.3 に Young et al. (1994) と Null and Owen (1996) による推定質量とその他のパラメータを示す。

表 2.3: 系の総質量パラメータ

	Young et al. (1994)	Null and Owen (1996)
軌道長半径 (km)	19,460±58	19,662±81
系の総質量 (g)	14.32±0.13 × 10 <sup>24</sup>	14.76±0.18 × 10 <sup>24</sup>
冥王星/カロン質量比, $M_C/M_P$	0.1566±0.0035	0.124±0.008
冥王星質量, $M_P$ (g)	12.38±0.12 × 10 <sup>24</sup>	13.14±0.18 × 10 <sup>24</sup>
カロン質量, $M_C$ (g)	1.94±0.04 × 10 <sup>24</sup>	1.62±0.09 × 10 <sup>24</sup>

## 2.4 密度

半径 1140–1180 km の範囲に限定した場合、冥王星の密度は 2.15–1.75 g cm<sup>-3</sup> の範囲となる。この密度は水の密度 1 g cm<sup>-3</sup> と比べて著しく高く、冥王星は岩石成分に富んでいると考えられる。

## 第3章 冥王星の構成物質

この章では、上記の推定密度範囲を基に冥王星の構成物質について考察する。太陽系外縁部の小さな質量の天体を構成する主な成分として考えられるものは、岩石と氷である。また、この他にも有機物が存在する可能性もあり、それについても考察する。

### 3.1 岩石

冥王星内部の岩石組成を考える上で、まず岩石が水和しているかどうかを考察する。水和の程度によって岩石の密度は大きく変化し、氷が占める体積の推定が大きく変化するためである。もし、冥王星の岩石成分がすべて水和しているならば、氷成分は低密度の ice I が主要となり水氷の占める割合は低くなる。冥王星内部の岩石は、以下の3つの理由から現在水和していると推定される。

- (1) 冥王星形成後十分な時間があり、内部で水と混ざり合っている岩石は水和したと考えられる。
- (2) 冥王星の分化過程に伴って水氷は溶け、岩石は中心に向かって沈んでいくが、そのときに岩石は水和すると考えられる。
- (3) 水和した岩石からなる核では、完全な脱水が起こるほど十分な加熱が起きず、すべての水を放出できないと考えられる。

冥王星の水和岩石には、原始木星星雲に関する Prinn and Fegley (1981) が導いた理論的な凝縮物 (PF 岩石; 標準状態で質量の 6.1% が  $\text{H}_2\text{O}$  で  $\rho = 3.26 \text{ g cm}^{-3}$ ) を考える。水を十分に含んだ CI 炭素質コンドライト (CI 岩石; 標準状態で質量の 15.7% が  $\text{H}_2\text{O}$  で  $\rho = 2.77 \text{ g cm}^{-3}$ ) は、放射壊変熱によって核の 80% が 500 K を超える温度となることを考えると冥王星岩石の全体の組成としてはありえそうにない。実際 CI 岩石を構成するジブサムとエブソマイトはこの温度でも十分に脱水する。また  $^{40}\text{K}$  が太陽組成と同じだけ含まれていると考えれば、核の中心温度は 1500 K に達する。それによって、核の内側の CI 岩石は完全に脱水することになり、岩石核全体としては PF 岩石と似たような組成となるはずである。

## 3.2 氷

氷を形成する元素の中で、太陽系存在度が大きいものはHとOである。また、冥王星形成領域の温度は $\sim 40$  Kであり、C, N化合物からなる氷の凝縮温度よりも高い。よって、主な氷は水氷であると考えられる。水氷を考える上で重要なことは相転移による密度の変化である。水氷は圧力と温度の変化によって相転移し、ice-I, ice-II, ... と状態の変化に伴って密度が $\sim 10\%$  ずつ増えていく。これは、相転移しない場合の密度変化  $\Delta\rho/\rho = \alpha\Delta T \sim 10^{-4}\text{K}^{-1}\Delta T$  に比べて非常に大きい。ここで、 $\alpha$  は熱膨張係数、 $\rho$  は密度、 $\Delta\rho$  は密度変化、 $\Delta T$  は温度変化である。そのため、どの相の氷がどのように配置されているかによって全体の岩石/氷比は大きく変わる事となる。

水氷以外の揮発性の氷 (C, N など) については、岩石/氷比に対する影響だけを考えることとする。観測データでは冥王星表面には揮発性の氷が存在していることがわかるが、それ自体は少ないと考えられる。また、冥王星が分化しているとすると、結果として揮発性の氷は表面に集中すると考えられ、氷の流動特性を考える上でも無視できるためである。

## 3.3 有機物

冥王星に有機物が含まれているとすれば、おそらく難揮発性のものである。星間分子雲の星誕生領域では、かなりの量の炭素が難揮発性の有機物として存在している。また、太陽系初期からあまり変化していないと考えられる彗星にも不揮発性の有機物が豊富に含まれている。

ハレー彗星から検出されたダストには、難揮発性の有機物である CHON 粒子が分子数比で $\sim 30\%$  含まれていた。さらに $\sim 30\%$  は CHON 粒子とケイ酸塩の混合物と推定される。CHON 粒子が岩石よりも密度が低いと考えると、ダスト中の有機物の質量は全体の $\sim 1/3$  ほどと考えられる。氷成分も考慮すれば、彗星核の有機物の質量分率は $10\%$  程度である。これを岩石/氷質量比が $70/30$  の冥王星に当てはめれば、有機物の質量分率は $20\%$  ほどとなる。

多くの有機化合物の密度は $1\text{ g cm}^{-3}$  程度で、重いアスファルトでは $1.1 \sim 1.5\text{ g cm}^{-3}$  である。以下で内部構造への有機物の寄与を考える場合、これらの密度の幅を考える。

## 第4章 冥王星の温度分布と内部構造

### 4.1 分化

冥王星はおそらく分化していると考えられる。その根拠について、熱的進化と揮発性物質の存在から議論する。

#### 4.1.1 熱的進化

冥王星が初期に未分化だったとしても、長寿命放射性核種の壊変熱によって氷が溶け、水が上昇し、岩石成分が沈降することとで分化が起こると考えられる。実際にその壊変熱で、後の図 4.1 で示すように、対流の効果を考えて場合でも冥王星内部の温度は 1500 K まで上昇し、氷の融点を上回る。固体対流によって温度上昇が氷の融点以下に抑えられる可能性も未分化な冥王星に対しては低い。それは、氷に岩石が混じると氷の流動性が著しく低下するためである。

また、分化が不完全な状態で終わることも考えにくい。一部分化した冥王星の内部構造は、上から順番に氷の上部マントル、未分化な氷と岩石の下部マントル、しめった岩石の核となる。下部マントル自体は対流可能であるが、大きな密度差がある上部マントルと混ざることができないと考えられる。上部マントルは十分薄いいため、伝導によって熱を運ぶか、対流したとしても下部の一部にとどまる。これらの対流層の境界では伝導によって熱が運ばれる。伝導による熱輸送の効率は対流よりも低く、放射壊変熱により冥王星内部はより一層暖められる。この影響で下部マントルの境界層の氷が溶け、更に分化が進む。結局、冥王星全体が分化することになる。

#### 4.1.2 揮発性物質の存在

冥王星の表面が現在でも揮発性の氷に覆われていることから、間接的に冥王星が分化していることがわかる。揮発性の氷の供給源として考えられるのは、有機物と集積時に水氷に吸着した揮発性ガスである。もし有機物が供給源であるならば、水氷が溶け熱水となり有機物を分解する必要がある。また、吸着ガスが供給源の場合にも、結局は水氷が融けることが必要である。集積時にはアモルファスであった水

氷に吸着した揮発性ガスは、水氷が結晶化する上でも開放されずにクラスレートに取り込まれるだろう。実際に、アモルファス氷に吸着するガスとクラスレートが取り込めるガスの量は似たようなものである。したがって、どちらにしても冥王星が分化する必要があるのである。

## 4.2 岩石核と氷マントルにおける熱進化の素過程

分化している冥王星は、主に氷マントルと岩石核に分かれていると考えられる。ここでは核と氷マントルに分けて、その熱進化の素過程を考えていく。

### 4.2.1 岩石核

岩石核の長期的な熱進化の数値モデルを図 4.1 に示す。このモデルではケイ酸塩に含まれる長寿命放射性核種  $^{40}\text{K}$ , Th, U の壊変熱を唯一の熱源として考える。水氷が融け核と分離した時刻を  $t = 0$ 、この時刻における温度を核の圧力下での氷の融点である 250 K とした。温度分布の進化は以下の熱伝導方程式から求める。(詳説ノート (6 章) の 6.3 を参照)。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( kr^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{H}{C} \quad (4.1)$$

ここで  $t$  は時間,  $k$  は熱伝導率,  $\rho$  は密度,  $H$  は単位質量あたりの熱発生量,  $C$  は比熱である。  $t = 1$  Gyr までは一見中心部で対流しているような温度分布に見えるが、

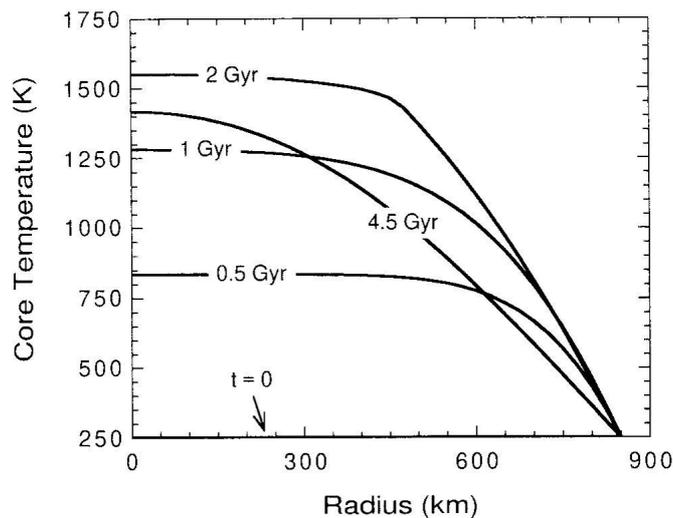


図 4.1: 冥王星の核の伝導的な熱進化モデル。  $t = 0$  で均一の温度 250 K から始めている。  $T > 1450$  K では熱伝導率を高くとり固体対流の影響を表現した。

実際は対流していない。これは、伝導による熱輸送の効率が悪く、熱が運ばれるのに著しく時間がかかり、核全体で一様に温度が上昇しているためである。また、核の中心の温度が 1500 K にも達しており、核の中心部の岩石は完全に脱水している可能性がある。

また、1500 K ほどで融点の低い FeS は融解し、FeS の中心核ができている可能性もある。核内部で FeS が融けた場合、比較的密度の高い FeS は中心に向かって沈んでいくだろう。それにより、冥王星の岩石核も分化している可能性がある。

#### 4.2.2 氷マントル

冥王星の氷マントルの温度分布は上部は伝導的、下部は対流的になっていると考えられる。表面に近い氷マントルの上部は冷たく粘性が高いため、伝導によって熱を運んでいるだろう。表面の揮発性の氷は熱伝導率が水氷よりも 1~2 桁小さく、冥王星のような薄い表面であっても熱流を遮り内部の温度を大きく上昇させる可能性がある。温度が高いほど水氷の熱伝導率は低下するため、表面の揮発性氷の保温効果が起こると内部の温度はさらに上昇することが考えられる。このような効果を考慮し伝導的な温度分布を考えた場合、氷マントルの途中で氷の融解曲線と交差する。そのため、氷マントルの下部は対流している可能性が高い。

対流は以下のレイリー数がある一定値を超える領域で起こる (詳説ノート (6 章) の 6.6 を参照)。

$$Ra = \frac{g\alpha\rho D^3\Delta T}{\eta\kappa} \quad (4.2)$$

ここで  $D$  は流体層の厚さ、 $\Delta T$  は断熱の温度低下分を差し引いた層全体での温度差、 $\eta$  は氷の粘性率である。レイリー数が臨界値 (一般的に  $10^3$  のオーダー) を超える場合には対流が起こる。このレイリー数を基に氷マントルを伝導領域と対流領域とに分け、上部の伝導領域を流動学的リソスフェアと呼ぶ事とする。

一般的に、対流領域の温度分布は以下の断熱温度勾配に従う (詳説ノート (6 章) の 6.4 を参照)。

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{\alpha T g}{C} \quad (4.3)$$

$g$  はその場の重力加速度である。 $C$  は冥王星内部の水氷に関して  $\approx 1.5 \times (T/200 \text{ K}) \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  で、 $g \sim 80 \text{ cm s}^{-2}$  である。そこから導かれる冥王星の断熱温度勾配は

$|dT/dr| \leq 0.01 \text{ K km}^{-1}$  である。つまり、氷マンツルの対流領域は基本的に等温とみなすことができる。また、時間による温度変化も小さいと考えられる。その理由は、以下の式で表される対流領域の熱流量を考えることで得られる。

$$F_{conv} \sim 0.1 Ra^{1/3} k \frac{\Delta T}{D} \quad (4.4)$$

この熱流量の式に含まれる数値の中で最も温度依存性が高いものは以下で示される粘性率である。

$$\eta(T) \propto e^{Q^*/RT} \quad (4.5)$$

$Q^*$  は支配的な流動機構に関する活性化エネルギー、 $R$  は気体定数である。これらの式から、対流の場合温度が上昇すればそれに伴い粘性率が大きく低下し、熱流量は大きく上昇する。そして熱流量が上昇すれば、それに伴い内部の温度上昇が抑えられることとなる。結果温度変化が抑制される。

現在の冥王星の氷マンツルの温度分布モデルの一例を図 4.2 に示す (詳説ノート (6 章) の 6.4 を参照)。

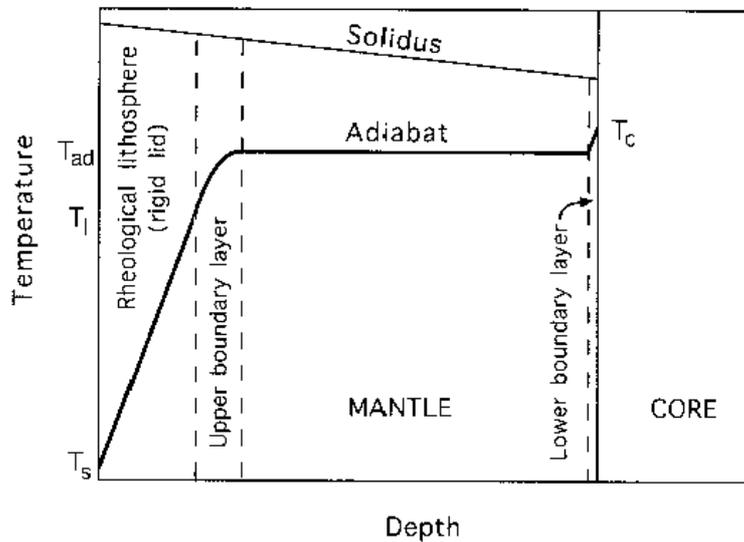


図 4.2: 冥王星の氷マンツルに関する温度構造モデルの図 (太線) で、簡単化のため純粋な ice-I のみを考えている;  $T_s$  は表面温度,  $T_{ad}$  は等温な内部の断熱温度 (Friedson and Stevenson 1983 の図を改編)

## 4.3 現在の温度分布と内部構造

### 4.3.1 現在の温度分布

これまでの議論をもとに、現在の冥王星の温度分布の一例を図 4.3 に示す。モデルを考える上で、Young et al. (1994) と Null and Owen (1996) で求められた質量 (表 2.3) の平均  $12.76 \times 10^{24}$  g と 1180 km という半径、そしてそこから得られる密度  $1.85 \text{ g cm}^{-3}$  を用いた。また、熱流量は定常状態より 50% 大きいと仮定し、表面温度は 40 K とした。6.5 で用いた極値の仮説を上部境界層に導入し、Mueller and McKinnon (1988) で与えられたニュートン粘性則を用いると、断熱温度  $T_{ad}$  は  $\approx 230$  K と推定される。一方、下部境界層と上部境界層の平均温度によって断熱温度が決まるとすると  $\approx 205$  K となる。ここではこれらの中間温度  $\approx 220$  K を断熱領域の温度  $T_{ad}$  として用いた。図 4.3 の温度分布は、幾何学的な違いはあるものの先に議論した図 4.2 の特徴を示している。伝導領域で温度勾配が一定ではなく曲がっているのは、熱伝導率が温度に依存することが主な原因である。

また、この  $T_{ad} \approx 220$  K での温度・圧力分布では、下部境界層において ice I-ice II 相境界に達する。この相転移はクラペイロン勾配が正 ( $dT/dP = \Delta V/\Delta S > 0$ ) であるため、これより温度が高く薄い氷マンツルの場合には氷は全て純粋な ice I となり、より温度が低く厚い氷マンツルの場合には ice I-ice II 混合層ができることになる。更に氷マンツルが十分に厚ければ、その内部で ice I-ice II-ice III 三重点に達する可能性もある。その場合、断熱曲線は三重点に達した後 ice II-ice III 境界に沿って降下していくだろう。

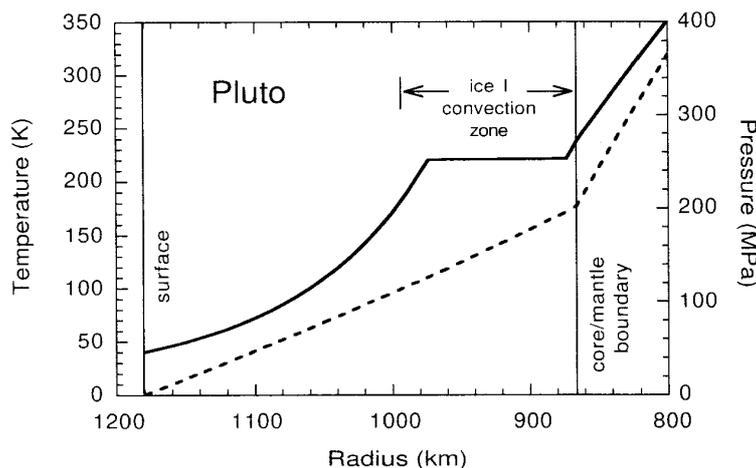


図 4.3: 分化した冥王星モデル ( $\rho = 1.85 \text{ g cm}^{-3}$ ) における水氷マンツルと外核の温度 (実線) と圧力 (点線) の分布。

## 4.3.2 現在の内部構造

図 4.3 に対応する内部構造モデルを図 4.4a に示す. 今後はこのモデルを参照モデルと呼ぶことにする. 比較のため, 同じ平均密度を持った未分化の場合のモデルを図 4.4b に示す. 分化モデルの岩石/氷比は, 岩石に水和している分の  $\text{H}_2\text{O}$  を氷成分に含めて計算した場合, およそ 65/35 となる. 一方, 未分化のモデルでは様々な氷相が存在し, 岩石/氷比は相対的に低い. ただし, 冥王星内部の  $P$ - $T$  の範囲ではクラスレートは安定である. そのため, 未分化の冥王星の氷はクラスレートを形成しているだろう. その場合クラスレートと水和岩石が均一に分布したモデルとなる.

冥王星の密度が低い場合, ice II が構造に大きく関わっている可能性がある. たとえば, Millis et al. (1993) で許容された最大の半径 1200 km と Young et al. (1994) の最小の質量  $14.19 \times 10^{24}$  g という冥王星を考える. ここから導かれる密度は  $1.70 \text{ g cm}^{-3}$  となる. この密度から考えられる分化した冥王星の構造モデルを図 4.5a に示す. 特徴は ice II の多さで, 体積では全体の 50% を超える. このモデルの熱流量は定常状態と等しいと仮定しており, そのためより ice II が増えている. ice I-ice II 相転移はリソスフェアの内部まで達している. 密度の高い ice II が大量にあるため, 岩石の質量分率は  $\approx 0.52$  ほどとなる.

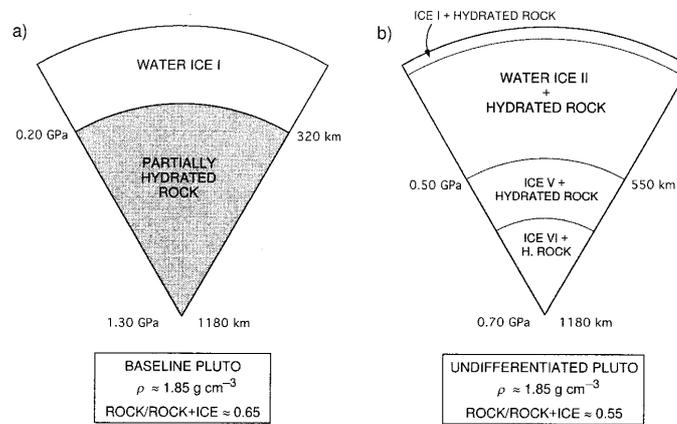


図 4.4: 半径 1180 km と質量  $12.76 \times 10^{24}$  g を採用した場合の冥王星構造モデル. (a) 図 4.3 で図示されたモデルに対応した分化した場合の構造であり, 現在最もありえそうな配置である. (b) 同じパラメータを使った未分化の構造. 岩石成分は完全に水和している (CI 岩石). このモデルでは (a) のように  $T_s = 40 \text{ K}$  で熱流量が現在の定常状態での量よりも 50% 多いと仮定している. 後者は氷リソスフェアの厚さに依存している. 岩石分率は (a) よりも小さく, より冷たい浅めの内部に ice II が豊富に存在することになる. 図 4.3 と 図 4.4 との比較のため, 深い対流層の温度は 220 K で固定しており, 氷相の可能な範囲を図示する上で役に立つ. もし内部温度が  $\geq 193 \text{ K}$  であったならば, ice-V に富んだ層は除外される. もし氷がクラスレートを形成しているならば, 氷は全て相転移していないだろう. 岩石の質量分率はここでは無氷岩石を基に計算している.

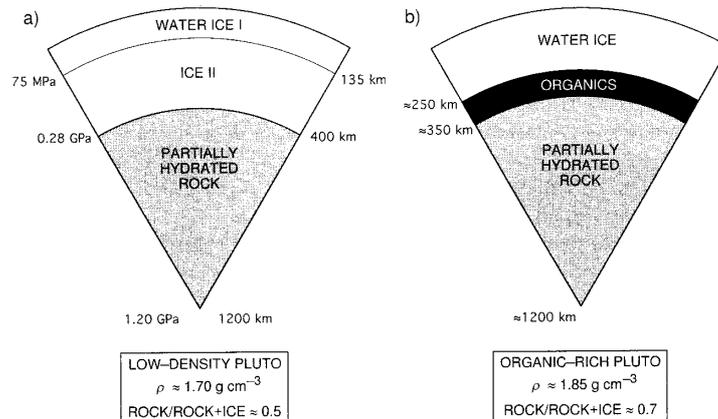


図 4.5: (a) 図 4.4a に似た構造モデル. ただし Millis et al. (1993) の最大の半径と Young et al. (1994) の質量を仮定している;  $T_s$  は 40 K で熱流量は現在での定常状態である. 氷マンツルの大部分がより密度の高い ice II という点で, この低密度の冥王星モデルはトリトンと似ている. (b) 中間の密度の冥王星構造モデル ( $\rho = 1.85 \text{ g cm}^{-3}$ ) であるが, 大量の有機物を含んでいる. 有機物が惑星全体の平均よりも密度が高い場合を除き, (無水) 岩石の質量分率は有機物がない場合よりも大きくなるはずである.

内部構造に対する有機物の影響を考察するため, 有機物の質量分率を  $\sim 0.2$  とし, 密度を  $1.5 \text{ g cm}^{-3}$  とした構造モデルを図 4.5b に示す. このモデルの岩石/氷比は  $\sim 70/30$  であり, 参照モデルよりも大きい. ただし CHON 様の物質の状態方程式は知られていないため, 単純に PF 岩石と水氷, 有機物の質量収支で計算している.

表面温度が変化すると内部の温度も変化し ice II の占める割合が増えるため, 岩石/氷比に影響を及ぼす. その影響を示したものが図 4.6 である. ここでは水氷と岩石成分のみを考慮している. 半径は 1150 km, 1175 km, 1200 km の 3 つの場合を仮定し, 比較のため冥王星に似ていると考えられるトリトンのモデルも示す. 熱流量は現在の定常状態とし, 内部の対流領域の温度を 185 K から 235 K の範囲とした. 質量は  $M_P = 12.79 \times 10^{24} \text{ g}$  とした.

図 4.6 から, ある表面温度に達すると岩石の質量分率  $m_s$  が急激に増加するのがわかる. これは ice I-ice II の相転移が対流層で起こるようになるためである. 表面温度が冷たい場合には対流層は ice II のみであるが, 表面温度の上昇に伴って熱伝導率の低い ice I が現れる. そのため内部の温度はさらに上昇し, ice II の量の減少を促す. その結果, 冥王星岩石の質量分率は大きく上昇することとなる.

実際の冥王星は高い表面温度の場合に近いと考えられる. それは, 表面の熱伝導率が低い氷の影響で有効表面温度が上昇していることと, 熱流量は定常状態での値よりも高く結果的に表面温度を上昇させた場合と同じ効果が得られることによる. また, 図 4.5a のように ice II に富んだ状態になるためには氷マンツルの冷却

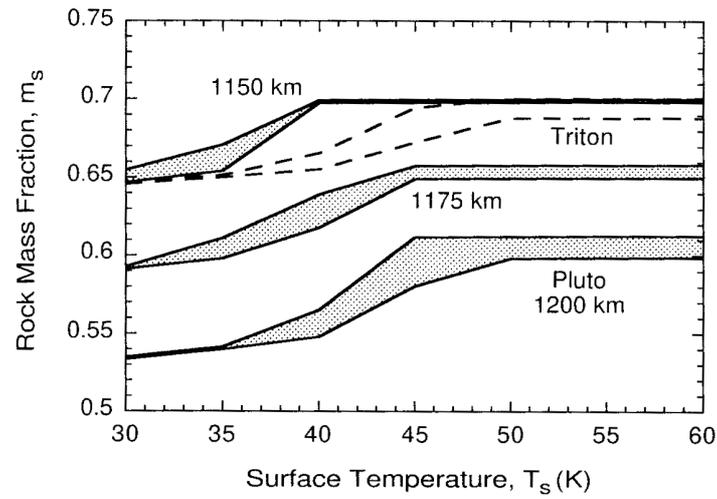


図 4.6: 異なる半径の分化した冥王星モデルとトリトンに対する表面温度  $T_s$  の効果を考慮した無水岩石の割合 (岩石/岩石 + 水氷).  $M_P$  は  $12.79 \times 10^{24}$  g. 冥王星の半径と選ばれた  $T_s$  それぞれ, またトリトンのそれぞれの  $T_s$  で,  $M_s$  の取り得る範囲が存在する. それは陰で示されており, 氷マントルの対流領域の温度に依存している

とそれに伴う全体の収縮が起こるはずである. しかし, このことを示す表面の圧縮地形などの地質学的証拠は, 冥王星に似た天体であるトリトンではまだ見つからない.

## 第5章 まとめ

今までの冥王星に対する考察は、以下のようにまとめられる。

冥王星は未だ探査機が到着しておらず、また地球からの見かけの大きさが小さいため、その内部構造を推定するためにはさまざまな観測データをうまく利用する必要がある。内部の組成を考える上で有益な情報は密度である。その密度を得るためには大きさと質量が必要であり、冥王星-カロンの相互食と星の掩蔽を観測することでそれぞれ得られる。それらの観測から得られているデータは、質量が  $12.79 \times 10^{24}$  g、半径は 1160 から 1180 km、密度は 1.85 から  $1.95 \text{ g cm}^{-3}$  である。密度やその他の観測データから、冥王星は主に岩石と氷でできており、岩石/氷比が約 60/40 と岩石に富んでいると推定される。

また、冥王星は分化していると考えられる。熱的進化モデルの数値計算では、長寿命放射性核種の壊変熱により冥王星内部の水氷は融ける。また、表面の揮発性氷が存在するためには、水氷に吸着したガスが開放されるか有機物に変質する必要がある。そのいずれも水氷が融けることが必要になる。そして水氷が融けることによって冥王星が分化することとなる。

岩石は、過去十分な時間流体の水と接しており、水和岩石の核では完全に脱水するほどの熱が得られないことを考えると現在も水和していると考えられる。ただし、中心の温度が高温になることを考えると、全体的な組成としては水和の程度が小さく、原始木星星雲に関する Prinn and Fegley (1981) が導いた理論的な凝縮物 (PF 岩石; 標準状態で質量の 6.1% が  $\text{H}_2\text{O}$  で  $\rho = 3.26 \text{ g cm}^{-3}$ ) のようなものと考えられる。氷は太陽系原子存在度や冥王星誕生領域の温度を考えると  $\text{H}_2\text{O}$  が主と考えられる。また、太陽系初期からあまり変化していないと考えられる彗星の組成には有機物が多く含まれており、冥王星にも有機物が存在する可能性がある。その場合、惑星全体に対する有機物の質量分率は  $\sim 0.2$  ほどに達し、岩石核と氷マンツルの間に有機物の層を形成すると考えられる。

岩石核はおもに伝導によって熱を運んでおり、その中心部の温度は 1500 K にも達する。そのため、中心部では完全に脱水しており、場合によっては  $\text{FeS}$  の中心核ができているかもしれない。氷マンツルは伝導によって熱を運ぶ領域と対流によって熱を運ぶ領域とに分かれている。岩石/氷比の推定に大きな影響を与える ice II

の量は、冥王星の実際の半径と長期的な表面の有効温度などに依存するため詳しくはわかっていないが、今後の探査機ミッションによって明かされるはずである。

## 第6章 詳説ノート

### 6.1 公転周期と系の半径から総質量を求める式

ここでは、本文中に出てきた公転周期と系の半径から総質量を求める式 (2.1) を導く。まず、位置ベクトルが  $\mathbf{r}_a$  である質量  $m$  の天体 A と、位置ベクトルが  $\mathbf{r}_b$  である質量  $M$  の天体 B との相互運動を考える。

$\mathbf{r} = \mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b$  とすると、天体 A と天体 B それぞれの運動方程式は以下に示すとおりである。

$$m\ddot{\mathbf{r}}_a = G\frac{mM}{|\mathbf{r}|^3}\mathbf{r} \quad (6.1)$$

$$M\ddot{\mathbf{r}}_b = G\frac{mM}{|\mathbf{r}|^3}(-\mathbf{r}) \quad (6.2)$$

この 2 つの式それぞれ  $m$  と  $M$  で割り、差を取ると次の式を得る。

$$\ddot{\mathbf{r}} = G\frac{m+M}{|\mathbf{r}|^3}\mathbf{r} \quad (6.3)$$

これは、位置ベクトルが  $\mathbf{r}$  である単位質量が原点にある質量  $m+M$  から万有引力を受けている場合の運動方程式に等しい。

万有引力と遠心力とが釣り合っている円運動の場合、運動方程式は以下のように表わされる。

$$G\frac{m+M}{|\mathbf{r}|^3}\mathbf{r} = \omega^2\mathbf{r} \quad (6.4)$$

角速度  $\omega$  を周期  $T$  であらわすと本文中の式 (2.1) が導かれる。

$$\frac{r^3}{T^2} = G\frac{M+m}{4\pi^2} \quad (6.5)$$

### 6.2 氷の相転移

我々がよく知っている  $\text{H}_2\text{O}$  の氷は圧力と温度によって構造が変化する。高温・低圧の状態ではよく目にしている氷、ice I の状態で存在しているが、圧力を加える、

もしくはより低温にすると ice II, ice III... と相転移していく. 図 6.1 は圧力と温度に関する氷の状態図である. L は液体, ローマ数字は氷の相を表している. 破線で描いた境界は, まだ十分に調べられていない推定の相境界を示している. 点線は, 準安定な層境界である. 圧力の単位を本文中の MPa に直すと  $1 \text{ kbar} = 100 \text{ MPa}$  である. 冥王星の水氷領域の圧力が  $\sim 200$  から  $300 \text{ MPa}$ , 温度が  $40 \text{ K}$  から  $\approx 235 \text{ K}$  であることを考えると, 冥王星の水氷成分としては ice I と ice II そして ice III が考えられる.

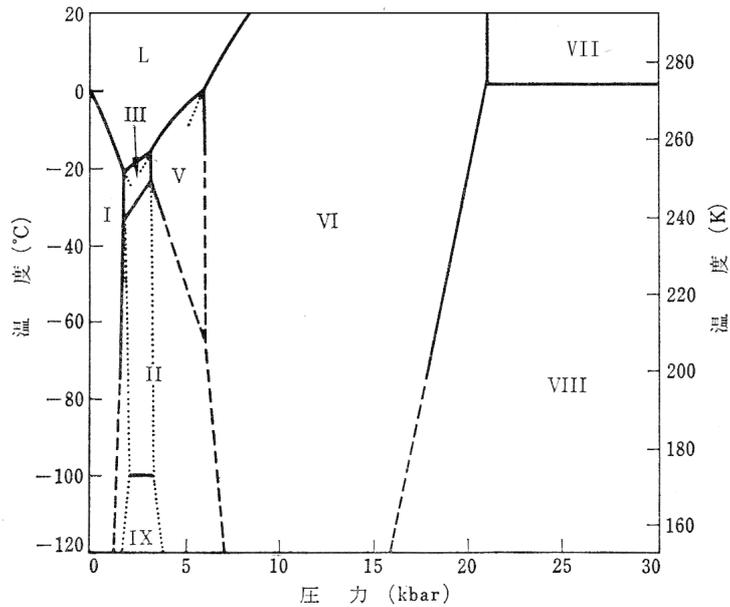


図 6.1: 氷の状態図. 破線はまだ十分に調べられていない推定の境界線を表す. 点線は一つの相がそのまま隣の領域へ準安定につながっていることを表す. (N.H.Fletcher 著 前野紀一 訳 『氷の化学物理』 第 2 章より改編)

### 6.3 熱伝導方程式

ここでは, 本文中に出てきた熱伝導方程式とその領域での発熱温度上昇を組み合わせた式 (4.1) を導く. 系は,  $y$  軸,  $z$  軸方向に一様と仮定する.

まず以下のように物理量を定義する.

$T$	温度	$C$	比熱
$F$	単位時間, 単位面積辺りの熱流量	$k$	熱伝導率
$Q$	熱量の変化	$\rho$	密度

座標  $x$  を持つ  $x$  軸に垂直な単位面積を通過する単位時間当たりの熱流量  $F(x, t)$  は温度勾配に比例する.

$$F(x, t) = -k \frac{dT}{dx} \quad (6.6)$$

上記の単位面積と、座標  $x + \Delta x$  を持つ単位面積に挟まれた微小体積の単位時間当たりの熱量変化は、入ってくる熱流量と出ていく熱流量との差を取ることで以下のように表わされる.

$$Q = F(x, t) - F(x + \Delta x, t) \quad (6.7)$$

したがって、 $\Delta t$  だけ経過した時の座標  $x$  の温度変化は以下のように表わされる.

$$T(x, t + \Delta t) - T(x, t) = \frac{Q \Delta t}{\rho \Delta x C} \quad (6.8)$$

この式に (6.7) を代入すると以下の関係が得られる.

$$T(x, t + \Delta t) - T(x, t) = -\frac{F(x + \Delta x, t) - F(x, t)}{\rho \Delta x C} \Delta t \quad (6.9)$$

$\Delta x \rightarrow 0$  と  $\Delta t \rightarrow 0$  の極限を取ると以下の関係が得られる.

$$\rho C \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial F(x, t)}{\partial x} \quad (6.10)$$

この式に (6.6) を代入することで、以下の式が得られる.

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( k \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (6.11)$$

系が球対称の場合には、以下のような熱伝導方程式が導かれる。ここで  $r$  は中心からの距離、 $\Delta r$  は微小な距離間隔である.

$$\begin{aligned} 4\pi r^2 \Delta r C \rho \frac{\partial T}{\partial t} &= -4\pi r^2 k \frac{\partial T}{\partial r}(r) + 4\pi (r + \Delta r)^2 k \frac{\partial T}{\partial t}(r + \Delta r) \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{1}{\rho C} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( k r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (6.12)$$

また、この微小区間での発熱による温度上昇を考えると、本文の (4.1) が得られる.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( k r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{H}{C} \quad (6.13)$$

## 6.4 断熱温度勾配の式

ここでは, 本文中に出てきた断熱温度勾配の式 (4.3) を導出する. そのため以下のように物理量を定義する.

$G$	ギブスの自由エネルギー	$\rho$	密度
$P$	圧力	$C_P$	定圧比熱
$V$	比体積	$\alpha$	体積熱膨張係数
$S$	エントロピー	$g$	重力加速度
$U$	内部エネルギー	$r$	中心からの距離

ただし,  $V, \alpha, C_P$  については, 各物理量と以下のような関係がある.

$$V = \frac{1}{\rho} \quad (6.14)$$

$$\begin{aligned} \alpha &\equiv \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \\ &= -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \end{aligned} \quad (6.15)$$

$$C_P \equiv T \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_P \quad (6.16)$$

ギブスの自由エネルギー  $G$  を, 内部エネルギー  $U$  と圧力  $P$ , 温度  $T$ , エントロピー  $S$ , 体積  $V$  を使って表す.

$$G = U + PV - ST \quad (6.17)$$

また, この全微分は以下のように示される.

$$dG = VdP - SdT \quad (6.18)$$

等圧, 等温の場合, それぞれ以下のような関係が示される.

$$\left( \frac{\partial G}{\partial T} \right)_P = -S \quad (6.19)$$

$$\left( \frac{\partial G}{\partial P} \right)_T = V \quad (6.20)$$

熱力学関数が, 独立変数で 2 階偏微分をする場合には微分をとった順番によらないことを利用すると, 以下の関係が得られる.

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial}{\partial P} \left( \frac{\partial G}{\partial T} \right)_P \right]_T &= \left[ \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{\partial G}{\partial P} \right)_T \right]_P \\ - \left( \frac{\partial S}{\partial P} \right)_T &= \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \end{aligned} \quad (6.21)$$

得られた方程式はマクスウェルの関係式と呼ばれるものの1つである。この式に(6.15)を代入すると以下の式を得る。

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_P = -\frac{\alpha}{\rho} \quad (6.22)$$

また、エントロピー  $S$  の全微分は以下のように示される。

$$\begin{aligned} dS &= \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T dP = 0 \\ \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S &= -\frac{\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T}{\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P} \end{aligned} \quad (6.23)$$

(6.16) (6.22) をこの式に代入すると以下の式を得る。

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S = \frac{\alpha T}{\rho C_P} \quad (6.24)$$

ここで、静水圧平衡の式を考える。

$$\frac{dP}{dr} = -\rho g \quad (6.25)$$

(6.24) とこの式より断熱温度勾配の式が導かれる。

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{\alpha T g}{C_P} \quad (6.26)$$

## 6.5 粘性と温度に依存する場合の対流による熱流量の推定

熱流量  $F$  と氷マンツルの対流領域の断熱温度  $T_{ad}$  との関係を次のように導く。

表面温度が与えられている系で、熱流量  $F$  の関数として断熱温度  $T_{ad}$  を求める。その関係は式(4.4)を用いて表される。ここでリソスフェアと上部境界層の境界温度を  $T_i$ 、核の表面温度を  $T_c$  とし、 $\Delta T \approx T_c - T_i$ 、 $T \approx (T_c + T_i)/2$  とする。ただし、下部境界層は上部境界層と比べ温度が高く粘性率が低いいため、非常に薄いと考えられる。そのため、粘性率を0に近づけると下部境界層の厚さは0に近づき、対流領域の温度  $T_{ad}$  と核の表面温度  $T_c$  が等しくなる。これより熱流量と断熱温度との関係は以下のように表される。

$$F \sim 0.1 Ra^{1/3} k \frac{T_{ad} - T_l}{D} \quad (6.27)$$

ここで,  $Ra$  はレイリー数,  $k$  は熱伝導率,  $D$  は対流層の厚さである. この式は式 (4.2) と (4.5), そして  $T_l$  を決めるために, 与えられた  $T_{ad}$  に対して熱流量が最大の値をとるという仮定 (極値の仮定) ををすることで求めることができる. これらの過程によって求めた値から図 4.2 を推定している.

## 6.6 自由対流の線形安定性解析とその解釈

ここでは木村 (1983) を基に自由対流の線形安定性解析と本文中に出てきたレイリー数  $Ra$  (4.2) の解釈について考える.

自由対流の線形安定性解析を考える上で, まず限られた厚さでの垂直対流の運動方程式と連続の式, 熱伝導方程式から対流の起こりやすさを表すレイリー数を求め, 次に密度成層流体のエネルギー方程式から擾乱の発達・減衰を考える.

### 6.6.1 自由対流の線形安定性解析

ある限られた厚さ  $D$  の流体層を考える. 流体層の流速が 0 の状態を基本場とし, 流体層に人工的な擾乱を与え, その時間進化を見ることで対流するかどうかを考える. 基本場の温度  $T_B$  は時間変化せず,  $z$  のみに依存する. その温度勾配  $\Gamma$  は一定とし, 流体層の上面と下面の温度を一定に保つ. 簡単化のため  $x-z$  平面での循環のみに着目し, 流体の密度変化の表現にはブシネスク近似を用いる. ブシネスク近似とは, 流体を非圧縮流体とし圧力による密度変化を無視する近似のことである.

この解析に用いる物理量を以下のように定義する.

$T$	温度	$u$	流速の $x$ 成分
$T_B$	基本場の温度	$w$	流速の $z$ 成分
$P$	圧力	$\kappa$	熱拡散率
$P_B$	基本場の圧力	$\nu$	動粘性係数
$\rho$	密度	$g$	重力加速度
$\rho_0$	基本場の密度	$\alpha$	熱膨張係数
$D$	流体層の厚さ	$s$	時間

ただし, それぞれ以下の関係がある.

$$\rho' = -\rho\alpha T' \quad (6.28)$$

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (6.29)$$

“'” をつけた量は以下のように基本場からのずれを表す.

$$\begin{aligned}
 T &= T_B(z) + T' \\
 P &= P_B(z) + P' \\
 \rho &= \rho_0(z) + \rho' \\
 u &= u' \\
 w &= w'
 \end{aligned} \tag{6.30}$$

また, 系は以下の基本方程式に従う.

・ナヴィエ・ストークスの式

$$\frac{\partial u}{\partial s} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \tag{6.31}$$

$$\frac{\partial w}{\partial s} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g + \nu \nabla^2 w \tag{6.32}$$

・熱伝導方程式

$$\frac{\partial T}{\partial s} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \nabla^2 T \tag{6.33}$$

・連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{6.34}$$

まず, ナヴィエ・ストークスの式について考える. 基本場におけるナヴィエ・ストークスの式は以下に示すとおりである.

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P_B}{\partial x} = 0 \tag{6.35}$$

$$\frac{\partial P_B}{\partial z} = -\rho_0 g \tag{6.36}$$

(6.36) は静水圧平衡の式を表わしている. 上式と (6.30) を使い, 基本場から微小変化した場合のナヴィエ・ストークスの式は以下に示す通りである.

$$\frac{\partial u'}{\partial s} + u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0 + \rho'} \frac{\partial (P_B + P')}{\partial x} + \nu \nabla^2 u' \tag{6.37}$$

$$\frac{\partial w'}{\partial s} + u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0 + \rho'} \frac{\partial (P_B + P')}{\partial z} - g + \nu \nabla^2 w' \tag{6.38}$$

これらの式を線形近似すると以下の関係が得られる.

$$\frac{\partial u'}{\partial s} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial x} + \nu \nabla^2 u' \quad (6.39)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w'}{\partial s} &= -\frac{1}{\rho_0} \left(1 - \frac{\rho'}{\rho_0}\right) \frac{\partial(P_B + P')}{\partial z} - g + \nu \nabla^2 w' \\ &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial z} + \left(g - \frac{\rho'}{\rho_0} g\right) - g + \nu \nabla^2 w' \\ &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial z} - g\alpha T' + \nu \nabla^2 w' \end{aligned} \quad (6.40)$$

また, 基本場の温度  $T_B(z)$  は上に行くほど低くなるので  $\Gamma \equiv -dT_B/dz > 0$  とすると,  $\Gamma$  は一定なので熱伝導方程式 (6.33) は以下に示すとおりである.

$$\frac{\partial(T_B + T')}{\partial s} + u' \frac{\partial(T_B + T')}{\partial x} + w' \frac{\partial(T_B + T')}{\partial z} = \kappa \nabla^2(T_B + T') \quad (6.41)$$

この式を線形近似すると以下の関係が得られる.

$$\frac{\partial T'}{\partial s} - w' \Gamma = \kappa \nabla^2 T' \quad (6.42)$$

境界条件は以下のとおりである.

$$z = 0, D \text{ で } u = 0, w = 0, T' = 0 \quad (6.43)$$

この境界条件の下で, (6.39), (6.40), (6.34), (6.42) を満足する 1 つの解は, 流体層全域で以下が成り立つことである.

$$u = 0, w = 0, T' = 0, P' = 0 \quad (6.44)$$

この静止解は,  $dT_B/dz > 0$  の場合には成り立つものの,  $dT_B/dz < 0$  の場合には実現するとは限らない. それは, 鉛直対流に対する解 (6.44) が場合によって不安定になることがあるためである. したがって, 人工的に擾乱を与え, それが時間とともに減衰し静止解に近づくかどうかを調べ, 解の安定性を吟味する作業が必要である. そこで, 境界条件 (6.43) のもとに基礎方程式 (6.39), (6.40), (6.34), (6.42) を満足する非静止解を人工的に与えた擾乱を考える.

$u = \partial\varphi/\partial z$ ,  $w = -\partial\varphi/\partial x$  という時間に依存する流線関数を導入し,  $(\partial/\partial z)$ (6.39)  $-(\partial/\partial x)$ (6.40) から以下の関係を得る.

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial s}\nabla^2\varphi &= -g\alpha\frac{\partial T'}{\partial x} + \nu\nabla^2\nabla^2\varphi \\ g\alpha\frac{\partial T'}{\partial x} &= -\left(\frac{\partial}{\partial s} - \nu\nabla^2\right)\nabla^2\varphi\end{aligned}\quad (6.45)$$

この式を  $(\alpha g\partial/\partial x)$ (6.42) に代入し, 以下の  $\varphi$  に関する方程式を得る.

$$\left(\frac{\partial}{\partial s} - \kappa\nabla^2\right)\left(\frac{\partial}{\partial s} - \nu\nabla^2\right)\nabla^2\varphi = g\alpha\Gamma\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}\quad (6.46)$$

ここで以下のようなスケージングを導入する. 時間は, 拡散時間  $d^2/\nu$  を単位として  $s = (d^2/\nu)t$ , 長さ  $D$  を単位として  $(x, z) = D(\epsilon, \zeta)$ , 流線関数は  $\nu$  を単位として  $\varphi = \nu\phi$  と示す. これらはすべて無次元数となる. これらの関係を (6.46) に代入すると, 以下の  $\phi$  に関する無次元の方程式が得られる.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - P_r^{-1}\nabla^2\right)\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2\right)\nabla^2\phi = G_r\frac{\partial^2\phi}{\partial \epsilon^2}\quad (6.47)$$

$P_r$  はプラントル数,  $G_r$  はグラシヨフ数と呼ばれる無次元数で, それぞれ以下のような関係をもつ.

$$P_r \equiv \frac{\nu}{\kappa}\quad (6.48)$$

$$G_r \equiv \frac{g\alpha\Gamma D^4}{\nu^2}\quad (6.49)$$

この  $P_r$  と  $G_r$  の積がレイリー数  $R_a$  である.

$$R_a \equiv G_r P_r = \frac{g\alpha\Gamma D^4}{\kappa\nu}\quad (6.50)$$

また,  $\Gamma = \Delta T/D$  より, 本文中のレイリー数 (4.2) の形となる.

$$R_a = \frac{g\alpha\rho D^3\Delta T}{\eta\kappa}\quad (6.51)$$

時間的に変化しない場合, (6.47) は以下のように表わされる.

$$\nabla^2\nabla^2\nabla^2\phi = R_a\frac{\partial^2\phi}{\partial \epsilon^2}\quad (6.52)$$

実験の経験より, 流れの分布は水平方向に繰り返すため, その形に似せて  $\phi$  を以下のように置くこととする.

$$\phi = \Phi(\zeta)\sin k\epsilon\quad (6.53)$$

これを (6.52) に代入し以下の式を得る.

$$\left(\frac{d^2}{d\zeta^2} - k^2\right)^3 \Phi = -k^2 R_a \Phi \quad (6.54)$$

(6.43) より, この式の境界条件を考える.  $\partial\phi/\partial\zeta = 0$  より,  $u$  は  $d\Phi/d\zeta = 0$  と書ける.  $\partial\phi/\partial\epsilon = 0$  より,  $w$  は  $\zeta = 0, 1$  で  $\phi$  が一定であることを要求する. これらは,  $\phi = 0$  であれば満たされる. また,  $T' = 0$  であれば  $\partial T'/\partial\epsilon = 0$  であるので, (6.45) より  $\nabla^2 \nabla^2 \phi = 0$  を得る. まとめると, 境界条件は以下の通りである.

$$\zeta = 0, 1 \text{ で } \Phi = 0, \frac{d\Phi}{d\zeta} = 0, \left(\frac{d^2}{d\zeta^2} - k^2\right)^2 \Phi = 0 \quad (6.55)$$

簡単化のため, 上記の  $d\Phi/d\zeta = 0$  の代わりにして  $d^2\Phi/d\zeta^2 = 0$  を用いることとする. これは, 個体面で流体がスリップするような仮想的なものである. この条件を用いると, 境界条件 (6.55) は以下のように修正される.

$$\zeta = 0, 1 \text{ で } \Phi = 0, \frac{d^2\Phi}{d\zeta^2} = 0, \frac{d^4\Phi}{d\zeta^4} = 0 \quad (6.56)$$

このとき,  $\Phi_0$  を定数として, 以下の式は上記の境界条件を満足する.

$$\Phi = \Phi_0 \sin n\pi\zeta \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad (6.57)$$

この  $\Phi$  を (6.54) に代入すると以下の式を得る.

$$\left(\frac{d^2}{d\zeta^2} - k^2\right)^3 \Phi_0 \sin n\pi\zeta = -k^2 R_a \Phi_0 \sin n\pi\zeta \quad (6.58)$$

$$-\{(n\pi)^2 + k^2\}^3 \Phi_0 \sin n\pi\zeta = -k^2 R_a \Phi_0 \sin n\pi\zeta \quad (6.59)$$

上式より, (6.57) が解となるためには,  $\zeta$  の波数  $n$  と  $\epsilon$  の波数  $k$  との間に以下の関係が成り立つことが必要である.

$$k^2 R_a = \{(n\pi)^2 + k^2\}^3 \quad (6.60)$$

$$R_a = \frac{\{(n\pi)^2 + k^2\}^3}{k^2} \quad (6.61)$$

このレイリー数  $R_a$  が最小となる波数  $k$  を臨界波数  $k_C$ , そしてその場合のレイリー数を臨界レイリー数  $R_{aC}$  と呼ぶ.  $n = 1$  とした場合, 臨界波数と臨界レイリー数はそれぞれ  $K_C = \pi/\sqrt{2} \approx 2.22$ ,  $R_{aC} = (27/4)\pi^4 \approx 657.5^1$  である.

<sup>1</sup>ただし, 簡略化のために用いた境界条件 (6.56) より, この値は現実的な値とは少しずれる. 境界条件 (6.55) を使用した計算結果では,  $R_{aC} \approx 1708$ ,  $k_C \approx 3.117$  となる.

境界条件 (6.55) での  $n = 1$  の場合の流線関数は, (6.57) を (6.53) に代入して以下のようにあらわされる.

$$\phi = \Phi_0 \sin \pi \zeta \sin k \epsilon \quad (6.62)$$

$k = k_C$  付近の流れの分布は  $y$  軸方向に沿った軸を持つロールケーキのような構造となっている. この一つ一つを細胞と呼ぶこととする.

次に擾乱の運動エネルギーの時間変化に着目する. 擾乱のエネルギーは浮力のなす仕事によって増加し, 流体の粘性によって減少する. つまり浮力の仕事が大きければ発達し, 粘性の仕事が大きければ減衰する. これを調べるため, まず密度成層流体のエネルギー方程式を導く.

運動方程式の移流行 (非線形項) は以下のように表わされる.

$$(\mathbf{q} \cdot \nabla) \mathbf{q} = \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{q} \cdot \mathbf{q}) - \mathbf{q} \times (\nabla \times \mathbf{q}) \quad (6.63)$$

また, 粘性項は非圧縮の流体の場合以下のように表わされる.

$$\nabla^2 \mathbf{q} = -\nabla \times (\nabla \times \mathbf{q}) \quad (6.64)$$

これらを用いて, 運動方程式は以下のように表わされる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial s} + \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{q} \cdot \mathbf{q}) - \mathbf{q} \times (\nabla \times \mathbf{q}) \\ = -\frac{1}{\rho_0} \nabla P + \alpha g T' \mathbf{k} - \nu \nabla \times (\nabla \times \mathbf{q}) \end{aligned} \quad (6.65)$$

ただし  $\mathbf{k}$  は鉛直向きの単位ベクトルである.  $\mathbf{q}$  (6.65) と連続の式  $\nabla \cdot \mathbf{q} = 0$  より以下の式を得る.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{1}{2} \mathbf{q} \cdot \mathbf{q} \right) + \frac{1}{2} \nabla \cdot \{ \mathbf{q} (\mathbf{q} \cdot \mathbf{q}) \} \\ = -\frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot (P \mathbf{q}) + \alpha g T' w - \nu \mathbf{q} \cdot \{ \nabla \times (\nabla \times \mathbf{q}) \} \end{aligned} \quad (6.66)$$

また, ベクトル解析の公式  $\nabla \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) - \mathbf{A} \cdot (\nabla \times \mathbf{B})$  より  $\mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{q}$ ,  $\mathbf{B} = \mathbf{q}$  とおけば以下の関係が得られる.

$$\mathbf{q} \cdot \{ \nabla \times (\nabla \times \mathbf{q}) \} = -\nabla \cdot \{ \mathbf{q} \times (\nabla \times \mathbf{q}) \} + (\nabla \times \mathbf{q}) \cdot (\nabla \times \mathbf{q}) \quad (6.67)$$

この関係を使うと (6.66) は以下のように書きなおすことができる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{1}{2} \mathbf{q} \cdot \mathbf{q} \right) - \alpha g T' w + \nu (\nabla \times \mathbf{q}) \cdot (\nabla \times \mathbf{q}) \\ = -\nabla \cdot \left\{ \frac{1}{2} \mathbf{q} (\mathbf{q} \cdot \mathbf{q}) + \frac{P}{\rho_0} \mathbf{q} - \nu \mathbf{q} \times (\nabla \times \mathbf{q}) \right\} \end{aligned} \quad (6.68)$$

ここでガウスの定理を用いる.

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{A} dV = \int_S \mathbf{A} \cdot \mathbf{n} dS \quad (6.69)$$

対流の1つの細胞を  $V$  と考えると, 表面  $S$  の流れは  $S$  に沿っているため  $\mathbf{q} \cdot \mathbf{n} = 0$  となる. また  $S$  上では  $\mathbf{q} \times (\nabla \times \mathbf{q})$  は  $\mathbf{n}$  と直交しているので,  $\int_V (6.68) dV$  にガウスの定理を適用すれば右辺は消える.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \frac{1}{2} \mathbf{q} \cdot \mathbf{q} dV = \int_V \alpha g T' w dV - \nu \int_V (\nabla \times \mathbf{q}) \cdot (\nabla \times \mathbf{q}) dV \quad (6.70)$$

この式に  $\rho_0$  をかけたものが, 流れが  $V$  内で閉じている場合の密度成層流体のエネルギー方程式である. 左辺は運動エネルギーの変化, 右辺第一項は浮力による仕事, 第二項は粘性によるエネルギーの散逸を表している.  $x-z$  平面での2次元の対流運動では運動エネルギーの変化は以下のように表わすことができる.

$$K \equiv \int_V \frac{\rho_0}{2} \mathbf{q} \cdot \mathbf{q} dV = \int_V \frac{\rho_0}{2} (u^2 + w^2) dV \quad (6.71)$$

また, 粘性によるエネルギーの散逸は以下のように表わすことができる.

$$\begin{aligned} E \equiv \mu \int_V (\nabla \times \mathbf{q}) \cdot (\nabla \times \mathbf{q}) dV &= \mu \int_V \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 dV \\ &= \mu \int_V (\nabla^2 \varphi)^2 dV \end{aligned} \quad (6.72)$$

人工的に与える擾乱の形として, (6.62) を拡張したものを考える.

$$\varphi = A(s) \sin n\pi \frac{z}{D} \sin kx \quad (6.73)$$

1 波長の中に細胞は2つあるので, 半波長だけ (6.71) を積分すると以下のように表わされる.

$$\begin{aligned} K &= \frac{\rho_0}{2} \int_0^D dz \int_0^{\pi/k} dx \left\{ \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right\} \\ &= \frac{\rho_0}{4} D \frac{\pi}{k} A^2 \left\{ k^2 + \left( \frac{n\pi}{D} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (6.74)$$

また, 同じく半波長だけ (6.72) を積分すると以下のように表わされる.

$$\begin{aligned} E &= \mu \int_0^D dz \int_0^{\pi/k} dx \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right)^2 \\ &= \frac{1}{4} D \frac{\pi}{k} \mu A^2 \left\{ k^2 + \left( \frac{n\pi}{D} \right)^2 \right\}^2 \end{aligned} \quad (6.75)$$

浮力のなす仕事を計算するためには  $T'$  を  $\varphi$  を用いて表さなければならないので、 $w = \partial\varphi/\partial x$  として (6.42) を解くこととする。ここでは簡単化のため (6.42) の左辺第一項を無視し、以下の式を考える。

$$\Gamma \frac{\partial\varphi}{\partial x} = \kappa \nabla^2 T' \quad (6.76)$$

この式に (6.73) を代入すると以下の関係を得る。

$$T' = -\frac{k}{k^2 + (n\pi/D)^2} \frac{A\Gamma}{\kappa} \sin n\pi \frac{z}{D} \cos kx \quad (6.77)$$

よって浮力のなす仕事は以下のように表わされる。

$$\begin{aligned} B &= \rho_0 \alpha g \int_0^D dz \int_0^{\pi/k} dx T' w \\ &= \frac{\rho_0}{4} D \frac{\pi}{k} \frac{\alpha g \Gamma}{\kappa} A^2 \frac{k^2}{k^2 + (n\pi/D)^2} \end{aligned} \quad (6.78)$$

ここで  $\partial K/\partial s = B - E$  に (6.74), (6.75), (6.78) を代入し  $\rho_0$  で割れば以下の式が得られる。

$$\left\{ k^2 + \left( \frac{n\pi}{D} \right)^2 \right\} \frac{dA^2}{ds} = \left[ \frac{\alpha g \Gamma}{\kappa} \frac{k^2}{k^2 + (n\pi/D)^2} - \nu \left\{ k^2 + \left( \frac{n\pi}{D} \right)^2 \right\}^2 \right] A^2 \quad (6.79)$$

この式に先ほどのものと同じスケールリングを導入すれば、以下の無次元のエネルギー方程式が得られる。

$$\left\{ k^2 + (n\pi)^2 \right\} \frac{dA^2}{dt} = \left[ R_a \frac{k^2}{k^2 + (n\pi)^2} - \{ k^2 + (n\pi)^2 \}^2 \right] A^2 \quad (6.80)$$

この式によれば浮力のなす仕事は  $R_a$  に比例するが、粘性によるエネルギーの拡散は基本場の密度成層によらない。そのため  $R_a$  が小さい場合は浮力が擾乱を発達させようとする作用よりも粘性による減衰のほうが大きく、対流は発達しない。 $R_a$  が大きくなればその逆となり、擾乱が発達することとなる。このとき、 $R_a = \{ k^2 + (n\pi)^2 \}^3 / k$  であれば、2つの作用が釣り合い、擾乱の振幅は時間的に変化しないこととなる。

## 6.6.2 レイリー数の解釈

レイリー数がなぜ対流の起こりやすさを表しているのか理解するために、流体層の間を熱が運ばれる特徴的な時間に着目した解釈の方法を示す。

伝導によって熱が運ばれる特徴的な時間  $t_{cond}$  は、熱伝導方程式 (6.12) を使い以下のように表される。

$$\begin{aligned}\frac{\partial T}{\partial t} &= \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \\ \frac{T}{t_{cond}} &\approx \kappa \frac{T}{D^2} \\ t_{cond} &\approx \frac{D^2}{\kappa}\end{aligned}\quad (6.81)$$

ここで、 $T$  は温度、 $\kappa$  は熱拡散率、 $D$  は熱が運ばれる距離である。また、対流によって熱が運ばれる特徴的な時間  $t_{conv}$  は、代表的な流速を求めることで得られる。その速度は流体塊の運動を考えることで求める。浮力と粘性力がつりあっているとすると以下の関係が成り立つ。

$$\eta S \frac{v_{conv}}{r} \approx \Delta \rho V g \quad (6.82)$$

ここで  $v_{conv}$  は半径  $r$  の流体塊の速度、 $\eta$  は粘性率、 $S$  は表面積、 $\Delta \rho$  は密度差、 $V$  は体積、 $g$  は重力加速度である。この関係より、 $v_{conv}$  は以下のように表される。

$$\begin{aligned}4\pi r^2 \eta \frac{v_{conv}}{r} &\approx \frac{4}{3} \pi r^3 g \Delta \rho \\ v_{conv} &\approx \frac{r^2 \Delta \rho g}{\eta}\end{aligned}\quad (6.83)$$

これより、流れが厚さ  $D$  を横切って熱を運ぶ時間は以下のように示される。

$$t_{conv} = \frac{D}{v_{conv}} \approx \frac{\eta}{D \alpha \Delta T \rho g} \quad (6.84)$$

ただし、ここで流体塊の典型的サイズを流体層の厚みに等しいとし、 $r = D$  と近似した。

この2つの時間の大小関係を調べることで対流の起こりやすさを考える。伝導/対流の時間の比がより大きければ、対流で熱を運びやすく、小さければ対流で熱を運びにくいと考えられる。実際に比を取ると以下のように示される。

$$\begin{aligned}\frac{t_{cond}}{t_{conv}} &= \frac{g \alpha \rho D \Delta T}{\eta} \frac{D^2}{k} \\ &= \frac{g \alpha \rho D^3 \Delta T}{\eta k}\end{aligned}\quad (6.85)$$

これはレイリー数に対応しており、その値が対流の起こりやすさを表していることがわかる。

## 第7章 論文全訳

ここでは、ここでは冥王星の内部構造について記述されている McKinnon et al. (1997) の III 節 A までの全訳を掲載する。

冥王星とカロンの内部構造のモデルから、その系の全体的な岩石/水氷の質量比が 60/40 を超えることが示されている。この比率は  $\leq 1180$  km の冥王星の半径に基づいており、それは、相互蝕の結果や 40 K の表面氷と蒸気圧平衡にある  $N_2$  大気と調和的である。60/40 という岩石/氷比は、反応速度論的に完全に抑制されている外部太陽系の組成の、現在最も良い宇宙化学的な推定値に近い。従って冥王星とカロンの岩石/氷比は、外部太陽系での太陽中心の集積と、もしかすると、氷の損失（より氷に富んだ惑星の衛星であり、氷を失った可能性は低い）と調和的である。その系の岩石/氷比の宇宙化学的な意味を最大限引き出すため、岩石成分の鉱物学や化学、岩石や水氷に加えてもっともらしい成分について、分化の度合い、熱的状态（伝導か対流）に着目する。厳密に言うと未解決の問題だが、我々は冥王星がおそらく分化したと主張する。現在の冥王星の熱的な帰結について直接導かれる；すなわち水氷マントルの下部は比較的大きくて、伝導によって冷えている岩石の核（半径  $\sim 800\text{--}900$  km）から、熱流によって固体の状態に対流するはずだ。追加成分（水ではない氷、有機物）の割合をただひとつのデータ（密度）によって制約することは出来ないが、そのような成分があると、一般的に岩石/水氷比の推定値が増大する。我々はこの系の炭素の量の重要性を強調する。もし冥王星で初めに彗星の化学組成があり、ハレー彗星が代表と見なせるならば、難揮発性の CHON のような有機化合物が冥王星の質量の  $\sim 20\%$  を占めるかもしれない（そして容量分析はもっと重要である）。冥王星は厚さ  $\sim 100$  km の、軽いものから重いものまで含んだ有機物のマントルを持っている可能性がある。一方、冥王星が分化していない場合には、その氷がクラスレートでないならば、内部の ice-II 層の成長によって十分な収縮が起こったはずで、今日では内部活動が見られないかもしれない。カロンの熱史は、冥王星と比較すれば控えめである；その岩石の割合が小さいので、大きな衝突だけがカロンの分化を引き起こすだろう（しかし、そのような分化は原始の冥王星やカロンでは起こっていたかもしれない）。しかし、カロンは土星や天王星の中型の氷衛星（同じような大きさや密度）に匹敵するものではあるが、地質的活動が起こっていないかもしれない。なぜならば、それらの規則氷衛星は共鳴状態におけ

る潮汐加熱や冥王星とカロンでは微成分に過ぎない低融点の氷に有利な点を持っているからである。上記のより良い理解に対する障害や、発展への見込みについて議論されている。

## 7.1 はじめに

我々がまだ間近で見たことがない太陽系の天体である冥王星とカロンの内部の構造と進化について研究するのは珍しく見えるかもしれないが、それを行う明確で支持できる理由がある。主に地球からの遠隔観測によって、我々は冥王星やカロンの特性についての知識を得ている。表面や大気の組成のような特徴は確かに重要である。しかし、それらの知識は分かっていないし、大量の内部の組成が分かったからといって必ずしも解明されるわけではない。内部構造モデルは役に立つ。なぜならば、もしもっともらしい成分が特定できるなら、全体の化学（バルク化学）を制約することができるからである。言い換えると、起源についての基礎的な制約といえる。宇宙分化論的な重要性があるので、その化学は非常に興味深い。熱進化の計算によって、構造モデルに必要な関係が得られる。たとえば、冥王星やカロンが分化するかしないかということについて扱うことである。それらはまた、どのように表面の組成が内部の組成と関連しているのか、それらの組成が時間とともに進化していったかを示す。

冥王星は、極めて魅力的で特別な世界である。それは、小さく、氷でできており、巨大惑星の氷衛星と直接比較できるが、氷と岩石でできた新たな天体の分類を定義している。冥王星は、土星や天王星のどの中型の衛星よりも大きい。しかし、エウロパやカリスト、タイタンよりは小さい。冥王星は、おそらく昔からそうであったが、独立した太陽を公転する天体で、それ故に、これらの衛星と比べて、集積熱や放射壊変熱、潮汐加熱による異なる混ぜ合わせがあったと考えられる。組成的に、冥王星（とカロン）が外部太陽系の深部（カイパーベルト領域）の代表とみなせる。そして、衛星が巨大惑星星雲に集積するとき大抵起こる、熱化学的な著しい変質（収縮）を経ていないと予想する。

冥王星は完全に独特ではない。氷惑星の中にいところを持つ。海王星のトリトンである。冥王星とトリトンは、大きさや密度、表面の組成が似ており、そしてそれは、トリトンの傾いた逆行軌道はこの天体が捕獲起源であることを示している（McKinnon et al. 1995 を比較のこと）。おそらく、これらの2つの世界はもともとの起源も類似している。もちろん、これらは同一ではない。なぜなら、これらの発生は著しく分岐しているからである；おそらく、トリトンは捕獲後の軌道の潮汐による円形化の間に、内部の破局的な加熱を経験してきた。これに対して、冥王星は一回の十分に巨大な衝突を受け、連星になったと考えられる。従って、トリトンには冥王星について教えてくれる、多くの教訓がある。しかし、我々はどのように間違った解釈になるかということについてもまた、理解する必要がある。

この章では、我々が冥王星とその衛星の内部構造について合理的に推測できることについてレビューする。ただし、基本的なパラメータとモデル化の方法の不確定性に留意する (II. 節)。これは、一定の歴史を持った研究範囲であり、そしてすでに2度レビューされている (Simonelli and Reynolds 1989; Stem 1992)。なので、研究の歴史については詳しくは述べない。それよりはむしろ、我々の目的はこの主題を最新のものにし、現在の (mid-1990s) 見地を与えることであり、冥王星の起源と外部太陽系への意義を強調する。我々はまた、冥王星やカロンのおよその熱史の概要について、III. 節で示している。それは、内部エネルギーのもっともらしい起源の推定と、氷/岩石衛星がどのように熱輸送をするかの標準的なモデルに基づいている。我々は、冥王星とカロンが将来の宇宙探査機ミッションにおいてどのように観測されるか推測するため、上記の全てを用いる。最後に、これらの遠く、おぼろげにしか分かっていない世界の内部構造と進化の関する無知を克服するため、必要なことについて述べる (IV. 節)。

## 7.2 構造のモデル化

半径と質量が与えられた構造モデルの計算は、ある面では素直な問題である。一度制約された成分の組を選び、状態方程式  $\rho(P, T)$  (密度  $\rho$  を状態変数の圧力  $P$  と温度  $T$  に関連付ける) がそれぞれの成分に利用可能であるならば、成分の内部配置を推測でき、その全体にわたって静水圧平衡の式を積分することができる。例として、表面から始めて、中心まで積分できる。もし選ばれた総計の質量が正しくなかった場合は、収束が起こるまで再配置をして、計算しなおす。実際には、これは微妙な問題かもしれない。なぜならば、半径方向の温度分布  $T(r)$  が繰り返し計算するごとく変わるかもしれないからである。冥王星とカロンの場合、内部の配置や鉱物学の独立した地震学的な情報がない。そのため、妥当な選択をするための努力が行われている (例えば、Freud [1965] の p.32 を見よ)。一方、限られた量の情報しかそのようなモデルから正確に引き出すことが出来ない。なので、すべてについて正しく知ることは重要ではない。この節では、構造モデルに入っていく背景の情報について詳細に議論する。そのことによって、読者は“どこがみそなのか”が解る。先を読みたいと思う読者は、III. 節へ直接行ってもよい。そこでは、冥王星やカロンの内部の構造や熱進化が紹介され、議論されている。

### A. 半径と質量の制約

構造を計算する上で主要なデータは、質量と半径である。冥王星やカロンのこれら (質量と半径) を決定するために多大な努力がなされてきた。その理由は、地球から見るこれらの系の見せかけのサイズが非常に小さいこと ( $< 0.1$  arcsec) や、相対距離が非常に小さいこと ( $< 1$  arcsec) である。後者は、系の質量を決定 (重

心を決定することによって互いの質量もわかる) するのに必要である. Binzel と Hubbard による章で詳細に議論されているように, 1985 年に相互食と相互通過が始まり, 続いて 1988 年の 6 月 9 日の星の掩蔽がおきて (冥王星とカロンの半径と質量が) わかり始めた. 表 I に, 過去 12 年分がそれ以上の年に亘って行われた, 冥王星やカロンの半径, そして冥王星-カロン系の密度の推定をまとめてリストアップしている. 初期の解析の後, パーセントレベルの正規誤差が達成され (Tholen and Buie 1987), 有用な構造モデルを作ることが可能となった. (McKinnon and Mueller 1988; Simonelli et al. 1989; Stern 1988 と比較のこと).

表 I から分かるように, 引き続いて起こった相互イベントの解析 (Tholen and Buie 1988, 1990; Buie et al. 1992 と比較のこと) によって, 冥王星の大きさの推定値は Tholen and Buie (1987) のものよりも少々大きくなった. しかし, これらは冥王星-カロン系の若干大きい軌道長半径 ( $19,640 \pm 320\text{km}$ ) が焼きなおされた (Beletic et al. 1989). そして, その系の密度は少しずつ上方修正された (長半径での変化によるのではなく, データセットが増えたことによる). 1988 年の星の掩蔽の詳細な解析によって, 異なった描像が得られた. Elliot and Young (1992) や Millis et al. (1993) のどちらでも, 冥王星はもっと大きく, 従って相当に密度が小さい可能性があるということが見出された. 掩蔽のデータには, 異なった解釈がされている. 特に, 掩蔽の光度曲線における“ひざ”が Elliot et al. (1989) で発見されたのは, 低部大気に光を吸収するもやがあるか, 熱逆転, すなわち高度ごとの正の温度勾配 ( $dT/dr > 0$ ) であるためのどちらかである. 後者はより大きい半径を与える (Yelle と Elliot の章を見よ).

独立したデータに基づいた, Reinsch et al. (1994) や, Young and Binzel (1994), Buratti (1995) による更なる相互イベントの解析は, Tholen and Buie (1990) の冥王星の半径の結果をかこんでいる. これら新しく決定された最初の 2 つは, 修理前のハッブル宇宙望遠鏡 (HST) の画像 (Null et al. 1993) に基づいた系の長半径に補正されたものである. この長半径,  $19,405 \pm 86\text{km}$  は, Beletic et al. の値より, およそ 1.2% 小さいが, 誤差の中で一致している. HST の測定は, Null and Owen (1996) によって修正された (修理前の画像をまだ基にしていたにもかかわらず). そして, 現時点では Beletic et al. の値と一致している (表 II). Reinsch et al. (1994) や Young and Binzel (1994) の半径がそれへと再補正されると, もともとの不確定性も含めると, 相互イベントの解析を基にした冥王星の半径が 1135 km から 1203 km と範囲されることがわかる; Buie and Tholen の章も見よ. Millis et al. (1993) の“世界的な”掩蔽の分析 (完全な掩蔽の跡のデータセットに基づいており, 特定の長半径の値に縛られていない) により, 硬い 1 で上限が 1200 km 冥王星の半径が示される.

冥王星のこれらの半径の推定の違いの解決へ前進するため, 惑星大気理解の向上が必要である. これは, 第二の星の掩蔽を必要とする, これを理解するための主要な方法として, 冥王星表面の固体の窒素氷の  $2.15\mu\text{m}$  帯のスペクトル検証がなされた (Owen et al. 1993). 続いて, この帯からの氷の温度,  $40 \pm 2\text{K}$  の決定がなさ

れた (Tryka et al. 1994). 蒸気圧を考慮することで, 冥王星の大気がトリトンのように主に  $N_2$  からなっており, その温度から表面の圧力が  $60\mu$  bar 付近と直接決定できる. これは, 掩蔽が始まる中心から 1250 km で, 圧力が  $1\mu$  bar の位置から 4 スケールハイト下層である. しかし,  $60\mu$ bar と一致する物理的な半径は, 下部大気の温度分布によっている. 正の  $dT/dr$  が下部大気に存在していなければならない. それは単純に, 表面が上部大気より冷えているというだけである (光度曲線の説明しようとする, もやもまた存在している [Lellouch 1994; Stansberry 1992 の議論と比較のこと]). さらに, 1988 年の掩蔽の解析では検出不可能であったが, 表面付近の対流圏 (負の  $dT/dr$  である) もまた存在するかもしれない (Stansberry et al. 1994). 数十  $\mu$ bar の大気は Stansberry et al. によってモデル化された最も厚い対流圏モデルと対応する. そのモデルでは 1198 km に位置する対流圏界面の下に 20km ~ 40km 対流圏が伸びている. 従って, 我々は今後, この章でのより大きな (1200 km 半径の) 冥王星を扱うが, 存在する証拠を見ると冥王星の半径が  $\leq 1180$  km であることを示している. 場合によっては 1160 km より小さい. 修理後の HST の写真からの, 最新だが予備の直接的な半径の測定は 1160 km である (Albrecht et al. 1994). これはここでの推定と一致している.

相互イベントを解析することにより得られたカロンの半径の推定値は,  $\approx 593$ km (Tholen and Buie 1990; Reinsch et al. 1994 によって再測定された) から  $629 \pm 21$ km (Young and Binzel 1994 によって再測定された) の範囲にある. Elliot and Young (1991) が, 1980 年のカロンによる星の掩蔽 (Walker 1980) を再解析し決定した 601.5-km という下限は, カロンにおける大気の効果によって信用できなくなるといことは考えられない (カロンに大気があったとしても非常に希薄, 大まかに言って  $< 1\mu$  bar [Elliot and Young 1991]). よって, ここではそれ (601.5-km の下限) を採用する. 従って, 相互イベントと星の掩蔽を基にした, カロンの半径の推定値は, もともとの不確実性を考慮すると, 601.5 から 650 km の範囲であることがわかる (表 I). 修理後の HST の画像から予備的な直接の半径の測定をした. フィルターを用いて得た  $\sim 630$  から  $\sim 650$ km という値 (Albrecht et al. 1994) は, この範囲 (601.5 から 650 km) の上限と一致している.

冥王星とカロンそれぞれの質量に関しては, 2 天体間の軌道長半径を測定することにより, ケプラー第三法則から系の総質量を得る. Young et al. (1994) による, 地上からの軌道長半径についての正確な測定は, Null et al. (1993) による修理前の HST の画像を用いた値と一致していた. しかし, 上記で示したように, 後者は改定されている (Null and Owen 1996). それから導かれる系の総質量は, もはや誤差の範囲内で一致しない (表 II). しかしながら, これら 2 つの観測で得られる値から, 冥王星とカロンの個別の質量の最初に来る独立した制約が提供される. それは, 冥王星の運動や, 冥王星-カロン系の重心に関する運動の測定から示される. Null et al. (1993) によって  $\approx 0.08$  のカロン/冥王星質量比が見出され, その後,  $\approx 0.12$  に更新された (Null and Owen 1996). これに対し, young et al. (1994) によって少々異なる値,  $\approx 0.16$  とされた. 上記に由来する冥王星の質量は, この比に対し非常に敏

感ではない(表 II). そのため, 冥王星の質量  $M_P$  は誤差  $\sim 5\%$  の範囲で分かっている. 素直に考えれば, その状況はカロンにとって有益なものではない. そして, Null and Owen (1996) と Young et al. (1994) は, カロンの質量  $M_C$  に異なる値を書いている. そうはいても, 違いは  $20\%$  のオーダーにすぎない. 最新の地上からの撮像によれば, 上記の低い値の質量比が与えられる (たとえば,  $\approx 0.10-0.13$ ; Foust et al. 1995). よって, 測定値は収束している (L.A.Young, 1996 私信).

宇宙分化論の観点から, 上記の冥王星とカロンの半径と質量の推定範囲から, 両天体の密度の範囲を決定することができる (例えば, Young et al. [1994] の表 4 や, Null and Owen [1996] の表 16 ).  $1140 \text{ km}$  から  $1180 \text{ km}$  の範囲で限定された冥王星の半径に対して, しかしながら, 冥王星の密度  $\rho_P$  は  $\approx 2.15$  から  $\approx 1.75 \text{ g cm}^{-3}$  の範囲となる (両者とも岩石に富んだ組成). カロンの密度  $\rho_C$  は,  $2.2 \text{ g cm}^{-3}$  (岩石に富んだ組成) から  $\approx 1.3 \text{ g cm}^{-3}$  (氷に富んだ組成) の範囲となる.

## B. 組成

上記の密度の推定をもとにし, 太陽系天体のもととなる成分 (ガス, 氷, 岩石) という観点から見ると, 冥王星とカロンは明らかに氷と岩石の混合体である. 主要な氷は水氷である. なぜならば, 氷を形成する C, N, O といったものの中で, 酸素が最も豊富に存在しているからである (例えば, Anders and Grevesse 1989 を見よ). そしてこれから議論するように, C や N を含む氷は, おそらく太陽系存在度を代表するものではない. これから取り上げる岩石は, より重い元素を含む相のすべてを含んでいるものとする: ケイ酸塩, 酸化物, 硫化物, 金属, 塩, などである. 質量と半径, その2つしか制約がないため, 冥王星やカロンを作るのに必要な氷と岩石の量を解くことができる. しかし, 岩石と氷のタイプ, そしてそれらの内部配置は先見的に決めざるをえない.

### 岩石

恣意的だがもっともらしい密度として, たとえば  $3 \text{ g cm}^{-3}$  の岩石を仮定して, 岩石を含むどんな世界でも選ぶことができる. (そのように適当に決めるより) その密度に由来した岩石/氷比についてより正確な記述をするため, また岩石と結合した水の量を追うため (それはかなりの量なはずである), 他天体の推定と比較するため, 単純に解析の不確実な部分から不確実性を減らすために, たいていの研究者は, 岩石のタイプに関する明確な鉱物学的モデルを用いることを選択する. そのようなモデルに関して, 正確な状態方程式が与えることができる (たとえば, Clark [1996] や Ahrens [1995], Robie and Hemingway [1995] のデータから). 豊富で明確な太陽系組成のデータ (Anders and Ebihara 1982; Anders and Grevesse 1989) や, 外部太陽系で凝結している物質の状態についての理論化学的, 反応速度論的モデル (たとえば, Prinn and Fegley 1989; Fegley 1993 やその中の参考文献を見よ), そして冥

王星やカロンの模擬物質である膨大な数の隕石がある。カロン発見後のもっとも初期の冥王星モデルでは、岩石に関しては普通コンドライト組成のひとつが用いられていた (Lupo and Lewis 1979)<sup>1</sup>。Simonelli et al. (1989) は更なるモデル化の際に、これと同じ無水岩石の組成を採用し、非圧縮の  $\rho = 3.66 \text{ g cm}^{-3}$  の密度として扱った。

McKinnon and Mueller (1988) は、ガニメデとカリストに対して岩石成分についての早期の鉱物学なモデル化を行った (Mueller and McKinnon 1988)。彼らは3つの理由から、冥王星内部の岩石成分について、最初から無水のままであったり、途中で無水になるのは難しいと判断した。

- (1) 暖かさという観点から見て、地質学的な時間の中に密接に水氷と混じり合っている岩石が水和が起こるのに十分な温度である。
- (2) もし冥王星が分化していたならば、水氷は溶け、より重い岩石は中心に向かって沈んでいったらう。そして、この液体の水との接触によって、当然の結果として水和物が形成されただらう (そして、以下に記す通り、酸化物も) (Lewis 1971)。
- (3) 水和した岩石の核では、完全に脱水し、すべての流体を吐き出すのに十分な熱を得ることができない。

それゆえに、McKinnon and Mueller (1988) では今日の冥王星のもっともらしい組成として、無水岩石のタイプを考えなかった (III. 節 B にて、冥王星が実際、どちらとも決めにくいこと示すが)。かれらは代わりに2つの水和岩石を選んだ。ひとつは組成的な模擬物質の CI 炭素質コンドライト (標準状態では、質量の 15.7% が水で  $\rho = 2.77 \text{ g cm}^{-3}$  である)、今後は CI 岩石と表記する、である。もうひとつは原始木星星雲に関する Prinn and Fegley (1981) が導いた理論的な凝縮物 (標準状態では、質量の 6.1% が水で  $\rho = 3.26 \text{ g cm}^{-3}$  である)、今後は PF 岩石と表記する、である。

PF 岩石は、原始惑星の環境に関して計算された平衡化合物の集合である。しかしながら、Lewis and Prinn (1984) と Prinn and Fegley (1981) それぞれでの原始太陽系星雲と惑星星雲での凝縮物の違いにおける顕著なものは、氷の割合ぐらいである。それはここでは問題とならない。一方、外部太陽系で凝縮したり、原始太陽系星雲から引き継いだ岩石に富んだ物質は化学平衡にないと予想される (Prinn 1993; van Dishoeck et al. 1993); たとえば、ケイ酸塩鉱物の水和は反応速度論的に抑制されていたらう (Prinn and Fegley 1989)。しかしながら、そのような物質は冥王星の内部で一度水和される時間や機会があったらう。モデルにおける CI と PF 岩石での選択については、この節の後半で議論されている。

<sup>1</sup>初期の研究者は大きく、低密度で、メタンに富んだ冥王星モデルも強調していたが、現在では使われてはいない

これらの岩石タイプの違いは重要であろうか。核の大きさや熱流の定性的な制約にとって、それらは決定的に重要というものではない。一方で、岩石/氷比にとっては、より高い精度の組成を得ることが望ましい。もちろん、水和鉱物内の水を分けて勘定すれば、無水の“残りかす”の密度が効果的に高い。したがって、導かれた乾燥岩石の質量比は、初期の岩石タイプに関係なく事実上似たものとなるだろう。しかしながら、構造を計算する上で重要な効果とは、手短かに記載すると、水氷の高圧相に伴って生じるかすかなフィードバックである。

万全を期すため、Kargel (1991) が強く主張していることについて注目する。それは、特定の塩、最も重要なものは  $\text{MgSO}_4$ 、は非常に水溶性が高く、熱したケイ酸塩の核から放出されたどんな水にも溶けるということである。CI 岩石は質量の  $\approx 13\%$  がエプソマイトでできているが ( $\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ )、核の形成の後に起こる緩やかな加熱によって、分解が起こるはずである(脱水)(II. 節 C を見よ)。硫黄が硫酸塩溶液のように残るか、減って豊富な硫化物を形成し再び平衡となる(PF 岩石の場合、トロライト、 $\text{FeS}$  等)かどうかは、冥王星に関する決定的な問題である。その地球化学は複雑で、とりわけ、還元反応に対する有機物の役割に依存している(それは実際、有機物が推定される純粋な硫化物から硫酸化合物へと変化するかどうか)。Kargel の仮説は真剣に考えられるべきである；しかしながら、岩石学で CI より高いタイプ(隕石の変成度)の普通コンドライトや炭素質コンドライトの証拠、それは硫黄が硫化物およびきちんと同定されていない硫化物様の相(Dodd 1981; Larimer and Wasson 1988)へと変化するということであり、それによって硫酸塩から硫化物への還元もっともらしいと示される。<sup>2</sup>

## 水氷

水氷は、述べたように、体積的に主な氷である。それは、氷成分の熱物理的、流動学的性質について多大な支配を及ぼしていることも意味している。人間に関するもっとも重要な物質の一つとして、その性質が多く知られている(たとえば、Eisenberg and Kauzmann 1969; Hobbs 1974; Whalley 1985 を見よ)。冥王星とカロンに関連する水氷の相、ice I, II, III, V, や、VI のすべての状態方程式ははっきりと確立されている。伝導率と熱容量は、高圧相をについては、完璧に知られているわけではない(たとえば、Dharma-wardana 1983 を見よ)。純粋な水氷のマントルのモデル化を少々やりにくくしているのはその相の性質である(Schubert et al. 1986 を参照のこと)。氷相間の密度の違いは大きい( $\Delta\rho/\rho \sim 0.1$  が典型的)。温度分布によって、氷の“有効”密度は大いに变化できる。構造モデルに用いる岩石をより密度の高いものに替えれば、自然と岩石の質量比は平均の密度に合うように減らさなければならない。しかしながら、減少の割合はより密度の高い氷の多系の量や配置によって決まる(もしあるのであれば)。それは、熱流モデルの変化によって氷相の比

<sup>2</sup>我々はこの縮図が隕石の基の天体で起きているとは主張していない。ただ、適した逸散性の状況が与えられることで化学的に可能ということである

が変わるフィードバックを含んでいる。冥王星に関しては、導かれた“乾いた”岩石の割合は岩石の鉱物組み合わせによって数パーセント変わるだろう。

氷の流動特性は重要である。なぜならば、天体内部が暖められているので、対流によってこの熱が外側への輸送が可能なのである。対流を支配する決定的なパラメータは粘性である。そして、自然と、数多くの変形に関する実験が、過去15年間、外部太陽系天体に関連する温度の水氷やその他の氷に対して行われた (Durham et al. 1996 にてレビューされた)。水氷は、大半の自然の物質と同様に、メカニズムの変化によって粘性流体としてクリープ則に従って変形する (たとえば, Frost and Ashby 1982 を見よ)。これらの変形のメカニズムは氷に関しては指数則に従う (もしくはニュートン則ではない) 応力領域として測定される (変形率は偏差応力と比例する  $> 1$ ) (Kirby et al. 1987)。そして最近では、応力の少ないところでは、拡散レジームとして測定されるようになった (Durham et al. 1994; Goldsby and Kohlstedt 1995) (後者は歴史的に見て非常に測定しづらかった)。内部のダイナミクスや氷-岩石系の進化に、測定された流動学的特性を詳細に適用することは、それ自身非常に複雑である。しかし、構造モデルに対する主要な影響は、結果より得られるものは内部の温度分布のみであり、これは以下に述べられている (II. 節 D)。

#### 揮発性氷の成分

冥王星-カロン系に含まれるものは“岩石”や水氷だけではない。窒素やメタン、一酸化炭素の氷が冥王星の表面で見つげられている (Owen et al. 1993)。そして表面のアルベドのパターン (Buie et al. 1992; Young and Binzel 1993) や目に見える色 (たとえば, Cruikshank and Brou 1986 を見よ; Stern 1992 を比較のこと) も、より暗く、より赤い発色団の存在を示唆している (トリトンのように)。これらの発色団は、おそらく紫外線や宇宙線が表面や大気の  $\text{CH}_4$  や  $\text{N}_2$  が変成することによって発生した、より重い炭化水素やニトリル、その他の高分子化合物である (たとえば, Strazzulla et al. 1989; Thompson et al. 1987; Stern et al. 1988; Broadfoot et al. 1989; Summers et al. の章を見よ)。そのうえ、他の未確認の氷の化学種も存在するだろう (Roush 1994; Bohn et al. 1994 を比較のこと)。

他 ( $\text{H}_2\text{O}$  ではない) の化学種の氷が構造モデルにおいて体積的に重要そうだろうか。~10% レベルに達すると、確かにそれらは無視できなくなる (Simonelli et al. 1989)。そのモデルでは追加成分を制約することができないため、われわれができる一番のことは、モデル化された岩石/氷比の感度を追加成分にあてはめて計算することである。しかしながら、特定の揮発性氷が豊富だとは信じられていない。もし冥王星が外部原始太陽系星雲に集積していたならば、 $\text{NH}_3$  や  $\text{CH}_4$  が、反応速度論を考慮したモデルにおいて非常に少ないと予測されるだろう (Lewis and Prinn 1980; Prinn and Fegley 1989; Fegley and Prinn 1989; Prinn 1993)。それは、巨大惑星を囲んでいる十分に平衡に達し還元された原始衛星系星雲で得られる  $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O} \approx 0.15$  や  $\text{CH}_4/\text{H}_2\text{O} \approx 0.5$  という質量比とは対照的である (Fegley 1993;

Anders and Grevesse 1989 を比較のこと; Grevesse et al. 1991).

冥王星はおそらく、そのいくつか (おそらく大半) が比較的変成を受けていない星間ちりかかもしれない物質の混ぜ合わせから集積した。そして現在の彗星は初期の全体の組成を代表しているかもしれない (Stern et al. の章)。星間の分子雲中の存在度には水氷に対して数パーセントレベルのアンモニアとメタンが含まれている (van Dishoeck et al. 1993)。そして  $\text{NH}_3$  やおそらく  $\text{CH}_4$  は、彗星にも同様に同じ割合で存在している (Mumma et al. 1993; Fegley 1993) (もし観測で得られた彗星のコマの存在度が、実際に全体の値を表しているのであるならば [たとえば, Benkhoff and Huebner 1995 を見よ])。少量の  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{CO}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{HCN}$  やその他の氷もまた、冥王星の基となる氷の混合物として予期されている (Mumma et al. [1993] や Crovisier [1994] を基にして)。これらの混合比は低い。なぜならば、ガスの種類の大半は、 $\text{N}_2$  や  $\text{CO}$  のような星雲内で体積的に主要なものでさえ、おそらく水氷粒子の吸着物として合体しているか水氷の中にクラスレート化合物として取り込まれている (Lunine and Stevenson 1985; Davison et al. 1987; Bar-Nun et al. 1988; Lunine et al. 1991)。そして、吸着部位やクラスレートの格子の数は制限されるからである。

すべての非水氷片は水氷に近い密度のはずである。したがってここでは、構造モデルに関する氷の状態方程式へのその影響を無視する。氷成分の流動やそれに由来する初期の温度分布に対する非水氷の影響は、おそらく無視できない (1% の  $\text{NH}_3$  によって水氷のクリープ特性が著しく弱められるだろう; Durham et al. 1993)。しかし、これらの影響は取り込まれた化合物の種類とその量に依存しているため、ここでモデル化を試みることは避ける。さらに言うならば、この章で議論するのは、冥王星がおそらく分化しており、現在ではいかなる揮発性の氷も冥王星の表面に集中しているだろうということである。もしそうであるならば、現在のマンツルの流動は水氷によって支配されているはずだ。カロンの内部は流動に関してあまりにも冷たすぎて関連付けることができない (III 節 A)。すべての非水氷の密度は、冥王星-カロン系より低く、それらの存在の構造的に重要な影響は、導かれる岩石/水氷比を上げることである (つまり、非水氷の存在を相殺するように残りの密度が上昇するはずである)。以下 (III 節 A) に、もっとも主要な“揮発性の”氷やクラスレートの量を与えた場合の冥王星の岩石/氷比がどのように増加するか計算する。カロンに関しては、密度がほとんど知られておらず、今のところ表面には水氷だけしか見つけられていないため、その問題は無視する (Buie et al. 1987; Stern 1992; しかし Roush 1994 を見よ)。

### 有機物の成分

もし、氷や岩石以外の物質があるならば、それは冥王星やカロン、他の外部太陽系天体の構造モデルにとっては無視できない。そしてそれは、不揮発性の有機物の固体である (すなわち、それは  $\text{H}_2\text{CO}$  や  $\text{CH}_3\text{OH}$  のような、揮発性の有機物を排除

したものである) (たとえば, Simonelli et al. 1989 を見よ). 外部太陽系星雲の炭素化学の理論的な計算は, CO ガスの状態で存在している全炭素量とほぼ一致している (Lewis and Prinn 1980). しかしながら星間分子雲と星誕生領域から得られた証拠は, 外部太陽系星雲の炭素の主な貯蓄が不揮発性の有機物であるということを示している. そして (上記で述べたように) おそらく, 部分的にはあっても太陽系の基となる分子雲から星間物質を受け継いだものである彗星から得られた証拠も, そう示している (たとえば, Geiss 1987; Greenberg and Hage 1990; Lunine et al. 1991; Mumma et al. 1993; van Dishoeck et al. 1993; Eberhardt et al. 1995). Fe 粒子によって, 原始太陽系星雲で CO と H<sub>2</sub> 間での反応が触媒されたということは大いにありうる. それはフィッシャー・トロプシュ型の反応を経て, CO の一部が有機化合物に変化したということである (Cronin et al. 1988; Fegley 1993 やその中の参考文献). ただし, これらの反応が冥王星形成時の場所で重要であるかどうかは議論がなされている.

ハレー彗星から得た化学的証拠は特に有益である. そこには, 多様な不揮発性の有機化合物でできている (Kissel and Krueger 1987; Korth et al. 1989) CHON (炭素-水素-酸素-窒素) 粒子が, コマダストの主要な成分として発見された (Clark et al. 1987; Langevin et al. 1987; Jessberger and Kissel 1991). Langevin et al. (1987) では, CHON の粒子がコマ全体のおよそ ~30% であり, 残りの内半分が CHON 様のものとケイ酸塩の化合物であると推定した. CHON は, ほぼ間違いなくより岩石に富んだダストよりも密度が低いと考えると, ダストの質量の割合では, 有機物が ~1/3 を占める (Jessberger et al. 1989). したがって, ハレー彗星の核 (ダストと氷の混合物) は有機物が質量で 10% のオーダーであり, III.A 節で導くものと同じ高さの岩石/氷比の場合には, おそらく 20% 近くであろう. これとおなじ推定が冥王星 (そしてトリトン) に適用できると予測する. そのような質量比は, 巨大惑星に固体で集積した星雲の炭素の量の独立した推定とも一致している (Prinn and Fegley 1989; Simonelli et al. 1989).

天体運動が活発な長い地質学的な時間の間, 有機物が重度の変化をせず残っているかどうかは不明瞭である. トリトンが経験したような強烈な潮汐加熱の時代があれば, 有機物が生き残ることはおそらくできなかつただろう (McKinnon 1984; Goldreich et al. 1989; そして, トリトンに関するこの問題にさらなる議論をしている McKinnon et al. [1995] を見よ). III. 節 B の通り, 冥王星の熱史はおそらく (トリトンよりも) より一層穏やかで (そしてカロンも同様, 確実に), 今日両天体が内部にわかれた有機物相を保有しているということは, 確実とまでは言えないが可能性はある. 繰り返しになるが, 三番目の成分について, その質量比を制約することはできないが, 岩石/氷比におけるその影響を決定するため, 推定される量を調整して構造を修正することができる.

難揮発性有機物相の状態方程式は, 不幸なことに, ほとんど決まっていない. 黒鉛のような純粋な炭素の密度は, 標準状態で  $2.3 \text{ g cm}^{-3}$  であろう. CHON 自身は組成が非常に多様である. しかし, 酸素や水素に乏しくはない (Kissel and Krueger

1987; Jessberger et al. 1988). そのため低密度では、有機化合物がより良い模擬物質となる; 実際に, Maas et al. (1990) では, 色々な CHON 粒子に対する密度として  $\sim 1 \text{ g cm}^{-3}$  を導いた (Giotto と Vega の質量分析器の打ち上げ前の較正を基にしている). 多くの有機化合物の密度は  $1 \text{ g cm}^{-3}$  に近い; 軽い炭化水素や石油は, 密度が  $\leq 1 \text{ g cm}^{-3}$  である. その一方で, 周知のように最も重い石油留分のアスファルト (それは, 難揮発性の CHON に対して妥当な模擬物質であろう) の密度は, 1.1 から  $1.5 \text{ g cm}^{-3}$  の範囲である (Lide 1992). Simonelli et al. (1989) では,  $\rho \sim 1.5 \text{ g cm}^{-3}$  と調和的な隕石に含まれる炭素質物質に関する様々な密度の測定について議論されている. より良い情報がない限り, 冥王星とカロン内部の有機物質については, 後者の密度と氷片と一致する密度 ( $\approx 1.0 \text{ g cm}^{-3}$ ) の両方の場合を考察する. そのような低密度な有機化合物のような存在は, 上記の非水氷と同様に, 構造モデルから導かれる岩石/氷比を増加させる.

### C. 分化状態

基本的に, リモートセンシングだけからでは, 氷-岩石系が一様の組成であるのか岩石に富んだ核とそれを覆う氷のマントルとに分かれているのかどうか決定するのは困難である. カリスト, ガニメデはもう少し分かっているが, それらのような巨大な岩石-氷系の内部構造は, 今もなお議論されている (Schubert et al. 1986; McKinnon and Parmentier 1986; Mueller and McKinnon 1988 を見よ). 冥王星に関しては, しながら導かれた大きな岩石質量比から, 次に続く通り, 分化していることが一層考えられる.

#### 冥王星の熱史から推測されること

第一に, ケイ酸塩成分を唯一の熱源として, その放射性的放熱を考えよ. III 節 B. でわかるように, 太陽系の初期, 放熱の量は, どんな初期温度であっても固体の水氷が対流可能な温度になるまで冥王星の内部を温めるのに十分であった. しかしながら, ケイ酸塩は, 対流を妨げる冷たく硬い含有物として残るだろう. ケイ酸塩があればあるほど, 抵抗もより強くなる (Friedson and Stevenson 1983). III 節 B. でわかるように, たとえ岩石が全体的に分散しているとしても, 岩石が多すぎて, おそらく (しかし確実ではないが) 放射性的熱生産量が今日と比べ  $\sim 6$  倍ほどであった約 40 億年前の冥王星でも, 対流で内部からの熱輸送が不可能であっただろう (Turcotte and Schubert 1982; Mueller and McKinnon 1988). すなわち, 内部の温度が水氷の融点に達していたと考えても, (0.21 GPa で 251 K, この圧力は冥王星内部で容易に到達する), 対流によって定常的な熱流動で熱を運べないかもしれない. そして, 冥王星がより温まり, 水氷成分が溶け始める. これにより, 水や軟氷, 暖かい氷が表面に噴出し, 中心に向う岩石に富んだ泥ダイアピルの沈降が起こ

る。この分化で解放される重力ポテンシャルエネルギーは、冥王星の大きさに起因し少量となるが、この分化過程は自己加速度的となっているだろう。

もし部分的に冥王星が分化でき、そしてもしこの分化の量がささいでないならば、放射壊変によって生じた熱が内部から輸送されることはより難しくなるだろう。部分的に分化した冥王星は、氷の表面層と氷の上部マントル、いまだに混合している“始原的な”岩石と氷の下部マントル、そして中心の岩石と泥の核という構造である。二つの氷マントルの温度分布がここでは重要である。下部マントルは対流可能である。しかし二層間の大きな密度の違いから、上部マントルからは切り離されているだろう。上部氷マントルは十分に薄く、伝導によって熱が全体に運ばれるだろう。もしくはより下部の一部で対流するだろう。対流層の上面や下面、そしてその間では、熱は伝導によって運ばれているに違いない。伝導の温度勾配は、断熱の場合の対流の温度勾配よりも大きい(冥王星とカロンの場合、原則的に等温である; 下記を見よ)。そのため分離した対流の層の数が多ければ多いほど、内部に降りていくにつれて伝導の温度の“段階”の数が多くなる(地球に適用する場合の影響についての明快な議論は Jeanloz and Richter [1979] で見つけることができる)。要するに、伝導領域では効率的に熱輸送できず、そのため内部はより暖まっているのである。冥王星に関して、水氷の融解曲線が上部マントルとは混ざっていない下部マントルの上部境界層で交わるのに十分なほど、この影響は大きい(III. 節 B)。したがって、よりいっそう混ざらず、分化が起こる。

Mueller and McKinnon (1988) は分化の“集積による引き金”として、上記の効果をも想定している。それではガニメデやカリストの進化に対し注目しており、ここでは集積のエネルギーがもっともらしく豊富な熱源としてや、それらの巨大な衛星の、少なくとも外側の層を溶かすのに使われている (Schubert et al. 1981)。冥王星の集積加熱は必ずしも小さくはないが、不確実性が大きい(III. 節 B)。冥王星の集積の歴史の一部には、結果的にカロンを生み出すこととなった衝突があったかもしれない (Dobrovolskis et al. や Stern et al. による章を見よ)。McKinnon (1989b) では、冥王星の全体はその衝突によって ~100 K ほど温められたかもしれないし、それどころか、一部分は瞬時により深刻な影響を受けていたかもしれないということをも推測した。水氷がとけた後に部分的に分化するというのもっともらしい。そして、上記の議論の様な結果の後に完全に分化するだろう。この場合、分化は“衝突が引き金”であったということができるだろう。

#### 冥王星表面の揮発性物質から推測されること

上記の議論は、詳しさに程度の差はあれ、冥王星は今日でも分化しているのがもっともらしいと主張した McKinnon and Mueller (1988) と Simonelli et al. (1989) で使われた。その議論は、しかしながら、完全に理論上のものである。証拠に関しては、冥王星の(動きやすい)表面の氷は主に  $N_2$  で、あとは微量の  $CH_4$  と  $CO$  の跡があることが現在観測されている (Cruikshank et al. の章)。冥王星の広がった大気

の基であるこれらの物質は、大気の流体力学的な散逸の影響を受けている (Trafton et al. の章). これらが継続して存在しているということは、表面に初期の時点で十分な貯蓄があったこと (分化を示していると言える) か、継続的に補給があることのどちらかをほのめかしている (表面が  $\text{CH}_4$  のみであるということに基づいて、Stern [1989] によって初めて議論された). Trafton et al. (1988) による、太陽系史間の冥王星の  $\text{N}_2$  の損失についての計算では、質量は  $\sim 3 \times 10^{-3} M_p$  で、平均した場合冥王星の表面から数キロメートルの層となる. もし冥王星が、水氷に対して 1% の割合の (もしかしたら星間で発生したかもしれない)  $\text{NH}_3$  を集積しており、アンモニアが内部で溶け、表面に排出され、その後  $\text{N}_2$  となった (たとえば、光化学や衝突による) ならば、この厚い窒素の層がもたらされるだろう. 同様の質量比のクラスレートに取り込まれるか吸着した  $\text{N}_2$  でも、大規模な氷の溶解やガス放出による解放があった場合 (内部圧力によってクラスレートが安定しているとして)、それもまた十分だろう.

しかしながら、これらの質量比は、流動体の  $\text{N}_2$  に関して利用可能なことの限界に近い. 彗星を適切な組成のモデルとして使う上で、 $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O} \sim 0.01$  という値はあり得ない値ではない (Lunine 1989; Mumma et al. 1993; Fegley 1993; Feldman et al. 1993; Meier et al. 1994). Wyckoff et al. (1991a) では 4 つの彗星 (ハレー彗星を含む) について、 $\sim 0.001$  から  $0.002$  というより低い値を報告しており、Palmer et al. (1996) では  $\sim 0.003$  という速報値が百武彗星について報告されている. 分子窒素は彗星ではさらに欠乏しており、数で比べると  $\text{N}_2/\text{H}_2\text{O} \leq 10^4$  である (Mumma et al. 1993; Fegley 1993; McKinnon et al. [1995] の表 II を見よ). しかし、それが非効率な結合 (クラスレートは  $\text{N}_2$  よりも  $\text{CO}$  や  $\text{CH}_4$  を取り込むはずである. たとえば [Lunine and Stevenson 1985]) によるものなのか、後の拡散による損失 (Wyckoff et al. 1991b) によるものなのかは明確ではない. これらの推定値は、3 つの可能性を示唆する:

- (1) 冥王星は、表面の貯蓄に十分な  $\text{N}_2$  氷を供給するために、おそらく窒素に富んだ揮発成分の全てをガス放出、または噴出していなければならない.
- (2)  $\text{N}_2$  の損失は継続的ではない. すなわち、 $\text{N}_2$  (もしくはよりありえそうな  $\text{NH}_3$ ) の内部からの散逸が一時的で我々がその特別な時間に生きている.
- (3) 別の窒素の供給元がある. もしかすると、有機物成分に関連した反応によって生まれた化学物質かもしれない ( $\text{CHON}$  の反応?).

これらの 3 つのシナリオの、最後だけが大規模な分化を必要とする. 他の 2 つに関して、アンモニア水溶液の噴出、もしくは  $\text{N}_2$  に富んだガスの放出であり、それだけで水氷と岩石層の大規模な分離に対する鉄壁な根拠となるものではない. すなわち、少量の流動相は対流している岩石-氷の内部から徐々に減っていき、わずかに密度の高い (より岩石に富んだ) 残り物は、単純に惑星の全体と混じり合った状態となる.

“表面の揮発成分が分化を示唆している”という議論の一つの具体的な問題は、吸着ガスの役割にある (J. I. Lunine 私信). 外部太陽系の微惑星の集積の間に、揮発性ガスはアモルファスの氷粒子に容易に吸着する. この過程は、太陽系惑星の生まれた分子雲でも起こる (たとえば, Mayer and Pletzer 1986; BarNun and Kleinfeld 1989; Lunine 1989; Lunine et al. 1991 を見よ). 集積中かその後の放射壊変によるエネルギー放出のどちらかによる加熱は、冥王星の内部の温度を  $\sim 100$  K まで上げることができるだろう. その温度は、(準安定の) アモルファス氷が結晶氷となる発熱相転移が (地質的な時間の尺度で) 急速になる温度である (たとえば, Hobbs 1974; Prialnik and Podolak 1995 を見よ). 結晶氷粒子の特定の吸着サイトがより少なくなり、吸着ガスは解放される. 100 K の時点では、氷-岩石天体の内部は硬く、氷は溶けない. したがって、解放された吸着ガス ( $N_2$ ,  $CH_4$ ,  $CO$ , 等) は、分離した内部の超臨界流体相を形成することができる. それは、重力によって表面まで浸透する.  $\sim 155$  から  $175$  K の範囲で (Kargel 1992), 続いて起こる微量の揮発性氷相 (たとえば, アンモニアやメタノールに起因する) の融解や、固体の流れの開始 (下で議論する) によって、これら “超揮発成分” の流出が助長される. したがって、冥王星はガス放出し、内部で水氷と岩石相の分離をせず  $N_2$  に富んだ層を表面に形成する可能性がある.

しかしながら、吸着ガスは結晶化の時には実際解放されていないかもしれないという点で、上記の吸着のシナリオはそれ自体不確実性がある. むしろ、アモルファスの氷はクラスレートに結晶化し (もしかすると、立方相を経由するかもしれない)、その後ガスを保有するだろう. 関連する実験的なデータは乏しい (Bar-Nun and Kleinfeld 1989; Kouchi 1995). しかし、冥王星の内側でとることのできる温度や圧力において、クラスレートを形成することへのいかなる反応速度論的な障害も見つかってはいない (Fegley and Prinn 1989; Lunine 1989 と比較のこと). 通常、クラスレート形成が可能であるように議論されている彗星の揮発成分 (すなわち,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2$ ) に関する現在の存在度 (水に対する) は、総計した場合、クラスレートの存在度に対して  $\leq 0.17$  と調和的である (Mumma et al. 1993; Fegley 1993 を見よ). 微多孔質のアモルファス氷は、クラスレートと似たような数の吸着面を持つことができる. すなわち、分子数比でガス/ $H_2O \sim 1/6$  となる (Mayer and Pletzer 1986; van Dishoeck et al. 1993). そして、Bar-Nun et al. (1988) では、アモルファス氷 (50 K) の吸着物に関して同じか、少し大きい割合を実験的に発見している. したがって、吸着物がクラスレート化で再配置されることでは、冥王星表面に揮発成分を供給するための十分なガスを開放することはないかもしれない. それゆえに、吸着していた  $N_2$  が冥王星内での加熱によってクラスレートに取り込まれたならば、それを表面に解放するためにその後氷相が融解することが必要であり、(少なくとも根源的な  $N_2$  に関しては) 冥王星が実際分化しているという最初の推測に我々を返す.

上記の議論のすべてを基にして、より確かな観測が必要で、必然的に物事が明らかでないままということを念頭に置き、このレビューの残りでは冥王星が分化し

た場合のモデルに焦点を当てる (IV 節). 未分化の構造も考えるが (III. 節 A), それは主に太陽系史初期の冥王星に適用するためである (III. 節 B). McKinnon and Mueller (1988) では, それらの分化した冥王星のモデルにおける岩石の鉱物組み合わせを PF 岩石に限定した. 彼らは, 仮により水に富んだ CI 岩石で核を作っていた場合, 比較的大きい核が放射壊変熱によって加熱され分解したであろうと議論した (核の体積の  $\geq 80\%$  が 500 K を超える温度に到達するだろう). 特に, CI 岩石のジプサムとエプソマイトは, 初期の水和している核が加熱されるにつれ脱水し, 上部の氷マントルを形成する上で必要な水を放出するだろう; 核の圧力下では, ジプサムは低い温度であっても不安定だろう (Mueller and McKinnon 1988). 実際, 太陽組成と同じ割合の  $^{40}\text{K}$  が取り込まれていれば, その効果によって冥王星の中心の温度は 1500 K に達するだろう. そして, その内側の核は完全に脱水しているだろう. これが核全体の CI 岩石が分解していることを実質的に保障する. そして, McKinnon and Mueller (1988, 1989) の議論にかかわらず, 部分的に無水の核が今日の冥王星にはありうるということもほのめかしてもいる (??). 地球のマントルに存在している (たとえば, Gasparik 1993 を見よ) 高温, 高圧の水和ケイ酸塩は, 冥王星の核の低い圧力 ( $< 1.5$  GPa) 下では不安定である. 冥王星核の熱史の更なる側面は III. 節 B で考察されている.

## カロン

カロンに関して, その分化の状態は, 現在許される密度の範囲を考慮すれば分かっていない (II. 節 A, 表 II). もし  $\rho_C$  が  $\approx 1.3$  g cm $^{-3}$  ならば, カロンは水氷に富んでおり (岩石質量の割合  $m_S$  は  $\sim 0.4$  である); もし  $\rho_C$  が  $\approx 2.2$  g cm $^{-3}$  ならば, カロンは非常に岩石に富んでいる. それはたとえ分化していなくてもである ( $m_S \sim 0.8$ ). 後者の場合, 示唆される岩石の堆積分立は 60% を超える. その場合, 岩石成分が相互に接し密集したネットワークを形成し (たとえば, Friedson and Stevenson 1983; Durham et al. 1992 を見よ), 氷成分が周囲の空間を埋めるかもしれない. 流動学的には, 内部はもはや氷のようにふるまうことはなく, より弱い物質で固められた岩石の集合体のようにふるまうかもしれない. 重要な点は, カロンと同じくらい小さい天体でさえも, 放射壊変によって氷のソリダスまで加熱することができ, それによってクリープ現象による顕著な変形が起こる前に, 氷の“マトリックス (石基)”が溶けるということが起こる. したがって, カロンが  $\approx 2.2$  g cm $^{-3}$  の密度を持っている場合, 分化しているかもしれない. その一方で, より氷に富んでいる場合は十分に岩石成分が乏しいため, 放射壊変のみによって分化引き起こされることはまったくありそうもない.

カロンの  $\sim 0.3$  から 0.4 の可視幾何学的アルベト (Tholen and Buie の章) から, その表面が冥王星の表面ほど霜に富んではないということが示唆される. 土星の中型の衛星, それらはカロンと大きさで肩を並べるものである, のすべてはより高い幾何学的アルベドを持っている (もちろん, イアペトスの先行半球を除け

ば)(Burns 1986). そして、それらの赤外線スペクトルは、一般的にほぼ純粋な水氷の表面を示唆している (Clark et al. 1984). カロンの表面は分光的に水氷によって占められている. しかしカロンは, Stern (1992) によって述べられたように, アルベドや色, 大きさで天王星の中型衛星により似ているように思える. 天王星の衛星について Veverka et al. (1991) で推測されているように, 我々はカロンの表面の氷には暗く, スペクトル的に影響の少ない混合物質が恐らく含まれていると推測する (Cruikshank et al. の章を見よ). さらに言えば, カロンのアルベドはアリエル ( $A \sim 0.5$ ) とウンブリエル ( $A \sim 0.2$ ) の間である. 前者は, おそらく潮汐に促進され, 大規模に再び表面をつけた天体であり, 後者は古代からの多数のクレーターに覆われた, 未分化のように見える天体である (Tittemore 1990; Veverka et al. 1991 を見よ). したがって, カロンの分化の状態に関する表面の組成的/地質学的な証拠はあいまいである. カロンには, 軌道進化の間の非常に穏やかな潮汐加熱があったこと以上は期待できないが, “巨大” 衝突によってカロンが形成される時には十分な加熱が可能である (III. 節 B). この章では, カロンの分化の問題は保留のままにしておく.

#### D. 温度分布

構造モデルで考慮する最後の側面は, 内部の温度分布である. いずれの岩石や氷相も密度が温度変化に対しあまり変化しないが ( $\Delta\rho/\rho = \alpha\Delta T \sim 10^{-4}\text{K}^{-1}\Delta T$ ,  $\alpha$  は体積熱膨張係数である), 数十 K の温度変化は地球物理学的, 地質学的に重要である. そのうえ, 温度分布によって異なる氷相の相対的な量が決まる. 分化している冥王星モデルに関して, 氷マントルの底で到達する圧力は 0.2 GPa を超えているだろう. そして, ice II と (もし温度が十分高ければ) ice III が体積的に重要だろう. ice I から II への相転移は強い温度依存性があり (Hobbs 1974), それゆえに ice II は 60 MPa くらいの低圧力下で低温の場合重要である; もしカロンが未分化ならば, 後者の状況はカロンにも当てはまる. ice I から II もしくは III への相転移に関して,  $\Delta\rho/\rho \sim 0.2$  であり, この密度の違いはどんな通常の熱膨張や熱収縮をも圧倒する. McKinnon and Mueller (1988) と Simonelli et al. (1989) では, 当時の相互食から決められた半径と密度に基づいた冥王星モデルのマントルの底で, ice II が存在可能なのは狭い領域だけであるということを見出した; ここで考察してきた冥王星の密度の広い (そして一般的に低い) 範囲に対して, ice II (そして ice III) はより大きな役割が許される. そのうえ, 冥王星表面の温度が過去に考えられていたものよりも低い可能性があるので, マントルでの ice II の重要性がより高まる (III. 節 A). 冥王星内部の密度の高い氷相の正確な計算が, 岩石/氷比の正確な推定の鍵である.

## 伝導

固体の惑星と衛星は伝導と対流の二つの仕組みで熱を運ぶ (Schubert et al. 1986 によるおおまかなレビューを見よ); 放射の寄与は, 高い  $T$  のケイ酸塩にとっては重要だが, 伝導に含まれているものとして陰に考慮されている. もし冥王星とカロンの熱伝導的な熱流をモデル化しようとするならば, その温度分布はよく知られている方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T + \frac{H}{C} \quad (7.1)$$

の解である (Turcotte and Schubert 1982, 4 章). それぞれ  $t$  は時間,  $\kappa$  は熱拡散率 ( $= k/\rho C$ ,  $k$  は熱伝導率), そして  $H$  と  $C$  は単位質量あたりの熱発生量と比熱である. 伝導率と比熱が一般的に知られているので, 方程式 (7.1) の解は主に熱源項の値に依存する. もし惑星や衛星が十分小さければ, 早期の時代の熱的な“記録”が失われており (Johnson et al. 1987 を比較のこと), その場合現在の熱構造に関しては放射壊変熱だけを考えればよい. そして熱流は定常状態で  $\partial T/\partial t = 0$  と仮定できる (Lewis and Prinn [1984] での“定常状態”対“平衡”の討論を比較のこと). 天体の任意の半径における外向きの熱流は, その半径の球中の放射壊変の寄与と等しくなる. 定常状態の熱流の仮定はカロンにはよいものである. しかし, 冥王星としてはあり得そうにないと見るべきだろう (すなわち, 初期の時代から冷えてきた成分が重要である; III. 節 B).

放射壊変熱は, U, Th (トリウム),  $^{40}\text{K}$  の崩壊によって岩石成分に供給される. これら原子の存在度と壊変定数を使い, 定常状態の場合とそうでない場合での伝導の熱流をどんな時代の場合でも計算できる (Carslaw and Jaeger 1981 を比較のこと).

万全を期すため, 氷マントルに再凍結することとなる水の中に  $^{40}\text{K}$  が溶解するだろうということに注目する. それは Reynolds and Cassen (1979) で一般的に提案し, Kirk and Stevenson (1987) がガニメデに対して考察している. この過程は, おそらく深部まで溶けているガニメデほど冥王星では効率的ではなさそうだ (Lunine and Stevenson 1982; Kirk and Stevenson 1987; Mueller and McKinnon 1988). そして, 冥王星ではこの過程によって溶脱した  $^{40}\text{K}$  が冥王星核の表面まで運ばれるだろう. 今のところ他の制約がないため, このことについてさらに考えることはしない.

伝導の温度分布も表面の温度に影響を受けやすい (解の重要な境界条件). 冥王星表面の揮発性氷はこの温度を決める上で重要な因子である.  $\text{N}_2$ ,  $\text{CH}_4$  と  $\text{CO}$  氷は, 弱く, ファンデルワールス力によって分子固体が束縛されており, それらの熱伝導率は水氷よりも 1 から 2 桁小さい (たとえば, Lupu and Lewis 1980a を見よ). したがって, 薄い表面の層でさえ著しい温度の“補正”をもたらすこととなる (水氷マントルの最上部がより高温となる). さらに, 氷の熱伝導率は一般的に非常に温度に敏感で,  $\approx 1/T$  となり (デバイ温度の上) (たとえば, Klinger 1980 を見よ), したがって表面の温度は氷マントルの温度勾配に影響を与える.

## 対流

概念的には簡単だが、伝導に基づいた温度分布は制約するのが困難な詳細によって決まることがわかっている。現在の冥王星に関しては、しかしながら、水氷マンツルの伝導的な温度分布が水氷の融解曲線と交差する。そのような場合、より暖かな氷が固体の状態に対流している可能性を考えなければならない。これによってモデルに複雑性が加わるが、全体の温度構造が簡単になるという面もある。それは対流層の内部（“対流核”）が、（水平、そしてもし変動するなら時間平均の場合）一般的に断熱勾配、 $dT/dr = -\alpha Tg/C$  に従うためである（たとえば、Stacey 1977 を見よ）。 $g$  はその場の重力加速度である。冥王星内部の水氷に関する  $C$  は  $\approx 1.5 \times (T/200 \text{ K}) \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  (Hobbs 1974) で、 $g \sim 80 \text{ cm s}^{-2}$  である。したがって、冥王星とカロンに関して  $|dT/dr| \leq 0.01 \text{ K km}^{-1}$  である。結果として、氷マンツルの対流している部分は、基本的に等温とみなすことができる。鍵は、この内部の温度  $T_{ad}$  を決定することである。

下から暖められた流体層、あるいは流体殻の対流の活発さは、冥王星の氷マンツルにもあてはまっており、無次元の数字、よく知られているレイリー数によって表わされる。

$$Ra = \frac{g\alpha\rho D^3\Delta T}{\eta\kappa} \quad (7.2)$$

$D$  は層の厚さ、 $\Delta T$  は断熱での温度低下分を引いた層全体での温度差、 $\eta$  は氷の粘性率である (Chandrasekhar 1961; Reynolds and Cassen 1979)。 $Ra$  が臨界値、一般的に  $10^3$  オーダーを超える場合、その層は不安定となり対流する。 $Ra \gg 10^3$  となる場合、対流の熱フラックス  $F_{conv}$  は、

$$F_{conv} \sim 0.1Ra^{1/3}k\frac{\Delta T}{D} \quad (7.3)$$

のように見積もられる。 $k\Delta T/D$  は、層全体における定常状態の伝導の熱流と同じものである (Schubert [1979], Turcotte and Schubert [1982], そしてより完成した議論をしている Schubert et al. [1986] を見よ)。 $Ra$  に組み込まれているすべての数値の中で、粘性率は最も強い温度依存性を示している。

$$\eta(T) \propto e^{Q^*/RT} \quad (7.4)$$

$Q^*$  は支配的な流動機構に関する活性化エネルギー、 $R$  は気体定数である。対流温度の小さな変化は粘性率の大きな変化、またそのことによる対流の熱流の大きな変化も意味する。たとえば、もし氷マンツルがわずかに暖められたならば、熱流は追加の熱を運び出すのに十分なほど増加するだろう。またそれゆえに、いかなる温度上昇も抑えられる。これは、現在有名な対流によるマンツル温度の熱的な“自己調整”の起源である。

冥王星に関して、表面近くの冷たい氷の粘性は十分高く、氷は効果的に硬い。トリトンとその他の氷衛星の観測を基にして考えると、非常に冷たい氷の上部層が対

流に加わっていることはほとんどなさそうである; この硬いふたを流動学的リソスフェアと定義する (図1). 下部の対流している氷は, 上部のリソスフェアとの間に境界層を形成する. その境界層では, ほぼ水平で流動しており, 熱が伝導によってリソスフェアに運ばれる (それは, 必然的に, 自身は伝導によって熱を運ぶ). 似たような境界層が対流している氷マンツルの底にも発生する. そこはマンツルの底でケイ酸塩の核と隣接した場所である. 粘性が温度に依存する対流系では, 粘性 (式(4)) の評価に使われる温度として対流系の束縛温度の平均をとれば (すなわち, リソスフェアの底の温度  $T_l$  と, 核とマンツルの境界の温度  $T_c$  の平均), 式(3)を適用できることが示されている (Booker 1976; Reynolds and Cassen 1979). 下部境界層には, 最も熱く粘性が最も小さい氷が含まれている. そのため, 上部境界層と比べて薄く, そこでの温度降下はかなり小さい (Richter 1978; Stevenson et al. 1983). 無視できるほど薄い下部境界層の極限をとった場合 ( $T_{ad} \approx T_c$ ), この対流系を束縛している温度の平均は上部境界層の中間点での温度と等しくなる (Stevenson et al. 1983; Friedson and Stevenson 1983).

固体の惑星や衛星に関しては, 内部温度が熱流を決定するというよりはむしろ熱流が粘性を決定しており, それゆえに陰に温度も決定される. 現在の冥王星とカロンに関しては, この熱流は定常状態に近いがそれよりも大きいはずである.  $F_{conv}$  が与えられ, 独立した制約や境界温度の  $T_l$  と  $T_c$  の間に相似関係がある場合,  $\Delta T \approx T_c - T_l$  と  $T \approx (T_c + T_l)/2$  について, 式(2-4)を解くことができる.  $T_l$  のような, それ以下では粘性流が起こらない, 定まった粘弾性の“遮断”温度を定義するのは伝統的である. たとえば, Ellsworth and Schubert (1983) の土星の中型衛星に対する熱進化の計算の中で,  $T_l = 0.6T_m$  と置いている. この  $T_m$  は氷の融解温度である. Friedson and Stevenson (1983) と Kirk and Stevenson (1987) では, 極値の仮説を導入した. それは断熱温度 (厳密に言えば, 断熱領域の最も高い温度)  $T_{ad}(\approx T_c)$  が与えられた場合, 熱流が最大となる  $\Delta T$  (したがって  $T_l$ ) が見出されるというものである (Reynolds and Cassen 1979 を比較のこと). これら後者の推定と, より最近の総合的に見積もられた Solomatov (1995) の説による推定との間で良い一致が得られた (D. J. Stevenson, 1996 私信). 図1では, 数値化された対流モデルの場合に標準化された様々な温度の間の関係を説明している. そのような, 温度に依存する粘性を含んでいるモデルを推定している更なる議論は, Solomatov (1995) で見ることができる.

それにもかかわらず, 冥王星のような惑星の断熱内部温度がどのようなべきかということに関していくつかの不確定性が残る. たとえすべての物質の物性が正確に知られていようと (それらは知られていないが) である. McKinnon and Mueller (1988) では冥王星のモデルに広い温度範囲を採用した; 分化している冥王星の場合, 氷マンツルがほぼすべて ice I なので, 岩石/氷比は広い範囲の温度を選択したことによってはあまり影響を受けない. McKinnon and Mueller (1989) では, トリトンと冥王星に似た天体に関する岩石-氷モデルの広い範囲を分析した. それらの天体は, 潜在的にその天体内部により多量の ice II を持つことができた. その

分析結果は、180 から 235 K の範囲となった彼らの計算結果の  $T_{ad}$  を囲むものとなった。次の節の計算において、これら幅広い範囲を用いる。それはほぼ確実に現在の断熱温度をカバーしている (特定の極限的なモデルは重要ではない)。繰り返すが、断熱温度から得られる実際に役に立つものとは、より氷に富んだ冥王星モデルにおいて氷相の境界の配置を決定することである。そしてその結果は、導かれる岩石/氷比に影響する。

対流過程内の高圧相の存在自体は別で、むしろ複雑なテーマである。地球については近年大きな注目を集めている (Tackley 1995 とその中の参考資料を見よ)。ここでは、この問題については ice I から ice II を述べるにとどめておく。この相転移は正のクラペイロン勾配を持っており ( $dT/dP > 0$ )、対流を抑制せずよく促進する (Thurber et al. 1980; Bercovici et al. 1986)。この境界を通過して対流する氷は断熱的に相転移する。そして結果的に有限の厚さを持つ混合相領域と、その領域をまたいで断熱曲線の温度差が生じる。ice I から ice II への相転移には発熱を伴うため、ice II は上部の ice I よりも  $\approx 23$  K ほど温かい。これは Hobbs (1974) の相転移熱を基にしている (そして更なる側面と具体例については次の節を見よ)。

## 7.3 構造と進化

### A. 現在の冥王星とカロン

上記の詳細な導入を用いて、冥王星とカロンの現在ありそうな内部構造について分析する。繰り返すが、ここでの目的は、その詳細を検証できないような詳しいモデルを作ることではなく、岩石/氷比に関する推論を、また次節では地球物理学、地質学として起源に関する更なる推論に焦点を当てることである。

#### 冥王星

図 2 は、分化した冥王星の氷マントルと外核について、ありそうな温度と圧力の分布を示している。図を作るにあたって、質量  $12.76 \times 10^{24}$  g (表 II の値の平均値) と半径 1180 km、そしてそれらから得られる密度  $1.85 \text{ g cm}^{-3}$  を基に計算している。熱流量は、核を PF 岩石として、定常状態よりも 50% 大きいと仮定している (III. 節 B で正当性が説明されている)。表面の温度は 40 K である。温度分布は、幾何学的な違いはあるものの II. 節 D で議論した特徴を示している。上から順に見ていくと、厚く、伝導的なリソスフェア (硬いふた) と上部境界層が一体となっており、対流しており断熱的な内部領域に至る。そこは温度差がより小さいもう一つの (熱的な) 境界層によって岩石の核から分離されている。伝導領域での温度分布の著しい湾曲 (図 1 を比較のこと) は、熱伝導率の温度依存性が主な原因で (より冷たい ice II は更に伝導的である)、半径の変化 (すなわち、 $4\pi r^2$  の変化である。そこを通過して一定の熱流量が運ばれなければならない) による寄与はより小さい。

II. 節 D で議論した極値の仮説を上部境界層に適用し, Mueller and McKinnon (1988) の表 3 でのニュートンの粘性法則,  $\eta = 139e^{6830/T}$  Pa-s を用いると (冥王星ほどの大きさの天体内での低い対流の応力では, 非ニュートン流動よりもニュートン流動となる), 断熱温度  $T_{ad}$  は  $\approx 230$  K となる. このようにして決定された温度は, 下部境界層の影響がほとんどないと仮定した場合, 与えられた熱流と流動学に対して最小の値となる. しかしながら, もし境界層が全体的, すなわち全ての対流している氷によって決定される場合, 下部境界層の影響は重要となり,  $T_{ad}$  の下限が  $(T_c + T_i)/2$  によって与えられ, この特別な場合は  $\approx 205$  K となる. したがって, 冥王星の氷マントル内の深部で対流している領域に関する, 妥当ではあるがおおよその内部温度として, 平均値  $(205 + 230)/2 \approx 220$  K をおおよその値として推定する. (概算すれば切り上げた値は低くなるよりむしろ高くなるが, それは粘性率が温度に依存するためである). この  $T_{ad}$  は図 2 で示されている. このような冥王星は対流しているのが確実と思われる:  $D = 100$  km,  $\Delta T = 50$  K,  $T \geq 205$  K の場合で見積もられた粘性率に対して, 式 (7.2) から求められる全体的な  $Ra$  は  $5 \times 10^4$  を超えている.

図 2 の  $\approx 220$  K の断熱曲線は, 下部境界層の地点では ice I-ice II 相境界に達しないちょうど暖かさである. この相転移のクラペイロン勾配が正であるため, より暖かく, より薄いマントルは純粋な ice I である. 少しだけ冷たく, 厚いマントルには, 対照的に, その下部に ice I と ice II の混合層が存在する. 十分に厚い氷マントル (より大きい, およびより密度の低い冥王星) の場合, 相境界が 213 MPa で 238.5 K の ice I-ice II-ice III 三重点に達した後, 断熱曲線が降下する可能性がある (もし  $T_{ad} \geq 215$  K ならば). その場合, 断熱曲線は ice II-ice III 相境界に沿って降下するだろう. Simonelli et al. (1989) の初期モデルでは, ここで議論しているモデルよりもパラメータ化された対流の形式化により得られたより冷たい内部から考えられるモデル (たとえば, 図 1 で  $T_{ad} = (T_c + T_i)/2 \approx 185$  K) であり ice II が多く, それらの断熱曲線が折れることなく ice I-ice II 相境界を突き抜けるため, 注意しておく.

図 2 に対応する内部の配置は, 図 3a で図示されており, 1996 年半ばでの基準モデルを表している. 比較的大きな岩石の核は, 全体あるいは大部分が ice I できている厚さ 300 km 程の殻に覆われている. 全体の岩石/氷比を, 水和している水を氷の質量に加えて, 無水岩石を基本として計算すれば,  $\approx 65/35$  となる. より小さい, およびより密度の高い冥王星モデルは構造的に似ている. 比較のため, 図 3b で大きさと質量が等しい未分化の冥王星モデルを示す. その特徴として, 全体にさまざまな氷相が潜在的に存在している. しかしながら, 未分化の冥王星の氷はクラスレートとなっているだろう. なぜならば, クラスレートは冥王星内部のすべての  $P$ - $T$  の範囲で安定であるためである (Lunine and Stevenson [1985] の図 2 を比較のこと). クラスレートと岩石の混じった未分化の冥王星モデルは, 図 3 のように示したならば, 均一球体として描かれるだろう.

冥王星の大きさや密度, そしてとりうる組成の範囲から, 分化している場合だけ

でもいくつかのかなり異なった内部の配置が考えられる。もっと大きく、より密度の低い冥王星の可能性を II. 節 A で議論した。図 4a では、そのように密度が低く、分化している冥王星モデルのありえそうな内部の配置が示されている。大きさは Mills et al. (1993; 表 I と比較のこと) の結果から許容される最大の値で、質量は Young et al. (1994; 表 2 と比較のこと) の値とすると、およそ  $1.7 \text{ g cm}^{-3}$  となる。それは、1980 年代後半の“標準の”密度  $2 \text{ g cm}^{-3}$  (III. 節 C を見よ) と比べて低い。以前発表されたモデルとの明確な違いは、下部マントルにある大量の ice II で、その量は体積で  $>50\%$  となる。このモデルは、実際 ice II 成分を最大にした場合の影響を表すために設計されている。熱流は現在の定常状態で (ice II に有利である)、この場合 ice I-II の相転移は流動学的リソスフェアの内部に達している。密度の高い ice II が大量にあるということ (そして全体の密度は低い) から、(無水) 岩石の質量比がおよそ 0.52 だけしかないこと陰に示される。このモデルが半径と密度の上限と下限を示しているとはいえ、相対的に (II. 節 A), 冥王星の構造と熱進化に大量の ice II が関連していることは一つの重要な可能性である。

上記で議論したように、冥王星は大量の有機物を含んでいる可能性がある。図 4b では、そのような有機物が今日の冥王星の内部にどのように存在しているか図示している。具体的に議論するために、この冥王星モデルの半径を  $\approx 1200 \text{ km}$  とし、“平均”の密度を  $\approx 1.85 \text{ g cm}^{-3}$  とした。我々は、冥王星の核の進化の間に、有機物の大半が放出されただろうと仮定する。熱水の系においてどれほどの有機物が  $\text{CH}_4$  と軽い炭化水素に分解されたのか (たとえば, Holloway 1984; Rullkötter 1993 を見よ), 黒鉛に変化したのか (たとえば, Buseck and McKinnon 1985 を見よ), もしくは  $\text{CO}_2$  へと変化したのか, などはわからない; しかしながら, 大量の有機物が集積した場合, より重い (しかしまだ浮かびやすい) CHON 様の成分が初期に流動的になり, 核の最上部に浸透した可能性はある。有機物/岩石の質量比は, 図 4b では  $\sim 0.2$  と取られている。これはハレー彗星で観測されている比の半分である (Jessberger et al. 1989)。状態方程式は CHON 様の物質には知られていない。そのため, 図 4b では構造的な計算はしておらず, PF 岩石と水氷, 有機物間の質量収支から計算している。その際, 有機物の密度を  $1.5 \text{ g cm}^{-3}$  と単純に仮定して計算している。この場合, 分離した  $\sim 100 \text{ km}$  の厚さの有機物層が, 密度の低い水氷マントルの底に存在するだろう。このモデルの水氷は純粋な ice I である。ただし ice II は潜在的に存在し得る。厚い有機物の層は, 十分に冷たく ( $\sim 200$  から  $300 \text{ K}$ ) アモルファス固体に分類されるが, 対流するには十分な暖かさである (もし, 黒鉛が主でなければ)。しかし, 状態方程式と同様にこの層の流動特性もわかっていない。冥王星は, 惑星と主な衛星の中で, そのようなマントル層があるという点で独特である可能性がある (II. 節 B での議論を見よ)。そのような冥王星のモデルの岩石/氷質量比は, 有機物がないと仮定した場合に推測されるものよりも大きくなる (III. 節 B); この例では, 比は  $\sim 70/30$  で, 図 3a の値よりも大きい。

分離した層としての冥王星内部の有機物の量は, まだ制約することができない。そのため, 冥王星内部をモデル化する上で重大な未解決の問題として残っているこ

とに注意しておく。しかしながら、純粋な氷と岩石組成に関しては、より詳細に、より系統的にモデル化することができる。図5では、完全に分化した冥王星モデルのいくつかの組み合わせについての岩石の質量分率が示されている。半径は1150 km から1200 kmの間とし、比較としてトリトンモデルを示した。それらは全て、表面温度  $T_s$  の関数として示している (McKinnon and Mueller 1996 より)。更に、ここでは現在の定常状態の熱流量を想定している。与えられた半径に対して、曲線が2つに別れている。それは、対流している内部の氷が“熱い”場合と“冷たい”場合を示している。それは、それぞれ235と180 Kの内部温度 ( $T_{ad}$ ) 境界に対応しており、II. 節Dで議論した。全てのモデルの冥王星質量は、表IIの二つの冥王星-カロン系総質量の平均をとり、Tholen and Buie (1990) の半径に基づいた体積に応じて冥王星とカロン間で分配することによって決めている。惑星と衛星の密度が等しいという仮定は、実際、冥王星の岩石/氷比を全体の系と一致させたい場合に最適である。起源論的に最も重要な意味をもつものは、系の岩石/氷比である。この仮定に基づいた  $M_P = 12.79 \times 10^{24}$  g は、本質的に表IIの冥王星の平均質量と一致しており、図2と3で既に使われた。

図5の冥王星(そしてトリトン)の岩石の質量分率は、複雑で、自明でない形で表面温度に依存している。表面が非常に冷たい場合、ice I-ice II 相転移がリソスフェアで起こり、内部の対流領域は(普通)純粋なice IIとなっている。したがって、岩石/氷比は低下し、 $T_{ad}$  に影響を受けにくくなる。 $T_s$  が上昇した場合、熱伝導率は下がり、伝導による温度勾配が急になり、ice II 領域の外側のリソスフェアの温度分布が上昇する。そして、岩石の質量分率が鋭く上昇する(ice II が少なくなる)。まずは高い  $T_{ad}$  のモデルで起こり(それらの上部熱境界層は、それぞれのマントルにおいてより深い)、次に冷たいモデルで起こる。そして、より高い  $T_s$  の場合には  $T_{ad}$  に対する依存性が少し残る(ice II の量を決めるため)。冥王星とトリトンについてもっともらしく考えられた  $T_s$  の範囲 (Stern et al. 1993; Jewitt 1994; Tryka et al. 1994) で、表面温度が変化することに対して強い反応が起こるということは、注目すべきことである。McKinnon and Mueller (1996) では、両方のモデルで測定された  $N_2$  氷の表面温度、 $T_s \sim 40$  K にもかかわらず、有効表面温度(すなわち、マントルの熱構造についての境界条件として使用した)が表面の低い熱伝導率の氷(冥王星の場合  $N_2$ 、トリトンの場合は  $N_2$  と  $CO_2$ )によって上昇していることを議論している。また、モデルの核から来る現在の熱流量は定常状態の量を超えていること(次の節でより厳しく議論がなされている)、そして、上昇した熱流量は、内部構造に関して  $T_s$  を上昇させた場合と同方向に働くことを指摘している。最後の論点として、極めてice IIの富んだ状態、たとえば図4aとなるためには、マントルの冷却が必要であり、それによる顕著な全体の圧縮も暗に示している。そして、そのような効果は(まだ)少なくともトリトンでは働いていない。したがって、無水の岩石を基に計算した冥王星とトリトンの岩石の質量分率についての我々の最も良い推定は、図4の右側のより高い  $T_s$  の解に対応するものである。

図5での計算に基づいて、もし冥王星が1988年の星の掩蔽の観測の解釈から

暗に示されるものと同じ大きさであるならば (半径が  $\approx 1200$  km で,  $\rho_P \approx 1.75$  g cm $^{-3}$ ), 岩石/氷質量比が  $\approx 60/40$  となることがわかる. しかしながら, II. 節 A での議論ではおそらく冥王星はより小さくより密度が高く, 半径は 1160 から 1180 km 付近である ( $\rho \sim 1.85$  から  $\rho \sim 1.95$  g cm $^{-3}$  に相当する). したがって, 冥王星-カロン系の岩石の質量分率は  $\sim 0.65$  と  $\sim 0.7$  の間であるはずだ (冥王星自身の境界は, 冥王星/カロン質量比が不確実であるため, もう少し広い  $\sim 0.6-0.7$  だろう). 冥王星はトリトンと同じくらい岩石に富んでいるだろう. それは, 完全な無水岩石の状態方程式をつかって図 5 にモデル化されている (Mueller and McKinnon [1988] の PTC 岩石 (Pretremolite Condensate) で, 金属鉄をマグネタイトに置き換えている [McKinnon et al. 1995 の議論を見よ]). McKinnon et al. (1995) では, 冥王星がトリトンよりも岩石に富んでいるかもしれない可能性を挙げている. ただし, 執筆当時に入手できた正確なものに近い相互イベントの半径に依存し, トリトンについては  $T_s = 38$  K (図 5 を見よ) を用いた. さらに, 冥王星核が部分的にしか脱水していない場合 (III. 節 B), 図 5 の岩石/岩石+氷質量比が下がるが, それはわずかな量,  $\leq 0.01$  である. 冥王星本体が系全体よりも氷に富んでいないとしても (Null and Owen 1996), 半径を固定した場合, 冥王星とカロン間での質量の分配は系全体の密度に影響せず, 系全体の岩石/氷比にもほとんど影響はない. そして, 起源論的に重要なものは, 系全体の密度と岩石/氷比である (そして, それらが暗に示すことについて更に十分に III. 節 C で議論している). われわれが議論した構造的, 組成的な可能性の中で, 巨大な有機物成分だけが (図 4b), 見かけの上ではトリトンには存在しておらず, トリトンよりも冥王星の岩石/氷比が上がる可能性がある.

万全を期すため, 冥王星内部の追加の氷成分の影響について議論する. McKinnon and Mueller (1988) では, (低密度の) メタン氷の表面層を 10 km 加えるごとに,  $\sim 1.7\%$  づつ岩石/(岩石+水氷) 質量比が上昇することを見つけた (ここでは基準値を  $\approx 0.70$  とした). この状況は, 最近の分光器の発見から, もはやかつて考えられていた程もったもらしくない (Cruikshank et al. による章を見よ). 窒素 (そして CO) 氷は水氷と似たような密度である. そのため, その構造モデルで単純に窒素氷を水氷に置き換えて考えると, その表面層によって岩石/(岩石+水氷) 比  $m_s$  が上昇する. その上昇は,  $1 + 3\Delta h/R_P\rho_P$  だけである.  $\Delta h$  は層の厚さ,  $R_P$  は冥王星の半径,  $\rho_P$  の単位は g cm $^{-3}$  である. これは, 10 km の N $_2$  氷につき  $\sim 1\%$  となる. 似たような議論を, 軽い有機物の層でも持ち出すだろう (すなわち, 1 g cm $^{-3}$  に近い密度の有機化合物である).

我々は, 冥王星内部の氷がクラスレートを形成しているとは考えていない. なぜならば, 冥王星はおそらく分化しており, 氷が溶けたはずだからである (III. 節 B). しかしながら, もし氷マントルがクラスレート化しているのであれば, 岩石/氷比ヘゲスト成分の存在が影響する. 空のクラスレート格子の密度は  $\approx 0.8$  g cm $^{-3}$  で (Dharma-wardana 1983), もし CH $_4$ , CO, N $_2$  の組み合わせで, H $_2$ O/ゲスト比が 5.75 でクラスレートに取り込まれていた場合 (Lunine and Stevenson 1985), クラスレートの密度は  $\approx 0.92$  から 1.02 g cm $^{-3}$  となる可能性がある. 表面付近までク

ラスレートが取り込まれていた場合、導かれる全体の岩石分率 (岩石/全体) は基本的に同じままで、ほんのわずか、岩石/H<sub>2</sub>O 比は増加する可能性がある。クラスレートは ice II の  $P - T$  の範囲では安定しており、ice II よりも大幅に密度が低い。そのため、この領域でクラスレートが生じると  $m_s$  が大幅に上昇する。

要約すれば、冥王星がかなり岩石に富んでおり、岩石分率が  $\geq 60\%$  そうであることがわかる。熱史を考慮することで、冥王星が分化しているという事が暗に示され (しかし、要求はしていない)、それは比較的に大きい岩石の核となる可能性がある。その場合、現在の中心の温度は 1000 K を超える (III. 節 B)。核は、大半が水氷である  $\sim 200$  から 350 km の厚い殻に覆われていると思われる。マンツルのより深い部分の氷は、現在固体の状態に対流していなければならない。対流している氷が ice I と ice II どちらに主に占められているかは、冥王星の実際の半径 (半径が大きくなればなるほど ice II が多くなる) と実効的な長期間平均した地表面温度 ( $T_s$  が高くなればなるほど ice II が少なくなる)、そして厚い有機物の層ないしは集中域が存在するかどうか (有機物が多くなればなるほど ice II の余地が少なくなっていく) に依存している。我々は、下記の冥王星マンツルにおける ice II への相転移は冥王星の地質学に影響があり、宇宙探査機ミッションによって検証できることを以下で見えていくことにしよう。

## カロンの

現在、カロンの内部構造について確実にいえることは、相対的にサイズが小さいため冥王星よりも冷えているということくらいである:  $\kappa \sim 4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  とすると (100 K において岩石と氷の混合物に適合している; Hobbs et al. 1974), 熱の伝搬する深さ  $\sqrt{\kappa t}$  は  $t = 4.5 \text{ Gyr}$  では  $\sim 800 \text{ km}$  で、衛星の半径よりも大きい。図 6 は熱流量を現在の定常状態の値から 25% 大きいとした未分化のカロンのモデルについて、圧力と温度の分布を示している (次の節を見よ)。半径と質量には表 I と表 II の平均値を基にした値を選んでおり、それぞれ、625 km と  $1.78 \times 10^{24} \text{ g}$  である。温度は深さに応じてゆっくりと上昇し、全体的に伝導によって熱を運んでいる (氷はあまりに冷たすぎて対流しない)。温度が低いことは ice II が安定な領域を温度分布が横切れることを意味する。たとえカロン内部の小さい圧力下であってもである。図 7 に二つの対照的なカロンの内部構造モデルを示した。図 7a は図 6 を基にしており、図 7b 各境界条件が等しい分化した構造モデルである; 前者の場合はカロン内のほぼ半分の水氷が ice II に相転移している (その量は、しかしながら、多孔質で熱伝導率の低いメカレゴリスの影響を受けるかもしれない [たとえば Eluszkiewicz 1990 を見よ])。カロンの密度が低く  $1.3 \text{ g cm}^{-3}$  ほどの場合でも (II. 節 A), 未分化の場合はおそらく多少の ice II が存在するだろう。それは中心の温度がきわめて低いためである。

冥王星についての議論ですでに述べたように、冥王星-カロン系それぞれの質量

と半径が固定されている場合, 系全体の岩石/氷比はカロンの密度の不確定性にほとんど影響を受けない. もちろんカロンの岩石/氷比の変化は系全体に対してほとんど影響しない. たとえば, 分化の状態が制約されていないこと, つまり ice II の量によるカロンの岩石/氷比の推定値の不確定性は, カロンの密度が与えられた場合 (たとえば図 7), 系の岩石/氷比へごくわずかにしか影響しない ( $< 0.005$ ).

## 第8章 謝辞

本論文を書くにあたり, たくさんの人に助けていただきました. 倉本圭先生には, この論文の題材の McKinnon et al. (1997) の内容から物理の基礎まで, 実に様々なことを出来の悪い私にもわかるように丁寧に教えていただきました. 岩堀智子さんには英語の論文の訳し方やその意味について多くの助言をいただきました. また, 惑星物理学研究室の皆様にも励ましの言葉や助言をいただきました. その皆様に感謝の意を表したいと思います. 特に, 倉本圭先生には他の学生よりも数倍苦労をかけた分を上乗せしてお礼を申し上げます.

2009年1月30日

## 第9章 参考文献

Binzel, R. P., Tholen, D. J., Tedesco, E. F., Buratti, B. J., Nelson, R. M. (1985) The detection of eclipse in the Pluto–Charon system. *Science* 228. p1193–1195.

Buratti, B. J., Dunbar, R. S., Tedesco, E. F., Gibson, J., Marcialis, R. L., Wong, F., Bennett, S., Dobrovolskis, A. (1995) Modeling Pluto–Charon mutual events. II. CCD Observations with the 60 in. telescope at Palomar Mountain. *Astron. J.* 110. p. 1405–1419.

Dunbar, R. S., Tedesco, E. F. (1986) Modeling Pluto–Charon mutual eclipse events I. First order models. *Astron. J.* 92. p.1201–1209.

Elliot, J. L., Dunham, E. W., Slivan, A. S., Bosh, S. M., Young, L. A., Wasserman, L. H., Reinsch, K., Pakull, M. W. (1987) Physical parameters of the Pluto–Charon system. *Astron. Astrophys.* 177. p.43–46.

Elliot, J. L., Young, L. A. (1992) Analysis of stellar occultation data for planetary atmospheres. I. Model fitting with application to Pluto. *Astronomical Journal* p.991–1015.

Eshleman, V. R. (1989) Pluto's atmosphere: Models based on refraction, inversion, and vapor–pressure equilibrium. *Icarus* 80. p.439–443.

Friedson, A. J., Stevenson, D. J. (1983) Viscosity of ice–rock mixtures and applications to the evolution of the icy satellite. *Icarus* 56. p.1–14.

McKinnon, W. B., Mueller, S.(1988) Pluto's structure and composition suggest origin in the solar, not a planetary, nebula. *Nature* 335. p.240–243.

McKinnon, W. B., Mueller, S. (1996) Are Pluto and Triton internally active? *Planet. Space Sci.* 23. p65–69.

McKinnon, W. B., Simonelli, D. P., Schubert, G. (1997) Composition, Internal Structure, and Thermal Evolution of Pluto and Charon. S. A. Stern, D. J. Tholen.

University of Arizona press. Tucson. p.295–343.

Millis, R. L. (1989) Pluto's atmosphere. *Icarus* 77. p.148–170.

Mueller, S., McKinnon, W. B. (1988) Three-layered models of Ganymede and Callisto: Compositions, structures, and aspects of evolution. *Icarus* 76. p.437–464.

Null, G. W., Owen, W. M. (1996) Charon/Pluto mass ratio obtained with HST CCD observations in 1991 and 1993. *Astron. J.* 111. p.1368–1381.

Prinn, R. G., Fegley, B., Jr. (1981) Kinetic inhibition of CO and N<sub>2</sub> reduction in circumplanetary nebulae: Implications for satellite composition. *Astrophys. J.* 249. p.308–317.

Prinn, R. G., Fegley, B., Jr. (1989) Solar nebula chemistry: Origin of planetary, satellite, and cometary volatiles. In *Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres*, eds. S.K.Atreya, J.B.Pollack and M.S.Matthews. Univ. of Arizona press. Tucson. p.78–136.

Stanberry, J. A., Lunine, J. I., Hubbard, W. B., Yelle, R. V., Hunten, D. M. (1994) Mirages and the nature of Pluto's atmosphere. *Icarus* 111. p.503–513.

Tholen, D. J., Buie, M. W. (1987) Pluto and Charon: Radii, density, and orbital elements from mutual event photometry through 1987. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 19. p.859–860.

Tholen, D. J., Buie, M. W. (1988) Further analysis of Pluto–Charon mutual event observation –1988. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 20. p.807.

Young, E. F., Binzel, R. P., Crane, K. (2000). A two-color map of Pluto's sub-Charon hemisphere. *The Astronomical Journal*. p.552-561.

Young, L. A., Olkin, C. B., Elliot, J. L., Tholen, D. J., Buie, M. W. (1994) The Charon–Pluto mass ratio from MKO astrometry. *Icarus* 108. p.186–199.

Walker, E. (1985) An occultation by Charon. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 192. p.47–50.

ESO Press Releases 2002

<http://www.eso.org/public/outreach/press-rel/pr-2002/phot-21-02.html>

NASA-Solar System Exploration

<http://solarsystem.nasa.gov/planets/profile.cfm?Object=Pluto&Display=Facts&System=Metric>

木村竜治 (1983) 『地球流体力学入門 -大気と海洋の流れのしくみ-』 東京堂

N. H. Fletcher 訳 前野紀一 (1974) 『氷の化学物理』 共立出版 p.42-46

R. BINZEL 1990. 冥王星と巨大衛星シャロン 『別冊 日経サイエンス ボイジャー最後の旅』 日経サイエンス社 1990, p.74-83.