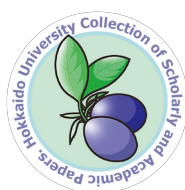




Title	氷天体内部対流運動の物質科学：氷の粘性流動と高圧相転移
Author(s)	久保, 友明
Description	3章 惑星における氷の物理と化学
Citation	低温科学, 66, 123-138
Issue Date	2008-03-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/34721
Type	departmental bulletin paper
File Information	KUB0.pdf





氷天体内部対流運動の物質科学



—— 氷の粘性流動と高圧相転移 ——

久保 友明 九州大学

氷天体の外殻氷層や氷マントルで起こる対流運動は、その熱的進化、内部海の存在、内部ダイナミクス、表面テクトニクスなどに大きな影響を与え、天体の運命を握っているとも言える重要なプロセスである。本稿では、対流運動に密接に関連した物質科学に着目し、氷の粘性流動と高圧相転移を取り上げて概説する。特に、低応力下で卓越する結晶粒径に依存した流動則を確立するとともに、氷天体内部の結晶粒径をコントロールするカイネティクスを明らかにすることが必要不可欠であり、それらに関する予備的な実験結果を報告する。

1. はじめに

宇宙において氷天体は、岩石惑星やガス惑星とならんで恒星を周回する主要な天体の1つである。近年の探査機の観測から明らかになってきた氷天体の世界は、我々に身近な珪酸塩マントルからなる地球型の岩石惑星とは異なる世界が広がっているようである。宇宙における氷天体の形成、進化過程を理解し、岩石惑星と比較していくことは、氷と岩石のミクロな物性の違いが天体の運命にどのような影響を与えているかを知ることにつながり、固体天体の形成と進化を系統的に理解する上で重要である。

固体天体は集積エネルギーや放射性元素の壊変エネルギーなどによって内部に蓄えられた熱源を、熱伝導もしくは熱対流運動などによって外部に輸送、放出しながら冷却している。氷天体の場合、集積直後の氷と岩石の混合物で構成される天体内部において、もし対流運動が起これば熱輸送効率は低下して内部温度は上昇し、氷が融けてH₂Oマントルと岩石核への分化が起こる。内部海が凍結する時間スケールは、外殻氷層で対流運動が起こるかどうかにによって大きく左右される。外殻氷層での対流運動は天体表面のテクトニクス活動にも大きな影響を与えるであろう。このように氷天体において、その熱的進化や内部構造、内部ダイナミクス、表面の地質活動などをコントロールしているのが、天体内部で起こる熱対流運動である。本稿では氷天体内部における対流運動の物質科学的側面に着目する。特に対流運動に大きな影響を与えるとされる氷天体物質の相転移と流動特性を取り上げて概説し、それらに関する予備的な実験結果を紹介する。

2. 氷の高圧相転移と氷天体内部構造

天体内部は高圧の世界であり、構成物質と圧力に応じて様々な高圧相転移が起こる。例えば地球内部の珪酸塩マントル鉱物が起こす相転移のうち、地震波不連続面として検出されるような代表的な相転移に、オリビン-スピネル相転移(圧力 13 GPa)、ポストスピネル相転移(圧力 23 GPa)、ポストペロフスカイト相転移(圧力 120 GPa)がある。いずれも密度の不連続をとまなう熱力学的に1次の相転移であり、それぞれ深さ 410 km, 660 km, 2800 km 付近で観測される地震波不連続面の成因とされている。相転移により弾性的、塑性的性質を含む様々な鉱物物性が不連続に大きく変化し、相転移が地球内部のマントル対流の運動パターンに大きな影響を与えることが明らかになってきている。

地球内部のマントル鉱物と同じく、氷天体のマントル鉱物である氷も、氷天体内部の圧力下において様々な相転移を起こすことが予想されている。1.3 g/cm³程度の低密度氷天体であれば、半径が約 700 km 以上になるとその中心圧力が氷の高圧相が存在できる条件となる。氷高圧相を含むような氷天体を3つのサイズ(S, M, Lサイズ)に分類し表1にまとめた。氷の相平衡図とLサイズ氷天体内部で予想される温度構造モデル¹⁾²⁾を図1に示す。またそれぞれのサイズにおける代表的な内部構造モデルを図2に示す¹⁾³⁾⁴⁾⁵⁾。ここでは内部海の存在は省略している。Sサイズの氷天体としては、土星の衛星である Rhea や Iapetus、天王星の氷衛星である Titania や Oberon、また準惑星である冥王星(Pluto)の衛星である Charon が挙げられ、密度 1.2-1.8 g/cm³、半径 600-800 km で、中心圧力が 100-300 MPa 程度となる³⁾⁵⁾。天体内部の温度にもよるが分化している場合はマントル最下部に、分化していない場合は中心核に氷II相が存在すると考えられる(図2a)。半径や密度が不確定ではあるが、

表 1：高圧氷が存在する可能性のある太陽系内氷天体

Icy object	Planet	Radius (km)	Density (10^3kg/m^3)
(L size)			
Ganymede	Jupiter	2631	1.94
Titan	Saturn	2575	1.88
Callisto	Jupiter	2400	1.86
(M size)			
Eris	Kuiper belt	~1500	—
Triton	Neptune	1350	2.08
Pluto	Kuiper belt	1150	1.95
(S size)			
Titania	Uranus	790	1.68
Rhea	Saturn	764	1.33
Oberon	Uranus	762	1.58
Iapetus	Saturn	718	1.21
Sedna	Kuiper belt	~650	—
Quaoar	Kuiper belt	~630	—
Charon	Kuiper belt	606	1.72

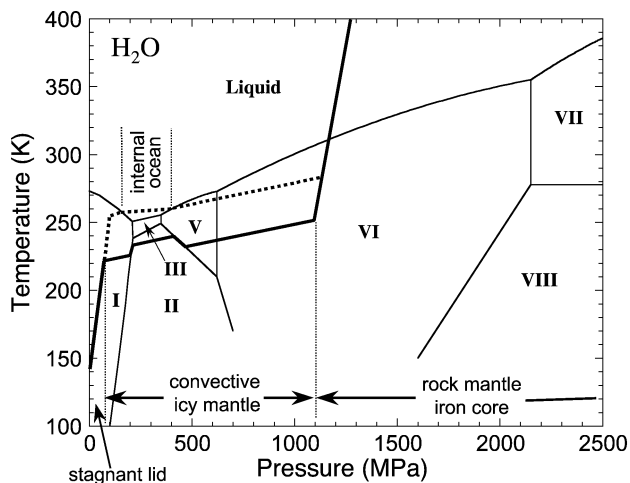


図 1：分化した L サイズ氷天体内部で予想される温度構造モデルと氷の相平衡図⁽¹⁾⁽²⁾ (実線：内部海のない場合、点線：内部海のある場合)。

Sedna⁶⁾ や Quaoar⁷⁾ などのカイパーベルト天体も S サイズに分類されるであろう。

M サイズの氷天体としては、海王星の氷衛星である Triton や準惑星の Pluto や Eris⁸⁾ などが挙げられる。それらは密度 2.0 g/cm^3 程度、半径が $1200\text{--}1500\text{ km}$ で、中心圧力が $0.7\text{--}1.3\text{ GPa}$ に達し、氷 II 相に加えて V 相や VI 相の安定領域が実現される⁴⁾⁵⁾ (図 2 b)。さらに L サイズの天体としては、木星のガリレオ衛星である Ganymede や Callisto、土星の衛星である Titan が挙げられる。これらは半径が 2000 km 以上になる系内最大の氷天体で、中心圧力は 3 GPa を超える³⁾。氷天体内部が氷マントルと岩石核に分化している場合では、氷マントルの下部に氷 V 相および氷 VI 相が、分化せずに氷と岩石が混ざり合っ

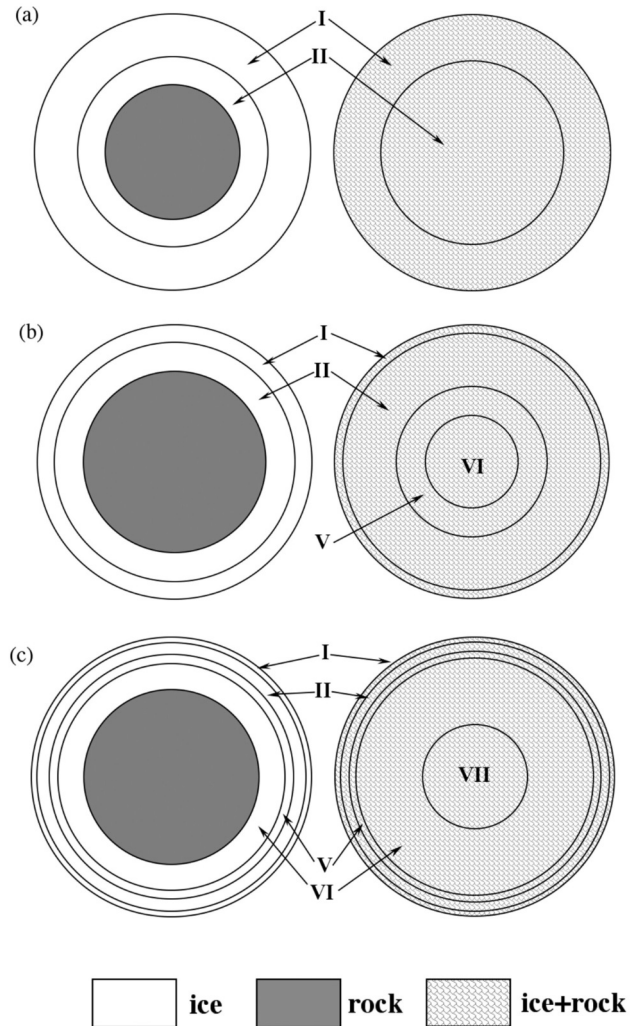


図 2：氷高圧相を含むような氷天体の内部構造モデルの概略図 (内部海の存在は省略、左が分化したモデル、右が未分化なモデル) (a) S サイズ氷天体、(b) M サイズ氷天体、(c) L サイズ氷天体

た状態であれば氷 VII 相の中心核が存在すると予想される (図 2 c)。さらに最近では太陽系外に、地球の約 5 倍の質量をもつ XL サイズとも言うべき氷惑星も発見されており²⁾⁹⁾、その内部は氷 VII 相が主要な構成鉱物となっているであろう。このように氷天体内部では、地球内部と同様に多くの高圧相転移が起きている。

ここに紹介した氷の高圧相転移はいずれも熱力学的に 1 次の相転移であり、不連続な体積変化をとともなう¹⁰⁾ (表 2)。例えば図 1 の温度構造モデルに沿って見た場合、氷 I_h 相から II 相の相転移の際の密度変化が一番大きく約 24% の密度増加、その後、氷 V 相さらには VI 相への相転移にともない、5–10% 程度の密度増加が起こる。更に氷 VI 相から氷 VII 相への密度増加は約 15% である。先ほど紹介した地球内部での地震波不連続面の原因となっている 3 つの相転移では、それぞれ約 8%、10%、1% の密度

表2：氷および珪酸塩鉱物の主な相転移パラメーター

Transformation	Average density (10 ³ kg/m ³)	Density difference (10 ³ kg/m ³)	Density jump (%)	dP/dT (MPa/K)	Phase buoyancy parameter $\gamma Rb/Ra$
(Water ice)					
I – II	1.05	0.25	23.9	0.8	2.7
I – III	1.04	0.25	23.5	–0.3	–1.0
II – V	1.20	0.06	5.1	–6.7	–4.5
II – VI	1.27	0.20	16.0	–2.0	–4.3
(Silicate)					
Olivine-(β)spinel	3.34	0.26	7.8	2.5	0.2
Post-spinel	3.75	0.38	10.1	–2.5	–0.2

変化をとみなう¹¹⁾¹²⁾。つまり氷天体内部で起こる高圧相転移は地球内部のものに比べてより大きな密度変化が生じることが分かる。後に述べるが、相転移の密度変化は熱対流運動の駆動力である熱膨張による密度変化よりも大きく、氷マンツルの対流運動に対して非常に大きな影響を与える可能性がある。

図1のような温度圧力図における1次相転移の相平衡境界の傾き dP/dT は、クラペイロン–クラウジウスの式

$$dP/dT = \Delta S / \Delta V \quad (1)$$

で与えられる。高圧相転移の場合、相転移の体積変化 ΔV は負であるからエントロピー変化 ΔS の正負によって相境界の傾きの正負が決定される。氷の I_h –II 相転移は発熱反応で正の境界をもつが、 I_h –III 相転移や II–V 相転移、II–VI 相転移は吸熱反応で負の境界をもつ。これら相境界の傾きは、後に述べるように、相転移境界面を通過するマンツル対流運動の流れに大きな影響を及ぼす。

一方、氷の高圧相転移メカニズムの詳細は未だ明らかではないが、固体の polymorphic な再構成型の相転移に一般的なメカニズムとして、結晶粒界核生成と界面律速成長が挙げられる。結晶粒界への不均質核生成速度 N ($m^{-3}s^{-1}$) は以下のように表される¹³⁾。

$$N = K_1 T \exp\left(-\frac{\phi \Delta G_{hom}^*}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right) \quad (2)$$

$$\Delta G_{hom}^* = \frac{16 \pi \gamma^3}{3(\Delta G_v + \epsilon)^2}$$

K_1 は定数、 T は絶対温度、 ϕ は shape factor、 ΔG_{hom}^* は均質核生成の活性化エネルギー、 ΔH は成長の活性化エンタルピー、 k はボルツマン定数、 γ は界面エネルギー、 ΔG_v は単位体積当たりの相転移の自由エネルギー変化、 ϵ は歪みエネルギーである。

また、組成変化をとみなわず界面過程に律速される成長速度 G (ms^{-1}) は以下のように表される¹⁴⁾。

$$G = K_2 T \exp\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta G_r}{RT}\right)\right] \quad (3)$$

K_2 は定数、 ΔG_r はモル当たりの相転移の自由エネルギー変化、 R はガス定数である。実際の相転移速度は核生成と成長のカイネティクスの組み合わせで表現される。後に紹介するようにこれら相転移のカイネティクスは、非平衡な低密度 untransformed region の形成や、相転移による結晶細粒化と軟化現象などを通してマンツル対流運動に深く関わっている。

3. 氷天体内部における氷および氷高圧相の流動機構

天体構成物質の粘性や流動特性は、マンツル対流の有無やその活発さを支配し、天体内部の熱的進化とダイナミクスに直接影響を与える重要な物性である。一般に固体の流動則 (歪み速度 $\dot{\epsilon}$ と応力 σ の関係) および粘性率 η は次式に示すような形で表される¹⁵⁾。

$$\dot{\epsilon} = A \frac{\sigma^n}{d^p} \exp\left(-\frac{E^* + PV^*}{RT}\right) \quad (4)$$

$$\eta = \frac{\sigma}{3\dot{\epsilon}} \quad (5)$$

ここで、 A は定数、 n は応力依存指数、 d は結晶粒径、 p は結晶粒径依存指数、 E^* は活性化エネルギー、 V^* は活性化体積である。この流動則に示されるように、固体多結晶体の粘性流動プロセスは、応力、結晶粒径、温度、圧力といった数多くのパラメーターに支配される。

流動機構には大きく分けて、転位クリープ、結晶粒径依存クリープ、拡散クリープの3つが存在し、それぞれ n 値および p 値が異なる。氷 I_h 相に関しては、それぞれの流動機構における流動則がある程度明らかになってきており、それを粘性値と応力の関係として図3に示す。ここで転位クリープの流動則はガス圧変形試験機を用いて得られた Durham et al. (1992)¹⁶⁾ のものを、結晶粒径

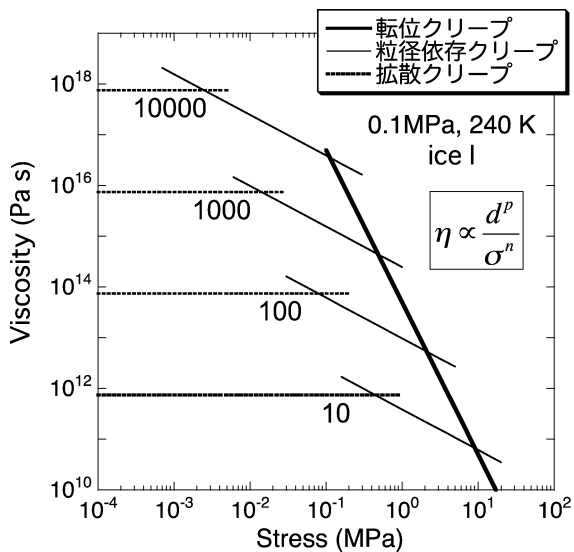


図3：氷I_h相の粘性値に対する応力および結晶粒径依存性。数字は粒径を示す（単位ミクロン）。

依存クリープに関しては常圧下での変形実験によって得られた Goldsby and Kohlstedt (2001)¹⁷⁾の流動則を用いた。拡散クリープに関しては、現段階では定常クリープ実験を行うことが困難であり、氷単結晶を用いて得られた原子拡散係数から体拡散クリープの流動則を推定している²¹⁾。図3は固体の流動が一筋縄ではいかない非常に複雑なプロセスであることを示しており、それが固体マントルの対流運動にどのような影響を与えているのか理解することが重要である。

図3における傾きは応力依存指数 n 値を表す。高い応力下では転位の運動による流動が起こり、 n 値が4-5で結晶粒径依存指数 p 値が0であるような転位クリープが卓越する。転位クリープは非線形流動であり、粘性値は応力とともに減少するが結晶粒径には依存しない。氷I_h相の転位論に関しては本堂 (2006)¹⁸⁾による詳しい解説があるので参照されたい。

より低い応力になると、転位クリープに変わり結晶粒径依存クリープ ($n \sim 2$, $p \sim 2$) が卓越してくる。これは結晶粒界すべりをともなう流動機構で、粘性値が応力とともに結晶粒径に依存してくることが特徴である。さらに応力が低い条件では、結晶粒内や粒界での原子拡散によって起こる拡散クリープが卓越してくる。拡散クリープは線形流動であり、粘性値は応力には依存せず結晶粒径のみに依存する ($n \sim 0$, $p \sim 2-3$)。またどの流動機構においても、温度上昇によって粘性値が大きく減少する。

ここに示した3つの流動機構は多結晶体に対して独立に作用するため、全体の歪み速度 $\dot{\epsilon}_{tot}$ は、転位クリープ、結晶粒径依存クリープ、拡散クリープ、それぞれの歪み

速度 ($\dot{\epsilon}_{disl}$, $\dot{\epsilon}_{gss}$, $\dot{\epsilon}_{dif}$) を用いて

$$\dot{\epsilon}_{tot} = \dot{\epsilon}_{disl} + \dot{\epsilon}_{gss} + \dot{\epsilon}_{dif} \quad (6)$$

のように表される。後に示すように、氷天体内部における熱対流運動の応力は非常に小さく、それと同じ条件で変形実験を行うことは困難である。そのため実験で得られた流動則を低応力条件へと外挿して議論することが必要となる。上記3つの流動機構のうち、例えば転位クリープの流動則のみを用いて氷天体内部条件へ外挿しても粘性の最大値（歪み速度の最小値）が得られるにすぎない。実際に図3の氷I_h相について見てみると、例えば結晶粒径が1 mm の場合では、応力が約1 MPa より小さい条件では転位クリープに変わり結晶粒径依存クリープが卓越してくることがわかる。氷天体の外殻氷層や氷マントルの粘性値を明らかにし対流運動の詳細を議論するためには、実際の天体内部条件下においてどの流動則が卓越しているのかについて知ることが非常に重要である。

例えば地球内部のマントル上部では主要構成鉱物の流動則がほぼ明らかになりつつあり、またマントル捕獲岩によって実際のマントル岩石を手にして結晶粒径もある程度知ることができる。それによればマントルの条件はちょうど転位クリープと拡散クリープの境界付近に位置しており、ちょっとした粒径変化や応力変化により流動機構が変化することが予想されている¹⁹⁾。転位クリープによる変形では結晶選択配向が起こる場合があり、構成鉱物に弾性的異方性が存在すれば地震波速度の異方性として検出される場合がある。地球マントルにおいて地震波速度異方性が顕著に観察される領域は、マントル対流の境界層であるマントル最上部とマントル最下部の核—マントル境界付近²⁰⁾である。これらの領域では転位クリープによる流動で結晶選択配向が起こっていることが予想されている。一方、例えば下部マントルの大部分では、構成鉱物に弾性的異方性があるにもかかわらず地震波速度異方性が検出されないため、拡散クリープによる流動が卓越しているのではないかと考えられている²¹⁾。

残念ながら地震波速度異方性などの観測情報は氷天体については手に入れることができない。氷天体内部における流動機構や粘性率を推定して対流運動の詳細を理解するには、まずはそれぞれの流動機構について流動則を実験的に決定することが必要不可欠である。しかし特に氷の高圧相に関しては、主に転位クリープの流動則のみしか得られていない²⁾。結晶粒径依存クリープや拡散クリープを実験的に再現するには、結晶粒径を制御および測定しながら非常に低応力下で時間をかけて変形実験を行う必要があり、これまで定量的に再現された例はなかった。後に示すように、最近氷II相において結晶粒径

依存クリープが実験的に再現されたが²²⁾、今後は他の高圧相や拡散クリープの流動則についても実験的に決定していくことが望まれる。また拡散クリープは流動律速原子の拡散係数から推定することが可能であり²⁾、特に氷高圧相について原子拡散係数に関する系統的な研究が必要であろう。

4. 対流運動と結晶粒径進化のカップリング

固体の流動の場合、結晶粒径によって流動機構が変化し粘性率も大きく変化する。そのため流動則のみでなく結晶粒径を知ることが重要となるが、それは一般に大変難しい。塑性流動する多結晶体の結晶粒径は、動的再結晶による細粒化と結晶粒成長による粒の粗大化、これらのカイネティクスのバランスによってコントロールされていると考えられる。さらに対流運動の流れが高圧相転移の境界面を通過することがあれば、そこで相転移による結晶粒径変化も起こる。このように対流運動が結晶粒径を変化させ、結晶粒径変化が粘性変化を引き起こし対流運動に影響を与えるというように、対流運動と結晶粒径変化は互いにカップリングした複雑な現象である（図4）。

動的再結晶は、流動によって転位が増加し結晶粒内に蓄積した歪みエネルギーを解消するために起こる。動的

再結晶後の結晶粒径は流動応力が大きくなるほど小さくなり、

$$\frac{d}{b} = K \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^{-r} \quad (7)$$

と表される¹⁵⁾。ここで b はバーガズベクトルの大きさ、 K は定数、 μ は剛性率であり、指数 r 値は 1.2 程度であることが様々な物質から知られている。転位クリープによる定常変形により動的再結晶を起こした場合に、再結晶後の粒径が転位クリープの卓越する条件に入れば転位クリープによる流動が維持される。

一方、動的再結晶サイズが小さく結晶粒径依存クリープや拡散クリープの領域に入ると、動的再結晶の細粒化による軟化が起こる。細粒化した再結晶粒は結晶粒成長によって粗大化する。結晶粒成長は結晶粒界の界面エネルギーを減らそうとして起こる現象であり、そのカイネティクスは一般に、

$$d^m - d_0^m = kt \quad (8)$$

と表される²³⁾。 d_0 は初期粒径、 k は速度定数でアレニウスの形の温度依存性をもつ。 t は時間である。指数 m は粒成長のメカニズムにもよるが一般に 2-3 の値をもつ。もし結晶粒成長が速ければ一気に粒成長が進行し強度を回復して、転位クリープ領域に戻ることも考えられる。逆に粒成長が遅いと粒径に依存する流動機構の領域に留まり、軟化した状態が長時間維持される。特に不純物成分など異相の存在によるゼナー（Zener）のピン止め効果²³⁾は重要であり、それが起こると結晶粒成長は著しく阻害され、地質学的な時間スケールで結晶粒径が細粒に保たれる可能性がある。

また相転移が起こると核生成と成長のカイネティクスに依存した結晶粒径変化が起こる。特に結晶粒界に核生成する相転移の場合、相転移後の結晶粒径は、

$$d = \left(\frac{N}{G} \right)^{-1/3} \quad (9)$$

と表される²⁴⁾。相転移が起こる温度、圧力条件によっては、著しく細粒化し軟化する場合も考えられる。その後の粗大化、強度回復はやはり結晶粒成長プロセスによってコントロールされる。対流運動を物質科学的に理解するためには、流動則だけではなく結晶粒径を支配するこれらのカイネティクスを実験的に明らかにすることが大変重要になってきている。

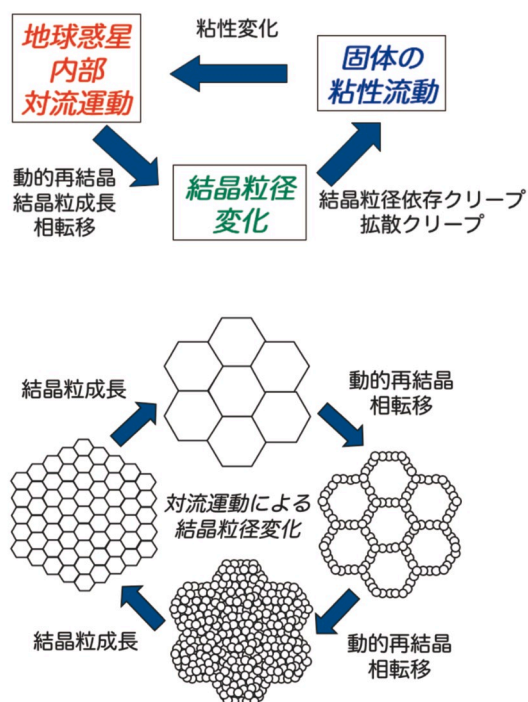


図4：氷天体内部の対流運動と結晶粒径変化のカップリング概念図。

5. 氷天体内部における対流運動

5.1. 対流運動のモードとレイリー数

氷天体表面付近の低温環境（木星付近で約 120–170 K、海王星付近で約 50 K）では、氷は非常に固く塑性流動できないため熱伝導層が形成される。そこでは熱輸送効率が悪く温度勾配が非常に大きくなる（図 1）。氷の粘性流動に対する温度依存性が大きいいため、熱伝導層内で温度が上昇すると氷の粘性は低下し、やがて対流運動を起こすようになると考えられる。対流運動する領域の温度勾配は断熱温度勾配に近くなり非常に小さくなる。このような表面付近の大きな粘性コントラストのために、ある程度の大きさの氷天体は表面に固くて流動しない lithosphere をもち、その下部でマントルが対流運動を起こす (convective mantle) という、いわゆる stagnant lid 型の対流運動が働いていると考えられている²⁵⁾²⁶⁾²⁷⁾。

氷の融点は圧力 200 MPa 付近において最小値となり、そこに内部海が存在する可能性がある。内部海が存在するかないかは、氷融点の負の圧力依存性ととも内部海直上の外殻氷層の粘性が深く関わっている（図 1、図 5）。氷 I_h 相が軟らかく外殻氷層の比較的浅部で対流運動が起きて温度勾配が緩やかとなれば、氷の融点には達しない（図 5 a）。逆に氷 I_h 相が固く対流運動がなかなか起きなければ、温度勾配が大きいため氷 I_h 相の融点を越えてしまい内部海が誕生する（図 5 b）。マントルとともに外殻氷層内での対流運動の有無は、氷天体の内部構造や進化、表面地質活動にとって非常に重要である。

一方、地球の場合は氷天体とは異なり、表面に固い lithosphere（プレート）は存在するが、そこには局所的に弱い部分が存在し何枚かのプレートに分割されている。そして互いに水平運動し、プレート境界においてプレートそのものがマントル深部に沈み込むということが起こっている（プレートテクトニクス型）。この場合、対流運動を駆動する温度差 (ΔT) は、stagnant lid 型に比べ非常に大きくなる。

熱対流運動が起こるかどうかの指標を与えるものとしてレイリー数 Ra がよく用いられる。これは熱伝導の時間スケールと対流運動の時間スケールの比を表す無次元パラメーターであり、下記の式によって定義される²⁸⁾。

$$Ra = \frac{gapL^3\Delta T}{\kappa\eta} \quad (10)$$

ここで g は重力加速度、 α は熱膨張係数、 ρ は密度、 L は対流セルの厚さ、 ΔT は対流セル上下面の温度差、 κ は熱拡散率である。レイリー数がある臨界値 Ra_c ($\sim 10^3$) を超えれば自発的に対流運動が開始されると考えられてい

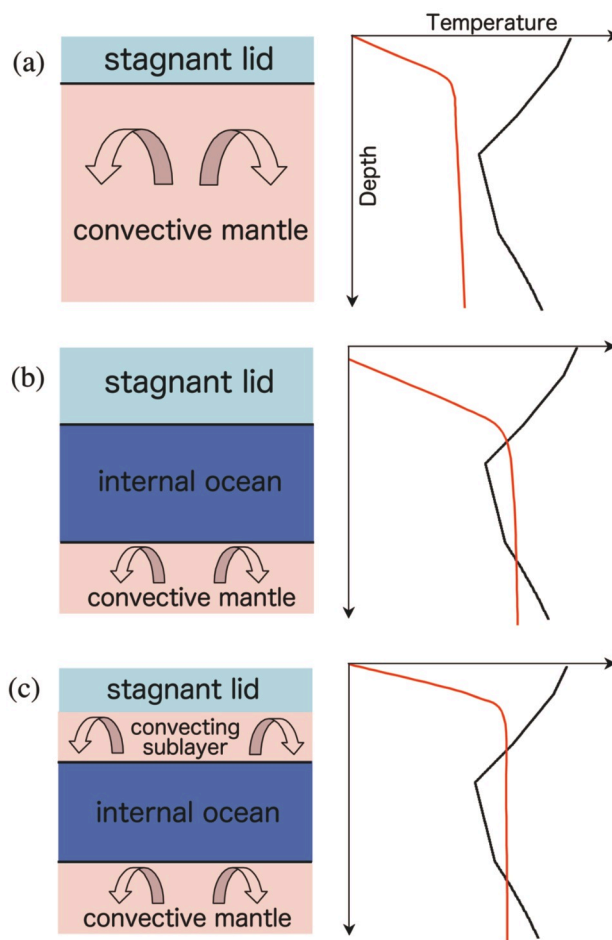


図 5：外殻氷層内部における対流運動と内部海の存在モデル（左に模式図、右に温度分布（赤線）と氷の融点（黒線）を示す）。(a) stagnant lid が薄く、氷の融点に達する前に対流運動を開始する場合。(b) 厚い stagnant lid が形成され熱輸送効率が低下し、内部海が存在する場合。(c) 内部海直上の外殻氷層下部においても対流運動が起こる場合。

る。これらパラメーターのなかで最も不確定なものが粘性値であるが、例えば地球の場合は、後氷河期の地殻隆起運動の観測およびモデリングなどからマントル全体のおおよその粘性値は明らかになっており、 10^{20} – 10^{21} Pa s である。その他のパラメーターとして $g=10 \text{ ms}^{-2}$ 、 $\alpha=3 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ 、 $\rho=4000 \text{ kgm}^{-3}$ 、 $L=1000 \text{ km}$ 、 $\Delta T=1000 \text{ K}$ 、 $\kappa=1 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を用いて計算するとレイリー数は約 10^6 となり、地球内部マントルでは活発に対流運動が起こっていると予想される。

同じく Ganymede の氷マントルについて、 $g=1.5 \text{ ms}^{-2}$ 、 $\alpha=10^{-4} \text{ K}^{-1}$ 、 $\rho=1000 \text{ kgm}^{-3}$ 、 $L=500 \text{ km}$ 、 $\Delta T=50 \text{ K}$ 、 $\kappa=2 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を用いて計算すると²⁷⁾、仮に粘性値を 10^{15} – 10^{18} Pa s とした場合（図 3 参照） $Ra \sim 10^5$ – 10^8 となり、その粘性値条件であれば氷マントルの対流運動が起こっていると予想される。レイリー数の大きさは対

流セルの大きさに強く依存するため、小さい天体では内部の対流運動が起こりにくくなる。現在でも対流運動が起こっていると予想されるのは先述した中でもMサイズの氷天体までで、Sサイズの氷天体では集積後ある時間経過して冷却すると対流運動が停止したと考えられている³⁾²⁷⁾²⁹⁾。

5.2. 対流運動の駆動力

熱対流運動は熱膨張による密度変化を駆動力としている。例えば氷 I_h 相の熱膨張係数として $5 \times 10^{-4} \text{K}^{-1}$ を用いると¹⁰⁾、温度変化 50 K によって生じる密度変化は 2.5% である。このような熱浮力の他に対流運動に影響を与える密度差として、化学組成の違いによって生じる密度変化、高圧相転移にともなう生じる密度変化がある。

氷天体には純粋な water ice の他に硫酸塩やアンモニア、各種ガスハイドレートなど化学組成の異なる物質が含まれている。例えば、Europa の非常に薄い外殻氷層内で予想されている convective instability を説明するには熱的浮力だけでは不十分であり、hydrated salt を数% 含むような化学的不均質にともなう密度差が必要であるという議論がある³⁰⁾。hydrated salt として $\text{Na}_2\text{SO}_4 \cdot 10 \text{H}_2\text{O}$ (密度 1464kgm^{-3}) を考えたとき、 H_2O との共融組成である 4 wt% 分の Na_2SO_4 が含まれたとした場合の化学的不均質によって引き起こされる密度差は 3.5% である。

一方これらの密度変化に比べ、先に示した S サイズ以上の氷天体で起こる氷の高圧相転移による密度変化は 20% 以上に達するものもあり(表 2)、非常に大きいと言える。このように熱的浮力によって生じる対流運動は、化学組成の不均質や高圧相転移の密度差によって非常に大きな影響を受けることが予想される。

5.3. 熱対流運動の応力

図 3 に示したように氷の流動機構は応力や結晶粒径の条件に敏感であり、氷天体内部でどの流動機構が卓越するか議論するためには天体内部における応力と結晶粒径の大きさを推定しなければならない。熱対流運動の浮力にともなう最大応力は以下のような式により推定可能である³⁾²⁷⁾。

$$\sigma_{\max} \approx 0.1 \text{ gap} L \Delta T \quad (11)$$

適当な値を入れて計算すると、L サイズの氷天体では 0.1 MPa オーダーの応力、S サイズの氷天体では 0.01 MPa オーダーの応力が対流運動内に生じていると予想される。このように氷天体内部の熱対流運動は非常に低い応力条件下で駆動しており、高応力下で卓越する転位クリープのみではなく、結晶粒径依存クリープや拡散ク

リープによる流動則を考慮した議論が必要である。

5.4. 外殻氷層内での対流運動と結晶粒径

一方、先述したように対流運動する氷多結晶の結晶粒径を推定することは困難である。しかし約 10 年前に Goldsby and Kohlstedt¹⁷⁾ によって氷 I_h 相の結晶粒径依存クリープが報告されて以来、結晶粒径の重要性が認識され、それを考慮(仮定)して特に外殻氷層内の対流運動に関する議論が盛んに行われている(図 5)。例えば、Europa 表面にはダイアピルによるドーム状地形が観測されている。内部海の上にある厚さ数 km-30 km 程度の非常に薄い外殻氷層内において、潮汐力による変形に加えて対流不安定によるダイアピルが発生するのかが問題であった。最近の研究によれば、結晶粒径が 1 mm 以下になれば十分粘性が下がり外殻氷層内で対流運動が起きうることが指摘されている³¹⁾³²⁾。また土星の小型氷衛星(半径約 250 km)で、同じく潮汐力による活発な表面地質活動が明らかになり注目されている Enceladus についても、外殻氷層において対流運動が起きる結晶粒径条件について議論がなされている³³⁾。

また探査機ガリレオの観測によれば、表面地質活動が見られる Ganymede とほとんど見られない Callisto の両方で内部海が存在を示す誘導磁場が観測されており、外殻氷層内の対流運動の有無と表面地質活動および内部海に関する研究が数多く報告されている。潮汐力が働かない環境下であっても外殻氷層が固く厚い熱伝導層を形成すれば、長い時間にわたって天体内部に熱が保持され内部海を現在まで保持することは可能らしい³⁴⁾(図 5b)。このような L サイズ氷天体の厚い外殻氷層では、粒径が数 cm オーダーであれば熱伝導層となるが、粒径が数 mm 程度であれば対流運動が起こせる(図 5c)ほどに柔らかくなるようである³⁵⁾³⁶⁾³⁷⁾。

このように氷天体の外殻氷層における対流運動の有無は結晶粒径に依存しており、そのことが表面地質活動や内部海存在に深く関わっている。外殻氷層内で対流運動が起こるかどうかの critical な結晶粒径は比較的細粒であり、それをクリアし対流運動を実現させるためには、不純物の存在による結晶粒成長のピン止め効果が重要なプロセスとなっていると予想される。しかしそれらに関する氷天体物質を用いたカイネティクス実験は未だ不足しており、詳しいことは分かっていない。

5.5. 高圧相転移とマントル対流運動

主に氷 I_h 相からなる外殻氷層内における対流運動とは異なり、より深部の高圧条件下での氷マントル対流運動を議論する場合は、高圧相転移が対流運動に与える影響を考える必要がある。相転移が平衡に起こると仮定す

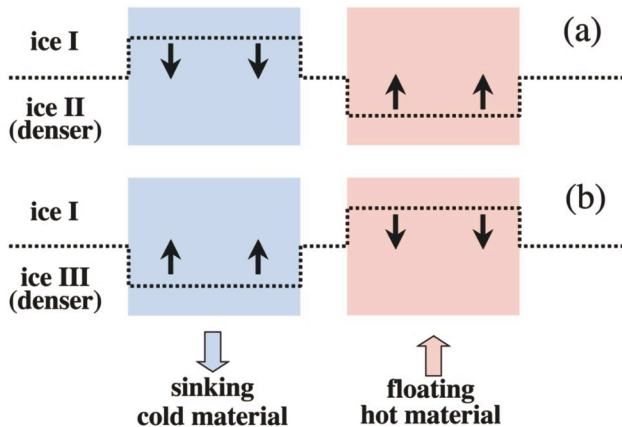


図6：相転移境界を通過する対流運動の流れ（相転移境界を点線で示す）．(a) 発熱反応（クラペイロン勾配が正， I_h –II 相転移）では流れが促進される．(b) 吸熱反応（クラペイロン勾配が負，例えば I_h –III 相転移）では流れが妨げられる．

る場合は，温度圧力図における相転移境界の傾き（クラペイロン勾配）の正負が非常に重要な意味をもつ³⁸⁾．図6に勾配が正の場合（発熱反応）と負の場合（吸熱反応）において，対流運動が受ける影響について示す．発熱的な相転移の場合，周囲より低温の領域ではより浅部で，周囲より高温のところではより深部に相境界がシフトする（図6a）．よって対流運動の冷たい下降流領域では高密度相がより浅部に存在し，暖かい上昇流領域では低密度相がより深部に存在するので，結果として対流運動が相転移によって促進されることになる．一方，吸熱的な相転移の場合はその逆であり，対流運動が相転移によって妨げられる（図6b）．傾きの大きい負の相転移境界がマントル内部に存在すると，対流運動の流れがその境界を通過することが困難となり，結果として2層対流が起ることも考えられる．

例えば地球内部では深さ 660 km で起こるポストスピネル相転移が吸熱反応である可能性が指摘されており，その境界で対流運動が抵抗を受けている様子が実際に地震トモグラフィーによって観測されている．地球マントルの場合，完全な1層もしくは2層対流になるのではなく，660 km の相転移境界において流れが間欠的になることが分かってきている．

図1の温度構造に沿って氷天体内部をみると，氷 I_h 相から II 相への相転移境界では対流運動が促進される．一方，氷 I_h 相から III 相，氷 II 相から V 相，さらに氷 II 相から VI 相への相転移境界では対流運動が妨げられることが予想される．先述したように，氷の高圧相転移の密度変化は地球内部で起こる珪酸塩の高圧相転移のそれと比べて非常に大きいので，対流運動に与える影響もより大きいことが予想されている²⁷⁾．

吸熱的な相転移によって対流が層をなすかどうかは，相転移浮力（密度変化）とクラペイロン勾配の大きさに依存すると考えられる．熱浮力にともなう対流の強さを表すレイリー数 Ra に対し，相転移浮力による対流運動への影響 Rb を下記のように表すことができる²⁷⁾³⁹⁾⁴⁰⁾．

$$Rb = \frac{\Delta\rho g L^3}{\kappa\eta} \quad (12)$$

ここで $\Delta\rho$ は相転移による密度変化である．さらに規格化したクラペイロン勾配として

$$\gamma = \frac{dP}{dT} \frac{\Delta T}{\rho g L} \quad (13)$$

を用いる．これらの積によって表される $\gamma Rb/Ra$ を相転移浮力パラメーターと呼び，相転移浮力が対流運動パターンへ与える影響の指標として用いることができる⁴⁰⁾．氷天体内部および地球内部マントルで起こる主な高圧相転移について，相転移浮力パラメーターを概算しまとめたものを表2に示す．このパラメーターが小さいほど対流が層を形成しやすくなる．2次元の対流シミュレーションによれば，例えばレイリー数 10^6 程度の場合，層を形成するかどうかの critical な相転移浮力パラメーターは -0.2 付近であることが分かっている．先ほど触れた地球内部のポストスピネル相転移はちょうどその辺りの値をもつ．それに比べ氷天体内部で起こる I_h –III, II–V, II–VI などの吸熱的な相転移は，さらに1桁程度も小さい相転移浮力パラメーターをもち(表2)，それらの相転移の境界面では層状対流が形成されることが予想される．

一方，ここまでは相転移が相境界上で平衡に起こることを仮定した議論であった．しかし対流運動によって物質が相転移境界を通過し相転移が進行することを考えた場合，相転移が相境界上で平衡に起こらずに，相転移のカイネティクスが対流運動内の相転移の深さを決めている可能性も考えられる．この考えは地球内部の議論において Sung and Burns によって提起された⁴¹⁾．一般に相転移速度は塑性流動と同じく大きい温度依存性を持つため，この効果は特に冷たい下降流内において顕著に表れる．

例えば相転移核生成のカイネティクスについて考えると，過剰圧の増加とともに ΔG_0 が大きくなると核生成の活性化エネルギーが急激に減少し，核生成速度が急激に増加する(式2参照)．つまり核生成速度は平衡境界からの過剰圧力に大きく依存しており，ある一定の過剰圧が存在しないと核発生が起らないという特徴をもつ．一方，成長速度に関してはアレニウスの関係に見られる指数関数的な温度依存性をもつことが特徴で，圧力よりも

温度に強く依存したカイネティクスを示す(式3参照)。このように核生成と成長プロセスでは、それぞれのカイネティクスが異なる。対流運動速度に比べこれらのカイネティクスが遅い場合、平衡境界を越えても相転移しない低密度な untransformed region が形成され、対流運動が妨げられる。後に示すように、実験室の時間スケールでは氷の高圧相転移が平衡に進行しないことが普通に見受けられる。実際の氷天体内部のマントル対流運動の時間スケールにおいて、相転移境界を通過する物質(特に冷たい下降流)の相転移が平衡に進行できるかどうかを議論するためには、氷の高圧相転移のカイネティクスを定量的に明らかにする必要がある。

またSサイズの氷天体などでは、冷却にともない氷II相の中心核が形成され成長するため(低温ほど氷II相の安定領域が広がる)、天体体積が収縮し天体表面に圧縮応力場によるテクトニクス活動が起こる可能性が指摘されている³⁾⁴²⁾。これに関しても、天体の冷却時間スケールにおいてどの程度低温まで I_h -II相転移が起こりうるのか、相転移のカイネティクスを考慮した議論が必要である。

さらに地球内部では、対流運動の冷たい下降流である沈み込む堅い海洋プレートが、相転移境界面を通過することにより大変形を起こすことが、地震トモグラフィーにより観測されている。相転移によって結晶粒径の細粒化が起こり、軟化を引き起こしたという可能性が指摘されている。先に指摘したように核生成と成長のカイネティクスはそれぞれ温度圧力依存性が異なるので、核生成率が大きく成長率が小さいような条件で相転移が起こると、著しい細粒化が起こる場合がある(式9参照)。一般的には、冷たい下降流内の低温で過剰圧の大きい条件で相転移が起こるような場合がそれであり、地球内部マントルでは条件によっては3桁以上の細粒化が起こる可能性が指摘されている⁴³⁾。ピン止め効果などでその後の結晶粒成長が阻害されれば、相転移境界面を通過した物質は長期間軟化した状態で保持され、マントル深部の対流運動に大きな影響を与えるであろう⁴⁴⁾。これらのプロセスが氷天体内部でも起こりうるかどうか検討するためには、やはり氷天体物質の相転移や結晶粒成長に関する系統的なカイネティクス研究を行う必要がある。

6. 高圧下における氷の相転移プロセスと流動物性に関する実験的研究

これまで述べてきたように、氷天体内部で起こる対流運動を理解するためには、低応力下で卓越する流動則と

対流運動にともなう結晶粒径進化のカイネティクスを実験的に明らかにし、それらの物性を取り入れて現実的な対流シミュレーションを行うことが望まれる。具体的には、結晶粒径依存クリープと拡散クリープの流動則に加えて、結晶粒径をコントロールしている、高圧相転移、動的再結晶、結晶粒成長のカイネティクスを系統的に明らかにする必要がある。以下では著者が近年行っている、氷高圧相の流動物性とカイネティクスに関する予備的な実験結果を報告する。

6.1. 氷高圧相転移のカイネティクス

相転移カイネティクスの定量的な理解にはほど遠いが、低温ガス圧装置を用いて行った氷 I_h -II相転移のカイネティクス挙動に関する定性的な結果を紹介する²²⁾。出発物質には粒径250ミクロン程度で空隙のない氷 I_h 相多結晶体を用いた。温度が175-220 Kの条件において、常圧から一定速度で増圧器を加圧し(約25 MPa/min)、氷 I_h 相多結晶体が氷II相へ相転移を起こす条件を探索した。氷 I_h 相からII相への相転移は非常に大きな体積変化をともなうため、加圧中に相転移が起こるとその速度に応じて封圧上昇速度の低下や封圧の減少が起こる。それを観察することによって、相転移が起こる条件と定性的な相転移速度を知ることができる。

また I_h -II相転移を繰り返し行う実験も行った。一度できた氷II相を急速に脱圧させ氷 I_h 相に戻すと、数ミクロンレベルの非常に細粒な氷 I_h 相多結晶体になることが知られている。そのような細粒の氷 I_h 相を用いて再び I_h -II相転移実験を行うことで、相転移カイネティクスに対する結晶粒径の効果を定性的に観察した。

等温加圧実験によって氷の I_h -II相転移が起こった条件を図7に示す。この図から、本実験の時間スケールにおいては相転移が相境界上ですぐに起きるわけではなく、ある程度の過剰圧力が必要であることがわかる。低温であるほど相転移に必要な過剰圧力は大きくなり、220 Kでは30 MPa程度であるが、175 K付近では約150 MPa近い過剰圧が必要である。相転移の核生成および成長速度は、温度および過剰圧依存性が大きい。低温では成長速度が非常に遅くなり、また高温下で成長速度が大きくても、ある一定の過剰圧がなければ全く核生成が起こらない。図7で見られる傾向は、これら核生成と成長のカイネティクスの効果が組み合わさった結果であると考えられる。

一定速度で増圧器を加圧中に観察された、相転移にともなう封圧変化を図8に示す。相転移速度(つまり体積減少の速度)が大きいほど、相転移にともなう封圧減少も大きくなると考えられる。図8aを見ると、より低温で

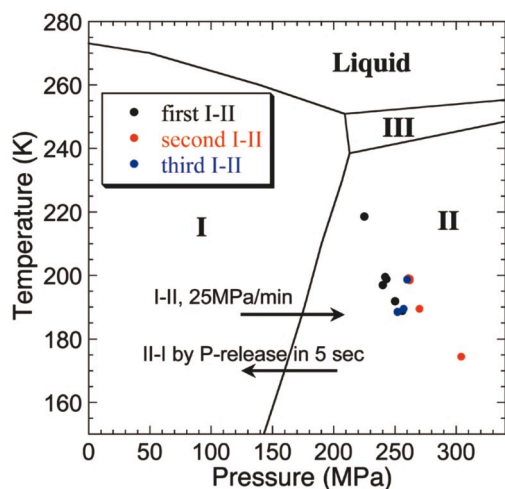


図7：等温加圧により水の I_h -II 相転移が起こる温度圧力条件⁽²⁾⁽²²⁾。

過剰圧の大きい条件下で進行した相転移の方が激しい封圧減少が起こっており、急激に相転移が進行したことが予想される。

また1回目、2回目、3回目に I_h -II 相転移を繰り返すにつれ、相転移が起こる温度圧力条件に大きな違いはないが、相転移にともなう封圧減少はより大きくなっている（図8b）。相転移を繰り返すことにより、母相である氷 I_h 相多結晶体の結晶粒径は小さくなっていると考えられる。つまり相転移速度が結晶粒径依存性をもち、母相が細粒であるほど相転移速度が速くなり、より大きい封圧減少が起こったと予想される。これは新相である氷 II 相が均質核生成するのではなく、母相氷 I_h 相の結晶粒界に選択的に不均質核生成し、母相結晶内部に向かって成長していく相転移メカニズムを考えれば理解できる。

これらの実験結果は非常に定性的ではあるが、実験室の時間スケールでは氷の高圧相転移のカイネティクスが無視できない大きな影響を持っていることを示している。氷天体内部の対流運動の時間スケールや結晶粒径条件下において、相転移が平衡に起こるかどうかを議論するには、相転移の核生成と成長のカイネティクスを独立に定量的に明らかにする必要がある。その1つの方法として、後に示す放射光X線とダイヤモンドアンビルセル(DAC)を用いた、相転移のX線その場観察実験が有効であると考えている。

6.2. 氷高圧相転移による結晶細粒化現象の観察

氷の高圧相転移による細粒化は、マントル対流運動における結晶粒径進化を理解する上で重要なプロセスの一つである（図4）。相転移が起これば常に細粒化が起きるわけではなく、相転移が起こる温度圧力条件での核生成率と成長率のバランスによって、相転移後の結晶粒径は

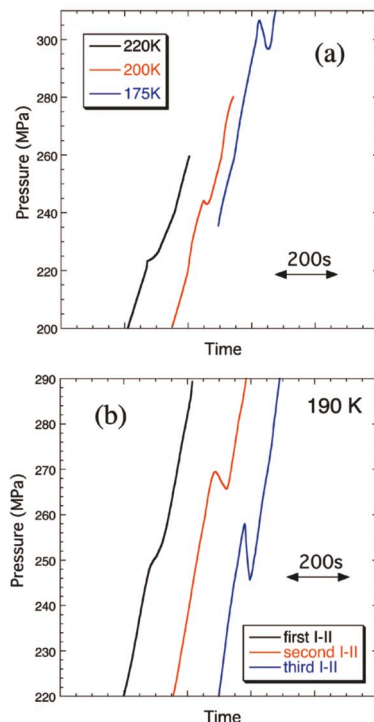


図8：等温加圧過程における相転移にともなう封圧変化⁽²²⁾。(a) 温度による違い、(b) 相転移回数による違い

決定される。それらを明らかにするには、核生成と成長のカイネティクスを明らかにするとともに、相転移後の多結晶組織や結晶粒径を観察し、相補的な解釈を行っていくことが重要である。

著者は以前に、低温ガス圧試験機による相転移実験において回収された氷 II 相多結晶体について、電子顕微鏡による直接観察を行い多結晶組織や結晶粒径を明らかにした²⁾⁽²²⁾。高圧氷であっても液体窒素温度で常圧下に回収することが可能であれば、冷却ステージを装備したSEMによってその微細組織を観察することが可能である。相転移や動的再結晶が起こると結晶粒径がマイクロオーダーにまで細粒化することもある。電子顕微鏡による多結晶体の微細組織の直接観察は、結晶粒径変化のカイネティクスを明らかにする上で必要不可欠な手法である。

一方で著者らは最近、2次元検出器を用いたX線回折プロファイル（いわゆるデバイリングパターン）から、多結晶体における個々の結晶粒の挙動を観察する実験を行っている。未だ予備的な結果ではあるが、氷の高圧相転移が起こる条件によって、相転移後の結晶粒径変化に違いが生じる実験例を紹介する。

多結晶体に単色X線を照射し、その背後でイメージングプレート(IP)やX線CCDなどの2次元検出器を用いてデバイリングを得る。このような角度分散法による2

次元X線回折パターンに現れる個々の回折斑点は、多結晶中の個々の結晶粒に関する貴重な情報を保持している。例えば、回折斑点数の時間変化を測定することで、結晶粒径変化のその場観察が可能である。回折斑点の強度は個々の結晶粒体積に比例しており、その強度変化から個々の結晶粒の成長速度を測定できる。相転移や動的再結晶中に新たに出現する回折斑点に着目すると、核生成現象を追跡できる。このように2次元X線回折時分割測定は、多結晶における結晶粒成長や、相転移および動的再結晶の核生成と成長のカイネティクスの解明に非常に有効な手段であり、材料科学分野では既に数多くの研究が行われている⁴⁵⁾⁴⁶⁾。

デバイリング上に現れる回折斑点数 N と照射領域の

結晶数 N' との間には次式のような関係が知られている⁴⁷⁾。

$$N = N' p \frac{\Delta\theta \cos\theta_B}{2} \quad (14)$$

$$N' = \frac{Sl}{v}$$

ここで、 S ：入射ビーム面積、 l ：試料の厚さ、 v ：結晶粒の体積 $\sim d^3/2$ 、 p ：多重度因子、 $\Delta\theta$ ：ビームの発散などの影響で Bragg 角からはずれてなお反射をする角度範囲、 θ_B ：Bragg 角である。結晶粒径が既知のスタンダードを用いて $\Delta\theta$ 値などの校正を行い、式(14)を用いて回折斑点数から結晶粒径変化を推定する。

DAC に純水を封入し、200-300 K で等温加圧による氷

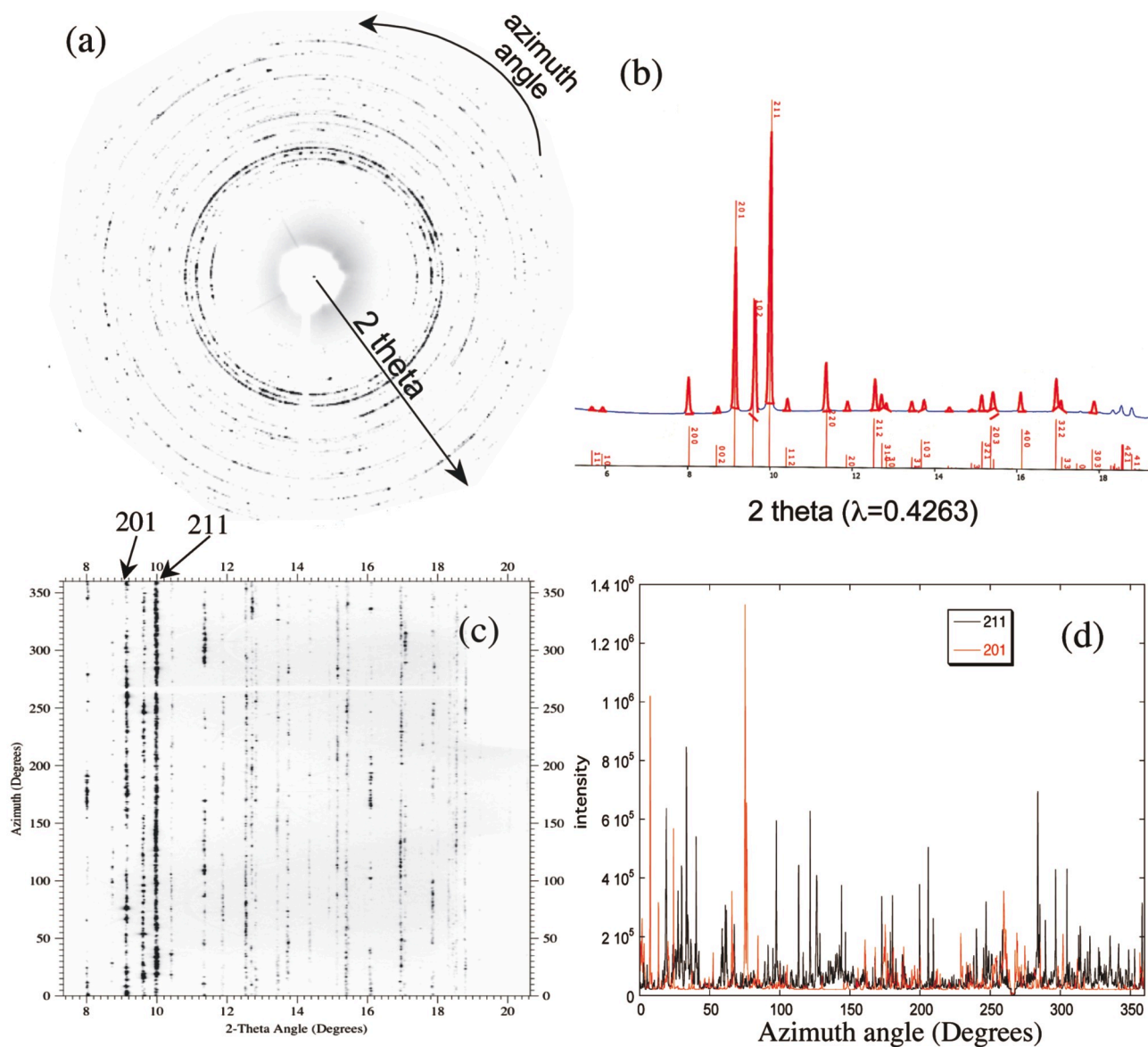


図9：(a) 氷VI相多結晶体の2次元X線回折パターン。(b) 2θ 方向に積分して得られた1次元X線回折パターン。(c) 2次元X線回折パターンを方位角方向に展開する。(d) 指数201と211に関する方位角方向の強度分布。

VI相への相転移実験を行い、デバイリングパターンの変化を観察した。高エネルギー加速器研究機構の放射光単色X線を用いて、IPによる角度分散法を用いて相転移を観察した。図9aに、相転移した氷VI相多結晶体のデバイリングパターンの一例を示す。ビームサイズに比べ結晶粒径が比較的大きいため、完全なリングにならずに個々の結晶からの回折斑点が見られる。これを横軸 2θ 方向に積分すると、一般的に用いられる1次元のX線回折パターンとなる(図9b)。本研究では個々の結晶粒の情報を得たいので、デバイリングを方位角方向に開き(図9c)、それぞれの指数について方位角方向の強度分布(図9d)に注目する。図9dにおいてそれぞれのピークが

個々の結晶粒に相当し、ピーク数が結晶粒数、ピーク強度が個々の結晶粒の体積に関する情報をもっている。これを利用すれば、DAC中の高圧氷多結晶体の個々の結晶粒の挙動をX線その場観察することが可能となる。

相転移する温度によって氷VI相多結晶体の結晶粒径が異なるという結果を図10に示す。300 Kで氷VI相に相転移した場合の結晶粒径は約21 ミクロンであるが、より低温の246 Kでは粒径が約14 ミクロンの氷VI相多結晶体となっていることが分かった。200 Kで相転移させた場合は更に細粒となり、回折パターンが斑点状ではなくリング状となって、この手法では結晶粒径を推定できなかった。このように低温になるほど相転移後の結晶粒径

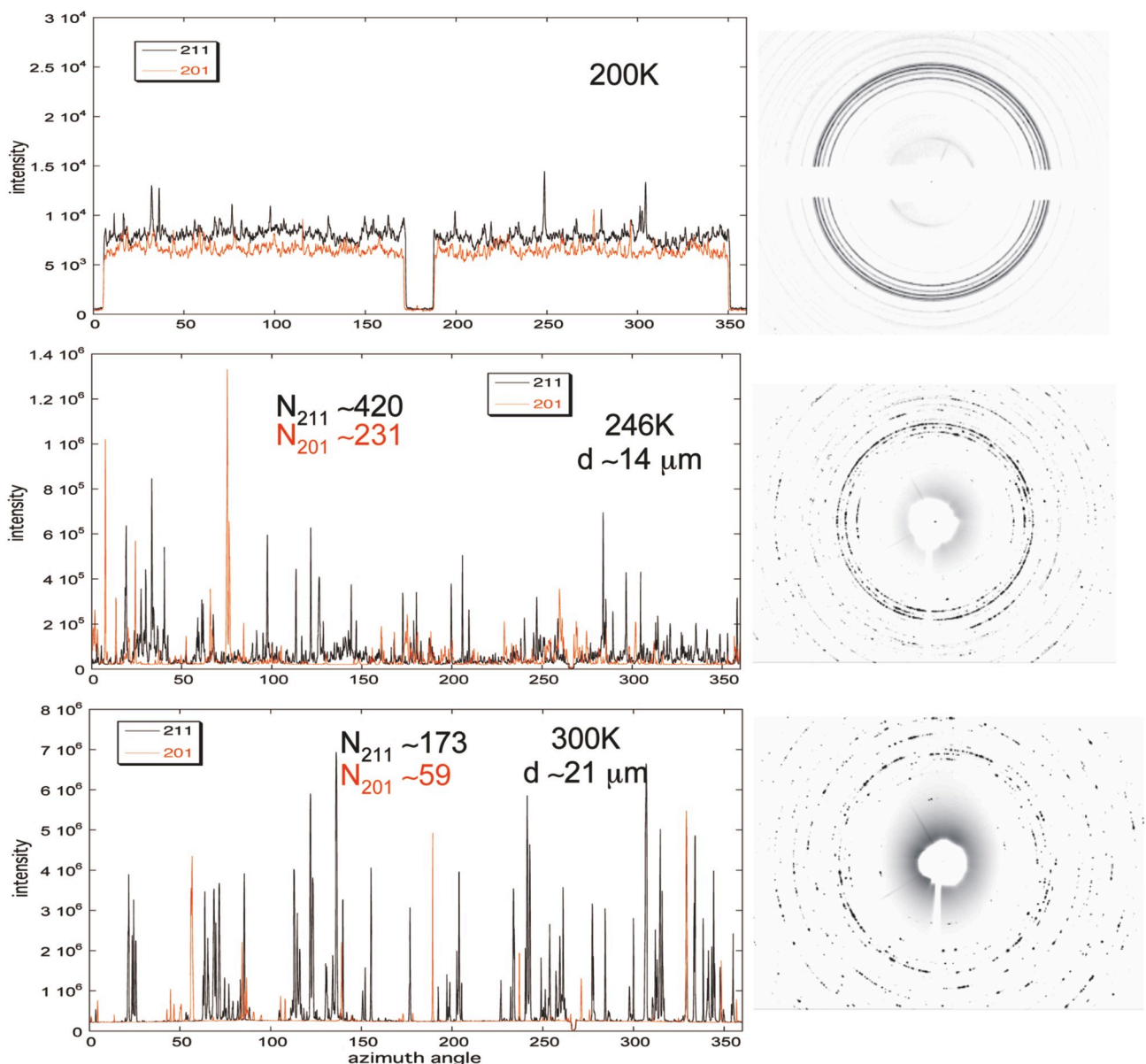


図10：相転移温度による氷VI相の結晶粒径の違い（2次元X線回折パターンとその方位角方向の強度分布）。式(14)を用いて推定された結晶粒径を合わせて示す。

が小さくなることが、X線その場観察によってある程度定量的に観察することができるようになった。これは核生成と成長のカイネティクスのバランス（式9参照）が温度によって変化した結果であると考えられる。

今後は、X線 CCD を用いて相転移が進行する様子を数十秒ごとに時分割測定することを計画している。そうすれば相転移の進行にともない氷高压相の回折斑点が次第に出現し、個々の回折斑点強度が増加していく様子を追跡でき、核生成—成長のカイネティクスを定量的に解明することができると期待している。

6.3. 氷高压相多結晶体の結晶粒成長

DAC を用いれば氷高压相の多結晶組織を光学顕微鏡観察することが可能である。図 11 には、246 K において等温加圧により作成した氷 VI 相多結晶体と、それを用いて 2 GPa, 350 K でアニーリングした多結晶体の光学顕微鏡写真を示す。融点に近い高温下でアニーリングすることにより結晶粒が粗大化していることがわかる。しかし特に細粒の場合、結晶粒が重なり合って正確に粒径を求めることは困難である。

粒成長のカイネティクスを定量的に観察するため、前節と同じく DAC と放射光 X 線によるデバイリング時分割測定を組み合わせることにより、氷 VI 相および VII 相多結晶体の結晶粒成長カイネティクスその場観察実験を行っている。氷 VI 相の例を図 12 に示す。IP を用いた約 20 毎の時分割測定ではあるが、回折斑点数の減少から粒

成長の進行をその場観察することができている。今後さらに実験を重ね、先述した粒成長の速度式（式 8）を用いて定量的に解析する予定である。未だ予備的段階の実験ではあるが、この手法を用いれば、回収して組織観察が困難である氷高压相の粒成長カイネティクスを効率よく明らかにすることができると期待される。

6.4. 氷高压相の結晶粒径依存クリープ

氷 I_h 相では低応力下で卓越する n 値の小さい結晶粒径依存クリープが発見され¹⁷⁾ (図 3), 結晶粒径の不確定さは残るが低応力下でも外殻氷層の粘性値がかなり小さくなる可能性が示された。このことは氷天体表面に見られるテクトニクスの多様性や内部海の存在について非常に重要であり、先述したように多くのシミュレーション研究が行われている。

著者らは最近、 I_h -II 相転移を利用して非常に細粒の氷 II 相を準備し、なるべく小さい歪み速度で変形実験を行うことで、氷 II 相についても結晶粒径依存クリープが存在することを実験的に明らかにした²¹⁾²²⁾。これまで氷高压相の変形実験では結晶粒径を制御したり測定したりすることが困難であったが、相転移を利用した結晶粒径制御や低温 SEM による結晶粒径測定を行うことで、氷高压相についても低い応力下で卓越する新しい流動機構の発見が可能となった。その結果を図 13 にまとめる。氷 II 相の場合、応力が 0.1 MPa 以下、結晶粒径が 10 μm 以下であれば、結晶粒径依存クリープが卓越してくることがわかる。例えば、応力 0.01 MPa, 結晶粒径 1 μm の場合、従来の転位クリープに比べ結晶粒径依存クリープでは約 5 桁も小さい粘性値をもつ。結晶粒径の条件にもよるが、S サイズ以上の氷天体内部に存在する氷 II 相は、転位クリープよりも結晶粒径依存クリープにより流動している可能性が高い。

また同じ条件では、氷 II 相の粘性値は氷 I_h 相に比べて数桁も大きいことが分かる。先に I_h -II 相転移は発熱反応で対流運動が妨げられないという議論をしたが (図 6 a), このような大きい粘性ジャンプが存在すると I_h -II 相転移境界を物質が移流することが困難となり層状対流を形成する可能性が高いであろう。他の吸熱的な相転移も含めて考えると、S サイズ以上の氷天体内部では複数の層状対流運動が起こっているのかもしれない。これらは氷マン틀の対流運動や熱輸送を考える上で非常に大きな意味を持つと考えられる。

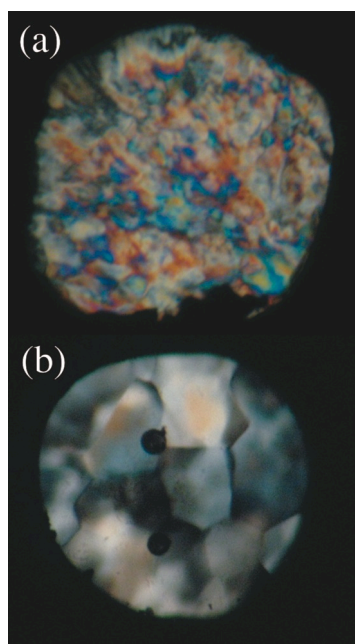


図 11: 氷 VI 相多結晶体の光学顕微鏡写真 (試料径約 300 μm , 試料厚さ約 200 μm) (a) 246 K にて加圧し氷 VI 相を合成した直後. (b) 2 GPa, 350 K (融点直下) においてアニーリングを行った試料.

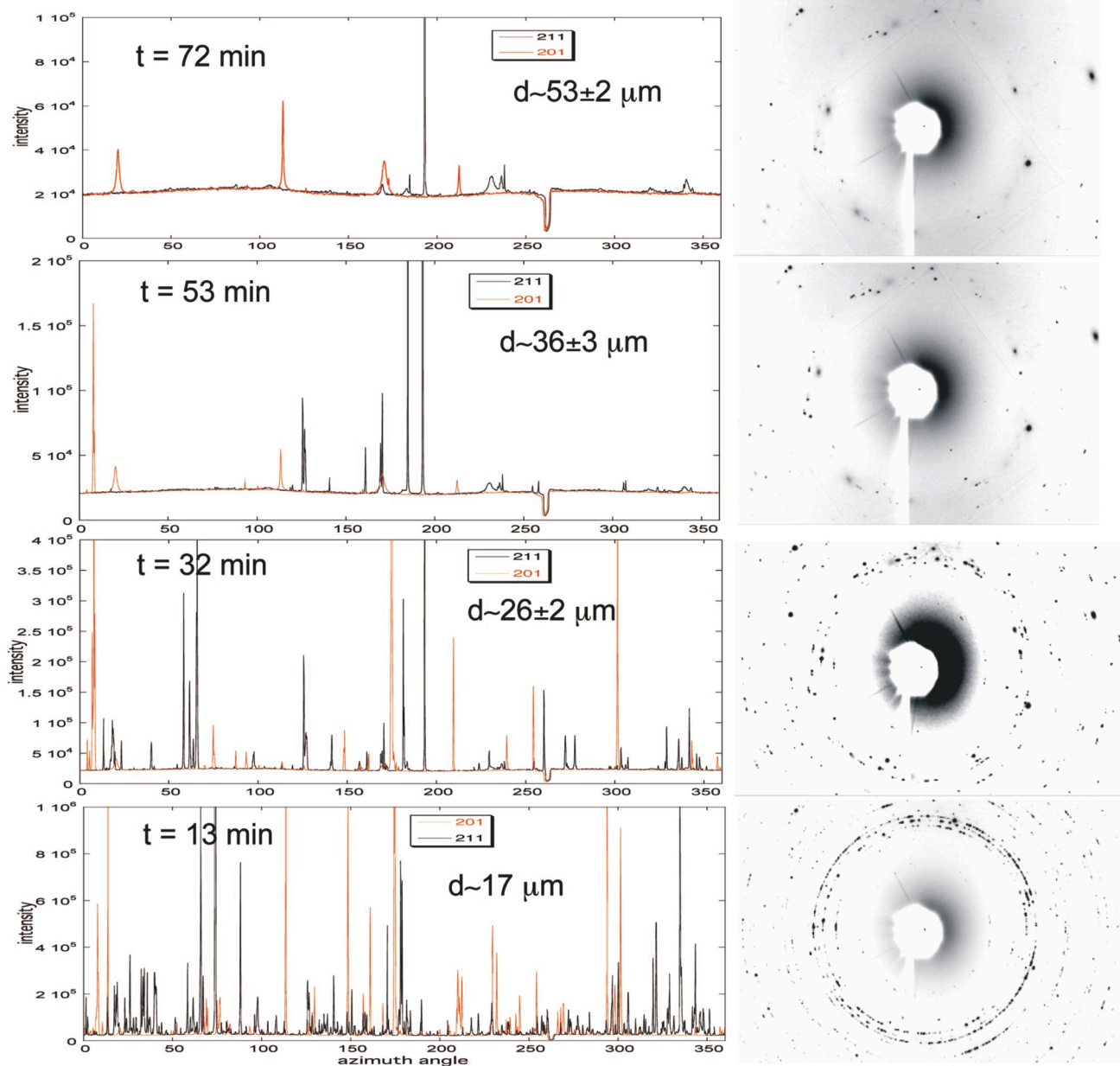


図 12：2 次元 X 線回折時分割測定による 2.1 GPa, 340 K における氷 VI 相多結晶体の結晶粒成長カイネティクスの X 線その場観察。式 (14) を用いて推定された結晶粒径を合わせて示す。

6. 終わりに

氷天体の熱的進化や内部ダイナミクスを理解する上で、氷の高圧相転移プロセスや流動特性を知ることが必要不可欠である。氷天体内部の温度圧力環境を再現することは比較的容易ではあるが、氷天体内部の流動の時間スケールや応力、歪み速度の条件を直接再現して実験を行うことは不可能であり、スケーリング則を確立して外挿することが必要となる。その場合、本稿で触れたような氷および氷高圧相のカイネティクスや流動物性の定量

的な理解が極めて重要になるであろう。本稿で紹介した実験的研究はまだ初期段階であり、非常に予備的な結果の報告となってしまう恐縮であるが、今後さらに努力して参りたい。

謝辞

本稿で紹介した実験結果は、William Durham 博士、Laura Stern 博士、Stephen Kirby 博士、近藤忠教授、亀卦川卓美博士との共同研究により得られたものである。

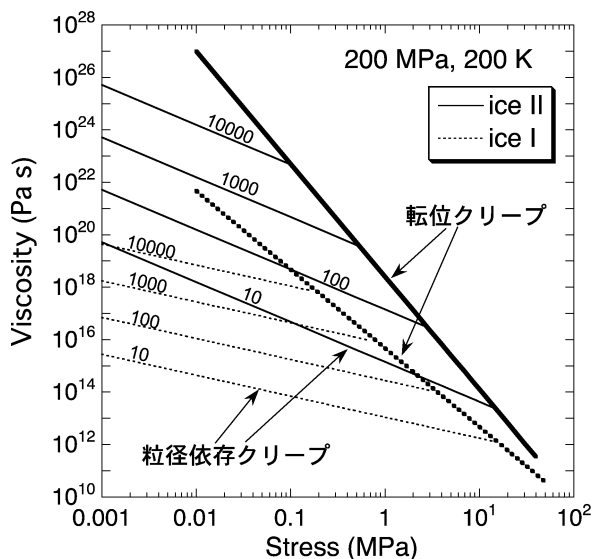


図 13：氷 I_h 相と氷 II 相の流動則の比較⁽²²⁾。粘性値に対する応力および結晶粒径依存性を示す。数字は粒径（単位ミクロン）。

参考文献

- 1) D. A. Rothery, *Satellites of the Outer Planets*, Oxford Univ. Press, 1999.
- 2) 久保友明, 遊星人 16 (2007) p.13.
- 3) G. Schubert, T. Spohn and R. T. Reynolds, *Satellites*, eds. J. A. Burns and M. S. Matthews, Univ. Ariz. Press, Tucson, 1986, p.242.
- 4) W. B. McKinnon, J. I. Lunine and D. Banfield, *Neptune and Triton*, ed. D. P. Cruikshank, Univ. Ariz. Press, Tucson, 1995, p.807.
- 5) W. B. McKinnon, D. Simonelli and G. Schubert, *Pluto and Charon*, eds. S. A. Stern and D. J. Tholen, Univ. Ariz. Press, Tucson, 1997, p.295.
- 6) J. P. Emery, C. M. Dalle Ore, D. P. Cruikshank, Y. R. Fernandez, D. E. Trilling and J. A. Stansberry, *Astron. Astrophys.* **466** (2007) p.395.
- 7) M. E. Brown and C. A. Trujillo, *Astron. J.* **127** (2004) p.2413.
- 8) F. Bertoldi, W. Altenhoff, A. Weiss, K. M. Menten and C. Thum, *Nature* **439** (2006) p.563.
- 9) J. P. Beaulieu et al., *Nature* **439** (2006) p.437.
- 10) V. F. Petrenko and R. W. Whitworth, *Physics of ice*, Oxford Univ. Press, 1999.
- 11) J. P. Poirier, *Introduction to the Physics of the Earth's Interior*, Cambridge Univ. Press, 2000.
- 12) M. Murakami, K. Hirose, K. Kawamura, N. Sata, T. Ohishi, *Science* **304** (2004) p.855.
- 13) J. W. Christian, *Transformations in Metals and Alloys, Part I, Equilibrium and General kinetic Theory*, Pergamon, New York, 1975.
- 14) D. Turnbull, *Solid State Physics*, eds. F. Seitz, D. Turnbull, Academic Press, New York, 1956, vol.3, p. 225-306.
- 15) J. P. Poirier, *Creep of Crystals*, Oxford Univ. Press, 1985.
- 16) W. B. Durham, S. H. Kirby and L. A. Stern, *J. Geophys. Res.* **97** (1992) p.20883.
- 17) D. L. Goldsby and D. L. Kohlstedt, *J. Geophys. Res.* **106** (2001) p.11017.
- 18) 本堂武夫, 低温科学 64 (2005) p.141.
- 19) S. Karato and P. Wu, *Science* **260** (1993) p.771.
- 20) D. Yamazaki, T. Yoshino, H. Ohfuji, J. Ando and A. Yoneda, *Earth Planet. Sci. Lett.* **252** (2006) p.372.
- 21) S. Karato, S. Zhang and R-H. Wenk, *Science* **270** (1995) p.458.
- 22) T. Kubo, W. B. Durham, L. A. Stern and S. H. Kirby, *Science* **311** (2006) p.1267.
- 23) J. W. Martin, R. D. Doherty and B. Cantor, *Stability of microstructure in metallic systems*, Cambridge Univ. Press, 1997.
- 24) M. R. Riedel and S. Karato, *Geophys. J. Int.* **125** (1996) p.397.
- 25) V. S. Solomatov, *Phys. fluids* **7** (1995) p.266.
- 26) V. S. Solomatov and L. N. Moresi, *Geophys. Res. Lett.* **24** (1997) p.1907.
- 27) W. B. McKinnon, *Solar System Ices*, eds. B. Schmitt, C. de Brgh and M. Festou, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1998, p.525.
- 28) D. L. Turcott and G. Schubert, *Geodynamics*, Cambridge Univ. Press, 2001.
- 29) K. Multhaup and T. Spohn, *Icarus* **186** (2007) p.420.
- 30) R. T. Pappalardo and A. C. Barr, *Geophys. Res. Lett.* **31** (2004) doi: 10. 1029/2003GL019202.
- 31) R. T. Pappalardo et al., *Nature* **391** (1998) p.365.
- 32) W. B. McKinnon, *Geophys. Res. Lett.* **26** (1999) p. 951.
- 33) A. C. Barr and R. T. Pappalardo, *Geophys. Res. Lett.* **34** (2007) doi: 10. 1029/2006GL028799.
- 34) J. Ruiz, *Nature* **412** (2001) p.409.
- 35) A. C. Barr and R. T. Pappalardo, *J. Geophys. Res.* **110** (2005) doi: 10. 1029/2004JE002371.

- 36) W. B. McKinnon, *Icarus* **183** (2006) p.435
- 37) A. C. Barr and W. B. McKinnon, *J. Geophys. Res.* **112** (2007) doi: 10. 1029/2006JE002781.
- 38) G. Schubert, D. A. Yuen and D. L. Turcotte, *Geophys. J. R. Astron.* **42** (1975) p.705.
- 39) U. Christensen and D. A. Yuen, *J. Geophys. Res.* **89** (1984) p.4389.
- 40) U. Christensen and D. A. Yuen, *J. Geophys. Res.* **90** (1985) p.10291.
- 41) C. M. Sung and R. G. Burns, *Tectonophysics*, **31** (1976) p.1.
- 42) K. Ellsworth and G. Schubert, *Icarus* **54** (1983) p. 490.
- 43) M. R. Riedel and S. Karato, *Earth Planet. Sci. Lett.* **148** (1997) p.27.
- 44) V. S. Solomatov, *Earth Planet. Sci. Lett.* **191** (2001) p.203.
- 45) S. E. Offerman, N. H. van Dijk, J. Sietsma, S. Grigull, E. M. Lauridsen, L. Marguilies, *Science*, **298** (2002) p.1003.
- 46) N. Iqbal, N. H. van Dijk, S. E. Offerman, M. P. Moret, L. Katgerman, G. J. Kearley, *Acta Materialia* **53** (2005) p.2875.
- 47) P. B. Hirsch, *X-ray diffraction by polycrystalline materials*. eds. H. S. Peiser, H. P. Rooksby and A. J. C. Wilson, Institute of Physics, London, 1955, p.278.
(2008年1月7日 改訂受付)

Rheology and high-pressure transformations of water ice in the interiors of icy bodies

Tomoaki Kubo
Department of Earth and Planetary Sciences, Faculty of Sciences, Kyushu University

abstract:

Convection in icy outer shell and icy mantle has great influences on thermal evolution, internal dynamics, and survival of internal ocean in icy bodies. Plastic deformation and high-pressure transformations of water ice are important processes affecting the convective current in the interiors of icy bodies. It is indispensable to examine the grain-size sensitive flow law dominant at low stress conditions and kinetic processes controlling the grain-size evolution such as grain growth, dynamic recrystallization, and high-pressure transformation. Results of preliminary experiments on these properties are presented in this article.

久保友明

〒812-8581 福岡市東区箱崎 6-10-1

九州大学大学院理学研究院地球惑星科学部門

TEL 092-642-2654, FAX 092-642-2684