

# 金星地殻の変成作用と山脈の隆起

並木 則行<sup>1</sup>

## 1. 金星の帯状山脈

### 1.1. 帯状山脈の地形と地質

金星のイシュタール大陸は平均半径から3~4 km もち上がった高原状の地域 (highland) で、地球のオーストラリア大陸ほどの大きさがある (図1). 中心はラクシュミ平原と呼ばれる溶岩台地であり、その周りを四つの帯状山脈 (mountain belts), アクナ, フレイヤ, マックスウェル, そし

てダヌ山脈が囲っている [1, 2, 3] (図1). これらの帯状山脈の中を10km 位の間隔でいくつもの山脈が並行に走っており、地球の褶曲山脈によく似た構造を示している. このうちマックスウェル山脈は最も高く、金星平均半径から11km, 周囲のラクシュミ平原からも 7km も持ち上がっている. マックスウェル, フレイヤ, そしてアクナ山脈の中には火山活動が全く見られないか稀であるのに対して、最も標高の低いダヌ山脈には溶岩が流れ

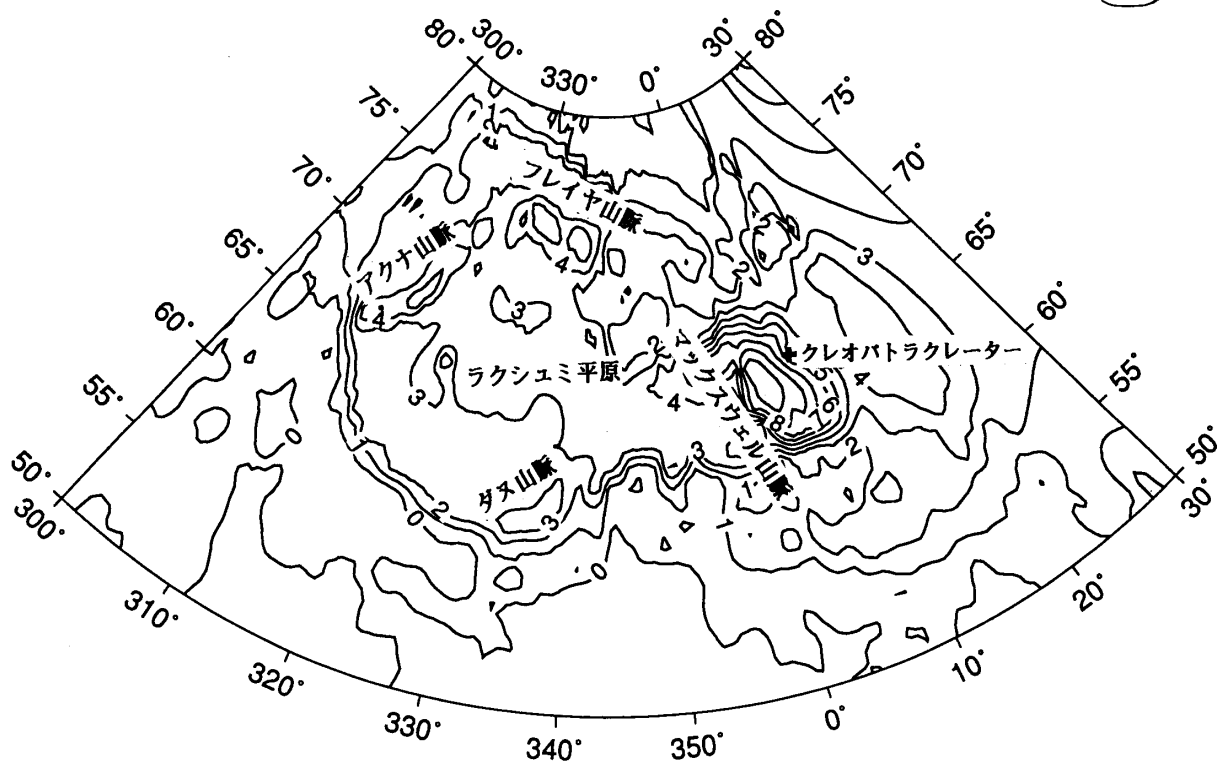


図1 イシュタール大陸西部の地形図. 等高線はマゼラン探査機の地形データによる. 緯度, 経度は0.5度間隔, 等高線間隔は1km, 北極からのステレオ投影図法を用いた. 図中の十字印はクレオパトラクレーター (65.9N, 7.0E) を示す.

<sup>1</sup>マサチューセッツ工科大学地球大気及び惑星科学学部

て生じたと考えられる陥没が数多く見つまっている [2, 4, 5].

イシュタール大陸の成因についてはまだ良く解かっていない。マントル上昇流がラクシュミ平原の下で部分熔融を起こすとともに周囲に圧縮力を働かせて褶曲山脈を形成したとする説、これとは全く逆に、マントル下降流が周囲の地殻を引きずって山脈をつくり中心部では厚くなりすぎた地殻が再熔融したとする説、両方がある。いずれにせよその地形的特徴からいって、帯状山脈そのものは地殻とリソスフェア [註1] の大規模な水平方向の圧縮により形成されたと一般に考えられている [2, 3, 5, 6].

### 1.2. 地殻の変成作用

観測された金星地殻の化学組成と放射性元素の量は地球の玄武岩に良く似ている [7, 8]. 玄武岩は高圧下ではエクロジイトに相転移し、かつエクロジイトはマントル物質よりも密度が高いと考えられるので、地殻の厚さの限界はガブローガーネット・グラニユライト-エクロジイト相転移によって決まることになるだろう。この相転移の深さは山脈下の地殻の温度構造によって変わる。もし地温勾配が低く、かつ熱力学平衡が成り立っているならば、地下浅いところで相変化が起き、単純なアイソスタシーのモデルではなだらかな起伏しか得られない。反対に地温勾配が高ければ、地殻が山脈を支えられるほど厚くなる前に地殻深部が熔融を始める [9]. いずれにしても、アイソスタシーと熱力学平衡の仮定のもとではマックスウェル山脈の7-11km という標高は何とも説明がつかない。

マックスウェル山脈がどうしてこんなに高いのかという疑問は、地殻深部が相平衡に達していないと考えれば説明することができる。金星表面が非常に高温 (473C) であること、そして下層大気に水がほとんど無いことから、金星の地殻には水は含まれていないと考えられる。無水条件下でのガブローエクロジイト相転移は固体拡散によ

て反応が進み、変成作用が完了するまでに地質学的タイムスケールの時間がときには必要とされることはすでに指摘されている [10]. 固体内での拡散は温度に強く依存するため、この問題を金星条件下に適用して定量的に取り扱うためには地殻およびマントル内部の熱輸送を解かねばならない。本研究では造山帯のリソスフェアの簡単な熱進化のモデルを立て、ガブローエクロジイト相転移によって帯状山脈の隆起量が時間とともに変化する様子を調べる。

### 1.3. アイソスタシー

このモデルでは局所的な Airy アイソスタシーを仮定している。数百 km という山脈の幅は金星リソスフェアの弾性的な厚さ (数10km) に比べて十分大きいのでリソスフェアの弾性力は無視している。一方、イシュタール大陸西部の地形は重力と長波長の相関があるので、平均半径から約4km 持ちあがったこの地域の標高 (図1) は、少なくとも部分的に、マントルの流れによって支えられているようである。そこで、アイソスタシーに起因する起伏の最小値として、マックスウェル山脈と周囲の高地の7km という標高差を取ることにする。標高差を大きくとるほど山脈を支えることは困難になり、モデルに対する条件は厳しくなる。その意味でこの7km という標高差はもっともゆるい制約であるといえる。

なお、本研究は全て Namiki and Solomon [11] の研究結果に基づいている。詳細については原論文を参照して欲しい。

## 2. 地殻の収縮、隆起のモデル

このモデルではリソスフェアが純粋ずり (pure shear) のもとで時間とともに水平方向に縮んで鉛直方向に厚くなると仮定する。温度構造はしたがって次元の熱拡散方程式に支配される。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \gamma z \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{A}{C_p} \quad (1)$$

ここで  $T$  は温度,  $t$  は時間,  $\gamma$  は水平方向のひずみ速度,  $z$  は深さ,  $\kappa$  は熱拡散係数,  $A$  は地殻の熱源, そして  $C_p$  は定圧比熱である. 変形は純粹ずりによると仮定したので,  $\gamma$  は一定で鉛直方向の速度は  $\gamma$  と  $z$  の積で表わされる. 私は(1)式を有限差分法を用いて数値的に解いた.

### 2.1. モデル・パラメーター

熱拡散係数は地殻とマントルともに,  $1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  と仮定した. 地殻の熱源は, ペネラとベガの着陸船のガンマ線測定機によって観測された,  $K$ ,  $U$  そして  $Th$  の濃度 [8] をもとに  $1.0 \times 10^{-10} \text{ W/kg}$  とした. 比熱は  $850 \text{ kJ/kg K}$  と仮定し, 地殻とマントルのその他の物性はそれぞれソレアイト玄武岩とカンラン岩の値 [註2] を用いた. 表面と熱境界層の底の温度は, それぞれ,  $750 \text{ K}$  と一定値  $T_{b1}$  に保ち, 初期の温度構造はひずみ速度ゼロの定常状態を仮定して求めた. 断熱圧縮による温度上昇は地殻の熱源に比べて無視できるので, ここでは考慮していない.

$T_{b1}$  は熱対流セルの等温核の温度に相当するもので, 従って一定とした.  $T_{b1}$  を与えれば, 地殻底面における初期温度  $T_c$  が決まる. 地殻下部の温度が変成作用を支配するのであるから, 重要なのは  $T_{b1}$  よりも  $T_c$  である. 金星のテクトニクスの特徴的な波長の解析や衝突クレーターの粘性緩和から地殻の内部での温度差が  $400 \text{ K}$  以下と推定されているので, 初期条件として  $T_{b1}$  は  $T_c$  がこの上限値を超えないよう与えた. 相図は無水条件下でのソレアイト玄武岩の実験結果 [12] を用い, ガプロとエクロジャイトの密度は  $2900$  と  $3500 \text{ kg/m}^3$  とした. ガーネット・グラニュライトの密度は温度一定で圧力に比例してガプロからエクロジャイトの密度に変わるとし, マントルの密度は  $3400 \text{ kg/m}^3$  とした.

### 2.2. 相転移の反応速度

カプロ-エクロジャイト相転移の微視的な機構はまだはっきり理解されていないが, 相変化と化学変化の両方を含む変成作用を支配するものとし

て陽イオンの体積拡散 (volume diffusion) が一番もっともらしいと考えられる. 変成した部分の体積比率を  $\Phi$  とすると,

$$\Phi \frac{d\Phi}{dt} = \frac{D}{r^2} \quad (2)$$

で表わされる. ここで,  $r$  は粒子の半径,  $D$  は拡散係数である [10]. 収縮するリソスフェアの各部分に対して, 時間を積分してえられた  $\Phi$  を用いて密度を決める.

ガーネット・グラニュライトの安定領域で構成鉱物間に起こりうる反応は多様である. 十分な実験データが得られていないため, 各反応の速度を推定することは困難であるが, 本研究では, 輝石, ザクロ石, そしてカンラン石中の陽イオンの拡散率に焦点を絞ることにする. これらの鉱物は岩石相を特徴づける鉱物であり, したがって相転移においても重要と思われるからである. 斜長石もまた, 考慮されるべき鉱物の一つであるが, 残念なことに斜長石中の自己拡散のデータは全く得られていない. ケイ酸塩中の体積拡散の実験データによれば, Si と O の拡散は二価, 三価の陽イオンの拡散に比べて格段に遅い. よって Si-O グループは結晶を構成する枠組みのまま動かず, 陽イオンがこの中を拡散することになると考えられる. そこで変成作用を律速する最も遅い拡散率を決めるために, 四つの主要な陽イオン,  $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Ca}^{2+}$ , そして  $\text{Al}^{3+}$  の鉱物中の拡散率を見ることにする.

ザクロ石とカンラン石中の  $\text{Fe}^{2+}$  と  $\text{Mg}^{2+}$  [13, 14], そしてカンラン石中の  $\text{Ca}^{2+}$  [14] の拡散率は実験的に求められている (図 2). これら測定されているものの中では, ザクロ石中の  $\text{Mg}^{2+}$  の拡散速度 ( $D_{\text{Mg,Gt}}$ ) が最も遅い.  $D_{\text{Mg,Gt}}$  を(2)式における  $D$  の上限としてよいだろう.

一方, 他の拡散率は, 実験的に良く決まっていはいないものの, 単一温度での測定や化学組成の勾

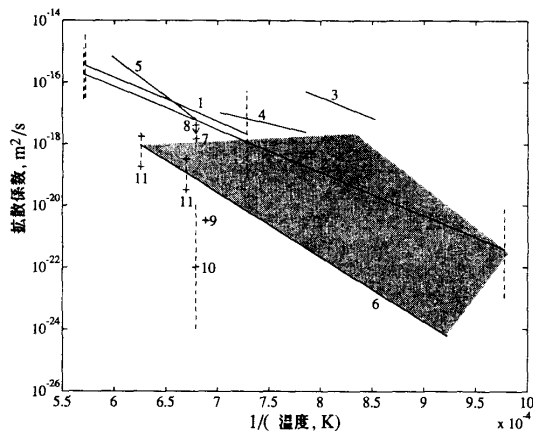


図2 カンラン石、輝石、ザクロ石中のイオンの拡散係数。実線1~5は実験的に求められた拡散率を示している(1:ザクロ石中の $\text{Fe}^{2+}$  [13]; 2:ザクロ石中の $\text{Mg}^{2+}$  [13]; 3:カンラン石中の $\text{Fe}^{2+}$  [14]; 4:カンラン石中の $\text{Mg}^{2+}$  [14]; 5:カンラン石中の $\text{Ca}^{2+}$  [14])。影のついた部分は $D_{\text{Al,OpX}}$ の推定値の幅を、実線6がその最小値を表わす[15]。十字印は単一温度で得られた拡散率を示している(7:ザクロ石中の $\text{Ca}^{2+}$  [13]; 8:単斜輝石中のAl拡散率の上限値 [16]; 9:単斜輝石中のAl [17]; 10:単斜輝石中のAl [18])。比較のため、フォルステライト中のOの粒界拡散率[20]は半径1-10mmの粒子中での体積拡散に対応する値に直してある [11]。

配などからある程度推定されている。これらの推定値には全て大きな誤差が含まれるが、最小の推定値を(2)式の $D$ に対する下限と考えることができるだろう。結論からいうとこの最小値は、斜方輝石中のAlの拡散率 [15] によって与えられる (図2)。一方、カンラン石とザクロ石中のAlの拡散係数は実験データも推定も得られていないが、カンラン石やザクロ石中の陽イオンの拡散が一般に輝石中のそれよりも速いことから、これらの拡散が変成作用を律速するとはあまり考えられない。ザクロ石中の $\text{Ca}^{2+}$ の拡散率は1200°Cでの数値シミュレーションによって推定されている [13] のみであるが、少なくともこの温度においては、斜方輝石中のAlの拡散よりも速い (図2)。また、天然岩石中のザクロ石と輝石ではどちらかが特に

$\text{Ca}^{2+}$  や  $\text{Fe}^{2+}$  について均一であるというわけではないので、これらの元素の移動度はザクロ石中でも輝石中でも対した差はないと思われる [15]。こうした考察は $D_{\text{Al,OpX}}$ が(2)式の $D$ の下限として適当であるという推測を支持する。以上から $D$ を次のように限定出来る。

$$D \leq D_{\text{Mg,Gt}} = 2.8 \times 10^{-8} \times \exp[-(270kJ + 3.2 \times 10^{-6}P)/(RT)] \quad (3a)$$

$$D \geq D_{\text{Al,OpX}} = 1.1 \times 10^{-5} \exp[-400kJ/(RT)] \quad (3b)$$

ここで $P$ は圧力(単位Pa)である [14, 15]。

推定された $D$ の下限値についてももう少し詳しく述べておこう。Freer *et al.* [16]が単斜輝石中の $\text{Al}^{3+}$ の拡散率の最大値として、(3a)式の上限值よりも大きな値を得ている一方で、Sautter *et al.* [17]やSautterとHarte [18]は(3b)式の下限值よりもかなり低い $D_{\text{Al,OpX}}$ を報告している (図2)。

また、斜長石中の拡散速度は一般に輝石中よりも遅いと考えられており、確かに実験によって得られた斜長石中のCaAl-NaSi相互拡散は $D$ の下限値よりも数桁遅い。もし $D$ の値がこれらの結果に示されるほど小さければ、金星の変動帯では相変化が全く起こらないということになる。しかし、反応速度が(3b)式に示された $D$ の下限値よりもずっと遅いということはあまり考えられない。というのは、体積拡散があまりに遅いと、今度は反応は粒界拡散 (grain-boundary diffusion) によって支配されるからである。

実際、粒界拡散は体積拡散よりも拡散係数が数桁大きいことから、変成作用を支配するプロセスの一つとしてあげられている [19]。もっとも相変

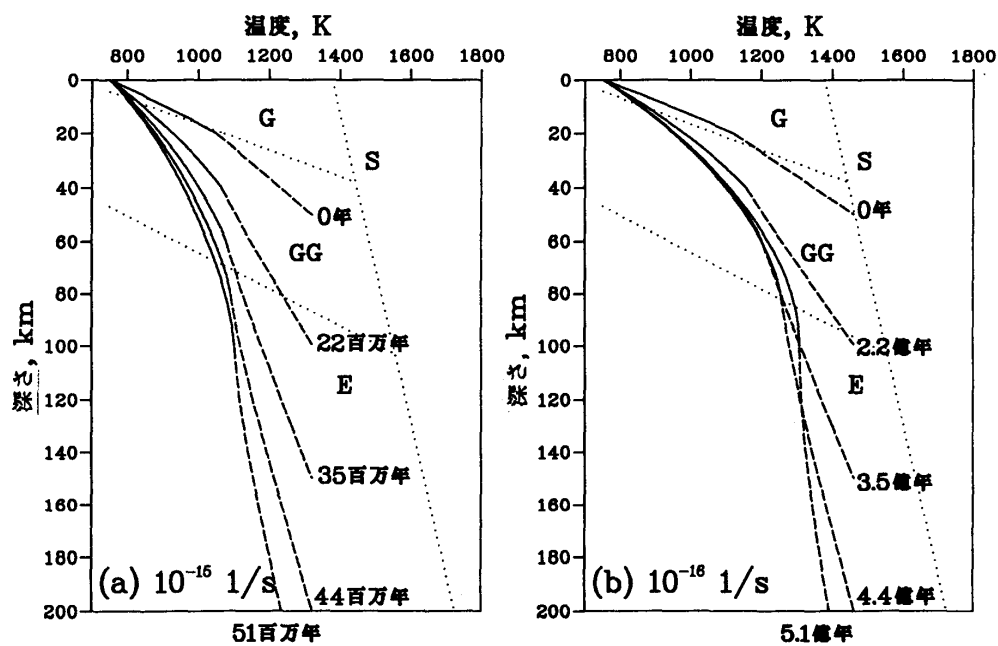


図3 地殻(実線)とマントル(破線)の温度プロファイル。ひずみ速度は(a) $10^{-15}/s$ , (b) $10^{-16}/s$ 。ガブロ(G)、ガーネット・グラニューライト(GG)、エクロジイト(E)の安定領域、およびソリダス(S)が点線で示してある〔12〕。(a)が表1のモデル1, (b)がモデル4と5に対応する。

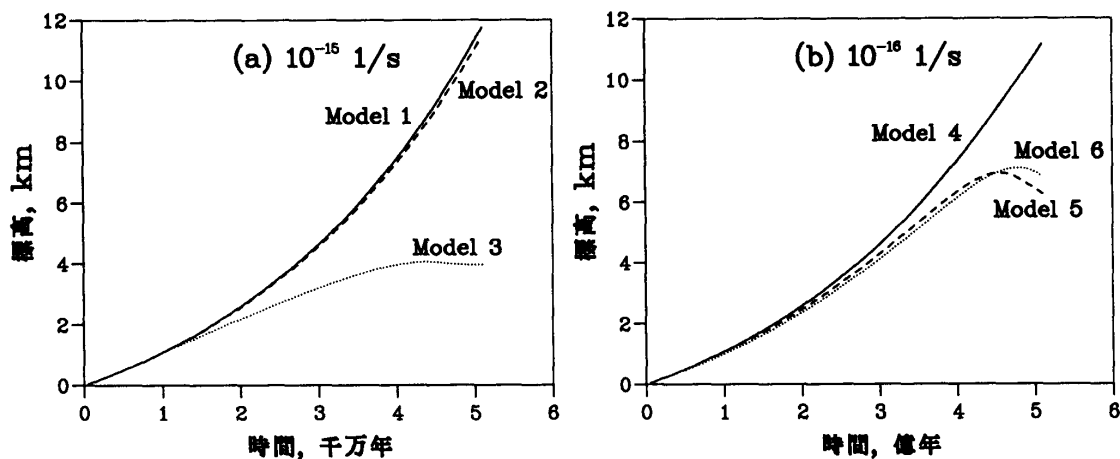


図4 アイソスターを仮定した山脈の標高の時間変化。各モデルについては表1を参照。

表1 熱進比のモデルパラメーター

| モデル | $r$ [mm] | $\gamma$ [1/s] | $D$          | $T_c$ [K] | $T_{b1}$ [K] |
|-----|----------|----------------|--------------|-----------|--------------|
| 1   | 10       | $10^{-15}$     | $D_{Al,Opx}$ | 1050      | 1321         |
| 2   | 1        | $10^{-15}$     | $D_{Al,Opx}$ | 1120      | 1461         |
| 3   | 1        | $10^{-15}$     | $D_{Mg,Gt}$  | 1130      | 1481         |
| 4   | 10       | $10^{-16}$     | $D_{Al,Opx}$ | 1050      | 1461         |
| 5   | 1        | $10^{-16}$     | $D_{Al,Opx}$ | 1120      | 1461         |
| 6   | 10       | $10^{-16}$     | $D_{Mg,Gt}$  | 1120      | 1281         |

化が体積拡散によって進むか粒界拡散によって進むかは、これらのプロセスの質量輸送の効率にかかっている。質量輸送が極く薄い層、すなわち粒界 (grain-boundary) 内に限られた粒界拡散の場合、単位体積当たりの効率は、粒径に逆比例する。残念ながら、ガブローガーネット・グラニューライト-エクロジイト反応に関与する鉱物の粒界拡散のデータはほとんど得られていない [19] のだが、フォルステライト中のOの粒界拡散のデータ [20] を見るかぎり、粒径が1-10mmの場合の粒界拡散の効率は上に示された体積拡散の下限値と同程度か、それ以下のようなものである (図2)。

### 3. 数値計算結果

地殻とマントル内部の温度変化を、水平方向の収縮の割合が $10^{-15}/s$ の場合 (図3a) と $10^{-16}/s$ の場合 (図3b) について求めた。ここに示されたモデル (表1) は全て地殻と熱境界層の厚さがそれぞれ、最初は20kmと50kmで、最後には100kmと250kmにまで増えている。ひずみ速度が $10^{-15}/s$ の場合、熱境界層が厚みを増すにつれて温度プロファイルが $z$ 方向に引き伸ばされていく (図3a)。熱は主に移流によって運ばれ、地殻の熱源の寄与は小さいため、温度は初期の値よりも大きく

上昇することはない。この場合ガブローは5000万年以上も安定 (metastable) で、圧縮されたりソスフェアは周囲の変形を受けていない領域に比べて12kmも隆起する (図4aのモデル1)。(2)式が示すように、粒径が大きいときよりも小さいときの方が反応はよく進む。さらに(3)式から、温度が高いほうが拡散率が大きくなって反応が速くなることがわかる。しかしながら、反応速度が遅い場合 ( $D_{Al,Opx}$ )、 $10^{-15}/s$ という拡散速度はこれらの効果を補ってあまりあるほど速い (モデル2)。相転移が進んで隆起が止るのは、粒径が小さく、拡散が速く、そして温度が十分高いときのみである (モデル3)。

ひずみ速度が $10^{-16}/s$ の場合、地殻の厚さが60-80kmに達したあたりから地殻内部で発生する熱が移流による熱輸送を上回る (図3b)。ひずみ速度が遅い分だけ山脈の形成年代が長くなるとともに、この温度上昇のせいで相転移は加速される。(3a)式の拡散係数とサイズの大きな粒子 ( $r=10mm$ ) を用いた場合、 $T_c$ が1120Kで標高は11kmをこえる (図4bのモデル4)。一方同じ値の  $T_c$  に対して、半径1mmの粒子では標高は最高で7kmにしか達しない (モデル5)。つまりこの温度以上ではモデルは観測されるマックスウェル山脈の地形と矛盾することになり、 $T_c$ に上限値を与えることになる。もし  $D$  が (3a) 式によって与えられる位大きい場合この上限値はさらに1030Kにまで下がる (モデル6)。このように、小さい  $\gamma$  によって造山運動の期間が長くなることと高温によって反応速度が速くなることとが重なって、金星地殻の温度に強い制約が与えられることになる。

### 4. 金星における造山運動

上に述べてきた熱進化のモデルは単純であるが、造山運動を支配するひずみ速度や地殻深部の温度などに関する制約条件が得られた。この章ではまず、物理的条件やモデルが変わることによって得られた結果がどう変化するかを考え、次に数値計

算の結果を元にイシュタル大陸の造山運動について考察する。

#### 4.1. 地殻の厚さ, 地温勾配

温度構造の計算結果は, 仮定された初期の地殻の厚さには大きく依存しない。ひずみ速度が  $10^{-15}/s$  の場合温度構造は移流によって支配され, 従って, 沈んでいく地殻の各部分の温度は時間とともにほとんど変化しない。始めに  $T_c$  が与えられたならば, その後の地殻内部の熱構造は初期の地殻の厚さによらないし, 言い換えれば, 初期の地温勾配は重要ではない。地殻が一定の厚さになるまでに要する時間が変わるだけである。一方, ひずみ速度が  $10^{-16}/s$  の場合, 温度プロファイルは定常状態に近い, つまり, ある瞬間のジオメトリーに対してひずみ速度ゼロで与えられる定常地温勾配とほぼ同一であり, 初期の地殻の厚さには全く拠らない。ただし, 地形の起伏を論じるには初期の地殻の厚さがなお大切な意味をもっている。というのは, 仮定によって山脈の初期の地殻の厚さは周囲の地殻の厚さと同じだからである。ここでは山脈をとりまく地殻は変形を受けていないとしているので, アイソスタシーの仮定から, 同じ深さの山脈地殻に対して周囲の地殻の厚さが 10 km 異なると標高は 1.5 km 変化する。

#### 4.2. 地殻とマンツルの密度差

アイソスタシーの仮定から計算される標高は地殻とマンツルの密度差に強く依存する。本研究では  $500 \text{ kg/m}^3$  という比較的大きな値をとったが, 同じ厚さの地殻に対して密度差が大きいほど標高は高くなるのであるから, この仮定は水平方向のひずみ速度に下限を与えるうえでゆるめの制約条件を与えることになる。もし地殻とマンツルの密度を  $3000$  と  $3300 \text{ kg/m}^3$  と仮定するならば, 標高はここに示されたよりも約 40% 低くなる。ひずみ速度が  $10^{-15}/s$  の場合, ガプロからなる下部地殻はほとんどのケースで造山運動の間, 安定なままであるから (モデル 1 と 2), 密度差が小さな分だけ地殻が厚くなる = 時間が長くかかるだけであって,

それ以外モデルパラメーターは変わらない。これとは対照的に, ひずみ速度が  $10^{-16}/s$  の場合は多くのケースでガプロ-エクロジイト相転移によって山脈の高さが限られている (モデル 5 と 6)。密度差が小さいと地形の隆起も小さくなり,  $T_c$  の上限値が下がらなくてはならない。以上からわかるように, ひずみ速度が遅い場合の温度構造と相転移のモデルは, 計算に用いられたよりも小さな密度差をとることによって, より厳しい制約を受けることになる。

#### 4.3. 二次元熱輸送

ひずみ速度が  $10^{-16}/s$  の場合, 温度場は地殻の熱源と熱の拡散によって支配されている。ならば, 収縮するリソスフェア内部での水平方向の熱輸送は無視できないかもしれない。水平方向の熱輸送によって地殻深部で温度が最高どれだけ上昇するか, は半無限空間の熱拡散の問題の解を使って推定することができる。

$$\delta T = \Delta T \operatorname{erfc} \left( \frac{L}{2\sqrt{\kappa t_F}} \right) \quad (4)$$

ここで,  $\delta T$  は温度の上昇,  $\Delta T$  は地殻と等温核の温度差,  $L$  は山脈の水平方向のスケール, そして  $t_F$  は形成年代である。  $\Delta T$  は  $T_{b1} - T_c$  で与えられ,  $L$  が  $\sim 100 \text{ km}$  である。ひずみ速度が  $10^{-15}/s$  の場合の形成年代 5000 万年,  $10^{-16}/s$  の場合の 5 億年, それぞれに対して  $\delta T$  は  $2 \times 10^{-2}, 60 \text{ K}$  と得られる。一次元の熱輸送の仮定は, したがって, 速いひずみ速度の場合は結構だが, 遅いひずみ速度の場合水平方向の熱拡散によってかなり温度が上昇すると予想される。もし遅いひずみ速度の場合の温度構造のモデルに水平方向の熱輸送が組み込まれたならば, 相変化の反応速度は速くなり, 最大標高は低くなり, 対応する  $T_c$  の上限値が下がることになるはずである。

#### 4.4. クレオパトラクレーター

こうした考察から, マックスウェル山脈の形成

は水平方向のひずみ速度が $10^{-15}/s$ 位の割合で起こったとするのがよりもっともらしいようである。これにしたがえば山脈の年齢が5000万年以下ということになり、5億年という金星表面の平均のクレーター保持年代に比べると大分短い。このように新しい年齢は、マックスウェル山脈のなかに直径100kmのクレオパトラクレーター(図1)が存在することに矛盾しないのであろうか。単一のクレーターの年代を決めることは、無論それがどんなに大きなものであっても難しい。直径が20kmよりも大きなクレーターが金星表面に形成される割合は、地球軌道を横切る小惑星と金星軌道を横切る小惑星の数の比と一連のスケーリング則から、 $3.3 \pm 1.8 \times 10^{-15}/km^2/yr$ と求められている[21]。長さが1000km、幅が500kmというマックスウェル山脈がもし5000万年で形成されたのなら、直径が20kmよりも大きなクレーターの存在する期待値は $\sim 0.08$ 個であり、マックスウェル山脈中に直径20kmより大きなクレーターが5000万年で一個だけ形成される確率は約8%となる。この値は、もしマックスウェル山脈がわずか5000万年で形成されたのであれば、巨大な衝突クレーターが一個でも存在するのは大変珍しいということの意味する。しかし一方でこの数字は、決定的に仮説を否定してしまえるほど大きなものでもない。

#### 4.5. ダヌ山脈中の火成活動

ダヌ山脈は、イシュタール大陸の他の帯状山脈同様激しい圧縮変形の様相を示しているにもかかわらず、ラクシュミ平原に対する地形の起伏の差がたった1kmしかない(図1)。ダヌ山脈に見られる火成活動の跡[2, 3, 4, 5]は、山脈下の温度が地殻または浅いマントルの中で、少なくとも部分的には融点をこえていることを意味する。このように地下でかなり高温に達しているという証拠が見られることから、おそらく十分な深さに達した地殻下部物質はほとんど変成されてしまったと考えれば、他の帯状山脈に比べてずっと低い標高がうまく説明できる。また、わずかな部分熔融も粒界

拡散を大幅に促進すると考えられている[20]。こゝもこの仮説を支持する。ただし、ダヌ山脈下のこうした高温の原因をつきとめるには、本研究で扱ったよりもっと複雑な熱進化のモデルが必要である。

## 5. 今後の金星研究

マゼラン探査機はステレオ画像を含む金星地表面の膨大なレーダー画像を収集し終えて、現在重力場の観測を行なっている。これらのデータは様々な火山活動、激しい地殻の変動、惑星表面に均等に散らばったクレーター分布と、豊富で多様な情報を提供している。にもかかわらず、金星の内部構造と進化に関する理解は十分に進んでいない。表面の地質と内部の物理的状態をつなぐテクトニクスがまだ確立されていないからである。プレートテクトニクスに支配された惑星、地球との比較、類推を元に発展してきた惑星科学が今、岐路にさしかかろうとしているのかも知れない。

謝辞：拡散係数の文献を紹介してくれた Paul Hess に感謝する。この研究は National Aeronautics and Space Administration の研究奨励金 NAGW-1937によって行なわれた。

[註1] 地球のアセノスフェアに相当する低粘性層が存在しないと考えられる金星では、リソスフェアを明確に定義することは出来ない。ここでは、流体的なマントルの上の「硬い」層くらいの意味で、物理的には地殻とマントルからなる対流境界層を想像してもらえばよい。

[註2] マントル物質としてカンラン岩を仮定したのは、地球と金星の全体的な化学組成が似ていること、玄武岩地殻の源として適当と考えられることによる。



## 参考文献

- [1] Barsukov, V. L., *et al.*, 1986: The geology and geomorphology of the Venus surface as revealed by the radar images obtained by Venera 15 and 16, Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 16th, *J. Geophys. Res.*, **91**, D378-D398.
- [2] Solomon, S. C., Head, J. W., Kaula, W. M., McKenzie, D., Parsons, B., Phillips, R. J., Schubert, G., and Talwani, M., 1991: Venus tectonics: Initial analysis from Magellan, *Science*, **252**, 297-312.
- [3] Solomon, S. C., *et al.*, 1992: Venus tectonics: An overview of Magellan observation, *J. Geophys. Res.*, **97**, 13,199-13,255.
- [4] Head, J. W., III, Campbell, D. B., Elachi, C., Guest, J. E., McKenzie, D. P., Saunders, R. S., Schaber, G. G., and Schubert, G., 1991: Venus volcanism: Initial analysis from Magellan data, *Science*, **252**, 276-288.
- [5] Kaula, W. M., Bindschadler, D. L., Grimm, R. E., Hansen, V. L., Roberts, K. M., and Smrekar, S. E., 1992: Styles of deformation in Ishtar Terra and their implications, *J. Geophys. Res.*, **97**, 16,085-16,120.
- [6] Crumpler, L. S., Head, J. W., and Campbell, D. B., 1986: Orogenic belts on Venus, *Geology*, **14**, 1031-1034.
- [7] Surkov, Y. A., Barsukov, V. L., Moskalyeva, L. P., Kharyukova, V. P., and Kemurdzhian, A. L., 1984: New data on the composition, structure, and properties of Venus rock obtained by Venera 13 and Venera 14, Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 14th, *J. Geophys. Res.*, **89**, B393-B402.
- [8] Surkov, Y. A., Kirnozov, F. F., Glazov, V. N., Dunchenko, A. G., Tatsy, L. P., and Sobornov, O. P., 1987: Uranium, thorium, and potassium in the Venusian rocks at the landing sites of Vega 1 and 2, Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 17th, *J. Geophys. Res.*, **92**, E537-E540.
- [9] Vorder Bruegge, R. W., and Head, J. W., 1991: Processes of formation and evolution of mountain belts on Venus, *Geology*, **19**, 885-888.
- [10] Ahrens, T. J., and Schubert, G., 1975: Gabbro-eclogite reaction rate and its geophysical significance, *Rev. Geophys. Space Physics*, **13**, 383-400.
- [11] Namiki, N., and Solomon, S. C., 1993: The gabbro-eclogite phase transition and the elevation of mountain belts on Venus, *J. Geophys. Res.*, submitted.
- [12] Ito, K., and Kennedy, G. C., 1971: An experimental study of the basalt - garnet granulite-eclogite transition, in *The Structure and Physical Properties of the Earth's Crust*, edited by J. G. Heacock, *Geophysical Monograph*, **14**, pp. 303-314, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.
- [13] Chakraborty, S., and Ganguly, J., 1991: Compositional zoning and cation diffusion in garnets, in *Diffusion, Atomic Ordering, and Mass Transport*, edited by J. Ganguly, pp. 120-175, Springer-Verlag, New York.
- [14] Morioka, M., and Nagasawa, H., 1991: Ionic diffusion in olivine, in *Diffusion, Atomic Ordering, and Mass Transport*, edited by J. Ganguly, pp. 176-197,

- Springer-Verlag, New York.
- [15] Smith, D., and Barron, B., 1991: Pyroxene-garnet equilibration during cooling in the mantle, *Am. Mineral.*, **76**, 1950-1963.
- [16] Freer, R., Carpenter, M. A., Long, J. V. P., and Reed, S. J. B., 1982: "Null result" diffusion experiments with diopside: Implications for pyroxene equilibria, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **58**, 285-292.
- [17] Sautter, V., Jaoul, O., and Abel, F., 1988: Aluminum diffusion in diopside (abstract), *Chem. Geology*, **70**, 186.
- [18] Sautter, V., and Harte, B., 1990: Diffusion gradients in an eclogite xenolith from the Roberts Victor kimberlite pipe: (2) kinetics and implications for petrogenesis, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **105**, 637-649.
- [19] Joesten, R., 1991: Grain-boundary diffusion kinetics in silicate and oxide minerals, in *Diffusion, Atomic Ordering, and Mass Transport*, edited by J. Ganguly, pp. 345-395, Springer-Verlag, New York.
- [20] Condit, R. H., Weed, H. C., and Piwinski, A. J., 1985: A technique for observing oxygen diffusion along grain boundary regions in synthetic forsterite, in *Point Defects in Minerals*, edited by R. N. Schrock, *Geophysical Monograph*, **31**, pp. 97-105, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.
- [21] Shoemaker, E.M., Wolfe, R.F., and Shoemaker, C.S., 1991: Asteroid flux and impact cratering rate on Venus (abstract), *Lunar Planet. Sci.*, **22**, 1253-1254.