微惑星の衝突による地球の成長過程と 内部構造の初期分化

Growth of the Earth by Planetesimal Impact and Formation of the Global Stratification of the Earth

川上 紳一

Shin-ichi Kawakami

名古屋大学 理学部 地球科学教室
Department of the Earth Sciences, Nagoya University

博士論文, 1985年7 月10日 Doctorial Thesis, July, 10, 1985

> 名古屋大学回台 和 949357

報告番号 甲第 1775 号

主論文:

微惑星の衝突による地球の成長過程と内部構造の初期分化

Growth of the earth by planetesimal impact and formation of the global stratification of the earth

副論文:

- Cratering experiment in sands and trial for a general scaling law
 H.Mizutani, S.Kawakami, Y.Takagi, M.Kato and M.Kumazawa
 Jour. Geophys. Res., 88 (Suppl.), A835-A845, 1983.
 (石英砂を用いたクレーター形成実験とクレーターのスケーリング則の一般形)
- 2. Impact experiments on ice
 S.Kawakami, H.Mizutani, Y.Takagi, M.Kato and M.Kumazawa
 Jour. Geophys. Res., 88, 5306-5314, 1983.
 (氷を用いた衝突実験)
 - Impact fragmentation experiments on basalt and pyrophyllite
 Y.Takagi, H.Mizutani and S.Kawakami
 Icarus, 59, 462-477, 1984.
 (玄武岩やパイロフィライトを用いた衝突破壊実験)
 - 4. Geology and geochemistry of Archaean crust and implications for the early history of the earth
 S.Kawakami and H.Mizutani

Jour. Earth Sciences, Nagoya University, 32, 49-99, 1984. (始生代に安定化した大陸地殻の地質及び地球化学と形成期の地球)

- 1. Thermal histories of pallasitic parent bodies
 - T. Matsui, S. Kawakami and H. Mizutani

Proc. Lunar Planet. Symp., 13th, 247-255, 1980.

(パラッサイトいん石母天体の熱的歴史)

2. A criterion on convection onset in planetary interior

H.Mizutani and S.Kawakami

Proc. Lunar Planet. Symp., 13th, 320-329, 1980.

(惑星内部にマントル対流が発生する条件)

- 3. Ganymede and Callisto: thermal and structural evolution model
 - S. Kawakami and H. Mizutani

Proc. Lunar Planet. Symp., 13th, 330-345, 1980.

(木星の衛星ガニメデとカリストの熱的進化と岩石核・氷のマントルの分化)

4. Escape of H20 from Jovian satellite Io

H.Mizutani and S.Kawakami

Proc. Lunar Planet. Symp., 13th, 346-354, 1980.

(木星の衛星イオからの水の散逸過程)

Performance test of the high velocity shock gun with a nobel sabot stopper

Mizutani, H., M.Kumazawa, M.Kato, T.Masuda, S.Kawakami, Y.Takagi,

and K.Kani

Proc. 14th ISAS Lunar Planet. Symp., 267-277, 1981.

(高速度衝撃銃の性能試験)

6. Scaling analysis of impact craters

S.Kawakami, H. Mizutani, Y. Takagi, M. Kato, and M. Kumazawa Proc. 15th ISAS Lunar and Planet. Symp., 152-163, 1982. (インパクトクレーターのスケーリング則)

7. A general scaling law on impact fragmentation phenomena
Y.Takagi, H.Mizutani and S.Kawakami
Proc. 16th ISAS Lunar Planet. Symp., 68-71, 1983.
(衝突破壊のスケーリング則)

- 8. Scaling analyses of cratering flow field
 - S. Kawakami and H. Mizutani

Proc. 17th ISAS Lunar Planet. Symp., 23-24, 1984.

(クレータリング・フローフィールドのスケーリング則)

9. マントルの非均質性と地球の進化

川上紳一

科学, 54, 93—103, 1984.

- 10. The nature of the Archaean crust: constraints for the early history of the earth
 - S. Kawakami and H. Mizutani

Proc. of the U.S.-Japan seminar on partial melting phenomena in the earth and planetary evolution, held at the University of Oregon, Eugene, September, 3-8, 1984 (submitted to J. Geophys. Res.). (始生代に安定化した大陸地殻の性質と地球の初期史に対する制約条件)

昔から人々は夜空を仰いでは、様々な空想を巡らしてきた。夜空にまたたく星々はとき には神々の化身であり、崇拝の対象であったりした。古代の人々の描いた空想は神話や星 占いなどの形として現在まで残っている.日本でも月見のときに「月には兎が住んでいて もちつきをしている」という話をだれでも一度は聞かされたことがあるであろう。科学が 進歩し、天体望遠鏡が発明されると、それまで神秘的な対象であった星空が科学的研究の 対象になった。しかし、太陽系の金星や火星などの惑星がいつからどのようにして太陽の まわりをまわるようになったかは、人類が宇宙飛行をする時代になるまでほとんど空想の 域をでていなかった。1960年代になって、宇宙船による惑星探査が活発に行われ、それま で天文学者にゆだねられていた惑星の研究が地球科学者が参加できる研究対象となり,我 々の太陽系に関する知識が飛躍的に増加した.こうして惑星に関する知識が増加するにつ れて、惑星地球という言葉で象徴されるように地球も金星や火星と同じく太陽のまわりを まわる一つの惑星に過ぎないという認識が広くいきわったった。また、地球以外の惑星に は,40億年以上も古い地殼が保存されていることから,他の惑星の地殼の姿から,誕生し た当時の地球の姿を読み取ろうという惑星進化の比較惑星学的検討や月から持ち帰られた 岩石や、いん石の研究の進歩とあいまって、太陽系の形成がどのようであったかを実証的 に調べることが可能になった. ソ連のSafronovは誕生してまもない原始太陽をとりまいた 円板状の星雲から固体粒子が凝固し、それらが衝突を繰り返しながら成長して、現在のよ うな惑星ができるというシナリオを定量的に扱った.以後,多くの研究者をおおよそSafr onovのシナリオにもとづいて惑星の形成過程をさらに精密なものにしようとしている.本 研究もそれらの一つと見なすことができる.本研究の対象である地球の初期史については 証拠である地質学的データが乏しいため,現在の姿から過去を探る作業を初期状態から出 発して物理・化学法則をたよりにその進化を追跡するという2 つのアプローチをおこなっ て,両者をうまくつなぎあわせることによって,総合的で統一的な惑星進化の1 モデルを 作り上げようと努めた.本論文を通じて,それぞれの章の関連が明瞭でなく,個々の問題 の寄せ集めに過ぎないとすれば、それは著者の認識不足に由来するものであろう、将来、 地球科学、惑星科学の進歩によって、地球や惑星科学の様々な分野の研究が惑星進化とい う視点から再編成される時が来るであろう。地球や惑星の歴史は、それらがそれぞれユニ ークである点で、味わい深く、壮大である.

大学院の博士前期、後期課程を通しての5年間、絶え間なく御指導して下さった水谷仁 教授に謹んで御礼申しあげます. 現在, 東京大学で教鞭をとっておられる熊沢峰夫教授に は、本研究の最初から最後まで、多くの議論をして頂いた、熊沢教授の柔軟な思考と着想 にはすくなからぬ影響を受けた. 熊沢教授の提案で始められたGET セミナーは、本研究を 進める上での推進力としての役割を果たした。第6章はマントルの化学進化セミナー、GE ↑ セミナーの延長線上にある. 地震学講座の深尾良夫助教授には, テクトニクスやマント ルの非均質性、地球回転、地震学に関連して、多くの議論をして頂くと同時に、GETセミナ 一の運営では中心的な役割をして頂いた. また岩石学鉱床学講座の諏訪兼位教授には, 始 生代の地質学,岩石学をはじめ,カーボナタイト,キンバーライトなど地球科学的に興味 深い問題を親切に解説して頂いた.第7章の内容は諏訪兼位教授の援助によるところが大 きい. 現在, 愛媛大学助手の大谷栄治博士, シカゴ大学の橋元明彦博士, 地震学講座の助 手である古本宗充博士、山田功夫氏、地球物理学講座助手の加藤学氏、藤村彰夫博士をは じめ研究室の皆さんには、大学院の5年間に企画した数多くのセミナーに出席して頂き、 有用な議論をしていただいた、特に大学院生の高木靖彦さん、早川雅彦さん、名出智彦さ ん、増田幸治さんには、本研究の手伝いを快く引き受けて頂いた。これらの方々に殊更感 謝の意を表します.

目次

- 1. はじめに
- 2. 太陽系の形成のシナリオ
- 3. 微惑星の衝突の実験的研究
 - 3-1. 高速度衝突銃の製作
 - 3-2. 石英砂を用いたクレーター形成実験
 - 3-3. 氷を用いた衝突実験
 - 3-4. 衝突の実効エネルギーとクレーターのサイズに関するスケーリング則
 - 3-5. クレーターの形成過程
 - 3-6. 衝突破壊のスケーリング則
- 4. 微惑星の衝突破壊・合体によるサイズ分布の進化
 - 4-1. 微惑星の成長過程の古典的なモデル
 - 4-2. 太陽重力場における微惑星の運動のN体問題
 - 4-3. 衝突による微惑星のサイズ分布の進化
 - 4-4. 微惑星の成長の最終段階
 - 4-5. 微惑星の成長過程の研究の現状
- 5. 核、マントル、地殻一成層構造の起源
 - 5-1. 大規模分化はいつおこったか?
 - 5-2. 初期分化のエネルギー源
 - 5-3. 核の化学組成
 - 5-4. 始源マントルの化学組成
 - 5-5. 初期分化の数値シミュレーション

6. マントルの化学進化

- 6-1. Pb, Sr, Nd同位体組成でみたマントルの非均質性
- 6-2. 400 $\sim 650 km$ の地震学的不連続面はなにを意味するか?
- 6-3. Pb同位体のパラドックス
- 6-4. 下部マントルの結晶分化とマントル・地殻の元素の分配
- 6-5. リングウッドサイクルによる大陸の成長とマントルの化学進化
- 6-6. Pb同位体と大陸地殻の成長
- 6-7. マントルのメタソマティズム
- 6-8. まとめ

7. 大陸地殼の形成と地球の初期史

- 7-1. グリーンストーン・カコウ岩地域
- 7-2. グリーンストーン・カコウ岩地域の特徴
- 7-3. 高変成度地域
- 7-4. 高変成度地域の特徴
- 7-5. グリーンストーン・カコウ岩地域と高変成度地域の関係
- 7-6. 始生代に安定化した大陸地殻を構成する岩石の地球化学
- 7-7. 始生代の地殻のSr, Nd同位体組成
- 7-8. 初期地殼の形成発達史
- 7-9. まとめ

8. 大気・海洋の起源

- 8-1. 惑星の形成過程と大気・海洋の起源
- 8-2. 地球内部から揮発性元素の脱ガス
- 8-3. 気候変動論と大気・海洋の起源
- 8-4. 微惑星の衝突と気候系

第1章 はじめに

地球や惑星は原始太陽系星雲のなかをケブラー運動していた多数の微惑星が衝突合体して形成されたと考えられている。微惑星の衝突による地球の成長, 誕生して間もない頃起こった核, マントル, 地設, 大気, 海洋の形成, そしてその後の45億年の進化がどのようであったかを定量的に考察し, 地球の誕生から現在までの進化の姿を統一的に理解するために, 重要な問題をいくつか扱った。本研究で扱った問題は2つのグループに分けることができる。一つは原始太陽系星雲の微惑星系の初期状態を与え, 原始太陽系星雲の進化をおいかけることによって, 現在の惑星系に至る筋道を明らかにしようというもので, 他の一つは現在の太陽系の姿から地球や惑星の歴史を過去にさかのぼるアプローチである。

地球や惑星の形成や進化を支配する要因にはいろいろあるが、なかでも固体一固体の衝突現象は最も重要なものであり、地球や惑星の進化に及ぼした影響は測り知れない。しかし、原始太陽系星雲でおこったとされる比較的低速度の衝突現象の研究はこれまでほとんど行われていなかった。我々は実験的に衝突現象を解明する目的で、低速度衝突銃を製作し、石英砂、氷、岩石、金属など惑星構成物質を標的として様々な条件下で実験を行った(第3章)。石英砂をもちいたクレーター形成実験の結果を解析することによって、衝突現象を記述する上で最も重要な"衝突の実効エネルギー"というパラメータを得た。これは衝突によって発生する衝撃波の圧力に弾丸の体積をかけたものでエネルギーの次元をもっている。衝突の実効エネルギーは、低速度の衝突では弾丸の運動量に比例し、高速度の衝突では弾丸の運動上に比例する。衝突の実効エネルギーをもちいることによって、クレーターの形成や衝突現象の一般的なスケーリング則を導くことに成功した。これらのスケーリング則をもちいて微惑星の衝突による地球の成長過程や初期史を解明する研究をおこなった。

第4章では、微惑星のケブラー運動と相互の衝突による微惑星のサイズ分布、速度分布 の進化の研究の現状をまとめ、第3章のスケーリング則を用いて微惑星の成長のシミュレ ーションを行った、解くべき方程式は次のようである

 $\frac{dn(m,t)}{dt} = \begin{cases} (\frac{1}{2} \text{ the number of particles of mass } m' \text{ and } m - m' \\ \text{involved in collisions}) \cdot \text{(probability of aggregation)} \end{cases}$ $+ \begin{cases} \text{number of fragments of mass } m \text{ resulting from collisions of larger bodies} \end{cases}$ $- \begin{cases} \text{number of particles of mass } m \text{ involved in collisions with particles} \end{cases}$

of any other size

微惑星の衝突速度は、衝突によるランダム運動のエネルギーの散逸と重力散乱による増加に依存しており、速度分布とサイズ分布を同時に解く必要がある。Greenberg et al. (1978) や我々のシミュレーションによると、約 10^4 年で最大の微惑星の直径が500km にまで成長する。これらのシミュレーションは最大の微惑星の直径が500km 程度までしか扱うことができない。現時点では、直径10kmの微惑星から現在の惑星のサイズに至るまでの微惑星の成長を一貫して扱うことは困難である。Safronov(1972)の研究によって、惑星の成長のタイムスケールはおよそ 10^6 年~ 10^8 年と推定されているが、その後の研究は、地球や惑星の成長のタイムスケールにさらにきつい制約を与えるまでには至っていない。

第5章では、成長しつつある惑星の内部構造や温度分布の理論的推定を行った。これは 微惑星の落下によって成長途上の惑星母天体の内部の温度分布を熱伝導方程式を解くこと によって見積もろうというものである。従来の熱史のシミュレーションに、惑星半径の成長や微惑星の落下による表層の加熱、内部が融解すると核、マントルの分化が考慮している。時間とともに惑星のサイズが大きくなるのでこの問題はステファン問題の一つとみなすことができる。また微惑星が惑星母天体と衝突すると微惑星中の揮発性元素が原始大気として脱ガスすることも考慮した。成長途上の惑星表面に原始大気が存在することは、それが断熱効果を示すので、形成期の地球の内部温度を決定する上で重要である。このシミュレーションの結果、惑星の初期の温度分布や内部構造は微惑星の衝突によって発生する原始大気の形成とそれから海洋がどのようであったかに依存していることが示された。このように、原始太陽系星雲から出発して、その後の進化をおいかける研究は、進化の筋道を一義的に決定できないという問題が残る。

第6章では初期の核、マントル分化後のマントルの化学進化をPb、Nd、Srの同位体や微置。元素の存在度のデータをもとに、モデルシミュレーションを行い、マントル一地殻の物質移動サイクルについて考察した。また第7章では、始生代に安定化した大陸地殻の地質学的、地球化学的データを要約し、それをもとに大陸地殻の形成過程を第6章とは異なる視点から考察を加えた。 第8章では、微惑星の衝突で発生した原始大気のその後の進化を気候学的に追跡し、地球の歴史の初期に地表に存在した大気・水圏の環境を考察した。第6~8章の研究は第2~5章の研究と相補的関係にあり、前者の研究のモデルの制約条件としても重要な役割を果たしている。

太陽をはじめ、そのまわりをまわる惑星、衛星系の誕生は今から約45億年前、銀河系内を漂っていた星間雲がなんらかの擾乱によって重力崩壊した時点までさかのぼる。星間雲の重力崩壊にひき続いておこった、様々な物理・化学過程を経て、現在のような太陽系に至ったわけであるが、その道筋がどのようであったかを直接知る手掛りはない。近年、米・ソによる活発な惑星探査によって現在の太陽系の姿に関する知識は飛躍的に増加し、星間雲の初期条件を仮定して、物理・化学法則をたよりにその進化を追いかけ、現在の太陽系に至るかどうかを検討する研究が広く行われるようになった。

これまでに提案されている星間雲から出発して惑星の形成に至るシナリオは大きく2つにわけられる。1つは Cameron and Pine (1973) やCameron (1978) によって提案されたもので、これらのシナリオでは、太陽本体を形成するのに必要な1 Mo に加えて、惑星系を形成するために原始太陽のまわりに約1 Mo の星雲の存在を仮定している。このような質量の大きな星雲のもつ自己重力は大きく、星雲は重力崩壊して木星サイズの巨大ガス状原始惑星に分裂する。その後原始惑星に働く潮汐力によって巨大惑星を覆っていたガスは吹き飛ばされ、中心の固体核だけが残って地球型惑星になるという。このシナリオの定量的検討は未だなされておらず、木星のようなガス状天体から地球型惑星が本当にできるのか、また誕生してまもないの太陽を取り巻いていた1 Mo もの原始太陽系星雲がどのようにして散逸したかなど困難な問題に直面している。

もう1つのシナリオは原始太陽をとりまいた原始太陽系星雲の質量を10⁻¹ M_o 程度と仮定してその後の進化を展開している. この仮定は現在の惑星の質量をもとに現在散逸してしまっている水素,ヘリウムの量を考慮して導いたものであり.上述のような困難はない.これは現在最も多くの人々によって受け入れられ,活発に研究されている.10⁻² M_o 程度の原始太陽系星雲のその後の進化を系統的に論じたシナリオは大きく2つのグループにわけられる.ひとつは京都大学のグループによって展開されたもので京都モデルとよばれている(中沢,1978;中沢・中川,1984).他の一つはソ連のSafronovのグループによって展開されたものである(Safronov,1972).

京都モデルによると、10⁻²M。の原始太陽系星雲のたどった道筋はつぎのようである. 原始太陽系星雲は重力的に安定で太陽の廻りをディスク状にとりまいている. 星雲の温度が下がるにつれて、ガスから固体微粒子が凝固する. この固体微粒子は、ガスとは異なり

段	階	主要なできごと	時間間隔	支配する基礎過程	現太陽系との 関連
11 -	显問雲の 低力収縮	最後の核合成──── 星間雲の収縮開始── 太陽および原始太陽系	? 10 ⁵ 年	動流体力学,赤外輻射,衝螺波	
	始太陽系 雲の力学 衡	里雲の形成 固体の析出 ——— 固体層の分裂および	10 ³ 年 10 ⁵ 年	輻射輸送, プラズマ(?) 核化, 付着成長, 沈澱, ガス抵抗ー 重力不安定	→ 隕石, 微粒子
(3) _成	始惑星の	微惑星の形成 原始惑星の形成	105年	ガス抵抗、重力散乱、 直接衝突合体成長 ガス抵抗、粒子拡散、 重力的捕獲成長	→地球型惑星
nx.	長 雲の散逸	地球型惑星の形成 木星型惑星の形成 ガスの散逸	107年	重力不安定 ・乱流(?), 太陽風(?), ブラズマ(?)	→木星型惑星, 衛星
(6) 天	体力学的	地球大気の形成	?	直接高速衝突。 天体力学的永年摂動(?) ———	小惑星, 彗星 隕石 一尽数関係

表2-1-1. 京都グループのシナリオによる太陽系の歴史. 惑星の形成後に原始太陽系星雲 のガス相が散逸したとしている.

圧力が働かないため、次第に星雲の赤道面に向かって沈澱していく、赤道面のダストの層 の密度は、星雲が冷却しダストの沈澱が進行するにつれて増大し、ある臨界密度を越えた 時点でダスト層は重力不安定性をおこし、直径10 km 程度の微惑星ができる. この微惑星 がケプラー運動するあいだに相互に衝突を繰り返し、あるものが現在の惑星のサイズにま で成長して現在に至るというものである。このシナリオによると、原始太陽系星雲の進化 の歴史は表2-1-1 のようになると見積られている。地球の場合には太陽系の形成が始まっ てから約10 年、木星では約10 年で現在のサイズまで成長するという。京都グループの シナリオでは微惑星が衝突合体・破壊を繰り返しながら成長する間中、微惑星をとりまい て原始太陽系星雲のガスが存在していたと仮定している。このような状況では、微惑星の ケプラー運動の際に、星雲ガスの抵抗力の影響が大きく作用し、微惑星の相互の衝突速度 を小さくするとともに、微惑星の持っていた軌道運動エネルギーが散逸し、微惑星は動径 方向に移動を起こす. 微惑星のガス中での運動が惑星形成において本質的に重要であった という立場をとるのが京都モデルの特徴となっている。一方、微惑星の衝突過程に対して は、ガスの抵抗作用によって衝突速度は低く抑えられ、衝突した微惑星どうしは確率1で 合体すると仮定している。従って表2-1-1 の惑星形成のタイムスケールはミニマムの見積 りとなっている.

Safronovのグループのシナリオでもやはり、ダスト層の重力不安定によって直径10~km程度の微惑星ができ、それらが衝突を繰り返して最終的に現在のような惑星系になるというものであるが、このシナリオでは、微惑星が誕生以後原始太陽系星雲のガス相の存在については言及がない。微惑星の相対速度はそれぞれの重力散乱で次第におおきくなり、衝突速度によっては破壊も合体も起こりうる。Safronovのシナリオでも地球の成長のタイムスケールは約 10^{6} 年 \sim 10 8 年と見積もられている。

ここで問題となるのは原始太陽系星雲のガス相の散逸が惑星の形成のどの時期におこったかである。原始太陽系星雲のガスは現在の太陽系には残っていないので、太陽の形成の歴史のある時期に散逸したに違いない。その時期として、生まれたばかりの太陽がTタウリ段階に達したときが有力視されている。Tタウリ段階の太陽は、表面活動が活発で強い太陽風や紫外線を放出している。この時期に星雲のガス相を散逸が起こってしまうと考えられる。星の進化の理論によると太陽がTタウリ段階に達するのは形成が始まってから約 $10^6\sim10^7$ 年といわれている。太陽がTタウリ段階に達するまでに微惑星の成長がどの程度進行したかによって京都グループのシナリオとサフロノフのグループのシナリオの中間

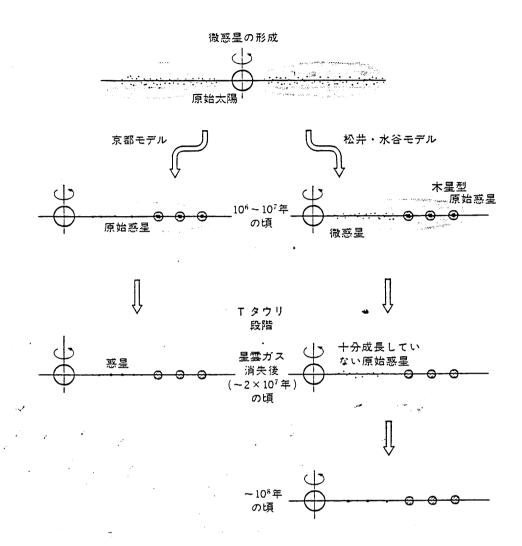


図2-1-1. 京都グループのシナリオと松井・水谷のシナリオの違い. 松井・水谷は惑星の成長途上で原始太陽系星雲のガス相が散逸してしまい, ガスの無い雰囲気で微惑星の衝突がおこると考えている.

のシナリオが無数に存在しうる.

松井・水谷(1979)は京都モデルの理論展開を多岐に渡って批判し、微惑星形成以後の惑星の成長過程について、京都グループのモデルとは異なる仮定にたって論じている。京都グループによると、微惑星どうしが衝突するといかなる場合にも両者は合体し成長がおこると仮定している。しかし実際には固体と固体が衝突すると、非弾性跳ね返り、クレーター形成、衝突破砕など、衝突条件によって様々な現象がおこる。衝突によって合体成長がおこるのはある限られた条件のときだけで、それ以外の場合は破壊がおこってそれぞれの破片のサイズはもとの天体より小さくなってしまう。このことは惑星の成長のタイムスケールが京都グループの見積りより長くかかることを意味し、微惑星が成長して惑星になる前に原始太陽系星雲のガス相の散逸が起こってしまう場合も十分ありうる。松井・水谷(1979)は微惑星が成長途上のある時期に星雲のガス相の散逸がおこり、その後の衝突成長はガスのない状況で起こったとした。 図2-1-1 は京都モデルと松井・水谷モデルの違いを模式的に示したものである。星雲ガスの散逸以後はガス抵抗による減速作用がなくなり、微惑星相互の相対速度は大きくなってますます衝突破壊のおきる確率が高くなる。このようなことから、京都グループの見積りにくらべ、惑星形成のタイムスケールは長くなり、10 4 ~10 4 年程度になると推定されている。

京都モデルと松井・水谷モデルの当否を検討するためには、原始太陽がTタウリ段階に達するタイムスケールと惑星形成のタイムスケールを精度よく見積もることである。とくに両モデルの本質的な相違である微惑星の衝突現象がどのようであったかを解明することが不可欠である。またこれらのモデルから帰結される誕生直後の惑星の状態が我々のもっている惑星についての知識とどの程度調和的であるかを検討することも有効である。以下の章でこれらの問題をより立ち入って議論することにしよう。

参考文献

- Cameron, A. G. W. (1978) Phsics of the primitive solar nebula and of giant gaseous protoplanets. In Protostars and Planets, edited by T. Gehrels, pp.453-487, University of Arizona Press, Tucson.
- Cameron, A. G. W., and M. R. Pine (1973) Numerical models of the primitive solar nebula, Icarus, 18, 377.

- 松井孝典・水谷仁(1979) 惑星形成論の現状,科学,49,81-90.
- 中沢清(1978) 太陽系の起源と進化. 岩波講座地球科学, 13, 小沼直樹・水谷仁編, pp.21-87, 岩波書店,東京.
- 中沢清・中川義次(1984) 惑星形成のシナリオ. 現代の太陽系科学, 上. 太陽系の起源と 進化, 長谷川博一・大林辰蔵編, PP.48-81, 東京大学出版会, 東京.
- Safronov, V. S. (1972) Evolution of Protoplanetary Cloud and Formation of Earth and Planets, NASA TTF-677.

第3章 微惑星の衝突現象の実験的研究

衝突しあった微惑星が合体するのか、破砕されるのかを予言することが惑星形成論の研 究をさらに発展させる上で最も重要な情報であることを述べた。しかし固体―固体の衝突 現象の研究は、このことが広く認識される以前から活発に行われていた。歴史的に見ると 宇宙空間を漂っているいん石様物体が宇宙船に衝突した場合に被害を最小限にする目的や 軍事目的のために、合衆国では1960年代から工学的目的の研究が進んでいた。自然界に目 を転じると,衝突でできた傷痕であるクレーターが惑星表面を覆っている.月の表面を覆 う大小様々なクレーターの存在は古くから知られており,これらがどうして形成されたの か、16世紀以来火山説といん石衝突説の両派にわかれて論争となっていた。アポロ計画で 地球に持ち帰られた月の研究からいん石の衝突でできたことが疑いなくなった。その後ひ き続いた米,ソの惑星探査によってクレーターは月面だけでなく,水星,火星や木星,土 星の衛星の表面にも普遍的にみられることがわかった、大気や海洋を持たない惑星では、 いん石や天体の衝突によるクレーター形成過程は惑星表面でおこる主要な地質現象である という認識が広くいきわたり,クレーター形成過程の研究や惑星表面のクレーターのサイ ズ分布や形態に関する統計的研究が活発におこなわれている。またある地域の地層ができ た年代が古ければ古い程クレーターの数は多くなることを用いて地層の年代関係を調べる 方法も確立されている.月の歴史をとおして次第にいん石落下頻度は小さくなる傾向があ るが、現在でもいん石の落下による巨大クレーターの形成の可能性は零ではない。

一方、衝突による天体の破壊に関する状況証拠はいん石に刻まれている。いん石の中で分化したいん石であるエコンドライト、石鉄いん石、鉄いん石の岩石学的、金属組織学的研究によると、これらのいん石の母天体のサイズは直径約数百kmと見積もられている。これらのいん石母天体は形成から現在に至るまでの間にカタストロフィックな衝突破壊を受けたと考えられる。いん石中の衝突破壊がいつ起こったかを宇宙線照射年代を測定することによって推定することができる。いん石が母天体内部にあった時点では宇宙線はそこまで到達しないが、母天体が一旦衝突破壊をうけて表層にさらされると宇宙線による照射を受けるようになる。従って、いん石の宇宙線照射年代を測るといん石が最後にうけたカタストロフィックな衝突破壊の年代を知ることができる。様々ないん石の宇宙線照射年代の測定データによると多くのいん石は最近の1億年以内にこういった衝突破壊を受けたことがわかる(図3-0-1)。またいん石の起源はもとをたどると小惑星帯からやってきたとい

われている。小惑星帯にはエオス、コロニス、テミスなど、軌道要素の系統性からそれぞれの族に分類されるものがあることが指摘されている。これらの族はかつて一つの天体であったものが衝突破壊をうけ、族を構成するそれぞれの小惑星はそのとき生じた破片であると提案されている。 このように、固体一固体の衝突は太陽系の誕生から現在までのあいだに、様々なサイズの天体が様々な衝突速度で衝突しあって今日のような太陽系の姿を形作ったというように考えられている。

最近、中生代と第三紀の境界に直径10kmの天体が地球に衝突し、巨大クレーターを形成するとともに大量のエアロゾルを大気中にまきあげ、地表の環境に激変をもたらし、それがもとで恐竜など多くの生物の絶滅をまねいたという説が多くの地球科学者の間に受け入れられるようになった。このことは地球という天体が一つの閉じた系として45億年にわたって徐々に進化して今日に至ったのではなく、我々の住んでいる地球も太陽のまわりをまわる1惑星に過ぎないという認識を多くの人々にいきわたらせた。

これらの例から分かるように固体一固体の衝突現象が太陽系の進化に及ぼした影響には 測り知れないものがある。しかし衝突によるクレーターの形成や破壊は一瞬の出来事であ り、現在の太陽系では滅多に観察されない程稀であるため、学問的にはその重要性の認識 が遅れたのであろう。しかし、洋の東西を問わず、古代の神話や伝説のなかに小天体の衝 突事件を暗示する記録が見いだせるのは興味深い(Clube and Napier、1982)。

惑星表面に見られるような大規模なクレーターの形成過程がどのようであるかを直接調べる方法はない. これまで室内実験,火薬やミサイルをもちいた野外実験,数値シミュレーション,天然のクレーターの野外調査など様々なアプローチが試みられている(例えばRoddy et al., 1977). 我々は理論,実験,数値シミュレーションの3つのアプローチで衝突によるクレーター形成過程の研究を続けている.

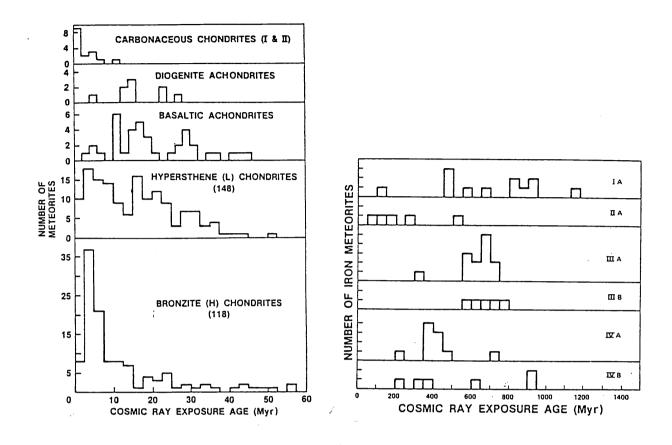


図3-0-1. いろいろないん石の宇宙線照射年代. Bogard (1979) による.

3-1. 高速度衝突銃の製作

1960年代から惑星学の立場から固体の弾丸を砂や岩石に衝突させ、クレーター形成過程 や岩石の破砕実験を活発に行って来たのはNASAのAmes研究所のグループである。Ames研究 所では現在の惑星表面でおこっている衝突現象を実験室内で再現するために衝突速度数km /sec の領域で一連の実験を行ってきた. 日本では京都大学の藤原等によってやはり数km /sec の領域で衝突による岩石の破砕実験が行われている(Fujiwara et al., 1977). しかし我々の主要関心事である原始太陽系星雲内でおこったとされる数10m /secから1 km/sec の衝突現象を解明するための実験はほとんどなかった(Hartmann, 1978). 我々 はこの速度領域に弾丸を加速する一段式の火薬銃を製作した(Mizutani et al., 1981) 図3-1-1 にその概念図を示す. 砂のクレーターの形成実験を行えるように銃身は鉛直 下向きにセットしてあり,標的は下部の真空容器の中にいれる.直径15mmの - 銃身の最上 部は図3-1-2 のようになっている。ここにはまず弾丸、サボ(sabot), ダイアフラムを 入れ、次に薬きょうを入れふたをする. サボの直径は15mmとし、弾丸のサイズは10mm未満 にする (サボを使用しない場合は15mmにする). 弾丸の速度は火薬量, ダイアフラムの材 質および厚さによって変えることができる。図3-1-3 に弾丸の質量を横軸にとり、火薬量 ,用いるダイアフラムによって弾丸の速度がどのようになるかを示した.弾丸を速度100m /sec から200m/sec まで加速するには火薬は使用せず雷管のみをもちいる. このとき用 いるダイアフラムは厚さ0.06mmの銅板にする. 弾丸を速度200m/sec から700m/sec まで 加速するには1ないし3g の火薬と厚さ1mm または 1.5mm のジュラルミンを用いている ・それ以上の速度を得るにはステンレス板(SUS 304)を使用する.この図から分かるよ うに火薬量とダイアフラムの材質で弾丸の速度を制御できる、いったん電気的に雷管を爆 発させると薬きょう内の火薬が燃焼し、高圧力が発生する、圧力がダイアフラムの強度を 越えるとダイアフラムが破裂し,燃焼ガスは弾丸とサボを加速していく.図3-1-1で銃身 と真空容器の間にあるのがサボ・ストッパー (sabot stopper) と名づけられた装置で, 中に内径15mm,厚さ1mm のステンレスパイプ(SUS 304)がセットされる. 火薬の燃焼 ガスによって加速された弾丸とサボは銃身をでるとサボ・ストッパーにはいる。ここで弾 丸とサボが切り離され、弾丸はそのまま真空容器にはいるが、サボはステンレスのパイプ を変形してとまる.サボがパイプにつまると弾丸を加速してきたガスはサボの後方で食い

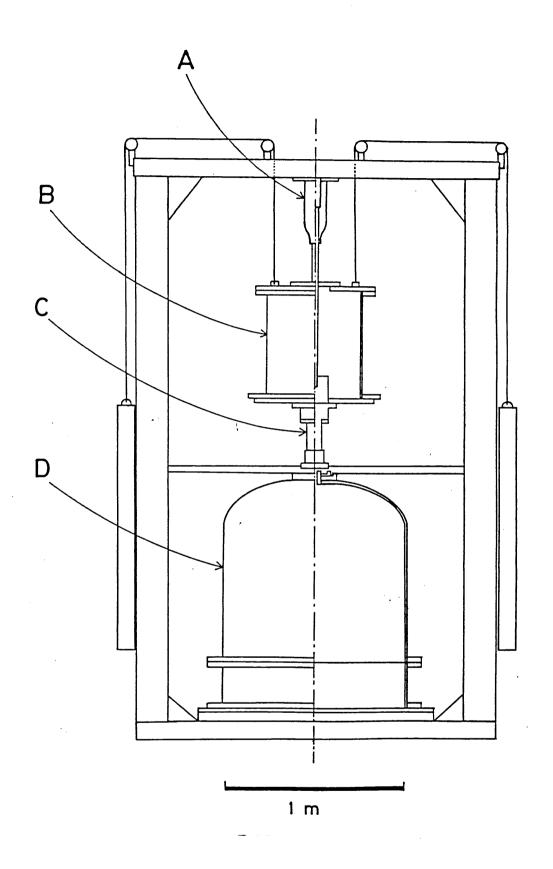


図3-1-1. 名古屋大学理学部の一段式の火薬銃の概要. A の部分に弾丸, サボ, ダイアフフラム, 薬きょうを入れる. B はガス・スプリッターで, 弾丸を加速したガスはこの部分に入る. Cはサボ・ストッパー, D は標的を入れる真空容器である

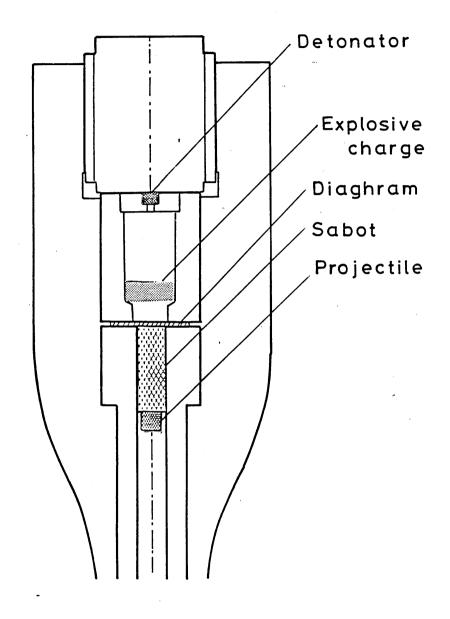


図3-1-2. 図3-1-2 の **A** の内部. 弾丸, サボ, ダイアフラム, 薬きょうの順にセットする.

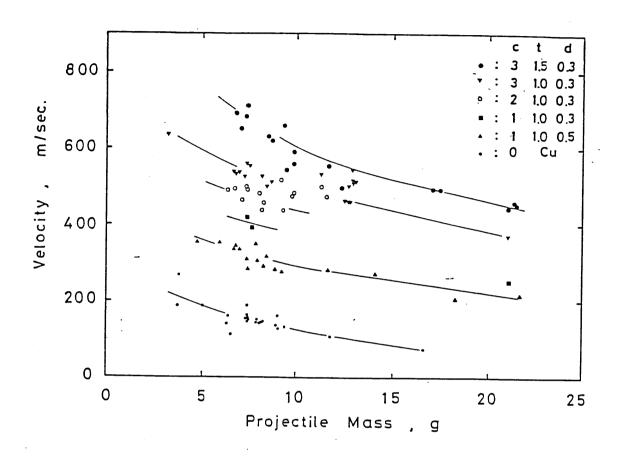


図3-1-3. 弾丸の速度と質量の関係. 火薬量 (c, g), ダイアフラムの厚さ (t, mm) ダイアフラムにつける十字のノッチの深さ (d, mm) を変えることによって 速度を制御する.

止められて、弾丸と標的は高真空のもとで衝突されることができる。弾丸の衝突速度は真空容器の部分でさし渡した2本のレーザー光線を弾丸が過る時間から求めている。今回行った実験では真空度は約1 torrとした。

3-2. 石英砂を用いたクレーター形成実験

半無限媒質に固体粒子(弾丸)が高速度で衝突すると、衝突した点を中心に半球状をした孔があく。これをクレーターと呼んでいる。同じ物質を同じ速度で衝突させても、形成されるクレーターは標的物質の強度(Y)や惑星表面の重力加速度(g)によって大きさが変わる。一般的にクレーターの形成には標的物質の強度と重力の両方が作用するため現象の理論的解釈が困難である。水や石英砂のような物質では引張強度がないため、クレーター形成過程を支配している重要なパラメータは重力だけであると考えられる。石英砂をもちいたクレーター形成実験を行うことによって、クレーター形成過程における重力の影響を定量的に検討する研究が行われている(Oberbeck、1977; Gault and Wedekind、1977; Schmidt、1980)。また石英砂にできるクレーターの形態は多様であり、月面のクレーターとよく似たものができることから複雑な形態をしたクレーターの成因に関する研究も活発に行われている(Quaide and Oberbeck、1968; Stöffler et al., 1975; Pieku towski, 1977)。

我々は図3-2-1 に示すような粒子のサイズ分布を持つ石英砂を用いてクレーター形成実験を行った(Mizutani et al., 1983). 石英砂のような粉体の機械的性質は圧密の仕方によって大きく変わる. 我々はそれぞれの実験で標的の性質をできる限り一定にする目的で、"砂の硬さゲージ"を用いて砂の圧密の程度を定量的に測った. これは一定速度で針を砂に突き刺し、針の受ける抵抗力を針の潜り込みの関数として求めるものである. 今回の実験では砂の粒子をよくかき混ぜた "loose sand"と砂の入った容器をたたいたり振動されてよく圧密された"compacted sand"を用いた. 図3-2-2 は砂の硬さゲージで測定した砂の硬さの深さ方向の変化の様子である. "loose sand"では針が深くまでつきささっても針の受ける抵抗力はそれほど大きくならないが、"compacted sand"の場合には深さとともに砂の硬さが急激に増加していることがわかる.

弾丸には直径5, 10, 15mm のジュラルミン (2017) を用い, 形成されたクレーターの形態, サイズ (直径, 深さ) を観察した.

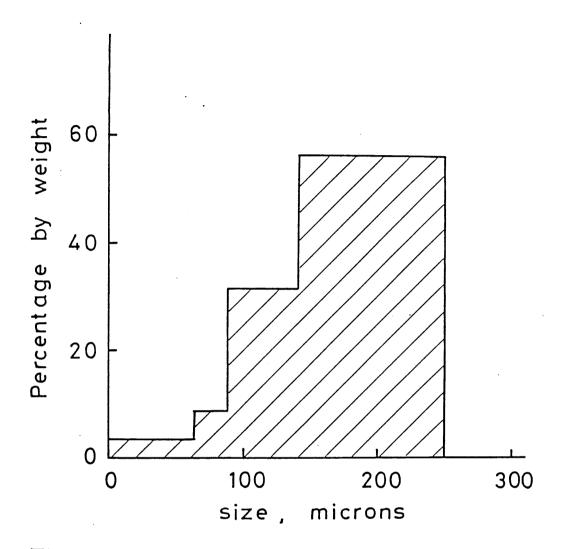
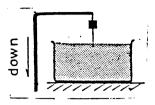


図3-2-1. 実験にもちいた石英砂の粒子のサイズ分布.



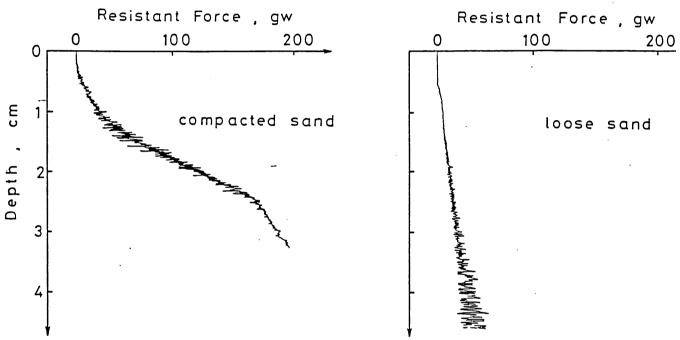


図3-2-1. 石英砂は圧密の程度によって物性が変わるので、砂の状態をモニターするために図に示したようなゲージを砂に差し込んで、針の受ける抵抗力を測定した。よくたたいたり、震動させた石英砂では、左のように、針の受ける抵抗力は深さとともに急激に増加するが、かき混ぜたままの砂では、右のように針の受ける抵抗力は小さい。

(1) 石英砂にできるクレーターの形態

写真1,2 は、色をつけた石英砂にエポキシ樹脂を僅かに加えたもので、成層構造をした標的に弾丸を衝突させて、できたクレーターを形成させたのち、エポキシ樹脂で硬化させることによってクレーターの断面を調べたものである。クレーターから放出されて表面に飛ばされる物質が弾丸の衝突前にどの部分を構成していたかを知ることができ、またクレーターの底の部分の変形も観察することができる。クレーターのへりの部分には逆転した地層が形成されているのが観察できる。このような形態はつぎのようにしてできると考えられている。標的に弾丸が衝突すると標的物質が、急激に広がっていくクレーターのへりから飛び出していき、クレーターからはるか遠い所まで飛んでいく。図3-2-3 はこの模様を模式的に示したものである。クレーターの中心に近い所から飛び出していくエジェクタほど射出速度が大きいため、最終的にクレーターから飛び出していくエジェクタはクレーターのへりに近い部分で、本来の層序と上下が逆転した構造を形成する。単純な構造をした標的ではこの図のようなおわん型をしたクレーターができると考えられる。

実際に惑星表面で観察されるクレーターの形態にはおわん型をしたもの以外にも、複雑なものが知られている。このような形態は惑星重力場の影響、地殻の構造、構成物質の違いなどいろいろな要因によると考えられている。このような形態が生じる原因を実験室での衝突実験で調べることはできないだろうか。石英砂にできるクレーターの形態が月面のクレーターと類似していることを最初に示したのは Quaide and Oberbeck (1968) である。彼等は岩石の上に砂の層をもうけた成層構造をした標的を作り、2km /sec で弾丸を衝突させ、クレーターの形態を観察した。クレーターの直径 (DA) と砂の層の厚さ (t) の比、DA/t をパラメーターにとって得られたデータを整理すると図3-2-4 のようになる。DA/t が大きくなるにしたがって、おわん型クレーター、中心丘クレーター、平底型クレーター、二重リングクレーターへと形態が変化するという。 Piekutowski (1977) は圧密度の異なる砂や湿気のある砂を用いて成層構造をした標的をつくり、火薬を爆発させてクレーターをつくり、同様な形態の変化がみられたことを報告している。

今回我々の行った実験でも多様な形態をしたクレーターが観察された. "loose sand" を用いた場合には円錐形をしたクレーターが形成された(写真3). 弾丸はクレーターの

底にもぐりこんでおり、クレーターの斜面は砂の安息角になっている。これはクレーター の成長が止まった直後のクレーターの斜面は砂の安息角より急になっており、上部の物質 が地滑りをおこしたものと考えられる。

"compacted sand"を標的とした場合には衝突速度と弾丸のサイズによって,様々な形 態をしたクレーターの形成が観察された. 直径5mm の弾丸を衝突速度183m/sec, 390m/ sec, 830m /sec で衝突させたときにできたクレーターを写真4 ~6 に示す. これらのク レーターにはクレーターのへりと同心円状に段丘ができている。もとの標的表面から測っ た段丘面の深さは砂の硬さゲージで測ったときにみられた砂の硬さが急激に増加する深さ に対応している. 直径15mmの弾丸を160m/sec から670m/sec で衝突させたときに形成さ れたクレーターを写真7~11に示す。衝突速度が大きくなるに従ってクレーターの形態の 変化が観察された. 衝突速度160m/sec で弾丸を衝突させた場合には写真7 のような中央 丘をもつクレーターが形成された。クレーターの中心にみられる円錐形をした砂の塊は円 筒形の弾丸の貫入によって押し固められてできたものである. 衝突速度が300 m /sec か ら400m/sec の領域では写真8 , 9 のように二重リング構造を呈するクレーターが形成さ れた、クレーターの中心には弾丸の貫入によってでけた砂の塊が木の切株状になっている のがわかる. 衝突速度が559m/sec の場合には中央の木の切株状の砂の塊は破壊され、小 さな破片としてクレーターの表面に散在している(写真10). 二重リング構造を呈するが 内側のリングの起伏はそれほど顕著ではない. さらに速度を大きくして670m/sec で衝突 させた場合には写真11のように中心部に巨大な窪みをもつ二重リングクレーターが形成さ れた. 直径10mmの弾丸を用いた場合にも、速度(クレーターのサイズ)の増加にともなっ て同様クレーターの形態の変化が観察された、このようなクレーターのサイズの増加に伴 う形態の変化は月面のクレーターの統計的研究によっても明らかにされている。

Quaide and Oberbeck (1968) は彼等の実験結果をもとに月面のクレーターの多様性が月の地殻に機械的性質が急激に変化する不連続面があって成層構造をしているために生じたのだと提案している。今回我々の用いた石英砂はそのような成層構造はしておらず、砂の強度が徐々に増加していた。このことは月面のクレーターの形成に必ずしも月の地殻にQuaide and Oberbeck (1968) の主張するような成層構造がなくても月面の多様な形態をしたクレーターが形成されることを示唆していると考えられる。

図3-3-5 にクレーターの直径と深さの関係を示した。"loose sand"の場合には深さと直径の比はほぼ0.25であった。この値は砂の安息角できまっているとおもわれる。一方、

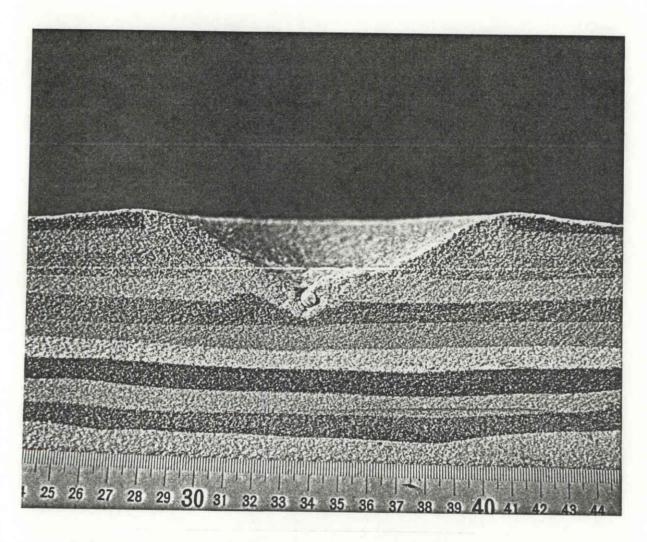


写真 1. m=1.6g, v=280m $\sqrt{\sec}$, D=15cm. 石英砂に2 %ェポキシ 樹脂の粉末を混ぜ,クレーターを形成させた後,高温にし,固めたもの。断面図。

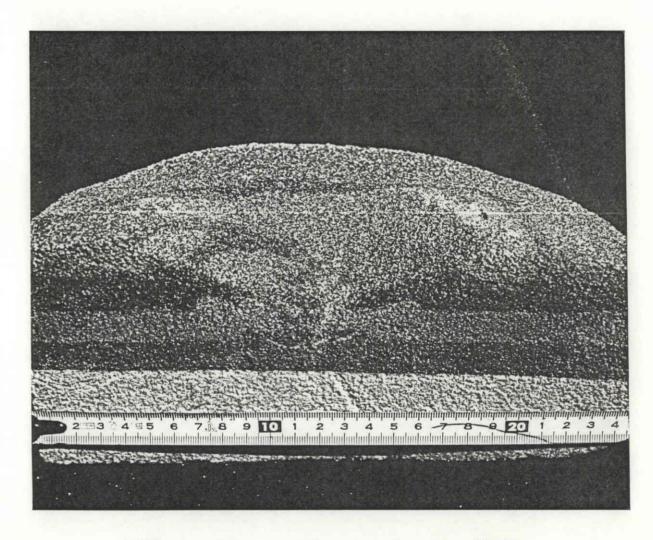


写真2. m = 7.4g, v = 180 m / sec, D = 14cm. 断面図.

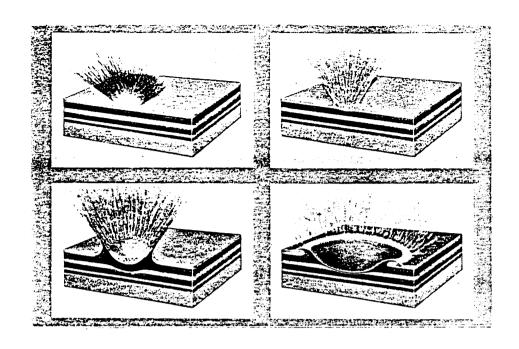


図3-2-3. クレーターの形成の模式図.

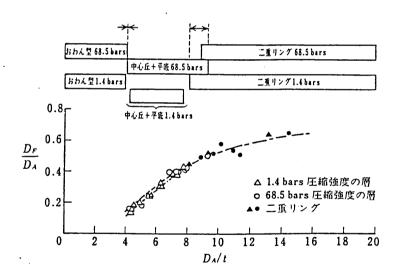


図3-2-4. クレーターの直径 (D), クレーターの底面の直径 (D) と表層の厚さ (t) の関係と観察されたクレーターの形態. Quide and Oberbeck (1968) による. クレーターが大きくなるに従って、おわん型、中心丘型、平底型、二重リング型が観察された.

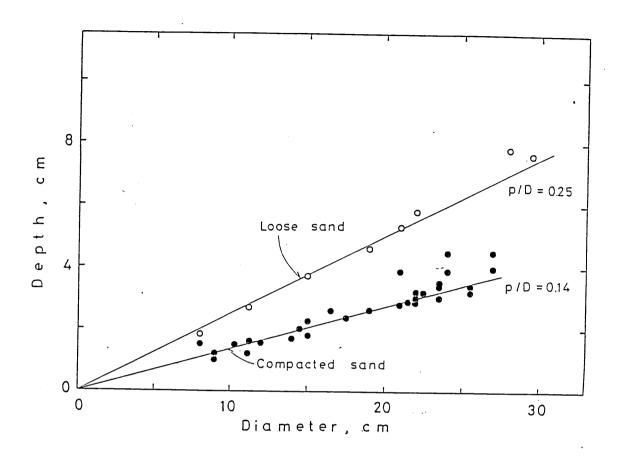


図3-2-5. クレーターの直径と深さの関係.かき混ぜたままの標的に形成されたクレーターでは、深さ/直径比は0.25であった.一方、砂を十分圧密した標的では、深さ/直径比は0.14であった.

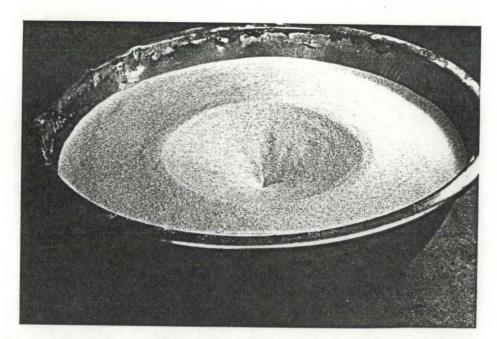


写真3. loose sand に形成されたクレーター. $m=2.2g,\ v=519m/sec,$ D=21cm.



写真4. compacted sand に形成されたクレーター. m=0.273g, v=186 m /sec, D=9.0cm.

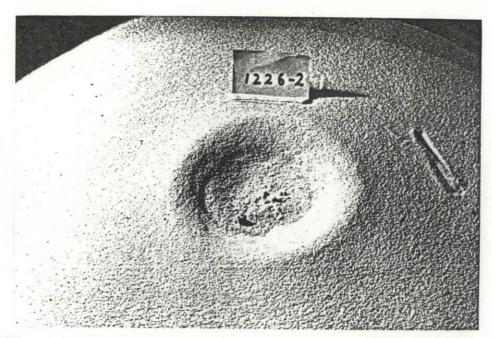


写真5. compacted sand に形成されたクレーター. m=0.273g, v=390 m /sec, D=11.3cm.



写真6. compacted sand に形成されたクレーター. m=0.273g, v=830 m /sec, D=14.8cm.

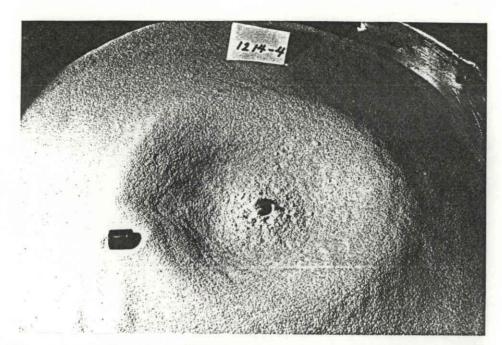


写真7. compacted sand に形成されたクレーター. $m=7.42g,\ v=160$ m /sec, D = 21cm.

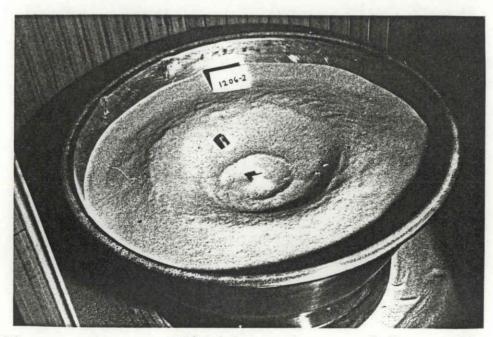


写真8. compacted sand に形成されたクレーター. $m=7.42g,\ v=282$ m /sec, D=24cm.

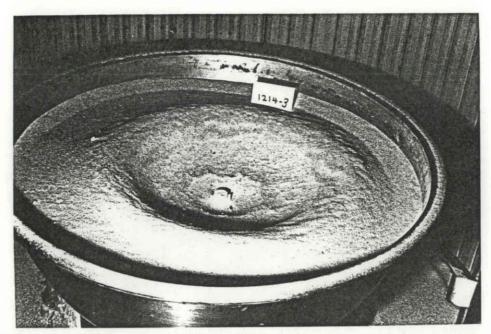


写真9. compacted sand に形成されたクレーター. $m=7.42 \mathrm{g},\ v=417$ m /sec, D = 27cm.

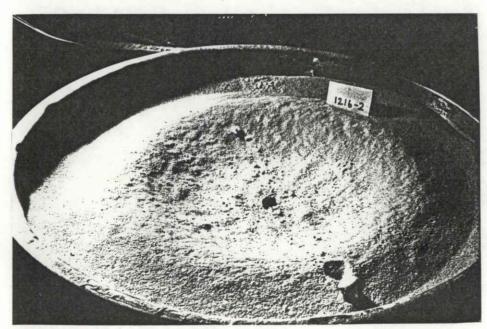


写真10. compacted sand に形成されたクレーター. m = $7.40 \, \mathrm{g}$, v = $559 \, \mathrm{m}$ /sec, D = $28 \, \mathrm{cm}$.

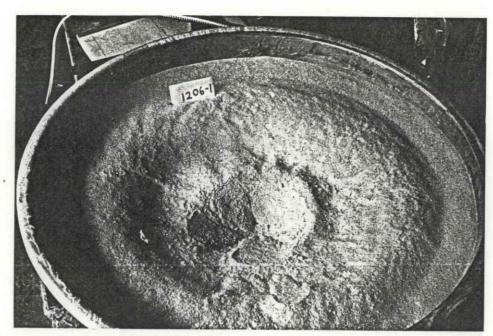


写真11. compacted sand に形成されたクレーター. $m=7.41g,\ v=670$ m /sec, D = 31cm.

"compacted sand"の場合には深さと直径の比は0.14であった。クレーターのサイズが変化しても深さと直径の比がほぼ一定に保たれていることは注目すべきことである。

(2) 衝突エネルギーとクレーターの大きさの関係

固体一固体の衝突現象の解明は実験室内の数cmのスケールのものから惑星表面でおこった数百kmのスケールのものまで、衝突速度も数m /sec から数十km/sec まで、広汎にわたる現象を統一的に扱わなくてはならない。我々の関心はいん石や惑星の衝突による破壊やクレーターの形成過程を理解することである。しかし、このようなスケールの大きな衝突現象を実験的に調べることは不可能である。そこで実験室内で実験可能な小さいスケールで衝突実験を行い、スケーリング則を導くことによって得られた結果を惑星スケールまで外挿することが必要となる。

従来、衝突によってできるクレーターの大きさは、弾丸のもっていた運動エネルギーによって決まるとされ、弾丸の運動エネルギーとクレーターの大きさの関係が調べられていた。 Oberbeck (1977) は石英砂を標的に用いて、弾丸の大きさと衝突速度を変化させて弾丸の運動エネルギーとクレーターから放出されるエジェクタの量の関係を調べている(図3-2-6). Oberbeck (1977) によると、弾丸の持っていた運動エネルギーが等しくても、衝突速度または弾丸の質量が異なるとクレーターの大きさがことなり、大きな弾丸を衝突させた方が大きなクレーターが形成されることを示した。得られたデータを弾丸の運動エネルギーの関数として表すと次のような式で表される

$$M_{Q} = k (v) E^{on(v)}$$
 (3-2-1)

ここで、Me はクレーターから放出されたエジェクタの総量、Eは弾丸の運動エネルギー K(v).m(v)は定数であるが、衝突速度によって値が変化している。彼の実験結果は石英砂にできるクレーターの大きさは弾丸の運動エネルギーだけでなく運動量にも依存することを示唆している。

Gault and Wedekind (1977) も石英砂を標的に用いてクレーターのスケーリング則を調べている. 彼等は弾丸の大きさを一定にし、衝突速度を変えてクレーターの直径 (D) と 弾丸の運動エネルギー (E) の関係を求めた (図3-2-7). 得られた関係は衝突速度1.5k/sec 付近を境にことなり、低速度の衝突で形成されたクレーターでは

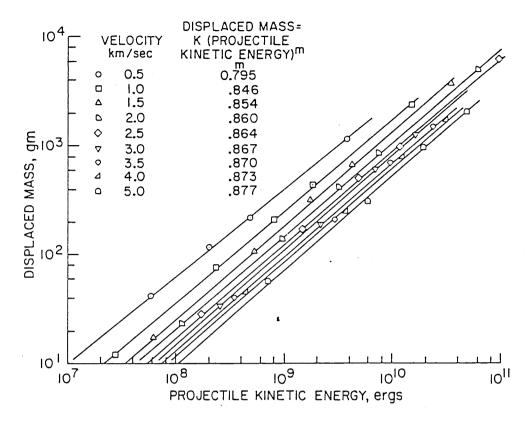


図3-2-6. クレーターから放出されたエジェクタの総量と弾丸の運動エネルギーの関係。 Oberbeck (1977) による。

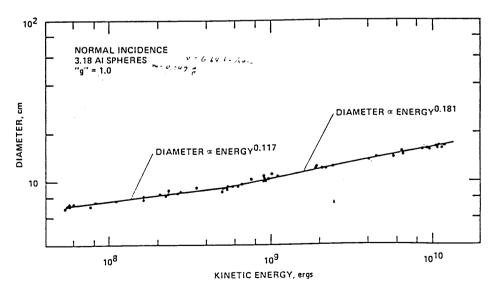


図3-2-7. クレーターの直径と弾丸の運動エネルギーの関係. Gault and Wedekind (19 77) による.

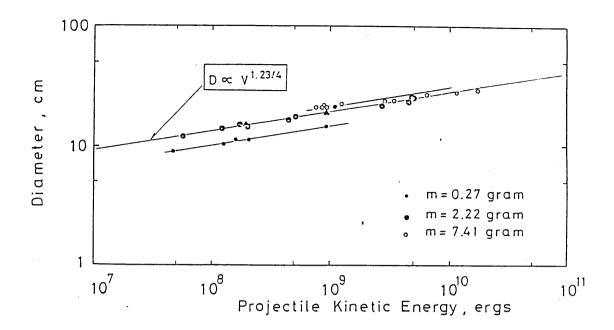


図3-2-8. クレーターの直径と弾丸の運動エネルギーの関係.

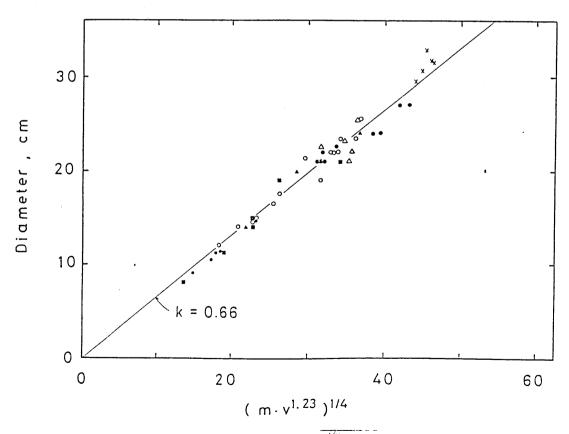


図3-2-9. 弾丸の運動エネルギーの替わりに $(m \ v^{1/23})^{1/4}$ を横軸にとって、クレーターの直径のデータを整理したもの.

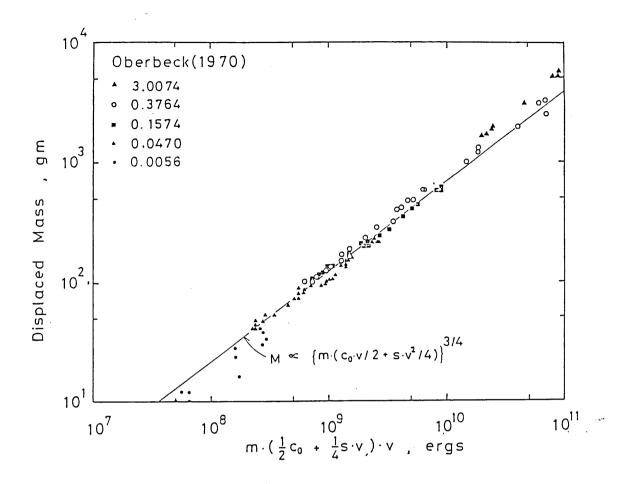


図3-2-10. エジェクタの総量と衝突の実効エネルギーの関係.0berbeck (1977) のデータ (図3-2-6) を運動エネルギーの替わりに、衝突の実効エネルギーをもちいて 整理したもの.

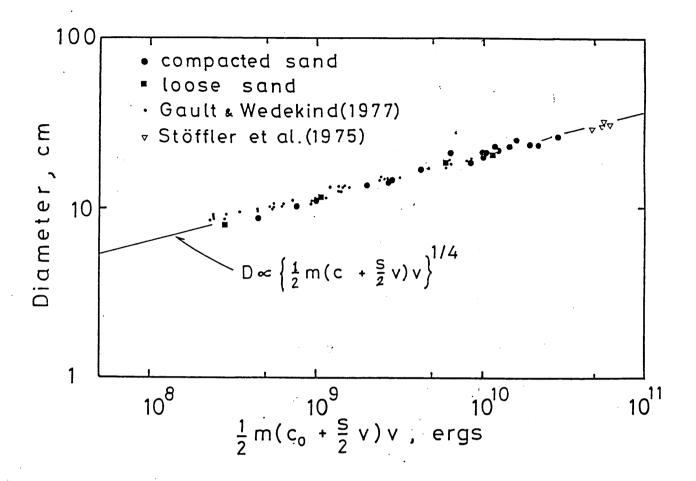


図3-2-11. クレーターの直径と衝突の実効エネルギーの関係

$$D = k E^{o.ll^7} (k: 比例係数) (3-2-2)$$

となり、高速度の衝突で形成されたクレーターでは

$$D = k E^{o./3/} (k: 比例係数) (3-2-3)$$

という関係が成り立っている。彼等は衝突速度を一定にして重力加速度 (g) を変えてクレーターの直径と重力加速度の関係も調べている。得られた結果はつぎの式で記述される

$$D = k g^{-0.165} (k: 比例係数) (3-2-4)$$

我々の実験でも、形成されたクレーターの大きさは弾丸のサイズが大きい程、大きいクレーターができることが示される(図3-2-8). これらのデータを一つの関数で表すとつぎのようになる(図3-2-9)

$$D = k (m v^{1.23})^{1/4}$$
 (k:比例係数) (3-2-5)

即ち速度一定の実験ではクレーターの大きさは質量の1/4乗に比例し、

$$D = k m^{4} (k : Ŀ例係数)$$
 (3-2-6)

弾丸の質量を一定にするとクレーターの大きさは速度の(1.23/4)乗に比例する

$$D = k v^{0.3/} (k: 比例係数) (3-2-7)$$

このようにして得られたスケーリング則は経験式に実験データをあわせたものであり、これらのスケーリング則を惑星表面のクレーター形成過程にまで外挿することはできない・我々は固体一固体の衝突と衝撃波の物理学を理論的に考察し、弾丸の運動エネルギーに代わるパラメータとして"衝突の実効エネルギー"という新たなパラメータを用いてデータを整理することを提案した(後述)、同質の弾丸と標的が衝突したときに発生する衝撃波の速度(U)と粒子速度(u)はは物質のバルク音速(C)と圧縮率の圧力微分係数に関係したパラメータ (s) を用いて

$$U = C + s u \qquad (3-2-8)$$

と表され. 衝撃波に関するランキン・ユゴニオの方程式より,発生する圧力 (P) は

$$P = \rho U u = \rho (C + s u) u$$
 (3-2-9)

で与えられる。我々の提案した衝突の実効エネルギー (I) はこの圧力に弾丸の体積をかけたものであり

$$I = \frac{1}{2} m (C + \frac{1}{2} \xi s v) \xi v$$
 (3-2-10)

と表される. ここで、粒子速度(u)と衝突速度(v)の間には、次の関係がある(式 3-4-9, 3-4-10 を参照)、

$$u = \xi v.$$
 (3-2-11)

図3-2-10は0berbeck (1970) によって得られたデータを衝突の実効エネルギー (I) を用いて整理したものである。衝突の実効エネルギーを用いることによって、0berbeck (1970) のデータは勾配3 /4 の一つの関数で記述されることがわかる。この勾配は次元解析から提案されているクレーターの大きさに関する重力スケーリングから予想される勾配と一致している。我々の実験、Gault and Wedekind (1977) そしてStoffler et al. (1975) によってえられたクレーターの直径に関するデータを衝突の実効エネルギーを用いて整理したのが図3-2-11である。これらのデータは衝突速度150m/sec から 7km /sec までの様々な速度で弾丸を衝突させて得られたものである。弾丸の運動エネルギーを用いると低速度領域と高速度領域でスケーリング則が異なるようにみえたGault and Wedekind (1977) のデータも衝突の実効エネルギーを用いるとと対わかる。この勾配もクレーターのサイズに関する重力スケーリングから予想される勾配と一致しており、石英砂にできるクレーターの形成過程は重力スケーリングに従っていることを示唆していると考えられる。

(3) ejectaに関するいくつかの実験

石英砂を標的にして、クレーターから放出されるエジェクタの射出速度や堆積後の厚さ 分布を測定する実験を行った. 図3-2-12のように石英砂を入れる容器の直径を34cmとし、 その外側に角度45度の扇形のエジェクタ・キャッチャーを設け、飛んでくるエジェクタの 量をクレーターからの距離の関数として測定した。また衝突点から等距離の場所に色のつ いたガラス球 (重さ10mgまたは20mg) を置き、射出前の位置と射出後の位置を測定し、射 出速度の推定をおこなった. 弾丸の重さは0.27g とし、150m/sec の速度で衝突させてク レーターを形成させている。図3-2-13はガラス球の位置から射出角を推定したものである . 比較のためPiekutowski (1980) , Oberbeck and Morrison (1976) のデータも示した . ビーズの運動から推定した射出速度は、他のグループの実験データに比べて系統的に射 出角が大きくなっている。これは、我々の行った実験では他のグループの実験に比べ、衝 突速度が小さく、クレーターのサイズに比べ弾丸のサイズが大きいことによると考えられ る. 図3-2-14は射出速度と射出地点の関係を示したものである。ガラス球の軌跡から求め た射出速度は高速度側で折れ曲がり、他の方法で測定したデータと不一致を示す。このこ とは、ガラス球のサイズが石英砂のサイズよりかなり大きいため、石英砂の粒子と異なる 軌跡で運動していると考えられる. 低速度で射出されるガラス球から推定した速度は他の データを調和的であり,石英砂とガラス球の運動はほぼ等しいと考えられる.図3-2-15は エジェクタの厚さをクレーターからの距離の関数として示したものである。黒丸は我々の 実験データ、白丸はStoffler et al. (1975) のデータである。エジェクタの放出、堆積 については3-5節で詳しく述べることにする.

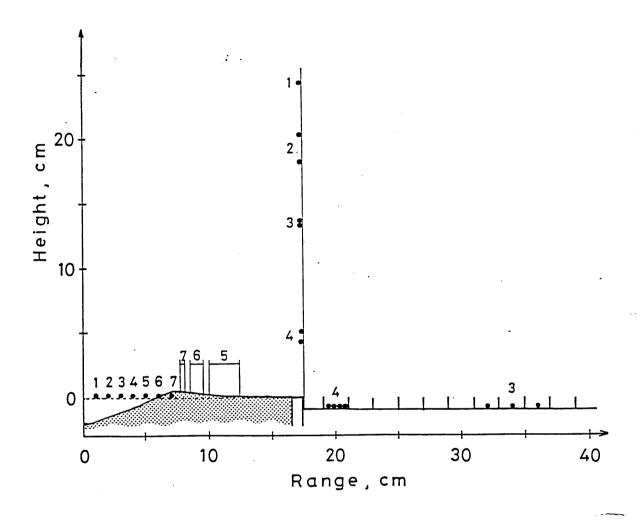


図3-2-12. エジェクタの厚さ分布の測定実験. 図のようなエジェクタ・キャッチャーをも ちいて距離の関数としてエジェクタの量を測定した. またガラス球を用いて衝 突前と後の粒子の位置関係を調べた.

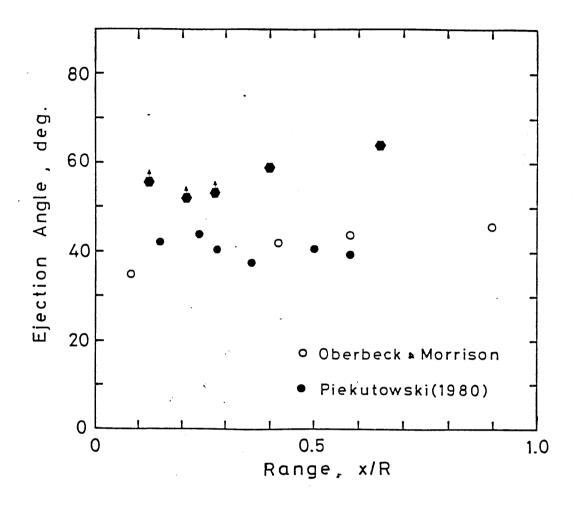


図3-2-13. エジェクタの射出角と射出地点の関係.

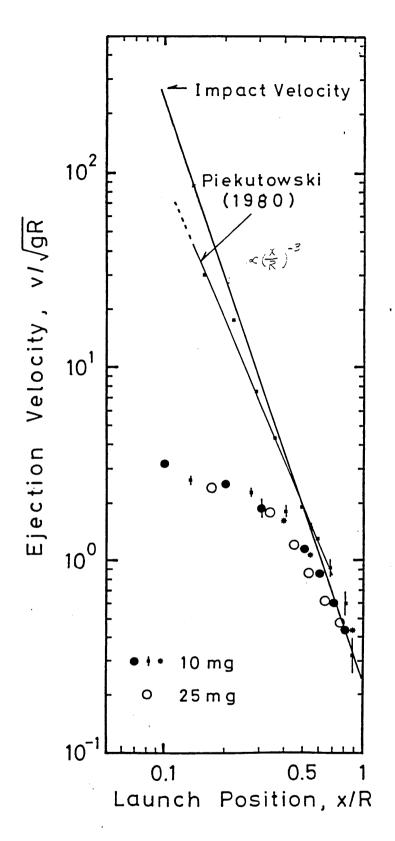


図3-2-14. エジェクタの射出速度と射出地点の関係. 図中の白丸, 黒丸はガラス球を用い推定したデータ, 三角印は高速度カメラを用いて決定したデータ, 比較のため Piekutowski (1980) のデータも示した.

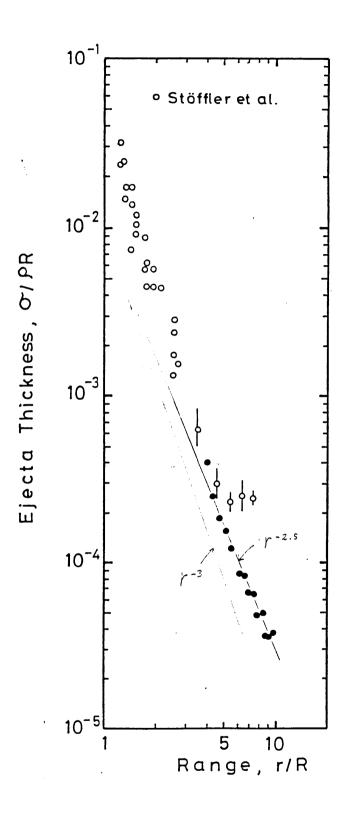


図3-2-15. エジェクタの厚さとクレーターからの距離の関係. 黒丸は我々の得た実験データ (R $\sim 5 \, \mathrm{cm}$) , 白丸はStoffler et al. (1975) のデータ (R $\sim 15 \, \mathrm{cm}$)

3 一3. 氷を用いた衝突実験

1979年3月、アメリカの惑星探査船ボイジャー1号が木星に接近し、木星の廻りをまわっているガリレオ衛星の表面の様子を捕らえた影像を地球に送ってきた。その中の第3及び第4衛星であるガニメデとカリストは氷で覆われていた。これらの衛星の密度は1930kg/m、1780k/mであり、上部1000kmは氷のマントルでできていると考えられる(例えばKawakami and Mizutani、1980)。これらの衛星にもいん石や小惑星が衝突してできたクレーターが無数に表面を覆っていることがわかった。その後ボイジャーによって土星の衛星の表面の模様が地球に送られてきて、土星の氷衛星の表面にも無数のクレーターが観察された。これらの氷衛星の形成過程はどのようであったのだろうか。氷は岩石より壊れやすいため氷でできている微惑星は破砕されやすかったのだろうか。また氷の地殻にできるクレーターの形成は岩石の地殻にできるクレーターの形成と同様なのだろうか。ボイジャーによる木星、土星探査が契機となって、このような問題が広く認識され、氷をもちいた衝突実験が行われるようになった。

水を用いてクレーターの形成実験や破壊実験をおこなったのはカリフォルニア工科大学のAhrensのグループ (Croft et al., 1979; Lange and Ahrens, 1981, 1982a,b) と我々のグループである (Kawakami et al., 1983). 氷は壊れやすいためクレーターの形成実験には大きな氷の塊が必要である. 我々は市販の氷 (28×28×34 cm) の大きさの氷を用いた. 市販の氷は制作の都合上, 氷の結晶のc 軸が一方方向に並んでいる. 今回の実験では弾丸をc 軸と平行に衝突させている. 衝突時における氷の温度は約265 度であった. この温度で氷の圧縮強度は,. c軸方向から圧縮した場合に4.5MPa, c 軸と直行する方向から圧縮した場合に3.0GPaであった(増田ら, 1982). 弾丸の密度(音響インピーダンス)の影響を調べる目的で、ジュラルミン(2017), テフロン、ポリカーボネート、パイロフィライトの弾丸を用い、 150m/sec から600m/sec の速度で衝突させた.

(1) 氷にできるクレーターの形態

写真12にジュラルミンの弾丸 m=0.20g を速度 v=465m/sec で衝突させたときに形成されたクレーターを示す。写真13はこの氷の標的を垂直に切って断面をみたものである。 氷にできるクレーターは中心におわん型をしたピット・クレーター (pit crater) と、そ れをとりまいてスポレーション(spallation)によってでるスポール・クレーターからなっている。 スポレーションによってできる破片は薄く,平べったい形をしている。 氷の標的にはクレーターの形成の他に,クレーターの中心から放射状にのびる,よく発達したクラックが観察される(写真12)。写真13では,標的の上面とほぼ平行にクラックがみえる。さらにクレーターの付近には微細なクラックがたくさん形成されている。これらの特徴は岩石や脆性を示す固体に静的に釘を突き刺して,破壊の様子を調べるインデンティション(indentation)の実験でみられる破壊の様式とよく似ている(Lawn and Wilshaw,1975;Evans and Wilshaw,1977)。破壊の様子の類似性から1km / sec 以下の比較的低速度(v≪C)の衝突では,標的内にインデンティションの実験と同様な応力分布が瞬間的に働いて標的の破壊が起こると考えられる。密度の小さいテフロンやポリカーボネートを衝突させた場合にはピットの中心に,テーブル状のもりあがりが残った(図3-3-1 内の断面図を参照)。このようなもりあがりは砂のクレーター形成実験でみられた木の切株状の砂の塊と同じようにして形成されたものであろう。

図3-3-1 にスポール・クレーターの直径とクレーターの深さの関係を示す。ジュラルミンの弾丸を用いた場合にできたクレーターの深さ/直径比は約0.2 である。氷にできるクレーターの深さ/直径比は弾丸の密度が大きくなるにつれて大きくなる傾向がみられた。

我々のデータに加えて、Croft et al. (1982) のデータもあわせると、クレーターの深 さ/直径比(ρ /D)と弾丸と標的の密度比(ρ /P/D)の間には次のような関係が成 り立つ(図3-3-2):

$$p/D = k (\rho_p / \rho_t)$$
 (k:比例係数) (3-3-1)

同様な関係は金属一金属の衝突によってできるクレーターの場合にも成り立つことが知られている (Summers and Charters, 1959).

(2) クレーターの直径と弾丸のエネルギーの関係

我々の行った実験では真空容器の大きさの制約上、弾丸の衝突エネルギーは1~30ジュールの範囲であった。 図3-3-3 にクレーターの直径と弾丸の運動エネルギーの関係を示す。より広範囲にわたって適用できるスケーリング則を得るため、これらの他に Croft et al. (1979) , 水谷 (1979) のデータも示した。また氷以外の標的で脆性を示す物質で

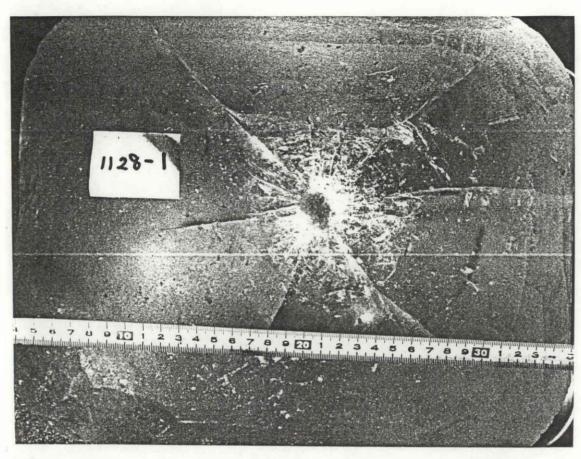


写真12. 0.2gのジュラルミンの弾丸を465m/sec で氷に衝突させた時に形成されたクレーター.

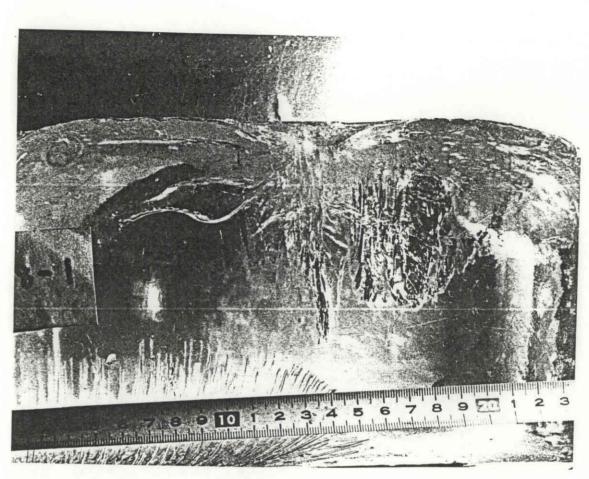


写真13. 写真12のクレーターの断面図.

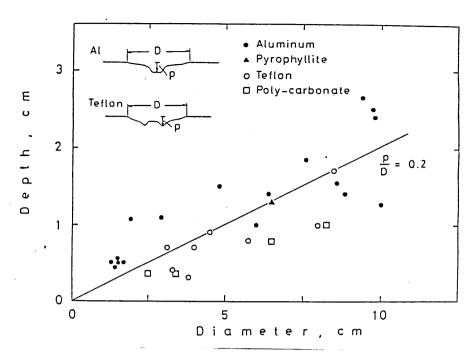


図3-3-1. 氷面に形成されたクレーターの深さと直径の関係、弾丸の密度が大きいほど、深いクレーターが形成される。テフロンやポリカーボネートの弾丸を衝突させた場合には、図に示すようなテーブル状のもりあがりが形成された。

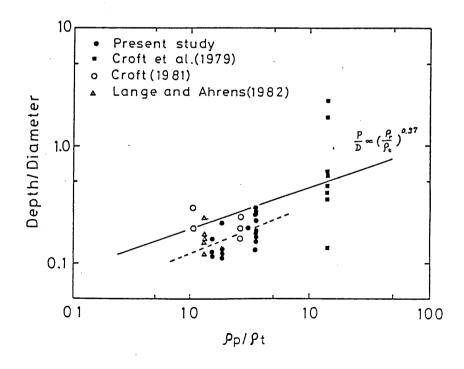


図3-3-2. 弾丸と標的の密度比とクレーターの深さ/直径比の関係. 実線の勾配は0.37, 点線の勾配は0.40である.

ある玄武岩を用いたクレーター形成実験で得られた、クレーターの直径とエネルギーの関係 (Gault, 1973) も示してある。

Gault (1973) によると玄武岩にできるクレーターでは、クレーターの直径と弾丸のエネルギーの間に次のような関係がみられた

$$D = k E^{0.37} (k: 比例係数) (3-3-2)$$

図3-3-3 からわかるように、氷のピット・クレーターもスポール・クレーターも、弾丸のエネルギーとともにGault (1973)の直線と平行に大きくなっていくようにみえる。同じ弾丸のエネルギーでみると、ピットクレーターの大きさは玄武岩のそれに比べ約2倍、スポール・クレーターでは約6倍の大きさになる。これらの違いは玄武岩と氷の破壊強度の違いによって生じたものと考えられる。

図3-3-3 より氷のクレーターのスケーリング則として、ピット・クレーター、スポール クレーターのそれぞれに対し、次のような関係が得られた

$$D_p = k_i E^{o.37}$$
 (k_i: 比例係数) (3-3-3)

$$D_s = k_z E^{\rho,37}$$
 (k_z: 比例係数) (3-3-4)

Lange and Ahrens (1982a) も氷の温度を257 度 (K), 81度 (K) で同様の実験を行い、次のような関係を得ている

$$D = k, E^{o.3/} (k_i: 比例係数) (3-3-5)$$

$$D = k, E^{0.52}$$
 (k,:比例係数) (3-3-6)

これらの結果は弾丸の運動エネルギーが1~10 ジュールのときには、我々の得たスケーリング則と比較ほぼ一致している。しかし、これらのスケーリング則を惑星表面のクレーターにまで外挿すると、衝突エネルギーの見積りの不一致はオーダーで異なったものとなる。クレーターのスケーリング則を惑星規模まで外挿するにはスケーリング則の妥当性の理論的裏付けが必要である。我々は衝突の実効エネルギーというパラメーターを用いて、石英砂にできるクレーターの大きさを統一的に記述できることを示した。衝突現象に衝突の実効エネルギーを用いる理論的裏付けも得られている。そこで氷でえられたデータも衝

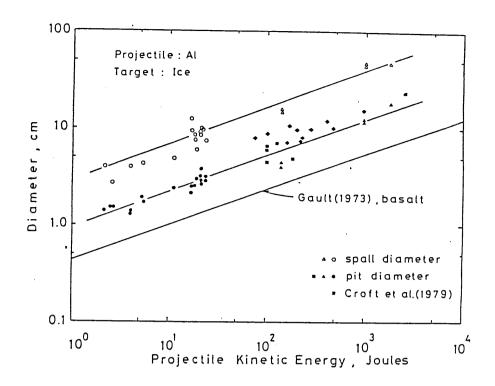


図3-3-3. クレーターの直径と弾丸の運動エネルギーの関係. 黒色の点はピット・クレーターの直径, 白抜きの点はスポール・クレーターの直径を表す.

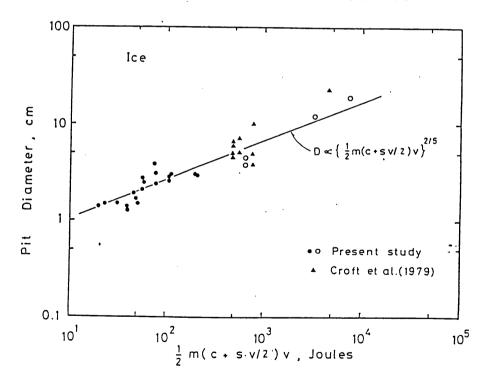


図3-3-4. ピット・クレーターの直径と衝突の実効エネルギーの関係.

突の実効エネルギーをもちいて整理を行った。図3-3-4 に示すようにピット・クレーター の直径と衝突の実効エネルギーの間に次の関係があることがわかる

$$D = k I^{2/5}$$
 (k:比例係数) (3-3-7)

このようにクレーターの直径が衝突の実効エネルギーの2 /5 乗で増加することは、我々のクレーターのスケーリング則のなかで、標的の破壊強度が重要となるような条件で実験を行ったときに得られると期待されることであり、このような結果はスケーリング則の理論と調和的である。

(3) 破壊実験

標的物質の大きさが半無限とみなせるような場合には,弾丸の衝突によってクレーター の形成が一般に観察されるが、有限の大きさの標的に弾丸を衝突させた場合には、標的の 単位質量当たりに与えられる衝突エネルギーが大きくなるほど,衝突破壊は激しくなる(Gault and Wedekind, 1969; Fujiwara et al., 1977; Hartmann, 1978). Fujiwara et al. (1977) は様々な大きさの玄武岩の標的に質量0.04g のポリカーボネートの弾丸を 2.6km /sec で衝突させ、標的の単位質量当たりに与えられるエネルギーが大きくなるに 従って,(1)クレーターの形成,(2)コア型破壊,(3)完全破壊,が観察されるこ とを報告している。コア型破壊では、標的物質の表面からスポレーション破壊がおこり、 中心部分が核として残るような破壊の仕方をいう、完全破壊では、標的物質は粉々に破壊 され、破片の中の最大のものがもとの標的の質量の0.1 以下になるような破壊がおこる. 従来の衝突実験によって,シリカガラス,玄武岩,氷で完全破壊が起こるのに必要なエネ ルギーは単位質量当たりの標的物質につき、10 J/kg、6 10 J/kg、30J/kgであると されていた (Gault and Wedekind, 1969; Fujiwara et al., 1977; Hartmann, 1978). Hartmann (1978) によって得られた氷の完全破壊に要するエネルギーは氷を自由落下させ て破壊を調べたものであり、衝突速度は数十cm/sec 以下である.我々は150m/sec から 700m/sec で弾丸を衝突させて、氷の標的の破壊の様子を調べた。

我々の実験ではFujiwara et al. (1977) が報告しているようなコア型の破壊はみられず、クレーターの形成実験でみられたクラックが自由表面となっていくつかの大きな破片になるような破壊の仕方が観察された。図3-3-5 に最大破片の質量ともとの標的の質量の

比(m_{max} /M)と単位質量当たりの弾丸の運動エネルギー(E /M)の関係を示した。比較のため、Fujiwara et al. (1977) によって得られた玄武岩に対する関係

 $m_{\text{host}} / M_{\text{t}} = K (E / M_{\text{t}})^{-1.2}$ (k:比例係数) (3-3-8)

及びパイロフィライト、タルクなどの岩石のデータも示してある。氷の破壊に要するエネルギーは玄武岩を破壊するのに要するエネルギーの約1 /100 である。この違いは氷と玄武岩の破壊強度の違いによって生じたと考えられる。図3-3-6、図3-3-7 は氷とパイロフィライトの破壊実験で得られた破片の質量と破片の積算個数の関係を示したものである。破片のサイズ分布はそれぞれ、データの配列の勾配の違いによって三つのグループに分けられるようにみえる。このような破片のサイズ分布の性質は、標的物質の性質に依存せず、破壊現象一般の性質のようにみえる。衝突条件を与えたときに、破壊の様式、破片のサイズ分布、速度分布をあきらかにすることは、微惑星の成長過程を明らかにする上で最も重要なデータである。玄武岩を標的に用いて、衝突実験が活発に行われ、衝突破壊に関するデータはかなり蓄積されている(Fujiwara and Tsukamoto、1980;Matsui et al.、1982;1983;Waza et al、1985;Takagi et al.、1984)。我々のグループは衝突の実効エネルギーにもとづいた無次元衝突応力というパラメータをもちいてこれらのデータを整理し、衝突条件が異なっても無次元衝突応力が一定ならば、同様の破壊現象が起こることを示している (Takagi et al.、1984;Mizutani et al.、1985;3 -6 章を参照)。

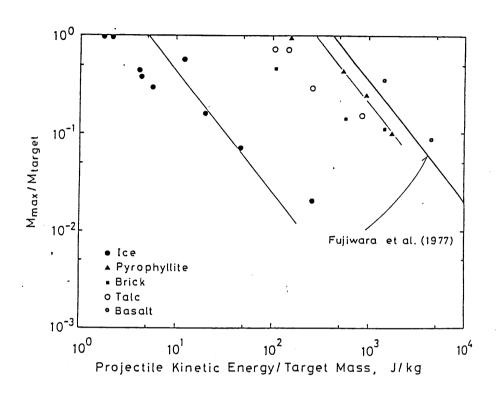


図3-3-5. 最大破片のサイズと標的の単位質量に与えられた弾丸の運動エネルギーの関係

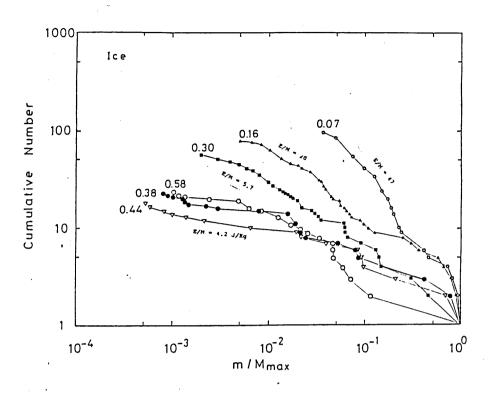


図3-3-6. 衝突破壊で形成された氷の破片のサイズ分布.

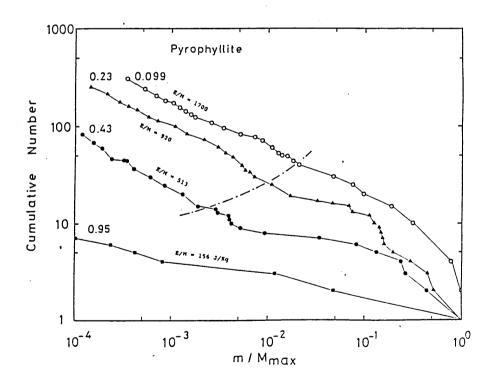


図3-3-7. 衝突破壊で形成されたパイロフィライトの破片のサイズ分布.

3-4. 衝突の実効エネルギーとクレーターのサイズに関するスケーリング則

石英砂を用いた実験の章で示したように、それまで弾丸の運動エネルギーを用いても、 運動量を用いてもうまく表せなかったクレーターの大きさと衝突条件の関係が、衝突の実 効エネルギーというパラメータを用いることによって統一的に理解できるようになった。 ここでは、衝突の実効エネルギーというパラメータの理論的背景を考察し、クレーターの サイズに関するスケーリング則の一般形を導こう。

(1) 衝突の実効エネルギー

標的物質に弾丸が衝突すると、弾丸が衝突した付近の標的と弾丸は急激に圧縮され、衝撃波が発生して、衝撃波が通過した領域に高い圧力が発生する(3-5章)。このとき発生する最大圧力は、一次元の衝撃波の伝播に関するランキン・ユゴニオの状態方程式によって見積もることができる。いま衝撃波の後方に発生する圧力をP、衝撃波の速度をU、粒子の速度をu、衝撃波の前後における物質の密度を P_0 、 ρ とし、衝撃波の通過前後の物質の内部エネルギーをE 、E とするとつぎの関係がなりたつ

$$U \rho_o = (U - u) \rho \qquad (3-4-1)$$

$$P = \rho_0 U u \qquad (3-4-2)$$

$$E - E = P (1/\rho_0 - 1/\rho)$$
 (3-4-3)

これらは、衝撃波面の前後で、質量、運動量、エネルギーが保存されることから導かれる 弾丸と標的の境界ではつぎの関係が成り立っている

$$P = P_{p} = P_{t}, u_{p} + u_{t} = v$$
 (3-4-4)

ここで添字p, t はそれぞれ弾丸, 標的を意味する. 物質の状態方程式を与えられると発生する圧力を見積ることができる. 状態方程式は, 一般に衝撃波の速度(U)と粒子速度(u)の関係としてつぎのように表すことができる

$$U = C_0 + su + s' u^2 + (3-4-5)$$

多くの物質では最初の2項だけで近似することができ,

$$U = C_o + s u (3-4-6)$$

と表される。ここで

$$C_o = (K/\rho)^{1/2} \tag{3-4-7}$$

はパルク音速とよばれており、物質のP波速度(V_p)、S波速度(V_s)を用いて次のように表される。

$$C_o = (V_p^2 - \frac{3}{4} V_s^2)^{1/2}$$
 (3-4-8)

また s は物質の堆積弾性率の圧力微分係数に関係する数であるが、多くの物質では、ほぼ 1.5 程度の値である。これらの関係式より圧力 (P) を求めると

$$P = \frac{1}{2} \rho \quad (C_0 + \frac{1}{2} \xi s v) \xi v \qquad (3-4-9)$$

となる、ここでもは弾丸と標的の音響インピーダンスの比に関係した量で

$$\xi = 2 / (1 + \rho_{ot} C_{op} C_{op})$$
 (3-4-10)

で与えられる。弾丸と標的の音響インピーダンスが等しいときには $\xi=1.0$ となる。多くの場合、弾丸と標的の音響インピーダンスの比は大きくないので、 $\xi=1.0$ と近似することができる。

ここで見積もられた最大衝撃圧力は弾丸が衝突した近傍の標的で発生するが、衝撃波が標的中を伝播するに従って圧力は減衰していく。クレーター形成の数値シミュレーションの結果によると、最大衝撃圧力が発生する領域の大きさは弾丸の大きさに比例するので、衝突によって標的物質に与えられるエネルギーの大きさは最大衝撃圧力と弾丸の大きさを用いて

$$I = PV = \frac{1}{2} m (C_0 + \frac{1}{2} \xi s v) \xi v$$
 (3-4-11)

と表される。ここで、 Vは弾丸の体積である。これを衝突の実効エネルギー (I) と呼ぶ、弾丸のサイズや衝突速度が異なる場合でも、衝突の実効エネルギーが同じ場合には同

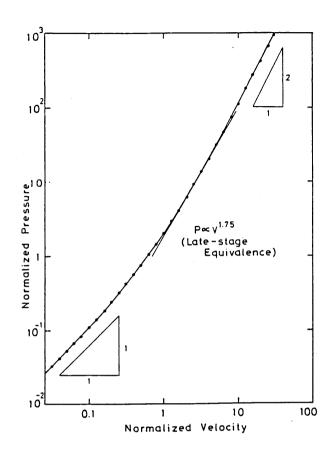


図3-4-1. 衝突速度と衝撃圧力の関係. 低速度の衝突では, 発生する圧力は速度に比例するが, 高速度の衝突では, 発生する圧力は速度に二乗に比例する.

じ大きさのクレーターが形成されるわけである。

図3-4-1 に衝突速度と発生する最大衝撃圧力の関係を示す。衝突速度は物質のバルク音速で規格化し、発生する圧力も、このときの圧力で規格化してある。この図からわかるように、発生する圧力と衝突速度の関係は、二つの領域にわけられる。ひとつは衝突速度が物質のバルク音速にくらべて十分小さい場合で、発生する圧力は速度の1乗に比例している。他のひとつは衝突速度がバルク音速より十分大きい場合で、発生する圧力は速度の2乗に比例している。衝突速度がバルク音速と等しい当たりでは、衝突速度と圧力の関係は低速度のものから高速度のものへの移行がおこり、両者の中間の勾配になっている。マーCo/sで規格化された衝突速度が1~10あたりの関係を直線で近似するとつぎのような関係が得られる

$$I = \rho_o \frac{\xi^*}{s} k \left(\frac{v}{v^*} \right)^{1.75} \tag{3-4-12}$$

衝突の実効エネルギーが最終的のクレーターの大きさをきめるパラメータであるとすると、以上のことから、低速度の衝突では弾丸の運動量量が重要なパラメータで、高速度の衝突では弾丸のエネルギーが重要なパラメータであることを示唆している。また実験室で行われている衝突実験の速度は標的のバルク音速と同程度であったことから両者の中間的なスケーリング則が観察されていたことも示唆している。

Dienes and Walsh (1970) は衝突速度や弾丸の大きさを変化させて、一連のクレーターの形成過程を数値シミュレーションし、弾丸の大きさや速度が変わっても、 "late stage equivalence" というパラメータ (I)

$$I = m v^{1.74}$$
 (3-4-13)

が一定ならば、同様のクレーター形成が観察されることを経験的に示している。このパラメータは衝突の実効エネルギーの近似式(3-4-12)とよく一致している。Dienes and Walsh (1970) の得た "late stage equivalence" は規格化された衝突速度にして、 $1 \sim 10$ の範囲で行ったシミュレーションで得られたものであり、それは衝突の実効エネルギーの経験式であると解釈することができる。

(2) 衝突の実効エネルギーを用いたクレーターのサイズのスケーリング則

クレーターの大きさを支配するパラメータとして重要なものに、標的物質の強度と惑星 表面の重力が考えられる。弾丸の衝突で標的物質に与えられたエネルギーは、標的物質を 粉々に破壊することと、破壊された破片をクレーターのまわりへ放出させるために使われ る。これを式で表すとつぎのようになる

$$I = k_1 Y D^3 + k_2 \rho g D^4$$
 (3-4-14)

ここで k_1 , k_2 は定数、Yは単位質量当たりの標的を破壊するのに必要なエネルギー、g はクレーターの形成される惑星表面の重力加速度、 I は衝突の実効エネルギーである。 定数 k_1 , k_2 はクレーターの形を球の一部であると仮定するとつぎの式で与えられる

$$k_1 = \frac{\rho g \pi}{12 \times 16} \alpha^2 (2 + \alpha^2)$$

$$k_2 = \frac{\pi(3+\alpha^2)\alpha\rho}{6\times8}$$

(3-4-15)

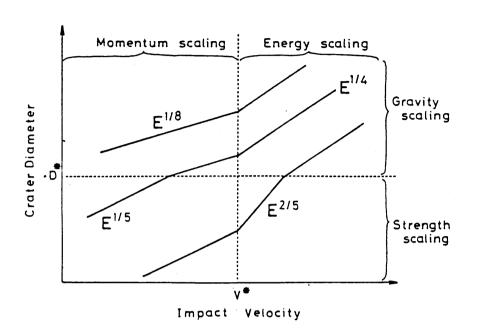
ここでαはクレーターの深さ/半径比である。 玄武岩や氷のような物質では標的物質が大きくなるほど、それらにクラックなどの傷が存在するため、見掛け上、強度が標的のサイズとともに小さくなる、Moore et al. (1965) は標的物質のサイズ (D) と破壊強度 (Y) の関係としてつぎの式を提案している

$$Y = Y_0 D^{-1/2}$$
 (3-4-16)

これを (3-4-14) 式に代入すると, これらの標的にできるクレーターのスケーリング則の 一般形はつぎのようになる.

$$I = k_1 Y_{\sigma} D + k_2 \rho g D^{4}$$
 (3-4-17)

(3-4-14) または (3-4-17) 式によると、クレーターのスケーリング則はあるクレーターの大きさを境に関係式が変わることがわかる。 (3-4-14) 式では、クレーターの大きさが 臨界の大きさ



(I)
$$D \propto E^{1/5}$$
 in $v < v^*$, $D < D^*$

(II)
$$D = E^{2/5}$$
 in $v > v*$, $D < D*$

(III)
$$D \propto E^{1/6}$$
 in $v < v*$, $D > D*$

(IV)
$$D \propto E^{1/4}$$
 in $v > v*$, $D > D*$

図3-4-2. 衝突速度とクレーターの直径の一般的な関係、衝突速度とクレーターの大きさによって、4 つの領域にわけられる。

$$D = (k_1 \ Y / k_0 g) \tag{3-4-17}$$

より小さい場合には、標的の破壊強度がクレーターの大きさを支配し(破壊強度スケーリング), それより大きいクレーターが形成される場合には、惑星の重力がクレーターの大きさを支配する(重力スケーリング).

衝突の実効エネルギー、 Iに (3-4-11) 式を代入するとつぎの式が得られる

$$\frac{1}{2}m(G+\frac{1}{2}SSV)SV=k, KD^{5/2}+k, PSD^{4}$$
 (3-4-18) この関係をみると、一般的にはクレーターのスケーリング則は4つの領域に分けられる (図3-4-2). それらは衝突によって与えられるエネルギーが弾丸の運動量で表されるか、エネルギーで表されるか、またクレーターの大きさが標的の破壊強度できまるか、惑星 の重力によってきまるかの組合せによって、(1)運動量一破壊強度スケーリング、(2)エネルギー一破壊強度スケーリング、(3)運動量一重力スケーリング、そして、(4)エネルギー一重力スケーリングと呼んでいる.このようにクレーターのスケーリング則が4つの領域に分けられることは今回はじめて指摘されたことである.クレーターの形成がこのように多くのパラメーターの複雑な関係で記述されており、これまでに行われた実験が、これらの4つの領域の境界付近で行われていたことが、クレーター形成過程の統一的理解を遅らせたのであろう.

Mizutani et al. (1983) やKawakami et al. (1983) は、これまでに報告されている クレーターのサイズと衝突条件の関係を再検討し、ここで示したスケーリング則が実験データと調和的であることを確かめている。

(3) 次元解析によるクレーターの大きさのスケーリング則

クレーターの大きさは、弾丸と標的の性質、弾丸の質量や速度など多くのパラメーターに依存している。これらの関係を導く方法の一つに次元解析を用いる方法がある。これまでに次元解析を用いてクレーターのスケーリング則を研究は数多く行われている(Dienes and Walsh, 1970 ;Gault and Wedekind, 1977)。しかし、どのパラメーターがクレーターの形成に重要であるかは、最初に仮定しなくてはならず、得られたスケーリング則は一義的でない。Holsapple and Schmidt (1982) は多くのパラメーターのなかで、クレ

ーターの形成過程に本質的に重要であると思われるものを選びだし、可能な無次元量の組 を導き、それらの間に関数関係を仮定して、スケーリング則を導いている。

彼等は、クレーターの形成に重要なパラメータとして、弾丸と標的の密度(ρ , δ)、弾丸の質量(m)と速度(v)、標的の破壊強度(Y)、クレーターの形成される惑星の重力(g)の6 つを選んでいる。またクレーターのサイズとしてはクレーターの体積を採用している。ここで弾丸の質量と速度の変わりに、弾丸の運動量(M)および運動エネルギー(E)を用いてもよい。これらを組み合わせて無次元量をつくる組合せ方には4 通りある。そのなかで、弾丸の運動量と運動エネルギーを用いた場合の無次元量はつぎの4 つである

$$\pi_{1} = V \delta E / M^{2}$$

$$\pi_{2} = \rho g \left(M^{8} / \delta^{4} E^{7} \right)^{1/3}$$

$$\pi_{3} = Y M^{2} / \delta E^{2}$$

$$\pi_{4} = \rho / \delta.$$
(3-4-19)

任意の2つの実験において、これら4つの無次元量が等しいとき、この2つの実験で観察される ρ レー ρ ー形成現象は "similar"であるという。この条件が満たされるときは、 ρ レー ρ ーの大きさを無次元量 π を用いて見積もることができる。しかし、一般的にはこの条件は満たされない。 "similar"でない場合の ρ レー ρ ー形成現象にも適用できるような一般的なスケーリング則を導くためには、これら μ 0の無次元量間の関数関係を与えなくてはならない。次元解析では、この関数関係についてなんら情報を導きだすことはできない。Holsapple and Schmidt (1982) はこれらの無次元量の間につぎのような関係がなりたつと仮定した

$$\pi_{1} = C \pi_{1}^{-k} \pi_{2}^{-k} \pi_{3}^{-k} \tag{3-4-20}$$

ここで指数パラメータ α 、 β 、 γ は定数で実験データを満足するように決定される。ここで無次元数 π_4 と指数 γ は弾丸と標的の密度の項にのみ寄与しており、他の指数 α 、 β

と別に扱うことができる. 以下の議論では π の項は無視することにする. (3-4-20) 式に (3-4-19) を代入すると

$$V = k E^{7d/3 + 2\beta - 1} M^{-8d/3 - 2\beta + 2} g^{-\alpha} Y^{-\beta}$$
 (3-4-21)

が得られる。これがHolsapple and Schmidt(1982)の得たクレーターのサイズに関する一般式である。ここで指数 α は惑星重力(g)とクレーターの体積(V)の関係を表す指数であり、指数 β は標的の破壊強度(Y)とクレーターの体積の関係を表す指数である。 弾丸の運動量や運動エネルギーとクレーターの体積の関係は α と β の組合せで表されている。いま、クレーターの大きさが弾丸の運動量の関数であり、弾丸の運動エネルギーにはよらない場合には α と β の間に

$$7 \alpha / 3 + 2 \beta - 1 = 0 \tag{3-4-22}$$

という関係がなりたつ。またクレーターの大きさが弾丸の運動量にはよらず、弾丸の運動 エネルギーの関数で表される場合には

$$-8 \alpha / 3 - 2 \beta + 2 = 0 \tag{3-4-23}$$

いう関係がなりたつ。前者のスケーリング則を運動量スケーリング,後者のスケーリング 則をエネルギー・スケーリングと呼んでいる。

我々は一般的事実として、弾丸の運動量や運動エネルギーが大きい程、大きなクレーターが形成され、惑星の重力や標的の破壊強度が大きい程、形成されるクレーターは小さくなることが知られている。このことから指数 α と β はつぎの条件を満たさなくてはならない。

$$\beta \geq 0$$

$$\alpha \geq 0$$

$$7 \alpha / 3 + 2 \beta - 1 \geq 0$$

$$-8 \alpha / 3 - 2 \beta + 2 \geq 0$$

$$(3-4-24)$$

これらの不等式で囲まれた領域を $\alpha-\beta$ 空間に表すと図3-4-3 のような四角形で囲まれた内部である。Holsapple and Schmidt (1982) の結果でも,クレーターのスケーリング則

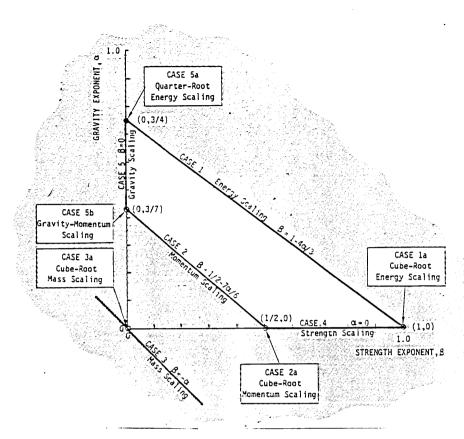


図3-4-3. Holsapple and Schmidt (1982) のもちいたクレーターのサイズのスケーリング則の指数 α , β の可能な範囲 (白色の部分) .

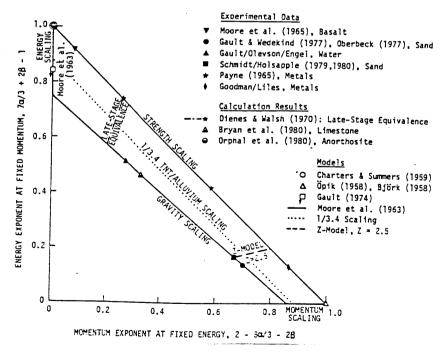


図3-4-4. クレーター形成実験のデータや理論、経験則を (3-4-21) 式の運動量の指数 と運動エネルギーの指数で表される空間、即ち $(2-8\alpha/3-2\beta)-(7\alpha/3+2\beta-1)$ 空間に示したもの.

は4 つの領域に分けられる. それらはこの四角形の頂点で表される (1)運動量一破壊強度スケーリング, (2)運動量一重力スケーリング, (3)エネルギー一破壊強度スケーリング(4)エネルギー一重力スケーリングである. 四角形の辺および内部はこれらの純粋なスケーリング則の中間的なものであることを意味する. Holsapple and Schmidt (1982)はこれまで報告されている実験データにもとづいたスケーリング則や理論的に提案されているスケーリング則を上述のスケーリング則にもとずいて検討し(図3-4-4),それらが (3-4-24)式の領域内に含まれることを示している. このことから実際に観察されているクレーターの形成過程は上述の4つの場合のような純粋なものではなく,それらの中間的な性質をもっているために、現象が複雑に見えていることを示唆している. 我々の提案したスケーリング則やHolsapple and Schmidt (1982)の提案したスケーリング則はこれまでに提案されているクレーター形成過程の理論や実験データを新たな観点から検討する上で重要な指針となっている.

これまで述べてきたことは、衝突前の弾丸の質量、速度と形成されたクレーターの形態に関する事柄であった。ここでは弾丸と標的が接触してから、最終的に観察されるようなクレーターができるまでに、どのような現象が起こるかを述べることにしよう。クレーターの形成過程は、便宜上、圧縮段階、掘削段階、変形段階に分けられる。

(1) 圧縮段階

弾丸と標的が接触してから,弾丸が標的物質中にもぐりこむにつれて弾丸の持っていた 運動量や運動エネルギーが衝撃波の発生と、その伝播によって標的物質に伝えられる段階 を圧縮段階という。弾丸と標的が接触すると、接触した部分が極度に圧縮され、高温・高 圧状態が達成される。この領域は衝撃波として、弾丸と標的の双方に伝播していく、この とき弾丸を標的の境界付近から、髙温・髙圧にさらされた物質がジェット流(jetting) として、弾丸の衝突速度より遙かに速い速度をもって飛び出していくのが観察される(図 3-5-1). 衝突によって発生した衝撃波は次第に標的中および弾丸中を伝播していく. 弾 丸中を伝播していった衝撃波が弾丸の後方の自由表面に達すると、そこで反射した衝撃波 は希薄波として弾丸中をもどってくる. 希薄波の通過した後の弾丸は高圧状態から開放さ れる. このときまでに弾丸はかなり変形して,弾丸の大きさの2 倍程度,標的の中へ貫入 し,弾丸のもっていた運動量や運動エネルギーが標的物質に受け渡される.ジェット流に 引き続いて,弾丸の貫入によってあいた過渡的クレーターのへりからエジェクタの放出が され、エジェクタ・カーテンの形成が始まる。標的物質中の衝撃波は半球形の形状を保っ たまま広がっていく.衝撃波が標的の自由表面に接するところから希薄波が発生し,衝撃 波を追いかけるように進行していく、この希薄波の速度は高密度に圧縮された物質のバル ク音速で伝わるため、衝撃波の前面に次第に追いついていき、衝撃波はなまってくる。

衝突によって発生する最大圧力は、衝突の実効エネルギーの節で示したようにランキン・ユゴニオの式を用いて見積もることができる

$$P = \frac{1}{2} m (C_0 + \frac{1}{2} \xi s v) \xi v$$
 (3-5-1)

クレーター形成の数値シミュレーションによると,(3-5-1)式で見積もられた衝撃圧が

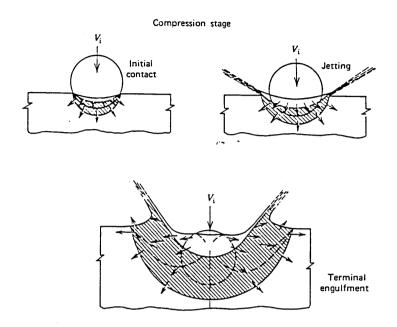
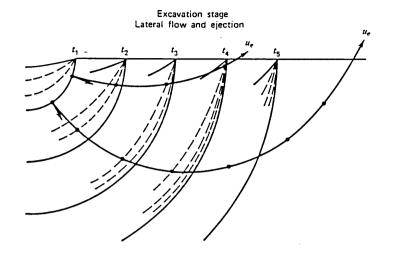


図3-5-1. クレーター形成の圧縮段階.



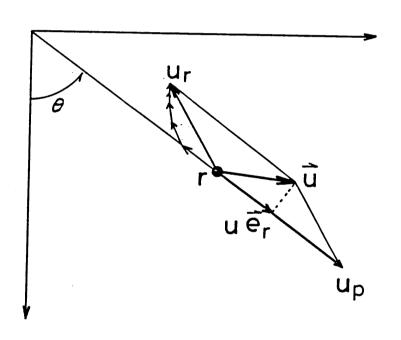


図3-5-2. 衝撃破の伝播と粒子速度の変化. 衝撃波は衝突点から半球状に広がっていき、標的物質を動径方向に加速するが、自由表面で反射してくる希薄波によって、標的物質は後方に引き戻すように減速される. この希薄波の波面は衝撃波の波面よりも曲率が大きいため、標的物質は上向きの速度を獲得する.

発生するのは、弾丸の衝突した地点を中心をもつ半径

$$r = \eta \cdot R \tag{3-5-2}$$

の領域に限られる(Ahrens and O'Keefe, 1977). ここでR は弾丸の半径, η は定数で2 ~5 程度の値である. Croft (1982) はこの領域をisobaric core と呼んでいる. 衝撃波がこの半径より遠くまで進行すると、波面の拡大によって圧力の減衰が始まる.

Kieffer and Simonds (1980) は圧力の減衰の仕方を次のように見積もっている。衝突によって標的に与えられたエネルギーは衝撃波面の内側の物質に一様に分布しているとすると、全エネルギーは次の式で与えられる

$$E_{\tau} = \frac{4}{3} \pi \rho_0 r^3 P(V_0 - V) = \frac{4}{3} \pi r^3 P\left(1 - \frac{V}{V_0}\right)$$
 (3-5-3)

ここでr は衝撃波面の半径、P は圧力、V は圧縮前の体積、V は圧縮後の体積である。 Murnaghan の状態方程式

$$P = \frac{K_0}{n} \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^n - 1 \right] \tag{3-5-4}$$

を用いると、(3-5-3) は次のように表される

$$E_{T} = \frac{4}{3} \pi r^{3} P \left[1 - \left(\frac{Pn}{K_{0}} + 1 \right)^{-1/m} \right]$$
 (3-5-5)

衝撃波がr からdr広がることによる全エネルギーの変化率はこれをr で微分して,

$$\frac{dE_{T}}{dr} = 4\pi r^{2} \left[1 - \left(\frac{Pn}{K_{0}} + 1 \right)^{-1/n} \right] \left[P + \frac{r}{3} \frac{dP}{dr} \right] + \frac{4}{3} \pi r^{3} \frac{P}{K_{0}} * \left[\left(\frac{Pn}{K_{0}} + 1 \right)^{-1 - (1/n)} \right] \frac{dP}{dr} \tag{3-5-6}$$

で与えられる。一方、衝撃波の通過によって、物質の内部エネルギーの増加は、P-V 平面上でRayleigh lineとrelease adiabat で囲まれた部分の面積で与えられる

$$\Delta E_{w} = \frac{1}{2} P(V_{0} - V) - \int_{V_{0}}^{V} P \, dV$$

$$= \frac{1}{2} \left[PV_{0} - \frac{2K_{0}V_{0}}{n} \right] \left[1 - \left(\frac{Pn}{K_{0}} + 1 \right)^{-1/n} \right]$$

$$+ \frac{K_{0}V_{0}}{n(1-n)} \left[1 - \left(\frac{Pn}{K_{0}} + 1 \right)^{1-(1/n)} \right]$$

従って、衝撃波がdrだけ広がることによる内部エネルギーの増加率は

$$\frac{dE_{w}}{dr} = 4\pi\rho_{0}r^{2} \left\{ \frac{1}{2} \left[PV_{0} - \frac{2K_{0}}{n} V_{0} \right] \left[1 - \left(\frac{Pn}{K_{0}} + 1 \right)^{-1/m} \right] + \frac{K_{0}V_{0}}{n(1-n)} \left[1 - \left(\frac{Pn}{K_{0}} + 1 \right)^{1-(1/n)} \right] \right\}$$

となる. 衝撃波の伝播による全エネルギーの減少が物質の内部エネルギーの増加に等しい即ち、(3-5-6)と(3-5-7)が等しいとして、

$$4\pi r^{2} \left[1 - \left(\frac{Pn}{K_{0}} + 1 \right)^{-1/n} \right] \left[P + \frac{r}{3} \frac{dP}{dr} \right]$$

$$+ \frac{4}{3} \pi r^{3} \frac{P}{K_{0}} \left[\left(\frac{Pn}{K_{0}} + 1 \right)^{-1 - (1/n)} \right] * \frac{dP}{dr}$$

$$= -4\pi r^{2} \left\{ \frac{1}{2} \left[P - \frac{2K_{0}}{n} \right] \left[1 - \left(\frac{Pn}{K_{0}} + 1 \right)^{-1/n} \right]$$

$$+ \frac{K_{0}}{n(1-n)} \left[1 - \left(\frac{Pn}{K_{0}} + 1 \right)^{1 - (1/n)} \right]$$

$$(3-5-8)$$

(3-5-7)

が得られる。ここで、X = P / K とおき、dX/drについて解くと

$$\frac{dX}{dR} = \left\{ -\frac{3}{2} X + \frac{3}{2} X(Xn+1)^{-1/n} + \frac{1}{n} - \frac{1}{n} (Xn+1)^{-1/n} \right\}
+ \frac{1}{n(1-n)} \left[(nX+1)^{1-(1/n)} - 1 \right]
\cdot \left\{ \frac{R}{3} \left[1 - (nX+1)^{-1/n} + X(nX+1)^{-1-(1/n)} \right] \right\}^{-1}$$
(3-5-9)

となる. これが衝撃圧力の減衰に関する式である. 衝撃圧力が物質の体積弾性率に比べて大きい場合 (P>K) には、これは

$$\frac{dX}{dR} - + \frac{3X}{R} \left(\frac{n}{1-n} \right) \tag{3-5-10}$$

となり、圧力の減衰は

$$X \propto R^{+3n/(1-n)}$$
 (3-5-11)

で与えられる. 一方 P < K の場合には (3-5-9) は

$$\frac{dX}{dR} = -\frac{3X}{R} \tag{3-5-12}$$

となり、圧力の減衰は

$$X \propto R^{-3}$$

(3-5-13)

で与えられる.以下では衝撃波が伝播するにつれて、圧力は指数関数的に減衰するとし、 減衰の仕方はつぎの式で与えられると近似する

$$P(r) = P(r/r)$$
 (3-5-14)

ここでr はisobaric core の半径, P。 は最大衝撃圧力, r はisobaric core の中心からの距離である.

(2) 掘削段階

衝撃波および希薄波が通過した後、標的物質は直ちにエジェクタとして放出されるわけではない。圧縮段階の最後には、衝撃波は成長しつつある過渡的クレーターからかなり離れたところまで伝播し、圧力の高い領域は標的中に半球殻状に分布し(detached shock wave)、時間とともに外側へ進行していく(Bjork et al., 1967)。成長しつつあるクレーターと衝撃波で囲まれた部分の物質は、衝撃波および希薄波の通過によって運動量をうけとり成長しつつある過渡的クレーターのへりからえぐられるようにして放出され、エジェクタ・カーテンを構成する。衝撃波および希薄波の通過したあとの標的物質の流れ場をcratering flow fieldと呼んでいる。衝撃波の通過によって動径方向に加速された粒子は引き続いてやってくる希薄波によって反対方向に加速される。衝撃はisobaric core の中心から球面波として伝播するが、希薄波は衝撃波が標的の自由表面で反射して発生するため波面の形状がやや異なり(図3-5-2)、希薄波の通過によって粒子は接線方向上向きの速度を獲得する。こうして標的物質の放出が次々と起こる。

Maxwell and Seifert (1974) やMaxwell (1977) は、爆薬を爆発させたときにおこる クレーター形成過程を数値シミュレーションによって調べ、cratering flow fieldにおける粒子の運動量を記述する簡単なモデルを提案している。それはZモデルと名づけられ、つぎの3つの仮定からなりたっている。(1)cratering flow fieldでの物質の流れは非圧縮性流体として扱うことができる、すなわち

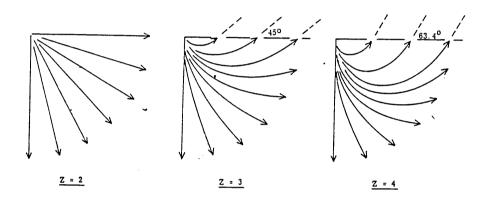


図3-5-3. Zモデルのパラメータ、Zと粒子の運動形態の関係、それぞれの実線は流線を表している。

 $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{3-5-15}$

(2) 粒子の動径方向の速度ベクトルの大きさは、 Zモデルの原点からの距離の関数としてつぎの式で表される

$$u = \alpha (t) r^{-7}$$
 (3-5-16)

ここで α (t) は流れの強さの時間変化を表すパラメータで、Z は流れ場の幾何学的性質を表すパラメータである(23-5-3).

(3) 地表面より上へ持ち上げられた物質はその後,重力場の中を放物線軌道を描いてクレーターからかなり離れた地点まで飛んでいく.

これまでおこなわれた数値シミュレーションや実験室でのクレーター形成実験ではZ=3とすると掘削段階における大局的な現象をうまく記述できることが経験的に知られている (Maxwell, 1977; Orphal, 1977a; Croft, 1980; Austin et al., 1980; 1981).

(3) 変形段階

掘削段階の最後で形成されたクレーターの形態は一般に惑星表面荷見られるクレーターや実験終了後に観察されるクレーターの形態と異なっている。掘削段階の終わりにできるクレーターの深さ/直径比は大きく、クレーターのへりの傾きもきつい。クレーターの底にみられる中央丘や段丘状の地形は掘削段階の終わりにできたクレーターがその後、変形して形成されたと考えられている。時間がたつにつれて、クレーターのへりは地滑りをおこし、崩れていく。衝撃波の通過の際に、そのエネルギーの一部は標的物質の弾性エネルギーとして蓄えられており、それが開放されて複雑な地形を形づくる場合もある。また、惑星表面の巨大クレーターでは、これらのほかに火成活動やテクトニックな作用を受けてクレーターの形態が地質学的時間スケールのあいだに変化していく。

(4) cratering flow fieldのスケーリング則

掘削段階における標的物質の流動を記述するために提案された Zモデル(Maxwell and Seifert, 1974)は比較的うまく現象を説明できるため、クレーターの形成過程の解析によく使われている。本来、Zモデルは爆薬の爆破の際にできるクレーターの形成過程へ適用する目的で開発されたものであるが、Thomsen et al. (1979)、Austin et al. (1980, 1981)は数値シミュレーションで得られた結果と Zモデルを比較検討し、いくつかの修正を加えることで衝突によるクレーターの形成過程にも応用できることを示している。Maxwell らによって提案された Zモデルでは、flow field の原点を火薬のおいてある地表にとっているが、衝突によるクレーターのflow fieldでは弾丸の大きさの2 倍程度地中にとったほうが計算結果を Zモデルによってうまく記述できることが指摘されている。また Zモデルでは掘削段階を通してパラメータ、Zを一定と仮定しているが、実際の計算結果ではクレーターの成長とともに Zが1.6 から4.0 まで徐々に大きくなっていくことが知られている。ここでは衝突の実効エネルギーや衝撃波の伝播・減衰の仕方を考慮して、掘削段階におけるスケーリング則を導こう。ここで提案するスケーリング則から Zモデルの第2の仮定を導くことができる。

衝突によって発生した衝撃波の圧力Pは標的中を伝播していくにつれて r⁻³ で減衰していく

$$P(r) = I r^{-3}$$
 (3-5-17)

ここで I は衝突の実効エネルギーである.標的中を広がりつつある衝撃波の前面では衝撃 波の圧力(P)と粒子速度(up)の間に次の関係が成り立っている

$$P = \rho (C_o + s u_p) u_p$$
 (3-5-18)

これは最大衝撃圧力を見積もる時に用いた式(3-5-1)と同じ形をしている。ここである地点における物質の受けた,衝撃波の通過時の粒子速度(u_P)とcratering flow field における粒子速度(u)のあいだに比例関係が成り立つことが経験的に知られている

$$u_{p}(r) = \lambda u(r)$$
 (3-5-19)

ここで $\lambda \sim 5$ である(Maxwell and Seifert, 1974).以下に述べるスケーリング則を導く上で,この関係は本質的である.我々は衝撃波の減衰の仕方やcratering flow fieldの性質をさらに定量的に検討する目的でクレーター形成過程の数値シミュレーションのコードの開発を行っている.ここでは(3-5-19)が成り立つという仮定にたってスケーリング則を導く.以下で得られるスケーリング則がこれまでに行われているクレーター形成過程の理論的や実験と調和的であることから(3-5-19)は妥当な仮定であると考えられる.

(3-5-18) と (3-5-19) よりcratering flow field における粒子速度と距離の間にはつぎの関係が成り立つ

$$\rho$$
 (C_o + s λ u (r)) λ u (r) = I r⁻³ (3-5-20)

(3-5-17) と(3-5-20) の関係を図3-5-4 に表してある。cratering flow fieldにおける 粒子速度のスケーリング則は2 つの領域に分けることができる。ひとつは粒子の運動速度 が臨界速度

$$u^* = C / s \lambda \tag{3-5-21}$$

より遙かに大きいところで成り立つもので、 (3-5-20) の左辺第1項が省略できて粒子速度と距離の間に次の関係が成り立っている

$$u(r) = (1/\lambda) (1/s\rho)^{1/2} r^{-3/2}$$
 (3-5-22)

これは Z モデルで Z を3 /2 とした場合に対応している。ひとつは粒子の運動速度が臨界速度 (3-5-21) より小さい領域で成り立つもので、つぎの式で表すことができる領域である

$$u(r) = (I/\rho C_0 \lambda) r^{-3}$$
 (3-5-23)

これは Zモデルで Zを3 とした場合の粒子の運動場に対応している。粒子の運動速度は衝突点から離れるに従って次第に小さくなるので、前者はクレーターの中心付近から飛び出していく粒子の運動を記述し、後者はクレーターの成長が進んで、中心から遠いクレーターのへりに近い領域から放出される粒子の運動を記述していると考えられる。このことからここでは前者をnear-field スケーリング、後者をfar-field スケーリングと呼ぶことにしよう。このモデルではクレーターが成長するに従って、初期の間は、near-fieldスケ

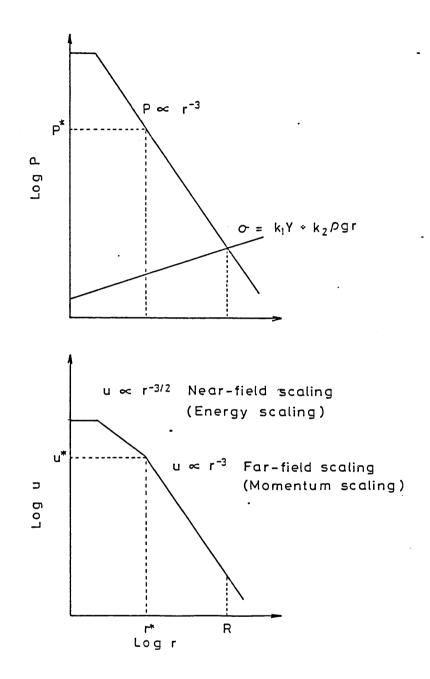


図3-5-4. 衝撃波及び粒子速度の減衰. 衝撃波の圧力はr で減衰し, 圧力が標的物質の実効的な破壊強度 σ に達するとクレーターの成長がとまる(A). 対)応する粒子速度はBのように、速度の大きさによって二つの領域が存在する. 粒子速度が $r^{-1/4}$ で減衰する領域をnear-field、 r^{-2} で減衰する領域をfar-field と呼ぶ.

ーリングがなりたち、徐々にfar-field スケーリングに移行すると考えられる. near-field ldとfar-field の遷移帯ではこれらの過渡的なスケーリング則である

$$u(r) = (C_o/s) (s I/\rho C_o^2) r^{-7}$$
 (3-5-24)

が成り立つ. これは Zモデルの第二の仮定と等価である.

ここで提案した cratering flow field のスケーリング則では粒子速度によって二つの領域に分けられたが、これをZモデルにもとづいて 釈すると、クレーターの中心付近の流れ場はZ=3/2で表され、クレーターの成長とともにZ=3に近づくことを意味している。また低速度の衝突と高速度の衝突でも実現するクレーター形成の流れ場は異なることも示唆される。すなわち、高速度の衝突では、発生する圧力が高く、粒子速度は臨界速度(3-5-21)を越えるためnear-field スケーリングと<math>far-field スケーリング則の両方が観察できると期待される。しかし、低速度の衝突では、衝突点近傍の粒子速度が臨界速度を越えることはなく、far-field スケーリングだけが観察されることが期待される。ここで衝突の実効エネルギー I を用いたクレーターのサイズのスケーリング則

$$I = k_1 Y R^3 + k_2 \rho g R^4 (3-5-25)$$

を (3-5-24) に代入するとつぎのようになる

$$ho(C_0 + s \lambda u(r)) \lambda u(r) = \eta (k_1 Y + k_2 \rho g R) (\frac{r}{R})^{-3}$$
. (3-5-26) cratering flow field のスケーリング則もクレーターのサイズに関するスケーリング則と同様に形成されるクレーターの大きさによって、重力スケーリング則と破壊強度スケーリング則に分けることができるので、つぎの4つのスケーリング則から構成されている

(1) near-field—重力スケーリング則

$$u(r) = l_1 \sqrt{gR/s} \left(\frac{r}{R}\right)^{-3/2} \qquad (u \gg u^*, R \gg R^*),$$
 (3-5-27)

(2) far-field 一重力スケーリング則

$$u(r) = l_2 \frac{gR}{C_0} (\frac{r}{R})^{-3}$$
 $(u \ll u^*, R \gg R^*),$ (3-5-28)

(3) near-field-破壊強度スケーリング則

$$u(r) = l_3 \sqrt{Y/\rho} \left(\frac{r}{R}\right)^{-3/2} \qquad (u \gg u^*, R \ll R^*),$$
 (3-5-29)

(4) far-field 一破壊強度スケーリング則

$$u(r) = l_4 \frac{Y}{\rho C_0} (\frac{r}{R})^{-3}$$
 $(u \ll u^*, R \ll R^*),$ (3-5-30)

これらは実験データを整理したり、解釈する上で、重要な示唆を与えるスケーリング則であると考えられる。

(5) Zモデルの次元解析

Zモデルの粒子速度, u (r) と距離, r の関係

$$u = \alpha (t) r^{-\xi}$$
 (3-5-16)

の関係を次元解析することによって、Holsapple and Schmidt (1982) のもちいたクレーターのサイズに関するスケーリング則の指数、 α と β 、とZモデルのパラメータ、Zの関係式を導くことができる。これらの間には次の式が成り立っている

$$\beta = 3/Z - \alpha (1 + 2Z) / 2Z$$
 (3-5-31)

これらの関係を図3-5-5 に示した。クレーターのサイズのスケーリング則が重力スケーリングに従う場合には、

$$\alpha = 3/(2Z+1)$$
, $\beta = 0$ (3-5-32)

という関係が成り立つ。またクレーターのサイズのスケーリング則が破壊強度スケーリングに従う場合には、

$$\alpha = 0, \qquad \beta = 3/2Z \tag{3-5-33}$$

という関係が成り立つ。一方、クレーターのサイズのスケーリング則が運動量スケーリングに従う場合には、

$$-8 \alpha/3 - 2\beta + 2 = 0, \quad Z = 3/2$$
 (3-5-34)

が成り立つ. クレーターのサイズのスケーリング則がエネルギー・スケーリングに従う場合には、

$$7 \alpha/3 + 2\beta + 1 = 0, \quad Z = 3$$
 (3-5-35)

がなりたつ。ここで(3-5-34)及び(3-5-35)式は我々のスケーリング則で、near-field スケーリング、far-field スケーリングに対応している。我々の得たスケーリング則では一つのクレーター形成現象で、これらのスケーリング則が違った領域で成り立っていると考えているのに対し、Holsapple and Schmidt (1982) のスケーリング則では、craterin

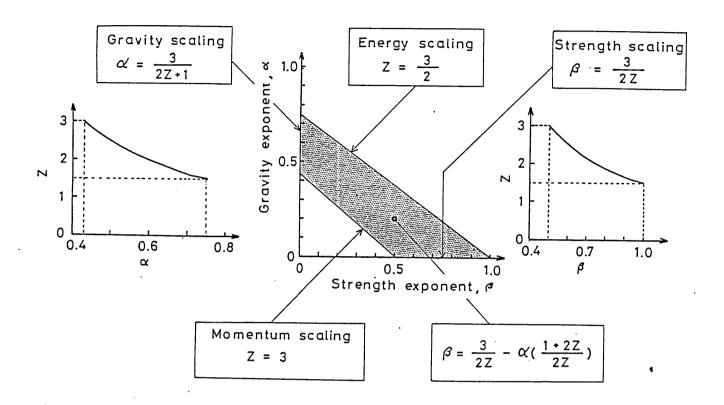


図3-5-5. Holsapple and Schmidt (1982) の提案したスケーリング則の指数, α と β とZモデルのパラメータ, Zの関係.

g flow field の幾何学的形態はクレーターのサイズのスケーリング則と対応している点が異なっている。 Housen et al. (1983) は別の観点から、cratering flow field やエジェクタの厚さ分布に関するスケーリング則を次元解析から求めている。彼等の得た射出速度(u)と射出地点(x)の関係式は、重力スケーリングの場合には

$$u(r) = K_1 \sqrt{gR} \left(\frac{r}{R}\right)^{-Z_1}, \quad k_1, 2. :$$
 $\gtrsim \chi$ (3-5-36)

で与えられ、破壊強度スケーリングでは、

$$u(r) = K_2 \sqrt{Y/\rho} \left(\frac{r}{R}\right)^{-Z_2}$$
, $k_z, \mathcal{E}_z : \text{EX}$ (3-5-37)

で与えられる。これらの式でu(r)と(x /R) の間の関係式は、我々の得た関係式(3-5-27)~(3-5-30)式と異なっている。どちらのスケーリング則が実際のクレーター形成過程と調和的かは実験データに照らし合わせることによって比較できる。図3-5-6 に石英砂をもちいたクレーター形成実験で得られた砂の粒子の射出地点(x /R)と射出速度の関係を示したものである(Kawakami and Mizutani,1985)。図中の実線は我々の行ったエジェクタの厚さ分布から推定したもので勾配は-3である。またPiekutowski(1980)は石英砂を用い、火薬を爆発させた実験を行って射出速度を測定している。得られたデータは勾配-2.84の直線で表される。我々の行ったガラス球を用いた実験で求めたデータはx /R \sim 0.5 付近で折れ曲がっている。x /R <0.5 の領域から射出されたガラス球は石英砂の運動と異なっていると考えられる。x /R >0.5 の領域から射出される石英砂やガラス球はどの実験でもほぼ一致している。このような実験データからスケーリング則の妥当性を検討するには、より質のよい実験データが必要である。

(6) エジェクタの遠方での堆積

クレーターから次々と放出されていくエジェクタは、コーン状のエジェクタ・カーテンをつくりながら、放物線軌道をとって遠方で堆積する。クレーターの形成中の物質の運動形態を測定するよりも、形成後のクレーターの形態を測定することの方が容易であるため放出されたエジェクタの厚さ分布の測定は広く行われている。エジェクタの厚さ分布がどうなっているかを推定することは、月面や他の惑星に形成された大きなクレーターのまわりに、クレーター形成によってつくられたレゴリス層の厚さを推定したり、惑星表面の地層の層序を調べる上で、貴重なデータとなる(McGetchin et al., 1973; Short and Forman, 1972)。

従来の研究では、クレーターのまわりのエジェクタの厚さ分布は次の式で与えられると考えられていた (McGetchin et al., 1973; Post, 1974; Cooper, 1977)

$$\frac{t}{R} = \frac{\sigma}{\rho R} = m_1 \left(\frac{r}{R}\right)^{-\alpha}, \tag{3-5-27}$$

ここで t はクレーターの中心から r の距離におけるエジェクタの厚さ, T はクレーターのへり, R におけるエジェクタの厚さ, σ は単位面積当たりのエジェクタの質量, ρ はエジェクタの密度で, m , α は実験的に決められる定数である.これまでの研究では, すべての実験データがこの式をもちいて整理されていた.しかし,これまでに示したようにクレーターのスケーリング則には,衝突条件によって, 4 つの場合に分けられる.これらのどの場合にも(3-5-27)が成り立つというわけではない.ここではcratering flow fieldのスケーリング則とエジェクタの厚さ分布のスケーリング則の関係を導くことにしよう(Kawakami and Mizutani,1985b).

(3-5-27) より、クレーターから、距離r より遠方まで飛んでいったエジェクタの総量は次の式で与えられる

$$M_e = \int_r^{\infty} 2\pi r dr \sigma(\frac{r}{R}) = K_1(\frac{r}{R})^{2-\alpha}$$

(3-5-28)

ここでクレーターのある場所x /R から射出されたエジェクタは放物線軌道を描いて飛行し、r /R の地点に落下したとすると、これらと射出速度(v)、射出角度(θ)の間につぎの関係が成り立つ(図3-5- θ)

$r/R = x/R + (v/\sqrt{gR})^2 \sin 2\theta$

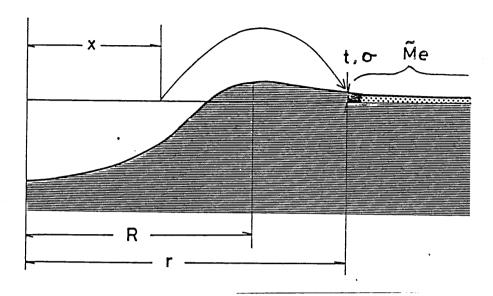


図3-5-6. エジェクタの軌跡. クレーターの中心からx の距離から射出されたエジェクタは放物線軌道を描いて飛行し、クレーターの中心からr の地点に落下する.

$$M(x)/M(R) = (x/R)^3$$

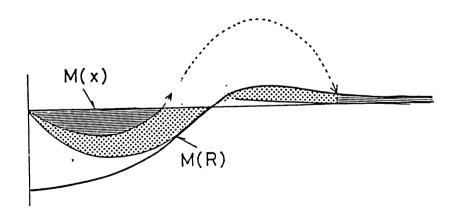


図3-5-7. 地表と地点x を通る流線で囲まれた部分の物質は、クレーターの中心からr より遠方に運ばれる。

$$r / R = x / R + v^2 / gR \cdot \sin 2\theta$$
 (3-5-29)

この式は遙か遠方まで運ばれるエジェクタについては次のように近似することができる

$$r / R = v^2 / gR \cdot \sin 2\theta \qquad (3-5-30)$$

(3-5-28) と (3-5-30) より速度 (v) より速い速度で飛び出していくエジェクタの総量は次の式で与えられる

$$M_{\mathcal{C}} = K_{\mathbf{1}}' \quad (v / gR)^{-2\beta}$$

$$\Box \Box \tau \beta = (\alpha - 2) \quad \tau \delta \delta.$$
(3-5-31)

一方、クレーターの中心からの距離r /R より遠方まで飛んでいくエジェクタの総量は x を通るcratering flow fieldの流線と地表面で囲まれた部分の総量と等しくなっている (図3-5-7). EDOZ=0 と仮定してZモデルをもちいるとこれは次の式で与えられる

$$M_e(x) = 2\pi/3 \cdot \rho x^3 (1 - 3/(Z + 1))$$
 (3-5-32)

これから最終的なクレーターの大きさをR , エジェクタの総量をMe, tとすると

$$M_e(x) = Me, t (x/R)^3$$
 (3-5-33)

が得られる. 今, (3-5-29) を満たすx, rに対して (3-5-8) と (3-5-33) が等しいことから次の式が導かれる

$$r / R = K_3 (x / R)^{3/\beta}$$
 (3-5-34)

これを(3-5-30)に代入すると次の式が得られる(厳密には(3-5-29)を用いるべきであ る)

$$v/\sqrt{gR} = \sin 2\theta^{-1/2} \left(K^{-1/\beta} \left(\frac{x}{R}\right)^{3/\beta} - \left(\frac{x}{R}\right)\right)^{1/2}$$

$$= \sin 2\theta^{-1/2} K^{-1/2\beta} (\frac{x}{R})^{3/2\beta}$$

=
$$K_4 \left(\frac{x}{R}\right)^{-\delta}$$
, $\left(\frac{x}{R} \ll 1; \text{near the impact point}\right)$ (3-5-35)

ここで $\delta=3$ / 2 β である. (3-5-35) は射出地点と射出速度の関係を表している。すなわち、 (3-5-35) で表されるような速度をもってエジェクタが放出される場合には、 (3-5-27) で表されるようにエジェクタが堆積する.

前の章で示したように、我々は衝突の実効エネルギーが衝突現象を統一的に記述する重要なパラメータであるとして、クレーターのサイズやcratering flow fieldのスケーリング則を導いた、cratering flow fieldのスケーリング則は一般的に次のように表される

$$\rho \ (C_0 + s \lambda u \ (r)) \lambda u \ (r) = \eta I r^{-3}$$
 (3-5-36)

または指数関数標示では

$$u(x) = l_1 \frac{C_0}{s} \left(\frac{k_1 Y + k_2 \rho g R}{\rho C_0^2 / s} \right)^{Z/3} \left(\frac{x}{R} \right)^{-Z}$$
(3-5-37)

と表される (Kawakami and Mizutani, 1985a). ここで ρ は標的の密度, Y は標的の破壊強度, g は惑星の重力加速度,他のパラメータは定数である (Mizutani et al., 1983, 1984; Kawakami et al., 1983; Kawakami and Mizutani, 1985a,b) (3-5-27) と (3-5-35) の関係を導いたのと同様にして, (3-5-34) に対応するエジェクタの厚さのスケーリング則が得られる

$$\frac{t}{R} = \frac{\sigma}{\rho R} = k \left(C_0 / s \sqrt{gR} \right)^{3/2} \frac{k_1 Y + k_2 \rho g R}{\rho C_0^2 / s} \left(\frac{r}{R} \right)^{-(4Z+3)/2Z}$$
 (3-5-38)

(3-5-36) または (3-5-37) は (1) near-field—重力スケーリング, (2) far-field 一重力スケーリング, (3) near-field—破壊強度スケーリング, (4) far-field 一破壊強度スケーリングの4 つの領域に分けられていた。それらに対応して, エジェクタの厚さ分布にも4 つの場合が存在する。それらを書き表わすと次のようになる

$$\frac{t}{R} = m_1 \ (\frac{r}{R})^{-3} \qquad (R \gg R^*, \ r \ll r^*), \qquad (3-5-39)$$

$$\frac{t}{R} = m_2 \sqrt{gR}/C_0 \left(\frac{r}{R}\right)^{-2.5} \qquad (R \gg R^*, r \gg r^*), \qquad (3-5-40)$$

$$\frac{t}{R} = m_3 (Y/\rho gR) (\frac{r}{R})^{-3} \qquad (R \ll R^*, r \ll r^*), \qquad (3-5-41)$$

 $\frac{t}{R} = m_4 (Y/\rho C_0 \sqrt{gR}) (\frac{r}{R})^{-2.5} \qquad (R \ll R^*, r \gg r^*), \qquad (3-5-42)$

ここで \mathbb{R}^* = \mathbb{Y} / ρ g, \mathbb{R}^* = \mathbb{R}^* + \mathbb{R}^*

Kawakami and Mizutani (1985b) はこれまでに報告されているエジェクタの厚さ分布の測定データをこれらのスケーリング則に従って再検討している。図3-5-8 は室内実験で石英砂に弾丸を衝突させて形成された、直径5 ~30cmのクレータのエジェクタの厚さの測定データである (Stoffler et al., 1975; Kawakami and Mizutani, 1985b). ここでは (3-5-27) の規格化に従ってデータをプロットしている。図3-5-9 は砂漠で火薬を爆発させて形成された大きさ数メートルのクレーターのエジェクタの厚さ分布である (Post, 1974). Post (1974) やHousen et al. (1983) は得られたデータを従来のスケーリング則 (3-5-27) にもとづいてデータを整理している。この図をみるとクレーターのサイズが大きいものほどエジェクタの厚さが薄くなっており、エジェクタの厚さにR 依存性があることがわかる。Kawakami and Mizutani (1985b) はこれらを (3-5-41) をもちいて整理している (図3-5-10). この図ではクレーターの大きさに対する系統性は見られず、一つの直線で全てのデータを説明できる。このことより、Post (1974) の行った実験データは強度スケーリングに従っていると解釈される。

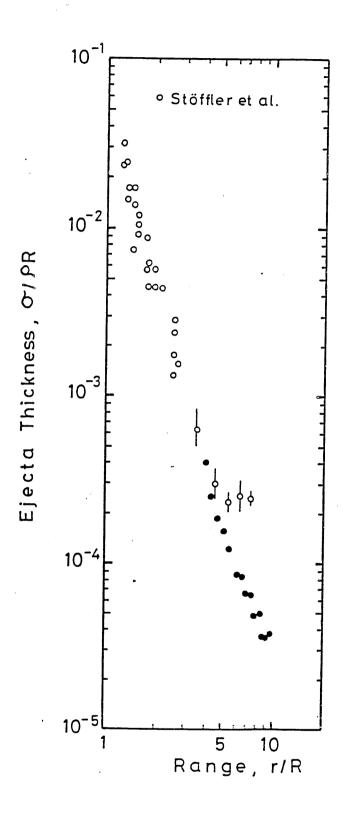


図3-5-8. エジェクタの厚さ分布、白丸はStoffler et al. (1975) のデータ、黒丸はKawakami and Mizutani (1985b) のデータ.

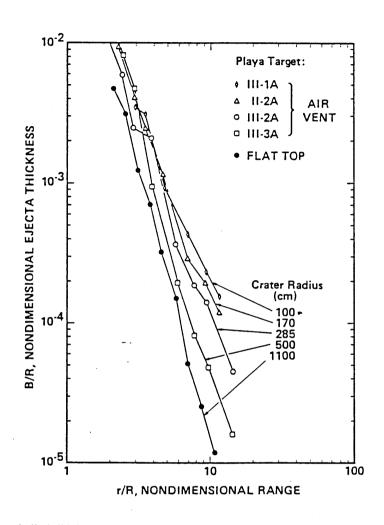


図3-5-9. 砂漠て火薬を爆発されて形成されたクレーターからの放出物の厚さ分布. Post (1974) による.

^

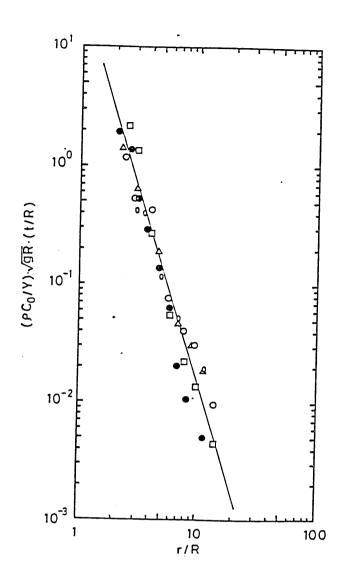


図3-5-10. Post (1974) のデータを (3-5-41) 式をもちいて整理したもの.

3-6. 衝突破壊のスケーリング則

標的の大きさが半無限と見なせないような場合には、クレーターの形成が十分進行する前に、発生した衝撃波が標的の表面で反射し、希薄波が生じる。この希薄波の引き起こす引張応力が標的の引張強度を越えると、破壊が起こる。我々の研究グループの髙木 (1983) は玄武岩を標的にして弾丸を100m/sec から1km /sec で衝突させ、破壊現象を系統的に調べている。得られた実験データは衝突の実効エネルギーを利用した以下に述べるスケーリング則で統一的に説明できることが示されている(Takagi et al., 1984; Mizutani et al., 1985).

標的の表面に達したときの衝撃波の大きさは衝突の実効エネルギーをもちいて

$$P (L) = I/L^3$$
 (3-6-1)

で与えられる. ここでL は標的のサイズである. P (L) が標的の引張強度より大きいと きに破壊が起こるとすると, (3-6-1) を標的の引張強度 (σ) で規格化したパラメータ

$$P_{z} = P (L) / \sigma$$
 (3-6-2)

を破壊の程度を表すパラメータと考えてよい。これは無次元数であり、ここでは無次元衝撃応力と呼ぶ、従来の衝突破壊の研究では、衝突の程度を表すパラメータとして、標的の単位質量当たりの弾丸の運動エネルギーがもちいられていた

$$P = E/M (3-6-3)$$

クレーターのスケーリング則からすると、(3-6-3)は衝突速度が大きい場合には、得られた実験データを整理するには都合がよいが、低速度から高速度まで広い範囲にわたって得られたデータを統一的に記述したり、材質の異なる物質のデータを比較する場合には適用できないと考えられる。以下にこれらのパラメータを実験データに照らし合わせて見てみよう。

激しい衝突を受けた標的ほど、粉々に破砕されるので、衝突破壊の程度を見る目安として最大破片に注目しよう。図3-6-1 は玄武岩の衝突実験によって得られた最大破片の質量と衝突前の標的の質量の比を(3-6-3)をもちいて整理したものである(Fujiwara et al., 1977; Matsui et al., 1982; Takagi et al., 1984)。この図をみて分かるよう

に、標的の単位質量当たりに同じ衝突エネルギーを与えても、衝突速度によって最大破片の大きさは異なり、速度が大きいほど壊れ難い傾向がある。これを(3-6-2)をもちいて整理すると図3-6-2 のようになる。この図でも、データのばらつきは大きいが、図3-6-1 のような衝突速度による系統性は見られない。図3-6-3 は破片の質量と積算個数の関係を示したものである。破片のサイズ分布は、サイズ分布曲線の傾きから、3 つの領域に分けられる。これらの傾きも無次元衝撃応力の値とともにシステマティクに変化している(図3-6-4)。図3-6-5 は玄武岩とパイロフィライトで、ほぼ同じ無次元衝突応力を与えた実験で得られた破片のサイズ分布を示したものである。これらの図から標的物質が異なっても無次元衝撃応力が等しい場合は、同様な破壊が起こることが分かる。(3-6-2)をもちいたスケーリング則は衝撃波の発生や伝播の物理学的考察から導いたものであり、4 章では無次元衝撃応力をもちいて微惑星の衝突破壊や合体による惑星の成長の問題を扱うことにする。

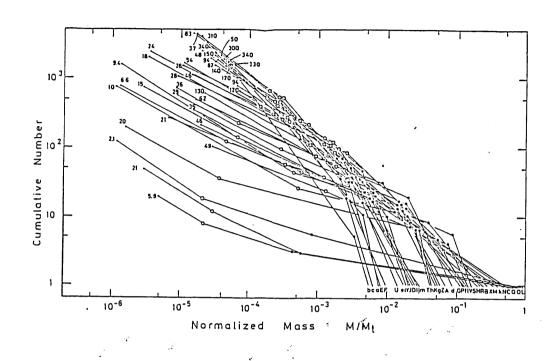


図3-6-1. 弾丸の衝突によって破壊された玄武岩の破片のサイズ分布. 破片の質量と積算 個数の関係. それぞれのサイズ分布は, 直線の勾配の違いから3 つの領域に分けられる. これらを大きな破片から順に領域I, II, IIIと呼ぶ.

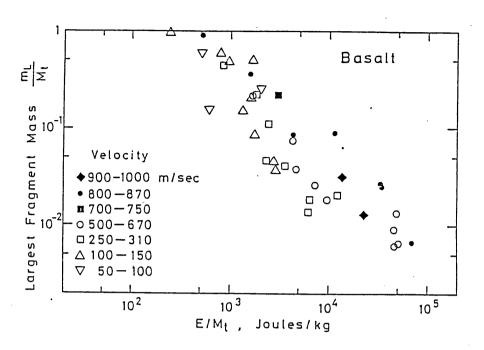


図3-6-2. 最大破片の質量と標的単位質量当たりの弾丸の運動エネルギーの関係。同一の エネルギーが与えられても、速度が大きい衝突によってできた最大破片の方が 大きくなる傾向が見られる。

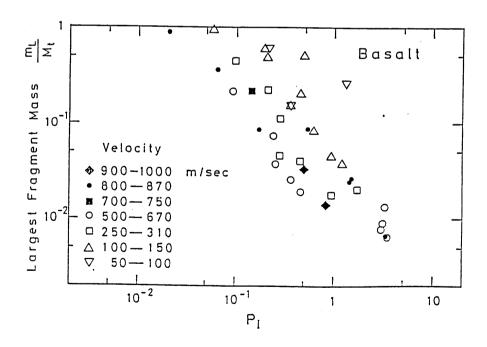


図3-6-3. 最大破片の質量とP の関係.

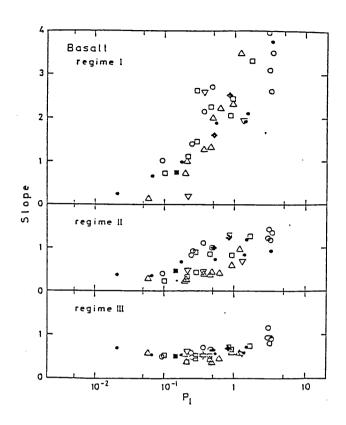


図3-6-4. サイズ分布の勾配とP の関係.

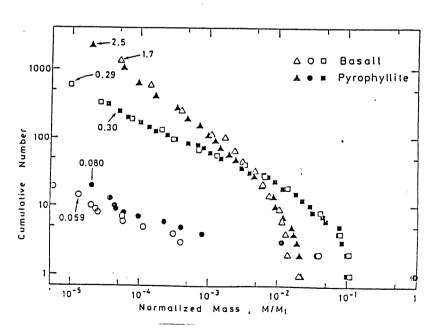


図3-6-5. 玄武岩とパイロフィライトの破片のサイズ分布の比較. それぞれP がほぼ等しくなるものを示してある. P が等しい時, 標的物質の材質が異なっても, 同様な衝突破壊が観察されることがわかる.

参考文献

- Ahrens, T. J., and J. A. O'Keefe (1977) Equation of state and impact induced shock-wave attenuation on the moon. In Impact and Explosion Cratering, edited by D. J. Roddy, R. O. Pepin, and R. B. Merrill, pp.639-656, Pergamon, New York.
- Austin, M. G., J. M. Thomsen, S. F. Ruhl, D. L. Orphal, and P. H. Schultz (19 80) Calculational investigation of impact cratering dynamics: material motions during the crater growth period, Proc. Lunar Planet. Sci. Conf., 11th, 2325-2345.
- Austin, M. G., J. M. Thomsen, S. F. Ruhl, D. L. Orphal, W. F. Borden, S. A. Larson, and P. H. Schultz (1981) Z model analysis of impact cratering: an overview. In Multi-ring Basins, Proc. Lunar Planet. Sci., 12A, 197-205.
- Bjork, R. L., K. N. Kreyenhagen, and M. H. Wagner, Analytical study of impact effects as applied to the meteoroid hazard, NASA-CR-757.
- Bogard, D. D. (1979) Chronology of asteroid collisions as recorded in meteorites. In Asteroids, edited by T. Gehrels, pp.558-578, Univ. of Arizona Press, Tucson.
- Clube, V., and B. Napier (1982) The Cosmic Surpent: A Catastrophist View of Earth History, Faber and Faber, London.
- Cooper, H. F. (1977) A summary of explosion cratering phenomena relevant to meteorite impact events. In Impact and Explosion Cratering, edited by D. J. Roddy, R. O. Pepin, and R. B. Merrill, pp.11-44, Pergamon, New York.
- Croft, S. K. (1980) Cratering flow field: implications for the excavation and transient expansion stages of crater formation, Proc. Lunar Planet. Sci. Conf., 11th, 2347-2378.
- Croft S. K. (1981) Hypervelocity impact in icy media, Lunar and Planetary Science, XII, 190–192, Lunar and Planetary Institute, Houston.
- Croft, S. K. (1982) A first-order estimate of shock heating and vaparization

- in oceanic impacts, Geol. Soc. Am. Spec. Publ., 190, 143-152.
- Croft, S. K., S. W. Kieffer, and T. J. Ahrens (1979) Low-velocity impact craters in ice and ice-saturated sand with implications for martian crater count ages, J. Geophys. Res., 84, 8023-8032.
- Dienes, J. K., and J. M. Walsh (1970) Theory of impact: Some general principles and the method of Eularian codes. In High-velocity Impact Phenomena, edited by R. Kinslow, pp.45-104, Academic, New York.
- Evans A. G., and T. R. Wilshaw (1977) Dynamic solid particle damage in brittle materials : an appraisal, J. Material Sci., 12, 97-116.
- Fujiwara, A., and A. Tsukamoto (1980) Experimental study on the velocity of fragments in collisional breakup, Icarus, 44, 142-153.
- Fujiwara, A., G. Kamimoto, and A. Tsukamoto (1977) Destruction of basaltic bodies by high velocity impact, Icarus, 31, 277-288.
- Gault, D. E. (1973) Displaced mass, depth, diameter and effects of oblique trajectories for impact craters formed in dense crystalline rocks, The Moon, 6, 32-44.
- Gault, D. E., and J. A. Wedekind (1969) The destruction of tektites by micrometeoroid impact, J. Geophys. Res., 74, 6780-6794.
- Gault, D. E., and J. A. Wedekind (1977) Experimental hypervelocity impact into quartz sand -II. Effects of gravitational acceleration, in Impact and Explosion Cratering, editedy by D. J. Roddy, R. O. Pepin, and R. B. Merrill, pp.1231-1244, Pergamon, New York.
- Hartmann, W. K. (1978) Plant formation: mechanism of early growth, Icarus, 33, 50-61.
- Holsapple, K. A., and R. M. Schmidt (1982) Scaling of crater dimension. 2. Impact processes, J. Geophys. Res., 87, 1849-1870.
- Housen, K. R., R. M. Schmidt, and K. A. Holsapple (1983) Crater ejecta scaling laws: fundamental forms based on dimensional analysis, J. Geophys. Res., 88, 2485-2499.
- Kawakami, S., and H. Mizutani (1980) Ganymede and Callisto: thermal and

- structural evolution model, Proc. 12th Lunar and Planet. Symp.,
- Kawakami, S., and H. Mizutani (1985a) Scaling analyses of cratering flow field, in preparation.
- Kawakami, S., and H. Mizutani (1985b) Radial variation of crater ejecta thickness, in preparation.
- Kawakami, S., H. Mizutani, Y. Takagi, M. Kato, and M. Kumazawa (1982) Scaling analysis of impact craters, Proc. 15th ISAS Lunar Planet. Symp., 152-163.
- Kawakami, S., H. Mizutani, Y. Takagi, M. Kato, and M. Kumazawa (1983) Impact experiments on ice, J. Geophys. Res., 88, 5306-5315.
- Kieffer, S. W., and C. H. Simonds (1980) The role of volatiles and lithology in the cratering process, Rev. Geophys. Space Phys., 18, 143-181.
- Lange, M. A., and T. J. Ahrens (1981) Fragmentation of ice by low velocity impact, Proc. Lunar Planet. Sci. 12B, 1677-1687.
- Lange, M. A., and T. J. Ahrens (1982a) Impact cratering in ice- and icesilicate targets: an experimental assessment, Lunar and Planetary Science, XIII, 415-416, Lunar and Planetary Institute, Houston.
- Lange, M. A., and T. J. Ahrens (1982b) Impact fragmentation of ice- and icesilicate bodies, Lunar and Planetary Sciences, XIII, 417-418, Lunar and Planetary Institute, Houston.
- Lawn B. R., and R. Wilshaw (1975) Indentation fracture: principles and application, J. Mater. Sci., 10, 1049-1-81.
- 増田幸治・山田功夫・水谷仁 (1982) 氷の内部融解による弾性波と相転移による地震の発生、地震学会講演予講集, 1, 127, 1982.
- Matsui, T., T. Waza, K. Kani, and S. Suzuki (1982) Laboratory simulation of planetesimal collision, J. Geophys. Res., 87, 10968-10982.
- McGetchin, T. R., M. Settle, and J. W. Head (1973) Radial thickness variation in impact crater ejecta: implications for lunar basin deposits, Earth Planet. Sci. Lett., 20, 226-236.
- Maxwell, D. E. (1977) Simple Z model of cratering, ejection and the overturned flap. In Impact and Explosion Cratering, edited by D. J. Roddy, R. O. Pepin,

- and R. B. Merrill, pp.1003-1008, Pergamon, New York.
- Maxwell, D. E., and K. Seifert (1974) Modeling of cratering, close-in displacement, and ejecta, DNA 3628F, Defence Nuclear Agency, Washington, D. C.
- 水谷仁(1979)氷面におけるクレーター実験,惑星科学,1,85.
- Mizutani, H., Y. Takagi, and S. Kawakami (1985) New scaling law of impact fragmentation, in preparation.
- Mizutani, H., M. Kumazawa, M. Kato, T. Masuda, S. Kawakami, Y. Takagi, and K. Kani (1981) A performance test of the low velocity shock gun with a novel sabot stopper, Proc. 14th ISAS Lunar Planet. Symp., 267-277.
- Mizutani, H., S. Kawakami, Y. Takagi, M. Kato, and M. Kumazawa (1983) Cratering experiments in sands and a trial for general scaling law, J. Geophys. Res., A835-A845.
- Moore, H. J., D. E. Gault, and E. D. Heitowit (1965) Change of effective target strength with increasing size of hypervelocity impact craters, Proc. Hypervelocity Impact Symp., 7th, 4, 35-45.
- Oberbeck, V. R. (1977) Application of high explosion cratering data to planetary problems, in Impact and Explosion Cratering, editedy by D. J. Roddy, R. O. Pepin, and R. B. Merrill, pp.45-65, Pergamon, New York.
- Orphal, D. L. (1977) Calculations of explosion cratering II. Cratering mechanics and phenomenology. In Impact and Explosion Cratering, edited by D. J. Roddy, R. O. Pepin, and R. B. Merrill, pp.907-917, Pergamon, New York,
- Piekutowski, A. J. (1977) Cratering mechanisms observed in laboratory-scale high-explosive experiments, in Impact and Explosion Cratering, editedy by D. J. Roddy, R. O. Pepin, and R. B. Merrill, pp.67-102, Pergamon, New York.
- Piekutowski, A. J. (1980) Formation of bowl-shaped craters, Proc. Lunar Planet. Sci. Conf., 11th, 2129-2144.
- Post, R. L. (1974) Ejecta distributions from near-surface nuclear and HE bursts, Report AFWL-TR-74-51, 122pp.
- Quide, W. L., and V. R. Oberbeck (1968) Thickness determination of the lunar surface layer from lunar impact craters, J. Geophys. Res., 73, 5247-5270.

- Roddy, D. J., R. O. Pepin, and R. B. Merrill (1977) Impact and Explosion Cratering, Pergamon, New York.
- Schmidt, R. M. (1980) Meteor crater: energy of formation implications of centrifuge scaling, Proc. Lunar Planet. Sci. Conf., 11th, 2099-2128.
- Short, N. M., and M. L. Forman (1972) Thickness of impact crater ejecta on the lunar surface, Modern Geology, 3, 69-91.
- Stoffler, D., D. E. Gault, J. A. Wedekind, and G. Polkowski, Experimental hypervelocity impact into quartz sand: Distribution of shock metamorphism, J. Geophys. Res., 80, 4062-4077.
- Summers J. L., and A. C. Charters (1959) High-speed impact of metal projectiles in targets of various materials, Proc. Symp. Hypervelocity Impact, 3rd, pp.101-113, Armour Res. Foundation, Chicago.
- Takagi, Y. (1983) Fragmentation experiments of basalt, size and velocity distribution, Master's thesis, Nagoya University.
- Takagi, Y., H. Mizutani, and S. Kawakami (1984) Impact fragmentation experiments on basalts and pyrophyllites, Icarus, 59, 462-477.
- Thomsen, J. M., M. G. Austin, and S. F. Ruhl (1979) Calculational investigation of impact cratering dynamics: early time material motions, Proc. Lunar Planet. Sci. Conf., 10th, 2741-2756.
- Waza, T., T. Matsui, and K. Kani (1985) Laboratory simulation of planetesimal collision 2. Ejecta velocity distribution, J. Geophys. Res., 90, 1995-2011.

第4章 衝突による微惑星のサイズ分布の進化

原始太陽系星雲の赤道面に沈澱したダスト層の重力崩壊によって、地球付近では、直径数km~10kmの微惑星が約10 "個形成される.このおびただしい数の微惑星はそれぞれの軌道をケプラー運動しているが、それらの多くはお互いに交叉しており、微惑星どうしが頻繁に衝突する.衝突によって微惑星は、ある場合には粉々に破壊され、またある場合には合体して、太陽のまわりをまわっている微惑星のサイズ分布は時々刻々と変化していく.また、微惑星相互のランダム速度も、重力散乱と衝突によって変化していく.おびただしい頻度の衝突と重力散乱の結果として、微惑星の誕生からおよそ10 7年後には、現在の太陽系の姿とほぼ同じ惑星系の形態が形成されたと考えられる(図4-0-1).この章では、図4-0-1 のように、すでに原始太陽系星雲のガス相は散逸していると仮定して、微惑星の成長過程を衝突過程や天体力学の立場からみてみよう.

4-1. 微惑星の成長過程の古典的なモデル

Safronov(1972)は、古典的な統計力学や重力散乱の理論(Chandrasekhar、1941、1943)をもちいて、衝突による微惑星の成長過程を扱っている。微惑星のサイズ分布や速度分布に関する研究の多くは、Safronov(1972)のモデルから出発しており、詳細なモデル研究の比較検討の対象となっている。Safronov(1972)のモデルは次のように要約することができる(Ward、1976;Wetherill、1980)。惑星母天体は、それより小さい数多くの微惑星の中を速度、v で運動している。まわりの微惑星の空間密度を ρ とし、惑星母天体の衝突断面積をSとすると、微惑星の成長率は次の式で与えられる(図4-1-1)

$$dM/dt = \rho v S. (4-1-1)$$

微惑星の衝突断面積は、自己重力の効果が小さいときは幾何学的断面積、 π R² に比例 し、自己重力が大きくなると、衝突断面積は次のように、

$$S = \pi R^{2} (1 + v_{e}^{2}/v^{2}) \sim R^{4}$$
 (4-1-2)

惑星の半径の4乗に比例して大きくなる。ここで ve は微惑星の脱出速度, v はまわりの 微惑星のランダム速度である。(4-1-1)をもちいて惑星の成長のタイムスケールを見積

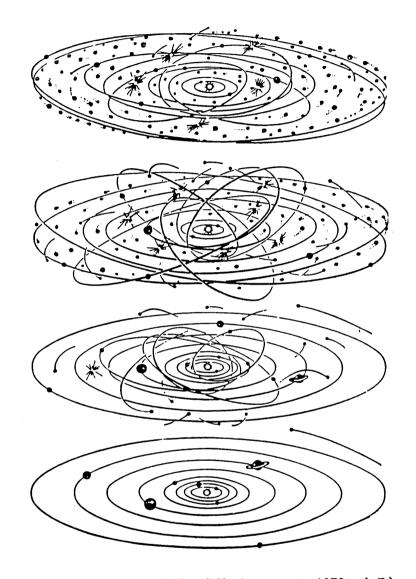


図4-0-1. 微惑星の衝突による惑星の成長 (Ringwood, 1979による).

もるには、微惑星のランダム速度(v)と微惑星の空間分布(ρ)の値を推定する必要があるが、両者の関係は独立でない。太陽からの距離(軌道半径)がrの微惑星のランダム速度(v)は、微惑星の軌道要素である離心率(e)と軌道傾斜角(i)と公転軌道速度($C=r\Omega$)をもちいると、

$$v = (e^2 + \frac{1}{2}i^2)^{\gamma_2} \Omega \sim i r \Omega \qquad (4-1-3)$$

で与えられる。このことは、微惑星の軌道の形が円から大きくずれており、軌道面が原始 太陽系星雲の赤道面となす角が大きい程ランダム速度は大きくなることを意味している。 従って、ランダム速度が大きい微惑星の集団の方が、小さい集団と比べて、空間的に広く 分布していることになる。ここで原始太陽系星雲における微惑星の存在する領域の厚さを h とすると、h と軌道傾斜角(i)の間に次の関係がある(図4-1-2)

$$h = r \sin i \sim r i = v / \Omega. \tag{4-1-4}$$

また、原始太陽系星雲の赤道面で換算した微惑星の空間分布の面密度 (σ) と原始太陽系星雲の厚さ (h) の関係は

$$\sigma = \rho h \tag{4-1-5}$$

で与えられる。従って、微惑星のランダム速度の推定ができれば惑星の成長を見積もることができる。Safronov(1972)の理論では、微惑星のランダム速度 ν は重力散乱による増加と衝突による散逸によって決まる平衡値で与えられるとしている(N体問題の数値計算によって、サイズ分布が変化しない系ではこの仮定の妥当性は確かめられているが、サイズ分布の変化と速度分布の変化が同時におこる系では、速度分布が平衡状態に至るまえにサイズ分布の変化が進行してしまう可能性があり、このような系での速度分布の推定は、未だ未解決の問題である)。微惑星の速度分布を見積もるには、太陽のまわりをケプラー運動する天体のN体問題を扱わなくてはならない。ここでは、気体分子運動論で使われる "particle-in-a-box 近似"と 2体問題を統計的に扱って、ランダム速度を概算しよう。空間密度 ρ の微惑星集団中を速度ν で運動する、質量、m、密度、ρ を持つ惑星母天体の平均自由行程は

$$1 = \mathsf{m} / (\pi \mathsf{R} \ \rho) \tag{4-1-6}$$

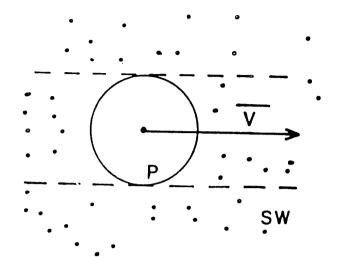


図4-1-1. より大きな微惑星がまわりの微惑星をかき集めて成長する。まわりの微惑星の存在密度を ho , 微惑星ho の断面積をho 、速度をho とするとho とするとho とするとho の

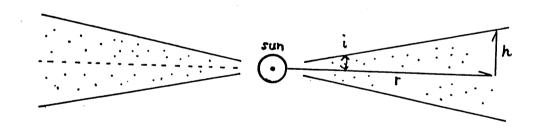


図4-1-2. 原始太陽系星雲の厚さ(h)と微惑星の軌道傾斜角(i)の関係。

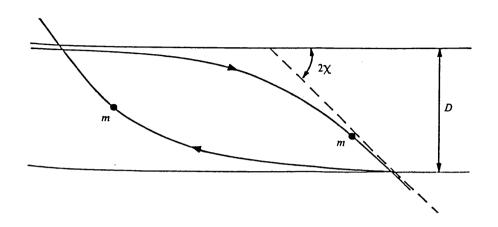


図4-1-3. 2体の相互作用による軌道の変化.

また, 平均衝突時間では

$$\tau = 1/v = 4\pi \rho R/3 \sigma \Omega \qquad (4-1-7)$$

で与えられる。一回の衝突で散逸する運動エネルギーの割合を β とすると,運動エネルギーの散逸時間, τ (damp)は

$$\tau \text{ (damp)} = \tau / \beta = 4 \rho \text{ R} / 3 \sigma \beta \Omega \tag{4-1-8}$$

で与えられる.

次に重力散乱による運動エネルギーの増加を 2体問題近似をもちいて見積もろう.質量 m_{ν} の微惑星(planetesimal)と質量 m_{e} の惑星母天体(embryo)の二つの天体が図4-1-2 のようにインパクトパラメータ,D で近接すると,お互いの重力的な相互作用によって,運動方向が χ だけ曲がる(図4-1-3).このとき相対速度の変化, δ_{V} は次の式で与えられる

$$\delta v = -m_p v / (m_e + m_p) \sin 2x \qquad (4-1-9)$$

ここで, χは

$$\sin \alpha = \left\{ 1 + \frac{\mathcal{D}^2 v^4}{\mathcal{G}^2 (m_p + m_e)^2} \right\}^{-1/2}$$
 (4-1-10)

である.

惑星母天体が単位時間に様々なインパクトパラメータをもつ微惑星と重力相互作用をすると, ランダム速度の変化は次の式で与えられる

$$dv = \int_{\mathcal{D}_{\mathbf{min}}}^{\mathbf{D}_{\mathbf{mox}}} v^{\mathbf{z}} \sin^{\mathbf{z}} x \cdot \cos^{\mathbf{z}} x \cdot \mathbf{n} \quad (D) \quad dD$$
 (4-1-11)

ここで、 n(D) dDは単位時間におけるインパクトパラメータがD とD +dDの値をもつ微 惑星との遭遇数であり、次の式で与えられる

$$n (D) dD = 2\pi D \sigma \Omega dD/m \qquad (4-1-12)$$

また、積分の範囲は、Dmin より小さいインパクトパラメータの衝突では両者が衝突し、Dmaxより大きいインパクトパラメータの衝突では重力的な相互作用はない、という仮定にもとづいている(Stewart and Kaula, 1980). (4-1-12)を(4-1-11)に代入し、簡単のため、 $m_e=m_p$ として積分を実行すると

$$dv^2 = 8 \pi G m \sigma \Omega \cdot \ln \Lambda / v \qquad (4-1-13)$$

となる、ここで、In A は

$$\ln \Lambda = \ln (D_{\text{max}}/D_{\text{min}}) = \ln (hv^2/2GM)$$
 (4-1-14)

従って、重力散乱による速度の増加のタイムスケール、で (enc) は

$$\tau \text{ (enc)} = \left(\frac{1}{v} \frac{d^{v}}{dt}\right)^{-1} = \frac{v^{4}}{4\pi G^{2} m \sigma \Omega \ln \Lambda}$$
 (4-1-15)

である。衝突によるランダム運動のエネルギー散逸率と、重力散乱による、ランダム運動のエネルギー増加率が平衡になっているとすると、 τ (damp) = τ (enc)となり、 微惑星の平衡速度は

$$v = (GM/\theta R)^{1/2}$$
 (4-1-16)

ここで θ はSafronovのパラメータと呼ばれ、

$$\theta = (\beta/4 \ln \Lambda) \tag{4-1-17}$$

で定義される. 原始太陽系星雲における適当な数値を代入すると,

$$\theta = 0.2 \beta \tag{4-1-18}$$

となり、 $\theta=1\sim4$ となる。 (4-1-16) より v は惑星母天体が成長するにつれて、 v はR に比例して増加していくことになる。 微惑星のサイズ分布を考慮した同様の計算に よって、このような惑星母天体の成長に伴うまわりの微惑星の速度の増加は、系の質量が 大きいサイズの微惑星がもっているような系で実現することが示されている。

4-2. 太陽重力場における微惑星の運動のN体問題

4-1節で示した理論では、微惑星の運動はそれぞれの微惑星の重力圏外での運動は、ある限られた空間を気体が自由に飛び回っているのと同じであるとし、重力圏内での運動は2体問題で扱えるとして記述されていた。しかし、それぞれの微惑星は、空間を自由に運動しているわけではなく、太陽の重力場を考慮しなくてはならない。太陽重力場での2つの小天体の相互作用は3体問題と呼ばれている。3体問題が解析的に扱えるのは、3つの天体が同一平面上を運動している場合に限られている(制限3体問題)。従って、太陽重力場での微惑星の成長問題を解析的に扱うのは大変困難な問題である。

Stewart and Kaula (1980) はこの問題をBoltzman方程式をもちいて解析している。質量m の微惑星がランダム速度 (v) と位置 (r) の位相空間における分布関数を f (r, v) とする。微惑星の衝突や重力散乱による分布関数の時間変化は次の式に従う。

$$\frac{\partial f/\partial t + (C + \mathbf{u}) \cdot \nabla f}{+ [\nabla \phi - (C + \mathbf{u}) \cdot \nabla C] \cdot \nabla_{u} f}$$

$$= (\partial f/\partial t)_{\text{enc}} + (\partial f/\partial t)_{\text{coil}},$$
(4-2-1)

ここで、 Γ は空間座標におけるgredient、 Γ は速度座標におけるgredient、 ρ は太陽の重力ポテンシャル、 Γ は微惑星集団の平均速度、 $(\stackrel{f}{f})_{coll}$ は衝突によるf の変化率、 $(\stackrel{f}{f})_{enc}$ は重力散乱によるf の変化率である。ここで、空間座標は図4-2-1 のようにとる。 (4-1-1) を太陽を原点、原始太陽系星雲の赤道面を (r, θ) 座標面にとって、円筒座標で表すと

$$\begin{split} \partial f/\partial t &+ (u_r \partial/\partial r + u_z \partial/\partial z) f + (\partial \phi/\partial r \\ &+ \Omega_0^2 r_0) \partial f/\partial u_r + (\partial \phi/\partial z) \partial f/\partial u_z \\ &+ \left[(u_\theta^2/r) \partial/\partial u_r - (u_\theta u_r/r) \partial/\partial u_\theta \right] f \\ &+ \left[2\Omega_0 u_\theta \partial/\partial u_r - (2\Omega_0 + r_0 \partial\Omega_0/\partial r_0) \right] \\ &\times u_r \partial/\partial u_\theta f = (\partial f/\partial t)_{\text{enc}} \\ &+ (\partial f/\partial t)_{\text{coll}}, \end{split}$$

(4-2-2)

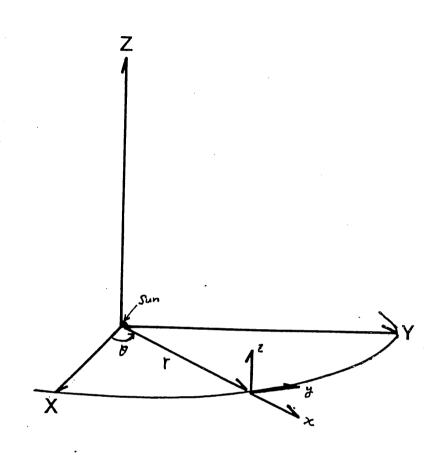


図4-2-1. 微惑星系に対する座標系. 太陽を中心とする円筒座標 (r, θ, z) , 慣性系 (X, Y, Z) と微惑星とともにケプラー運動する回転系 (x, y, z) を用いる.

となる.この式において微惑星のランダム速度は、C に比べ十分小さく、分布関数の空間 座標に関する変化は速度座標に関する変化に比べて十分小さいとして、微少項を省略する と

$$[u_z\partial/\partial z + (\partial\phi/\partial z)\partial/\partial u_z]f + [2\Omega_0 u_\theta \partial/\partial u_r - (2\Omega_0 + r_0\partial\Omega_0/\partial r_0)u_r\partial/\partial u_\theta]f = 0, \qquad (4-2-3)$$

となる。この方程式を満たすf は

$$x = (u_{\uparrow}^{2} + \gamma u_{0}^{2}) + \alpha (u_{z}^{2} + (\Omega z)),$$
 (4-2-4)

の関数 f(x) であればなんでもよい、 α 、 γ は

$$\tau = 2 \Omega_o (2 \Omega_o + r_o \frac{2\Omega_o}{2r_o})$$

 $\alpha =$ 定数

である。ここで、全ての微惑星に対して、規準とする軌道を一つ定められる場合、即ち それぞれの微惑星(添字 i)に対して、

GM a_i
$$(1 - e_i)$$
 cos i_i = $(GM r_i)$ (4-2-5)

のようにすべての微惑星に対して太陽からの距離が r の円軌道を規準にとれる場合には , r=1 となり、微惑星のランダム速度は (r,θ) 面内で等方的になる。しかし、微惑星相互の重力散乱は、速度分布に等方性からのずれを生じさせる。微惑星の速度座標に対する等方性からのずれが小さい場合にはランダム速度の空間において、分布関数を次のようにテンソル展開することができる

$$f(r_0, z, \mathbf{u}) = F_0 + \mathbf{F}_1 \cdot u/u + \mathbf{F}_2 : \mathbf{u}\mathbf{u}/u^2 + \cdots$$
 (4-2-6)

ここで、微惑星の分布関数は大凡、次のようにMaxwell 分布に近いとする

$$F_0(r_0, z, u) = n(\pi^{1/2}c)^{-3} \exp(-u^2/c^2),$$

 $c^2 = \overline{2u^2}/3.$

$$n(r_0, z) = n_0(r_0) \exp(-\Omega_0^2 z^2/c^2).$$
(4-2-7)

(4-2-6) にあらわれる展開係数、F 、 F_{z} ・・・はマクロの物理量である数密度

(n) , 質量流速 $(\rho \mathbf{W})$, 圧力テンソル $(\rho \mathbf{W} \mathbf{W})$ と次の関係がある

$$n = \iint d\mathbf{u} = (4\pi/3) \int_0^\infty F_0 u^2 du, \qquad (4-2-8)$$

$$\rho\langle \mathbf{u} \rangle = m \int f \mathbf{u} d\mathbf{u} = (4\pi m/3) \int_0^\infty \mathbf{F}_1 u^3 du, \qquad (4-2-9)$$

$$\rho \langle uu \rangle = m \int f u u du$$

$$= (\rho u^2 / 3) I_2 + (8\pi m / 15) \int_0^\infty F_2 u^4 du, \qquad (4-2-10)$$

また、粘性流体では、圧力テンソルは、応力テンソルと粘性係数をもちいて次のように表 される

$$\rho \langle \mathbf{u}\mathbf{u} \rangle = -\mathbf{S} = p\mathbf{I}_{2}$$

$$- \eta [\nabla \mathbf{C} + (\nabla \mathbf{C})^{\mathrm{T}} - \frac{2}{3}\nabla \cdot \mathbf{C}\mathbf{I}_{2}], \qquad (4-2-11)$$

ここで、 $C = (GM/r_o)$ γ であることから、応力テンソルを計算し、(4-1-10)に代入すると

$$-\eta(rd\Omega/dr) = (8\pi m/15) \int_0^\infty (\mathsf{F}_2)_{xy} u^4 du. \tag{4-2-12}$$

が得られる。微惑星のケプラー運動は太陽に近い軌道をもつものの方が公転運動が速く、遠いものの方がゆっくり公転しているので、隣接する2 つの微惑星に注目すると、それらの間にはせん断応力が働いているようにみえるのである。(4-2-12)は、このせん断応力と微惑星の速度の非等方性が比例しており、その比例係数が η であることを意味しているところで、Boltzman方程式(4-2-1)に ρ u、及び、 ρ u²をかけて、積分を実行し、微少項を省略すると、運動量保存則、エネルギー保存則が得られる

$$\frac{\partial (nm\langle \mathbf{u} \rangle)}{\partial t} + \mathbf{C} \cdot \nabla (nm\langle \mathbf{u} \rangle) + nm\langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \mathbf{C} - nm(\nabla \phi) - \mathbf{C} \cdot \nabla \mathbf{C}) + \nabla \cdot (nm\langle \mathbf{u} \mathbf{u} \rangle) = \int [(\partial f/\partial t)_{\text{enc}} + (\partial f/\partial t)_{\text{coll}}] m\mathbf{u} d\mathbf{u}.$$

$$(4-2-13)$$

$$\frac{\partial(\rho \overline{u^2}/2)/\partial t + \nabla \cdot (\rho \overline{u^2}\langle \mathbf{u} \rangle/2)}{+ \rho \langle \mathbf{u} \rangle \cdot (\mathbf{C} \cdot \nabla \mathbf{C} - \nabla \phi) + \rho \langle \mathbf{u} \mathbf{u} \rangle : \nabla \mathbf{C}}$$

$$= \int [(\partial f/\partial t)_{\text{enc}} + (\partial f/\partial t)_{\text{coll}}](mu^2/2) d\mathbf{u}. \qquad (4-2-14)$$

(4-2-14) の左辺の頃は左から、運動エネルギーの変化、熱の流れ、ポテンシャルエネルギーの変化、粘性による軌道エネルギーのランダム運動エネルギーへの変化の割合を表している. 熱の流れとポテンシャルの変化の頃は小さいので無視すると、(4-2-14) は

$$\frac{\partial(\rho \overline{u^2}/2)/\partial t}{\partial t} = \int (\partial f/\partial t)_{\text{enc}} (mu^2/2) d\mathbf{u} + \int (\partial f/\partial t)_{\text{coll}} (mu^2/2) d\mathbf{u} + \eta (rd\Omega/dr)^2$$
(4-2-15)

となる。ここで、次の関係をもちいている

$$\rho\langle \mathbf{u}\mathbf{u}\rangle : \nabla \mathbf{C} = -\eta (rd\Omega/dr)^2$$

$$= -9\eta\Omega^2/4. \tag{4-2-16}$$

微惑星のランダム運動のエネルギーの変化は、衝突によるランダム運動のエネルギーの散 逸、重力散乱による微惑星相互のランダム運動エネルギーのやり取り、微惑星集団のケプ ラー運動によって生じる粘性による軌道エネルギーのランダム運動のエネルギーへの移行 によって起こる。微惑星集団の定常的なランダム運動のエネルギーは、(4-2-16)の左辺 を零とおくことによって求められる。

固体粒子の非弾性衝突による運動エネルギーを扱った研究に、Trulsen (1971, 1972) とGoldreich and Tremaine (1978) の研究がある。これらの研究の結果を利用すると、分布関数、 $f(u_1)$ 、 $f(u_2)$ をもつ異なる2 種類の粒子の衝突による運動エネルギーの散逸率は次の式で与えられる

$$\int (\partial f/\partial t)_{coll} (mu^{2}/2) d\mathbf{u}$$

$$= -(\xi/4)(1 - \epsilon^{2})m \pi r_{p}^{2} \int f(\mathbf{u}_{1}) f(\mathbf{u}_{2}) g^{3}$$

$$(1 + 2Gm/r_{p}g^{2}) d\mathbf{u}_{1} d\mathbf{u}_{2},$$
(4-2-16)

ここで、 $g=\{u,-u_s\}$ 、 ϵ は反発係数、 ξ は斜め衝突に対する補正項で、 $\xi=1$ ~4 である.分布関数をMaxwell 分布と仮定して、(4-2-16)の積分を実行すると、

$$\int (\partial f/\partial t)_{\text{coll}} (mu^2/2) d\mathbf{u}$$

$$= -(\xi/4)(1 - \epsilon^2) n^2 m r_{\text{p}}^2 (\overline{u^2})^{3/2}$$

$$[10.92 + 8.19(Gm/r_{\text{p}} \overline{U^2})]. \qquad (4-2-17)$$

が得られる.

Stewart and Kaula (1980) は、プラズマ粒子の相互作用を解析するための統計物理学で使われている Fokker-Planck方程式(例えば、Shkarofsky et al., 1966; Montgomery and Tidman, 1964) を利用して、重力的な遠距離散乱によるランダム速度の増加を見積

もっている. 重力的な相互作用に対するFokker-Planck 方程式は次の式で与えられる

$$(\partial f/\partial t)_{\text{enc}} = \sum_{i} Y_{i} [-\nabla_{u} \cdot (f_{i} \nabla_{u} \mathcal{X}_{i}) + \frac{1}{2} \nabla_{u} \nabla_{u} \cdot (f_{i} \nabla_{u} \nabla_{u} \mathcal{G}_{i})], \qquad (4-2-18)$$

ここで,

$$Y_{i} \doteq 4\pi G^{2} m_{i}^{2} \ln[1 + \overline{u_{i}^{2}} | \mathbf{u} - \mathbf{u}_{i}|^{4} / G^{2} (m + m_{i})^{2} \Omega^{2}]^{1/2},$$

$$\mathcal{H}_{i} = (1 + m/m_{i}) \int [f_{i}(\mathbf{u}_{i}) / |\mathbf{u} - \mathbf{u}_{i}|] d\mathbf{u}_{i},$$

$$\mathcal{G}_{i} = \int f_{i}(\mathbf{u}_{i}) |\mathbf{u} - \mathbf{u}_{i}| d\mathbf{u}_{i}.$$

相互作用を起こす最大距離はプラズマ物理学のDbyeの遮蔽距離とし、和は存在するすべて種類の粒子に対して行う。微惑星の場合には、質量によっていくつかのサイズごとに一括して同一の粒子と仮定する。**%**は拡散係数,**%**はダイナミックフリクションと呼ばれる。ダイナミックフリクションの項は、(1+m/m;)に比例するので、微惑星の質量比(m/m;)が大きくなるとこの項が卓越し、大きい微惑星と小さい微惑星のランダム運動のエネルギーが等しくなるように作用する。即ち、ダイナミックフリクションは微惑星のランダム運動のエネルギーの等分配を成り立たせる作用がある。重力散乱によるエネルギー等分配への移行率を推定するために、ここではそれぞれの微惑星の分布関数をMaxwell分布と仮定する

$$f = n(\pi^{1/2}c)^{-3}e^{-(u/c)^2};$$

$$f_i = n_i(\pi^{1/2}c_i)^{-3}e^{-(u/c)^2}.$$
(4-2-19)

これを (4-2-18) に代入すると、

$$(\partial f/\partial t)_{\text{enc}} = 2f \sum_{i} \frac{n_{i}}{m_{i}} Y_{i} \left[\left(\frac{m_{i}c_{i}^{2}}{c^{4}} - \frac{m}{c^{2}} \right) \frac{1}{u} \Phi \left(\frac{u}{c_{i}} \right) + \left(\frac{m}{c^{2}c_{i}} + \frac{m}{c_{i}^{3}} - \frac{m_{i}c_{i}}{c^{4}} - \frac{m_{i}}{c^{2}c_{i}} \right) \Phi' \left(\frac{u}{c_{i}} \right) \right].$$

$$(4-2-20)$$

この式から、エネルギー等分配が成り立っている場合(mc=mici)には、重力散乱は 微惑星の速度分布になんら影響しないことが分かる。 $Stewart\ and\ Kaula\ (1980)$ は、 微惑星のサイズ分布を

n (m) =
$$C = \frac{5}{10}$$
, 10^{15} g < m < 10^{15} g and q = 5 /3 (4-2-21)

とし、初期速度=100m/sec, 200m /sec の場合の速度の増加率

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \int (\frac{\partial f}{\partial t})_{enc} \vec{u}^2 du$$

(4-2-22)

を見積もり、Safronov(1972)やKaula(1979)の見積りと比較している(図4-2-2). Safronov(1972)やKaula(1979)の行った計算は、第4-1節で示した計算を様々なサイズを持つ微惑星の集団について行ったものである。Safronov(1972)の古典的な理論では、重力散乱によって、すべての微惑星の速度が増加しているが、Fokker-Planck 方程式をもちいた取扱では、ランダム速度はエネルギー等分配が成り立つように作用するため小さな微惑星の速度は増加するが、大きい微惑星の速度は現象している。また同一の大きさの微惑星のみからなる系では、微惑星の集団全体では、重力散乱による速度分布の変化はない。重力散乱のダイナミックフリクションの影響(エネルギー等分配)を考慮して、微惑星の速度分布やサイズ分布の進化を扱った研究はこれまで行われていない。

微惑星のランダム速度は、重力散乱によるランダム運動のエネルギーのやりとりのほかに、ケプラー運動のエネルギーを散乱によって、ランダム運動のエネルギーへ変換する作用がある。これは(4-2-12)において粘性係数(η)で表されていた。この粘性係数には衝突によるものと、遠距離散乱によるものがあるが、前者は後者に比べて無視できる。この粘性係数を見積もるには、Boltzman方程式(4-2-1)の全ての項をテンソル展開し、(\mathbf{F}_{2})、の項に対する解を求めればよい。Stewart and Kaula(1980)はプラズマ物理学で展開されたShkarofsky et al.(1966)の理論を微惑星の系に当てはめ、粘性係数の値を見積もっている。彼らによると、重力散乱による軌道運動エネルギーからランダム運動エネルギーへの変換率は

$$\frac{\partial(\rho \overline{u^2}/2)/\partial t}{\partial t} = \eta_{\rm enc}(rd\Omega/dr)^2$$

$$= 1.74\rho^2 G^2 m \ln[1 + (\overline{u^2})^3/(Gm\Omega)^2]^{1/2}/(\overline{u^2})^{1/2}.$$

(4-2-22)

で与えられる。そこで、(4-2-17) と (4-2-22) を (4-2-15) に代入して、左辺を零とおくと、Safronovのパラメータに関する方程式

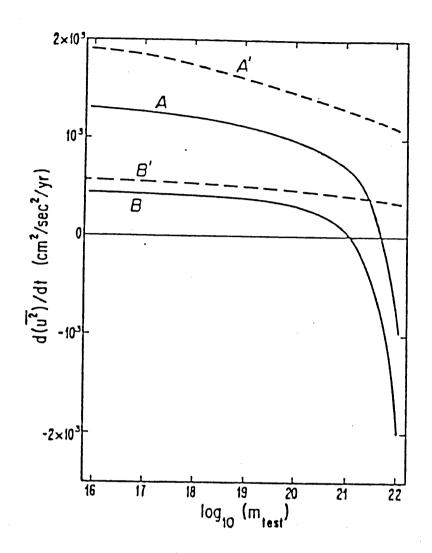


図4-2-2. 重力散乱によるランダム速度の変化率. A は微惑星系の初期速度を100m/sec とした場合, B は200m/sec とした場合. A, BはFokker-Planck 方程式を用いている. A', B'はSafronov (1972) の理論をもとにKaula (1978) の計算による.

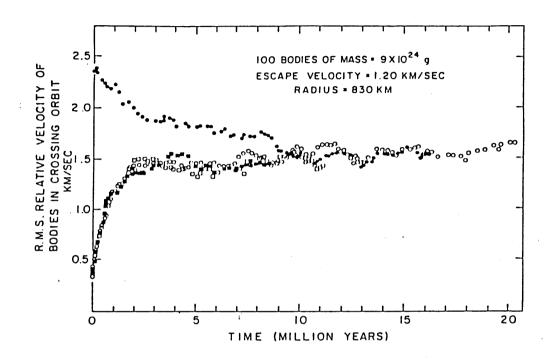


図4-2-3. 100 個の等しい大きさの微惑星系のランダム速度の変化、初期速度をいろいろ与え,100 体の運動方程式を解いてランダム速度の進化をシミュレーションしている(Wetherill,1980 による). およそ10⁶年で平衡速度に達する.

(4-2-23)

を得る.これを解くと平衡速度に対するパラメータ、θの値を推定することができる. Stewart and Kaula (1980) はBoltzman方程式から出発して、解析的に微惑星の速度分布を推定しようと試みているが、解くべき方程式は、解析的に扱うには厄介すぎ、多くの仮定や近似をもちいて (4-2-23) を得ている。また、破壊・合体による粒子の個数が変化することをBoltzman方程式に組み込むことも困難が伴う。従って、彼らの計算から、実際の微惑星系の運動を議論することは困難である。しかし、Boltzman方程式を導入して系の力学的性質を調べることは、微惑星の速度分布を支配しているプロセスを理解する上で役に立っている。

一方、コンピューターをもちいて太陽のまわりをまわる100 個程度の微惑星の運動方程式を解くことは、現在の技術で可能な問題である。Wetherill (1980) は数値計算を多数行い、微惑星の速度分布がどのように定常状態に至るかを調べている。図4-2-3 は系の平均速度の変遷を時間の関数として示したものである。いろいろな初期値から出発させると凡そ10 年で微惑星の速度は定常状態に達する様子が分かる。また微惑星のサイズをいろいろ変えて計算を行うと、サイズの成長とともに平衡速度が大きくなることも確かめられている。従って、十分長い時間に渡って、微惑星のサイズ分布が変化しないならば、第4-1節で求めた速度分布に至るであろう。しかし、Wetherill (1980) の計算では、微惑星の質量はすべて同じであるとしているため、様々なサイズの微惑星からなる系の速度分布がどのようであるかという問題に対する回答にはなっていない。 従って、現在までのところ、微惑星の速度分布の最もらしい推定は行われていない。もし、Wetherill (1980) の数値計算が示すように速度分布が平衡に達するのに10 年程度要するとすると、サイズ分布の進化のタイムスケールがそれよるオーダーで小さいならば、微惑星の速度は小さいうちに、サイズ分布は進化し、惑星母天体の成長が進行するであろう。

4-3. 微惑星の衝突によるサイズ分布の進化

微惑星の衝突による惑星の成長の問題は、微惑星の速度分布とサイズ分布を同時に解かなくてはならないが、与えられた速度分布に対する平衡速度を決定するという問題を解くだけでも、解析的に大変な困難を伴うことを4-2節でみた。この節では、衝突によるサイズ分布の進化に注目して、微惑星の進化を扱うことにしよう。小惑星帯に分布する小惑星の起源を調べるために、Dohnanyi(1969)は衝突破壊・合体による小天体のサイズ分布の進化のシミュレーションを扱っている。その後、Chapman and Davies(1975)やGreenburg et al.(1978)はさらに精密なシミュレーションを行っている。

質量がm とm +dmの範囲にある微惑星の数を n (m) dmとすると、衝突や合体による微惑星のサイズ分布の変化は次の式に従って変化する。

$$\frac{dn(m,t)}{dt} = \begin{bmatrix} (\frac{1}{2} \text{ the number of particles of mass } m' \text{ and } m - m' \\ \text{involved in collisions}) \text{ (probability of aggregation)} \end{bmatrix}$$

$$+ \begin{bmatrix} \text{number of fragments of mass } m \text{ resulting from collisions of larger bodies} \end{bmatrix}$$

$$- \begin{bmatrix} \text{number of particles of mass } m \text{ involved in collisions with particles of any other size} \end{bmatrix}$$

$$(4-3-1)$$

ここで、質量m とm'の微惑星の衝突確率を A (m,m') , 両者が合体する確率をw (m,m') とすると (4-3-1) は次のように表される

$$\frac{\mathrm{d}n(m,t)}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{2} \int_{0}^{m} A(m',m-m') n(m',t) n(m-m',t) w(m',m-m') \mathrm{d}m'
+ \int_{m}^{\infty} n_{1}(m,m'') \int_{0}^{m''/2} A(m',m''-m) n(m',t) n(m''-m',t) [1-w(m',m''-m'')] \mathrm{d}m' \mathrm{d}m'' - n(m,t) \int_{0}^{\infty} A(m,m') n(m',t) \mathrm{d}m'.$$
(4-3-2)

Greenberg et al. (1978) は、微惑星の集団をサイズによって、 1/8km $\sim 1/4$ km、 $1/4 \sim 1/2$ km、 $1/2 \sim 1$ km、 \cdots というように16のビンに分け、それらのビンすべてに対して(4-3-2)を解いてサイズ分布の進化をシミュレーションしている。Greenberg et al. (1978) のモデルでは、それぞれのビンで平均速度も変数として速度分布の進化も同時に解いている。彼らのモデルの概要は次のようである。

ビンi に属する微惑星とビンj に属する微惑星の衝突頻度は "particle-in-a-box "近

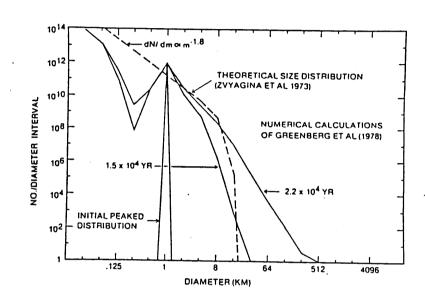


図4-3-1. 重力崩壊で誕生した微惑星のサイズ分布、速度分布の進化. Greenberg et al. (1978) による. 微惑星は玄武岩質とした場合. 約10⁴年で直径500km の微惑星が形成される.

似をもちいると,

Number of collisions $= N_i N_i v$ (cross section) /Volume (4-3-3) で与えられる。ここでNi, Njはビンi, jに属する微惑星の数, v はビンi とj の微惑星の平均の相対速度,Volumeは微惑星の存在する空間の体積である。この近似は微惑星の数が小さくて,平均自由行程が軌道の長さよりはるかに長くなると成り立たなくなる。Gree nburg et al. (1978) の衝突速度の進化には,次のようなモデルを用いている。ビンi の 微惑星とj の微惑星の相対速度(衝突速度)は,微惑星相互の重力散乱によって増加する とし,増加の割合は(4-1-13)で与えられる。また,衝突による速い速度をもつエジェクタの生成や非弾性衝突によるランダム速度の散逸は室内実験の結果をもちいて推定している。しかし,図4-3-1 は玄武岩質の微惑星系の衝突によるサイズ分布,速度分布の進化を示したものである。彼らのシミュレーションでは,約10 4 年で,直径500km 程度の微惑星が形成されることが示されている。このような小惑星サイズの微惑星が形成されるように なっても系の質量の殆どは直径数kmの微惑星が担っており,runaway accretion が起こっている。彼らがシミュレーションを行った時点では,実験データも少なく,衝突結果の推定には,多くの仮定がなされている。

我々のグループは、第3章で示したように、二つの物体のサイズ比や衝突速度によって衝突結果がどうなるかを実験的に調べ、その結果をもとにGreenberg et al. (1978) のモデルに修正を加え、微惑星の成長をより厳密に扱っている (Hayakawa et al., in prepar ation). 衝突速度が50m/sec より大きいような高速度の衝突現象を記述するパラメータとして、衝突の実効エネルギー

$$I = P L_p^3 \tag{4-3-4}$$

と無次元衝撃圧力

$$P_{\tau} = P L_{P}^{3} / Y L_{\tau}^{3}$$
 (4-3-5)

を用いる。ここで、P は衝突によって発生する最大圧力、 L_P は弾丸となる微惑星のサイズ、 L_T は標的となる微惑星のサイズで、Y は標的となる天体の破壊強度である。ここで、弾丸となる微惑星に働く衝撃圧力は $L_P = L_T$ として

$$P_{\tau\tau} = P/Y \tag{4-3-6}$$

で与えられる。衝突する物体の物性やサイズが異なっても、また、衝突速度が異なっても

これらのパラメータが等しければ、同じ破壊現象が観察される. サイズの異なる2 つの微惑星が衝突したとき、大き方の微惑星の破壊の様子はP を用いて、

$$P_1 \ge 0.05$$
 fragmentation $\begin{cases} 0.05 \ge P_1 & \text{cratering} \end{cases}$ (4-3-7)

とする. 一方, 小さい方の微惑星についても同様に

$$P_{\text{II}} \ge 0.05$$
 fragmentataion $\left. \right.$ 0.05 $\ge P_{\text{IL}}$ cratering $\left. \right.$ (4-3-8)

とする.

衝突速度が50m / sec より小さい場合には、弾丸、標的とも弾性的に振る舞うため、衝撃波の理論に代わって、Herzの固体接触の理論を用いて衝撃の強さのスケーリング則を導く、Herzの理論では、低速度の衝突で発生する圧力は次の式で与えられる

$$P = 0.2515 \left[\frac{v_0^4}{(\delta_1 + \delta_2)^4} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right) \left(\frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2} \right)^3 \right]^{\frac{1}{6}}$$
 (4-3-9)

ここで、 δp 、 δt は

$$\delta i = (1 - \mu i) / \pi E i$$
, $i = p \text{ or } t$ (4-3-10)

で与えられる。 μはポアッソン比、Eにはヤング率である。衝突の実効エネルギーに対応する無次元衝撃応力は、接触部分の半径をa とすると

$$P_{\epsilon} = \pi a^{2} P/L_{i}^{2} Y$$
, $i = p$, or t (4-3-11)

で与えられる. 低速度の衝突における破壊の様子は

$$P_{\rm F} \ge 0.05$$
 fragmentation
$$0.05 \ge P_{\rm F} \ge 0.025 \text{ cratering} \qquad (4-3-12)$$

$$0.025 \ge P_{\rm F} \qquad \text{no damage}$$

で与えられる.

図4-3-2 は衝突速度と弾丸と標的の質量比を座標にとって、破壊の様子をダイアグラ

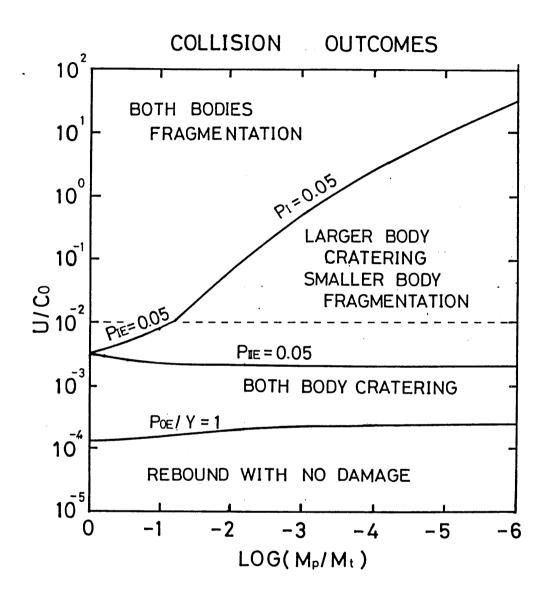


図4-3-2. 衝突速度, 衝突する微惑星の質量比, 衝突結果の関係.

ムに示したものである。従って、衝突する天体の質量比と衝突速度が決定されると(4-3-7)~(4-3-9)によって、衝突結果が推定できる。衝突結果には、非弾性跳ね返り、クレーターの形成、完全破壊の3種類がある。

(1) 非弾性跳ね返り (rebound)

低速度の衝突では微惑星は破壊されずに跳ね返る.この場合には、反発係数 (C) を用いて衝突後の速度を見積もる. 反発係数の値はおよそ0.2 程度である.

(2) クレーターの形成 (cratering)

微惑星の自己重力は小さいので、破壊強度スケーリングが成り立っているものとし クレーターの体積 (V) は

$$V = k I/Y$$
 (4-3-10)

で与えられるとする。このとき放出されるエジェクタのサイズ分布は

$$N = C_1 m^{-b} (4-3-11)$$

で与えられる. ここで比例係数 (C,) は

$$C_{i} = (1 - b \rho V / b)^{b}$$
 (4-3-12)

となる. ここで、ρはエジェクタの密度である. また放出されるエジェクタの速度 分布は運動量—破壊強度スケーリング則に従うものとし、次の式で与えられる

$$f (>v) = k (Y / \rho C v)$$
 (4-3-13)

ここでf (>v) は速度v より速い速度で射出されるエジェクタの割合である.

(3) 完全破壊 (fragmentation)

完全破壊によって生成した破片のうち、最大なものは

$$m_L/Mt = C_z P^{-Q_z}$$
 (4-3-14)

で与えられる。それ以外の破片のサイズ分布は領域I, II, IIIの3 つの領域にわけられる。このうち、領域IIとIII はあまり明瞭でないのでここでは簡単のため一つとみなし、領域I に対し

$$N = A \quad m^{-\alpha_{\mathfrak{s}}} = m_{L}^{\alpha_{\mathfrak{s}}} \quad m^{-\alpha_{\mathfrak{s}}}$$

$$a_{\mathfrak{s}} = C_{\mathfrak{s}} + a_{\mathfrak{s}}' \log P_{\mathfrak{I}}$$

$$(4-3-15)$$

残りの破片に対し,

$$N = A \quad m^{-G_4}$$

$$a_4 = C_4 + a_1' \log P_1$$

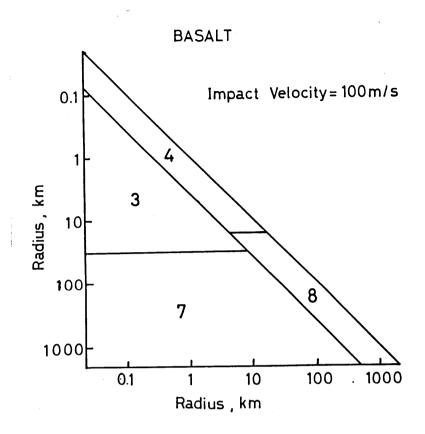
$$(4-3-16)$$

とする.破片の速度分布に関しては標的の反対から飛び出していく破片の速度だけが精確に測られている (antipodal velocity). antipodal velocity, VaとP の間には、次のようなスケーリング則が得られている

$$\rho C V_q / Y = C P \qquad (4-3-17)$$

ここでは、簡単のため、すべての破片がantipodal velocity, Vaで飛び出していく と仮定した。

衝突によって破砕された微惑星がそのままばらばらに飛び散っしまうのか、再び合体するかは、微惑星の自己重力の大きさに依存する。図4-3-3 は微惑星の衝突速度をv =100 m/sec とした場合に見られる破壊の様子を示した。図4-3-4 はこのような衝突結果の取り扱いのもとに、重力崩壊によって誕生した微惑星のサイズ分布の進化をシミュレーションしたものである。



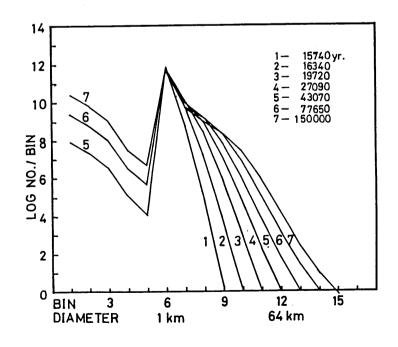


図4-3-4. 重力崩壊で誕生した微惑星のサイズ分布、速度分布の進化.

4-4. 微惑星の成長の最終段階

重力崩壊で誕生した微惑星は、相互の衝突によって成長し、最終的には現在のように、 水星、金星、地球、火星、そして小惑星という4~5個の地球型惑星になる。ここでは、 微惑星の衝突によって成長した数百個の質量 $\sim 10^{24}$ g の原始惑星がどのようにして数個の 地球型惑星に至るかを扱うことにしよう、惑星形成過程の最終段階で、太陽のまわりをま わる大きな原始惑星に注目し、それらのケプラー運動を考慮した衝突合体成長のシミュレ ーションの研究は Cox and Lewis (1978) によって行われた、彼らは、現在の地球の約0. 02の質量をもつ約100 個の微惑星を太陽から0.5 ~1.5AU の範囲にランダムに分布させ, 衝突や重力散乱によるランダム速度やサイズ分布の進化のシミュレーションをしている。 それぞれ固有のケプラー運動している原始惑星がお互いの重力圏内にはいると重力的な相 互作用をすると仮定し、2 体近似で軌道の変化を追跡し、もし、両者が衝突する場合には 合体するとしている。また、これらの微惑星はすべて同一平面内を運動していると仮定し , 軌道の離心率(e) のみを考慮している.図4-4-1 及び4-4-2 は100 個の原始惑星の軌 道要素(軌道半径,a と離心率,e)の変化と衝突による数の減少を示したものである. 彼らの計算結果は次のことを示唆している。初期に与える原始惑星の軌道の離心率を0.05 ≥e ≥0.0 とすると、最終的にお互いに交叉しない軌道をもつ多くの惑星が形成される. また、初期の軌道の離心率の最大値e max を≥0.2 とすると、原始惑星相互の衝突はカタ ストロフィクになり、原始惑星が破壊されるよるな衝突頻度が大きくなってしまう。この ようなことから、微惑星の成長の最終段階で地球の質量の0.02程度の質量をもつ原始惑星 の離心率がe =0.05~0.15程度の場合には、最終的に数個の惑星に至る。この数値計算に よると原始惑星の動径方向の物質移動は比較的少なく,原始惑星が広い領域から微惑星を 集めて成長するには、原始惑星の軌道要素がかなり大きくなければならないことになる。

Cox and Lewis (1978) のシミュレーションは天体力学的な数値計算をおこなって、惑星形成の最終段階の原始惑星の空間分布と軌道の形がどのようでならないかを最初に解析した点で重要である。その後、いくつかのグループによって、彼らの計算の精密化が試みられている。Wetherill (1980) は衝突による合体を無視して、軌道要素に軌道傾斜角(

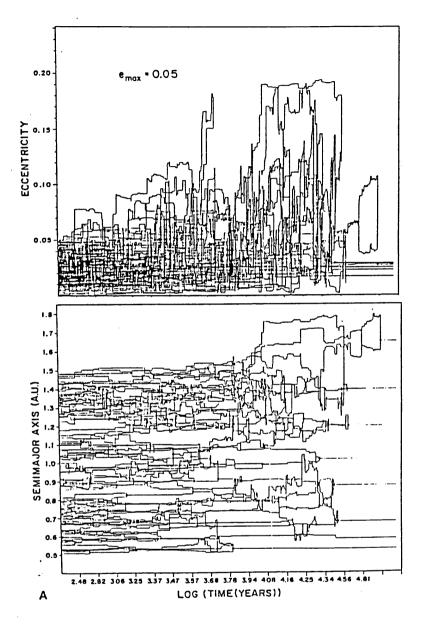


図4-4-1. 100 個の原始惑星の散乱,衝突による軌道,数の変化.原始惑星の初期の軌道 離心率の最大値を0.05とした場合. Cox and Lewis (1978) による.

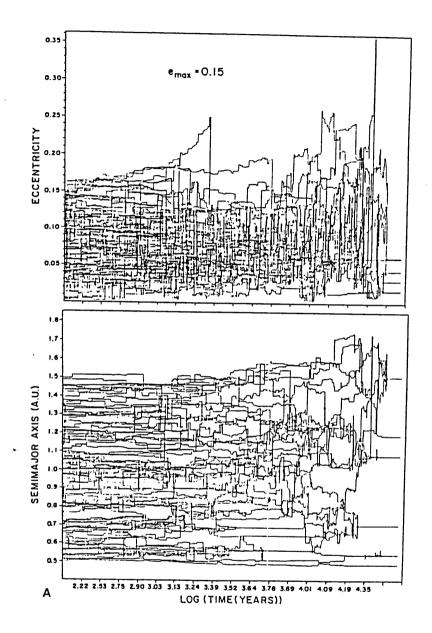


図4-4-2. 100 個の原始惑星の散乱,衝突による軌道,数の変化.原始惑星の初期の軌道 離心率の最大値を0.15とした場合.

i)を考慮して、3 次元的に微惑星の運動を扱っている。3 次元空間における微惑星の重力的な相互作用は、2 次元の場合に比べて、衝突によるランダム速度の散逸より、遠距離散乱によるランダム速度の増加が大きくなる傾向がある。このことは初期に原始惑星の軌道の離心率を小さくとっても小数の惑星系が形成されることも有り得ることを示唆している。従って、ここでの問題も遠距離散乱によるランダム速度の増加と衝突による運動エネルギーの散逸を定量的に論じることが必要になる。Cazenave et al. (1982) は、3 次元空間における原始惑星の重力的な相互作用を運動方程式を解くことによって見積っている。太陽から距離r にある質量m; をもつ原始惑星の運動速度の変化d x;/dt は

$$d^{2}X_{i}/dt^{2} = \frac{-GM_{\odot}X_{i}}{r_{i}^{3}} - G\sum_{\substack{j=1\\j\neq i}}^{n} \frac{m_{j}(X_{i} - X_{j})}{|X_{i} - X_{j}|^{3}} - G\sum_{\substack{j=1\\j\neq i}}^{n} \frac{m_{j}X_{j}}{r_{j}^{3}},$$

$$(4-4-1)$$

で与えられる。ここで M_o は太陽の質量である。また,原始惑星の衝突については,Greenberg et al. (1978) の方法を用いて同様の計算を行っている。この場合には,数値計算上の制約から,扱っている原始惑星の数はたかだか25個程度に制限せざるを得ない。このような数の原始惑星が限られた時間内に頻繁に衝突するためには,原始惑星の空間分布も限られた領域に制限せざるを得ず,計算結果をCox and Lewis (1978) と比較するまでには至っていない。

4-5. 微惑星の成長過程の研究の現状

これまで見てきたように、微惑星の成長問題を扱うには、遠距離散乱によるランダム速度の増加と衝突によるランダム運動のエネルギーの散逸を定量的に扱った上、それぞれの微惑星のケプラー運動を考慮してサイズ分布の進化を解くことが必要である。Greenberget al. (1978) のモデルは、微惑星のケプラー運動を無視しているため、モデルの適用限界は、微惑星が誕生して間もない時期に限られる。その後の進化を扱うためには、衝突頻度の推定に軌道運動を考慮すべきである。また微惑星の成長の最終段階においては、Cazenabe et al. (1982) のシミュレーションを現実の惑星系に則して扱う必要がある。このように、これまで研究されているモデルは、微惑星の成長過程を扱う上で改良すべき多くの問題点がある。

Stewart and Kaula (1980) は微惑星系にBoltzman方程式とFokker-Planck 方程式を導入して統計物理学的に扱っている。彼らの解析によって、微惑星相互の散乱には、微惑星のもつ運動エネルギーはエネルギー等分配へと移行するメカニズムがあることが示されている。このことは、衝突によって成長していく微惑星のランダム速度は重力散乱によって小さい大きさの微惑星に取られ、惑星母天体のランダム速度は小さく、軌道を円にちかずける傾向があることを示唆している。このことはそれまでの研究では考慮されていない。

原始惑星はまわりの微惑星を集めて成長するので、大きな微惑星が成長した領域では、 微惑星の存在度が小さくなり、原始惑星の成長速度が小さくなる。このような状況がさら に進行すると、原始惑星のまわりには、もはや集積してくる微惑星はなくなり、原始惑星 は他の微惑星と孤立してしまって、その後の成長は期待できない。従って、原始惑星が成 長して、現在のような惑星系に至るには、微惑星を動径方向へ移動させるメカニズムがな くてはならない。Greenberg et al. (1978) は地球型惑星が成長するより速く外惑星が成 長し、巨大外惑星の重力的なperturbationによって、微惑星の軌道が乱されて、動径方向 に微惑星の移動が起こるのではないかと論じている。この問題は、Cox and Lewis (1978) の研究では、最終段階の微惑星の離心率が0.05程度という、現在の惑星に比べ遙かに大き な値を仮定しなくてはならないという結論で表現されている。

このような天体力学的問題の他に、衝突に対する微惑星の振る舞いが微惑星の物性に大きく依存することにも留意する必要がある。Greenberg et al. (1978) は微惑星の破壊強度を変化させてシミュレーションを行い、強度によって微惑星の成長の様子の違いを調べている。Matusi and Mizutani (1977) は岩石や氷はぜい性を示し、衝撃によって破壊されやすいのに対し、金属は延性を示すので岩石に比べ破壊されにくいことを指摘し、微惑星の成長の初期段階は金属が選択的に合体して原始惑星の核になることを指摘している。岩石、氷、金属の衝突実験のデータがかなり蓄積された今日、微惑星の機械的性質を考慮して惑星の成長を定量的に検討すべきであろう。我々のグループは、Greenberg et al. (1978) のモデルをベースにしてこれらの問題を考慮したシミュレーションを試みている(Hayakawa et al., in preparation)。

微惑星の成長過程の研究は、Safronov(1972)の研究以来活発に行われ、惑星がどのように成長したかについて物理過程の検討はかなり進んでいる。しかし、それらを総合してSafronov(1972)のシナリオを大きく修正するまでには至っていない。

以下の章で述べる地球の成長の内部の分化過程は、Safronov(1972)のモデルから出発

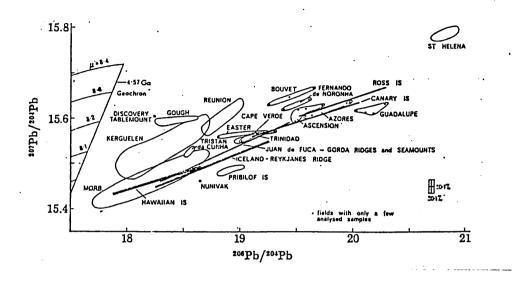
参考文献

- Chandraskhar, S. (1941) Stochastic problems in physics and astronomy, Rev. Mod. Phys., 15, 1.
- Chandrasekhar, S. (1943) Principles of Stellar Dynamics, Univ. of Chicago Press Chicago.
- Cazenave, A., B. Lago, and K. Dominh (1982) Numerical experiment applicable to the latest stage of planet growth, Icarus, 51, 133-148.
- Chapman, C. R., and D. R. Davis (1975) Asteroid collisional evolution: evidence for a much larger early population, Science, 190, 553-555.
- Cox, L. P., and J. S. Lewis (1980) Numerical simulation of the final stages of terrestrial planet formation, Icarus, 44, 706-721.
 - Dohnanyi, J. S. (1969) Collisional model of asteroids and their debris, J. Geophys. Res., 74, 2531-2554.
 - Goldreich, P., and S. Tremaine (1978) The velocity dispersion in Saturn's rings, Icarus, 34, 227-239.
- Greenberg, R., J. F. Wacker, W. K. Hartmann, and C. R. Chapman (1978) Planet formation: Numerical simulation of collisional evolution, Icarus, 35, 1-26.
- Kaula, W. M. (1979) Equilibrium velocities of a plasetesimal population, Icarus, 40, 262-275.
- Matsui, T., and H. Mizutani (1977) Why minor planet minor? Nature, 270, 506-507.
- Montgomery, D., and D. Tidman (1964) Plasma Kinetic Theory, McGraw-Hill, New York.
- Safronov, V. S. (1972) Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and Planets, NASA TTF-677.
- Shkarofsky, I. P., T. W. Johnson, and M. P. Bachynski (1966) The Particle Kinetics of Plasmas, Addison-Wesley, Mass.

- Stewart, G. R., and W. M. Kaula (1980) A gravitational kinetic theory for planetesimals, Icarus, 44, 154-171.
- Trulsen, J. (1971) Towards a theory of jet streams, Astrophys. Space Sci., 12, 329-348.
- Trulsen, J. (1972) On the rings of Saturn, Astrophys. Space Sci., 17, 330-337.
- Ward, W. R. (1976) The formation of the solar system. In Frontiers of Astrophysics, edited by E. H. Avrett, pp.1-40, Harvard Univ. Press, Cambridge.
- Wetherill, G. W. (1980) Formation of the terrestrial planets, Ann, Rev. Astron. Astrophys., 18, 77-113.

この章では、地球母天体に注目し、母天体の成長と内部構造の分化のプロセスを扱うこ とにしよう。原始太陽系星雲内で誕生した微惑星は衝突破壊や合体を繰り返し、その中の あるものが成長して現在のような惑星サイズに至る。成長しつつある惑星には、大きさも 様々で、組成も金属鉄に富んだもの、岩石質のもの、氷や他の揮発性元素をたくさん含ん だものなど,様々な微惑星が落下してくると考えられる。落下してくる微惑星の組成が成 長とともに変化していくときには、形成後の惑星内部は当初から成層構造をしていると考 えられる.このような集積過程を非均質集積モデルとよんでいる.微惑星が効率的にまわ りの固体物質を集めて成長するような場合には、ガスから凝固した微粒子は即座に惑星母 天体に集積し,凝縮温度の高い物質が中心部に,低いものが外側に集積した惑星が形成さ れるであろう (Murthy and Hall, 1970). 一方, 低温で凝縮する固体が凝縮した後で微 **惑星が形成され,激しい破壊を頻繁に繰り返しながら成長を続けて惑星になったとすると** , 凝縮温度の高い物質と低い物質がよく混合され, 均質な惑星が形成されるであろう. こ のような集積過程を均質集積モデルと呼んでいる. しかし, 惑星母天体のサイズが1000km より小さい時には、母天体の自己重力は小さく、微惑星の力学的性質が衝突結果に反映す る可能性もある。このような場合には、引張強度が大きく、延性に富んだ金属質の微惑星 が選択的に成長したと考えられる(Matsui and Mizutani, 1977). しかし,惑星母天体 がかなり成長して自己重力でまわりの微惑星をかき集めるようになると、様々な組成の微 惑星が同時に落下し、均質集積が起きると考えられる。第1章で論じたように、固体の凝 縮が起こった後で微惑星が形成され,それらが衝突を繰り返して惑星になるというシナリ オが多くの研究者の間で受け入れられており、地球の進化の議論は、初期に内部が岩石と 金属の均質な混合物で構成されている状態から出発している。現在の地球内部は、核・マ ントル・地殻といった化学組成の異なる成層構造をしており、金属と岩石からなる初期地 球から、密度の違いによって、比重の大きい金属相は中心へ向かって沈降して核になり、 比重の小さい地殻物質は地表へ運ばれて地殻になるという,核・マントル・地殻からなる 層構造への分化の過程を明らかにしなくてはならない。この章では核・マントル・地殻の 大規模分化がどのように起こったかを検討しよう.

1950~1960年代には、地球の集積時に開放される重力エネルギーは、表面からの放射で 効率的に宇宙空間へ運びさられ、形成直後の地球の内部は比較的冷たく、放射性同位元素 によって徐々に過熱され、5億年~10億年かかってゆっくりマントルと核が分化したと考 えられていた(たとえばLubimova, 1958). 1971年, Oversby and Ringwoodは珪酸塩と金 属に微量のPbを加え、高温下で、珪酸塩と金属の間のPbの分配実験を行い、金属に多量の Pbが濃集されることを示している. このことはマントルと核が分化した際にマントル中の Pbが金属鉄にとりこまれ、核形成時にU / Pbの分別をうけたことを示唆している. Oversb y and Ringwood(1971)はPb同位体のデータをもとに得られた地球の年齢は,マントルと 核の分化の年齢を与えるとし,得られた年代から,地球形成から1億年以内にマントルと 核の分化が起こったと結論している。その後、ウランの崩壊定数の精度が向上し、またい ん石のPb同位体の測定データも増え,キャニオン・ダイアブロ鉄いん石の測定データはこ れまでに測定された試料のなかで最も放射改変起源のPb同位体に乏しい組成を持っている ことが明らかにされた (Tatsumoto et al., 1973) . またDSDPによって数多くの海洋性 地殼を構成する玄武岩の地球化学的研究が進み,これらの玄武岩の化学的性質がかなり明 らかにされている.図5-1-1 に海洋底からサンプリングされた玄武岩のPb同位体組成を示 す. 海洋地殻の玄武岩の一般的化学的特徴として、U, Th, Rb, Sr, Kなどのイオン半径の 大きく、岩石が溶融した際にマグマに濃集しやすい元素に乏しい。しかしPb同位体組成で みると,それらはU の崩壊してできる放射性改変起源のPb同位体に富んでいる.また下部 地殼を構成する岩石を除いた他の岩石のPb同位体組成は,地球の年齢とされる45億7 千万 年のアイソクロンの右側にプロットされている.このことは地球の形成から現在に致る比 較的古い時代にマントルと地殻を構成する岩石のU /Pb比の変化を起こすような事件があ ったことを意味する(Stacy and Kramers, 1974; Cumming and Richard, 1975). Vo 11mer (1977) や Allegre et al. (1982) はこれがマントルと核が分化した事件を記憶 していると提案している。キャニオン・ダイアブロのPb同位体比を無視して,地球の岩石 のPb同位体データだけを用いて地球の年齢を見積もると44億年という年代が得られる (Ga ncarz and Wasserburg, 1977; Allegre et al., 1982). もし地球の形成がいん石の形成 年代と同じ45億7 千万年前だったとすると,地球の形成から1.7 億年後にカタストロフィ クに核の形成が起こったことになる。地球の集積課程や形成直後の内部の温度分布の研究



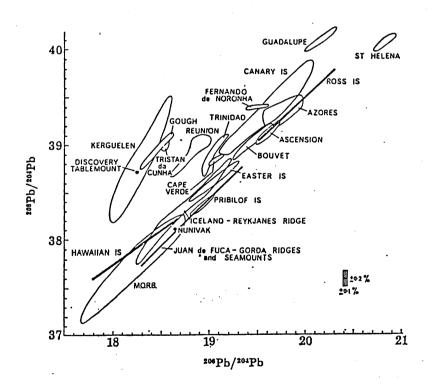


図5-1-1. 海洋玄武岩のPb同位体組成. Sun (1980) による.

からすると、マントルと核の分化が連続的に進行すると考えられる。このような核の形成におけるPb同位体組成の進化をシミュレーションすると、形成から3~5億年後に核の形成が終了するようなゆっくりした分化もありうる(Vollmer , 1977:川上, 1985). いずれにしても、Pb同位体データがマントル・核分化の事件のおこった年代を記憶しているとすると、このような大規模な分化は地球の形成後5億年以内に終了したと考えざるを得ない.

もう一つ初期の大規模分化のおこった年代を記録していると考えられる情報がある、そ れらは、希ガスの同位体組成である。 希ガスは窒素、酸素、二酸化炭素を除くと地球大 気の主要構成分子であり、地球内部の岩石にも微量ながら、インクルージョンや結晶の表 面に吸着している。地球形成期に岩石にとりこまれていた希ガスは、内部が融けるとマグ マにとりこまれ、それが地表に噴出すると脱ガスして大気を構成するようになる、地球大 気がいつマントルから脱ガスしたかを希ガスの同位体組成から推定することができる. Ar には放射性同位体起源ではない 36Arと岩石中の40K が崩壊してできる40Arがある。Hamano and Ojima (1978) は大気のAr同位体組成と深海底からもちかえられた玄武岩のAr同位 体組成から、地球大気の脱ガスモデルをもちいて、地球大気が遅くとも37億年より前に形 成されていたという結論を導いている。またAllegre et al. (1983) は、大気および深海 底玄武岩のXeの同位体組成を調べ、マントル中の岩石のXeの同位体組成の非均質性は、Xe が大気中へ供給されて以後形成されたことを示している。放射性同位体の 77 Xeは 77 I が崩 壊してできるものである. ^{/27} I の半減期は1700万年であるから, 深海底玄武岩を供給し たマントル物質のもっていたXe同位体組成は、今から44億年前に形づけられなくてはなら ない、マントル物質のもっていた希ガスが大気中へ移動する際に、マントル内部で大規模 な部分溶融または結晶分化を伴ったとすれば、希ガスの同位体組成は初期の大規模分化の 事件を記憶していると考えられる。このようなことから現在の地球にみられる大規模成層 構造の形成は、地球の誕生から遅くとも5億年以内に形づけられたものと考えられる。

5-2. 初期分化のエネルギー源

微惑星の衝突によって地球が成長しつつある段階には、落下した微惑星のもっていた運動エネルギーのかなりの部分は衝撃波の発生によって熱エネルギーとして、地表および内部を過熱する。1970年代前半までは、開放された熱エネルギーは効率的に宇宙空間へ放射

され、内部が高温になるためには、短い時間で地球や月が現在の大きさに成長しなくてはならないと考えられていた(Hanks and Anderson、1969; Mizutani et al.、1972).その後、微惑星の落下によって飛び散ったエジェクタがレゴリスとして成長しつつある惑星表面を覆い、それらの熱伝動率が低いことから、衝突によって開放された熱エネルギーを地球内部にとりこめる働きがあることが指摘され、ゆっくりした集積でも、惑星内部が高温になることが示されている(Safronov、1978; Kaula、1979). さらに衝突によって蒸発した揮発性元素や水が大気として成長しつつある惑星表面を覆い、それらも衝突によって発生した熱エネルギーを地球内部にとりこめる働きをすることが提案され、地球にも大きなマグマ・オーシャンがあったことが示されている(Abe and Matsui、1983).

また形成直後の地球内部には、U、Th、Kなどの放射性同位体が多く存在していたと考えられる。またすでに消滅してしまった A1なども熱源として重要な役割を果たした可能性も指摘されている(Lee et al., 1976)。このような長寿命の放射性同位体の存在によって地球内部の運動が保たれ、内部の溶融や火成活動が保たれてきたと考えられる。これらの元素の存在度は初期程多く、放射性元素の崩壊エネルギーによって内部の分化がおこったとすると形成後早い時期に大規模分化がおこったであろう。

またマントル・核の重力分離は発熱過程であり、分化が進行するにつれて、重力エネルギーが熱エネルギーに変わり内部を過熱する。 マントル・核分化の際に発生するエネルギーは地球全体を 4000 度ほど過熱するエネルギー量に匹敵する。このことからマントル・核の分化が一旦はじまると急激に進行すると考えられている。Ringwood (1966) はこのことから、マントル・核の分離に要する時間は遅くとも1 億年程度であろうと主張している。しかし、分化の際に開放される重力エネルギーは中心部の金属・岩石の混合層を過熱するのではなく、分化の起こっている領域を過熱するので、内部が温まるためには、放射性同位体の改変と高温の外部から内部への熱伝動に依らざるを得ない。従って、5 億年程度で核の形成が終了するようなゆっくりした分化も可能であろう。

5-3. 核の化学組成

地球内部がどのような物質からできているかは、宇宙化学的にみて固体惑星を作るのに 十分な存在度をもつ物質で、地震波の解析によって得られた、弾性波の速度分布、密度分

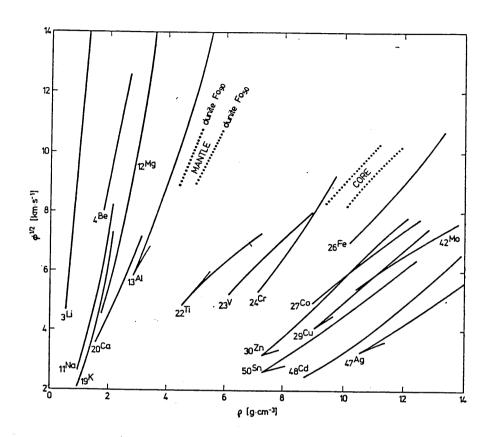


図5-3-1. いろいろな物質の弾性波速度と密度の関係。

1 0 5

布を説明しうる物質であるという条件のもとに推定されている。図5-3-1 はいろいろな固 体及び地震学的にえられたマントル・核を構成している物質のバルク音速と密度の関係を 示したものである.内核は鉄・ニッケル合金であるとすると地震学的に得られているデー 夕を満足することがわかる.外核は内核とは組成が若干異なり,鉄・ニッケル合金に比べ ,10%程度密度の小さい物質でできていることが要請される.これは,鉄・ニッケル合金 に10%程度軽元素が含まれていることを意味し、1950年代から外核の軽元素が何であるか が活発に議論されている.宇宙化学的にみて外核に含まれている可能性のある元素にはィ オウ、酸素水素、シリコンなどが提案されている (Brett, 1976). MacDonald and Knop off (1958) やRingwood (1966) はシリコンが金属鉄中に14%混入しているとすれば地震 学的データを説明できると提案している.しかし,シリコンが外核に含まれているとする と,外核はその上を覆うマントルと熱力学平衡にないことになる.酸化的なマントル中を 還元的なシリコンを含んだ金属鉄が沈降していって核になったにもかかわらず、両者が非 平衡のままであったことは不合理にみえる.その後,イオウ,酸素,水素が外核の軽元素 の有力候補とされている、どの元素が外核に取り込まれているのかは、地球の集積過程や マントル・核分化がどのように起こったかを検討する上で,最もきつい制約条件を与える と考えられる.超髙圧実験によって,これらの元素の髙圧下での相関係や金属鉄への溶解 度を調べる研究が広く行われている。

核の軽元素の候補としてあげられる元素はつぎの条件を満たすことが要請されるであろう(Ringwood, 1984). (1) 外核の密度を金属鉄の密度より10%程度小さくすることができること, (2) 高温・高圧下で金属鉄に対する溶解度が高いこと, (3) 宇宙化学的にみて大量に存在すること, (4) 金属相の融点をかなり下げて, 核・マントルの分化が容易に進行させるものであること, (5) 地球の集積過程と調和的であり, 分化の際に金属相と共存していること, (6) 核・マントルの分化時に軽元素を含む金属相とマントル物質が熱力学的に平衡であること。これらの条件を満足する軽元素は水素, イオウ, 酸素であろう。以下にそれらの妥当性を検討しよう。

(1) 水素

金属鉄は不揮発性を示すが、水素はかなり広い温度、圧力条件で気体として存在するため、大量の水素が外核に取り込まれているという考えはあまり地球科学者の注目を集める

ことはなかった。金属学の分野では金属鉄中にかなりの水素が溶け込み、それによって普通延性を示す金属鉄が脆性を示すことが古くから知られていた(水素脆性). Suzuki et al. (1984) はこのことに注目し、高圧下で鉄、エンスタタイトと水の反応実験をおこなっている。圧力が40kbarより高い領域では、水が分解されてつぎの反応がおこることを示している

$$H_20$$
 + Fe + MgSiO₃ \longrightarrow MgFeSiO₄ + H_2

彼らの得た実験結果によると、地球内部の100km 以深で鉄と水が同時に存在すると、水の分解によって生じた水素は金属に取り込まれ、マントル中を沈んでいって核になり、酸素は鉄と反応してFe0 としてマントルの構成物質の一部になるという。この説で問題になるのは、形成しつつある地球で鉄に富んだ微惑星と水などの揮発性元素にとんだ微惑星の落下によってもたらされた鉄と水が、上部マントルの100km 以深で混合したという仮定である。もし、揮発性元素が衝突の際に脱ガスして即座に大気を形成してしまったならば、このような状況は起こらなかったであろう。この点については、地球の集積過程やマントル・核の分化のプロセスを考慮して検討することが必要となる。

(2) イオウ

核の軽元素の候補であったシリコンが、マントル・核の非平衡の問題で旗色が悪くなって(Ringwood, 1966)、シリコン以外の元素の可能性が以後検討されるようになった。その候補としてイオウが有力視されるようになった。もし形成期になんらかの蒸発作用があって地球の揮発元素が蒸発して、宇宙空間に逃げていったのだとすると、揮発性に富んだ元素ほど存在度が小さくなっていることが予想される。しかし、イオウの存在度はそれより揮発性の大きな元素より小さくなっており、イオウだけ特別な理由で、マントル中の存在度が小さくなったと考えなくてはならない。Murthy and Hall (1970) はマントル中のイオウの存在度が他の揮発性元素である、炭素、窒素、ハロゲン元素や希ガスに比べてより少ないことから、マントル・核の分化の際にマントル物質中のイオウが金属鉄と反応してトロイライトとなり、外核を構成するようになったと提案した。高圧下でのFe-FeS系の

溶融実験によると(Usselmann, 1975),この系の共融点の温度は常圧で950 度で圧力が30kbarまでは、共融点の温度の圧力依存性は小さい。このことから外核の軽元素がイオウであるとすると、比較的低温で金属相が溶融し、マントル・核の分化が進行したと考えられ、分化のダイナミックスを論じる上からも都合がよいとされた。Ahrens(1979)やBrownet al.(1984)は衝撃波をもちいた高圧実験でFe-FeS系のユゴニオの状態方程式を決定し、外核の軽元素がイオウだけだとすると、14%程度イオウが金属中に溶け込んでいると見積もっている。これだけのイオウが地球の内部にあるとすると、イオウの存在度は全地球の4.5%になり、コンドライト組成とくらべると、45%になる。したがって、核の軽元素がすべてイオウであるとすると、揮発性元素の存在度の比較から、地球内部にイオウが多すぎることになってしまう。このことからRingwood(1977、1979)は核の軽元素がイオウではなく、酸素であるという結論を下している。

(3)酸素

核の軽元素が酸素であるという考えはBullen (1973) によって論じられている。しかし酸素は常圧では金属鉄を不混和を呈することから、核の軽元素である可能性はそれほど広く認識されていなかった。Ringwood (1977) は乏しい実験データを用いて熱力学計算を実行し、高温・高圧下では金属鉄にかなりの酸素が溶け込む可能性を指摘している。その後Fe-FeO系の溶融実験データが蓄積され、Ringwood (1977) の予想は定性的には裏付けられた (Ohtani and Ringwood, 1984; Ohtani et al., 1984; Kato, 1985).

(4) まとめ

外核の軽元素として、水素、イオウ、酸素のうちのどれか一種類のものだけでなく、酸素とイオウがある割合で混合している場合も考えられる。Kato (1985) はFe-FeO-FeS系の溶融実験を行い、この系の高温。高圧下での相関係を調べている。現状では、核の軽元素として水素の可能性も否定できないが、惑星形成過程や大気や海洋の起源なども考慮すると、イオウ・酸素説の方がよいと思われる。

地球や惑星の材料物質は原始太陽系星雲から凝縮した固体物質であると考えられる.星雲の固体凝縮物が均質に集まって惑星になったとすれば,惑星の平均化学組成は原始太陽系星雲の固体成分の組成と等しくなるであろう.事実コンドライトいん石のなかの炭素質コンドライトと呼ばれているグループの組成は原始太陽系星雲の化学組成とよい相関があることが知られている.しかし,他の多くのいん石や地球型惑星の組成は,原始太陽系星雲の固体成分の組成と異なるものが多い.これは,原始太陽系星雲のなかでガス相と固体相のあいだで蒸発や凝縮があったり,微惑星の集積の際に揮発性元素が選択的に蒸発したり,形成後に核・マントルの分化を経験したためである.元素の種類によって揮発性の違い,親石性,親鉄性,親銅性の違い,イオン半径の違いがあるため,このような一連の物理化学反応で分別の程度がそれぞれ異なる.従って,マントルの一連の元素の存在度から,マントル物質の受けた分別作用の歴史とその程度を推察することができる.

図5-4-1 はマントル中のいろいろの元素の存在度を炭素質コンドライトで規格化した値 を凝縮温度の関数として示したものである.凝縮温度の違いは揮発性の程度を表している ので、右よりにプロットされている元素ほど揮発性が大きくなる。この図でわかるように マントル構成元素は大きく3 つのグループに分けることができる。それらは親石元素、や や親鉄元素ときわめて親石性を示す元素である。不揮発性の親石元素であるCa, Al, Tiや REE はコンドライトの存在度を示すが、揮発性を示す元素は炭素質コンドライトに比べ10 %から50%程度になっている。やや親鉄性を示す元素であるAs, Ag, Sb, Geなどの元素や Co, Niなどの元素は炭素質コンドライトの数%から10%程度の存在度を示している. また きわめて親鉄性を示す貴金属元素であるRe, Os, Ptなどの元素の存在度はお互いにコント ライト的存在度を示すが、絶対量は0.3 %に過ぎない。不揮発性元素の存在度に比べて揮 発性元素の存在度が小さいのは集積時までに揮発性元素が蒸発してしまったのか、地球の 材料物質がおもに髙温の凝縮物からなっていたことを意味している.一方親鉄元素の存在 度は金属核とマントルが平衡のもとで分化したと考えると,マントル中の存在度は大きく なりすぎる. このことからChow et al. (1983) やNewsom and Palme (1984) は3段階集 積・核形成モデルを提案している. これらによると, まず不揮発性元素に富んだ微惑星の 集積で地球は現在のサイズの80~90%まで成長する。このとき核の形成は集積と同時に進 行しているとする. この段階の核の形成では親石元素はNi, Co, FeO 以外は核にとりこま

れる.その後10~20%の揮発性元素に富んだ微惑星が落下してくる.これらの微惑星にはそれほど多量の金属相が含まれていないため、核の形成は、この時点ではほぼ完了していると考えられる.しかし、集積がほぼ完了してもイオウに富んだ金属相が始源マントル中にいく分存在しており、それらがきわめて親石性を示す元素のみをとりこんで核形成に寄与したとすると、やや親石性の元素の過剰を説明できるという.現在のところこの説の検討は金属と岩石の間の親石元素の分配係数を見積もる必要がある.しかし、岩石と平衡にあったとされる金属鉄に軽元素として何がはいっているかによって、分配係数の値が大きく変わることも考えられる.このようにマントル中の親鉄元素の存在度も核形成事件を記録している重要な情報である.

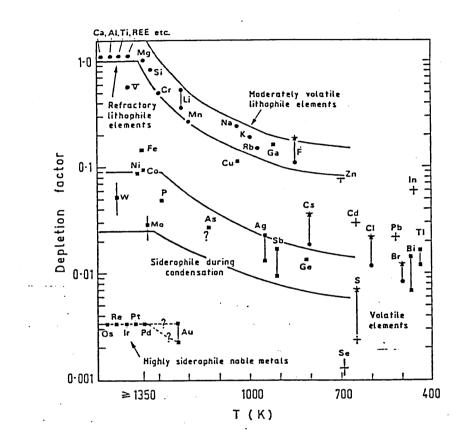


図5-4-1. マントルの元素の存在度.

原始太陽系星雲内で起こったとされる微惑星の相互の衝突と、その帰結である惑星の誕 生がどのようであったかは、個々の惑星で起こった、火成活動や造山運動の歴史や、現在 の構造から、ある程度制約を与えることができる. 誕生から現在までの、惑星の全歴史を 大局的に調べる研究手段として,惑星の熱的歴史の計算機シミュレーションがある.これ は、地球や惑星の初期の温度分布を仮定し、その後の惑星内部の温度分布を熱伝導方程式 を解いて、現在の温度分布や、地質学的データを満足するモデルを捜し、熱的進化を決定 する様々な要因が、どの程度結果を左右するかを調べるものである。このような研究は大 型計算機が普及した1960年頃から、広く行われている。しかし、これらの多くは、初期の 温度分布を先見的に与えており、惑星の形成過程にもとづいた精密なものは少ない (Hank s and Anderson, 1969; Mizutani et al., 1972). 近年, 惑星の形成過程の研究が急速 に進歩し、それに立脚した初期の温度分布の推定が可能になった。Safronov(1978)、Ka ula (1979) やCoradini et al. (1983) はSafronov (1972) の理論をもとに,形成期の 惑星の温度構造の研究を行っている。これらの研究では、成長しつつある惑星の表面は宇 宙空間にさらされており、微惑星の衝突によって加熱された表面物質は放射によって、冷 やされてしまい、常に惑星表面の温度は宇宙空間と平衡になっていると仮定している。し かし,Lange and Ahrens(1982)は,微惑星が惑星母天体に衝突すると,衝撃によって微 惑星にとりこまれていた揮発性元素が脱ガスし,大気として惑星表面を覆うことを室内実 験のデータをもとに論じている.またAbe and Matsui(1983)は,この大気の断熱効果に よって微惑星の衝突によって開放された熱エネルギーは効率的に惑星母天体を加熱し,惑 星表面まで溶融して、マグマオーシャンが形成されることを示している、形成期の温度分 布を推定することは,初期におこった核・マントル・地殻への大規模分化や,その後の熱 史の研究では、最も根本的な問題である. ここでは、微惑星の衝突による惑星の成長を考 慮して,成長途上の惑星内部の温度分布を見積り,熱的進化と成層構造の形成過程をシミ ュレーションすることにしよう.

- (1) 惑星の成長と核・マントルの分化モデル
- (a) 微惑星の衝突による地球の成長

Safronov (1972) によると、微惑星の衝突によって集積している惑星母天体の成長速度は、次の式で与えられる

$$\frac{dM}{dt} = \pi R^2 (1 + Z\theta) \frac{\sigma}{P} \tag{5-5-1}$$

ここで Rは惑星母天体の半径、 σ は微惑星の面密度、uは微惑星のランダム速度である。また θ はSafronovのパラメータと呼ばれ、惑星母天体の脱出速度と微惑星のランダム速度の比で定義される

$$\theta = GM / Ru^2$$
 (5-5-2)

ここでG は重力定数である。また、惑星母天体の半径の成長率は、次の式で与えられる

$$\frac{dR}{dt} = \frac{1+20}{P} \cdot \frac{\sigma}{P} \tag{5-5-3}$$

微惑星の面密度(σ)は惑星母天体がまわりの微惑星を集めて成長するに従って減少していく、ここでは、微惑星の誕生時に、惑星母天体の軌道のまわり(軌道半径 a 、と a の間)にその惑星の最終質量(M σ)と同じ量の微惑星が存在していたと仮定して、 σ の時間変化を与えることにする

$$\sigma(t) = \frac{M_{\infty} - M(t)}{\pi(a_{0}^{*} - a_{i}^{*})}$$
 (5-5-4)

落下してくる微惑星のサイズ分布も、Safronov (1972) により、次のように仮定する。 惑星母天体 (微惑星の中で最も大きく成長しているもの) のまわりに存在している微惑星 のなかで、最大のものの質量は次の式で与えられる

$$\mathsf{m}_{\mathsf{Max}} = \mathsf{M}/\left(\theta\right)^{\mathsf{g}} \tag{5-5-5}$$

その他の微惑星のサイズ分布は、個数と質量の関係をもちいると,

$$N = C m^{-9}$$
 (5-5-6)

で与えられるとする。従って、単位時間当たり、惑星母天体に落下する微惑星のサイズ分布は、

$$N = \frac{2 - 6}{m_{ex}^{2-g}} \cdot \frac{dM}{dt} m^{-\frac{g}{2}}$$
 (5-5-7)

である。ここでは $\theta=4$ とし、原始太陽系星雲に関するパラメータはKaula (1979) と同じものを使用した。

(b) 衝撃による揮発性物質の脱ガスと大気の形成

Lange and Ahrens (1982) は、サーペンチンやブルーサイトなどの含水珪酸塩に弾丸を衝突させ、衝撃の強さと脱水反応による結晶水の散逸の関係を調べている。彼らの実験結果を外挿すると、約60GPa 以上の圧力を受けるとほぼ完全に水が取り除かれる。衝撃によって、遊離した水の一部は水蒸気として失われ、残りは再び岩石と反応したり、吸着されると考えられる。衝撃を受けた微惑星から遊離した水(水蒸気)や二酸化炭素などの揮発性元素が惑星母天体を覆い、原始大気を形成する。

ここでは、微惑星に揮発性元素が、0.1%含まれていると仮定し、脱水反応が始まると、微惑星に含まれていた揮発性元素のうちの f は大気へ運ばれ、残りの (1-f) は岩石と再び反応するとした。直径2500km以上になると、脱ガスした揮発性元素が地表を覆い、原始大気が形成される。また、f=0.2 としている。

(c) 大気の断熱効果と表面におけるエネルギーバランス

従来の多くの研究では、惑星母天体の表面は真空であるとされ、大気の存在は考慮されていなかった。大気がない場合には、惑星表面から放射によって熱が運びさられ、表面温度は宇宙空間と平衡になる。しかし惑星母天体に大気が覆っている場合には、地表からの放射は、大気中の分子によって吸収される。大気の単位質量当たりの吸収係数をκとし、灰色大気モデルで、Eddington 近似をもちいると、入ってくるエネルギーと惑星母天体からの赤外線放射として逃げていくエネルギーのバランスから、表面の温度は次の式で与えられる

$$T = (1 + \tau) T_{eff}$$
 (5-5-8)

ここで、 τ は大気の光学的厚さで、大気圧 (P) 、惑星母天体の表面重力 (g) をもちい

$$\tau = \kappa P / g \qquad (5-5-9)$$

と表される。また、T は惑星表面が大気に覆われていないと仮定した場合の表面の実効エネルギーで、大気へ供給されるエネルギー (Fatm) をもちいて

$$Fatm = \sigma T_{eff}^{4}$$
 (5-5-10)

で与えられる。ここで、 σ はステファン・ボルツマン定数である。

次に、熱源の強さと惑星母天体の表面近傍でのエネルギーバラシスを考えよう。微惑星が惑星母天体に衝突すると、微惑星の持っていた運動エネルギーは微惑星自身、惑星大気、惑星の内部を加熱するためにに費やされる。Safronov(1972)の理論によると、単位時間に落下してくる微惑星の質量は(5-5-1)で与えられる。これらの衝突速度は、

$$v = (u^2 + 2GM/R)^{1/2} = (1 + 1/2\theta)^{1/2} v_e$$
 (5-5-11)

で与えられるので、微惑星の衝突で開放される全エネルギーは

$$dE/dt = (dM/dt) v^{2}$$
 (5-5-12)

である。このエネルギーは、微惑星の温度を惑星表面温度まで加熱し、残りの一部(1 - 7)は惑星内部を加熱し、残り(7)は大気を通して宇宙空間へ運ばれる。微惑星の落下のエネルギーが供給されるのは、高々クレーターの深さ程度までであり、ここでは、地表から25kmの深さを一様に加熱すると仮定する。エネルギー収支を式で表すと

$$dE/dt = 4\pi R^{2}Fatm + Cp (dM/dt) (T - T) + CpM' \delta T$$
 (5-5-13)

$$4\pi \operatorname{Fatm}/\operatorname{CpM'} \delta T = \eta / (1 - \eta) \tag{5-5-14}$$

ここで、Cpは惑星構成物質の比熱、M'は表面から25kmの深さの物質の質量、 &T はクレーター形成に伴う表層の温度上昇、T は大気圏突入前の微惑星の温度である。水蒸気大気の光学的性質はAbe and Matsui (1983) によった。

(d) 内部の温度上昇

惑星内部の温度分布は、内部に存在する熱源 Q (r,t) や熱伝導、熱対流によって、時間とともに変わっていく、内部の温度分布を支配する方程式は次のような熱伝導方程式で与えられる

$$\frac{\partial I}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(N_u \cdot k \cdot \frac{\partial I}{\partial r} \right) + Q(r, t) + \langle v \rangle \frac{\partial I}{\partial r} \rangle$$
(5-5-15)

ここで、r は惑星母天体の中心からの距離、T=T(r,t) はr における温度、k=k (r, T) は熱伝導率、Nuはヌッセルト数と呼ばれる無次元数で、対流による熱輸送の大きさを表している。また $\sqrt[4]{r}$ 項は、核・マントル分化によるアドベクションによる熱輸送を表している。ヌッセルト数はレイリー数とヌッセルト数の間の経験式

$$Nu = C (Ra/Rc)^{\mathbf{f}}$$
 (5-5-16)

を用いて推定する (Mizutani and Kawakami, 19800; Kawakami and Mizutani, 1985). ここで、Raはレイリー数で、Rc は臨界レイリー数である。レイリー数は惑星内部の温度 分布が与えられると、次の式をもちいて見積もることができる

$$R_{q} = \frac{d \rho \rho g H^{4}}{k \nu} \tag{5-5-17}$$

ここで、g は重力加速度、 α は熱膨張率、 β は温度勾配、H は対流層の厚さ、 ρ は密度、k は熱拡散率、 ν は粘性係数である。

熱源には長寿命の放射性元素であるU, Th, Kの崩壊エネルギーの他, 核・マントル分化によって開放される重力エネルギー, 断熱圧縮, 微惑星の衝突による表層の加熱を考慮している. 熱伝導方程式を解くために必要なパラメータは, 珪酸塩と金属鉄のデータをもちい, これらが混合している領域では, 適当な平均化を行って, 実効的な値を推定している(Kawakami et al., 1985).

(e) 核・マントル分化のダイナミクス

珪酸塩と金属が未分化の部分には、珪酸塩の中にぶどうパン状に、球状をした金属鉄が 含まれていると仮定する。内部が高温になると、珪酸塩の粘性係数は指数関数的に小さく なるので、内部温度が融点に近づくと、珪酸塩中を金属球が密度差によって落下する。このときの金属球の落下がStokesの法則に従うとすると、落下速度は次の式で与えられる

$$v = \frac{2}{9} \cdot \frac{\rho_m - \rho_r}{\nu} \cdot a^2 \tag{5-5-18}$$

ここでg は重力加速度, ρ_s は珪酸塩の密度, ρ_m は金属鉄の密度, ν は粘性係数,a は金属球の半径で,ここではa=1km とした。Stokesの法則では,金属球の落下速度は粘性係数に逆比例しているので,温度の高い領域では,急速に珪酸塩と金属鉄の分化が進行するが,低温の領域では金属鉄の落下速度は小さくなる。微惑星の落下によって成長していく惑星では,表面に向かうほど,温度が高くなっているため,珪酸塩と金属の分化は上部から中心部へ向かって進行していく。このような場合には,中心部の未分化の物質を覆うように、分化した金属からなる球殼が形成されるようになる。

(2) 結果

図5-5-1 に成長途上の地球内部の温度分布を示す。原始大気が形成されると急激に表面温度が上昇する。半径が4000kmになると表面温度は珪酸塩の融点に達し、核・マントルの分化が始まる。地球の半径が5000kmまで成長すると、微惑星の衝突と核・マントルの分化によって表面付近の温度は珪酸塩の融点を凌ぐようになる。以後落下してくる微惑星がもたらす金属相はマグマオーシャンの中を落下してマグマオシャンの底に沈澱していく。核・マントルの分化の際に発生するエネルギーはマグマオシャンを加熱し、集積の最終段階では大きなマグマオーシャンが形成される。成長とともに中心部は断熱圧縮され、2500km~4500kmの温度は~200度程度上昇する。しかし、圧力上昇による金属や珪酸塩の融点は遙かに高くなっており、中心部では核・マントルの分化は進行せず、直径4000kmの始源的な固体核が形成される。

図5-5-2 は集積後の3000万年の熱史を示す。集積の最終段階では、原始大気は冷却し、海洋が形成される(第8章)。ここでは海洋の形成以後の表面温度を273 度とした。対流によってマグマオーシャンは急激に冷却し、地球内部の温度分布は珪酸塩の融点に沿うようになる。これは、我々のマントル対流による熱輸送モデルでは対流層内の温度は粘性係数が等しくなるように分布することによる。4000万年と6000万年の温度分布が非常に近いことは、内部の温度分布が融点に沿うようになると、粘性係数が大きくなり対流による温

度効果が、それ以前に比べ小さくなることによる。

図5-5-3 に地球の成長と内部構造の進化を示す。地球の半径がおよそ4000kmになると、表面から分化がはじまり、鉄に富んだ部分と鉄に乏しい部分が形成される。半径が5000kmに達すると中心から4400km付近に金属鉄の球殻ができ、この球殻の厚さは地球の成長とともに厚くなっていく。この金属鉄の球殻と中心部の始源的な固体核がRayleigh-Taylor型の不安定性を起こして、金属鉄の核が形成されると考えられる。

この章で示した我々の形成期の地球の熱史は、マントルの化学組成や大気・海洋の起源からの制約を満足するものであると考えている。図5-5-3 のような内部構造からRayleigh -Taylor 型の対流によって、現在のような内部構造に至るプロセスは今後の課題である。また、マグマオーシャンの固化に伴う結晶分化過程も今後の課題である。

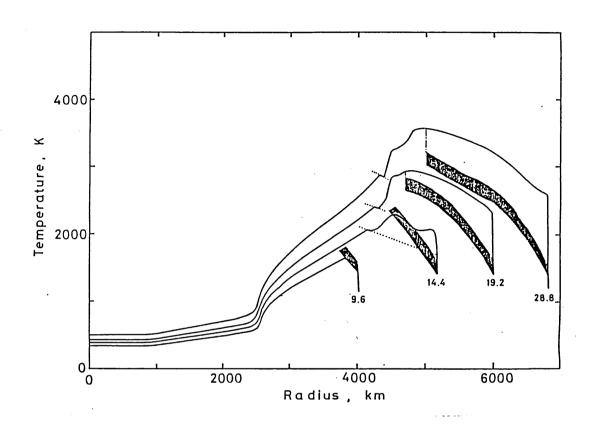


図5-5-1. 成長途上の地球内部の温度分布. 図中の数字は地球が1000kmに成長してからの時間を表す。Feの融点を点線で、珪酸塩のsolidus とliquidusにはさまれた部分を影をつけた領域で示してある。

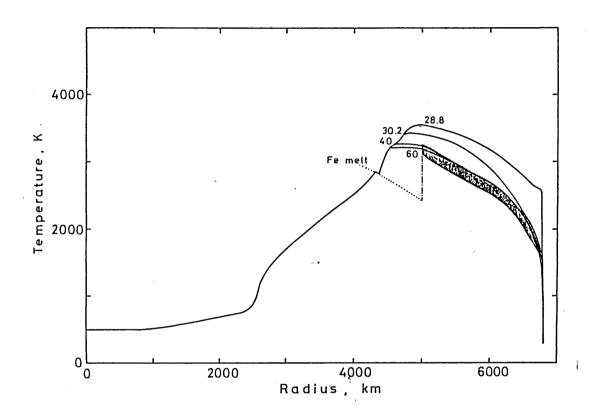


図5 5 2. 形成直接の地球の内部の温度分布. 成長期に珪酸塩のlizuidus以上になった上部マントルは激しいマントル対流で冷却し、geothermは珪酸塩の融点に沿うようになる。

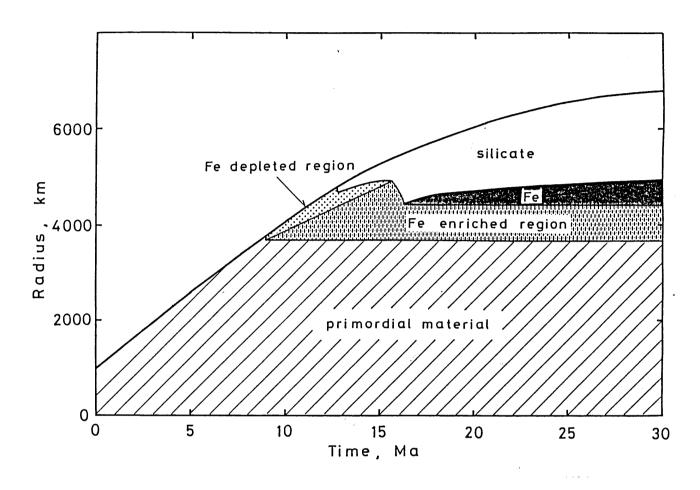


図5 5 3. 地球の成長に伴う内部構造の進化.

参考文献

- Abe, Y., and T. Matsui (1983) The formation of an impact-generated H O atmosphere and its implications for the early thermal history of the earth, preprint.
- Ahrens, T. J. (1979) Equations of state of iron sulfide and constraints on the sulfur content of the earth, J. Geophys. Res., 84, 985-998.
- Allegre, C. J., T. Staudacher, P. Sarda, and M. Kurz (1983) Constraints on evolution of earth's mantle from rare gas systematics, Nature, 303, 762-766.
- Brett, R. (1976) The current status of speculations on the composition of the core of the earth, Rev. Geophys. Space Phys., 14, 375-383.
- Brown, J. M., T. Ahrens, and D. Shampine (1984) Hugoniot data for pyrrhotite and the earth's core, J. Geophys. Res., 89, 6041-6048.
- Bullen, K. E. (1973) Cores of the terrestrial planets, Nature, 243, 68-70.
- Chow, C.-L., D. M. Shaw, and J. H. Crocket (1983) Siderophile trace elements in the earth's oceanic crust and upper mantle, Proc. 13th Lunar Planet. Sci. Conf., J. Geophys. Res., 88, Suppl., A507-A518.
- Coradini, A., C. Federico, and P. Lanciano (1983) Earth and Mars: early thermal profiles, Phys. Earth Planet. Inter., 31, 145-160.
- Cumming, G. L., and J. R. Richard (1975) Ore lead isotope ratios in a continuously changing earth, Earth Planet. Sci. Lett., 28, 155-171.
- Gancarz, A. J., and G. J. Wasserburg (1977) Initial Pb of the Amitsoq gneiss, West Greenland, and implications for the age of the earth, Geochim. Cosmochim. Acta, 41, 1283-1301.
- Hamano, Y., and M. Ojima (1978) Earh-atmosphere evolution model based on Ar isotopic data. In Terrestrial Rare Gases, edited by E. G. Alexander, Jr., and M. Ojima, Center for Academic Publications, Japan Scientific Societies Press, Tokyo.
- Hanks, T. C., and D. L. Anderson (1969) The early history of the earth, Phys. Earth Planet. Inter., 2, 19-29.

- Kato, M. (1985) Melting experiments of Fe-FeO-FeS system up to 20GPa and its significance on the formation and composition of the earth's core, submitted to the U.S.-Japan seminar on Partial Melting Phenomena in the Earth and Planetary Evolution (J. Geophys. Res.).
- Kaula, W. M. (1979) Thermal evolution of the earth and moon growing by planetesimal impact, J. Geophys. Res., 84, 999-1008.
- Kawakami, S., and H. Mizutani (1985) Thermal history of Jovian satellite Io, in preparation.
- 川上紳一(1985) マントルの非均質性と化学進化, 惑星科学, 5, 印刷中.
- Kawakami, S., H. Mizutani, and M. Hayakawa (1985) Theram evolution of grwoing earth by planetesimal impat, in preparation.
- Lange, M. A., and T. J. Ahrens (1982) The evolution of an impact-generated atmosphere, Icarus, 51, 96-120.
- Lee, T., D. A. Papanastassiou, and G. J. Wasserburg (1976) Demonstration of Mg excess in Allende and evidence for Al, Geophys. Res. Lett., 3, 109-112.
- Matsui T. and H. Mizutani (1977) Why minor planet minor?, Nature, 270, 506-507
- McDonald, G. J. F., and L. Knopoff (1958) The chemical composition of the outer core, Geophys. J., 1, 284-297.
- Mizutani, H., and S. Kawakami (1980) A criterion on convection onset in planetary interior, Proc. 13th Lunar Planet. Symp., 320-329.
- Mizutani, H., T. Matsui, and H. Takeuchi (1972) Accretion process of the moon, Moon, 4, 476-489.
- Murthy, V. R., and H. T. Hall (1970) The chemical composition of the earth core: possibility of sulfur in the core, Phys. Earth Planet. Inter., 2, 276-282.
- Newsom, H. E., and H. Palme (1984) The depletion of siderophile elements in the earth's mantle: new evidence from molybdenum and tungsten, Earth Planet.

 Sci. Lett., 69, 354-364.
- Ohtani, E., and A. E. Ringwood (1984) Composition of the core, I. Solubility of oxygen in molten iron at high temperatures, Earth Planet. Sci. Lett., 71,

- Ohtani, E., A. E. Ringwood, and W. Hibberson (1984) Composition of the core, JI. Effect of high pressure on solubility of FeO in molten iron, Earth Planet. Sci. Lett., 71, 94-103.
- Oversby, V. M., and A. E. Ringwood (1971) Time of formation of the earth's core, Nature, 234, 463-465.
- Ringwood, A. E. (1966) Chemical evolution of terrestrial planets, Geochim. Cosmochim. Acta, 30, 41-104.
- Ringwood, A. E. (1975) Composition and Petrology of the Earth's Mantle, McGraw Hill, New York.
- Ringwood, A. E. (1977) Composition of the core and implications for the origin of the earth, Geochemical J., 11, 111-135.
- Ringwood, A. E. (1979) Origin of the Earth and Moon, Springer-Verlag, New York.
- Ringwood, A. E. (1984) The earth's core: its composition, formation and bearing upon the origin of the earth, preprint.
- Safronov, V. S. (1972) Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets, NASA TTF-677.
- Safronov, V. S. (1978) The heating of the earth during its formation, Icarus, 33, 1-12.
- Suzuki, T., S. Akimoto, and Y. Fukai (1984) The system iron-enstatite-water at high pressures and temperatures Formation of iron hydride and some geophysical consequences, Phys. Earth Planet. Inter., 33, 133-144.
- Stacy J. S., and J. D. Kramers (1975) Approximation of terrestrial lead isotope evolution by a two-stage model, Earth Planet. Sci. Lett., 26, 207-221.
- Sun, S. S. (1980) Lead isotopic study of young volcanic rocks from mid-ocean ridges, ocean islands, and island acrs, Phil. Trans. R. Soc. London, Ser.A, 297, 409-445.
- Tatsumoto, M., R. J. Knight, and C. J. Allegre (1973) Time differences in the formation of meteorites as determined from the ratio of lead 206 and lead 207, Science, 180, 1279-1283.

- Usselman, T. M. (1975) Experimental approach to the state of the core, I.

 Liquidus relations of the Fe-rich portion of Fe-Ni-S system from 30 to 100 kbar, Amer. J. Sci., 275, 278-290.
- Vollmer, R. (1977) Terrestrial lead isotopic evolution and formation of the core, Nature, 270, 144-147.

第6章 マントルの非均質性と化学進化

近年地震学をはじめいろいろな分野において地球内部構造モデルの精密化が進み,従来の地球内部の1次元的記述(球対称モデル)から3次元的記述へと時代は移りつつある。すなわち,地球内部に存在する水平方向の非均質性の大きさとその分布をいろいろな方法でマッピングし,地球内部の3次元的構造モデルを確立しようという研究が活発化している。地球の表面を覆っている地設は大きく大陸地設と海洋地殻に分けることができる。地球内部には構成鉱物,化学組成だけでなく,温度,密度,地震波の伝播速度などの非均質性がある。このような組成や地球物理学的観測量の分布の非均質性の存在は地球内部の物質移動(マントル対流やプレートテクトニクス)や造山運動を引き起こし,身近な現象としては地殼変動,地震・火山活動の原動力となっている。また逆にマントル内の運動が非均質性を生じさせている。従って,地球内部の非均質性の研究から,マントル内の運動形態の研究に強い制約をあたえることができるであろう。プレートテクトニクスの確立以来,その原動力をさぐる試みがなされてきたが未だ明解な回答が得られていない。プレート運動の原動力は究極的にはマントル対流であろうが,その本性をさぐる上で有効な手段として非均質性の研究が注目されてきたのである。

マントルの非均質性の研究では、地震学的研究が活発化するまえに同位体地球化学の分野で議論が沸騰し、さまざまな説が飛び交っている。川上(1984)は同位体地球化学、地震学、測地学のデータをもとに得られた地球内部の非均質性の分布とそれらの相互関係、成因・帰結に関する議論からマントルの非均質性の研究の重要性を指摘した。ここでは、マントル起源の火成岩の同位体組成の非均質性とマントルの化学進化に焦点をしぼって、我々の核・マントル・地殼の分化に関する考え方(Kawakami et al., 1985)を述べることにしよう。

6-1. Pb, Sr, Nd同位体組成でみたマントルの非均質性

マントル物質が融解してマグマとなり地表に噴出している火成活動は、テクトニックな環境からつぎのようなグループにわけることができる。(1)中央海嶺に沿って噴出している中央海嶺玄武岩および深海底玄武岩 (MORB), (2)ハワイやアイスランドのような海洋島またはホットスポット、海山を構成する玄武岩 (OIB), (3)大陸地殻に噴出し

ているソレアイト質の台地玄武岩(CFB)、(4) キンバーライトやカーボナタイトなどの大陸地殻に噴出しているアルカリ玄武岩、(5) プレートの沈み込み帯でのカルクアルカリ玄武岩。これらのうち、(3)と(4) はマグマが地表へ運ばれるあいだに大陸地殻物質が混入するため、本来のマグマの性質を知るためには得られたデータを補正する必要がある。 また(5) は沈み込んだ海洋地殻や堆積物の影響があるため、沈み込み帯のマントルの化学的性質をこれらの玄武岩の組成から直接しらべることはできない。それに対し、(1)と(2) は大陸地殻物質の影響を考える必要がなく、海洋下のマントルの化学組成の特徴を直接調べることができる。ここでは、(1)と(2) の測定データをもとにマントルの非均質性の大きさをみてみよう。

(1)と(2)のグループの間で微量元素の存在度や同位体組成が異なることは、古く から知られていた。海洋島の玄武岩の微量元素組成は中央海嶺玄武岩のそれに比べて富ん でいる. Gast (1968) は両者の違いを部分溶融の程度の違いで説明しようと考えた. Gast によると中央海嶺玄武岩はマントルのペリドタイトが20~30%、部分溶融してできたもの であり,海洋島の玄武岩が5 %未満の部分溶融でできたと考えた.しかし,両者のSr同位 体組成も大きく異なっている. このことからBrooks et al. (1976) やHofmann and Hart (1978) は両者が地質学的にみて長い期間にわたって、それぞれマントルの異なった部分 を構成しており、両者が混じり合わなかったと提案している. Rb-Sr 同位体システマチク スに加えて希土類元素のペアであるSm-Nd 同位体システマチクスの手法が確立すると, Sr とNdの同位体組成の2次元プロットをもちいてデータの整理がなされるようになった. MORB, OIB の初期のデータはこの図で負の相関関係が得られた。DePaolo and Wasserburg (1979) はこれをマントル列と名づけ、マントルの化学進化に重要な制約をあたえるもの であることを提案している.このマントル列は古い時代に大陸へ物質を供給して, U, Pb, Rb, Sr, REE などのインコンパチブル元素に乏しくなったMORBのマグマ源と未分化なOIB のマグマ源の混合線であるという解釈が多くの地球化学者によって採用された、このモデ ルは、下部マントルに未分化な物質がつまっており、ここからOIB のマグマが供給され、 上部マントルからインコンパチブル元素に乏しいMORBのマグマが供給されるというもので あって、これらのマグマ源の境界は地震学的な650km の不連続面に対応させている. この モデルの提案によって、マントル対流の2層対流層モデルが一段と脚光を浴びるようにな り、同位体地球化学が地球内部のダイナミクスの議論を活発化させる役割を果たした。

しかし、1982年、Zindler et al. (1982) はSr, Nd同位体組成にPb同位体組成を加え、

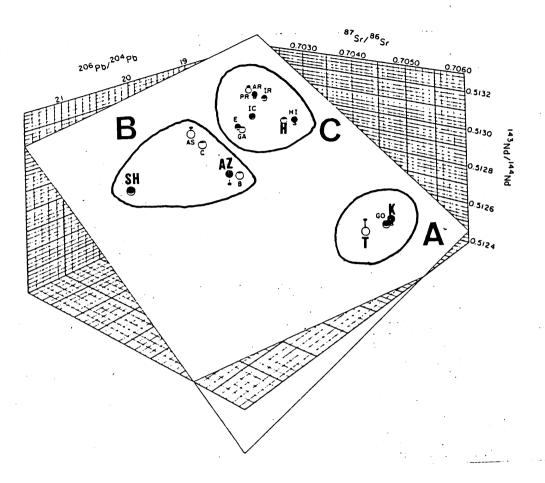


図16-1-1. 海洋地域の玄武岩 (MORB, OIB) のPb, Sr, Nd 同位体組成を3次元的に示したもの. Zindler et al. (1982) による. 海洋地域に噴出している玄武岩はこの図から3 つのグループに分けられる. A グループ:ケルグーレン島 (K) やトリスタン・デ・クーニャ島 (T) などの海洋島の玄武岩, B:セントヘレナ島 (SH) やアゾレス (AZ) などの海洋島の玄武岩, C:中央海嶺玄武岩 (大西洋; AR, インド洋; IR, 太平洋; PR), ハワイ島 (H) やアイスランド (IC) などの海洋島の玄武岩.

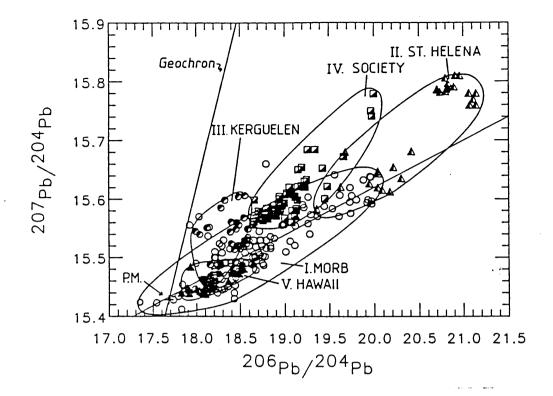


図6-1-2. 海洋地域の玄武岩のPb-Pb ダイアグラム. White (1985) による.

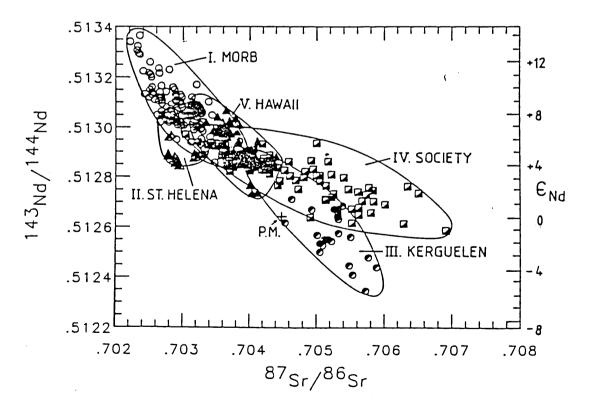


図6-1-3. 海洋地域の玄武岩のSr-Nd ダイアグラム. White (1985) による.

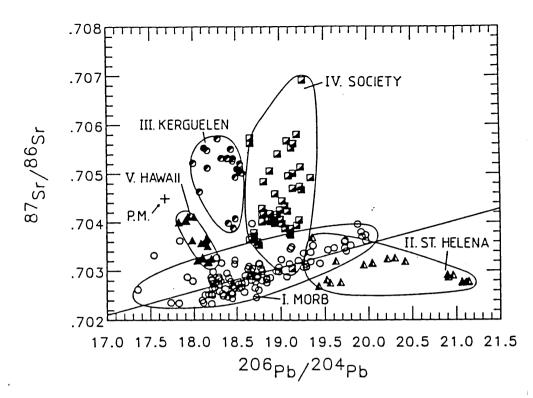


図6-1-4 海洋地域の玄武岩のPb-Sr ダイアグラム. White (1985) による. 図2 ~4 より, MORB, OIB のマグマ源は大きく, (1) MORB, (2) セントヘレナ島の玄武岩 (STHELENA), (3) ケルグーレン島の玄武岩 (KERGUELEN), (4) ソシエティー島の玄武岩 (SOCIETY), (5) ハワイ島の玄武岩 (HAWAII) の5 つのグループにわけることができる.

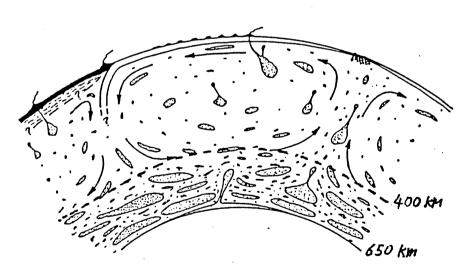


図6-1-5. マントルの非均質性の分布モデル. Davies (1982) のモデルに修正を加えたもの. インコンパチブル元素の非均質性は上部マントルの下部 (400 ~650km の深さ) にひろがっている.

MORB, OIBのデータを3次元座標にプロットし、マントルには少なくとも3つ地質学的に みて長い時間にわたって孤立した部分を構成していたマグマ源が存在することを示してい る(図6-1-1).彼等によると、Sr-Nd 同位体座標でみられたマントル列は、Pbの座標軸 を導入して3次元座標でみるとマントル平面になっていると主張している。またWhite (1985) はこれまでのデータをまとめ、マントルには少なくとも5 つ別個のマグマ源がなく てはならないと主張している(図6-1-2 ~6-1-4). こうなってくると,今後データが蓄 積されていくにつれて、マントルにはN個の異なったマグマ源が必要になり、局所的また は地域的な非均質性とグローバルな非均質性の区別が明確でなくなってしまうように思わ れる、興味深いことは、マントル中に5 つ以上異なったマグマ源を考えなくてはならなく なっても、依然としてMORBとOIB の区別が存在することである。OIB のマグマはどこから やってくるのであろうか(後述、図11)、いずれにしても、初期のマントルの成層構造モ デルのような単純なモデルでは同位体地球化学のデータをうまく説明することはもはや困 難であろう. Davies (1982, 1984) はマントル対流にのって, 化学的に非均質な物質塊が 混ざり合うことなく流れているというモデルを提案している。このモデルでは化学的な非 均質性は成層構造はしていないが、マントル下部に多く分布しているという立場をとって いる. またDavies (1982) のモデルでは全マントル対流の存在しているという立場をとっ ている。我々もマントルの非均質性の分布が、図6-1-5 のような分布をしているのではな いかと考えている.しかし,マントル対流が全マントル対流なのか2 層対流なのかはマン トル内部のダイナミクスを論ずる上でさけてとおることはできない。

6-2. 400 ~650 kmの地震学的不連続面はなにを意味するか?

地球内部がどのようであるかを知るにはやはり地震学的方法が最も有効である。地球のマントルはリソスフェア、アセノスフェアからなる上部マントル、400km と650km の地震波の伝播速度の不連続面にはさまれた、密度や地震波速度が急激に増加する遷移層、650kmの不連続面以深の下部マントルからなっている。マントル起源のゼノリスの研究や地震学的研究から上部マントルはカンラン岩質であることは疑いない。 Ringwood (1975) は上部マントルの化学組成をペリドタイトと玄武岩を3:1の比で混ぜたものであると提案し、これをパイロライトモデルと名づけている。400km 以深のマントルの組成がパイロライト組成であるかどうかは、マントルの地震波速度分布や密度分布と高圧実験によるマン

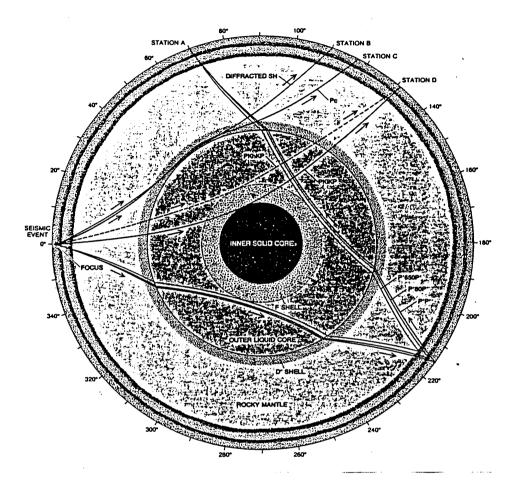


図6-2-1. マントルの成層構造と地震波の伝わり方. Bolt (1973) による. 核の中を通る 地震波の波線がいくつか示されている. 核と下部マントルを通過した地震波は 上部マントルの地震波の速度の不連続面で反射波し,再び核を通って,観測点 A に到達する. 650km の深さの不連続面で反射してきた地震波をP'650P' と呼んでいる.

トル構成鉱物の弾性波速度や密度の圧力依存性(状態方程式や弾性波速度のシステマチクス)とを比較検討することによって調べることができる。またこれらの鉱物の低圧型結晶構造から高圧型結晶構造への相転移が起こる深さと密度や弾性波速度のジャンプの大きさはマントルの構成鉱物を知る上で、かなりきつい制約を与えている。上部マントルの地震波速度の不連続面で最大のものが650kmの不連続面である。ここではオリビンの中圧型鉱物であるスピネルが高圧型へのペロフスカイトとマグネシオウスタイトに相転移が起こっていると解釈されていた(Liu、1977)。またマントル主要構成鉱物のもうひとつの成分であるキ石・ザクロ石は650kmの上部では中圧型のキ石組成でザクロ石の結晶構造をもつメージャライトになっているが、これがスピネルの相転移とほぼ同じ650km付近で高圧型のペロフスカイトに相転移することがIto and Yamada(1982)やKato and Kumazawa(1985)によって報告されている。650kmの不連続面をこのような同じ化学組成をもつ物質の圧力による相転移のみで説明できるという立場をとっている研究者はかなり多い。

しかし、650km の不連続面が単なる圧力による相転移だけでなく、この面を境に上部マントルと下部マントルで化学組成が異なると考えている研究者も多い、この立場をとる研究者の論点は以下のようである。一つは地震学的観測事実に次のようなものがある。震源で発生した地震波がマントル、核を通過して震源の裏側のマントルを伝わって650km の不連続面に到達すると、この面を境に地震波の音響インピーダンスが大きく異なるため、反射波が生じ、マントル、核を通過して震源側の地表に帰ってくる(図6-2-1)。この波の振幅がかなり大きいことから、650km の不連続面がかなりきつく、その厚さは高々数kmであると推定されている。Lee et al. (1983) はこのことをマントル構成鉱物の高圧下における相平衡図や弾性定数などのデータをもとに検討し、650km の不連続面が化学組成の異なる物質が接している化学的不連続面であろうと主張している。マントルの平均組成はオリビンとキ石の中間に位置しているが、Liu (1979) は下部マントル構成鉱物のバルク音速と平均原子量の関係から下部マントルの組成が上部マントルに比べキ石よりであると主張している。

地球の平均組成を宇宙化学的に検討することによってもマントルの組成に制約を与えることができる。地球のマントルがコンドライト組成であると仮定し、そこからカンラン岩組成の上部マントルをつくると、残りの下部マントルはシリカに富んだキ石組成と考えなくてはならない(熊沢、1982; Liu、1982).

一方,400km ~650km の地震波の伝播速度の急激な増加はオリビンが中圧型のスピネル

への相転移、キ石・ザクロ石が中圧型のメージャライトへの相転移、及びスチショバイトの出現によって生じていると考えられている。Bass and Anderson (1984) は400~650 kmの間でも化学組成が異なり、この部分のマントルはガーネッタイトとよばれる玄武岩組成の物質でできていると提案している。この部分に沈み込んだ海洋地殻が堆積している可能性もあるため、かれらの主張も一考を要すると考えている。以下に述べる我々のマントル分化モデルでは、下部マントルはペロフスカイト・マグネシオウスタイト、上部マントルは玄武岩組成のガーネッタイト、400km より浅い部分のマントルはペリドタイト組成と考えている。650km の深さの地震学的不連続面は化学的な不連続面でもあるとし、地球の歴史の初期に成層構造を形成してからは上部マントルと下部マントルの間では物質のやりとりはない。

6-3. Pb 同位体のパラドックス

地表で採集できる岩石には2章で示したものの他に、上部地殻物質、下部地殻物質がある。下部地殻を構成しているグラニュライトやアンフィボライトは高圧型の変成作用を受けて、インコンパチブル元素の多くは上部地殻に移動してしまっており、低いPb同位体組成を示す。これらのデータは45億7千万年のアイソクロンの左側にプロットされるデータを与えている。しかし、地球の珪酸塩成分のほとんどを構成しているマントル、上部地殻の測定データは45億7千万年のアイソクロンの右側にプロットされている。このことは、SrやNd同位体組成では、マントルと地殻が相補的な関係になっているのと対照的に、Pb同位体組成ではマントルも地殻もPb同位体組成に富んでいることを意味している。従って地球内部のどこかにU-Pb比の小さい部分が存在していると考えなくてはならない。それがどこにあるかは我々の推測の域を出ないが、これを下部地殻に押しつけるのは困難であるように思われる。

我々はマントルと地殼のこのようなPb同位体組成が核の形成によってもたらされたのではないかと考えている。しかし、別の考え方もできるのでそのことにまず触れておこう。Pb同位体の45億7千万年のアイソクロンを定義する上で、初期値をこれまでに知られているいん石のデータのなかで、最もUやThの崩壊してできたPbの少ないキャニオン・ダイアブロいん石の値を用いている。この制約をとりのぞいて、地球の岩石のデータだけを用いた場合には、Pb同位体法による地球の年齢は約44億年となる(Manhes et al., 1980)。

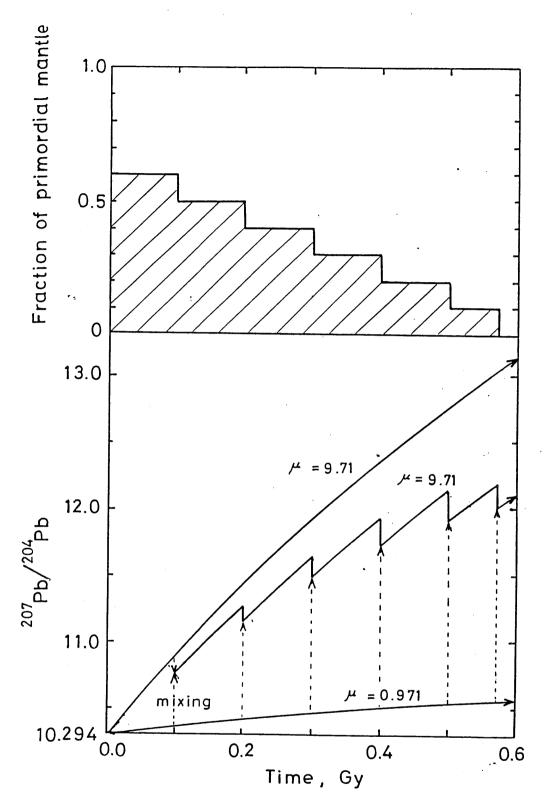


図6-3-1. 核・マントルの分化の進行と Pb同位体の成長曲線。金属・岩石の分化を経験したマントル物質はPbが金属相に濃集するため μ の値が大きくなって(μ =9.71),放射性のPbが急激に増加するが,未分化な部分では μ の値が小さく(μ =0.971),放射性のPbはそれほど増加しない。核・マントルの分化が図のAのように進行するとマントル物質のPb同位体はBのように成長していく。

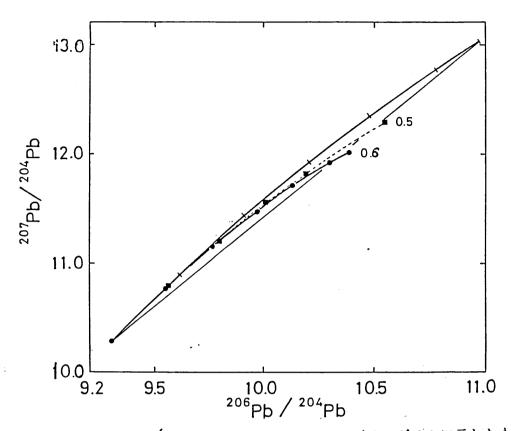


図6-3-2. 図7 と同様な計算を²⁶⁶Pbについても行って、Pb-Pb ダイアグラムに示したもの . 図中の数字は地球が誕生した時点における未分化の物質の割合である. 実線 が0.6 の場合で点線が0.5 の場合てある. 核の形成時間はともに40億年前に終了したとしている.

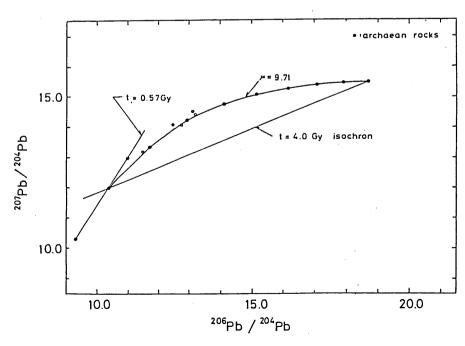


図6-3-3. 40億年以降のPb同位体の成長曲線. $\mu = 9.71$. 図中の白丸は始生代の片麻岩のデータである(Gancarz and Wasserburg, 1977).

即ち、地球の形成がいん石の形成より約1億年おくれたという解釈もできる。いずれにしても、過去におこった大規模なU-Pbの分別の事件の平均年代が44億年ということである。 それが核の形成を意味するのか、地球の集積を意味するのかは、Pbの同位体は教えてくれない。しかし、マントル中の親鉄元素の存在度がコンドライト組成にくらべかなり少ないことは初期に核・マントルの間で大規模の分化があったことを示唆している。

地球の初期史の研究によると、集積直後の地球は上部ほど高温になっており、表面には マグマオーシャンが形成されているが、内部は冷たく、金属と珪酸塩の混合物からできて いる (Sasaki and Nakazawa, 1985). 岩石と金属が融けるまえには、岩石中のウランの 存在度、 $\mu = ^{23} U / ^{204}$ Pb は小さいが(ここでは0.971 と仮定している)、金属と岩石が 融けて分化が起こるとPbは金属相にとりこまれてμの値が増加する(ここではU:Pb比が 10倍になるとした). 内部が徐々に高温になると、つぎつぎと金属と岩石の分化が進行し ていくであろう、形成直後には、中心部の60%が未分化であるとし、一定速度で核・マン トルの分化が進み、今から40億年前に分化が終了したとした場合のPb同位体の進化曲線を 図6-3-1 ~6-3-3 に示した、図6-3-1 の上で斜線の部分が未分化の割合の減少の様子を示 したものである. この図では1 億年ごとに10%ずつ融ける場合に²³⁵Uが崩壊してできる ²⁰¹ Pb の成長の様子を模式的に示したものである.実際にはこのようなことが連続的に起 こるであろう. 図6-3-2 は同様な計算を²³⁸Uが崩壊してできる²⁰⁶Pb についてもおこない Pb-Pb ダイアグラムに成長の様子を書き改めたものである。40億年から現在までの成長 はμ=9.71で一定としている。このようにゆっくり核・マントルの分化が進行した場合に は、珪酸塩部分の平均組成は45億7千万年のアイソクロンのかなり右にシフトするのであ る. このモデルではマントルと地殻の平均組成は (*º・ Pb / ²・* Pb, ²・ Pb / ²・* Pb) = (18.5, 15.5) としている. この値はStacy and Kramers (1975) や Vollmer (1977) の 見積りにもとづいている。このように核・マントルの分化を考慮すれば、Pb同位体のパラ ドックスは解決できる。ここで問題となるのは珪酸塩メルトと金属相のPbの分配係数であ る. Obersby and Ringwood (1971) は実験的に見積もっている. 高圧下で、珪酸塩やFe-S -Q系の相関係が詳しく調べられるようになった現在 (Ohtani, 1983: Kato, 1985; Kato a nd kumazawa, 1985) ,Pbや他の親鉄元素の分配係数を見積もるための実験が可能になった

6-4. 下部マントルの結晶分化とマントル・地殼の元素の分配

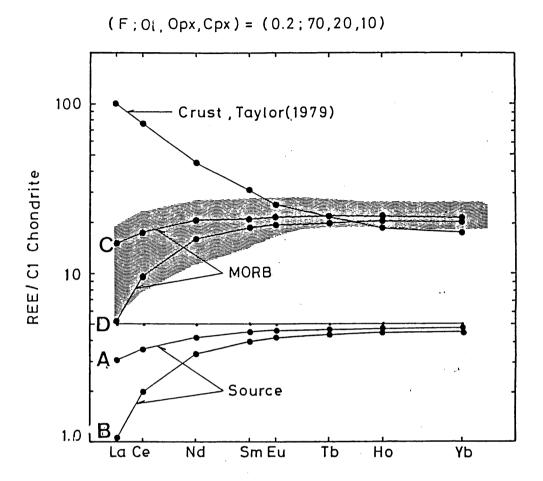


図6-4-1. 地球の大規模分化による希土類元素組成の変化.下部マントルの結晶分化によって上部マントルにはコンドライトに比べ5 倍希土類元素が濃集する.上部マントル全体または上半分から大陸地殻をつくると、マントルの組成はそれぞれA、Bとなる.このマントルが現在とけてMORBのマグマを供給している. MORBを供給したマントルの融け残り鉱物をオリビン:斜方キ石:単斜キ石= 7:2:1 とし、20%の部分溶融を仮定するとMORBの希土類元素組成はそれぞれC、Dとなる. 図中の波線の部分はMORBの測定データの領域を示したものである.

核形成と同時またはそれにひき続いてマントルは下から固化していく、圧力が20GPa よ り高くなるとペロフスカイトとマグネシオウスタイトの安定領域にはいる。これらの融点 は圧力とともに急激に増加していくので、地球の成長と内部温度の低下によって、マント ルー核境界から結晶分化がおこると考えられる。Ohtani (1983, 1984) は高圧下における マントル構成鉱物の融点とシリケートメルトやマントル構成鉱物の密度の圧力依存性を見 積り、マグマオーシャンの分化を論じている. ここではマグマオーシャンの分化に伴うイ ンコンパチブル元素の挙動を希土類元素をもちいて考えてみよう.データにもとづいた定 量的議論にはいる前に我々のモデルの概略を紹介しておこう.下部マントルの結晶分化に よってインコンパチブル元素のほとんどが上部マントルに濃集する。プレートテクトニク スがはじまると、この上部マントル物質が部分溶融して海洋地殼ができ、沈み込み帯でも う一度分化を受けて大陸地殼ができる.このようにして大陸は徐々に成長し,上部マント ルは次第にインコンパチブル元素に乏しくなっていく(大陸地殻がエピソーディクに成長 してきた可能性もあり、大陸地殻がどのように成長してきたかは、興味深い問題である. ここでは簡単のため、連続的に成長したという仮定をした). 下部マントルの結晶分化に よって上部マントルのインコンパチブル元素の存在度がどうなるかを定量的に推定するた めには鉱物とマグマの間の分配係数、つまりシリケートメルトとペロフスカイトやマグネ シオウスタイトの間の元素の分配係数のデータが必要となる。しかし、現状では推定が困 難であるが分配係数の値が0.1 より小さいときは,数十%以上の部分溶融がおこった場合 や,結晶分化の残液の割合が数十%以上の場合には元素間でそれほどおおきな分別をうけ ない、ここではかりに下部マントルの分化によって、上部マントルにインコンパチブル元 素がコンドライト組成に比べ、5 倍程度濃集したとして議論をさきに進めることにしよう . この上部マントルから徐々に大陸地殻が形成される. 図6-4-1 は上部マントルと大陸地 殼の間の元素の分配の様子を示したものである.大陸地殼の組成はTaylor(1979)による 見積りを採用した、コンドライトに比べ、インコンパチブル元素が5 倍濃集した上部マン トルから大陸地殼をつくると残ったマントルの希土類組成は図6-4-1 の Aのようになる. また上部マントルの半分が大陸地殼の形成に関与し、残りの半分は未分化であるとすると インコンパチブル元素に乏しくなったマントルの組成はB のようになる. これらが現在, 中央海嶺玄武岩のマグマ源となっていて、これらが20%程度部分溶融して海嶺に噴出して いるとすると、これらの玄武岩の組成はC, Dのようになる。ここでマグマ源の鉱物組合せ はオリビン、斜方キ石、単斜キ石の比を7:2:1 とし、鉱物とマグマの分配係数はFrey et al. (1977) および Arth and Hanson (1975) をもちいている。C, Dの希土元素の存在度は図中に示したMORBの測定データの範囲におさまっている。このように下部マントルにインコンパチブル元素が少なく、上部マントルに濃集しているようなモデルは地球化学者のモデルと反対になっている。Anderson (1981, 1982) も我々と同じように上部マントルにインコンパチブル元素が濃集していると考えている。Anderson (1981) の場合は、マントル全体が部分溶融して上部マントルが形成されると考えているため、上部マントルの主要元素の組成は玄武岩質になっていることが我々の考えと大きく異なる。Ohtani (1983b, 1984) によればマグマオーシャンの化学組成は超塩基性のカンラン岩質であるという。このことはAnderson (1981) の主張と矛盾している。しかし、初期の分化がどのようであったかは地球の集積過程がどうであったかに大きく依存しているので、初期分化の議論をするには集積過程の研究と歩調をあわせることが重要であろう。

6-5. リングウッドサイクルによる大陸の成長とマントルの化学進化

海嶺や海溝でのプレートの形成および沈み込みによって大陸が成長するモデルはRingwo od(1975)によって論じられており、このような大陸地殻の成長モデルはリングウッドサイクルとも呼ばれている。現在の造山運動はプレート運動によっておこっており、主な火成活動はプレート境界で起こっている。このような火成活動が地球の歴史を通してあったかどうかは議論の的になっている。我々は今から約25億年より古い時代には現在の地球でおこっているのと全く異なった造山運動があったのではないかと考えている(Kawakami and Mizutani、1981)。しかし、顕生代以降にはプレートテクトニクスが作用していたと考えてよいであろう。顕生代のプレートテクトニクスが現在の地球で起こっているような火成活動を引き起こし、大陸の成長をもたらしたかは確かではない(Kroner、1977;諏訪、1981)。ここではこういった問題には深く立ち入らず、リングウッドサイクルにもとづいて大陸の成長および、Sr、Nd、Pbの同位体組成の進化を扱ってみよう。図6-5-1 に我々のモデルの模式図を示してある。ここである元素の組成に注目し、そのマントルにおける存在度をC とする。このマントルが部分溶融して、dM/dtだけ新たに海洋地殻ができ、注目している元素Aがdxだけ海洋地殻に運ばれるとする。この海洋地殻の組成、C はつぎの式で与えられる

 $C_L = C_0/D_A^*$

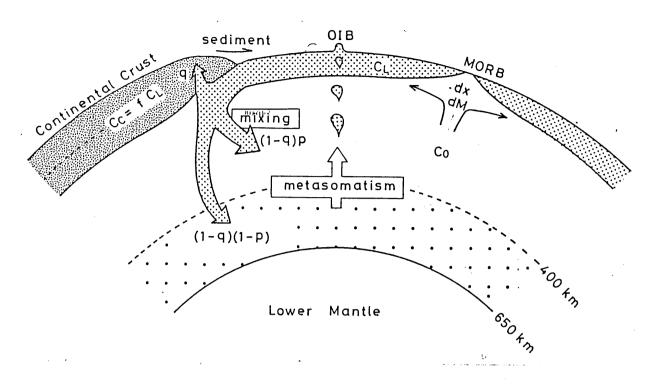


図6-5-1. 上部マントルの化学進化モデル.大陸地設は中央海嶺玄武岩がプレートの沈み込み帯で再分化してできるとする。大陸のインコンパチブル元素の濃集率はコンドライトの百倍を越えるものもある。これは下部マントルの分化、中央海嶺玄武岩の生成、中央海嶺玄武岩の分化によるシリカに富んだマグマの生成の3段階を経ることによって大陸地殻へインコンパチブル元素の濃集が起こったためである。沈み込んだ海洋地殻は400~650kmの深さにガーネッタイトとして堆積していく。ここには大陸起源の堆積岩も引きずりこまれ、インコンパチブル元素の存在度が最も非均質になっている。ここから水や二酸化炭素に富んだ流体がインコンパチブル元素をとりこんで上部マントルへ移動いていき(マントルのメタソマティズム)、OIBの火成活動を引き起こす。本文の数学的定式化では、人陸物質の沈み込み、マントルのメタソマティズムは扱っていない。

$$D_A^* = F + D_A (1 - F) (7-5-1)$$

ここでF は部分溶融の程度, D_A はマグマと融け残りの間の分配係数である。海嶺でつくられた海洋地殼はプレート運動によって沈み込み帯まで運ばれ,そこでマントルへ帰っていく。ここで海洋地殼は再溶融し,q ×dMは大陸地殼になり,残りの(1-q)×dMはマントルに沈み込む。注目している元素が大陸地殼へ運ばれる割合は,沈み込み帯で分化しようとしている海洋地殼の組成とTaylor(1979)の大陸地殼の組成モデルから見積もり,ここでは f_A とおいている。さらにマントルへ帰った海洋地殼のうち(1-q)p ×dMが上部マントル物質と混ざり,残りの(1-q)・(1-p)×dMはそのまま上部マントルに残り非均質性を生じさせるもとになっていると考えよう。このような物質移動がおこると上部マントル内の元素の存在度は次の式に支配される

$$\frac{1}{C} \frac{dC}{dt} = \left(\frac{1}{GD_A^*} - 1\right) v \tag{7-5-2}$$

ここでG はパラメーターで

$$G = \frac{(1 - q)p - 1}{(1 - f_{a}q)p - 1}$$
 (7-5-3)

で与えられる。また分配係数の異なる二つの元素A、Bの比、 $r = C_e/C_A$ 例えばRb/ Sr や Sm / Nd は次の式で与えられる。

$$\frac{dr}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{C_B}{C_A} \right) = \left(\frac{1}{GD_B^*} - \frac{1}{GD_A^*} \right) v \tag{7-5-4}$$

ここでv = (dM/dt) /M はプレートの拡大率を表すパラメータである。M はマントル・地殻の分化に関与している部分のマントルの質量で、ここでは650km より上のマントルの質量をもちいている。v の値としては現在のプレートの拡大率をもちい、時間的に一定と仮定している。地球の初期ほどプレート運動は活発であったであろうが、この値より3~5 倍にもなるようなことはなかったであろう。 リングウッドサイクルが始まってから、現在までの時間(T)の間に形成された大陸地殻は現在の大きさに等しくなくてはならない。このことから、T とプレートの拡大率(v)と大陸地殻への物質の供給率(q)の間には次の関係を満足する必要がある

$$T \times v \times q = 0.005$$
 (7-5-5)

このモデルで р, q, Tをいろいろ変えることによってマントルの化学組成を満足するモデルを捜してみた。以下にそれらの中で最もよくデータを満足する結果を示そう。

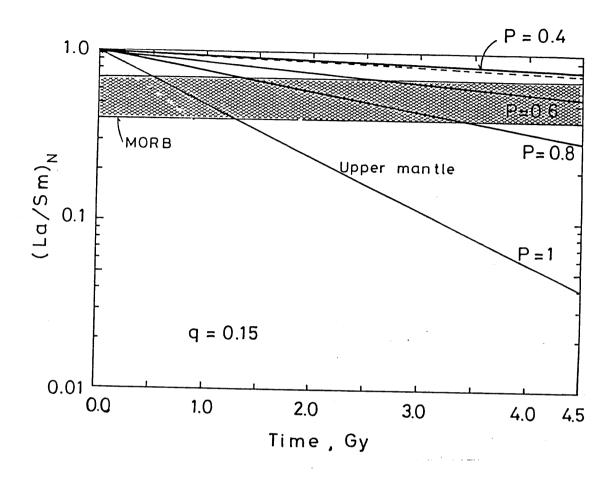


図6-5-2. リングウッドサイクルによるマントルのLa/Sm比の時間変化. q=0.15とし、Pの値をいろいろ変えている。斜線の領域はMORBのLa/Smと始生代の玄武岩のLa/Smの比をとったものである。マントルのLa/Smは25~30億年のあいだに40~70%に減少している。このことからパラメータ、Pの値として0.6~0.8が適当である。 qの値もいろいろ変えて計算をおこなっている。ここでもちいている化学進化モデルでは、結果に対するqの依存性はpに比べて小さい。 (6)式でq=0.15とするとT~25億年となる。

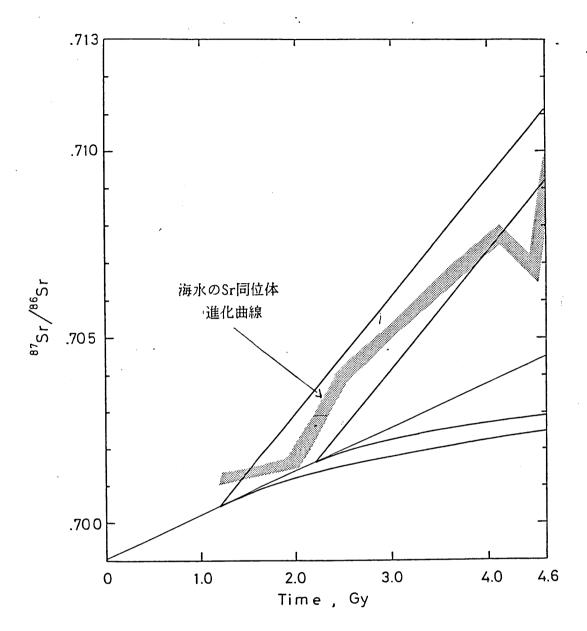


図6-5-3. q=0.15とした場合のSr同位体の成長曲線、T=25,35億年の場合を示した、 Veizer (1976) による海水のSr同位体の曲線を比較のために示してある。

まずLa/Sm比に注目しよう. 現在のMORBと始生代の玄武岩の組成を比較すると、MORBの組成は始生代の玄武岩の $0.4 \sim 0.7$ 倍程度である. いま、q=0.15として、p をいろいろ変化させててLa/Sm比の時間変化をおいかけると図6-5-2 のようになる. $p=0.6 \sim 0.7$ とすると測定データを説明でき、 $T=25\sim 30$ 億年となって地質学的にみても問題ない.

そこで、p=0.6、q=0.15として、Sr同位体の進化曲線を計算してみた(図6-5-3)。図中のデータはVeizer(1976)によって調べられた海水のSr同位体の進化のデータである。今から $25\sim30$ 億年前からプレートテクトニクスが始まったとすれば、測定データと調和的なマントル、地殻のSr同位体成長曲線が得られる。ここで注目すべき点は沈み込んだ海洋地殻のうち、1-p=0.3、即ち30%は上部マントル物質と混ざらないことを示唆している。海洋地殻がこのように沈み込んでから上部マントル深部に堆積して、 $400\sim650$ kmの深さにガーネッタイト層をつくり、ここから供給されるマグマがOIBとして噴出しているのではないだろうか。図4のハワイやケルグーレン島のデータの配列は、MORBのマグマ源と沈み込んだまま混ざらない昔の海洋地殻の混合を示唆しているのだろうか。

6-6. Pb同位体と大陸地殼の成長

6章で示したモデルは細かい問題に立ち入らなければ、Sr、Nd、Hfの同位体組成やインコンパチブル元素の存在度のデータをうまく説明できる。しかし、Pb同位体の成長についてはもうすこし検討を要する。マントルのPb同位体の平均組成は(2c6 Pb $/^{2c4}$ Pb、 2c4 Pb 2c4

_

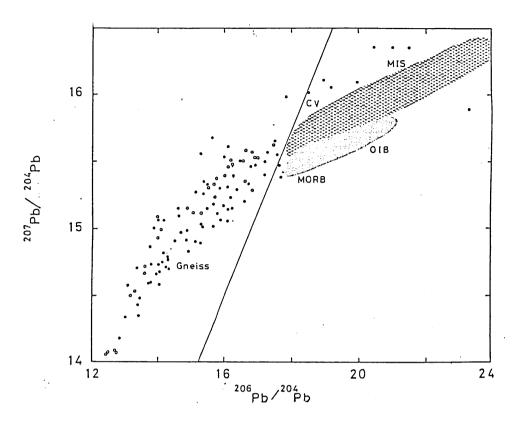


図6-6-1. マントル,下部地殼,上部地殼のPb同位体組成.下部地殼以外の物質のPb同位体組成は45億7千万年のアイソクロンの右側にプロットされている.

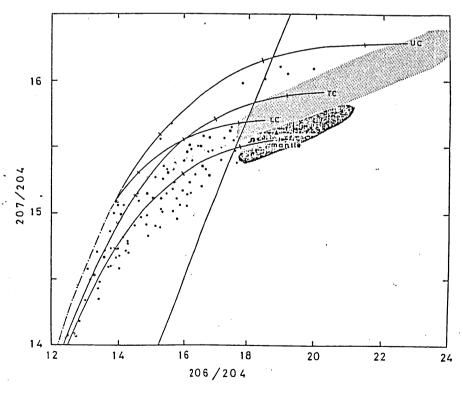


図6-6-2. Pb 同位体の成長曲線、T = 35億年, q = 0.15としている。UC=上部地殼, LC = 下部地殼, TC=地殼の平均

デルをPb同位体組成を説明するために少々変更しよう. まず大陸地殻の 201Pb /204Pb 比 を説明するためにマントル・地殼の分化は35億年前から始まったとする。新たに大陸地殼 に付け加わった大陸物質は、付加してから10億年たつと下部地殻と上部地殻に分化し、下 部地殼のU はすべて上部地殼に移動すると考える.ここで下部地殼に付け加わる物質と上 部地設に付け加わる物質の比は1:1としている.このモデルでは今から10億年以前に安 定化した大陸地殻はインコンパチブル元素の存在度からみると上部地殻と下部地殻にわか れており、十分成熟した大陸地設になっているが、10億年未満の大陸地設は新生代の造山 帯のような未発達な大陸地殼のままであると考えている. DePaolo et al. (1981) はグラ ニュライトのSr-Nd 同位体組成を調べ、母岩の形成から数億年から10億年たってグラニュ ライトへの変成作用とインコンパチブル元素の移動があったことを報告している. すべて の大陸地殼がこのように独自の分化を行って上部地殼と下部地殼に分かれたのかよく分か っていないが、Pb同位体の成長を考える上では都合がよい. 図6-6-2 にえられた成長曲 線を示した.上部地殼(UC)と下部地殼(TC)の分化はマントルと地殼の分化がはじまっ てから10億年たってはじめてあらわれ、地殻の平均組成の進化曲線(TC)から25億年前に 派生している、大陸地域に噴出している火成岩のPb同位体組成は下部地殼物質の再溶融や マントル起源のマグマと下部地殻物質の混合によって生じているのではないだろうか。

6-7. マントルのメタソマティズム

これまでの議論は地球内部の各層がどのようなプロセスを経て、それぞれのインコンパチブル元素や同位体の組成をもつに至ったかに注目してきた。しかし、大陸地殻やMORB、OIB のマグマ源のインコンパチブル元素や同位体組成のばらつきもかなり大きい。マントル内部でMORBやOIB のマグマ源の非均質性がどのようにして形成されるのだろうか。マントル内でのインコンパチブル元素の移動のメカニズムのなかで興味深いものにマントルのメタソマティズムがある。マグマの部分溶融を伴わずに、揮発性元素に富んだ液体の関与で元素の移動がおこることを岩石学ではメタソマティズムと呼んでいる。地球深部でメタソマティズムが起こっているかどうか直接的な証拠はないが、上部マントルでのメタソマティズムにはいくつか状況証拠がある。MORB、OIB のSr、Nd、Pb同位体の測定データをみると、これらの同位体組成と、Rb/Sr、Sm/Nd、U/Pb比に相関がないことが知られている(Brooks et al., 1976; Sun et al., 1979; Tatsumoto, 1978).このことはMORB

. ~

や018 のマグマ源の部分に地質学的に最近になって、Rb/Sr、Nd/Sm、U/Pb比の大きい流体がマントル下部から上昇してきて、これらのマグマ源を汚染したと考えると説明がつく、また、アルカリ玄武岩に採り込まれてくるゼノリスの岩石学的に調べると、このような液体はペリドタイトにダイク状に貫入しており、インコンパチブル元素に富んだ雲母、カクセン石などの二次的鉱物が生成している(Frey and Prinz、1978)。 鈴木(1985)はマントル起源のゼノリス中のどの部分にインコンパチブル元素が濃集しているかを測定し、これらの元素が結晶内部ではなく結晶粒界に多量に濃集していることを見いだしている。

前述のモデルではプレートの沈み込みによって海洋地殻や大陸起源の堆積岩が上部マントルの深部に帰っていき、 $400 \sim 650 \, \mathrm{km}$ の深さにガーネッタイト層をつくる。ここから H_2 0 や CO_2 に富んだ液がインコンパチブル元素を伴って上部マントルに上昇していって、 OIB のマグマ源にインコンパチブル元素が濃集させているのではないだろうか。Newton et al. (1980) は、グラニュライト相の変成岩中に、 CO_2 に富んだ液体包有物が含まれていることから、下部地殻では二酸化炭素に富んだ液体の関与で U や Rb が上部地殻へ移動したのではないかと論じている。

6-8. まとめ

我々の究極の目標は地球科学のさまざまな分野の研究成果を踏まえて統一的な進化モデルをつくることにある。 しかし、ここで紹介したモデルは目標からはほど遠いものである。ここでの議論ははじめ、マントルの非均質性から出発したが、後半で紹介したモデルは動径方向に成層構造した核、マントル、地殻の間の物質のやりとりとそれらの平均組成の進化しか扱っていない。今後、このモデルのさらに突っ込んだ検討も必要であろう。また、大陸物質が浸食され、プレートとともにマントルへ帰ることを無視していることや、Pb同位体のデータの解釈には依然として明解な回答が得られていないなど多くの問題をかかえていることにも留意すべきであろう。

参考文献

- Anderson, D. (1981) Hotspots, basalts and the evolution of the mantle, Science, 213, 82-89.
- Anderson, D. (1982) Isotopic evolution of the mantle: the role of magma mixing, Earth Planet. Sci. Lett., 57, 1-12.
- Arth, J. G., and G. N. Hanson (1975) Geochemistry and origin of the early Precambrian crust of northeastern Minesota, Geochim. Cosmochim. Acta, 39, 325-362.
- Bass, J. D., and D. L. Anderson (1984) Composition of upper mantle : geopysical tests of two petrological models, Geophys. Res. Lett., 11, 237-240.
- Bolt, B. A. (1973) The fine structure of the earth's interior, in Planet Earth. Readings from Scientific American, pp.270-279, W. H. Freeman and Company, San Francisco.
- Brooks, C., S. R. Hart, A. W. Hofmann, and D. E. James (1976) Rb-Sr mantle isochrons from oceanic regions, Earth Planet. Sci. Lett., 32, 51-61.
- Davies, G. F. (1982) Earth's neodymium budget and structure and evolution of the mantle, Nature, 290, 208-213.
- Davies, G.F. (1984) Geophysical and isotopic constraints on mantle convection: an interim synthesis, J. Geophys. Res., 89, 6017-6040.
- DePaolo, D. J., and G. J. Wasserburg (1979) Petrogenetic mixing models and Nd-Sr isotopic patterns, Geochim. Cosmochim. Acta, 43, 615-627.
- DePaolo, D. J., W. I. Minton, E. S. Grew, and M. Halpern (1982) Sm-Nd, Rb-Sr and U-Th-Pb systematics of granulite facies rocks from Fyfe Hills, Endarby Land, Antarctica, Nature, 298, 614-618.
- Doe, B. R. (1971) Lead Isotopes, Springer-Verlag, Berlin.
- Frey, F. A., and M. Prinz (1978) Ultaramafic inclusions from San Carlos,
 Arizona: petrologic and geochemical deta bearing on their petrogenesis,
 Earth Planet. Sci. Lett., 38, 129-176.
- Frey, A., D. H. Green, and S. D. Roy (1978) Integrated models of basalt petro-

- genesis: a study of quartz tholeiites to olivine melilities from South Eastern Australia utilizing geochemical and experimental petrological data, J. Petrology, 19, 463-513.
- Gast, P. W. (1963) Trace elements fractionation and the origin of tholeiltic and alkaline magma types, Geochim. Cosmochim. Acta, 32, 1057-1086.
- Gancarz, A. J., and G. J. Wasserburg (1977) Initial Pb of Amitsoq gneiss, West Greenland and implications for the age of the earth, Geochim. Cosmochim. Acta, 41, 1283-1301.
- Hofmann, A. W., and S. R. Hart (1978) An assessment of local and regional isotopic equilibrium in the mantle, Earth Planet. Sci. Lett., 38, 44-62.
- Ito, E., and H. Yamada (1982) Stability relations of silicate spinels, ilmenites and perovskites, in High Pressure Research in Geophysics, edited by S. Akimoto and M. H. Manghani, pp.405-419, Center for Academic Publ. Japan, Tekyo.
- Kato, M. (1985) Melting experiment of Fe-FeO-FeS system up to 20GPa and its significance on the formation and compsition of the earth's core, submitted to the U.S.-Japan seminar on Partial Melting Phenomena in the Earth and Planetary Evolution (J. Geophys. Res.)
- Kato, T., and M. kumazawa (1985) Melting and phase relations in Mg SiO MgSiO system at 20 GPa under hydrous condition, submitted to the U.S.-Japan seminar on Partial Melting Penomean in the Earth and Planetary Evolution (J. Geophys. Res.)
- 川上紳一(1984) マントルの非均質性と地球の進化,科学,54,93-103.
- Kawakami, S., and H. Mizutani (1984) Geology and Geochemistry of Archean crust and implications for the early history of the earth, The Journal of Earth Sciences, Nagoya University, 32, 49-99.
- Kawakami, S., H.Mizutani, and M.Hayakawa (1985) Isotopic evolution of the core, mantle and crust system, in preparation.
- Kroner, A. (1977) Precambrian mobile belts of southern and eastern Africa ancient suture of sites of ensialic mobility? A case for crustal evolution

- towards plate tectonics, Tectonophsics, 40, 105-135.
- 熊沢峰夫(1982)地球深部物質とその成層分布の起源,岩石鉱物鉱床学会誌,特別号3号 239-247.
- Lee, A. C., M. S. Bukowinski, and R. Jeanloz (1983) Reflection properties of phase transition and compositional change models of the 670-km discontinuity J. Geophys. Res., 88, 8145-8159.
- Liu, L. (1977) The system enstatite-pyrope at high pressures and temperatures and the mineralogy of the earth's mantle, Earth Planet. Sci. Lett., 36, 237-245.
- Liu, L. (1979) Phase transformation and the constitution of the deep mantle, in The Earth: It's Origin, Structure, and Evolution, edited by M. W. McElhinny, pp.177-202, Academic, New York.
- Liu, L. (1982) Chemical inhomogeneity of the mantle: geochemical considerations Geophys. Res. Lett., 9, 124–126.
- Manhes, G., C. J. Allegre, B. Dupre, and B. Hamilton (1980) Lead isotope study of basic-ultrabasic layered complex: speculations about the age of the earth and primitive mantle characteristics, Earth Planet. Sci. Lett., 47, 370-382.
- Newton, R. C., J. V. Smith, and B. F. Windley (1980) Carbonic metasomatism, granulites and crustal growth, Nature, 288, 45-50.
- Ohtani, E. (1983) Melting temperature distribution and fractionation in the lower mantle, Phys. Earth Planet. Inter., 33, 12-25.
- Ohtani, E. (1984) The primodial terrestrial magma ocean and its implication for stratification of the mantle, Phys. Earth Planet. Inter., in press.
- Oversby, V. M., and A. E. Ringwood (1971) Time of formation of the earth's core, Nature, 234, 463-465.
- Ringwood, A. E. (1975) Composition and petrology of the earth's mantle, McGraw-Hill, New York.
- Sasaki, S., and K. Nakazawa (1985) Metal-silicate fractionation in the growing earth energy source for the terrestrial magma ocean, submitted to Proc.

- of U.S.-Japan Seminar on partial melting phenomena in the earth and planetary evolution (J.Geophys. Res.)
- Stacy, J. S., and J. D. Kramers (1975) Approximation of terrestrial lead isotope evolution by a two-stage model, Earth Planet. Sci. Lett., 26, 207-221.
- Sun, S.S., R. W. Nesbitt, and A.Y. Sharaskin (1979) Geochemical characteristics of mid-ocean ridge basalts, Earth Planet. Sci. Lett., 44, 119-138.
- 諏訪兼位(1931) 大陸地殼はどのようにして形成されたか, 地球, 2.846-855. 鈴木和博(1985) 私信.
- Taylor, S. R. (1976) Chemical composition and evolution of the centinental crust: the rare earth element evidence, in The Earth: It's Origin, Structure and Evolution, edited by M. W. McElhinny, pp.353-396, Academic, New York.
- Veizer, J. (1976) F7 Sr/F6Sr evolution of seawater during geologic history and its significance as an index of crustal evoluton, in The Early History of the Earth, edited by B. F. Windley, pp.569-578, Wiley, London.
- Vollmer, R. (1977) Terrestrial lead isotope evolution and formation of the earth's core, Nature, 270, 144-147.
- White, W. M. (1985) Sources of oceanic basalts: radiogenic isotopic evidence, Geology, 13, 115-118.
- Zindler, A., E. Jagoutz and S. Goldstein (1982) Nd, Sr, and Pb isotopicc systematics in a three-component manlte: A new perspective, Nature, 298, 519-523.

. .

第7章 大陸地殻の形成と地球の初期史

1960年代に海洋底の地磁気の縞模様の発見に端を発して、大陸移動説と海洋底拡大説がにわかに地球科学者の注目を集め、1970年代にプレートテクトニクスとして体系化された、プレートテクトニクスの出現によって、それまで細分化の一途をたどっていた地球科学の諸分野が、地球科学全体として統一化され、地球表層で観察される様々な現象が、統一的に理解されるようになった。しかし地磁気の縞模様から読みとれるプレート運動の記録は中生代までであり、それ以前の地球にも現在と同じようなプレートテクトニクスが作用していた証拠はない。中生代以降のプレート運動と、それがもたらす火成活動、地殻変動、造山運動に関して、ある程度精密な議論がなされるようになったのからプレートテクトニクスがはじまったのか? プレートの力学的性質は時代とともにどう移り変わってきたのか? 大陸地殻の成長はプレート運動がもたらす、海洋底の拡大、消滅、大陸地殻どうしの衝突(Wilsonサイクル)によっておこるのであろうか? それとも 先カンブリア時代のテクトニクスは現在のプレートテクトニクスと全く異なるものだったのだろうか?

このような問題に、科学的データにもどづいた議論をするために、多くの研究者が 先カンブリア時代の地質学、岩石学、地球化学に興味をもつようになり、先カンブリ ア時代の岩石や岩体中に、当時の地球に作用していたテクトニクスの姿をさぐろうと するようになった。しかし、時代を遡る程、地質学的データは乏しくなり、形成後の 岩石の変質もあって、データの解釈が困難になる。また、地球表層に残されている最 古の岩石は約38億年前にできた片麻岩であり、それ以前の、地球の形成から最初の8 億年に関する記録はまったくない。

一方,1960年代にはじまる米,ソの惑星探査が活発におこなわれ,それまで天文学者の研究対象だった月や水星,金星,火星などの固体惑星の研究の多くが地球科学者の手にゆだねられるようになり,惑星の形成過程や惑星進化の研究とともに,地球上に記録の残っていない初期の8億年の地球の姿を比較惑星学的に検討しようという試みも活発におこなわれている。アポロ計画で地球にもちかえられた月の石の研究から,地球型惑星は集積時の重力エネルギーによって髙温に加熱され,マグマオーシャンの形成と,核,マントル,地殻の分化が惑星形成から数億年以内でおこったと一般に

考えられている。この大規模な分化の最終段階で地表を覆った初期地殻の化学組成が 月のように斜長岩質であったのか、それとも玄武岩のような塩基性の岩石でおおわれ ていたのであろうか?

我々の研究グループは、原始太陽系星雲から出発して、地球がどのようにして生まれ、どのような歴史をたどって現在に至ったのかという問題に取り組んでいる(川上、1984、1985). 形成期の地球がどのようであったかに制約をあたえることは、その後の進化、特に大陸地殻の起源やマントルの非均質性を考える上で重要である. しかし、惑星の形成過程の研究の現状からすると、初期の地球の姿がどのようであったかを一義的に決定することはできない. ここでは、先カンブリア時代のうちで、約25億年より古い時代(始生代)に安定化した大陸地殻の性質と、それから推察される大陸地殻の形成過程について考えてみよう.

始生代の地殻は先カンブリア時代の楯状地に分布している。始生代の地殻は2種類の地域に分類されている。それらをグリーンストーン・カコウ岩地域と高変成度地域と呼んでいる。 グリーンストーン・カコウ岩地域は南アフリカ、西オーストラリア,カナダ、インド、フィンランドなどに広く分布する。グリーンストーン帯はsynformal な構造を呈し、幅40~250 km,長さ120~800 kmで細長く分布している。超塩基性ないし塩基性火山岩(コマチアイト、ドに乏しいソレアイト)と砕屑性の堆積岩よりなり、低圧・低温の変成作用(greenschist facies)を受けている。グリーンストーン帯は、その後、トーナル岩、トロニェム岩、カコウ岩などのカコウ岩類の貫入を受けている。グリーンストーン帯とカコウ岩類の面積比はどの地域でもほぼ1:4である。 一方、高変成度地域は西グリーンランド、ラブラドル、インド南部、東南極などに分布している。ここでは、石英・長石質の片麻岩、カクセン岩、グラニュライト、チャルノク岩といった変成度の高い岩石により構成されている。全体の約85%は石英・長石質の片麻岩で、組成はトーナル岩ないしカコウセンリョク岩である。激しい変形作用や再結晶作用を受けているため、もとの構造は残っていない。

この2つの地域がどのようなテクトニックな環境のもとでできたのか? 2つの地域の関係はどのようであったのか? 初期の地殻はグリーンストーン的だったのか, それともトーナル岩的だったのだろうか?

7-1. グリーンストーン・カコウ岩地域

南アフリカには、先カンブリア時代のリンポポ造山帯に仕切られて、北側の Rhode sia クラトンと南側の Kaapvaal クラトンに始生代の岩体が広く分布している(図7-1-1) . Kaapvaal クラトンには,Barberton をはじめ7つのグリーンストーン帯が カコウ岩類に囲まれている.この地域のグリーンストーン帯からは金が豊富に産する ことから詳細な地質調査が行われ、精密な地質図が作製されている。中でも、Barber ton Mountain Land では年代が古く、よく発達しており、保存もよいことからこの地 域のタイプ層序とされ、Swaziland 系と呼ばれている。Swaziland 系は下層から順に , Onverwacht 層群, Fig Tree 層群, Moodies 層群の3つに分類されている(図7-1-2) (Anhaeusser, 1978) . Onverwacht層群は最下層を構成し,層厚は15 km に およぶ. Viljoen とViljoen (1969) はOnverwacht層群を6つに分類している. これ らはMiddle Marker と呼ばれる堆積岩層によって、さらに下部のTjakastad 層群と上 部のGeluk 層群に分けられている.Tjakastad 層群は超塩基性ないし塩基性の溶岩流 が何層にもわたって流出している、上部ほど塩基性の溶岩の割合が多くなる傾向があ る. Geluk 層群では超塩基性、塩基性、酸性の溶岩がサイクリックに流出している. ここでも上部ほど酸性の溶岩の噴出量が多くなり,超塩基性の溶岩の活動はしだいに みられなくなる。酸性岩の組成はデイサイト質またはリュウモン岩質で、普通チャー ト層をともなっている、堆積岩もわずかにみられるが、カコウ岩起源のものはない。

Fig Tree層群はOnverwacht層群の上に不整合に覆っている。層厚は約2kmで、グレイワッケ、けつ岩チャートなどからなる。上部の堆積岩ほど K/Na比、REE の存在度、La/Yb比が増加する傾向にある(Wildeman and Condie、1973)。 Fig Tree層群の堆積岩の平均化学組成は超塩基性岩とトーナル岩質のカコウ岩類を1:1の割合で混合したものとよく一致している(McLenann and Taylor、1983)。

Moodies 層群はFig Tree層群の上にみかけ上,整合に堆積している。層厚は約4kmで、れき岩、クオーツアイト、砂岩がサイクリックに堆積している。化学組成は超塩基性火成岩とカコウ岩類を2:5の割合で混合したものとよく一致しており、Fig Tree層群にくらベカコウ岩類の寄与が多くなっている。

一方、グリーンストーン帯をとりまいているカコウ岩類にはどのような特徴がある

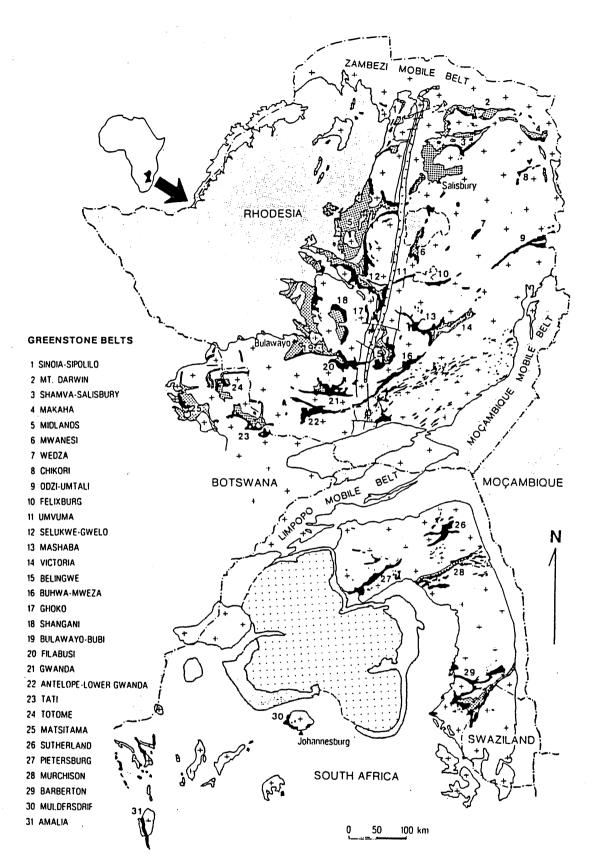


図7-1-1. Africa大陸に分布する始生代の地殻、Anhaeusser (1976) による、黒色または斜線の部分がグリーンストーン帯で、そのまわりはトーナル岩質の片麻岩が貫入している。

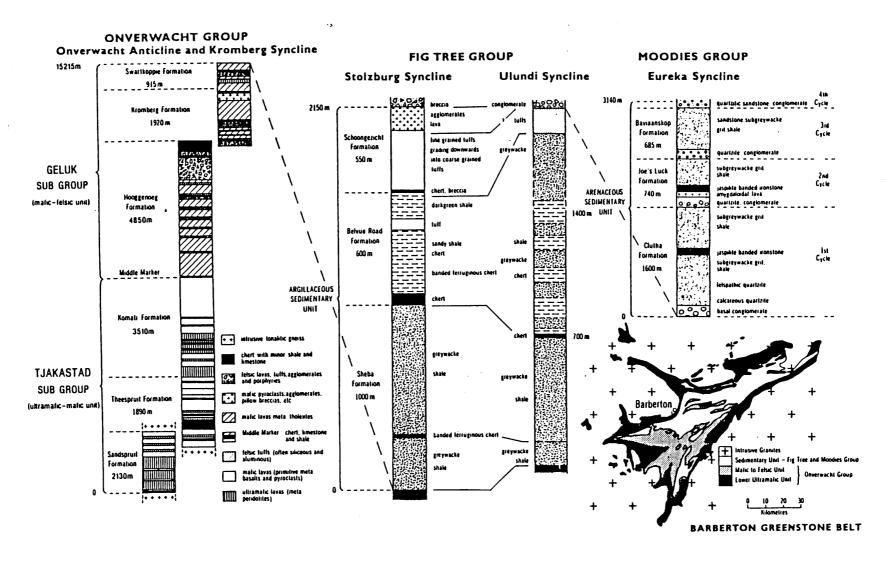
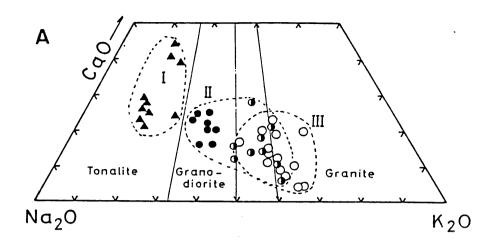


図7-1-2. Swaziland 系の地質柱状図. Anhaeusser (1978) による.



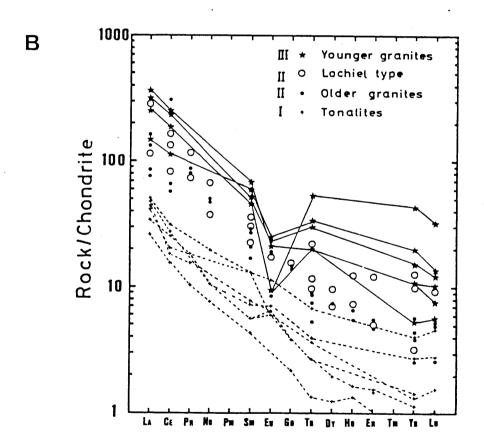


図7-1-3. (a) Barberton 地域のカコウ岩のK 0-Na 0-CaOダイアグラム. この地域のカコウ岩類は年代の順に3 つのグループに分類されている. 初期のものはトーナル岩質 (I) で、時代とともにカコウセンリョク岩質 (II) 、カコウ岩質 (III) へと経年変化がみられる. (b) これらのカコウ岩類のREE の存在度パターン. (II) のグループはさらに2 つのグループに分けて示した.

だろうか、Anhaeusser and Robb (1981) は、この地域のカコウ岩類の活動を3つの グループに分類している.第一期の活動はSwaziland 系と同じくらい古いと考えられ ているもので、古期片麻岩複合岩体(Ancient Gneiss Complex)と呼ばれている。こ れらの岩体は激しく変形されており、トーナル岩質の化学組成で特徴づけられる。第 二期の活動は32~29億年におこっている.多くのカコウ岩類はこの時期に貫入し、基 盤を構成している.第三期の活動は29~25億年に貫入したカリウムに富んだカコウ岩 類の活動である.これらのカコウ岩類の化学組成は時間とともにトーナル岩質からK に富んだカコウ岩質へと徐々に移行しており、REE の存在度も増加する傾向がある (図7-1-3) (Glikson, 1976; Condie and Hunter, 1976, Hunter et al., 1978, 1 984). Swaziland系のグリーンストーン帯と古期片麻岩類(Ancient Gneiss Compl ex)のどちらが初期の地殻を構成していたかは多くの研究者のあいだで大論争となっ てきた. Swaziland 系のOnverwacht層群の堆積岩中には,カコウ岩起源の物質がみつ かっていない.このことは,Swaziland 系の形成期には,カコウ岩類の地殼は地表に あらわれていなかったことを示唆しているように思われる.一方,古期片麻岩類の変 形は激しいのに対し、Swaziland 系はほとんど変形を受けていないことから、古期片 麻岩類の形成はSwaziland 系の形成以前に起こったとする研究者も多い。最近、Hunt er et al.(1984) は古期片麻岩類の化学組成を分析し、それらのなかのDwalile 岩 体にコマチアイトが変成作用を受けてできたと思われる岩体をみいだしている。この ことは、古期片麻岩類がSwaziland 系より前に形成されたとしても、その材料物質が 超塩基性であったことを示唆している.野外調査では年代関係の決定的きめては得ら れていないが,カコウ岩類の活動の前にグリーンストーン帯を構成している火成岩類 の活動があったと考えてよいであろう.

Sm-Nd法によるOnverwacht層群の火成岩の生成年代は35.4億年と見積もられている(Hamilton et al., 1979). Fig Tree およびMoodies 層群の岩石の生成年代はよくわかっていない. Moodies 層群に貫入しているKaap Valley 貫入岩体のRb-Sr年代は34.9億年をあたえている. このことから, Swaziland 系の年代は33億年より古いと考えてよいだろう. また, 古期片麻岩類の年代測定も最近になって行われた (Bart on et al, 1980; Carlson et al., 1983). これらの岩体の形成年代も34~35億年と推定されている.

各地のグリーンストーン・カコウ岩地域は、アフリカのKaapvaalクラトンで紹介したような一般的な共通する特徴をもっているが、細かくみるとそれぞれ異なった岩相や層序を示している(Goodwin, 1981). これは、それぞれのグリーンストーン帯の形成年代が35~25億年という長い時代のある限られた時期に形成されたという形成時間の広がりと、形成されたテクトニックな環境の地域性によると考えられる。以下にグリーンストーン帯の形成過程と大陸地殻の起源を考える上で重要と思われる地質学的な特徴をまとめておこう。

個々のグリーンストーン帯を細かく見ると、超塩基性〜塩基性〜酸性へと移行する 火成活動がサイクリックにみられる。時間とともに超塩基性岩の活動は少なくなり、 酸性火成岩の活動が活発になる傾向がある。これにともなって、堆積岩の割合も増加 している。堆積岩の組成は初期のものはフリッシュ的であるが、後期のものはモラッ セ的になる。始生代の後期にはインドのDharwar グリーンストーン帯のように主に堆 積岩からなるものも形成されるようになる。これは原生代のLabrador地向斜などに対 比される。

グリーンストーン帯の超塩基性火成岩であるコマチアイトはMgO に富んだ、カンラン岩質の組成で特徴づけられる。これは、マントル物質が約50%程度の部分溶融をしてできると考えられる。コマチアイトの溶融実験によると、噴出温度は約1650°C とされ(Green、1981)、当時の上部マントルが現在に比べかなり高温であったことが推察される。グリーンストーン帯の火成活動の規模の大きさや、化学組成からするとこれらのマグマの源は、マントルプリュームまたは、マントル対流の上昇流に対応していたと思われる。

グリーンストーン帯のまわりを構成するカコウ岩類の活動も35~25億年にわたっているが、量的にみると28~26億年頃に集中している。組成は古いものほどNaに富んだトーナル岩質で、時間とともにカコウセンリョク岩~K に富んだカコウ岩へと遷移している。初期のトーナル岩質のカコウ岩類の組成はミニマムメルトの組成からかなり離れていることから、部分溶融の程度は高く、カコウ岩類の組成からも地殻下部がかなり高温であったことが推察される。カコウ岩類の組成が時間とともにトーナル岩質からカコウ岩質へと遷移していることは、地球の冷却過程を反映していると思われる

グリーンストーン帯には、明らかに28~26億年に貫入や変成作用を受けたカコウ岩類の基盤の上に堆積した後期グリーンストーン帯と、カコウ岩類の形成以前から存在していた初期グリーンストーン帯に分けることができる。初期グリーンストーン帯の堆積岩の岩相や、構成物質からみて、初期地殻は大局的には塩基性のコマチアイト~玄武岩で覆われており、カコウ岩質の地殻が地表を覆っていたとしてもわずかであったであろう。

7-3. 高変成度地域

北大西洋やデービス海峡に隔てられたグリーンランド、ラブラドル、スコットランドには、始生代の片麻岩が地表を覆っている(図7-3-1). これらは先カンブリア時代に一つのクラトンを構成していたが、大陸の分裂と海洋底の拡大によって現在のように海に隔てられている. 露出している岩石はトーナル岩~カコウセンリョク岩質の片麻岩またはミグマタイトが主で、カクセン岩相~グラニュライト相の変成作用を受け、変形も激しく、層序を読みとることは困難である. これらは地質学的に異なった時代に異なった環境でできた岩体が寄せ集まって変形や変成作用をうけたもので複合岩体を構成している. 特徴的な岩体は数10 km にわたって追跡することができる. 個々の片麻岩体にある種の特徴的な性質がある場合には、それによって分類がなされている. しかし片麻岩複合岩体で層序がはっきりしていることは希で、Greenland では層序が詳しく調べられているのはGodthaabsfjordとラブラドルのSaglekfjord である(McGregor、1973; Bridgwater et al.、1978).

北大西洋クラトンの最古の岩石は、現在知られている地球の岩石で最も古く、36~38億年の年代を与えている。この岩石は片麻岩中にゼノリスとしてとりこまれている表成岩体(supracrustal)とそれをとりかこむAmitsoq 片麻岩(西グリーンランド)とUivak 片麻岩(ラブラドル)である。Isuaでは、おもに超塩基性岩(ダナイト)、塩基性岩(玄武岩の変成したカクセン岩、層状貫入岩体の変成したカクセン石、キ石質の変成岩)、火山性の砕屑岩よりなり、縞状鉄鉱層や石灰岩を含んでいる。

Amitsoq 片麻岩やUivak 片麻岩は後に、Ameralikダイク(西グリーンランド)、Saglekダイク(ラブラドル)の貫入を受けていることから、野外ではより若い片麻岩類と識別される。Rb-Sr年代は表成岩体とほぼ同時で、36~38億年である。これらの片麻

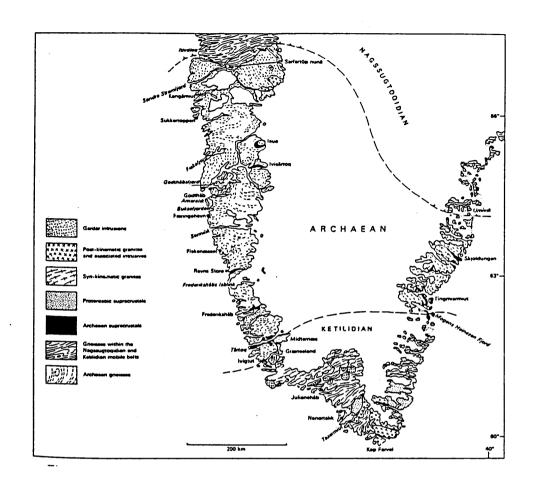


図7-3-1. グリーンランドに分布する始生代の地殻. Bridgwater et al. (1978) によるここでは主にグラニュライト相の変成作用を受けた片麻岩から構成されている

岩は、岩石学的にも、組成からも灰色カコウセンリョク岩質片麻岩と鉄に富んだカコウ岩質片麻岩に分類されている。前者は36億年より古い片麻岩の約80%、後者は20%を占めている。灰色カコウセンリョク岩質片麻岩はカルクアルカリ系列を示し、グリーンストーン・カコウ岩地域のトーナル岩質の片麻岩とよく似ている。一方、鉄に富んだカコウ岩質片麻岩はソレアイト系列を示している。

表成岩体は、Isuaの他にも片麻岩中に点在しており、片麻岩複合岩体の10~20%を占めている。Malene、Upernavik などの岩体がよく調べられている。これらは27~30億年の大規模なカコウ岩類の活動以前に形成されたものであるが、正確な形成年代は不明である。岩相はどの表成岩体も類似しているが、地域性もあり、クラトン南部に分布するものはおもに塩基性火成岩起源のカクセン岩よりなり、北部のものは堆積岩起源の変成岩に富むようになる。表成岩体には、しばしば超塩基性岩体をともなうことがある。大局的にはグリーンストーン帯のコマチアイトと類似しており、スピニフェックス組織を示すものもある。

アノーソサイトは表成岩体や片麻岩中にシート状に産することが多い。アノーソサイトにともないカルクアルカリ系列のトーナル岩〜カコウセンリョク岩質のカコウ岩もシート状に貫入していることも多く、まわりの岩体とともにグラニュライト相の変成作用をうけている。最も大きなアノーソサイト岩体はFiskenaesset地域のもので、500 m の厚さのシートとして産する。これは超塩基性貫入岩体の冷却過程で、マグマの結晶分化によってできたと思われる産状を呈する。これらのアノーソサイトはCaに富み、始生代に特徴的な化学組成をもっており、月の斜長岩と類似している(Windle y、1973 ;諏訪、1976)。

北大西洋クラトンの片麻岩類の80%を占める火成岩起源の石英・長石質片麻岩は、MaleneやUpernavik 表成岩体の形成以後活動したもので、古い片麻岩類が再活動してできた片麻岩類と新しく付け加わったカコウ岩類が変成作用を受けてできたものがある。ラブラドルでは古い片麻岩類が再活動してできたと思われる片麻岩が多い(Iter ungnek片麻岩)。グリーンランドでは、カルクアルカリ系列のトーナル岩〜カコウセンリョク岩〜アダメロ岩質のカコウ岩がAmitsoq 片麻岩、Malene表成岩体、アノーソサイトにシート状に貫入し、変成作用を受けて片麻岩になっている(Nuk 片麻岩)。この片麻岩はグリーンストーン・カコウ岩地域の片麻岩と対比される。Nuk 片麻岩の形成年代はRb-Sr全岩法によって、30~28億年とされている。

北大西洋クラトンのカクセン岩相〜グラニュライト相の変成作用は28億年ごろにおこっている。ほぼ同時期に規模の大きなカコウ岩類(Ilivertalik カコウ岩など)が活動している。その後、25億年ごろにもカリウムに富んだカコウ岩類の活動が知られている。

7-4. 髙変成度地域の特徴

高変成度地域の約80%は石英・長石質片麻岩よりなる。これらの組成はトーナル岩 ~カコウセンリョク岩質でカルクアルカリ系列を示し、グリーンストーン・カコウ岩 地域の片麻岩と類似している。始生代の地殻を構成する大量のトーナル岩質の片麻岩 の母岩がどのようにしてできたかを考えることは、高変成度地域の形成発達史を論ずる上で重要な問題である。現在の地球では、トーナル岩の活動はプレートの沈み込み帯にみられるが、化学的性質は若干始生代のものと異なっており現世のテクトニクスをそのまま始生代にあてはめるわけにはいかない。これらの岩石のSr同位体組成や微量元素組成から、母岩はマントル物質(Moorbath、1977)ないし海洋地殻のようなSr同位体組成の低い岩石(O'Nions and Pankhurst、1978)から生じたと考えられている。

高変成度地域の表成岩体の多くは変成作用をうけて、カクセン石、黒雲母からなるカクセン岩相~ハイパーシンを含むグラニュライト相になっている。またインドや東南極では、変成作用時にCO2 に富んだ揮発性の熱水が関与してチャルノク岩ができている。CO2 に富んだ熱水は変成作用時に再結晶した鉱物などに液体包有物として残っており、CO2 /H20 比がかなり高かったことが推察されている。イオン半径の大きなインコンパチブル元素は変成作用にともなった熱水とともに片麻岩や変成岩中から除かれてしまったと考えられている。

高変成度地域でもグリーンストーン・カコウ岩地域と同様に28~30億年ごろにカコウ岩や片麻岩類の活動が活発におこっている。この時代のカコウ岩類は現在地表を覆っているカコウ岩類の約50%を占める。地球の形成から15億年たった始生代後期に、カコウ岩質の地殻の安定化が全地球的におこったことは、地球の冷却史の中で重要な意味をもっている。

7-5. グリーンストーン・カコウ岩地域と高変成度地域の関係

変成度の低いグリーンストーン・カコウ岩地域と高変成度地域の関係はこれまで多くの研究者によって論じられているが、両者の関係を解明する上で、決定的な地質学的データがない上、地域性もあり、統一的な見解が得られていない。Glikson とLambert (1973, 1976) は、西オーストラリアのクラトンでは、変成度が連続的に変化し南部ほど変成度が高くなっていることから、低変成度地域と高変成度地域は同一起源で、高変成度地域の方が地殻下部に対応すると主張している。

低変成度地域と高変成度地域が一つのクラトンに同居しているインドでは、両者の遷移帯を直接調べることができる。Shackleton(1976)やCondie et al. (1982)によって、露出のよいMysore地域、Krishnagiri 地域が詳しく調べられている。それらによると、従来、低変成度地域のリニアメントが遷移帯を境にみられなくなると考えられていたが、詳しくみると、低変成度地域から高変成度地域への移行は連続的で、グラニュライト相とグリーンシスト相の間には必ずカクセン岩相が挟まれており、両者の関係はテクトニックではないことが指摘されている。また遷移帯の片麻岩やチャルノク岩は化学組成からするとトーナル岩質の片麻岩とよく一致しており、トーナル岩質の片麻岩と同一起源の物質が変成作用をうけて、片麻岩、チャルノク岩化したと考えられる。 他の地域でも、高変成度地域の表成岩体中の、NiやCrに富んだ堆積岩やスピニフェックス組織を示す火成岩など、グリーンストーン帯と共通する性質が知られており、一般に、グリーンストーン・カコウ岩地域は始生代の地殻上部、高変成度地域は地殻下部を代表していると考えてよいであろう。

7-6. 始生代に安定化した大陸地殻を構成する岩石の地球化学

グリーンストーン帯の火成岩

近年グリーンストーン帯に産する火山岩の地球化学的研究が活発に行われ、それらの化学的性質が解明されつつある。グリーンストーン帯の火山岩は化学組成にもとづいて、コマチアイト系列、ソレアイト系列、カルク・アルカリ系列に分類されている。

コマチアイトはMgO に富み、CaO /A1203 比が高く、K2O やTiO2が少ないことで特徴づけられる。南アフリカ、オーストラリア、カナダ、インド、フィンランドなどに産するコマチアイトの分析データが蓄積され、コマチアイトの化学的性状が詳しく検討されている。どの地域のコマチアイトも化学的性質はよく似ていることが指摘されている(Arndt and Nisbet、1982)。コマチアイトのREE 組成はコンドライト組成に比べると2.5~15倍で、コンドライト的な存在パターンを示すものと、LREEにわずかに分別作用を受けたものがある(図7-6-1)。個々の地域ごとにみるとREE の総量はMgO 組成が小さくなるにつれて多くなる傾向がみられる。

コマチアイトはA1203 /Ti02比によってさらに2 つのグループに分類されている. Barbrton地域のコマチアイトのA1203 /Ti02比はコンドライト組成の約半分程度しかなく、A1に乏しいコマチアイト (alminum-depleted komatiites) とよばれている. 他の地域のコマチアイトはほぼコンドライト組成のA1203 /Ti02比をもっており、コンドライト組成のA1を持つコマチアイト (alminum-undepleted komatiites) と呼ばれている(Nibet et al., 1980). 後者のコマチアイトではLREEとHREEの間で顕著な分別がみられ、A1に乏しいコマチアイトはガーネットが結晶分化した際にみられるパターンと類似している.

K に乏しいソレアイト

ドに乏しいソレアイトは始生代のグリーンストーン帯で最も豊富に産する火山岩である。始生代のソレアイトの化学組成は現世の中央海嶺玄武岩の化学組成と比較して検討されている。多くの研究者は始生代のソレアイトの化学組成は現世の沿海や弧状列島に噴出している玄武岩の組成と類似していることを指摘している(e.g., Jahn et al., 1974)。このことから始生代のグリーンストーン帯は当時のプレートの沈み込み帯に形成されたとしばしば提案されている。始生代のソレアイトのREE の存在度はコンドライトに比べ6~25倍濃集しているが、LREE/HREEの比は0.8~2.0でコンドライト的である。それらの中には正または負のEu異常を呈するものもある。

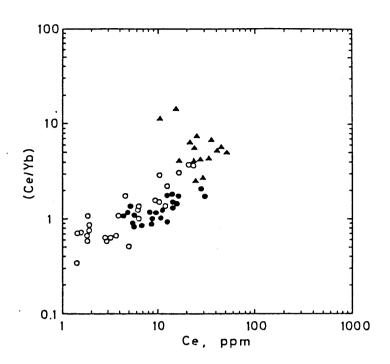


図7-6-1. グリーンストーン帯の火成岩のREE 組成. 白丸=コマチアイト, 黒丸=K に 乏しいソレアイト, 三角=カルクアルカリ岩.

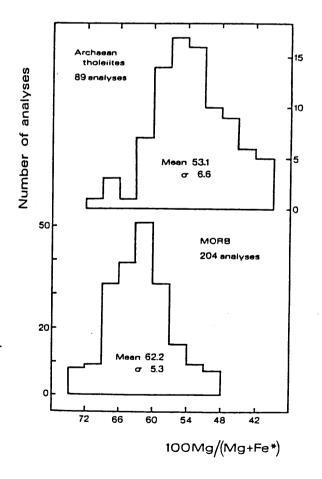
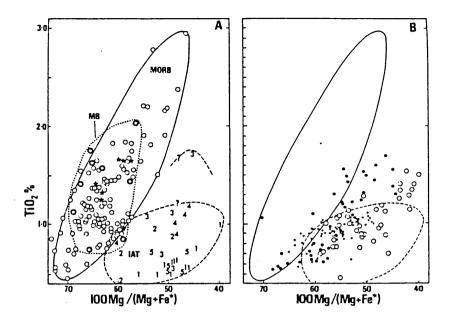


図7-6-2. 中央海嶺玄武岩 (MORB) と始生代のK に乏しいソレアイトのFe/Mg比. Gill (1979) による.



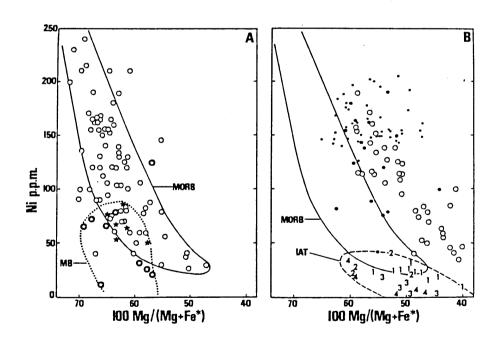


図7-6-3. MORB, MB (縁海の玄武岩), IAT (島孤の玄武岩) と始生代のK に乏しい玄武岩のTiO₂ とNiの存在度を比較したもの。Gill (1979) による。

Gill (1979) も始生代の玄武岩と中央海嶺玄武岩の化学組成を比較検討している. 彼はそれらの化学組成をMg/Fe比, 100Mg/(Mg+Fe) の関数として調べている. 両玄武岩の測定データのMg/Fe比の頻度をみると図7-6-2 のようになる. 始生代の玄武岩では平均53.1に対し,中央海嶺玄武岩では平均62.2であった. このことは始生代の玄武岩の方がよりカンラン石の結晶分化を受けてFeが濃集したか,始生代のマントルは現在のマントルに比べFeに富んでいたと考えられている. 他の元素のデータはMg/Fe比の関数としてプロットすると始生代の玄武岩のTi, Zr, P などの元素の存在度は中央海嶺玄武岩のそれの約1/2となる. 一方, Cr, Ni, Coなどの元素の存在度は2倍以上になっている(図7-6-3). これらの結果は化学組成の点から始生代のグリーンストーン帯が沈み込み帯のようなテクトニックな環境で形成されたという主張は疑わしいと考えざるを得ない.

カルク・アルカリ玄武岩

カルク・アルカリ玄武岩は南アフリカのKaapvaalクラトンのOnverwacht層群の上部やRhodesiaクラトンのBelingwe地域、Pilbara クラトン、カナダのスペリオル区などに広く産出している。多くはSiO2に富んだリュウモン岩ないしディサイト質の組成をもち、安山岩組成のものは少ない。これらのREE 存在度パターンは分別を受けたパターンを示し、LREEとHREEの比は4~15と大きい。Co、Niなどの遷移金属の存在度もコマチアイトやK に乏しいソレアイト同様大きい。

多くの始生代の研究者はグリーンストーン帯にみられる火成岩の化学組成が沈み込み帯の火成岩の組成と類似していることからグリーンストーン帯が始生代の沈み込み帯に形成されたと提案しているが、以上の点からみて、化学組成にもとづいてそれらの形成のテクトニックな環境を議論することはできない。しかし、それらのマグマを形成させた物理・化学条件は岩石の化学組成から推定することはできよう。現世のカルク・アルカリ玄武岩は一般的に海洋性プレートの沈み込みに関係している。カルクアルカリ系列のマグマは、プレートとともに沈み込んだ海洋地殻がある深さまで潜ると脱水反応を起こしてスラブの上部のマントルにH20を供給したり、それ自身が部分溶融して生成されると考えられている。始生代に海洋性地殻の沈み込みがあったという証拠は得られていないが、これと同様な作用が働いてカルク・アルカリ玄武岩が生

成されたのであろう.

カコウ岩類

グリーンストーン・カコウ岩地域でも高変成度地域でも、かなりの部分はカコウ岩の 貫入岩体やカコウ岩質の片麻岩で構成されている。グリーンストーン帯をとりまくカ コウ岩類と高変成度地域のカコウ岩類の間には明瞭な違いは見いだされない。これら のカコウ岩類は古期カコウ岩類、中期カコウ岩類、新期カコウ岩類に分けることがで きる. 古期カコウ岩類は一般にトーナル岩またはトロニエム岩質で、激しい変形を受 けている。また地域によっては、後にカコウ岩の大規模な貫入を受け、ミグマタイト やゼノリスとして産することもある. 中期カコウ岩類は量的には最も多く, 主要な大 陸地殼の成長を反映している. これらカコウ岩の貫入は始生代の末期 (30~25億年前) に全世界的に起こっている. この時期のカコウ岩の活動は、現在地表を覆っている カコウ岩類の50%程度も占めていることからして、地球の歴史の中で注目すべき事件 であろう. この時期のカコウ岩類の活動は初期に熱かった地球が徐々に冷却し、上部 マントルや地殻の温度勾配が、トーナル岩~カコウセンリョク岩質マグマの生成に適 したようになったからであろうか. 古期カコウ岩類や中期カコウ岩類は I タイプのカ コウ岩に分類される. 新期カコウ岩類の活動は、始生代の地殻で主要な火成活動やテー クトニックな変動が終了してから活動している。これらは究めて高い希土類元素やカ リウムなどのインコンパチブル元素の濃集や高いSr同位体組成を示し、大陸地殻の上 に堆積したグレイワッケなどの堆積岩が再溶融してできたS タイプのカコウ岩に分類 される.

7-7. 始生代の地殼のSr, Nd同位体組成

古い地殻を構成している岩石や岩体は変成作用、変質作用、テクトニックな変動などを受けており、風化も進んでいるため野外調査のデータから地史を読み取ることは大変難しいことである。各地の地史を解き明かす上でPb、Sr、Ndの同位体を用いた絶対年代の決定が古い時代に形成された地殻の形成発達史を考える上で最も貴重なデ

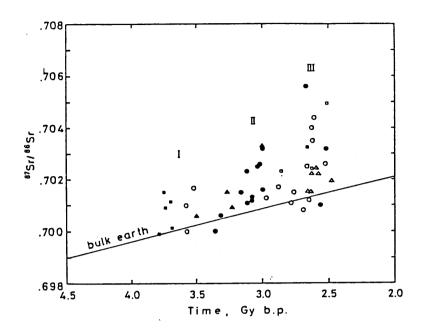


図7-7-1. 始生代の岩石のSr同位体組成と年代の関係(Kawakami and Mizutani, 1984)

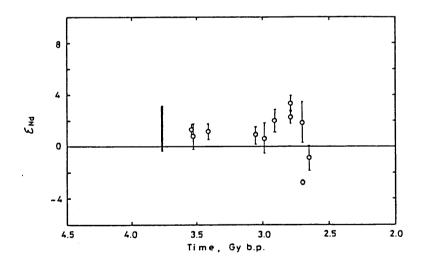


図7-7-2. 始生代の岩石のNd同位体組成と年代の関係(Kawakami and Mizutani, 1984)

ータを与えている.近年,希土類元素のペアであるSm-Nd 法が確立され,年代決定の精度は飛躍的に向上した.Nd同位体組成は変成作用や風化によって擾乱を受けにくいので,古い岩石の年代を推定する上では有力なのである.またPb, Sr同位体による年代と比較検討することによって,得られた年代の妥当性のチェックも可能になった.

これまで最も多く用いられているのはRb-Sr 法である。図7-7-1 にSr同位体の初期 組成と年代の関係を示した。古期カコウ岩類、中期カコウ岩類の測定データは地球の バルク組成の成長曲線のまわりにプロットされている。新期カコウ岩類のデータは相 対的に高いSr同位体組成をもっている。各地のデータをみると、年代の新しい岩体の Sr同位体組成は相対的に高くなっている。データはかなりばらついているが、各地の データを総合すると、この図で I、II、III で示したように、カコウ岩類の活動がお よそ5 億年の周期で3 サイクルあったように見える。とくにIII では多くの地域で同 時に活動があったことが読み取れる。このようなカコウ岩の測定データがある時代に 集中していることが、エピソーディックな大陸の成長を反映しているのであろうか G astil (1960) やSutton (1964) は始生代、顕生代の岩石の年代測定のデータから大 陸地殼の成長の周期性を論じている。

図7-7-2 は最近活発に行われるようになったSm-Nd 法の年代測定のデータである. 縦軸は地球のバルク組成のNd同位体の成長曲線と測定データの差,

 $\varepsilon=(Nd/Nd)/(Nd/Nd)-1\times10$ (7-7-1)を示してある。この図から見てわかるように多くのデータは正の領域に僅かにずれている。このことは40億年以前にSm/Nd比が分別をおこすような事件があったことを意味している。地球の形成期にマグマオーシャンがあったとすると,このマグマオーシャンの結晶分化によるSm/Ndの変動はそれほど大きくなかったと考えられる。

6-8. 初期地殻の形成発達史

多数の微惑星の衝突による地球の成長の最盛期には、開放される微惑星の運動エネルギーは膨大で、マントルは大規模な融解をおこし、マグマオーシャンができる。最近の超高圧下に於ける珪酸塩の溶融実験によると、マグマオーシャンは冷却するにつれて、約200kbar に対応する深さでペロフスカイトとマグネシオウスタイトを結晶分

化し、除々に超塩基性のカンラン岩質になる.この下部マントルの分化は、約650km 以深でおこり、輝石組成の下部マントルとカンラン岩質の上部マントルができあがる. Ohtani (1984) は高圧下における珪酸塩の溶融実験データをもとに、上部マントルの マグマオーシャンの結晶分化による成層構造の起源を論じている.

初期の上部マントルからどのようにして大陸地殼が形成されたのであろうか、始生 代の地球のテクトニックな運動はどのようなものであったであろうか、固体惑星のテ クトニックな活動は内部で発生した熱をどのようにして地表に運ぶかによって異なっ た形態をとる、月や水星のような小さい天体では内部の熱を厚いリソスフェア中を熱 伝導で運んでいる、木星の衛星イオは内部で発生する潮汐まさつによる熱をいくつか の巨大なホットスポットからのマグマの噴出で捨てている。また現在の地球ではプレ ートテクトニクスによって、海洋地殻の形成による熱輸送が支配的である。初期の地 球にも現在のようなプレートテクトニクスがあったとする研究者は多く、内部の熱を 速く動く数多くのプレートの形成によって運んでいたと考えている.しかし,当時あ ったとされるプレートが負の浮力によって沈むのは海洋地殻がコマチアイトからなり ,その厚さが高々数km程度の場合に限られると推定されている(Arndt, 1983 ; Nesb it and Fowler, 1983). 従って、始生代に現世のプレートテクトニクスと同じ形態 のテクトニクスが作用していたということは必ずしも自明なことではない、我々は、 始生代と原生代以後で、地殻を構成している火成岩や堆積岩の種類やいろいろな元素 の存在度の違いが顕著であり、それらの特徴が、始生代と原生代の境界で急激に変化 していることから始生代のテクトニクスのスタイルが現世のプレートテクトニクスと 全く異なるのではないかと考えている. 誕生から約20億年までの時代は、内部に蓄え られていた熱源も多く、その熱を木星の衛星イオのように多くのホットスポットで地 表に運んでいたのではないだろうか、グリーンストーン帯の火成岩の活動も、その規 模の大きさからして、地球以外の惑星でみられるような巨大なホットスポットまたは 割れ目から大量に噴出したと思われる.

初期の火成活動のスタイルがホットスポット的であったとすると、始生代に安定化した大陸地殻の形成過程はおおよそ次のようであったのではなかろうか、集積時に地球内部にとりこまれた熱は多数のホットスポットから、超塩基性岩~塩基性岩質マグマとして地表へはこばれる。ホットスポットから噴出した超塩基性岩~塩基性火山岩が厚く地表を覆うようになると、初期に噴出したものは地中深く埋没し、カクセン岩

相~グラニュライト相の変成作用を受ける. これらが再活動するとトーナル岩質のカコウ岩ができる. 時間とともに地球は冷却し, 小さいホットスポットから活動を停止し, かわってトーナル岩質の貫入岩体の活動が活発になる. こうしてホットスポットの活動によってできたグリーンストーン帯とトーナル岩質の貫入岩, 変成岩よりなる始生代の地殻の原型が形成される. 初期のカコウ岩類は超塩基性岩~塩基性岩が変成したカクセン岩やグラニュライトが再溶融してできたトーナル岩質のものが多いが,時間がたつにつれて, 堆積岩が地中深く埋没して, 再活動するようになり, また地球の冷却によって部分溶融の程度も小さくなって, カコウセンリョク岩やカコウ岩の活動がみられるようになる. こうして, 地球の冷却と下部地殻の組成の変化を反映しながら, 始生代の地殻がかたちずけられていったのであろう.

7-9. まとめ

ここでは始生代に安定化した大陸地殻の特徴を概観してみた。これらのデータから 地球の初期史がどのようであったかを推定するためにはまだ多くの問題がある。こと に、始生代のグリンストーン帯の火成活動やトーナル岩質のカコウ岩マグマがどのよ うな環境の場でおこったのか、という火成活動とテクトニクスのかかわり合いの理解 が大陸地殻の形成史を考える上で重要である。プレートテクトニクスやホットスポッ トテクトニクスがどのような条件で起こるかを理解することは、初期地球だけでなく 金星、火星、木星の衛星イオのテクトニクスを議論する上でも重要である。今後、火 成活動のスタイルとテクトニックな環境やマグマの組成との関係から、初期地球の造 山運動や大陸地殻の形成を考察しようと考えている。

参考文献

Anhaeusser, C. R. (1978) The geological evolution of the primitive earthevidence from the Barberton Mountain Land. In Evolution of the Earth's crust, edited by D. H. Tarling, pp.72-106, Academic, New York.

- Anhaeusser, C. R., and L. J. Robb (1981) Magmatic cycles and the evolution of the Archaean granitic crust in the eastern Transvaal and Swaziland, Spec. Publ. Geol. Soc. Aust., 7, 457-467.
- Arndt, N. T. (1983) Role of a thin, komatiite-rich oceanic crust in the Archaean plate tectonics, Geology, 11, 372-375.
- Arndt, N. T., and E. G. Nisbet (1982) Komatiites, George Allen & Unwin.
- Barton, J. M., D. R. Hunter, M. P. A. Jackson, and A. C. Wilson (1980)

 Rb-Sr age and source of the Bimodal Suite of the Ancient Gneiss Complex,

 Swaziland, Nature, 283, 756-758.
- Bridgwater, D., K. D. Collerson, and J. S. Myers (1978) The development of the Archaean gneiss complex of the North Atlantic region. In Evolution of the Earth's Crust, edited by D. H. Tarling, pp.20-69, Academic, New York.
- Carlson, R. W., D. R. Hunter, and F. Barker (1983) Sm-Nd age and isotopic systematics of the Bimodal Suite, Ancient Gneiss Complex, Swaziland, Nature, 305, 701-704.
- Condie, K. C., and D. R. Hunter (1976) Trace element geochemistry of Archaean granitic rocks from the Barberton region, south Africa, Earth Planet. Sci. Lett., 29, 389-400.
- Condie, K. C., P. Allen, and B. L. Narayana (1982) Geochemistry of the Archaean low- to high-grade transition zone, southern India, Contrib. Mineral. Petrol., 81, 157-167.
- Gastil, G. (1960) The distribution of mineral dates in time and space, Am. J. Sci., 258, 1-35.
- Gill, R. C. O. (1979) Comparative petrogenesis of Archaean and modern low-K tholeiites. A critical review of some geochemical aspects. In Origin and distribution of the Elements, edited by L. H. Ahrens, pp.431-447, Pergamon Oxford.
- Glikson, A. Y. (1976) Trace element geochemistry and origin of early Precambrian acid igneous series, Barberton Mountain Land, Transvaal, Geochim. Cosmochim. Acta, 40, 1261–1280.

- Glikson, A. Y., and L. B. Lambert (1973) Relations in space and time between major Precambrian shields: an interpretaion of Western Australian data, Earth Planet. Sci. Lett., 20, 395-403.
- Glikson, A. Y., and L. B. Lambert (1976) Vertical zonation and petrogenesis of the early Precambrian crust in Western Australia, Tectonophysics, 30, 55-89.
- Goodwin, A. M. (1981) Archaean plates and greenstone belts. In Precambrian Plate Tectonics, edited by A. Kroner, pp.106-135, Elsevier, New York.
- Green, D. H. (1981) Petrogenesis of Archaean ultramafic magmas and implications for Archaean tectonics. In Precambrian Plate Tectonics, edited by A. Kroner, pp. 469-489, Elsevier, New York.
- Hamilton, P. J., N. M. Evensen, R. K. O'Nions, H. S. Smith, and A. J. Erlank (1979) Sm-Nd dating of Onverwacht Group volcanics, Southern Africa, Nature, 279, 298-300.
- Hunter, D. R., F. Barker, and H. T. Millard, Jr. (1978) The geochemical nature of the Archaean Ancient Gneiss Complex and Granodiorite Suite, Swaziland: a preliminary study, Precambrian Res., 7, 105-127.
- Hunter, D. R., F. Barker, and H. T. Millard, Jr. (1984) Geochemical investigation of Archaean Bimodal and Dwalile Metamorphic Suites, Ancient Gneiss Complex, Swaziland, Precambrian Res., 24, 131-155.
- Jahn, B. M., C-Y. Shi, and V. R. Murthy (1974) Trace element geochemistry of Archaean volcanic rocks, Geochim. Cosmochim. Acta, 38, 611-627.
- Kawakami, S., and H. Mizutani (1984) Geology and geochemistry of Archaean crust and implications for the early history of the earth, J. Earth Sci., Nagoya Univ., 32, 49-99.
- McGregor, V. R. (1973) The early Precambrian gneisses of the Godthaab district, West Greenland, Phil. Trans. R. Soc. London, A, 273, 343-358.
- McLennan, S. M., and S. R. Taylor (1983) Geochemical evolution of Archaean shales from south Africa. 1. The Swaziland and Pongola supergroups, Precambrian Res., 22, 93-124.

- Moorbath, S. (1977) Ages, isotopes and evolution of Precambrian continental crust, Ghem. Geol., 20, 157-187.
- Nisbet, E. G., and M. R. Fowler (1983) Model for Archaean plate tectonics, Geology, 11, 376-379.
- Nisbet, E. G., S-S. Sun, and A. C. Purvis (1980) Komatiite: geochemistry and genesis, Can. Mineral., 17, 165-186.
- Ohtani, E. (1984) Possible role of melting in the early stage of terrestrial evolution. Proc. U.S.-Japan seminar on partial melting phenomena in the earth and planetary evolution (J. Geophys. Res.).
- O'Nions, R. K., and R. J. Pankhurst (1978) Early Archaean rocks and geochemical evolution of the earth's crust, Earth Planet. Sci. Lett., 38, 211-236.
- Shackleton, R. M. (1976) Shallow and deep-level exposure of the Archaean crust in India and Africa. In The Early History of the Earth, edited by B. F. Windley, pp.317-321, Wiley, New York.
- Sutton, J. (1964) Long-term cycles in the evolution of the continents, Nature, 197, 731-735.
- 諏訪兼位(1976)斜長石と斜長岩,岩石鉱物鉱山学会特別号,1,215-242.
- Viljoen, M. J., and R. P. Viljoen (1969) The geology and geochemistry of the lower ultramafic unit of the Onverwacht Group and a proposed new class of igneous rocks, Spec. Publ. Geol. Soc. S. Africa, 2, 55-85.
- Wildeman, T. R., and K. C. Condie (1973) Rare earths in Archaean greywackes from Wyoming and from the Fig Tree Group, South Africa, Geochim. Cosmochim. Acta, 37, 439-453.
- Windley, B. F. (1973) Archaean anorthosites: a review with the Fiskenaesset Complex, West Greenland as a model for interpretation, Spec. Publ. Geol. Soc. S. Africa, 3, 319-332.

第8章 大気・海洋の起源

近年太陽系や惑星の起源や初期史の研究が急速に進歩し、惑星がどのようにして誕生したかについて、ある程度コンセンサスが得られるようになった。もし惑星が誕生したころから、大気が表面を覆っていたとすれば、惑星大気の起源を考えるうえで、惑星形成過程の研究成果を無視して大気・海洋の起源を論じるわけにはいかない。また、惑星の形成がどのようであったかによって、大気・海洋の物理化学的進化の帰結が全く異なるならば、今日の大気・海洋の性質やその歴史を記録している地質学的情報は惑星形成過程や惑星の初期史の研究に重大な制約をあたえることができよう。ここではこのような観点にたった上、気候学的立場から大気・海洋の起源を考え、新たな問題提起を試みることにしよう。

8-1. 惑星の形成過程と大気・水圏の起源

原始太陽系星雲から出発して、直径数千kmの惑星に至るまでのシナリオには、大きくわけて二つのグループにわけられる. ひとつは京都大学の林研究室の人々によって詳しく研究されたもので、惑星の原料物質を供給した原始太陽系星雲の主要成分である水素、ヘリウムが惑星の成長がおこっている期間を通して、微惑星とともに太陽のまわりにディスク状に存在していたという前提に立ったシナリオである(例えば、中沢・中川、1984). もうひとつのシナリオはソ連のサフロノフらによって詳しく研究されたもので、サフロノフらのシナリオでは、微惑星が誕生した頃までに原始太陽系星雲のガス相は散逸してしまったという仮定にもとづいている(Safronov、1972). 両者の違いは微惑星の衝突合体成長が起こっている段階にガスが存在していたかどうかに係っているが、ガスの存在が微惑星のケプラー運動に及ぼす影響は大きく、微惑星のサイズや速度分布、延いては惑星の成長のタイムスケールにもかかわってくるので両者の違いは重大である.

原始太陽系星雲の散逸をひきおこす過程としては、原始太陽の T- タウリ段階の強い太陽風が有力と考えられている。もし大きな微惑星ができるまえに、太陽がT-タウリ段階に達して、太陽風で原始太陽系星雲のガス相を吹き飛ばしてしまったならば、惑星の成長過程はサフロノフのシナリオにそったものになるだろう。惑星の成長の真の姿は、原始太陽の進化と微惑星の成長の時間関係に依存している。

いま仮に惑星の形成が京都グループのシナリオの従ったとしよう。原始惑星の自己重力は成長とともに増大し、地球程度の惑星はまわりに存在する原始太陽系星雲の水素、ヘリウムからなる還元的なガスをとりこんで厚い大気をもつようになる。この大気は一次大気と呼ばれており、現在の地球をとりまいている、より酸化的な大気とは性質が異なる。京都グループのシナリオでは、この一次大気をなんらかのメカニズムによって散逸させたあと、現在ある大気が地球内部から脱ガスしてきたと考えなくてはならない。

一方,サフロノフのシナリオでは一次大気を考える必要はなく,微惑星にとりこまれていた揮発性元素が内部の大規模な分化や火成活動などによるゆっくりした脱ガス作用で蓄積されたと考えればよい.

8-2. 地球内部から揮発性元素の脱ガス

図8-2-1 に地球の歴史をとおして作用してきたと思われる大気組成の変動をもたらす様々なプロセスを模式的に示す。地球内部からの寄与としてはマグマの噴出など火成活動と関連した脱ガス作用がある。宇宙空間からはいん石やすい星が落下することによる大気組成の擾乱がある。一方大気から揮発性元素を取り除くメカニズムには、気体の熱運動による宇宙空間への散逸、太陽風や荷電粒子による気体分子の分解反応、気候系相互の物質移動、海水からの沈澱による堆積岩化、さらにプレートの沈み込みによるそのマントルへの帰化など様々な作用があり、複雑な揮発性元素の地球化学サイクルを構成している。

固体地球からの脱ガスによる大気の形成のメカニズムのなかで最近注目を集めているものに次のようなものがある。微惑星の衝突による地球の成長時に、衝突によって高温、高圧にさらされた微惑星自身と惑星表層物質から揮発性元素が蒸発し、惑星重力によってそのまま大気としてトラップされたという考え方である(図8-2-2)。カリフェルニア工科大学の Lange and Ahrens (1982a) はこの考え方を定量的に検討するために、含水珪酸塩の衝撃脱水反応を実験的に調べ、衝撃圧力が20GPa あたりから脱水反応がはじまり、実験データを外挿することによって、60GPa 程度の圧力を受けると完全に脱水反応が進行することを示した。

Lange and Ahrens (1982a)の結果をそのまま使うと成長しつつある惑星の半径が2000~3000 km に達すると効率的に脱ガスが進行して大気が形成される可能性がある。Lange and Ahrens(1982b)は彼等の実験データをもとに地球の成長とともに大気の経質量がど

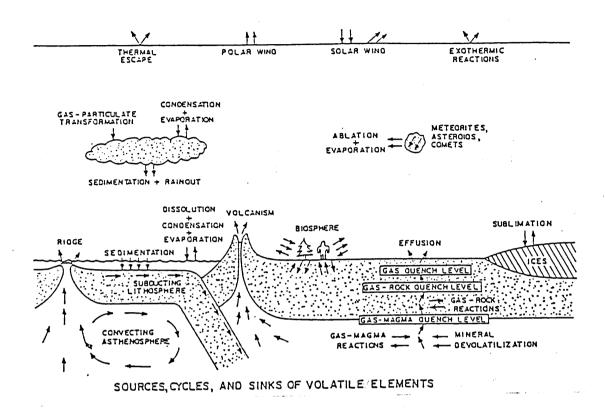


図8-2-1. 揮発性元素の地球化学サイクル. Prinn (1982) による.

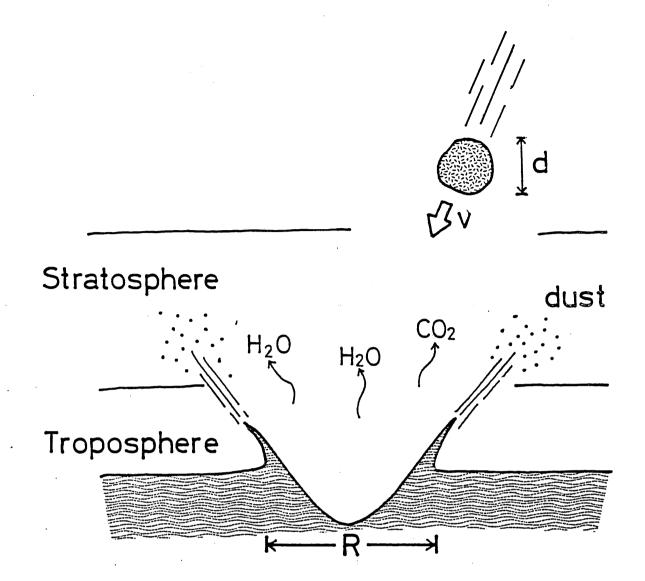


図8-2-2. 微惑星の衝突によるクレーターの形成. 衝撃によって脱ガスした揮発性元素や エジエクタが大気の上層へまき上げられる.

のように変化するかを数値シミュレーションしている。また Abe and Matsui (1983) はこうして発生する水蒸気大気は微惑星の衝突によって解放された重力エネルギーが宇宙空間に放射で運びさられる効果を著しく減少させる(断熱効果) ことを指摘し、表面付近のエネルギーバランスの考察から地球におおきなマグマオーシャンがあったことを示している。

Lange and Ahrens (1982b) や Abe and Matsui (1983) の研究は、サフロノフのシナリオに立ったうえで、微惑星の衝突過程そのものが、大気・水圏の起源と深くかかわり合っていることと、大気・水圏の存在が地球の形成直後の成層構造や温度分布を規定する重要な要素であることを示した点で意義がある。しかし、大気や海洋の起源も含めて地球内部の大規模な成層構造の起源論をより精密化するためには、まだ多くの問題が未解決である。これらのモデルではH 20 だけを扱っているが、そのほか炭素、窒素、水素、酸素の単体や化合物も考慮しなくてはならない。これらの元素からつくられる様々な化合物は、酸化還元状態によって安定領域が異なっている。もしこれらの元素が金属コアと平衡になったとするとメタン、アンモニア、水素などからなる還元的な大気が初期の地球を覆うことになろう。あるいは、惑星成長過程で金属相と揮発性元素とのあいだに平衡が成り立つよりはやく、両者の分離が急速に進行すれば、二酸化炭素や水蒸気からなるより酸化的な大気が地表を覆うことになろう。このように、サフロノフのシナリオにしたがっても、地球の初期史如何によって大気組成は酸化的にも還元的にもなるので、大気や海洋の起源や進化がどのようであったかを考察する意義は大きい。

8-3. 気候変動論と大気・海洋の起源

これまで惑星形成過程や地球内部の層構造の起源の研究に気候変動の研究からのアプローチが強い制約をあたえることはあまり認識されていなかった。 はたして気候変動からのアプローチによって地球の初期史にどの程度強い制約を与えることができるだろうか.

気候学によると、気候及び気候変動とは大気圏、水圏、雪氷圏、生物圏、地表面からなる系(これらに加え気候およびその変化に寄与するものを総称して気候系という)の状態とその長周期の変動をいう。図8-3-1 に気候系の概念図を示した。これは図1に示した大気組成を変化させる要素とよく似ている。このことは大気の組成が気候系の状態を示す最も重要な要素であることをものがたっている。気候にはそれに加え、熱エネルギーのやり

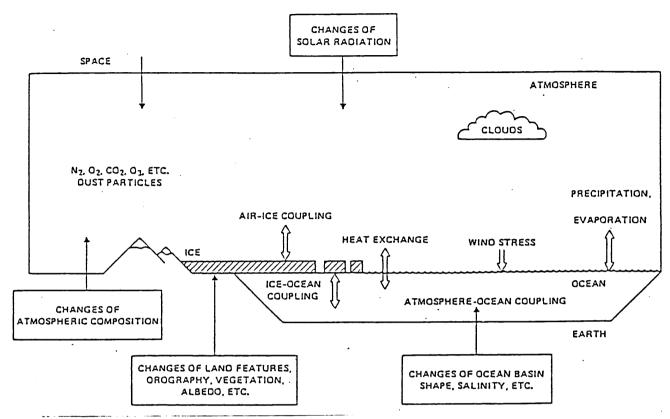


図8-3-1. 気候系の概念図. 太陽放射エネルギーの変化, 海陸分布の変化, 海水や大気組成のの変化などの外的要因によって気候変動がおこる. Pollack (1979) による.

とりに関する要素と熱エネルギーの供給量の変化に依って系の要素が状態変化することを重視するので、気候変動に関する問題はきわめてむずかしい。とくに大気の量と組成が系のエネルギーバランスに敏感であるので、物理過程と化学過程を同時に扱うことはさけられない。

気候変動をひきおこす原因は大きくふたつのグループにわけられる。ひとつは外的要因とよばれ、気候変動に比べてゆっくり変化して、気候系の状態を準定常状態にたもちながら徐々に変化させるものがある。外的要因には太陽定数の長周期の変動、プレートテクトニクスによる海陸分布の変がもたらすアルベドの変化、大気組成の変化などがある。これらの外的要素の変動があると太陽からの放射エネルギーの吸収量が変動し、氷河の消長や地表面の植生変化がおこり、それがアルベドの変化をもたらす。このような原因を系内相互作用と呼んでいる。系内相互作用には正のフィードバックをもたらすものと負のフィードバックをもたらすものがあり、それらの相互作用が複雑にからみあっていることが気候変動の理解をむずかしくしている。

気候学者は現在の気候とその短周期,長周期の変動を予測するために,様々なモデルをもちいている (Shneider and Dickinson, 1974) . そのなかで地球の歴史全般をとおしての気候変動の解析には,Manabe and Strickler (1964) によってはじめられた一次元放射対流平衡モデル (1D-RCM) とBudyko (1969) やSeller (1969) によってはじめられたエネルギーバランスモデル (EBM) が適当であろう.

1D-RCM やEBM をもちいた研究によると、現在のような液体の水が大量に存在するような気候環境は、わずかな太陽活動の変動による放射エネルギーの変化に対してきわめて敏感で、数パーセントの減少で水圏の全面凍結(deep freeze)がおこってしまい、太陽活動の活発化によっては、海水の蒸発によって海洋の消滅(runaway greenhouse)がおこる可能性も指摘されている。どの程度の太陽放射の増加でrunaway greenhouseの状態へ移行するかは難しい問題であり、現在の気候学の理論では十分な解答がえられていない(Ingers oll、1969 ; Rasool and Bergh、1970). しかし、外的要因の変化に対する現在の地球の気候系の感度が極めて敏感であることは気候変動のモデル研究の最も重要な結論である。一方、地質学的情報にもとづいて地球の気候変動の歴史をたどろうという多くの研究によると、現在から約35億年前までの期間、かなり大きな海洋が地表をおおっていたことが示されている(図8-3-2). このことは地球の35億年の歴史のなかでdeep freezeやrunaway greenhouseと称されるような事件はなかったことになり、地球表層の環境の進化に対し

て制約条件となっている.

ここで気候系の変動を引き起こす外的要因が地球の歴史を通じてどのように変動してき たかに目を転じてみよう。地表の状態や大陸海洋の分布がどのように移り変わって来たか や地球の軌道や自転速度の変動に関する知見はある程度わかっている。気候変動を引き起 こす最も重要な要因である太陽活動の歴史は、星の内部構造の進化の研究からある程度推 察がついている。それによると、形成直後の太陽の光度は現在の約75パーセントで時間と ともに徐々に増加して現在に至ったという. 既に述べたように1D-RCMやEBM によるとわず かな太陽活動の低下で海洋の全面凍結が起こるので、地球の歴史を通じて大気・海洋の量 や質が現在のようであったとすると、この結論は地質学的情報と矛盾する。初期地球で海 洋の凍結を防いだ要因がなんであるかは、現在、気候学者の強い関心のひとつになってい る. コーネル大学のSagan and Mullen (1972) は初期の地球大気に効率的に温室効果をす るアンモニアが存在したために、海洋の全面凍結をまぬがれたとした。アンモニアはのち にアミノ酸として生命物質の原料になったとすれば、生命の起源の問題にも都合がよい。 しかし、アンモニアは太陽からの紫外線によってすみやかに分解されてしまうため、二酸 化炭素が初期大気に大量に存在し、温室効果を助けたという説がアンモニア説にとって変 わった. 初期大気に大量に存在した二酸化炭素は、のちに海洋に溶け込み石灰岩として固 定されたと考えればよい。Hart (1978) は長周期気候変動をひきおこす様々な地質学的, 生物学的,天文学的要素を考慮し,大気の組成変化も考慮して地球の気候変動の45億年の 歴史を数値シミュレーションしている.彼の研究は非常に興味深いが、揮発性元素が徐々 に地表に脱ガスしてきたという立場にたっており、用いたモデルには惑星の形成期の描像 については何等言及がない.

もし初期大気の形成が Lange and Ahrens (1982b) や Abe and Matsui (1983) が主張するようであったならば、我々は10²¹kg の水蒸気大気から降雨によって海洋を作らなければならない。放射平衡にある惑星大気で、液体の水が存在できる条件には限界がある。 Abe and Matsi (1983) の得たような厚い水蒸気大気では、大気の温室効果によって、地表が熱くなり、液体の水は存在できない。従って、降雨による海洋の形成には困難がともなう。このような熱い大気の温度をさげて、降雨によって海洋をつくる過程にはつぎのようなものが考えられる。一つは上層大気中で水蒸気が凝結がて雲ができ、それが地球のアルベドが大きくし、大気が冷却して大気下層まで雲の層がひろがり、地表に雨がふるようになるというもので、他の一つは惑星の集積時に頻繁に落下してくる饿惑星が大量のエア

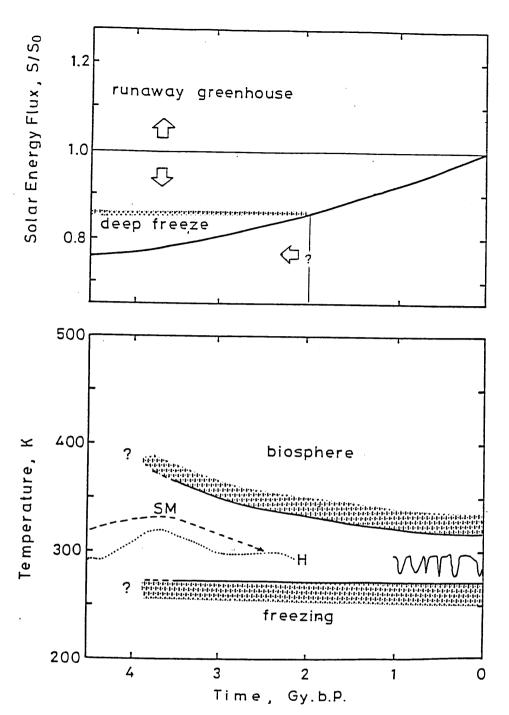


図8-3-2. 太陽光度の変遷 (上図) と地質学的データにもとづく地表温度の変遷 (下図) 太陽光度は45億年前から徐々に増大して現在に至ったと推定されている。気候変動モデルによると、現在の気候系で太陽光度の大きさが数%変動しただけで、海水の全面凍結や蒸発がおこってしまうと言われており、過去の大気組成や量が現在と同じであったとすれば、先カンブリア時代には、地球は氷でおおわれた惑星であったことになる。しかし、下図に示すように地質学的にみると地表の温度は、約35億年前から現在まで、液体の水が存在しうる0~100度(C)の範囲にあったと推定されている。古生代以後の地表の温度は同位体法によって推定されたものである。SMはSagan and Mullen (1972) による始生代の地表の温度の変遷、HはHart (1978) による温度の変遷を示す。

ロゾルをまきあげ、それが太陽光の透過を妨げて、大気の冷却をもたらし、降雨によって海洋が形成されるというものである(川上ら、1985). これらの可能性を検討するためには、1D-RCMをもちいた詳細な研究を待たなければならない. その準備として、後者の微惑星の落下が気候系にもたらす影響をみてみよう.

8-4. 微惑星の衝突と気候系

8・4・1. 微惑星の衝突による大気の加熱

成長しつつある地球に微惑星が高速度で衝突すると、微惑星と衝突付近の地表が高温高圧になり、微惑星の持っていた運動エネルギーは衝撃波の通過した領域を加熱するとともにエジェクタとして大量の物質を大気中にほうり出す。微惑星の持っていた運動エネルギーの一部(η)は地中にたくわれられるが、残りの($1-\eta$)は高温になった地表からの放射や、大気の摩擦によってエジェクタの運動エネルギーが散逸され、大気を加熱する。微惑星の衝突が頻繁におこっている時期にこのエネルギーがどれくらいになるかをサフロノフの惑星成長モデルをもちいて見積もってみよう。

Safronov (1972) のモデルでは、惑星の成長率は次の式で与えられる

$$\frac{dM}{dt} = \pi R^2 (1 + 2 \theta) \cdot \frac{\sigma}{\rho}$$
 (8-4-1)

ここで、dM/dt は単位時間に落下する微惑星の総質量、 πR は惑星母天体の幾何学的断面積、 θ はSafronovのパラメータ、 σ は原始太陽系星雲における微惑星の面密度、P は惑星母天体の公転周期である。また、微惑星の衝突速度(v)は惑星母天体の脱出速度(v)を用いて

$$v = (1 + 1/2 \theta)^{v_2} \cdot v_2$$
 (3-4-2)

で与えられる。これらより単位時間に惑星母天体の単位表面に与えられるエネルギー・フ ラックスは

Fimp
$$=\frac{1}{2}(1-\eta) \cdot (1+2\theta)\frac{\sigma}{P} v^2$$
 (8-4-3)

で与えられる。地球の成長のタイムスケールはサフロノフのパラメータによって大きく変

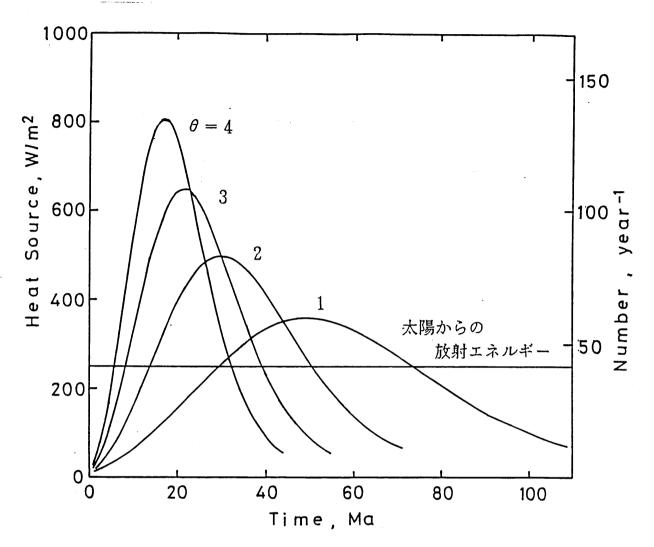


図8-4-1. 微惑星の衝突によるエネルギーの開放による大気の過熱。サフロノフのモデルをもちい、パラメーター、 $\theta=1$ 、2、3、4の場合を示す。頻繁に微惑星が落下にしている時期には衝突によるエネルギーは太陽放射エネルギーを凌ぐ。図の右の座標は、白亜紀末に落下したいん石に換算した微惑星の落下頻度である。

わるので、ここではこれを1、2、3、4の場合について nを1.0 と仮定して解放されるエネルギーの時間変化を調べてみた(図8-4-1). 微惑星の衝突による大気および地表の加熱は激しく衝突が起こっている時期には太陽定数をはるかに凌ぎ、このエネルギーによって集積時に海洋を作ることは不可能であろう.

8・4・2. 微惑星の衝突と大気中のエアロゾル密度

微惑星の衝突が気候系にもたらす影響の中で重要なものに、エジェクタとして大量の微粒子を大気の上層にまでまきあげ、それが著しく太陽光を遮り地球のアルベドを高くする作用がある。それでは、地球の集積時にどれくらいの頻度で微惑星が落下し、エアロゾルが大気にまきあげられるであろうか。クレーターの形成のスケーリング則によると、クレーターから放出されるエジェクタの総量(Me)および、速度(v)より速い速度で射出されるエジェクタの割合、Me(v)は次の式で与えられる(Mizutani et al.、1983; Kawakami and Mizutani,1984)。

Me =
$$k_1$$
 (I $/ \rho_g$)^{3/4} (8-4-4)

Me
$$(>v) = k_2 (C_c v/gR)^{-1}$$
 (3-4-5)

ここで、m は微惑星の質量、v は衝突速度、I は衝突の実効エネルギー、R はクレーターの半径、g は惑星重力、Coは惑星表面物質のバルク音速、s は体積弾性率の圧力微分に関係した数で、およそ1.5 という値である。また k_1 、 k_2 は比例定数である。これらのスケーリング則をもちいると、惑星母天体と巨大微惑星の衝突では落下してくる微惑星とほぼ同程度のエジェクタが成層圏へまきあげられることになる。ここでは、単位時間にまき上げられるエアロゾルの量、A (t) は単位時間に落下する微惑星の総質量と等しいとし、次の式で与えられるとする

$$A \quad (t) = dM/dt \qquad (3.4-6)$$

大気中のエアロゾルの消滅過程には、降雨、自由落下、エアロゾルどうしの合体成長がある (Toon et al., 1982). 自由落下の場合には落下速度はエアロゾルのサイズに依存

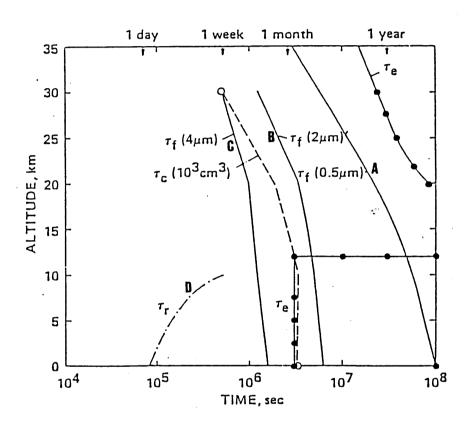


図8 4 2. 現在の人気における、まき上げられたエアロゾルの大気中での滞在時間(Toon et al. 1982)による。A, B, C は直径0.5, 2, 4 ミクロンのエアロゾルが自由落下して地表に到達するのに要する時間である。またD は降雨によって地表に落ちる場合の落下時間である。

する. 現在の大気量、組成のもとでは、エアロゾルの平均滞在時間は、4 ミクロンの粒子では約1 週間、0.5 ミクロンの粒子では約1 年である(図8-4-2). また、0.5 ミクロンの粒子は約1 か月で合体により数が半分になってしまう. 大気の構造を考慮してエアロゾルの生成・消滅過程を扱い、さらに大気の一次元放射対流平衡問題(1D-RCM)を解くことは大変厄介な問題である. ここではモデルの詳細には立ち入らず、以下のように簡単に扱う. 原始大気におけるエアロゾルの平均滞在時間を τ とすると、エアロゾルの生成・消滅過程は次の式で表される

$$dMa / dt = -Ma / \tau + A (t)$$
 (8-4-7)

ここでは,原始大気におけるエアロゾルの平均滞在時間を,雨が降っていなり時は $\tau=3$ か月とし,雨が降っている時には $\tau=1$ 週間と仮定する.A(t)の時間変化の程度は τ に比べて小さいので,この方程式の解は近似的に, $ta=\tau$ A(t)で与えられる.図8-4-3 に単位断面積の気柱に存在するエアロゾルの量, ρ a = ta=0 の時間変化を示す.

(3) 地表におけるエネルギー・バランス

SafronovとLange and Ahrens (1982b) の理論を用いると地球の成長に伴う大気の形成 過程を扱うことができる。成長期の地球母天体の表面温度 (T) は次のエネルギー・バラ ンスの方程式を用いて求められる

$$Fimp + k Fsun = \sigma T / \tau^*$$
 (8-4-8)

ここで、Fimpは微惑星の落下によってもたらされるエネルギー(8-4-3)、Fsunは太陽の放射エネルギー、 σ はステファン・ボルツマン定数、 τ は大気の光学的厚さで、大気の吸収係数 (κ)、密度 (ρ)、地表からの高さ(z)、地表での圧力(P)、重力(g)を用いると次の式で与えられる

$$\tau = \int_{\sigma}^{\omega} \kappa \, dz = \kappa \, P / g \qquad (8-4-9)$$

またk はエアロゾルによる太陽光の遮蔽効果を表すパラメータで

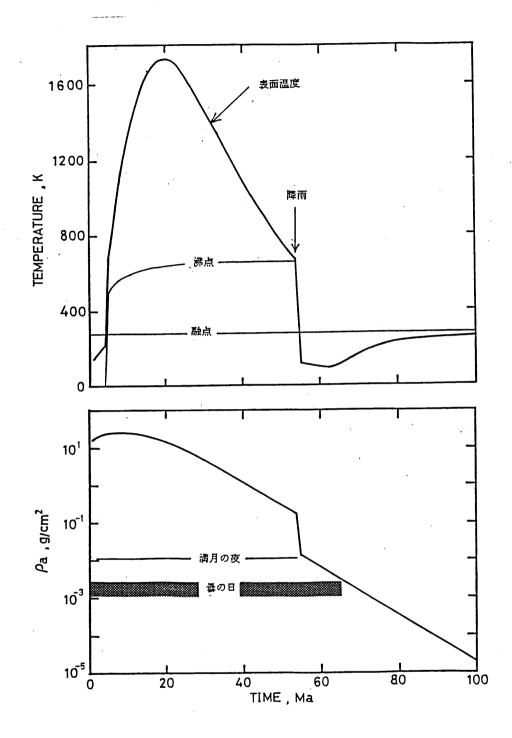


図8-4-3. 上図. 地表の放射平衡温度の時間変化. Safronovのパラメータ (θ) を4 とし 微惑星の質量の0.026 %が衝突の際に脱ガスして大気になるとしている. 大気の光学的性質は安部・松井によった.

下図、単位断面積当たりの気柱に存在するエアロゾルの質量の時間変化、エアロゾルの量が ρ a = 10^{-2} の時に透過する光の量は満月の夜の明るさに相当する。また ρ a = 10^{-3} の時は曇の日の明るさに相当する。

$$k = \begin{cases} 10^{-500/4} & \text{(Ma} \geq Mc) \\ 1 & \text{(Ma} < Mc) \end{cases}$$
 (8-4-10)

で与えられるとする。さらに大気の温度が下がって、水蒸気の沸点以下になると、水蒸気 の凝結が起こり、大気のエネルギーバラシスは

Fimp + k Fsun = $\sigma T / \tau^*$ + $(L / 4 \pi R^2)$ · dMrain/dt (8-4-11) で与えられる。ここでL は水蒸気の潜熱,dMrain/dtは単位時間の降水量である。図8-4-3 に θ = 4 の場合の地球の成長に伴う表面温度の変遷を示した。微惑星が頻繁に落下している時期には地表の温度は 1000° C を越すが,集積の後期になると落下してくる微惑星は少なくなり,徐々に表面温度は低下していく。地表の温度が下がって,液体の水が存在できるようになると,一気に雨が降って海洋が形成される。海洋が形成されてもエアロゾルが太陽光の透過を妨げているならば,海水が凍ってしまう。

このように微惑星の衝突によってまきあげられたエアロゾルによって太陽光の透過が妨げられていると、水蒸気大気は冷えて降雨によって海洋ができる。ここでは、大気組成として水蒸気のみを扱っているが、二酸化炭素の存在を考慮すると海洋の凍結が妨げられるであろう。しかし、エアロゾルの量が減って、太陽光が地表に透過してくるまでにかなりの二酸化炭素が海水た岩石と反応して原始大気から取り除かれなければ、再び海水が蒸発してrunaway greenhouseになってしまう。

参考文献

- Abe, Y., and T. Matsui (1983) The formation of an impact-generated H \geq 0 atmosphere and its implications for the early thermal history of the earth, submitted to Proc. 15th Lunar Planet. Sci. Conf.
- Budyko, M. I. (1969) The effect of solar radiation variations on the climate of the earth, Tellus, 21, 611-619.
- Hart, M. N. (1978) The evolution of the atmosphere of the earth, Icarus, 33, 23-39.
- Ingersoll, A. P. (1969) The runaway greenhouse: A history of water on Venus,

- J. Atmos. Sci., 26, 1191-1198.
- Kawakami, S., and H. Mizutani (1985) Scaling analyses of cratering flow field, in preparation.
- 川上紳一・水谷仁・早川雅彦(1985)大気・海洋の起源, 地震学会講演予講集, 1, 238, 1985.
- Lange, M. A., and T. J. Ahrens (1982) Impact induced dehydration of serpentine and the evolution of planetary atmosphere, J. Gephys. Res., 87, Suppl., A451-A456.
- Lange, M. A., and T. J. Ahrens (1982b) The evolution of an impact generated atmosphere, Icarus, 51, 96-120.
- Manabe, S., and R. F. Strickler (1964) Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment, J. Atmos. Sci., 21, 361-385.
- Mizutani, H., S. Kawakami, Y. Takagi, M. Kato, and M. Kumazawa (1983) Cratering experiments in sands and trial for a general scaling law, J. Geophys. Res., 88, Suppl., A835-A845.
- 中沢清・中川義次(1984) 惑星形成のシナリオ.現代の太陽系科学.上.太陽系の起源と 進化,pp.48-81,東京大学出版会,東京.
- Pollack, J. B. (1979) Climatic change on the terrestrial planets, Icarus, 37, 479-553.
- Prinn, R. G. (1982) Origin and evolution of planetary atmosphere: an introduction to the problem, Planet. Space Sci., 30, 741-754.
- Rasool, S. L., and C. De Berge (1970) The runaway greenhouse and the accumulation of CO2 atmosphere, Nature, 226, 1037-1039.
- Safronov, V. S. (1972) Evolution of the Protoplanetary Nebula and Formation of the Earth and Planets, NASA TTF-677.
- Sagan, C., and G. Mullen (1972) Earth and Venus: Evolution of atmospheres and surface temperatures, Science, 177, 52-56.
- Schneider, S. H., and R. E. Dickinson (1974) Climate modeling, Rev. Gephys. Space Phys., 12, 447-493.
- Sellers, W. D. (1969) A climate model based on the energy balance of the earth-

atmosphere system, J. Apll. Meteorol., 8, 392-400.

Toon, O. B., J. B. Pollack, T. P. Ackerman, R. P. Turco, C. P. McKay, and M. S. Liu (1982) Evolution of an impact-generated dust cloud and its effects on the atmosphere, Geol. Soc. Am. Spec. Pap., 190, 187-200.