

# 熱進化した岩石微惑星の衝突破壊に関する実験的研究

岡本 千里<sup>1</sup>, 荒川 政彦<sup>1</sup>

2009年1月8日受領, 2009年2月2日受理.

(要旨) 近年, 大望遠鏡による小惑星の観測や惑星探査によって, 小惑星は多様性に富むことが分かってきた. 小惑星は, 惑星形成過程の様々な歴史を凍結していると考えられ, 惑星がどのように形成したのか, その歴史を紐解く重要な鍵となる. では, 小惑星の多様性はどのようにして生じたのか. この問いの答えは, 惑星形成過程で起った出来事と深く関係している. 小惑星とそのかけらである隕石の研究から, 惑星の“もと”となったkmサイズの微惑星は, 惑星へと成長していく過程で, 衝突破壊・合体成長を繰り返し, また, 何らかの熱源により内部構造の進化があったと考えられている. 小惑星の多様性は, こうした微惑星の熱進化, 衝突進化の結果である. 惑星形成過程で生じた小惑星の多様性の起源を知り, さらに惑星形成過程を理解するために, 本稿では, 微惑星の熱進化がその衝突破壊の結果に及ぼす影響を系統的に明らかにする.

## 1. 小惑星の多様性

小惑星は主に火星と木星の間に数多く存在する小天体である. この小惑星は, 原始太陽系星雲に存在した岩石微惑星の生き残りである. 原始太陽系星雲において, 微惑星は衝突破壊と重力による破片の再集積を繰り返し, 地球や火星のような惑星へと成長したと考えられている[1]. しかし, 小惑星帯付近に存在した微惑星は, 近くにあった木星重力の影響で, 合体成長よりも破壊が進行し, 惑星へと成長できなかったと言われている. このため, 小惑星は, 惑星形成の様々な過程を凍結した“化石”として, 惑星形成を紐解くヒントを我々に与えてくれる.

惑星形成過程を知るために, この小惑星や小惑星のかけらである隕石に関して, 多くの研究が行われている. 例えば, 大型望遠鏡による地上観測が行われ, 小惑星表面の反射スペクトルの解析から, 小惑星が多様な表面組成を持つことが分かった. この観測結果は地上実験により得られた隕石の表面反射スペクトルとの対応づけが行われており, 小惑星を分類する一つの根拠となっている. 例えば始原的なC-タイプ小惑星, 表層に分化した地殻組成を持つようなV-タイプ小惑星,

鉄組成を持つようなM-タイプ小惑星など多数の種類が見つかっている[2]. C-タイプ小惑星は, 炭素質コンドライトなどの母天体であると考えられる. また, V-タイプ小惑星であるベスタは, その内部に地球のような金属鉄からなるコアを保持した層構造天体であるとされ, M-タイプ小惑星は, このような層構造天体内部の金属コア由来である可能性が示唆されている. また, 1990年代以降, 小惑星の直接観測のため, 探査計画が活発化し, これまでにない詳細な情報が得られるようになった. 近年, はやぶさ探査機によって明らかにされた, 小惑星イトカワの姿は記憶に新しい [3]. イトカワは瓦礫が集合したようなラブルパイル構造を持つと考えられる. はやぶさ探査機以前にも, ニア・シューメーカー探査機が小惑星マテルダやエロスを訪れており, これらの探査により, 小惑星は低密度で, その内部に高い空隙率を持つものが存在することがわかった[4]. その一方で, 密度が高く空隙率が低いものまで存在する[5]. このように小惑星の内部構造は様々であり, その多様性の起源が注目されている.

## 2. 惑星形成過程と微惑星の内部構造

上記のような小惑星の多様性はどこからくるのか.

1. 名古屋大学大学院環境学研究科 地球環境科学専攻

その答えは微惑星がどのような形成過程をたどって惑星へと成長したのかを理解する上で重要である。なぜなら、地球をふくむ固体天体は、小惑星の起源である岩石微惑星の衝突破壊・合体成長により形成されたと言われているからである[1]。この惑星形成過程を理解するためには、岩石微惑星が衝突破壊する条件や合体し成長する条件を理解せねばならない。そこで、固体天体の衝突破壊を模擬するため、玄武岩やガラス試料を衝突銃を用いて破壊する室内衝突実験が数多く行われてきた[6-9]。また、小惑星の多くは、高空隙率天体であることが分かってきたので、その衝突破壊現象を調べるために、石膏やガラスビーズ焼結体などの高空隙ターゲットを用いた衝突実験も行われた[10,11]。その結果、空隙率の低い玄武岩と、高空隙石膏を壊すのに必要なエネルギーは数倍異なることが明らかとなり、天体内部の空隙率が衝突破壊へ与える影響を考慮する必要があることが分かった。このようなcmサイズの試料を用いた室内衝突実験の結果を、kmサイズの天体へと拡張するため、数値シミュレーションによる天体衝突の再現も行なわれている[12]。

微惑星の衝突破壊を考える上で、我々はその内部構造の進化に注意を払う必要がある。微惑星の生き残りである小惑星からも分かるように、微惑星はその形成初期は、始原的で空隙率が高いものであったが、その成長とともに内部構造が進化したと考えられる。例えば、始原的といわれるコンドライト隕石母天体においても、熱変成作用により内部に層状構造を持つと言われている。このモデルは“オニオンシェルモデル”と呼ばれ、普通コンドライトの母天体中での熱変成温度と岩石学的タイプとの関係を説明するため提案された[13,14]。つまり、形成初期段階で高い空隙率を持っていた微惑星は、その後、成長とともに中心部が圧密されて空隙率が低下する。この結果、天体内部に低空隙率の圧密されたコア、その表層に空隙率が高いマントルを持つ層構造天体が誕生したと考えられる。この過程は圧密焼結作用と呼ばれ、熱進化の初期段階にあたる[15,16]。さらに天体の衝突合体が進むと、天体内部の熱進化が進み、 $^{26}\text{Al}$ などの短寿命放射性核種の壊変熱により微惑星内部が溶融し、重力作用による物質分別が進行した。そして、中心に金属コア、表層に岩石マントルからなる地球のような分化天体が形成された。このように、様々な熱進化段階の天体に隕石が衝突し

たら、熱進化の違いによって、どのような違いが引き起こされるのだろうか？石膏および玄武岩を衝突破壊させた結果が異なったように、これらの天体において、同じ結果が得られるとは考えにくい。

従って、惑星形成過程において、微惑星の衝突破壊現象を考える上で、天体の内部構造進化を考慮する必要がある。そのため、熱進化により層構造を持った天体の衝突現象が調べられた[17-20]。Davis and Ryan (1990)[17]は、圧密焼結により層構造を持った天体を模擬するために、強い強度を持つモルタルコアと弱い強度のモルタルマントルからなる球形試料を用い、衝突銃を用いて衝突破壊実験を行った。しかし、この実験では試料のコア/マントル質量比を固定しており、内部構造進化と衝突破壊の関係に関して系統的な結論は得られなかった。また、数値シミュレーションを用いた層構造天体の衝突破壊に関する研究も行われているが、地球型惑星や巨大氷衛星上の衝突を再現するものが多く、地震波の伝播や集中により形成される地形など、天体が衝突により完全には破壊されないような場合に関する研究がほとんどである[18-20]。岩石微惑星の内部構造進化過程を考慮すると、どのような衝突破壊現象が起こり、衝突破壊の結果、どのような天体が生じるのであろうか？この答えがまさに、小惑星の多様性を理解することとリンクしている。

これまでの微惑星の衝突破壊に関する先行研究では、主に均質な試料のみで実験が行われ、天体衝突における内部構造の及ぼす影響を考慮した研究はまだ不十分である。そこで本研究では、惑星形成の初期段階に多数存在したと考えられる、圧密焼結作用により密度の異なる層構造を形成した岩石微惑星の衝突破壊条件を調べた。このために、層構造天体を模擬した実験試料を作成し、衝突実験を行った。そして、層構造天体の衝突破壊条件を見積もり、その結果、内部構造の進化が衝突破壊現象にどのような影響をもたらすのかを明らかにした。

## 3. 実験手法

### 3.1 層構造試料の作成

本研究では、高空隙率の微惑星が、熱進化により低空隙率天体へと変化する内部構造進化を模擬する必要

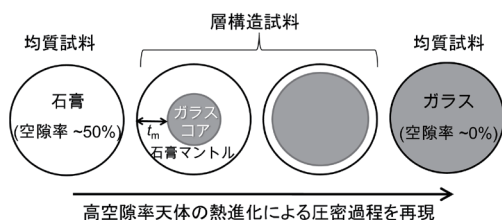


図1：試料の断面の模式図。熱進化の途中にある層構造天体を模擬するため、上図のように試料内部のコア/マンテル質量比(およびマンテルの厚み,  $t_m$ )を変化させ、様々なコア-マンテル構造を持つ試料を用意する。コア質量比( $R_{CM}$ )=0は、上図左のような石膏からなる均質な内部構造を持つ試料を示し、 $R_{CM}$ が1に近づくにつれ、熱進化が進行することを表す。 $R_{CM}$ =1はガラス試料を示す。

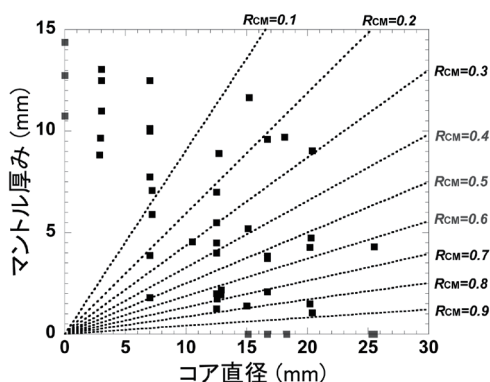


図2：試料の内部構造。点線は、そのマンテル厚み、コア直径における試料のコア質量比を示す。

がある。そこで、試料の内部を図1のように系統的に変化させた。図1に示されるように、内部構造の進化の途中段階を模擬した層構造試料は、その内部をコア-マンテルの2層構造とした。実際は、天体の内部では中心に近づくにつれ圧力が上がり、天体表面から中心にかけて段階的に空隙率が低下して圧密構造ができるものと考えられる[13,14]。しかし先行研究で、表面からのある深さで、急激に空隙率が変化することが報告されている[15,16]。また、層構造体の衝突破壊における振る舞いはほとんど明らかになっていないため、ここでは、単純な2層(コア-マンテル構造)を持つ天体を仮定した。

圧密による内部構造進化の初期段階と最終段階を模擬するため、それぞれ均質な内部構造を持つ石膏球およびソーダ石灰ガラス(および水晶)球も用意した。

この石膏は空隙率  $\phi=53\pm 4\%$ 、密度  $\rho=1200\pm 100$   $\text{kg/m}^3$ である。一方、ガラスおよび水晶に関して、それぞれ  $\phi=0\%$ 、密度  $\rho=2500\text{kg/m}^3$ および  $\phi=0\%$ 、密度  $\rho=2700$   $\text{kg/m}^3$ である。石膏は小惑星などの低密度小天体を模擬するのに頻りに用いられてきた物質である[10]。また、ガラスおよび水晶は空隙を持たない脆性物質の典型であり、玄武岩などの岩石と似た破壊強度を持つことが知られている。層構造試料では、コア物質として、ソーダ石灰ガラス球または水晶球を用い、マンテル物質には、高空隙率石膏を用いた。

このような層構造を持つ天体において、熱進化の程度を示す指標の1つは、コアが天体全体に占める割合(また、天体におけるマンテルの厚み)であろう。そこで、本研究の層構造試料で、熱進化過程を模擬するために、コア質量比( $R_{CM}$ )と規格化マンテル厚み( $t_m/d_p$ )という2つの指標を定義し、これらを系統的に変化させた。 $R_{CM}$ は、試料全量に対するコア質量の占める割合を意味し、 $t_m/d_p$ は弾丸長さで規格化した石膏マンテル層の厚みを示す。図2のようにコア直径、マンテル厚みを変え、系統的に $R_{CM}$ と $t_m/d_p$ を変化させることで、様々な内部構造を持つ試料を作成した。以下、直感的に分かりやすいコア質量比に主に注目し、実験の結果をまとめる。

### 3.2 衝突実験および衝突破片の回収

衝突実験は名古屋大学に設置された2段式軽ガス銃を用いて行った。実験にはサイズの異なる2種類の弾丸を用いた。これらはともに密度が $1100\text{kg/m}^3$ のナイロン製であり、長さが2.5mm、重量は7mg、直径が1.67mmの弾丸と長さが5mm、重量は190mg、直径が6.3mmの弾丸であった。衝突速度は1-5km/s、平均エネルギー密度 $1\times 10^3-4\times 10^4$  J/kgの範囲で実験を行った。平均エネルギー密度( $Q_0$ )とは、試料単位質量当たりに加えらるる弾丸の運動エネルギーを意味する。試料と弾丸は正面衝突させ、イメージコンバーターカメラまたはハイスピードデジタルビデオカメラにより撮影し、破壊の様子をその場観察した。

衝突実験後、試料室内のすべての破片を回収し、それらの質量を計測した。層構造試料に関して、生じたコア破片とマンテル破片を分離し、コアおよびマンテルそれぞれの破片質量分布を調べた。特に、コア、マンテルの破壊の度合いを調べるため、コア、マンテル

それぞれの最大質量を持つ破片の質量を計測した。また試料表面にクレーターが形成されたものについて、そのクレーターの直径と深さを測定した。

## 4. 結果および考察

### 4.1 衝突破壊様式

先行研究で行われた衝突実験では、玄武岩などの天体模擬試料に加えられたエネルギーと、その試料の壊れ方(破壊様式)を調べることで、母天体の衝突破壊によりどのような娘天体が生じるのかを推論してきた[6]。これによって、均質物質の破壊様式は、平均エネルギー密度( $Q_t$ )に依存することが分かった。本研究の層構造試料では、コアおよびマントル領域の破壊の度合いにより、以下の4種類の破壊様式(タイプ1, 2, 3, 4)が観察された。このコアおよびマントル領域の破壊度合の違いは、 $Q_t$ だけに依存するのではなく、内部構造に大きく依存した。詳しくは4.3節で述べる事として、ここでは、タイプ1, 2, 3, 4の破壊様式がどのようなものであったかを説明する。図3にこれらの破壊様式を持つ試料の模式図を示す。図3aはコア、マントルともに完全破壊された試料の模式図である。完全破壊とは、生じた破片質量が最大でも元の質量の半分以下になったことを意味する[10, 17]。この試料のコア、マントルそれぞれの最大破片は、破壊前の全コア質量、全マントル質量のそれぞれ半分以下の質量であった。このよ

うな破壊様式をタイプ1破壊様式と定義する。図3bに示される試料は、マントルが完全破壊される一方、コアは完全には破壊されず、コアの最大破片が元の全コア質量の半分よりも大きい(この試料では、コア表面にクレーターが形成され、そのコア質量の大部分が保存された)。このような破壊様式を持つ試料をタイプ2と定義する。図3cは、無傷のコアと完全破壊されたマントル破片を示す。この場合、コアからマントル層が剥ぎ取られたような破壊が観察された。以下、このような試料をタイプ3と定義する。また、図3dは、マントルの表面にクレーターが観測された試料の模式図である。この試料では、中のコアは試料外部に露出せず、無傷のままであった。このような試料をタイプ4と呼ぶこととする。このタイプ4は、低エネルギー密度の衝突条件で観察されると考えられるが、本研究では、1000J/kg以上の比較的高エネルギー密度で実験を行ったため、タイプ4は1つの試料でしか観察されなかった。

### 4.2 最大破片質量

規格化最大破片質量( $m_i/M_t$ )は、生じた破片の中で最大のものの質量を試料全体の質量で規格化した無次元量であり、衝突破壊の度合いを定量的に記述するのによく用いられる[6,8,10]。以下、 $m_i/M_t$ を簡単のため最大破片質量と呼ぶこととする。図4に示されるように、玄武岩やガラス、石膏のように均質な試料の最大破片質量は、平均エネルギー密度の増加とともに単純に減

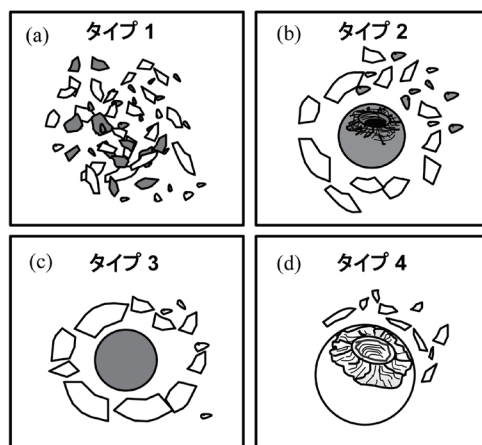


図3: 層構造試料の破壊様式。(a)タイプ1;コアおよびマントルの完全破壊。(b)タイプ2;コアの緩やかな破壊およびマントルの完全破壊。(c)タイプ3;非破壊コアの露出およびマントルの完全破壊。(d)タイプ4;マントルへのクレーター形成。

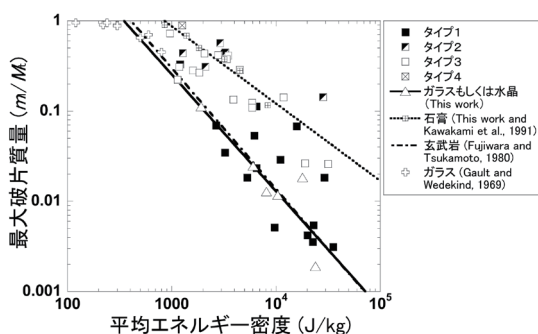


図4: 最大破片質量 $m_i/M_t$  vs. 平均エネルギー密度 $Q_i$ .

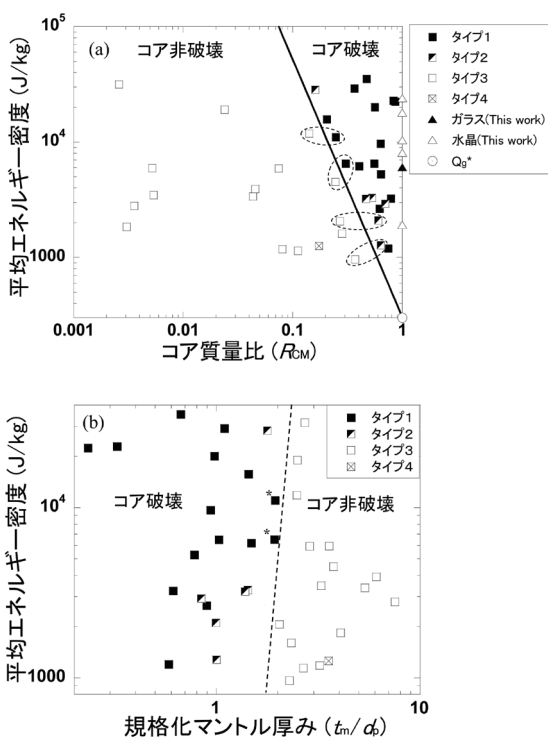


図5: (a) 平均エネルギー密度 $Q_i$  vs. コア質量比 $R_{CM}$ . (b) 平均エネルギー密度 $Q_i$  vs. 規格化マンテル厚み $t_m/d_p$ . 図中の直線はコア破壊とコア非破壊の境界を示す。(b)図の星印のついたデータは図6に示された星印のついたデータと対応している。

少することが報告されている。先行研究との比較のため、本研究においても、ガラス(および水晶)球、石膏球について、その最大破片質量を調べた(図4)。本研究の石膏データから、以下のような石膏に関する実験式(1)が得られた。この最大破片質量とエネルギー密度の関係式は、様々な物質に関して、衝突条件と破壊の度合いに関する実験式として広く用いられている。本

研究の石膏およびガラス(および水晶)のデータは、それぞれ先行研究の値とよく一致した[10, 21]。

$$m_i/M_t = aQ_i^b, \quad (1)$$

$Q_i$ は平均エネルギー密度、 $a$ および $b$ は定数を示す。この結果から、最大破片質量が $1/2$ になるときの平均エネルギー密度は、石膏、ガラスでそれぞれ $\sim 2000$  J/kg,  $\sim 600$  J/kgとなる。この最大破片質量が $1/2$ になるときの平均エネルギー密度は、衝突破壊強度と定義されている[6,17]。

一方、層構造試料の最大破片質量は、図4のように石膏とガラス(水晶)のデータの間に拡がって存在した。層構造試料はガラスのコアと石膏のマンテルからなり、このコア成分であるガラスとマンテル成分である石膏の破壊強度は、上で述べた通り大きく異なる。層構造試料のデータの拡がりは、ガラスと石膏両者の破壊強度が試料全体の破壊強度に影響を及ぼすからだと考えられる。

試料に加えられた平均エネルギー密度が一定のとき、層構造試料の最大破片は、その内部構造の違いにより、コア破片(ガラス)である場合とマンテル破片(石膏)である場合が存在した。これは何を意味するのであろうか?ここでいう平均エネルギー密度とは、試料に加えられた弾丸の運動エネルギーを試料全量で割った値である。もし、この運動エネルギーが、コアおよびマンテルへすべて分配されるのならば、破壊の結果を支配したのは、コアとマンテルへのエネルギーの分配率であると考えられる。このエネルギー分配率は内部構造に依存すると予想される。もし層構造試料のコアおよびマンテルへのエネルギー分配率を見積もることができれば、ある内部構造において、どのような衝突破壊の結果(例えば最大破片質量など)が生じるのか定量的に議論できるはずである。そこで、このマンテルとコアへのエネルギー分配率について考察する。

### 4.3 コア破壊条件とエネルギー分配

層構造試料の衝突破壊様式(4.1参照)は、先行研究で調べられた均質物質の場合とは異なり、加えられた平均エネルギー密度の大きさだけでなく、試料の内部構造(ここではコア質量比を意味する)に大きく依存することが分かった(図5a)。破壊様式は、大きく分けてコアが破壊される場合(タイプ1, 2)とされない場合

(タイプ3, 4)の2通りに分類できる. 図5aから, タイプ3および4は, 低平均エネルギー密度でよく現われ, またコア質量比( $R_{CM}$ )が低いときに観察される. 一方, タイプ1および2は, 高平均エネルギー密度, 高コア質量比の条件で頻繁に見られる. コア破片が試料における最大破片である場合, この破壊様式はタイプ1および2であることが多く, マントル破片が最大破片である場合, タイプ3であった.

ここで, 均質なガラス球および水晶球単体を破壊するのに必要な平均エネルギー密度( $Q_c^*$ )は, 図4から $\sim 300\text{J/kg}$ であった. しかし, 図5aから, タイプ1や2で見られるように, 層構造試料中のガラスまたは水晶コアを破壊するのに必要な平均エネルギー密度は $300\text{J/kg}$ よりも大きいという結果が得られた. これは, 層構造試料の石膏マントルにおいて, エネルギーが吸収され, 効果的にコアを破壊できなくなったためであると考えられる. つまり, 試料がどのような層構造(コア/マントル比)を持つかによって, 内部のコアに与えられるエネルギーが決まると考えられる. このコアに与えられるエネルギーにより, タイプ1, 2が生じるのか, また, タイプ3, 4が生じるのかが分かる. つまり, コア破壊の境界条件を調べることで, コアとマントルに分配されるエネルギーが分かるかもしれない. コア破壊と非破壊の境界条件( $Q_{c,lb}^*$ )は図5aから以下のように得ることができる.

$$Q_{c,lb}^* = Q_c^* \cdot R_{CM}^n \quad (2)$$

この実験式は図5aに示される点線で囲まれた4つのコア破壊と非破壊の試料のデータセットの中間値を最小二乗法でフィッティングして得られた.  $Q_c^*$ はコアを破壊するために必要な, コアに与えられるエネルギー密度のしきい値であり,  $\sim 300\text{J/kg}$ とする.  $n$ の値は,  $-2.2$ である. タイプ2破壊は, この境界条件付近に現れることが分かる. 式(2)から, 本研究の平均エネルギー密度範囲において, 衝突破壊様式は内部構造に強く依存し, コアの占める割合(コア質量比,  $R_{CM}$ )が大きくなるほど, 試料が全体的に破壊されやすいことが分かる. つまり,  $R_{CM}$ が大きいくほど, 層構造試料全体の衝突破壊強度が減少すると考えられる. この結果は非常に驚くべきものである. なぜなら, コア質量比が10倍大きくなる, つまり熱進化でコアが発達すると, コアを破壊するのに必要な平均エネルギー密度は, 100

倍も低下するという結果であった. これは, マントル質量の減少により, 多くのエネルギーがコアに与えられることを意味すると考えられる.

ここで, もう1つの内部構造を示すパラメーター, 規格化マントル厚み ( $t_m/d_p$ )が層構造試料の衝突破壊様式にどのように依存するのかについて, コア質量比( $R_{CM}$ )の場合と同様に調べた(図5b). 本研究の平均エネルギー密度において,  $t_m/d_p$ が $1.5 \sim 2.5$ の狭い範囲で, 試料はコアが破壊する場合(タイプ1, 2)としない場合(タイプ3, 4)に分かれるという結果になった. 図5bに示されるように, コア破壊と非破壊の境界は, その規格化マントル厚みに強い依存性を示した. コア破壊条件を示す $t_m/d_p$ は, 平均エネルギー密度の増加とともに大きくなるが, その変化は $1.5 \sim 2.5$ と非常に小さく, ほぼ一定に見える. これは, 高い空隙率を持つマントルが, 衝撃波の急激な減衰を引き起こし, コアが破壊されるのを効果的に防いでいることを示していると考えられる. つまり, マントルの厚さが弾丸長さの2, 3倍の厚みであれば, コアは破壊されずに保持される.

次に, 実験式(2)が示す物理的な意味について考察することにする. 均質物質とは異なる層構造試料の衝突破壊現象を理解するためには, 式(2)の意味を十分理解する必要がある. そのためには, コア(およびマントル)に分配される衝突エネルギーを見積もる必要がある. ここで, コアに分配される衝突エネルギー( $E_c$ )は,  $E_c = Q_c \cdot M_c$ と書くことができる.  $Q_c$ はコアに与えられるエネルギー密度,  $M_c$ はコア質量を示す. このとき, コアへのエネルギー分配率( $f$ )を, 弾丸の持つ運動エネルギー( $E_t$ )に対するコアに分配された運動エネルギー( $E_c$ )と定義すると,  $f = E_c/E_t$ のように書き表せる.

まず, 衝突エネルギーのコアへの分配率( $f$ )を見積もるためには, コアに与えられるエネルギー密度( $Q_c$ )を知る必要がある. なぜなら, 上記の $M_c$ と $E_t$ は実験条件として, こちらで与えた値であり, 未知パラメーターは $Q_c$ だけだからである. この $Q_c$ を見積もるためにはどうすればよいだろうか. ここで, 我々は, 層構造試料を破壊させた時, そのガラスコアの最大破片質量が, ガラス球単体を破壊したとき得られる最大破片質量と同じ質量となった場合, 両者に, 同じエネルギー密度が加えられたと仮定することにした. つまり, 層構造試料中のガラスコアと単体のガラス球が同質量である場合, それらを破壊するために, それぞれのガラ

スに加えられたエネルギーは等しいと考えた。この仮定をおくならば、式(1)で得られた均質なガラス球の最大破片質量とそのエネルギー密度の関係から、層構造試料中のコアに加えられたエネルギー密度( $Q_c$ )を見積もることができる。つまり、コアの最大破片質量を単純にガラスに関する式(1)に代入してやれば、 $Q_c$ が導出されるというわけである。これで役者はそらい、コアへのエネルギー分配率を見積もることができる。ここで、式(2)として得られた経験式の物理的な意味を理解するために  $f$  をコア質量比( $R_{CM}$ )を用い、書き直すことにする。

$$f = \frac{Q_c}{Q_t} \cdot R_{CM} \quad (3)$$

この式(3)から、層構造試料におけるコアへのエネルギー分配率  $f$  を見積もった (図6)。図6のデータはかなりばらついて見えるが、これは、図中に示される、星印の付いた2つのデータ点が相関関係から大きくはずれているためである。これらのデータは図5bで星印の付いた2つのデータと対応している。この2点の  $f$  が大きくなることは、それらのコアの破壊度合い、つまりコアの最大破片質量が、予想されるよりも小さかったことに起因する。この原因として、これらがコア破壊境界付近に存在するためではないかと考えられる (図5b)。試料作成の際、1つの試料におけるコア周辺のマンツルの厚みはおよそ1mmの誤差があった。つまり、この2つの試料に関して、マンツルの厚みのわずかな差により、コア破壊の度合いに影響が出た可能性がある。この2つのデータが相関からはずれるため、ここでは、この2つのデータを除いたすべてのデータにおいて、べき乗則の関係であると仮定し、以下の式を得ることができた。

$$f = R_{CM}^m, \quad (4)$$

$m$ の値は3.3である。驚くべきことに、コアへのエネルギー分配率は、内部構造を示す  $R_{CM}$  だけの関数で書くことができた。例えば、コア質量比が10倍大きくなると、コアに与えられるエネルギー効率がおよそ1000倍強増加する結果となる。

以上より、図5a中のコア破壊の境界条件を示す実験式(2)について考察してみる。層構造試料のコアが破壊する境界条件にあるとき ( $Q_c = Q_g^*$ )、式(4)は、式(3)を用いて  $Q_t = Q_g^* \cdot R_{CM}^{-1/m}$  のように書き直すことがで

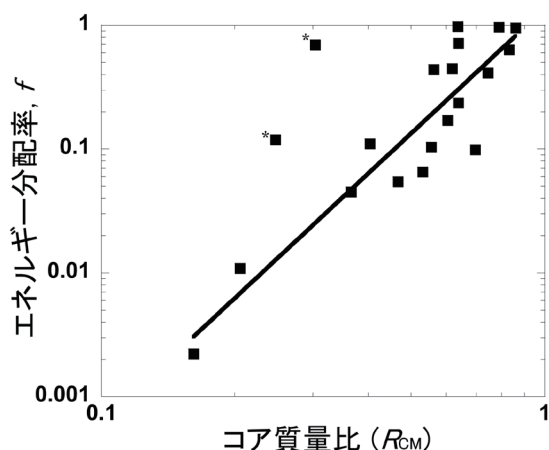


図6: エネルギー分配率  $f$  vs. コア質量比  $R_{CM}$ . 実線は最小二乗法により得られた結果である。ただし、ばらつきの大きい星印のついた2データは省かれる。

きる。つまり、このべきは、 $-2.3$ となる。この値は、実験式(2)の  $n = -2.2$  と非常に近い値をとることが分かる。つまり、実験式(2)の  $n$  は  $1-m$  と書き直すことができ、コア破壊を引き起こし、タイプ1および2破壊様式が現れはじめる条件は、式(4)のように、あるコア質量比におけるエネルギー分配率に依存している。このコアとマンツルへのエネルギー分配が、層構造を持つ天体の破壊を理解する上で、重要であることが分かった。

#### 4.4 小惑星の多様性を生む原因

最後に、熱進化過程にある岩石微惑星の衝突破壊現象について考察する。微惑星の熱進化が進むことは、本研究の層構造試料の  $R_{CM}$  の増加に対応している。本研究結果から、微惑星の熱進化が進むにつれて、その圧密コアを破壊するために必要な平均エネルギー密度が低下すると考えられる。これは、この天体に他天体が衝突した場合、天体の熱進化が進むにつれて、そのコアが破壊されやすくなり、コア、マンツルともに完全に破碎した、大規模な天体破壊が起こることを示している。一方、岩石微惑星の熱進化が途中段階にある場合、コアが破壊されずに高密度のコアが原型を保ったまま天体から放出されることが考えられ、非破壊の圧密されたコアと低密度マンツル片からなる破片群が生じると考えられる。また、熱進化があまり進んでいない始原的な微惑星では、圧密コアが破壊されずに天体表面にクレーターが形成される。この様に、天体の

衝突破壊条件は，熱進化の度合に強く依存し，熱進化の進行度合いによって生じる破片の密度・空隙率は多様化する．本研究結果より，観測される小惑星の密度の多様性を説明できる可能性がある．このように，天体の内部構造進化は，小惑星などの岩石小天体の多様性の起源として重要であることが分かった．

## 5. 今後の展望

実際の層構造天体は，本研究のような石膏およびガラスのような物性を持つマントルとコアを持っているとは限らない．コアとマントル物質が，石膏および石膏ではなく，金属および岩石であったらどのような結果が生じるのか？という疑問が生じる．この答えは，まさに加えられたエネルギーがどのようにコアとマントルへと分配されるのかを知ることによって明らかにされる．例えばコア物質が金属，マントル物質が岩石である場合でも，その金属を破壊するために必要なエネルギーと岩石マントルにおける衝撃圧力の減衰率などが分かれば，実験結果を予測することが可能である．さらに，微惑星が惑星へと成長する過程を知るためには，熱進化を考慮した微惑星の破壊だけではなく，その再集積過程を調べる必要がある．これは，衝突破壊後の破片の速度分布を調べることで明らかになると思われる．また，cmサイズの試料で得られた結果をkmサイズの天体へと外挿することも必要である．将来的には，金属コア-岩石マントル構造を持つ天体の衝突破壊現象を理解することで，分化の進んだ地球型惑星の形成過程まで視野に入れた研究を行っていきたいと思う．

## 謝 辞

本研究をまとめるにあたり，名古屋大学の渡邊誠一郎教授，神戸大学の中村昭子准教授，コートダジュール天文台のP. Michel博士には，研究に関する実りあるご意見を頂き，感謝いたします．

## 参考文献

- [1] Wetherill, G. W. and Stewart, G. R., 1989, *Icarus* 77, 330.
- [2] Gaffey, M. J. et al., 1993, *Meteoritics* 28, 161.
- [3] Mukai, T. et al., 2007, *Advances in Space Research* 40, 187.
- [4] Veverka, J. et al., 1997, *Science* 278, 2109.
- [5] Veverka, J. et al., 1999, *Science* 285, 562.
- [6] Fujiwara, A. et al., 1977, *Icarus* 31, 277.
- [7] Fujiwara, A. and Tsukamoto, A., 1980, *Icarus* 44, 142.
- [8] Takagi, Y. et al., 1984, *Icarus* 59, 462.
- [9] Nakamura, A. and Fujiwara, A., 1991, *Icarus* 92, 132.
- [10] Kawakami, S. et al., 1991, *Astron. Astrophys.* 241, 233.
- [11] Love, S. G. et al., 1993, *Icarus* 105, 216.
- [12] Asphaug, E. et al., 1998, *Nature* 393, 437.
- [13] Miyamoto, M. et al., 1981, *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.* 12, 1145.
- [14] Trieloff, M. et al., 2003, *Nature* 422, 502.
- [15] Eluszkiewicz, J., 1990, *Icarus* 84, 215.
- [16] Maeno, N. et al., 1993, in *Primitive solar nebula and origin of planets*, 341.
- [17] Davis, D. R. and Ryan, E. V., 1990, *Icarus* 83, 156.
- [18] Benz, W. et al., 1988, *Icarus* 74, 516.
- [19] Bruesch, L. S. and Asphaug, E., 2004, *Icarus* 168, 457.
- [20] Watts, A. W. et al., 1991, *Icarus* 93, 159.
- [21] Gault, D. E. and Wedekind, J. A., 1969, *J. Geophys. Res.* 74, 6780.