

特集「惑星物質から見る衝突現象研究の新展開」

衝撃変成度の定量化に向けた展望

関根 利守¹

2011年4月7日受領, 2011年5月6日受理.

(要旨) 衝突現象は, 天体表面をはじめ至る所に衝突クレータとして, 隕石中の組織や鉱物特性として, あるいは地球上の地層の中の衝突起源ガラス小球にもその痕跡を観察することが出来る. このような衝突によって生じる衝撃波の種々の効果を理解し, 地球惑星物質に対して衝突現象として記録された痕跡から過去に遡ってその衝突プロセスを解明するには, 衝突実験を通した再現実験が不可欠である. 本稿では, これらの基礎的理解の為に, 衝突実験を通して得られた結果や現状について述べ, 問題点を指摘すると同時に衝撃変成度の定量化に向けた展望を試みる. 特に衝撃プロセスでの温度履歴の重要性を指摘することに重点を置き, 衝撃変成度の定量化に寄与することを目的にする.

1. はじめに

衝突現象は地質学的には整然とした秩序を破壊する異端現象である. エネルギー的に見ると今回の東日本大震災M9の地震で約 2×10^{18} Jとなるが, 大規模火山の活動では数年にも渡る全体で $10^{22} - 10^{23}$ J程度になり, 地球上の最大規模衝突(クレータ直径約200 km)では1回で同程度の 10^{23} J規模になる. 空間的・時間的エネルギー密度で見ると衝突のエネルギーが最大となる. このような外的エネルギーの注入である衝突現象が引き起こす岩石学・鉱物学的, 生物学的, 地球物理化学的及び地質学的影響は, 地表の衝突クレータ物質や隕石中に様々な形で認められる. 最も広く認められ研究されたのは, 約6500万年前のメキシコユカタン半島での隕石衝突であろう[1]. また歴史的に記録が残っている最古の隕石落下では, 福岡県直方市須賀神社に残る直方隕石だとされている(Meteorite Bulletin Database [2]). 地質学的には, 隕石衝突が地球惑星の進化にとって重要だと認識されたのは極めて最近のことであり, 隕石中の衝撃波の効果(衝撃変成)についても研究が盛んになりつつある(本特集集中の他の論文参照). 隕石に関するこれらの研究を通して, その隕石

中の衝突が起きた太陽系形成過程時の様子を解明する手段になりつつある. 多くの隕石は小惑星起源であるが, 中には火星起源や月起源のものが見つかった. 今後小惑星イトカワからの試料も加わり, 新しい展開が期待される.

このような隕石中や衝突クレータ岩石中の衝撃変成を調べ理解する為には, その基礎となるデータが必要である. 衝突クレータは, 爆発的噴火に伴う火山クレータと地形的には区別が極めて難しいが, 衝突に伴う特徴的变化で区別される. その特徴は, (1)シャッターコーンの存在, (2)石英や長石中の微細変形組織(Planar deformation features(PDF)), (3)白金族金属元素の濃集, (4)高圧鉱物の存在, (5)微小球形ガラスの存在, (6)衝突でできる地層や岩石(regolithやbreccias)などである. 日本で最初に衝突クレータとして認知された御池山クレータ(長野県赤石山脈の南部)では, 衝撃圧が比較的弱くその痕跡の判断が困難であったが, 石英中のPDFの同定が決定的な証拠となっている[3].

衝突現象では, どんな飛翔体(隕石や隕鉄などがどんな大きさや形で)が何(どんな岩石や場所)にどんな速度で衝突するかがデータとしては必要となる. 衝突速度に関しては, 太陽系内での物体の最高速度が42 km/sで, 地球の軌道速度が30 km/sであるから, 考

1. 広島大学大学院理学研究科
toshimori-sekine@hiroshima-u.ac.jp

えられる最高速度は72 km/s(地球からの脱出速度まで加味すると約73 km/s)となる。しかし実際に地表で観測される太陽系由来の火球速度は多くの場合10-30 km/sであり、大気圏で減速された小さく割れた隕石では最終速度は秒速数百メートル程度になり、地球に衝突時には自由落下速度に近づく。このような多種多様の衝突条件下での物質進化や衝撃変成を理解する基本的な方法は、残留物中の痕跡を調べ、衝撃変成度を求めて系統化するというものである。ここで問題となるのは、同一組成同一岩石に同じ衝突が繰り返されても、標的物質の初期状態(密度や粒径など)が異なると、出現する衝撃変成の痕跡が異なることである。衝撃波による極短時間の高温高压状態は、静的圧縮下での高温高压状態が試料初期状態に依存しないのとは大きな差をもつ。この結果、衝撃度としては同一圧力が推定される場合でも、衝撃温度については必ずしも同一ではなく、標的の初期状態に依存することになる。

従来は、圧力推定が衝撃変成度としての最大関心事であった[4]が、衝撃変成を更に深く理解する為には、衝撃温度を含めた温度変化履歴を十分に理解する必要がある。本論では、この衝撃プロセスにおける温度の重要性を強調することを主眼としたい。物質進化にとってエネルギーの観点から、圧力項(体積項)より温度の項(エントロピー項)が大きいからである。衝撃波の伝播に伴い温度は時間的かつ空間的に変化し、衝撃波の伝播に比べて熱的平衡は局所的に限られる。温度は衝撃変成や衝撃進化にとって大変重要でありながら、定量的な理解を得るのは遅れている現状があり、今後の研究を通して理解を深めることが望まれる。

2. 衝突実験の基礎

2.1 温度と圧力の算出

衝突に伴う現象を再現するには、実験で衝突させその状態や衝突後の物質を調べて研究する衝突実験とコンピュータを利用した数値解析での再現実験がある。数値解析を行うには、必要なパラメータを衝突実験などで決定する必要がある。衝突時の状態を記述する方程式はRankine-Hugoniotの式として19世紀末に既に知られている[5]。これは衝撃波速度、粒子速度、圧力、密度、及び内部エネルギーの5つのパラメータの

関係式で、衝撃波波面の前後での質量保存、運動量保存、及びエネルギー保存に由来する3つの式である。従って、2つのパラメータを実験的に決めると、他の全てのパラメータが決まる。この方程式には圧力は入っているが、パラメータとして温度は入っていない。

温度に関しては、衝撃圧縮での内部エネルギー変化から熱力学的に温度を算出する必要がある[6]。初期状態の体積 V_0 、温度 T_0 からユゴニオ状態が圧力 P_H 、体積 V_H 、温度 T_H であるとし、初期状態から体積 V_H まで等エントロピー圧縮した際の圧力と温度をそれぞれ P_S 、 T_S とする。さらに、反応などに消費されるエネルギーを E とすると、エネルギー保存則から次式を得る。

$$\frac{P_H}{2}(V_0 - V_H) = - \int_{V_0}^{V_H} P_S dV + \frac{V_H}{\gamma} (P_H - P_S) + E$$

ここで、 γ をグリューナイゼンパラメータとする。 P_S については、固体の状態方程式(例えば、3次のBirch-Murnaghan式など)を使うことで、次式のMie-Grüneisenの関係式から T_H が算出される。

$$T_S = T_0 \exp \left\{ - \int_{V_0}^{V_H} \frac{\gamma}{V} dV \right\}$$

$$\frac{V}{\gamma} (P_H - P_S) = \int_{T_S}^{T_H} C_V dT$$

このようにして計算できた温度の値の意味を考えてみよう。この温度は、衝撃波で全体が圧縮を受けた時の平均的な温度である。実際の岩石は、幾つかの鉱物の集合体であり、それぞれの鉱物は異なる圧縮率を持ち、異なる熱エネルギーを得る。それらの熱エネルギーが平衡に達した時の温度が、上記の計算で得られる値である。図1に示す様に実際には時間の関数である。空隙がある試料の場合には、更に温度不均質さが大きくなると同時に、混合粉体のような粒子間結合が無い場合には、同一粒子の表面と内部でも温度差が生じ、その空間的に異なる温度は時間と共に複雑に変化する。そのため、計算された温度の意味は曖昧になる。実際の隕石衝突時にはこのような温度構造を考慮する必要があるのは言うまでもない。一方、混合粉体のような場合でも圧力は機械的に平衡になるため、比較的短時間に平衡が実現し、求められる圧力は均一性が高い。衝撃波速度が5km/s、粒径0.5 mmの粒子の場合、衝

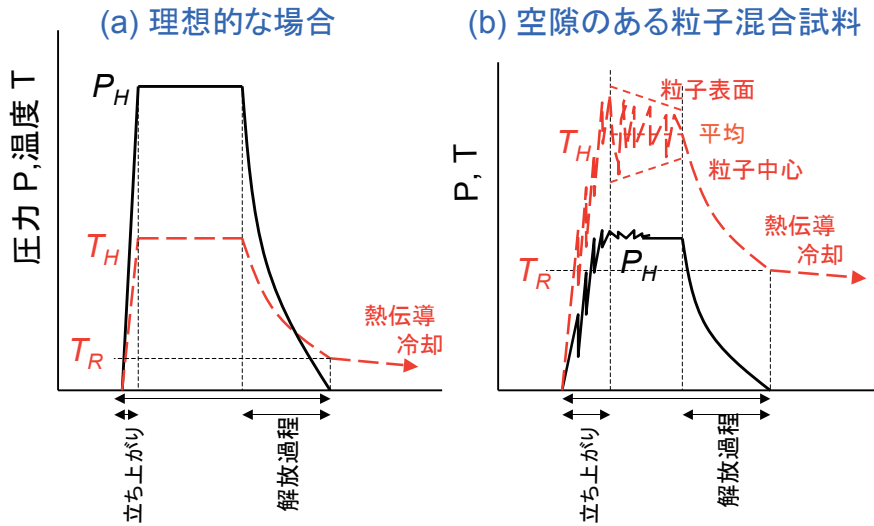


図1：衝撃波による状態変化の概念図。圧力の立ち上がりは速く、理想的な場合では圧縮状態は飛翔体のサイズに依存した時間続き、その後の解放過程は断熱膨張となる。温度はエントロピー増大の特殊な断熱圧縮プロセスにより衝撃温度 T_H に達するが、初期状態まで戻らず、残留温度 T_R からは周囲への熱伝導で徐々に冷却される。特に混合物で空隙のある場合には、衝突エネルギーは体積変化に費やされ、相対的に圧力上昇より温度上昇に寄与する。しかも、粒子間の温度差や粒子内での表面と内部との間の温度差が生じ、それらは熱平衡に達しない。従って、時間的にも空間的にも温度の分布が生じる。

衝撃波は0.1マイクロ秒で伝播し、1マイクロ秒間で複数回の反射を繰り返し圧力は十分に平衡に達する。

実験的に決めたパラメータは、種々の地球惑星物質を含めた多くの物質についてまとまっている[7, 8]。これらのうち衝撃波速度と粒子速度とには、多くの物質で線形の関係が認められる。代表的地球惑星物質(炭素質隕石、普通隕石、隕鉄、氷)については表1にまとめてある[9]。これらのデータから、衝突時の圧力は、インピーダンスマッチング法で求めることができる。インピーダンスマッチング法とは、異物質境界では衝撃波の伝播で両物質とも同一の圧力及び粒子速度となるという原理である。高インピーダンス物質に衝撃波が伝播すると圧力が増加し、低インピーダンス物質では圧力が低下する。最初の衝撃波の導入では、混合物ではそれぞれ物質のインピーダンスに応じた圧力

を受け圧縮される。衝撃波の反射を繰り返すことで均一な圧力に比較的短時間に達する。このようなパラメータ及び熱力学的パラメータを使うことで圧力と共に温度の値が得られる。

衝突再現実験は、2通りの方法で実施される。一つは所謂、衝撃試料回収法と呼ばれ、衝突実験後に得られた試料を観察・分析して衝突前の試料と比較する。もう一つは衝突時の状態を観察・計測し変化を理解するものである。研究対象とする現象は、比較的弱い衝突での割れや変形から脱水や相転移(固相相転移、融解、蒸発)などの化学変化や強い衝撃によるイオン化やプラズマ化などがあり、観測方法も千差万別である(例えば[10])ので、目的にあった高速衝突法や計測方法が必要である。高速衝突実験法は衝撃銃や爆薬などが使われてきたが、最近では高強度パルスレーザーを

表1：代表的地球惑星物質の衝撃波速度 U_s と粒子速度 U_p の関係 [9]
 $U_s(\text{km/s}) = C_0 + S U_p(\text{km/s})$

物質	密度(g/cm^3)	C_0	S	
炭素質隕石	2.2	1.87	1.48	
普通隕石	3.44	3.98	1.37	
隕鉄	7.85	3.93	1.58	
氷	1	1.7	1.71	$U_p < 2.5 \text{ km/s}$
		2.65	1.27	$U_p > 2.5 \text{ km/s}$

ここで C_0 (1気圧下でのバルク音速)及び S は実験的に求められた値である。

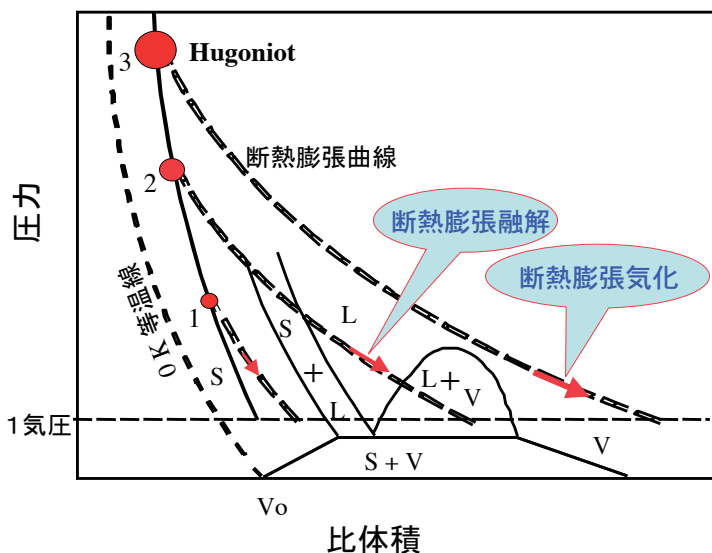


図2：圧力－体積の関係、及び衝撃波による圧縮過程と希薄波での解放過程が相図と共に示された概念図。衝撃圧縮されたユゴニオ状態からの解放過程の断熱膨張では高温状態を経る為、相図に依存する形で融解や蒸発が起こり得る。このような過程を通して比較的強い衝突を受けると、断熱膨張時に衝撃溶融や衝撃脱ガスが起きる。強い衝撃波では関数的に衝撃温度が上昇し、固体の密度の数倍で温度数万度のWarm dense物質となる。S, L, Vはそれぞれ固体、液体、気体を意味し、点1-3は衝撃圧縮で実現された圧縮状態で、それらの断熱膨張が破線で示されている。点1からはプロセス全体が固体であるが、点2からの場合には、断熱膨張途中で液体や気体が現れることが予想される。点3からは更に臨界点を越える状態を途中で通過することになる。

利用するレーザー衝撃法やパルス大電流による方法などが広く使われている[11]。特にパルス大電流では衝撃波の立たない動的圧縮(等エントロピー圧縮)が可能であり、衝撃圧縮に比べて温度を抑えた圧縮が可能である特徴がある。

2.2 衝撃圧縮と圧力解放過程

衝撃波の伝播で高密度状態ができるが、その後衝撃波の背後から衝撃波速度より速い速度の希薄波(圧力解放波)の到着で圧縮状態は解放される。その希薄波の発生は、飛翔体の形状や大きさなど衝撃波の発生方法及び標的の形状などで決まり、また何処まで圧力を解放するかもその発生法で決まってくる。この希薄波速度は、圧縮された媒体の縦波速度である。従って、隕石中に観察される組織や高圧鉱物がどう急冷されたかも、実はその解放過程で大きな差が生じている。例えば、実験的に解放過程をその場観察し、圧縮中の媒体が何処まで理論的な膨張過程である断熱膨張を経験したのかを決めることができたとしても、その希薄波に対応した希薄波(必ずしも圧力ゼロの希薄波とは限らない)が実際に発生することを確認できない限りは、

厳密には判定不可能である。こういう意味では、実験的な制約として圧縮時間の持続性ととともに実験室での検討には限界がある。しかしながら、必要な基礎データが無いことには衝撃変成の理解は進まず、衝突実験の存在意義は変わらない。従って、衝撃変成度の定量化の為には、将来的実験としてピーク圧力だけでなく圧力解放過程の速さの影響等を検討する必要がある。またユゴニオ状態からの部分圧力解放過程を実験的に決定することも、Riemann積分から可能である[12]。このような検討を行うことで、ユゴニオ状態だけでなく解放過程での物質(ユゴニオ状態で誘起され、圧力解放を受けつつある状態での物質)の挙動が詳細に理解できるようになる。このようなその場観察法も衝撃変成の理解を深めるのに役立つ必要がある。

衝撃圧縮の持続時間に関しては、衝撃波速度と飛翔体の大きさで決まるので実験室では限度があり、せいぜい数マイクロ秒程度までの再現実験に限られている。短い実験を行うことで圧縮時間の効果について検討を行うことはできるが、大規模な実験は実際上困難であり、数値計算に頼らざるを得ないのが現状である。同一標的に対して複数回の衝突実験は可能であり、単発

での実験結果と比較することで天然界での衝突実験を再現する試みはある。この時にも最後の解放過程での相や組織の凍結が問題になるかもしれない。

2.3 残留温度

図2には衝撃圧縮プロセスの圧力と体積の関係が相図のそれとオーバーラップされて示されている。固体を圧縮してそれプロセス全体を通して固体のままであると、その固体が弾性的に振る舞うか、塑性的に振る舞うかで最終的に観察される組織は異なる。特に高速歪みでは、歪みに伴って特徴的なすべり面が生じ、その摩擦熱で局所的に高温度となり得る。この結晶学的すべり現象が相転移メカニズムとなる場合もある。また、圧力の増加につれて全体の温度も上昇すると、すべり面の変化も起き得るのでより複雑になってくる。実際に静的圧縮下では、遅い相転移の場合でも衝撃圧縮下では容易に起きることも観察されている[13]。

しかし、原子拡散を伴って相転移するような場合には、Hugoniot データとして計測した圧力－密度関係が高密度相に類似していても、実際にはその高圧相が回収できない場合もある。多くのケイ酸塩では、高圧鉱物の凍結は実験的にはまれにしか確認されていない。また、斜長石や石英は、結晶構造が圧縮で乱れたままアモルファス相として凍結される場合もある。これらは通常の溶融ガラスに比べて密度や屈折率が大きく、衝撃圧縮で生成したものとして特徴付けられている。高圧相の回収率は、少量であったりする場合もある。これらの理由は、生成相の中には粒子サイズが小さく残留温度による影響で逆転換が起っていると考えられる場合もある。そのため、工業的に衝撃波でダイヤモンドを合成するには多量の銅粉と混合し、冷却を効果的にする工夫を行っている（この銅粉の効果のもう一つの大きな役割は、炭素だけを試料にするより高インピーダンスになり圧力を高める効果も見逃せない）。高圧生成相の逆転換を抑制するパラメータには、高圧相の熱的安定性が大きく効いている。あるいは低圧相の格子中の積層欠陥として取り込まれる形で、残留圧力の効果として安定化している場合もある[14]。また残留温度で再結晶化が起きる場合もある。初期状態が空隙を有する試料の場合には、特に衝撃温度とともに残留温度が高くなるので両者が重要である。実際の隕石では初期状態が不明なことが多く、詳細な検討は行

われていない。隕石中の高圧鉱物は特徴的に衝撃溶融帯(ショックベイン)の中に見つかっている（本特集号の他の論文参照）が、この溶融帯は母岩より高温を受けていることが知られている。

残留温度 T_R は、衝撃温度 T_H からの断熱膨張として下記の式で算出できる。

$$T_R = T_H \exp \left\{ - \int_{V_H}^{V_R} \frac{\gamma}{V} dV \right\}$$

ここで、 V_R と V_H はそれぞれ解放時およびユグニオでの体積である。

空隙のある試料では、圧縮によって得られる仕事量と圧力解放での仕事量との差を熱に換算した温度として計算できる。圧力解放プロセスは、空隙の有無に関わらず空隙の無い試料の圧縮曲線で近似されるので、空隙率が大きい場合には残留温度は関数的に高くなる事が理解できる。この点でも初期状態の把握が極めて重要となる。また、衝撃回収実験では、通常衝撃波の破壊から試料を護るため金属容器に挿入される。この時には、試料のインピーダンスと金属のそれとの関係で試料は単純な衝撃波を受ける訳ではなく、金属容器からの反射衝撃波を受ける。この場合には、試料は階段を上昇するように段階的な圧縮を受けるので、圧縮に伴う仕事量は単純な単発での圧縮に比べて、それぞれ同一ピーク圧まで達しても少なくなる。この為衝撃温度も低くなるし、残留温度も相対的に低くなる。

2.4 温度計測

このように見ると温度は実際に計測する必要がある。温度を計測することで、衝撃圧縮状態がより正確に理解できる。実際には輝度温度計や放射温度計である波長の光の輝度変化を計測し、下記のPlanckの式から黒体輻射ないしグレイボディとして扱い温度 T 及び放射率 ϵ を算出する。この式で定数 C_1 及び C_2 は下記の値である。

$$\begin{aligned} N_i &= \epsilon C_1 \lambda^{-5} / (\exp[C_2 / \lambda T] - 1) \\ C_1 &= 1.191 \times 10^{-16} \text{ Wm}^2 / \text{steradian} \\ C_2 &= 1.439 \times 10^{-2} \text{ mK} \end{aligned}$$

ここでピーク波長 $\lambda_{\max}$ はWien's変位則から $\lambda_{\max} = 2897.7 (\mu\text{m} \cdot \text{K}) / T$ となり、1000 Kでは赤外の $2.9 \mu\text{m}$ が中心波長であるが、5000 Kでは $0.58 \mu\text{m}$ の

可視光となり、大きく変化する。このような計測では、熱的で均質な発光であれば問題がないが、放射率が極めて小さい場合などには注意が必要である。特に比較的弱い衝撃波によるすべり面での発光やトリボルミネッセンスと呼ばれる局所的な非熱的発光も含まれるので、熱的なスペクトルとの区別が重要である。

一般的には、スペクトルは可視領域の波長で測定される。これは技術的に高速立ち上がりの計測器(光電管やストリークカメラ)が利用出来るからである。そのため、計測出来る温度範囲も2000 K程度からの高温域に限られる。より低温での温度計測には赤外域波長での計測器が必要である。また不透明試料の場合にはスペクトルは試料背後に接している窓材の熱的発光スペクトルを計測して、境界での熱伝導を仮定した方法で鉄の様な不透明体の衝撃温度を決定する[15]。透明な試料でも測定波長での透過率の変動や差などの事前検査をしておく必要がある。衝撃圧の関数として温度を測定することで、衝撃圧縮中に融解が起きることを検出することが可能となる。

不均質な試料での温度計測には、時間分解計測と同時に空間分解計測が要求される。衝撃変成の理解に重要な2000 K程度以下の温度計測は、あまり例は無いが氷や玄武岩で幾つかの例が知られている[16, 17, 18]。玄武岩で平均的な温度と高温度のホットスポットの温度とが計測され、実際の衝撃変成を考える上で重要な情報となっている。ショックペインのような高温帯の検出も実験条件を選択することで可能となろう。実際の温度測定では境界面の粗さでもスペクトルが変化し、衝撃圧縮下での試料の温度を正確に計測するには

種々の問題点を解決しながら検討する必要がある。残留温度に関しても計測することは可能であるが、赤外領域での計測が必要となる。その他の温度計測法には、ラマン分光法でのストークスとアンチストークスピーク強度比から温度を決定する方法[19]、EXAFS (Extended X-ray absorption fine structure) 分光法[20]や金属に対する中性子共鳴分光法[21]などに基づく温度決定法があるが、現状では実用的ではない。

2.5 衝撃溶融

図3には実際の衝撃回収実験で観察されたショックペインが示されている[22]。これはカンラン岩粉末と金属粉との混合物をステンレス容器に圧入し、ピーク衝撃圧約31 GPaで衝撃回収実験を行って得られた試料の断面である。金属が球状になって溶けた幅50 μm 程度の帯状の部分があることが分かる。周囲に比べてこの部分だけ高温になったと理解できる。ピーク圧力や空隙率の衝突条件を変えて同様な実験を行ったが、再現はできていない。ただ特徴として、衝撃波の伝播方向に約45度傾斜した円錐上の位置にこの高温部が観察されている点である。

このような高温部はプール状の組織を持つメルトポケットとしても知られている。メルトポケットは衝撃波の伝播以前に空隙があり、その空隙を起点として高温が局所的に発生したと理解できるが、ショックペインは局所的すべり摩擦での高温発生と理解できる。この実験で得られた融解部分の化学組成は、通常の融解実験で得られるものとは大きく異なり、融解部分にもともと存在していた、隣り合う鉱物粒子同士の部分溶

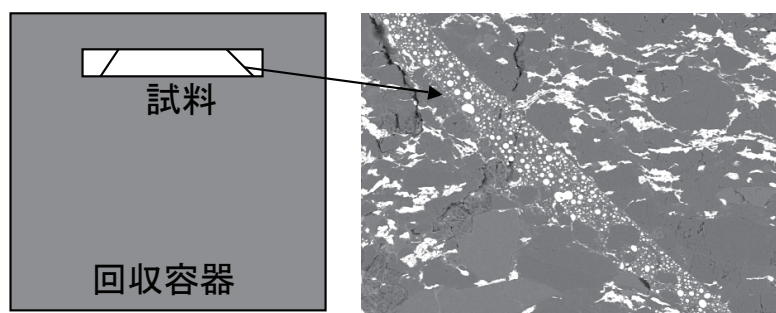


図3：衝撃回収実験で生成したショックペイン[21]。ステンレス衝撃回収容器(左図：長さ30 mm、直径30 mm)中でピーク圧30.8 GPaから回収されたカンラン岩と金属鉄の混合物の走査電子顕微鏡(SEM)像。ショックペイン中の金属粒子(白色部)が球状であり、母岩中の金属粒子はケイ酸塩(灰色部)粒間に横方向(衝撃波伝播方向に垂直)に分布した不規則形であることに注目し、大きな温度差が認められる。横幅は約465 μm 。

融混合物となっている。これらのことから、衝撃波の伝播で粒子間に摩擦が生じ、その熱も加わり部分溶融が起きていることが分かる。ショックペイン中では面同士のすべり摩擦で生じた熱が寄与している。従って、圧力が大きい程、面積が広い程、すべり距離が大きい程、ショックペインの幅が狭い程、摩擦熱が効果的に発生し高温度になると考えられる。こう考えると、強い衝撃波が伝播中にすべりが起きた方がより高温になる。通常考えられているようなシアー応力によるメカニズムでは、弾塑性転移時にシアー応力が最大になり、比較的弱い衝撃波でもショックペインが生成することになるが、これらの発生メカニズムに関する詳細な実験的検討が必要だと強く思われる。

最近、多くの高压鉱物が隕石中に見つかるようになり(本特集集中の関連論文参照)、それらの高压相の相図から生成条件が推定されている。ショックペインのもう一つの特徴は、その中に高压鉱物が観察されるという点である。ショックペイン中のカンラン石や輝石などのケイ酸塩の高压鉱物の共存関係において平衡が成り立てば、準静的超高压実験結果に基づく温度や圧力の束縛条件の推定が可能であるが、この仮定の検証が必要である。また束縛が可能であったとしても、温度や圧力の定量化は原理的に困難である。また、これらのケイ酸塩高压鉱物の生成に関する衝撃実験での確認は、皆無ではないが非常に限定的である現状がある。火星隕石などに対しては、上で述べた衝撃圧縮で形成される斜長石ガラス(マスケリナイト)の化学組成と屈折率をパラメータとして、実験試料の結果に基づき等圧線を決めて圧力推定を行うことが可能である[23]。しかし、全ての化学組成で準備されては無く、また屈折率の決定には粒子サイズの限界があり、万能とはいえない。前述のように残留温度でのアニーリングなど解放過程での変化の有無も考慮する必要がある。石英などのPDFの方位関係分布にも圧力依存性が知られている。特に、高压鉱物の共存関係から推定した圧力範囲(大凡20-30 GPaに入る)と従来の典型的な鉱物に関するそれに対応した衝撃度のスケール45 GPa以上[3]とは、推定ピーク圧力に関して大きなずれが明らかになってきた[24]。この問題点を解決する為にも、衝撃圧縮プロセスでの温度変化を更に定量化する必要があると考えられる。

3. まとめと展望

ここでは、衝撃圧縮プロセスに伴う温度と圧力の変化を理解する上で基礎となる事項について述べた。衝突前の初期状態に大きく依存した時間的・空間的变化が、衝突現象に伴う物質進化では重要であることが分かる。天体における衝突では、その痕跡は後に続く大きな衝突で消されることが起きるが、衝突の空間的不均質性などで全てが消去されないこともあり得ると理解できよう。そのような物質進化で重要なのは、衝突エネルギーの分配による種々の現象の理解であろう。その為には入手可能な個々の試料から得られる衝撃変成度の定量的な情報とその総合が必要である。少しずつではあるが、粒子1個からの衝撃度の評価に向けて研究が進みつつあり[25]、将来的には、薄片試料中の圧力分布から衝撃波の伝播方向や強さが読み取れる様な方法が可能となるであろう。また、ケイ酸塩以外の共存鉱物への衝撃効果も加味した複眼的な方法[9, 26]も必要だろう。これらの方法により局所的な温度や圧力に関する情報が得られ、より詳細な衝撃変成度として衝突現象の解明に役立つものと期待したい。

謝 辞

北海道大学低温科学研究所で開催された衝突研究会での講演をもとに、本特集号に寄稿する機会が得られたことを研究会関係者に感謝する。また、査読を行って頂き、有益なコメント及び修正箇所の指摘を頂きました富岡博士と匿名の査読者にこころより感謝したい。

参考文献

- [1] Schulte, P. et al., 2010, Science 327, 1214.
- [2] Meteorite Bulletin Database, <http://www.lpi.usra.edu/meteor/metbull.php?code=16988>
- [3] Sakamoto, M. et al., 2010, Met. Planet. Sci. 45, 32.
- [4] Stöffler, D. et al., 1991, Geochim. Cosmochim. Acta 55, 3845.
- [5] Johnson, J. N. and Cheret, R., 1998, Classic Papers in Shock Compression Science (New York: Springer)
- [6] McQueen, R. G. et al., 1967, J. Geophys. Res. 72,

4999.

- [7] Marsh, S. P., 1980, LASL Shock Hugoniot Data (Berkeley: University of California Press).
- [8] Ahrens, T. J. (ed), 1995, Mineral Physics & Crystallography: A Handbook of Physical Constants AGU reference Shelf 2 (Washington, D.C.: AGU).
- [9] Zhang, F. and Sekine, T., 2007, Geochim. Cosmochim. Acta 71, 4125.
- [10] Kurosawa, K. et al., 2010, Geophys. Res. Lett. 37, L23203.
- [11] 高圧力の科学と技術, 2007, 17巻 4 号特集.
- [12] Boslough, M. B. and Asay, J. R., 1993, High-Pressure Shock Compression of Solids (New York: Springer-Verlag), 7.
- [13] Sekine, T. and Kobayashi, T., 2011, Phys. Chem. Mineral. 38, 305.
- [14] Tschauner, O. et al., 2009, Proc. Nat. Acade. Sci. 106, 13691.
- [15] Yoo, C. S. et al., 1993, Phys. Rev. Lett. 70, 3931.
- [16] Stewart, S. T. et al., 2008, Geophys. Res. Lett. 35, L23203.
- [17] Stewart, S. T. et al., 2006, Shock Comp. Cond. Matter-2005, 1484.
- [18] Seifert, A. and Obst, A. W., 2007, Intern. J. Thermophys. 28, 934.
- [19] Long, D. A., 1977, Raman Spectroscopy (New York: McGraw-Hill).
- [20] Yaakobi, B. et al., 2005, Phys. Rev. Lett. 95, 075501.
- [21] Yuan, V. W., 2005, Phys. Rev. Lett. 94, 125504.
- [22] Hirata, N. et al., 2009, Phys. Earth Planet. Int. 174, 227.
- [23] Fritz, J. et al., 2005, Antar. Met. Res. 18, 96.
- [24] Ozawa, S. et al., 2009, Met. Planet. Sci. 44, 1771.
- [25] Kayama, M. et al., 投稿中.
- [26] Bennett, III, M. and McSween, Jr., H. Y., 1996, Met. Planet. Sci. 31, 255.