



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	氷天体の衝突破壊とクレーター形成過程
Author(s)	荒川, 政彦
Description	3章 惑星における氷の物理と化学
Citation	低温科学, 66, 113-121
Issue Date	2008-03-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/34720
Type	departmental bulletin paper
File Information	ARAKAWA.pdf





氷天体の衝突破壊とクレーター形成過程



荒川 政彦 名古屋大学大学院環境学研究科

氷衛星上の衝突クレーターや外惑星領域における惑星・衛星の衝突集積過程に関連して、氷を用いた高速度衝突実験が行われている。氷の衝突実験は融けやすい氷の取り扱いに問題が生じ精度の高い実験をすることが難しかったが、衝突実験装置自体を大型の低温室に設置することによりその問題が解決され、研究が飛躍的に進歩した。特に水中を伝播する衝撃波や破壊素過程の理解が進み、さらに弾丸にも氷を用いた高速度衝突実験が衝突速度 700 m/s まで可能となった。その結果、氷クレーターの形態変化やスケール則及び氷の衝突破壊強度が明らかになった。

1. 氷衛星の衝突クレーター

外惑星領域を広く観測したボイジャー探査機や木星とその衛星を観測したガリレオ探査機、さらに現在土星を観測しているカッシーニ探査機により、氷衛星の表面には月面と同様に数多くのクレーターがあることが知られるようになった。このクレーターのほとんどは小天体が高速度で衝突して形成した衝突孔であることが知られている。その大きさは 1 km 以下の小さなものから天体半径にも及ぶ大きなものまで様々であり、大きさに従ってその形態も変化する。この形態変化は基本的には月クレーターの観測から明らかになった結果に準じている。比較的小さなクレーターは単純クレーターと呼ばれており、お碗型クレーターや平底型クレーターがこれに分類される¹⁾。10 km を越えるような大きなクレーターは複雑クレーターと呼ばれるものが多く、中央丘型クレーターやピークリング型クレーターがこれに分類される。さらに氷衛星では中央丘型クレーターより大きなクレーターで、ピット型クレーターと呼ばれる中央部分に狭くて深い穴があいたクレーターが観測される。このピット型クレーターは表層に凍土を持つと言われる火星にも観測されているが、月、水星、地球では見られないことから、その成因に氷が深く関係していると考えられている。単純クレーターから複雑クレーターへと遷移するクレーターサイズは天体の重力加速度 (g) や地殻の構成物質に依存することが知られており、特に重力加速度に関しては水星、金星、地球、月を比べると遷移サイズが g^{-1} の関係にあることがわかる。一方、火星や氷衛星は地殻の構成物質として多くの氷を含むため、遷移サイズが系統的に小さくなることがわかっている。これらのことから複雑クレーターの形成には地殻物質の流動が重要な役割を果たすことが予想されているが詳細については未だに良く分かっていない。そこでこれまでの衝突実験では、主

に単純クレーターの形成メカニズムについての研究がなされてきた。特に月で見られる単純クレーターの 1 つであるお碗型クレーターの深さ・直径比についてはかなり良く研究されており、その値は約 0.2 であることがわかっている。一方、氷衛星上のクレーターではその半分の 0.1 程度のものが多く、直径に対して浅いクレーターが形成される。さらに氷地殻は岩石地殻と比べて温度上昇の影響を受けやすく、数十度の温度変化で流動性は劇的に変化する。何らかの理由で地殻の温度が上昇すると氷衛星上のクレーターは容易に緩和し、最後にはクレーターの深さが 0 m になり、丸い形状のクレーターの跡だけが残される。このクレーター痕はパリンプセスト（幽霊クレーター）と呼ばれている。

2. 氷衝突クレーターの再現実験

氷衛星上のクレーターを実験室で再現するために、これまで氷上への衝突実験が行われてきた。氷衛星が存在する外惑星領域では衝突する小天体も氷を構成物質とする天体であると思われるので、クレーター形成実験を行うには氷を弾丸として用いるのが良い。そこで Kato et al. 1995²⁾ では、北海道大学低温科学研究所の大型低温室にガス銃を設置してクレーター形成実験を行った。−18°C にまで冷却された低温室で氷弾丸を高圧ヘリウムガスで加速し、最高 700 m/s まで氷弾丸を破壊せずに打ち出すことに成功した。この手法を用いて氷・氷衝突実験を行い、氷クレーターの形成に関して初めて系統的な結果を得ることに成功した（図 1）。氷・氷衝突では 100 m/s から 200 m/s の低衝突速度の場合、中央に平らな凹みがある浅いテーブル型クレーターが形成される。しかし衝突速度が 300 m/s を越えるようになると中央に深い孔が形成され、その周囲は表面が薄くはがされ広くて浅い凹みが形成される。この様なタイプのクレーターを

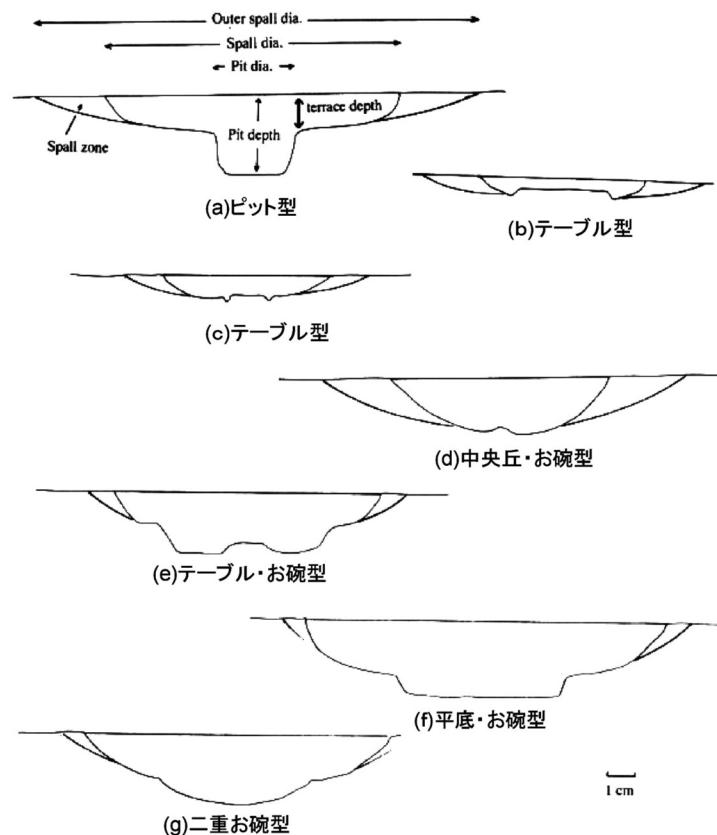


図 1：様々な弾丸により形成される氷衝突クレーターの断面図。(a) 氷弾丸（衝突速度 388 m/s），(b) 氷弾丸（衝突速度 299 m/s），(c) ポリカーボネート弾丸（衝突速度 227 m/s），(d) アルミ弾丸（衝突速度 176 m/s），(e) アルミ弾丸（衝突速度 227 m/s），(f) アルミ弾丸（衝突速度 290 m/s），(g) 玄武岩弾丸（衝突速度 256 m/s）。すべての弾丸のサイズは直径 15 mm，高さ 10 mm。（図は Kato et al., 1995²⁾ より一部変更）。

ピット型クレーターと呼ぶ。良く似た形状をしたクレーターが氷衛星特有なものとして観測されているが，その成因が同じであるかは今のところ不明である。ピット型クレーターの中央の深い孔（ピット）は衝突点直下の氷が衝撃圧力により剪断破壊を受けて形成されるものであるが，氷以外の弾丸ではこのような深くて狭い孔は形成されない。例えばアルミの弾丸や玄武岩の弾丸を用いると 250 m/s を越える衝突速度ではお碗型に近いクレーターや平底型クレーターが現れることが知られている。弾丸が氷であることがピットの原因であることは確かであるが，その理由は今のところ不明である。ピットの周囲の浅い凹みはスポール領域と呼ばれている。このスポール領域は強い圧縮波が氷表面で反射することにより作られる（反射波）。この反射波は強い引っ張り応力を生ずる波であり，氷表面で同心円状に引っ張り破壊を引き起こす。この同心円状の引っ張り破壊がスポール領域の原因となる。

3. 衝突クレーターのスケール則とその改良

3.1 スケール則

衝突クレーターの形成効率はいままで主に砂を用いて計測されてきた。その結果，弾丸の物性や運動エネルギー，そして衝突角度によってどのようにクレーターサイズが変化するかが経験則として得られてきた。さらに砂以外の結合力を持たない物質を用いた実験も数多く行われており，その結果をまとめることによりクレーターのスケール則が提案されている。クレーターのスケール則とはクレーターのサイズや形状と衝突条件を結びつけるもので，実験結果を説明するためのスケールリングパラメーターが提案されている。現在はこのパラメーターを用いて惑星衝突への応用がなされている。提案されているスケール則ではクレーター形成を支配する物理過程をもとにして，2つのカテゴリーに分けて論ずることが多い³⁾。それは物質強度 (Y) が支配する領域と重力 (g) が支配する領域に分けられ，強度と重力により決まるクレーターサイズ $D^* = Y/\rho g$ を境にして，サイズが小さい

と強度が支配し、大きいと重力が支配すると言われている。代表的な氷衛星であるガニメデやカリストでは氷地殻を仮定するとこの D^* は数 km となる。大きな衛星表面はレゴリスと呼ばれる衝突破片で覆われることが多いので実際の Y は氷の強度 (数 10 MPa) よりは遥かに低くなる。しかしながらガニメデなどの熱進化が進んだ衛星では水が表面で凍結するような再表面化が起きた可能性もある。その場合は上述の様に氷の強度を持った地殻を想定する必要がある。

3.2 強度支配域のスケール則

重力支配域においては砂のような強度を持たない物質を用いてクレータースケール則が構築されてきた。この領域ではクレータースケールは弾丸の運動エネルギーの約 $1/4$ 乗に比例することがわかっており、逆に重力に反比例してそのサイズは小さくなる⁴⁾。一方、強度支配域においては系統的な研究が少なくいまだにコンセンサスは得られていない。ある研究ではクレータースケールは運動エネルギーの約 $2/5$ 乗に比例し、強度には反比例して小さくなると言われている。岩石を用いた強度支配域における実験には大きな標的と高速度・大運動エネルギーを持った弾丸を必要とするため実験例は大変に限られている。しかし氷は 1 m 程度の試料も簡単に準備することができ、強度も岩石の $1/10$ 程度なので弾丸速度も比較的遅いもので実験が可能である。そこで Kato et al. 1995²⁾ や Iijima et al. 1995⁵⁾ では系統的な氷衝突クレーターの形成実験を行い強度支配域におけるクレータースケール則の改良を試みた。図 2 はクレータースケールと弾丸の運動エネルギーの関係を示した図である。弾丸には氷だけでなくアルミや玄武岩、そしてポリカーボネートを用いている。この図を見て分かる様に 100 J 以下では氷弾丸によって形成されるクレータースケールは他の弾丸と比べて系統的に小さくなっている。さらにこの 100 J を境に氷弾丸の結果は大きく屈曲しているように見える。この変化はクレータースケールの形態変化とも対応しており、このあたりでテーブル型からピット型へのクレータースケール形態変化が起こっている。一方、他の弾丸ではこのような形態変化に伴う屈曲点は見られず、実験結果は一つのべき乗関係で整理することができる。ここで見られる氷弾丸と他の弾丸における系統的な差は、弾丸の物性に依存していると考えられる。そこで物性を考慮したパラメータを用いてこの図を整理することにする。Mizutani et al. 1983⁴⁾ ではクレータースケールのサイズを決める物理量として終段階有効エネルギーを提案している。終段階有効エネルギーとは衝突点圧力と弾丸の体積を掛けただけで表される量で、弾丸と標的の物性値は衝突点圧力に反映されている。後

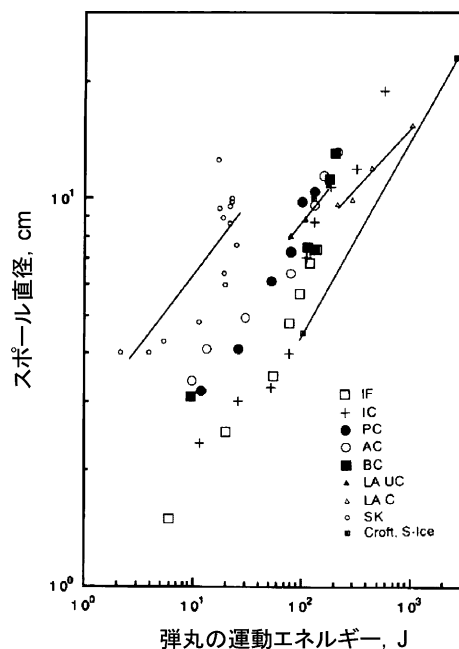


図 2：衝突クレーターのスポール直径と弾丸の運動エネルギーの関係。シンボルの意味は以下の通りで、弾丸と氷の種類を意味する。IF 氷・細粒氷、IC 氷・柱状氷、PC ポリカーボネート・柱状氷、AC アルミ・柱状氷、BC 玄武岩・柱状氷、LA¹⁹⁾ UC 棒無し条件、LA¹⁹⁾ C 棒有り条件、SK³⁾、Croft S-ice²⁰⁾。(図は Kato et al., 1995²⁾ より一部変更)。

に詳しく説明するが衝突点圧力は衝突速度の 1 乗から 2 乗に比例する。弾丸の体積は等圧核 (isobaric core) と言われる衝突規模を表す代表的な量であるが、この量は後に Iijima et al. 1995⁵⁾ によって改良されている。Iijima et al. では衝突点での衝撃波形を直接測定することにより、この等圧核のサイズを正確に求めることを試みた。一般に等圧核の大きさは衝撃波の持続時間に比例する。そして持続時間は弾丸内を往復する衝撃波の通過時間で近似することができる。ところが氷弾丸の場合この理論値の 50 から 75% しか持続時間がないことがわかった。この理由ははっきりとは分からないが、氷弾丸が衝撃圧縮時に破壊される事や、他の弾丸と比べて標的内に潜りこむ量が小さい事が影響しているのかもしれない。結果的に氷弾丸の場合、等圧核の大きさは弾丸の半径程度で最も良く説明できるが、他の弾丸と比べて半分程度の大きさと言える。この等圧核のサイズに関する改良を加えた終段階有効エネルギーを用いて図 2 を改訂すると図 3 のようになる。この図においては図 2 で見られた氷と他の弾丸の系統的な差や氷弾丸の結果で見られた屈曲点などはほとんど消え去っており、すべての実験結果は以下の式で整理することができる。

$$D_s = 0.5 \cdot E_{ls}^{*0.6} \quad (1)$$

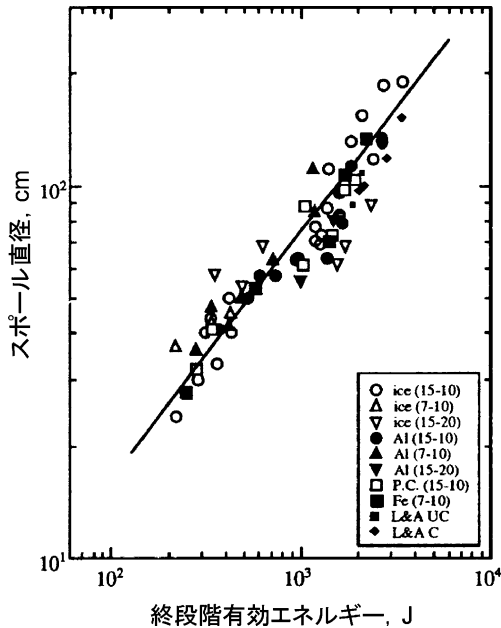


図3：スポール直径と終段階有効エネルギーの関係。Ice, Al, P.C., Fe は弾丸の種類を表す。括弧内の数字は弾丸の直径と高さ (mm)。L&A UC, L&A C は図2の LA UC, L&A C と同じ。図は Iijima et al., 1995⁵⁾ より一部変更。

ここで D_s はスポール直径 (mm), E_{is}^* は改訂した終段階有効エネルギー (J) である。Kawakami et al. 1983³⁾ では強度支配域におけるクレーターサイズは弾丸エネルギーの 0.4 乗に比例すると提案している。この値は式(1)のべき乗 0.6 と有意に異なるので強度支配域におけるスケール則は見直しが必要であると思われる。Mizutani ら³⁾⁴⁾ の理論におけるべき乗 0.4 の根拠は、クレーター孔を作る破壊エネルギーがその体積に比例するということと破壊強度がサイズの $-1/2$ に比例するという破壊強度のサイズ依存性である。この両方を見直すべきなのかどうかは分からないが、強度支配域におけるクレータースケール則の改良には衝突点近傍における衝突の素過程をもっと詳しく知る必要があるのは確かである。

4. 衝突点近傍の物理

4.1 水のユゴニオ

弾丸が高速で衝突した時に衝突点において発生する物理状態は衝撃波が伝播する時の波面前後における質量・運動量・エネルギー保存から見積もることができる。特に衝突点圧力 (P) は以下の式を用いて計算できる。

$$P = \rho_0 \cdot U_s \cdot u_p \quad (2)$$

ここで ρ_0 は初期密度, U_s は衝撃波速度, u_p は粒子速度である。さらに衝撃波速度と粒子速度には以下のような

半理論的な関係があることが広く知られており、実験的にはそれぞれのパラメーター (C_0 , s) が計測されている⁶⁾。

$$U_s = C_0 + s \cdot u_p \quad (3)$$

ここで C_0 はバルク音速, s は実験で経験的に決める量である。 -10°C の時の氷のユゴニオ状態方程式は Gaffney 1987⁷⁾ により 150 MPa から 50 GPa という広い範囲でまとめられている。彼らによれば 8 GPa より高い圧力が発生する時、衝撃圧縮時に氷は融解して水になっていると考えられ、その時の式 (3) に相当する関係式は以下ようになる。

$$U_s = 1.32 + 1.68 u_p - 0.035 u_p^2 \quad (4)$$

ここでこの式の数値次元はすべて km/s である。8 GPa 以下では氷のユゴニオは大変複雑となる。これは氷の高圧相が狭い圧力範囲で次々と現れることと、氷 Ih の相転移曲線が圧力に対して負の傾きを持つことに由来する。衝撃圧力が 600 MPa から 2 GPa の範囲では氷 VI への相転移が起こり、その範囲でのユゴニオは以下の式を用いて求められる。

$$U_s = 677 + 2.05 u_p \quad (5)$$

ここでこの式の数値次元はすべて m/s である。この圧力範囲より上でも下でも (非常に低い圧力を除いては)、氷は衝撃圧縮下において水と高圧相水の混合物である可能性が高く、計測される衝撃波の波形は極めて複雑となる。

4.2 ユゴニオ弾性限界

Kato et al. 2001⁸⁾ ではピエゾ抵抗型の圧力ゲージを用いて 1 GPa 以下での衝撃波の直接測定を試みている。その結果、氷が剪断強度を失い流体的に振る舞うようになるユゴニオ弾性限界 (HEL) が 100 MPa から 300 MPa の間にあることが分かった。さらに波形を詳しく解析すると、この HEL から 600 MPa までの圧力上昇には $1 \mu\text{s}$ 以上の長い時間がかかっていることがわかった。このような特徴は圧力上昇とともに波の速度が減少するような時に起こるため、そういう意味ではこの領域の波は衝撃波とは言えない。Kato らの解析から図4に描かれた曲線のように、衝撃圧力の増加とともに衝撃波速度が減少することがわかった。多くの脆性物質では HEL を境に先行する弾性波から衝撃波へは不連続に衝撃波速度が変化するため、氷のような傾斜の緩い波は観測されない。氷に見られる HEL 直上でのこのような振る舞いの理由は今のところ良くわかっていない。これまでの議論は -10°C 近傍の氷についてであったが、氷衛星の表層はずっと低い温度環境にあるので、ユゴニオの温度依存性

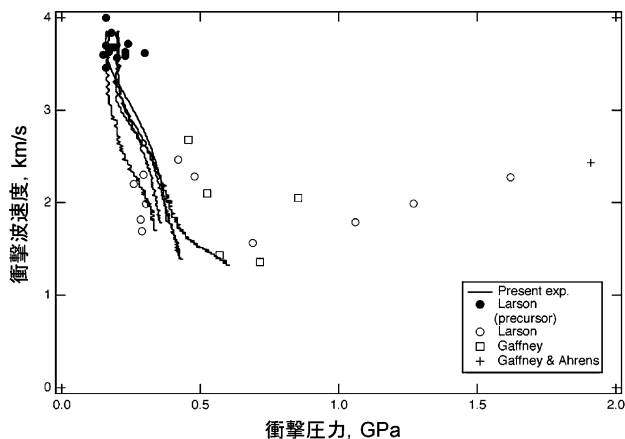


図4：衝撃圧力・衝撃波速度に関する水のユゴニオデータ。Present exp.の実線はKato et al., 2001⁸⁾からのデータ。他のシンボルは、7), 21), 22)による。(図はKato et al., 2001⁸⁾より一部変更)。

は重要である。そこで -173°C の低温下で水のユゴニオがStewart and Ahrens 2005⁹⁾によって計測された。彼らは内部ゲージにより粒子速度と衝撃波速度を求める方法で -10°C におけるユゴニオをも再計測し、それにより低圧力における水ユゴニオの精度が向上した。その結果、水の衝撃融解に必要な衝撃圧がこれまで考えられてきたものより、かなり低いことが分かった。彼らによれば、氷が完全融解するには2.5 GPa (-10°C)と4.1 GPa (-173°C)の発生圧力で充分である。

5. 衝撃波の減衰過程

5.1 衝撃圧力の減衰率

衝突点で発生した衝撃波は試料内部を球面波として伝播する。そして伝播する間に波面が広がり様々な非可逆過程を経ることによってエネルギーを損失し圧力が減衰してゆく。この圧力減衰過程はクレーター形成においてそのサイズを決める最も重要な過程であり、この後に出てくる衝突破壊においてもその破壊の程度を決める重要な過程である。そこでKato et al. 2001⁸⁾では、衝突点より3 mm から60 mm 離れた所にピエゾ抵抗型圧力ゲージを設置して衝撃圧力の減衰過程を実験的に調べた。衝突点圧力を0.6 GPaと0.87 GPaに固定し、各距離における最高衝撃圧をプロットしたものを図5に示す。ただし、横軸の距離は弾丸半径で規格化してある。比較のため点線と二点鎖線で玄武岩中における衝撃圧力の減衰を示す。図を見ると明らかに氷の圧力減衰曲線は玄武岩と比べて傾きが緩いことがわかる。衝撃圧の減衰過程は以下の式を用いて一般的に書くことができる。

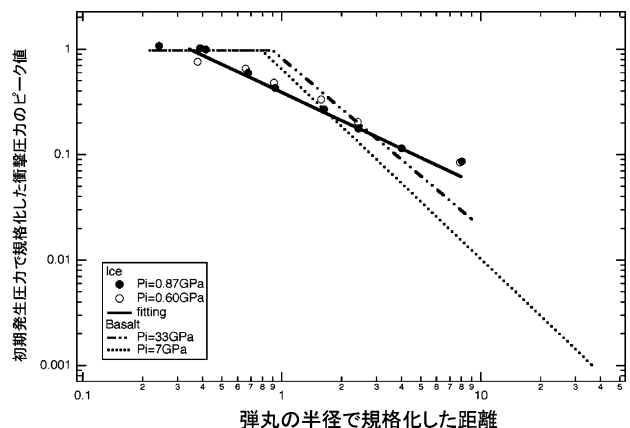


図5：衝撃圧力と伝播距離の関係。比較のため玄武岩中での関係¹¹⁾も点線と二点鎖線で示している。(図はKato et al., 2001⁸⁾より一部変更)。

$$P(r) = P_0 \cdot \left(\frac{L_p}{r} \right)^{\alpha} \quad (6)$$

ここで L_p は弾丸サイズ、 r は衝突点からの距離である。玄武岩の場合は圧力の減衰係数 α は約2であった。一方、氷の場合では減衰率は0.89となった。また等圧核を示す衝突点圧力を表す領域は玄武岩の場合は弾丸半径程度にまで広がっているが、氷の場合は弾丸半径の0.4倍程度から減衰が始まってしまう。この様に弾丸半径の10倍程度までの衝突点近傍における圧力の減衰は氷と玄武岩では大きく異なっている。実際のクレーターや衝突破壊を議論するにはさらに遠い距離での減衰率も調べる必要がある。そこでArakawa 1999¹⁰⁾では弾丸半径の60から70倍離れた所の衝撃圧力を自由表面速度の計測により推定し、衝突点から遠い所での圧力減衰率を推測した。試料の自由表面における粒子速度(u_{fs})は近似的に衝撃波により加速された粒子速度(u_p)と $u_{fs} = 2 u_p$ のような関係を持つ事が知られている(自由表面近似)。そこで衝撃波により加速される粒子速度がその物質のバルク音速より充分に小さい場合には以下のような近似式が成立する。

$$P = \rho_0 \cdot C_0 \cdot \frac{u_{fs}}{2} \quad (7)$$

Arakawa 1999¹⁰⁾ではサイズの異なる氷ブロックを用いて衝突破壊実験を行い、衝突点の真反対の場所(反対点)から飛び出す破片の速度を計測している。この反対点における自由表面速度のことを反対点速度(Antipodal Velocity)という。図6にこの方法により求めた衝撃圧力と衝突点からの距離の関係を示す。右縦軸が圧力軸である。横軸は試料サイズとなっているが衝撃波の伝播距離と考えて良い。弾丸の半径が0.8 mmなので、弾丸半径

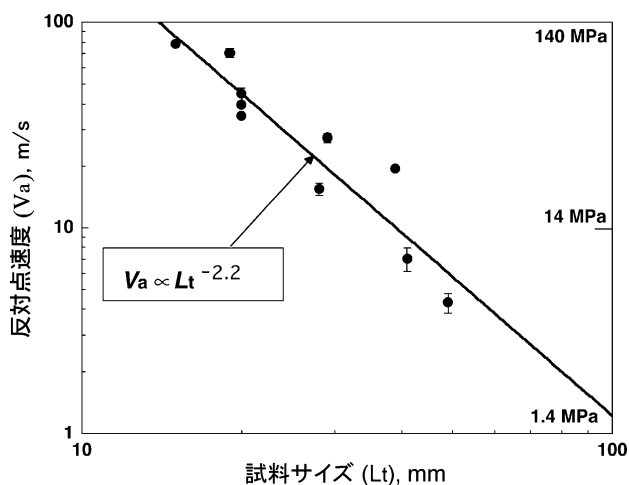


図6：反対点速度の試料サイズ依存性。弾丸は7 mgのナイロン製であり、衝突速度は3.9 km/s。(図はArakawa, 1999¹⁰⁾より一部変更)。

の60から70倍程度の距離まで衝撃圧力を計測していることになる。この結果、衝突点から離れたところでは圧力減衰率は2.2となり、近傍の0.9と比べてかなり大きくなっていることがわかる。この値は玄武岩の値とも近くなる¹¹⁾。

5.2 衝撃波と破壊領域の伝播

氷は可視光に対して透明であるので氷内部を伝播する衝撃波を可視化することが可能である。衝撃波は密度の不連続面であるので屈折率も大きく変化する。そこで平行光線を用いたシュリーレン光学系やシャドウグラフ光学系を用いると、氷内部を伝播する衝撃波を可視化することが可能となる。図7にこのような原理に基づいて氷

中を伝播する衝撃波を可視化した写真を示す¹²⁾。撮影はイメージコンバーターカメラを用いており、露光時間は100 nsで撮影間隔は500 nsである。氷は一辺40 mmの多結晶立方体を用いており、その結晶粒界が横線となっていくつか見えている。この写真では1.6 mmのナイロンの玉が左端中央に3.6 km/sで衝突している。1 μ sでは衝突点から半円状に黒い領域が広がっていることから、綺麗な球面波として衝撃波が伝播していることを意味する。2 μ sを過ぎると先行する半円との間に透明な領域を置いて後に続く黒い半円領域が分離して観察される。先行する半円は先行弾性波で後続の黒い領域の先端部はメインの衝撃波面を表しているのかもしれない。しかしながらこの後続する黒い領域の先端は徐々に形状が乱れ、5.5 μ sでは放射状のクラックが幾つも成長するのが観察される。回収した氷試料の薄片写真観察等から、この黒い半円領域の先端は衝撃波の先端というよりも剪断破壊面の先端を見ている可能性が高いことが指摘されている。この剪断破壊面はfailure waveとも呼ばれ破壊を伴う波として記述されるようになってきているが、その実体は未だはっきりしないところが多い¹³⁾。剪断破壊面が観察される限界距離(20 mm)から氷の動的な剪断破壊強度を求める試みがなされている。この限界距離における衝撃圧力は図6から80 MPa程度と推定できる。そこで良く知られている変位を拘束した一軸圧縮に関する関係式 $\tau = [(1-2\nu)/2(1-\nu)]P$ から、剪断破壊強度(τ)を21 MPaと見積もることができる。ここで $P=80$ MPa、 ν はポアソン比で0.325を用いている。

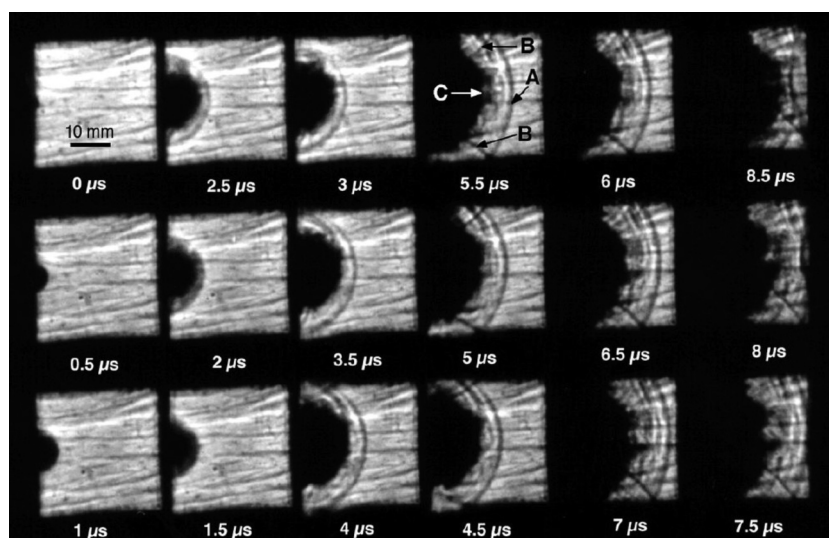


図7：イメージコンバーターカメラにより撮影された氷中を伝播する衝撃波と破壊の進行。衝突速度は3.6 km/sでナイロン製7 mgの弾丸が左方向から衝突している。A, B, Cはそれぞれ先行弾性波、反射波、破壊領域を示す。(図はArakawa et al., 2000¹²⁾から転載)。

6. 衝突破壊

6.1 衝突破片のサイズ分布

衝突破壊強度に関する研究は小惑星の起源や惑星形成過程に関連してまず岩石について実験が始まった。氷の衝突破壊強度に関しては先駆的な研究が Lange and Ahrens, 1981¹⁴⁾ や Kawakami et al., 1983³⁾ により行われてきたが、室温で実験を行っていたため氷試料の品質や氷破片測定において精度の高い結果を得ることは難しかった。Kato et al., 1995²⁾ ではこれらの問題点をすべて克服するために -18°C の低温室に衝突実験装置を設置し、均質な多結晶氷を用いて実験を行った。その結果、衝突破片をすべて融かすことなく回収し計測することに成功している。Kato らの実験に引き続き行われた Arakawa ら¹⁰⁾¹⁵⁾ の実験もすべて低温室に設置した衝突実験装置を用いて行われている。衝突回収破片を計測して得られる衝突破片の積算個数分布の一例を図8に示す。横軸は標的の初期質量で規格化した破片質量で、縦軸はある質量以上のすべての破片を積算した個数を表す。縦軸が1の時の規格化破片質量はそれぞれの衝突破壊で得られる最大破片を表す。図8では 3.9 km/s で約 7 mg のナイロン弾丸を 50 から 100 mm の氷立方体に衝突させた時の結果を示している。試料サイズが大きいくほど最大破片が大きくなり、最終的な積算個数が少なくなる傾向になることがわかる。試料サイズが小さくなるにつれて最大破片からの積算個数の増え方が急になることがわかる。規格化破片質量が 10^{-3} 以下では積算個数分布の傾きがほぼ一定になっており、これは積算個数(N)が $N = a(m/M_t)^{-b}$ というべき乗則に従っていることを表して

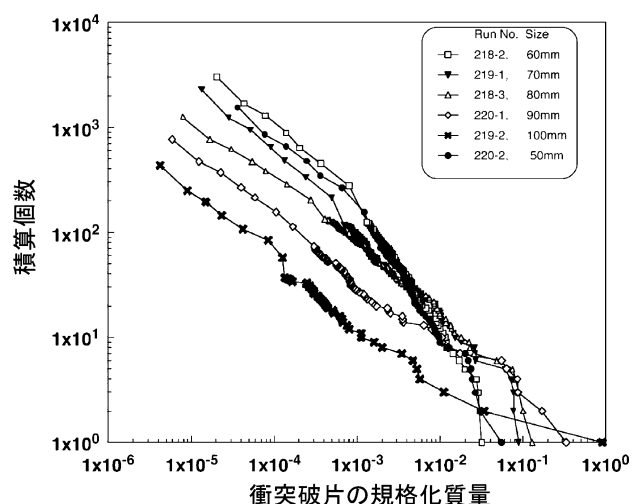


図8：氷衝突破片の積算個数分布。50 から 100 mm 角の氷立方体にナイロン製弾丸を 3.9 km/s で衝突させた結果。(図は Arakawa, 1999¹⁰⁾ より一部変更)。

いる。ここで m/M_t は規格化破片質量を表す。b 値は 0.7 から 0.9 程度となっており、玄武岩などの岩石の値 $2/3$ と比べて若干ではあるが大きいようである。

6.2 最大破片と無次元衝突応力

衝突破壊強度は衝突破壊により得られる最大破片とその衝突のエネルギー密度(Q)の関係から求めることができる。エネルギー密度とは弾丸の運動エネルギーを標的の質量で割った値であり J/kg の次元を持つ。最大破片は図8を見ても分かるように衝突破壊の程度を表す極めて良いパラメーターである。最大破片が小さいということは破壊が進行しており細かい破片が極めて多くなる。一方、最大破片が大きいということは細かい破片が少なくこれは破壊があまり進行していないことを意味する。最大破片は通常標的質量で規格化した値を用いる。図9に氷の衝突破壊実験によって得られたエネルギー密度と最大破片の関係を示す。衝突破壊強度(Q^*)は最大破片が 0.5 となる時のエネルギー密度と定義する。最大破片が 0.5 というのは標的がカタストロフィック破壊を起こしていることを意味する。 0.5 以上の場合、クレータリングやコア型破壊、もしくは縦割れなど衝突速度や弾丸・標的比に依存した破壊様式を示すことが知られている。図9より -10°C から -20°C の氷の衝突破壊強度は約 100 J/kg であることがわかる。これは玄武岩と比べて一桁ほど小さな値である。一方、Kato et al., 1992¹⁶⁾では -196°C における氷の衝突破壊実験を行い、最大破片の計測を行っている。この結果を見ると衝突破壊強度に大きな差は見られないが、最大破片が 0.01 の時 -18°C の Q と比べて5倍程度大きくなっている。これは低温下ではいったんカタストロフィックに破壊するようになって、な

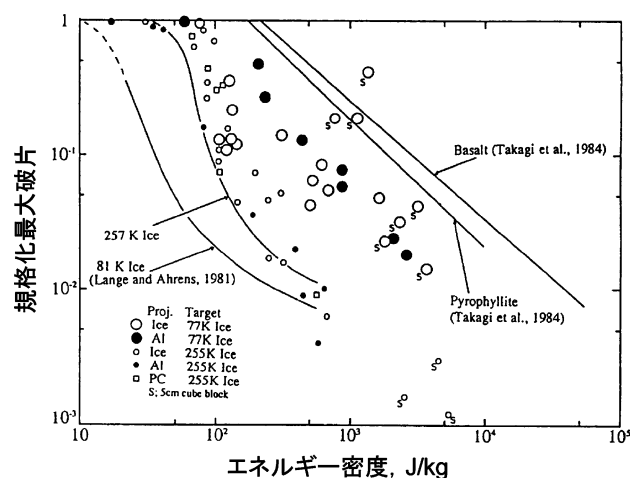


図9：77 K と 255 K の氷における最大破片とエネルギー密度の関係。比較のために玄武岩とパイロフィライトの結果²³⁾及び81 K 氷の結果¹⁴⁾を載せている。(図は Kato et al., 1992¹⁶⁾ より一部変更)。

かなか粉々にはなりにくいことを示している。エネルギー密度は衝突条件を表すために広く使われるパラメーターであるが衝突物質の物性をあまり良く表現していない。そこで衝突破壊のメカニズムを考慮したパラメーターである無次元衝突応力が Mizutani et al., 1990¹⁷⁾ により提案されている。この無次元衝突応力 (Non-Dimensional Impact Stress, P_i) は標的の反対点における衝撃応力 (P_a) を標的の破壊強度 (Y) で割った量で定義される。標的サイズが L_t の時、反対点における衝撃応力が式 (6) で $r=L_t$ と置いて求めることができるとするなら、無次元衝突応力は以下のように書くことができる。

$$P_i \equiv \frac{P_a}{Y} = \frac{P_0}{Y} \cdot \left(\frac{L_p}{L_t} \right)^\alpha \quad (8)$$

各衝突実験において反対点速度を計測することにより式 (7) から P_a を直接求めることができる。氷の破壊強度として Lange and Ahrens, 1983¹⁸⁾ による動的引っ張り強度 17 MPa を用いると図 9 を図 10 のように書き換えることができる。図 10 を見ると最大破片が 0.1 以上では実験データがかなりばらつくが、それ以下では P_i と最大破片はかなり良い相関を持つ。この相関関係は $m/M_t \propto P_i^{-1.7}$ と書くことができる。 $P_i=1$ 、すなわち反対点応力が引っ張り破壊強度と等しくなる時、最大破片は 0.1 以下となり充分にカタストロフィック破壊を起こしていることがわかる。従って標的の反対点における衝撃応力と動的引っ張り破壊強度が等しくなる条件を衝突破壊条件と考えることができる。

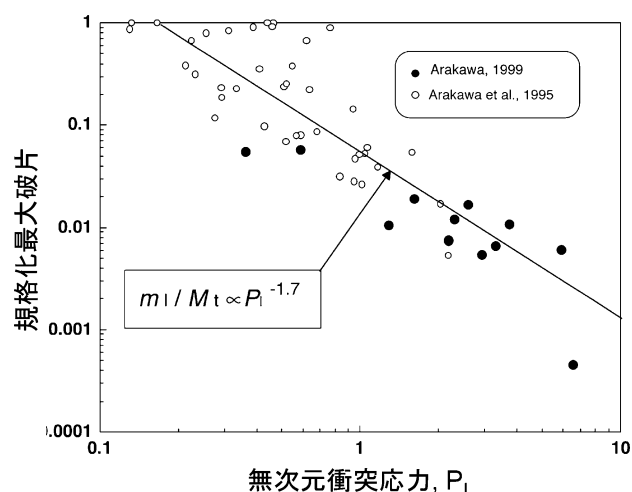


図 10：無次元衝突応力と規格化最大破片の関係。○データは 15) から、●データは 10) から。(図は Arakawa, 1999¹⁰⁾ より一部変更)。

参考文献

- 1) H. J. Melosh, *Impact Cratering*, Oxford University Press, New York (1989).
- 2) M. Kato, Y. Iijima, M. Arakawa, Y. Okmura, A. Fujimura, N. Maeno & H. Mizutani, *Icarus* **113** (1995) p.423.
- 3) S. Kawakami, H. Mizutani, Y. Takagi, M. Kato, & M. Kumazawa, *J. Geophys. Res.* **88** (1983) p.5806.
- 4) H. Mizutani, S. Kawakami, Y. Takagi, M. Kato, & M. Kumazawa, *J. Geophys. Res.* **88** (1983) p.A835.
- 5) Y. Iijima, M. Kato, M. Arakawa, N. Maeno, A. Fujimura, & H. Mizutani, *Geophys. Res. Lett.* **22** (1995) p.2005.
- 6) S. P. Marsh, *LASL Shock Hugoniot Data*, Univ. of California Press, Berkley, 1980.
- 7) E. S. Gaffney, *Ices in the Solar System*, Reidel, Dordrecht (1985) p.119.
- 8) M. Kato, M. Higa, K. Shirai, Y. Iijima, T. Kiyono, S. Nakazawa, & M. Arakawa, *J. Geophys. Res.* **106**, (2001) p.17567.
- 9) S. T. Stewart, & T. J. Ahrens, *J. Geophys. Res.* **110** (2005), E03005, doi: 10. 1029/2004JE002305.
- 10) M. Arakawa, *Icarus* **142** (1999) p.34-45.
- 11) S. Nakazawa, M. Kato, S. Watanabe, M. Higa, K. Shirai, S. Fujinami, & Y. Iijima, *Rev. High Pressure Sci. Technol.* **7** (1998) p.936-938.
- 12) M. Arakawa, K. Shirai, & M. Kato, *Geophys. Res. Lett.* **27** (2000) p.305-308.
- 13) R. Feng, *J. Appl. Phys.* **87** (2000) p.1693.
- 14) M. A. Lange & T. J. Ahrens, *Proc. Lunar Planet. Sci.* **12B** (1981) p.1667.
- 15) M. Arakawa, N. Maeno, M. Higa, Y. Iijima, & M. Kato, *Icarus* **118** (1995) p.342.
- 16) M. Kato, Y. Iijima, M. Arakawa, T. Okimura, A. Fujimura, N. Maeno, & H. Mizutani, *Physics and Chemistry of Ice*, Hokkaido Univ. Press, Sapporo (1992) p.237.
- 17) H. Mizutani, Y. Takagi, & S. Kawakami, *Icarus* **87** (1990) p.307-326.
- 18) M. A. Lange, & T. J. Ahrens, *J. Geophys. Res.* **88** (1983) p.1197.
- 19) M. A. Lange & T. J. Ahrens, *Icarus* **69** (1987) p.506.
- 20) S. K. Croft, S. W. Kieffer, & T. J. Ahrens, *J. Geophys. Res.* **84** (1979) p.8023.

21) D. B. Larson, *J. Glaciol.* **30** (1984) p.235.

22) E. S. Gaffney, & T. J. Ahrens, *Geophyscal Re. Lett.* **7** (1980) p.407.

23) Y. Takagi, S. Kawakami, & H. Mizutani, *Icarus* **59** (1984) p.462.

(2008 年 1 月 25 日 改訂受付)

Impact disruption and crater formation on icy bodies

Masahiko Arakawa

Graduate School of Environmental Studies, Nagoya University

abstract:

Impact experiments on water ice have been conducted to study impact crater formation on icy satellites and collisional accretion process of icy bodies. It was difficult to use water ice for collisional experiments in a laboratory because it was easy to melt at room temperature. In order to overcome this difficulty, an impact facility was set in a large cold room below 0°C, and this method is successful to advance the impact study on water ice. Elementary physical processes related to impact disruption were especially studied to achieve a good progress. Furthermore, it was enabled that an ice projectile was accelerated at the impact velocity higher than 700m/s. As a result, the impact strength of water ice was obtained to be one order of magnitude smaller than that of basalt, and a systematic change of crater morphologies with the impact velocity and the scaling law on the impact crater was extensively studied.

荒川政彦

〒464-8601 名古屋市千種区不老町名古屋大学

Tel : 052-789-3650

<http://epp.eps.nagoya-u.ac.jp/~arak/>

email: arak@eps.nagoya-u.ac.jp