

特集 「新世紀の宇宙塵研究」

宇宙塵研究と高速度衝突現象

門野敏彦¹、藤原顯¹、片山雅英²

1. 惑星科学と高速度衝突現象

惑星科学における高速度衝突現象に関する研究として、

- ・現在の太陽系固体天体の表面を覆っているクレーターの物理的、化学的研究、クレーター年代学
- ・微惑星や小惑星系における衝突による集積、破壊などの進化過程の研究
- ・衝突による入射粒子や原始惑星表面の蒸発など、惑星大気の起源と進化についての研究
- ・惑星間塵、彗星塵等の起源に関する研究、およびそれらを宇宙探査機により宇宙空間で検出・

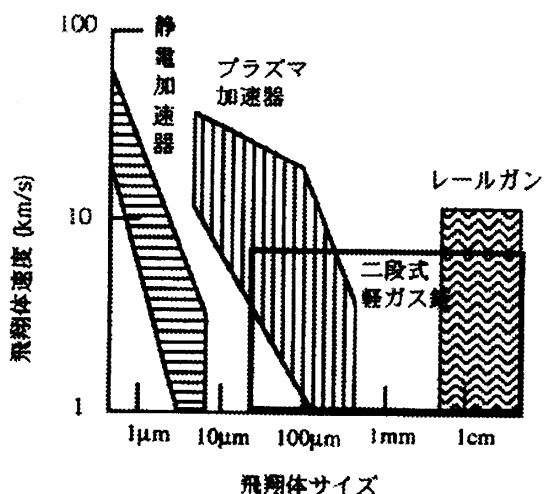


図1. 飛翔体を高速度に加速するための主な装置の性能 [1].

¹宇宙科学研究所惑星研究系, ²CRC総合研究所

捕獲を行うための機器開発における基礎データの取得

などがあげられる。これらについて室内実験や数値シミュレーションなどにより研究が行われてきた。図1に飛翔体を高速度に加速するためのおもな装置の性能が示されている[1]。太陽系内での固体間の衝突速度は一般におよそ1~10km/sであるが、速いものになると100km/s近い速度になる。飛翔体のサイズや速度などについてそれぞれの装置には得意な領域があり、研究の目的に応じて使われる装置が決められる。また、非常に高速度の領域など、どの実験装置を使っても行えない場合には数値計算が有効である。

本章では宇宙塵研究との関係から、まずセンチメートルサイズの飛翔体を用いて行われた低密度物質への貫入実験について紹介した後、最近日本でも開発が進んでいるミクロンサイズの飛翔体により高速度でとばすことができる静電加速器について述べる。後半では高速度衝突現象の数値シミュレーションによる研究について紹介する。

2. 低密度物質への貫入実験

ミリメートルからセンチメートルサイズの飛翔体を使った高速度衝突実験は、1960年代にクレーター形成実験が行われ[2, 3]、1970年代後半からは有限サイズの標的に対して破壊実験も行われるようになった[4-6]。日本でもこの時期破壊実験を中

心に精力的に実験が行われた[7]。また最近，衝突による気体の生成に関する実験も行われている[8, 9]。

低密度物質への貫入実験は，以前よりクレーター研究の延長として行われてきたが[10-13]，近年になって塵捕獲器開発を目指した実験も行われるようになった。惑星間塵や彗星の塵を捕獲する際には，捕獲器を搭載している探査機と塵との相対速度が非常に大きく(数km/sから数10km/s)なることが問題となる。塵をなるべく無傷で地球に持ち帰るために，塵を低密度の物質に衝突・貫入させて停止させる方法が考えられている。実際に捕獲される塵はミクロンサイズであるが，低密度物質への高速度での貫入過程を調べるために，センチ

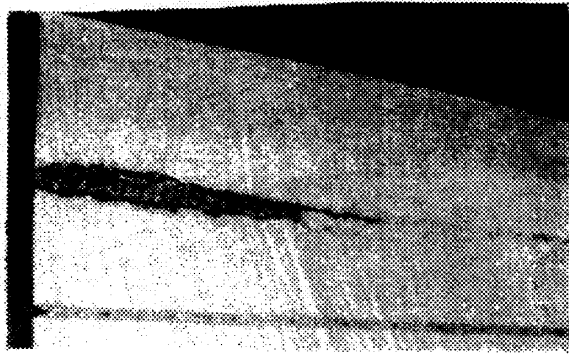


図2. ポリカーボネイト粒子を発泡スチロールへ貫入させた実験の結果生じた紡錘形の孔。この図は衝突・貫入後の発泡スチロールの断面である。飛翔体は図の左から速度約4km/sで貫入した。

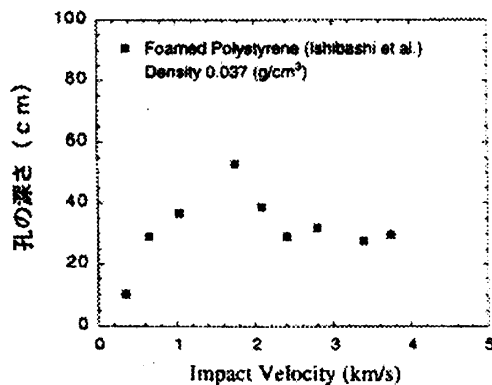


図3. 飛翔体の貫入する深さと衝突する速度の関係。

メートルサイズの飛翔体を使って発泡物質やエアロジェルなどへの衝突・貫入実験が行われている[14-16]。

以下では文献[10-16]の実験結果を簡単に紹介する。貫入によって生じた孔は紡錘形をしている(図2)。この図はナイロン粒子を発泡スチロールへ貫入させた実験の結果で，衝突・貫入後の発泡スチロールの断面である。飛翔体は図の左から貫入した。飛翔体の貫入する深さと衝突する速度の関係はやや複雑で，図3に示されているように，低速度では深さは単調に増加するが，ある速度で最大となり，それ以上では減少あるいは一定となる。また図4は孔の深さを飛翔体の直径で規格化したものを飛翔体と標的物質の密度の比でプロットした図

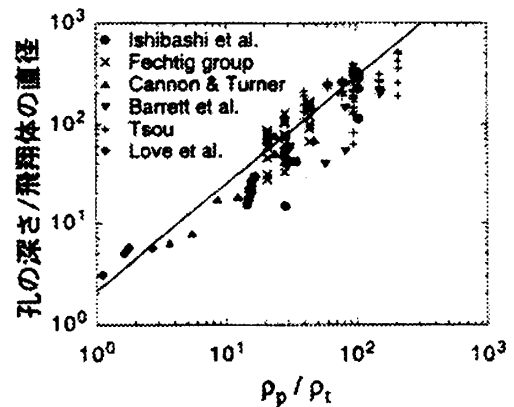


図4. 飛翔体の直径で規格化した孔の深さに対する飛翔体と標的物質の密度の比の関係。

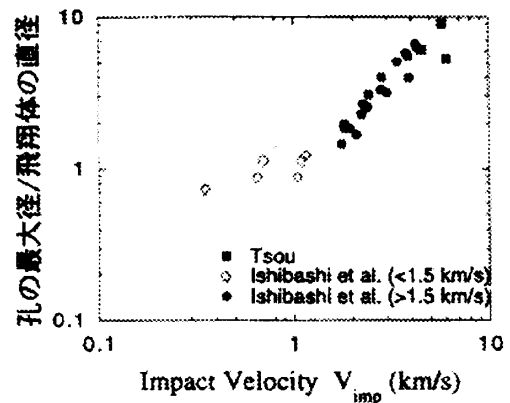


図5. 飛翔体の直径で規格化した孔の最大径と衝突速度の関係

である。密度の比が大きくなるとより深くまで飛翔体が飛び込むことがわかる。直線は、速度を変えて発泡スチロールに対して行われた実験について、深さの最大値を密度の比についてフィットしたものである。傾きは 1.1 ± 0.2 である。また孔の最大径は図5のようにある衝突速度まではほとんど一定値、1である。これは孔の大きさがほぼ飛翔体の大きさに等しい、ということの意味している。それより大きな速度では最大径は速度とともに増加しているようである(傾きは 1.3 ± 0.1)。図6には孔の体積と飛翔体の運動エネルギーの関係が示されている。数桁にわたってデータは直線的に分布しているように見える。各標的物質について直線でフィットしたときの傾きは、Ishibashi et al.の発泡スチロールが 1.03 ± 0.05 、Cannon & Turnerのポリウレタンが 0.94 ± 0.13 、Tsouによる発泡スチロール、ポリエチレンがそれぞれ 0.73 ± 0.05 、 0.58 ± 0.09 であった。Tsouによる発泡スチロールのデータにばらつきが見られるが、ばらついているデータは飛翔体の直径が小さく(1.6mmまたは3.2mm)、衝突速度が小さい場合のもので、孔の体積の測定の誤差が大きいためであると思われる。またポリエチレンの実験はデータ数が少なくパラメータの範囲

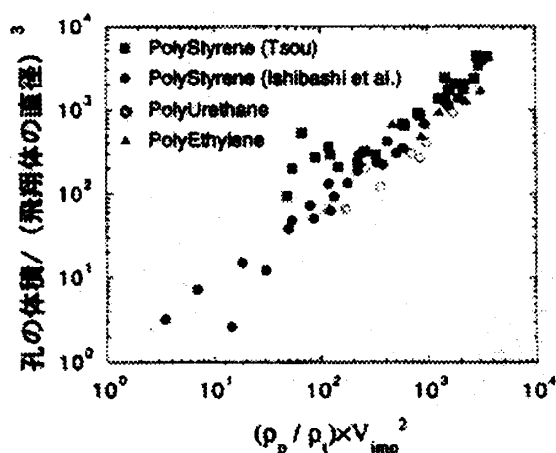


図6. 飛翔体の直径で規格化された孔の体積と飛翔体の運動エネルギーの関係。

が狭いので結果をそのまま解釈することは注意が必要である。結局、傾きは1に近く、孔の体積は飛翔体のエネルギーに比例しているようである。

Anderson and Ahrens [17]は金属粒子が発泡スチロールなどの低密度物質に貫入した場合の粒子の残存率などについてのモデルを提出した。しかし、飛翔体が貫入時に破壊される場合の取り扱いなど、まだ未解明の問題は多く残されている。

3. 固体微粒子加速器

3.1 加速原理

スペースにおける高速度ダストの測定器や非破壊捕獲器の開発、またこれらの装置によって得られるデータを評価するためには、地上において高速度の人工微粒子を衝突させて機器のキャリブレーションを行っておく必要がある。すなわち人工微粒子を高速度で加速する、ダスト加速器が不可欠である。一般に固体粒子を加速する方法は二段式軽ガス銃をはじめとして、いろいろな方法があるが、ミクロンあるいはサブミクロンサイズの微粒子の加速にはここで紹介する電気的な加速器が、もっとも高速度に加速できること、加速にともな

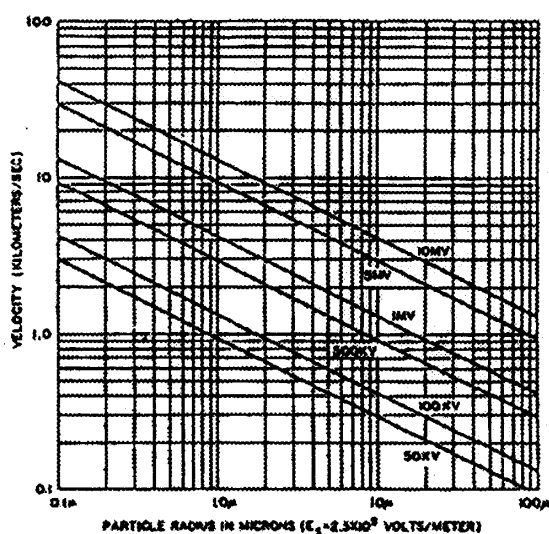


図7. 到達速度 v と比電荷 Q/m の関係。パラメータは加速電圧。

うデブリのないクリーンな状態で実験できること、などの点で優れている。この加速器ではイオン加速器のように人工微粒子に電荷を与え、電界で加速する。質量 m 、電荷 Q を持つダストは電位差 V の中で次のように速度 v を得る。

$$v = \sqrt{\frac{2QV}{m}} \quad (1)$$

図7にこの関係を示した。与えられた質量 m の粒子を高速度に加速するためには、 Q を高くすると、 V を高くすることの2点につきる。

3.2 粒子帯電部

まずダストにはプラス電荷を載せるほうが有利である。載せられる電荷量の上限は表面からの電界蒸発によってきまる。マイナスに帯電していくと電子が蒸発し、プラスに帯電するとイオンが蒸

発を始める。イオンの蒸発し始める電界のほうが電子の場合よりもはるかに高いので、プラスに帯電させる方がたくさんの電荷をのせることができる。

帯電方法として、イオンビームの照射、紫外線の照射、高電圧電極への接触帯電などが考えられる。これらのうち、イオンビーム法と接触帯電による方法が試みられた。これらの方法の基本的な違いは、前者はイオンの電荷を外から与えて表面に付着させるのにたいして、後者は電子を粒子から電極へ流し取ることである。したがって前者は絶縁体でも電荷を持たせることができるのに対して、後者は導体のみに電荷を与えることができる。

Vedder[18]はダストを4重極電極間に浮遊させて、イオンビームによって帯電させる方法をとった。これによって、いろいろな誘電体に電荷をのせることができた。ダイヤモンドのような固い物質(一般に蒸発のおこる電界が高い)は多くの電荷をのせることができたが、十分帯電させるのに長時間かかることが報告されている。

接触帯電による方法はダスト加速器開発の当初から使われ、その後もこの方式が主流となっている[19]。一例を図8に示してある[20]。構造はダストを入れておくリザーバーR、リザーバーからダストを引き上げる電極板T、およびダストを接触させて高電荷を与える針状電極Eからなっている。EとRは同電位のプラス高電圧が印加されている。RとTは常時同電位に保たれている。ダストを飛ばす時には、Tに(Rに対して)マイナスのパルスを入れる。これによってダストは電気を帯びて揺さぶられる。それらのうち一部分は小穴Hから漏れだし、Eのある空間に入り、Eに接触して高電荷をもらい、はじかれて穴Pから放出される。

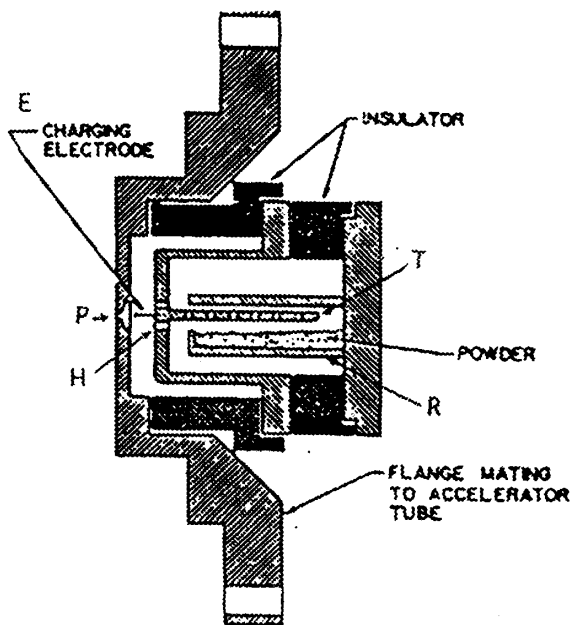


図8. ダスト帯電部[20].

3.3 加速部

これらのダスト帯電装置を高電圧電極に乗せて加速するのは普通のイオン加速器と同様である。これまでに、バンデグラーフ、線形加速器、コッククロフトなどが単独で、あるいは組み合わせで製作された。バンデグラーフ方式はマックスプランク研究所(ハイデルベルグ)とケント大学で2MVのものがある。これらは現在ダスト計測器などの較正などに使われている。ロスアラモスでは6MVのものが作られ、サブミクロン粒子を100km/sの速度にまで加速したが、現在は閉鎖されていると聞く[21]。線形加速器も作られたことがある[22]が、現在主力装置とはなっていない。

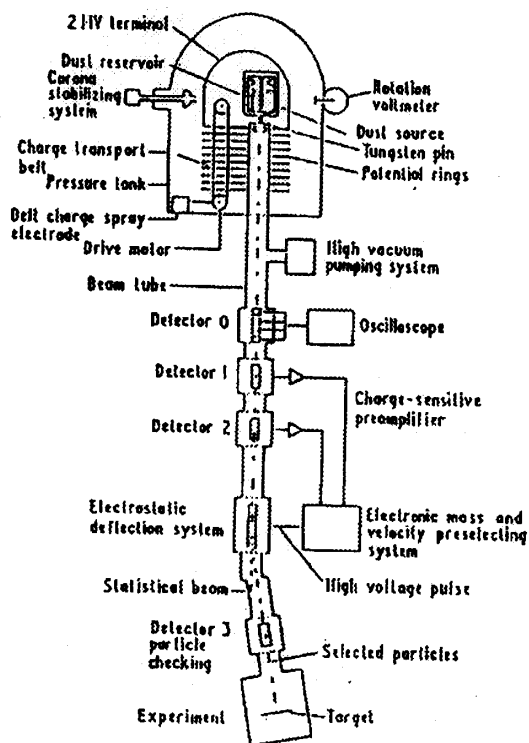


図9. バンデグラーフ型ダスト加速器概念図[23].

3.4 ビームライン

ビームラインも含めたバンデグラーフ型加速器の全体の概念を図9に示してある[23]。加速された粒子の速度と質量はビームラインの途中に置かれた金属円筒型検出器によって行う。電荷を持った粒子が通過すると、この円筒に電荷が誘起され、矩形波信号を発生する。この波形の幅と波高から粒子の速度 v と電荷量 Q を知ることができる。(1)式において加速電圧 V は既知であるから、粒子の質量 m を決定することができる。

ダストの質量や速度が所定の範囲内にあるもののみをターゲットに当てて実験したい場合がしばしばある。このために速度、質量選別器が使用されている。 Q/m がイオンに比べると小さくビームを磁場によって偏向させることは困難であるので電氣的偏向器が使われている[24]。これは二枚の平行板でビームを挟む形に設置したものである。上流に置かれた速度、質量検出器通過の情報に基づいて計算されるタイミングで偏向板にパルス高電圧を印加することによって必要な(あるいは不要な)粒子を偏向させるものである。

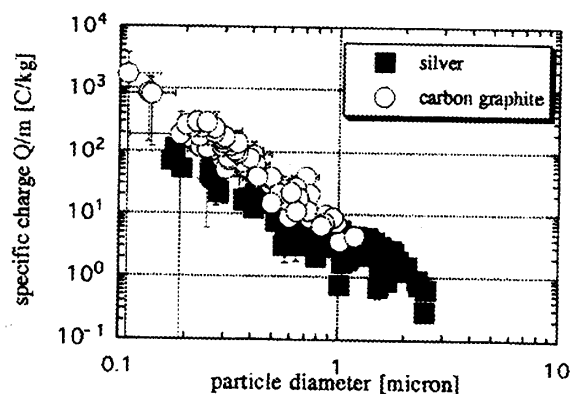


図10. 得られた比電荷 Q/m とダスト粒子径。

3.5 日本での状況

著者は1986年に接触帯電型ダストソースの製作とテストを行ない，サブミクロンオーダーの銀やカーボン粒子を約数100 C/kgまで帯電させた．図10には，最近の実験で得られた Q/m のデータも加えて示してある[25]．近々これを東京大学原子力センター東海村の3.75 MVシングルエンドバンデグラフ装置のターミナルにとりつけて加速実験が行われることになっている．図7から，0.1ミクロン程度の粒子が40 km/sを上回る速度に加速できる見込みである．残念ながらこのバンデグラフ本体は一般のイオン加速用のものであり，マシンタイムをとってイオン源をダスト帯電装置に交換して行われるものである．したがってダスト加速実験に利用できる期間はわずかの期間に限られるが，これによって基礎テストを行い，経験をつんで，早い時期に本格的なダスト専用の加速器を持つことが望まれる．

4. 高速度衝突現象の数値シミュレーション

4.1 数値シミュレーションの位置付け

ここでは本稿の趣旨と比較する実験との関係から，人類にとってより身近な問題になりつつある宇宙塵と宇宙機の衝突問題に対する数値シミュレーションの方法について概説することにする．ここで問題となる飛来物は，天然に起源のあるメテオロイドと人工物であるスペースデブリである．前者の場合，衝突速度は，10～100 km/sにも及ぶ．一方，地球の衛星軌道を回っている"man-made"のスペースデブリは，1年以上運用が可能な程度に大気抵抗が小さく，かつ最も低い軌道に相当する高度約500 kmにおける周回速度は約7.5 km/sであり，対向最大相対速度にすると約15 km/sに達する．約10 cm以下のデブリは地上からの観測では検知でき

ないため宇宙機の回避行動が不可能である．したがってそのようなデブリの衝突対策が最も重要な問題である．しかし，地上の実験室においてグラムオーダーの物体を15 km/sの速度に加速することは現状では技術的に不可能である．また，10 km/s程度までの加速装置としては，別に述べられているように各種の加速装置が存在するが，建設・ランニング費用共にかかなり高価であり，繰り返し実験を行うことが経済的に難しい．さらに，再現性の良い実験を行うという意味においても困難が伴う．それに対して，数値解析による方法は，最近のコンピュータの驚異的な低廉化とも相俟って比較的安く，かつ理想化した解析や可視化によってメカニズムの解明が容易になるという利点が存在する．また，後に述べるように，理論的な状態方程式を用いることによって，10 km/s以上の衝突問題も解析することが可能である．但し，数値解析のみによる独走は甚だ危険であり，常にできる限り実験結果との比較検討を行っていく姿勢が重要であり，実験と数値シミュレーションの相補的關係がより有意義な成果を生むことに繋がるものと考えられる．

4.2. 定式化方法

超高速シミュレーションのためのコンピュータプログラムを世界で最初に開発したのは，現在のローレンスリバモア国立研究所のM. L. Wilkinsであり，1950年代に初期バージョンを，1960年代に入って本格的なバージョンを完成させている[26]．このコンピュータプログラムはHEMPコードと名付けられ，固体と流体を統一的に記述できる連続体力学に基づいた有限差分法によるプログラムである．質量，運動量，エネルギーの3つの保存則を表わす基礎式と物質の熱力学的特性を規定する状態方程式を連立させる．さらに，固体の場合には物質の強度を規定する構成則も連立させる．これ

らの方程式系は、双曲型の2階の偏微分方程式となるが、極めて非定常な現象を対象とするために陽解法によって離散化される。通常、CFDと総称される流体解析コードとは異なり、粘性項や拡散項は無視される。また、超高速衝突のような現象の場合、衝突後固体も流体的な挙動を示すことから、米国ではHEMPコードに始まるこの種のコードをhydrodynamic code, 略してhydrocodeと総称されるが、固体の弾塑性、破壊挙動をも考慮することができる点、CFDコードとは一線を画している。尚、急激な現象を扱うため、熱移動も考慮の対象外である。逆に、相対論的効果が問題になるようなさらに高い速度領域に対しては適用できない。

ところで、上述の基礎式の立て方には、空間座標を時間の関数として記述し、あたかもその座標系の上に物理量が乗って移動するかのように扱うLagrangeの方法と、物理量を空間座標と時間の関数として表現するEulerの方法が知られている。これらの方法の違いを模式的に示したのが図11である。両方法を比べてみると、Eulerの方法の方は、a)物質の境界が不明確である、b)処理時間・記憶容

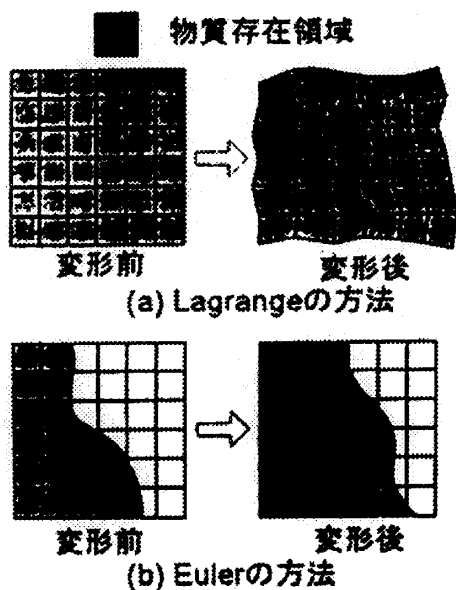


図11. LagrangeとEulerの方法.

量共に多く必要とする、c)数値誤差を招きやすい、d)物質の履歴が分からない、等の欠点を有している。それに対して、Lagrangeの方法は物質の変形と共に計算メッシュも変形するため、複雑な変形過程を模擬するのに困難が生じる。このように、両方法は利害得失の点で直ちに優劣を付けがたく、問題に応じてより適切な方法を選択すべきである。一般的には、固体に対してはLagrangeの方法が、液体に対してはEulerの方法が適していると言うことができるが、超高速衝突問題のような場合には固体も流体的な挙動を示すため様々な要因を考慮した総合的な判断が必要となる。また、衝突現象においては物質間の相互作用が問題となるため、Lagrangeの方法の場合には計算メッシュ表面を介しての相互作用計算が、Eulerの方法の場合には1

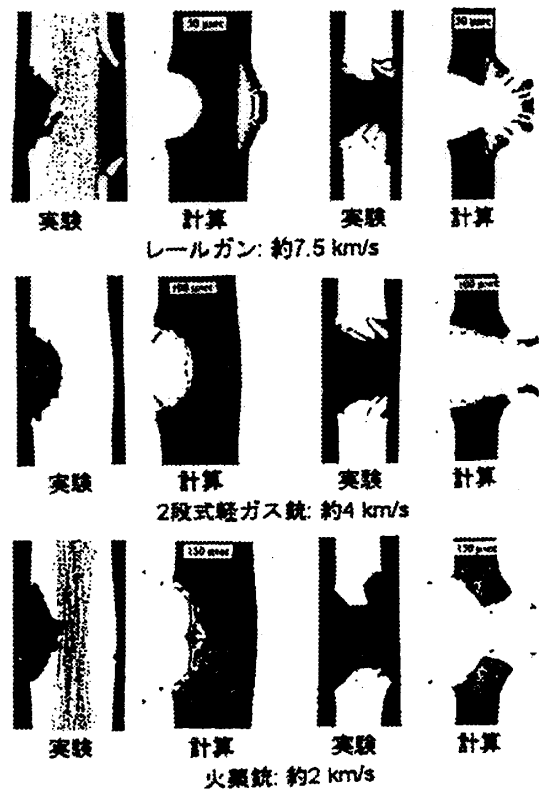


図12. Multi-material Eulerによる計算と実験結果の比較.

つの計算セルの中で複数の物質を考慮することのできる"multiple-material"計算が行えることが必須条件となる。Lagrange, Eulerの方法以外にも、古くは、Particle-In-Cell (PIC)法や、Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE)法、比較的最近ではSmoothed Particle Hydrodynamics (SPH)等の手法も提案されており問題に応じては有効な手段である。また、有限差分法以外にも主にLagrangeの方法を用いた有限要素法や個別要素法による定式化も試みられている。

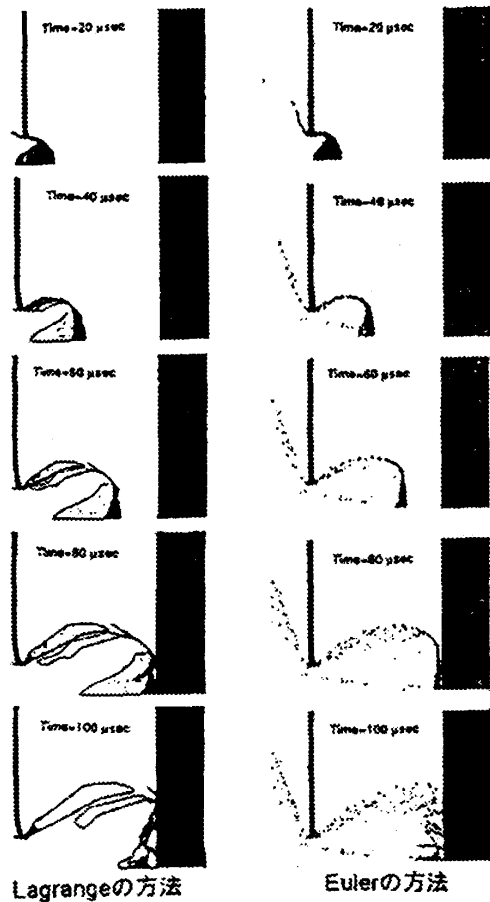


図13. Whippleバンパーに対する衝突問題のLagrangeとEulerの方法による計算結果の比較。

4.3 シミュレーション事例

円柱状のプラスチック製飛翔体がアルミニウム合金板に衝突した時の変形の様子を実験とコンピュータシミュレーションで比較したものを図12に示す[27]。左側が衝突面である。また、実験結果はX線CTによる断層写真であり、回収後切断することなく撮ったものである。上段は宇宙科学研究所のレールガンを用いて約1gの飛翔体を約7.5km/sに、中段は東北大学流体科学研究所の2段式軽ガス銃を用いて約3.5gの飛翔体を約4km/sに、下段は京都大学工学部の火薬銃を用いて約14gの飛翔体を約2km/sに加速した実験であり、38.9, 22.2 mmの2種類の厚さの標的について示している。何れの加速方法でも飛翔体の運動エネルギーがほぼ等価になるように条件を設定している。各シミュレーション結果は変形形状・形態共に良く実験を模擬している。上段左側の結果の背面が剥離しているのは、裏側自由表面で位相反転した圧力波が後続順方向の圧縮波と重なり合い、大きな引っ張り力が働いた結果破壊した現象であり、スポール破壊と呼ばれる。上段右側のケースの場合にも、初期の段階で同様の現象が起きた後に貫通していることが解析結果から知ることができる。計算は、multiple-material Eulerの方法によっている。

京都大学の火薬銃の実験で、38.9mmの標的板の前に4.8mmのアルミニウム合金のバンパーを配置した条件に相当するシミュレーション結果を図13に示す[28]。これは、実際の宇宙機の設計で採用されているWhippleバンパーシールドと呼ばれるも

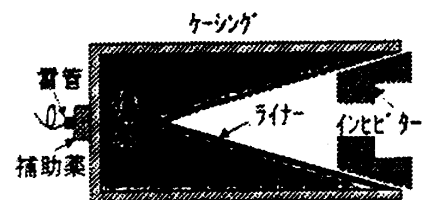


図14. インヒーター付き成形爆薬の概念図。

ので、前面の板で衝撃力を緩和し主壁を防護するための工夫である。左側は随時リゾーニングと呼ばれる操作を施すことによって計算メッシュを改善しながらLagrangeの方法で解析した結果であり、右側はmultiple-material Eulerの方法を適用して解析した結果である。前述のようにEulerの方法による結果は物質境界が不明確であるため、一見両結果の間にそれほどの一致が見られないかのようにも見受けられるが、詳細に比べてみると実に良く一致しており、その相違は両方法の表現方法の違いに起因していることが分かる。

次に、地上の実験室においてグラムオーダの物質を10 km/s以上の速度に加速できる装置として成型爆薬がある。その概念図を図14に示す。これは爆薬の化学エネルギーを最終的にはライナー物質の軸方向の運動エネルギーに変換することによって高速ジェットを得る装置である。10 km/sを超える模擬デブリを得る目的のためには、ライナー物質としてアルミニウムが用いられ、かつインヒビターによって後続のスラグを除去する方法が採られる。このジェット生成過程をシミュレーション

したのが図15(a)である[29]。上段はインヒビターのないケース、下段があるケースである。後者の場合、ジェットが中空になっているが、これは実験でも検証されている。このコンター図の数値は物質の相状態を示す指標を表しており、この値が4というのは気相に相当し、アルミニウムが部分的に気化していることが分かる。この衝撃圧縮とそれに続く希薄波の発生による気化過程はTillotsonの状態方程式を適用することによって模擬されたものである[30]。この状態方程式では、T(テラ) Paオーダー以上の圧力領域に対してはThomas-Fermiの半古典的量子統計理論が適用される。

この計算は、全てmultiple-material Eulerの方法によって解いている。概念図に示されたケーシングやインヒビターなどの構造物の変形は、この場合にはあまりジェットの発生には影響しないため剛境界条件として扱っているが、Lagrangeの方法によって模擬し、相互作用計算をさせることも可能である。このジェットが約1.5 m飛翔した後に2層の鋼製標的に衝突し、クレータを生じた状況を図15(b)に示す。この場合にもEulerの方法によって

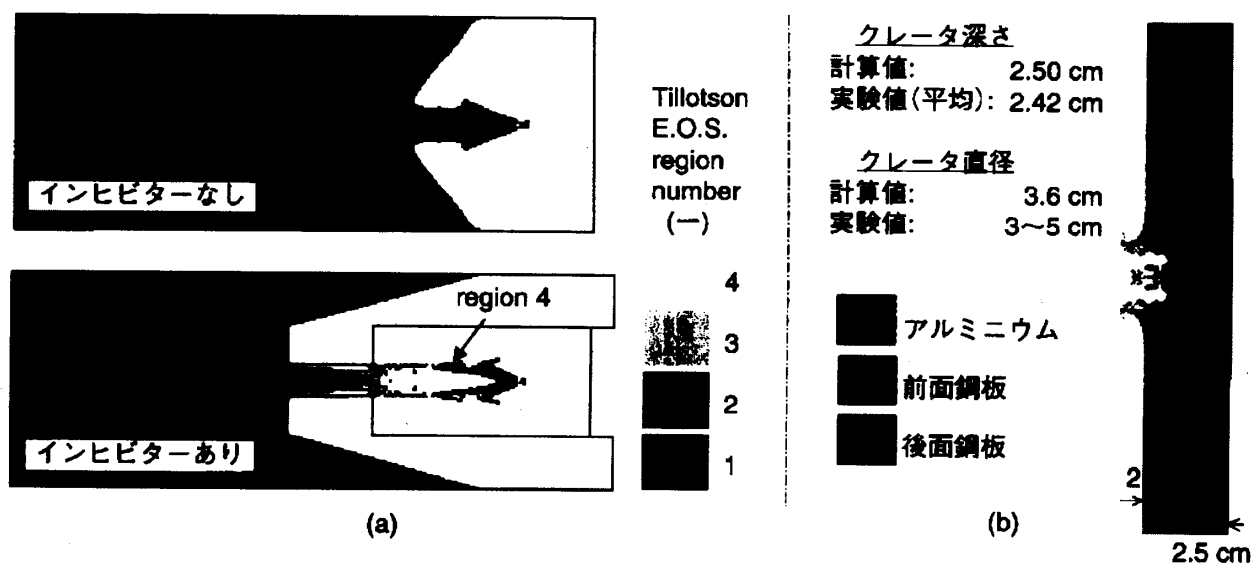


図15. 成形爆薬ジェット生成と鋼板への貫通課程の計算。

いる。試験による標的のクレーター直径と深さは、それぞれ、約4.0, 2.4cm, 一方、シミュレーション結果は3.6, 2.5cmであり良く一致している。同様の方法を用いることによって、超高速衝突の結果生じる構造材の気化過程も模擬することが可能である。

参考文献

- [1] 北澤幸人, 上松和夫, 1995: 石川島播磨技報, 第35巻第2号, 143-149.
- [2] 水谷仁, 1980: 『クレーターの科学』, 東京大学出版会.
- [3] Melosh, H. J., 1989: *Impact Cratering*. Oxford Univ. Press, New York.
- [4] Fujiwara, A. et al., 1989: in *Asteroids II*. (Binzel, R. P. et al., Eds.), Univ. of Arizona Press, Tucson, 240-265.
- [5] Martelli, G. et al., 1994: *Planet. Space Sci.* **42**, 1013-1026.
- [6] 藤原顕, 1997: 惑星上の衝突過程, 『地球惑星科学 12比較惑星学』, 岩波書店, 87-130.
- [7] 「特集 衝突実験」, 1995: 遊星人 **4**, 3-32.
- [8] Schultz, P. H., 1996: *J. Geophys. Res.* **101**, 21117-21136.
- [9] Kadono, T. and Fujiwara, A., 1996: *J. Geophys. Res.* **101**, 26097-26109.
- [10] Cannon, E. T. and Turner, G. H., 1967: *NASA CR-798*.
- [11] Fechtig, H. et al., 1980: *Proc. IAU Symp.* **90**, 357-364.
- [12] Werle, V. et al., 1981: *Proc. Lunar Planet. Sci.* **12B**, 1641-1647.
- [13] Love, S. et al., 1993: *Icarus* **105**, 216-224.
- [14] Ishibashi, T. et al., 1990: *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, 2543-2549.
- [15] Tsou, P., 1990: *Int. J. Impact Eng.* **10**, 615-627.
- [16] Barrett, R. A. et al., 1992: *Proc. Lunar Planet. Sci.* **22**, 203-212.
- [17] Anderson, W. W. and Ahrens, T. J., 1994: *J. Geophys. Res.* **99**, 2063-2071.
- [18] Vedder, J. F., 1963: *Rev. Sci. Instr.* **34**, 1175-1481.
- [19] Shelton, H. et al., 1960: *J. Appl. Phys.* **31**, 1243-1246.
- [20] Friichtnicht, J. F., 1962: *Rev. Sci. Instr.* **33**, 209.
- [21] Keatom, P. W. et al., 1990: *J. Impact Eng.* **10**, 295-307.
- [22] Becker, D. G. et al., 1965: *Rev. Sci. Instr.* **36**, 1480.
- [23] Dietzel, H. et al., 1973: *J. Physics E* **6**, 209-217.
- [24] Rudolph, V., 1966: *Z. Naturforschng* **21a**, 1993-1996.
- [25] Hasegawa, S., 1997: private comm.
- [26] Wilkins, M. L., 1969: LRL, UCRL-7322.
- [27] Katayama, M. et al., 1995: *Int. J. Impact Eng.* **17**, 465.
- [28] Katayama, M. et al, 1995: *Proc. of 46th IAF, IAF-95-I.5.02*.
- [29] Katayama, M. et al., 1997: *Proc. of 2nd European Conf. on Space Debris*. ESOC Darmstadt, 411-416
- [30] Tillotson, J. H., 1962: *General Atomic*, GA-3216.