

東京大学大学院新領域創成科学研究科
複雑理工学専攻
修了年度 平成 28 年度
修士論文

土星衛星エンセラダスの
プルーム噴出維持機構に関する研究

2017 年 3 月 10 日提出
指導教員 関根 康人 准教授

47-156108 金城 秀征

要旨

土星の氷衛星エンセラダスでは、内部に液体の海（内部海）が存在し、これに由来する水蒸気と氷粒子からなるプルームが、氷地殻内をノズル状の割れ目を通して噴出している。このプルームは、定常的に噴出し続けており、その噴出速度はガスが 300~500 m/s、固体氷粒子が 約 90 m/s である。南極付近の氷地殻には、プルームの噴出する割れ目に沿って高い熱流量が観測されており、これらは上昇する水蒸気が割れ目の壁へ凝結することによる潜熱の解放に由来すると考えられている。一方、このような水蒸気の凝縮によって、割れ目自体がふさがれて閉じてしまう可能性がある。したがって、定常的にプルームが噴出するためには、凝結した氷が除去され、ノズル状の割れ目が維持される何らかの機構が存在しているはずである。

そこで本研究では、エンセラダスにおけるプルーム噴出維持機構として、割れ目内を上昇する氷粒子が壁と衝突し、水蒸気が凝結した低強度の氷層を破壊することでこれを自律的に除去する可能性を提案する。本研究では、衝突実験により氷弾丸の衝突による標的の質量損失率を実験的に明らかにし、その結果をプルーム噴出流体力学モデルに組み込み、プルーム活動の維持機構を定量的に調べた。

エンセラダス内部の割れ目の壁には着霜が生じ、低強度で高空隙率の氷層が壁面に付着していることが考えられる。そのため、本研究では、結晶氷の上面を高空隙の焼結氷粒子層が覆った 2 層氷標的を作成し、これに対し結晶氷の弾丸を衝突させ、衝突前後での標的の質量損失を測定することで、衝突速度と衝突角度に対する破壊効率を調べた。その結果、エンセラダスの割れ目の表面付近の氷粒子の噴出速度（~100 m/s）程度の速度を持つ氷粒子であれば、氷弾丸の 3 倍程度の焼結氷粒子層を破壊することができることがわかった。

さらに、この実験結果から得られた破壊効率をプレーム噴出流体力学モデルに組み込むことで、割れ目内で壁に凝結する水蒸気と壁の衝突破壊が釣り合い、定常的にプレーム噴出が維持される条件を調べた。その結果、氷粒子の衝突破壊によって割れ目は表面付近で 1~2 m 程度に、噴出速度は 60~70 m/s となるときのプレームの噴出が定常的に維持されることがわかった。ノズルの壁が成長して幅が狭くなると、そこを流れるガス速度も高くなる。プレーム中の氷微粒子もこれによって加速され、壁と高い速度で衝突するようになる。このようにノズルが狭まると粒子が高速で衝突できるようになり、破壊効率が高くなることで自己調節的に活動を維持されることが計算によって示唆された。さらに計算で求められた噴出孔でのプレーム噴出速度はおよそ 70 m/s 程度であり、これは近年のプレーム氷粒子の噴出速度 ~ 90 km/s に近い値であることから、本研究で構築したプレーム噴出の維持機構は、観測事実とも調和的であると言える。

目次

| | |
|---------------------------------|----|
| 1.序論..... | 1 |
| 2.手法..... | 6 |
| 2.1.実験手法..... | 6 |
| 2.1.1.実験の目的..... | 6 |
| 2.1.2.実験装置..... | 7 |
| 2.1.3.弾丸と標的..... | 9 |
| 2.1.4.実験条件と測定方法..... | 12 |
| 2.2.プレーム噴出流体力学モデル..... | 15 |
| 2.2.1.モデルの概要..... | 15 |
| 2.2.2.基礎方程式..... | 18 |
| 2.2.3.ノズル壁へのガスの凝結率 E | 21 |
| 2.2.4.過去の計算結果との比較によるモデルの検証..... | 22 |
| 2.2.5.水蒸気の凝結と粒子衝突による破壊..... | 25 |
| 3.実験結果..... | 27 |
| 3.1.衝突後の標的および弾丸の観察..... | 27 |
| 3.2.衝突速度に対する依存性..... | 32 |
| 3.3.衝突角度に対する依存性..... | 35 |
| 3.4.質量損失率の定式化..... | 37 |
| 4.数値計算結果..... | 42 |
| 5.議論と考察..... | 53 |
| 5.1.プレーム噴出の維持機構とその条件..... | 53 |
| 5.2.標的強度および質量損失率の不確定性..... | 55 |

| | |
|--------------|----|
| 6.まとめ | 57 |
| 7.参考文献 | 58 |

1. 序論

土星の第2衛星であるエンセラダスは、直径約 500 km 程度の比較的小さな中型衛星である。このエンセラダスが近年注目を浴びているのは、探査機カッシーニによって、極めて活発な地質活動を有することが明らかになった点にある。特にその南極域には、タイガー・ストライプスと呼ばれる並行する 4 本の割れ目からなる亀裂地形が存在し、その割れ目に沿って $5.8 \pm 1.9 \text{ GW/m}^2$ という高い熱流量が観測されている [Spencer et al., 2006]。またこのタイガー・ストライプスからは、プリュームと呼ばれる主に水氷粒子と水蒸気ガスからなるジェットが噴出していることが、探査機カッシーニの撮像及び分光観測から明らかになっている [Porco et al., 2006]。プリュームの噴出フラックスは、総質量でおよそ 200 kg/s であり、噴出速度はガス成分が 300~500 m/s、個体成分が 90 m/s にも達する [Spencer et al., 2006; Ingersoll and Eward, 2011]。このプリュームの噴出フラックスは、エンセラダスの土星公転周期 (約 1.3 日) に合わせて周期的に変動しているが [Hedman et al., 2013]、少なくとも探査機カッシーニが観測を続けている 2005 年以降、常時噴出を継続している。

このようなプリュームの噴出源に関しては、噴出物の化学組成や噴出速度から推定がなされており、そのいずれもがエンセラダス内部に存在する液体の地下海からの噴出であることを強く示唆するものである [Postberg et al., 2009; Schmidt et al., 2008]。まず探査機に搭載されている宇宙塵分析器 (CDA) は、プリュームの個体成分に塩化物や炭酸塩が含まれていることを明らかにしている [Postberg et al., 2009]。これら塩化物や炭酸塩は、エンセラダス内部で岩石成分が液体の水による変成を受けた結果、溶存種として水に供給されるものであり、内部に液体の水と岩石が触れ合っている環境が存在することを示すものである [Postberg et al., 2009]。また、土星の環の一つである E リン

グは、エンセラダスから噴出されるプリューム個体粒子を起源とする希薄な環である [Kempf et al., 2008]。この E リングを構成する微粒子には、ナノシリカと呼ばれる岩石と水とが高温で反応した際に析出する成分を含んでおり、内部には 90 度を超える熱水環境が存在することも示されている [Hsu et al., 2015; Sekine et al., 2016]。さらに、カッシーニに搭載された質量分析計の分析結果によると、プリュームのガス成分には、水蒸気の他に二酸化炭素やメタン、アンモニアと言った溶存ガス成分を、水蒸気に対して 5 % 程度含んでいることが明らかになっている [Waite et al., 2009]。これらは、凝固点降下を起こして、地下海が凝結しにくくする働きを持つと考えられる。

これら化学成分の分析に加えて、エンセラダスから噴出されるプリュームのガスと粒子の噴出速度の速度差に基づいて、内部環境を推定する研究も行われている [Schmidt et al., 2008; Ingersoll and Pankine 2010; Nakajima and Ingersoll 2016]。Schmidt et al [2008] は、プリュームがノズル状の経路を通過して地上に噴出すると考え、ノズルを上昇する間、氷粒子がノズルの壁と衝突を繰り返すことで減速を受けることで、ガス成分と個体成分の速度差が生じる可能性を流体力学モデルによって調べた。この研究では、ランダムな形状を持つノズル中を水蒸気が上昇・凝結する流体力学モデルを構築し、ノズル下端の水蒸気源の温度、ノズル幅、氷粒子の平均衝突頻度をパラメータとして、噴出されるガスと粒子の速度分布を求め、得られた計算結果を探査機の観測値と比較し、パラメータの制約を行った。その結果、ノズルの最下部に当たる水蒸気発生源の温度は、水の三重点に近い 260~270 K と推定された [Schmidt et al., 2008]。このノズルモデル [Schmidt et al., 2008] を発展させ、個体粒子と水蒸気だけでなく、タイガー・ストライプスで観測される熱流量 ($5.8 \pm 1.9 \text{ GW/m}^2$) を説明するモデルも近年考案されている。Ingersoll and Pankine [2010] や

Nakajima and Ingersoll [2016] は、割れ目内部の壁へのガス成分の凝結を考慮し、その際の潜熱の解放によってタイガー・ストライプス周辺からの熱流量を説明した [Ingersoll and Pankine 2010; Nakajima and Ingersoll 2016]。また、割れ目の壁への凝結によってガスは断熱膨張し、それによって速度が上昇するため、地表面で観測されているプリュームの噴出速度 (300~500 m/s) も説明できることを示した [Ingersoll and Pankine 2010; Nakajima and Ingersoll 2016]。

これらの研究結果から物理・化学の両面で、プリュームはエンセラダス内部の液体の海から、ノズル状の割れ目を經由して宇宙空間に放出された地質現象であることは広く認められるようになった。しかしながら、重要な未解決な問題も残っている。それは、このプリュームの噴出が、なぜ長期間にわたって継続されているかという維持機構である。実際、割れ目の溝に水蒸気ガスが凝結することによって、割れ目自体が塞がれて閉じてしまう可能性が考えられる。噴出する水蒸気量 (200 kg/s) と割れ目付近の熱流量 (5.8 ± 1.9 GW/m²)、そして氷の比熱 (1850 Jkg⁻¹K⁻¹) から、水蒸気ガスの凝結量はおよそ 10^4 kg/s となり、これにより割れ目が閉じる速さはおよそ 0.8 yr/s と見積もられる [Ingersoll and Pankine, 2010]。一方、探査機カッシーニによる近接接近時の撮像観測から、割れ目の幅は 1 m 程度かそれ以下と考えられるため、上記のような速度で水蒸気ガスが凝結して、壁を埋めていくと 2~3 年以内という短時間でノズル自体が閉じてしまうことになり、2005 年以降、継続して噴出しているという事実と矛盾する。したがって継続的にプリュームが噴出するためには、凝結した氷が除去されノズル状の割れ目が維持される何らかの機構が存在しているはずである。

そこで本研究では、エンセラダスにおけるプリューム噴出維持機構として、噴出する氷粒子が割れ目の氷地殻の壁と衝突し、凝結した氷を破壊することで除

去する可能性を提案する。割れ目の壁が成長して幅が狭くなると、ノズル効果によって、そこを流れるガス速度も速くなることが予想される。その場合、プリューム中の氷粒子もこれによって加速され、壁と高い速度で衝突するようになる。このように、ノズルが狭まると粒子が高速で衝突できるようになり、壁の破壊効率が高くなることで凝結した水蒸気が効率的に除去される可能性がある。このような負のフィードバックのため、プリューム活動自体が、自己調節的に維持される可能性がある（図 1.1）。本研究では、このような負のフィードバック機構が生じるのかどうかや、それが生じるための地下海の条件を、1) 割れ目の壁へ凝結する氷物質への固体氷粒子を模擬した衝突実験と、2) ノズル状の経路をガスと固体が噴出する系の流体力学モデル計算を行うことで評価することを目的とする。

2章では、氷衝突実験とプリューム噴出の流体力学モデルについて、それぞれ手法を示す。3章では、衝突実験の結果とその解釈を、4章では、実験により得られた氷粒子による破壊効率をノズルモデルに導入した数値計算結果を示す。5章では、これらの結果に基づいて、プリューム噴出が維持される機構やその条件を議論する。6章では全体のまとめを行う。

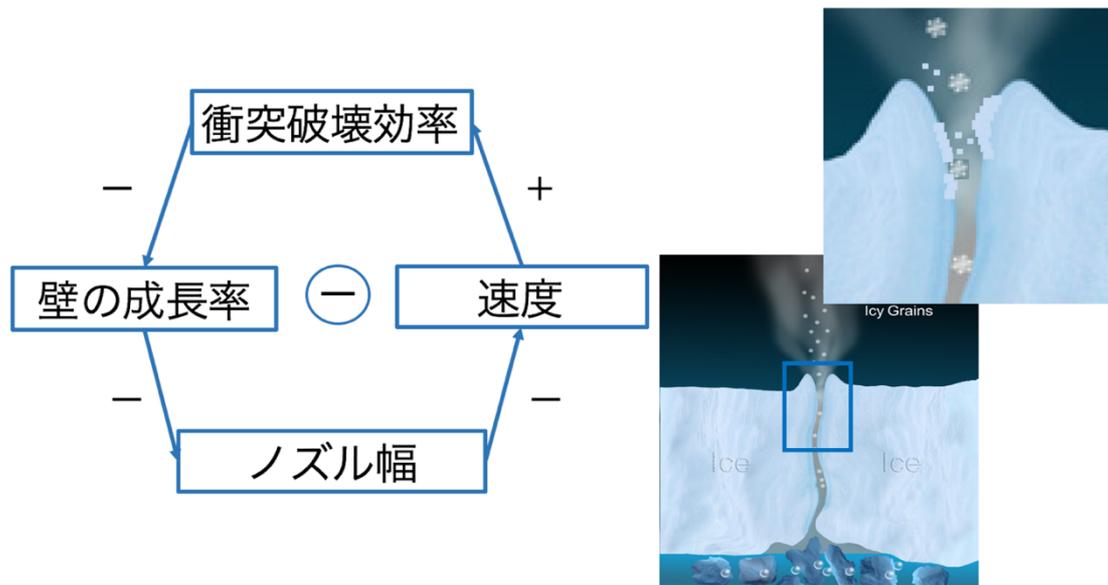


図 1.1. 割れ目内部の壁の破壊と成長の様子（右）とプリューム噴出を維持するフィードバック効果の概念図（左）。ノズル幅が狭まればガスの速度が上昇し（負の関係）、ガス速度が上昇すれば、それによって加速される氷粒子の速度も上昇するため、破壊効率は上昇し（正の関係）、それによって壁の成長率は低下し（負の関係）、ノズル幅は広がる（負の関係）。このように、全体として負のフィードバック効果が働き、ノズル幅がある一定の値に収束し、プリューム噴出が維持されていると考えられる。

2. 手法

2.1. 実験手法

2.1.1. 実験の目的

本研究では、エンセラダスから噴出するプリューム噴出の維持機構に関して、氷粒子が氷地殻内部の割れ目の壁へ衝突し、表面に凝結した霜層および氷地殻自体を破壊する可能性に着目する。

結晶氷あるいは強度の低い焼結氷粒子に対する衝突実験はこれまで多く行われており、形成するクレーターサイズや放出物のサイズ、速度分布、それらのスケールリング則が室内実験によって調べられてきた [Kato and Iijima 1995; Arakawa and Yasui 2011; Shimaki and Arakawa 2012]。しかしながら、標的物質に強度の弱い霜層と強度の強い結晶氷という層構造がある場合については研究がなされていない。そのような層構造がある場合、強度の弱い層を貫通することによるエネルギーの散逸や、結晶氷表面での反発や反発後に再度低強度層を破壊する効果などが重要になる可能性がある。そのため、これまでの結晶氷や氷粒子群への実験結果を単純にそのまま外挿して、破壊効率を求めることはできない。

そこで本研究では、強度の強い結晶氷とその上に載せた強度の低い焼結させた氷粒子の2層構造を持つ標的（以降、標的と呼ぶ）に対して、結晶氷の弾丸（以降、弾丸と呼ぶ）を衝突させる実験を行う。まず、衝突後のクレータや掘削された標的物質を観察し、衝突時における標的の破壊メカニズムを考察する。そして、そのメカニズムに基づき、衝突速度、衝突角度、焼結層の厚さを考慮した標的の破壊効率を調べる。ここで破壊効率とは以下のように標的物質の質量損失に対する弾丸の質量と定義する。

2.1.2. 実験装置

実験は神戸大学の低温室および軽ガス銃衝突実験施設を用いて行った（図 2.1）。低温室は、実験中および実験準備中に $-15(\pm 5)^{\circ}\text{C}$ に保たれており、実験前後の氷の昇華による質量の損失は無視できる。軽ガス銃および標的は、低温室内に設置する。軽ガス銃とは、小径銃身の上流部の高圧ガスにより、銃身内に置かれた弾丸を加速させることで高速衝突を可能にする装置である。本実験では、銃身上部のステンレス管およびセロファン製ダイアフラム膜で隔離された空間にヘリウムガス（純度 99 %）を導入し、任意のガス圧（1~4 気圧）をかけた。その後、電子スイッチを用いてダイアフラム膜を針で破壊することで、銃口方向に解放される圧縮ガスによって弾丸を加速した。弾丸は、銃口出口付近に設置された 2 本のレーザー間を通過することで、レーザー光の強度に変化を及ぼす。その 2 本のレーザー光が変化する時間差をオシロスコープにより計測し、レーザー間の距離から弾丸の射出速度を算出した。軽ガス銃の銃身および弾丸の直径は 10 mm である。射出された弾丸は銃口からおよそ 600 mm 離れた場所に置かれた標的に衝突する。実験パラメタは、衝突速度 v 、標的の焼結した氷粒子層（以下、焼結氷粒子層と呼ぶ）の厚さ d 、衝突角度 θ である。衝突前後での標的の質量を低温室内の電子天秤で測定した。また、衝突後の標的の写真も低温室内で撮影した。射出後の弾丸の大气による減速は、200 m/s の場合、およそ 1 m/s 以内であると見積もれるので、レーザーで計測した射出速度を衝突速度として扱うこととする。

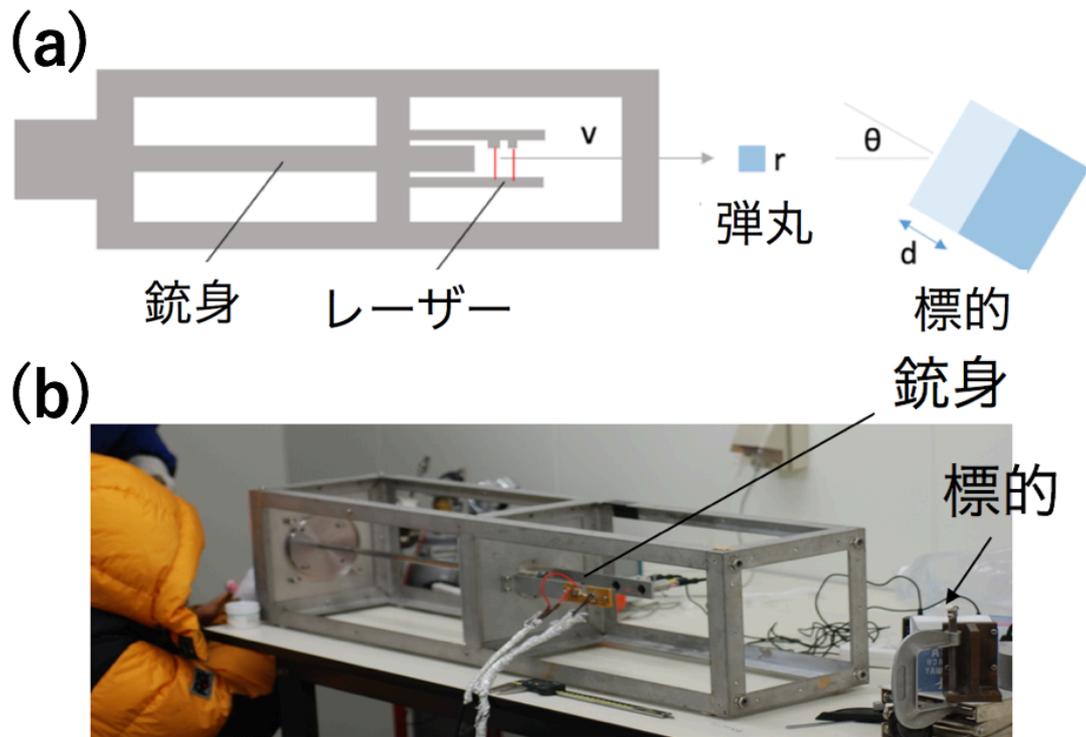


図 2.1. 本研究で行った実験の a) 概念図および b) 写真。低温室内部は $-15(\pm 5)^{\circ}\text{C}$ に保たれている。銃身内で高圧ヘリウムガスによって加速された弾丸が 600 mm 離れた標的へと衝突する。衝突速度は、銃口直後のレーザー光の変化によって算出する(本文参照)。実験パラメタは、衝突速度 v 、衝突角度 θ 、焼結氷粒子層の厚さ d であり、衝突角度は図のように標的面と弾丸の射出方向のなす角度とする。

2.1.3. 弾丸と標的

エンセラダスから噴出するプルーム粒子の化学組成は、そのほとんどが水 (H_2O) で構成されている [Postberg et al., 2009]。また、噴出する粒子にはエンセラダス内部の地下海の海水が含まれており、地下海の表面で水氷が形成していると考えられる [Postberg et al., 2009]。そのため、本実験では結晶氷を弾丸として用いる。弾丸は円筒型であり、直径 10 mm、高さ 7.5 mm、質量 0.5 g である (図 2.2)。弾丸は低温室内でアルミニウム製の型に液体の水を注ぎ凍結させることで作成した。

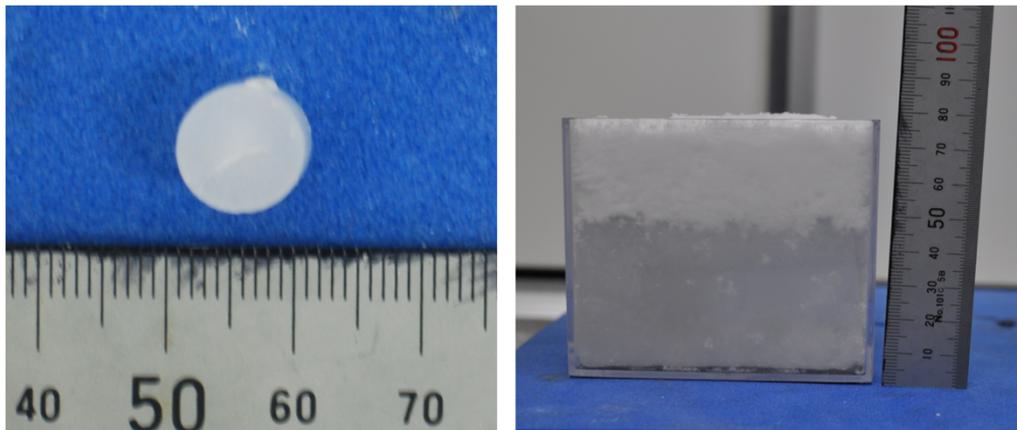


図 2.2. 結晶氷の弾丸(左)と結晶氷と焼結氷粒子層の二層構造標的(右)。写真中のスケールの数字の単位は mm である。

エンセラダス内部の割れ目の壁にはプルーム中の水蒸気が直接凝結し、強度が弱く空隙率の高い氷層が壁面に形成していることが考えられる。水蒸気からの凝結で生成される霜は、一般的に数 mm 程度の厚さで凝結し、空隙率は 70 % 程度である [Aoki, 1986]。一方、エンセラダスから噴出する氷粒子は、その粒径はおよそ 1 μm 程度であることがプルームの可視分光分析から推定されている [Spahn et al., 2006]。そのため、エンセラダスの割れ目内部でも、衝突す

る氷粒子に対して、小さなサイズで構成される氷粒子の集合体が標的となって衝突が起きている可能性が高い。

そこで本研究では、結晶氷の上面に高空隙率で低強度の焼結氷粒子層が覆った 2 層氷標的を実験に用いた。標的は幅、奥行きが 90 mm、高さが 80 mm 程度の長方形型のプラスチック製容器に成形した結晶氷を下部に設置し、その上に氷粒子を敷き詰めて作成した (図 2.2)。氷粒子は、デュアール瓶中に溜めた液体窒素中に、空気圧ポンプと噴霧ノズルを組み合わせ液体の水を噴射する手法で作成した [Shimaki and Arakawa 2012]。作成した氷粒子の大きさはおよそ 250 μm である [Shimaki and Arakawa 2012]。氷粒子は、空隙率が 70 % 程度になるよう、下部の結晶氷の上面に敷き詰め、4 時間または 15 時間、 -15°C で焼結させた。焼結氷粒子層の強度は加速度計を取り付けたペネトレータを用いて測定した [Arakawa and Yasui 2011]。この方法では、ペネトレータを標的上に落下させ、衝突した際の加速度の変化から、ペネトレータが受けた応力を見積もり、標的の強度としている。図 2.3 はペネトレータに取り付けられた加速度計が記録した加速度の時間変化である。なお、測定された強度は以下の式を用いて算出した。

$$K = \frac{m_p a}{S_p} \quad (2-1)$$

m_p 、 S_p 、 a はそれぞれ、加速度計が取り付けられたペネトレータの質量[kg]、断面積[m²]と測定された加速度[m/s²]を表す。

図 2.4 は、焼結時間に対する焼結氷粒子層の強度を示す。強度は 3 種類の試料について測定している。これを見ると焼結時間の短い標的の方が強度が大きいという結果となっている。焼結時間に対して、明確な強度の依存性が見えない

理由としては、おそらく標的作成時の氷粒子のサイズや圧密方法のばらつきが原因であると考えられる。これらの結果から、本研究では標的の破壊効率を算出する際に焼結時間の違いを考慮せず、焼結氷層の厚さを実験パラメタとする。しかしながら、手順の違いなどによって強度に 150 kPa 程度の不確実性があることは結果を解釈する上で重要となる（詳細は、6章を参照）。

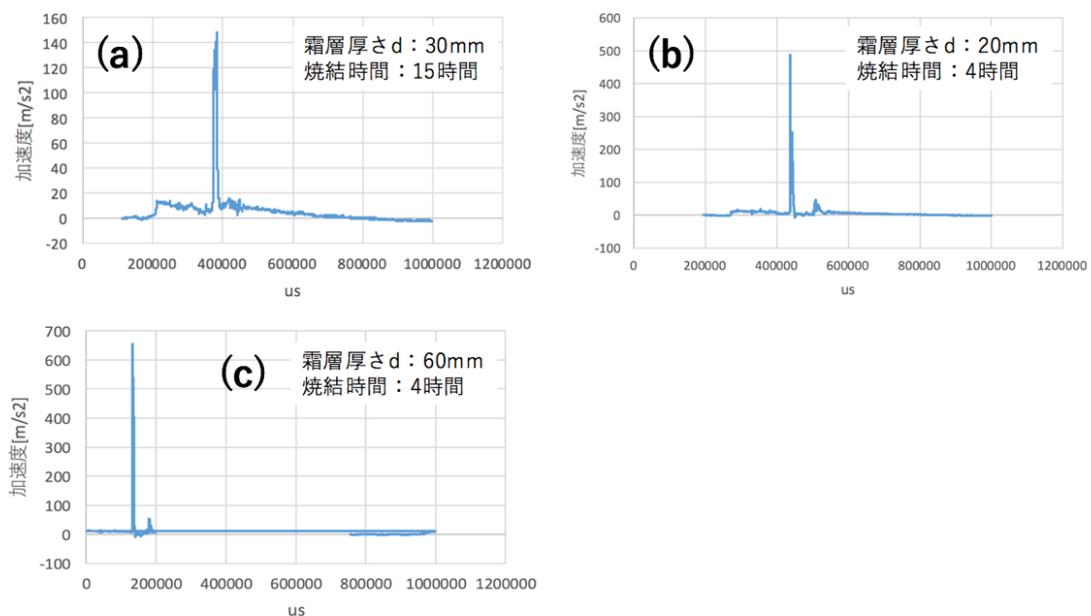


図 2.3. 各サンプルの加速度。横軸は時間 [μ s] を表し、縦軸がペネトレータの加速度変化を表す。ピークがある時間に、ペネトレータが衝突しているため、加速度が大きく変化している。

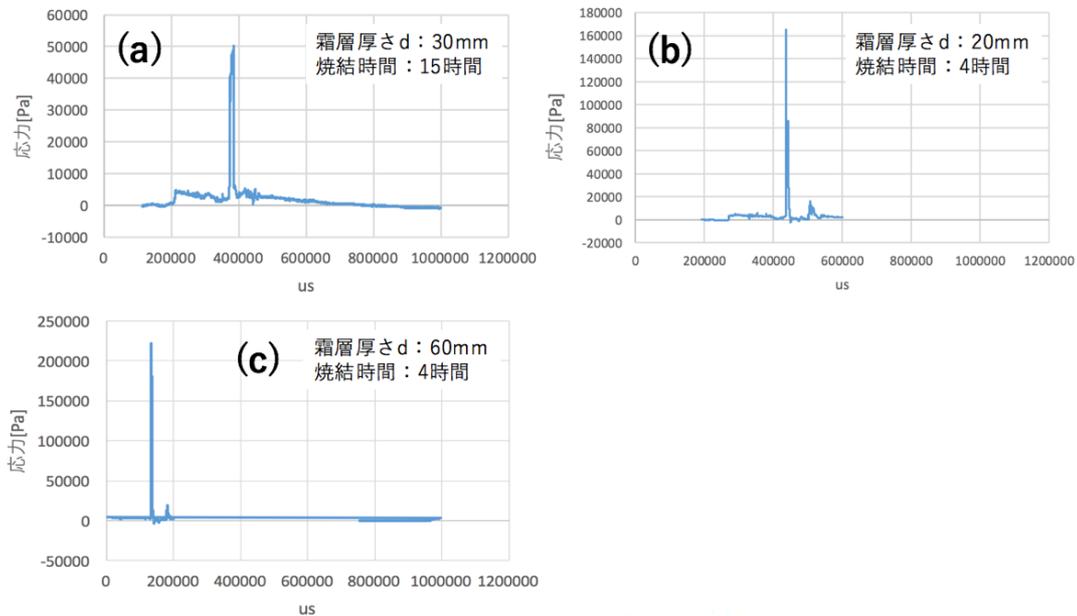


図 2.4. 焼結時間に対する強度。図 2.3 と同じく、横軸は μs を表し、縦軸はペネトレータが受けた応力を表す。応力は図 2.3 の加速度のデータから (2-1) 式で導出した。

2.1.4. 実験条件と測定方法

本研究で行った実験における実験パラメータを表 2.1 にまとめる。衝突速度 v は、エンセラダスで観測されているプリュームの氷粒子の噴出速度を基に設定した。プリューム粒子の一部はエンセラダスの脱出速度 (230 m/s) を超えて土星 E 環を構成しているため [Kempf et al. 2008]、最も高速の粒子は 200 m/s を上回るものも存在する。しかし、近年の研究では、このような高速で噴出する粒子はごく一部であり、粒子の平均的な速度はエンセラダスの脱出速度よりも顕著に遅いことが示されている。例えば、Hedman et al. [2009] では、プリュームの画像解析から地表面からの高度 50~300 km における粒子の速度は 80~160 m/s 程度と見積もっている。また、Ingersoll and Ewald [2011] では、高度 50 km 以下での平均速度は 90 m/s と見積もっている。そこで本研究では、

速度 100 m/s を中心として、 v を 50 m/s, 100 m/s, 150 m/s, 200 m/s と変化させて実験を行った (表 2.1)。

衝突角度 θ は、弾丸の衝突する方向に対して、標的表面を傾けることで変化させた。表面から噴出するプリュームの画像解析から、プリュームの噴出角度は 15° 程度である [Behoukova et al., 2015]。したがって、割れ目内部でもこれと同程度の角度で粒子が壁面と衝突する可能性が考えられる。一方、割れ目内の粒子の加速・上昇を扱った流体力学モデルでは、壁の向きと飛行する粒子の軌道はほぼランダムであり、衝突角度は平均すると 45° 程度になると見積もっている [Schmidt et al., 2008]。本研究では、 θ を 90° (垂直衝突), 45° , 30° , 15° と変化させた (表 2.1)。

焼結氷粒子層の厚さ (d) は、弾丸の直径 (r) に対して、その比 (d/r) を考慮して変化させた。焼結氷粒子層の厚さが十分厚くなり、弾丸が結晶氷に到達できなくなると、それ以上、 d/r を大きくしても結果は変わらないことが予想される。また、厚さが薄くなる場合も、質量損失は実質的に結晶氷への衝突の場合へ漸近していくことが予想される。本研究では、弾丸の直径に対して $d/r = 1$ 、3、6 となるように、それぞれ d を 10 mm、30 mm、60 mm と変化させた (表 2.1)。

以上、これらを実験パラメタとして、計 23 ショットを行った (表 2.1)。これらの結果から、弾丸の衝突速度 v 、角度 θ 、 d/r に対する質量損失効率の依存性を調べた。

| ショット番号 | d/r | 焼結時間 | 霜層厚さ (mm) | 角度 | 弾丸速度 (m/s) | 質量損失(g) | 弾丸貫入の有無 |
|--------|-----|-------|--------------|-----|---------------|---------|---------|
| 4× | 3 | 15 時間 | 30 | 45° | 98.21 | 1.49 | 有 |
| 5× | 3 | 15 時間 | 30 | 45° | 162.83 | 10.34 | 無 |
| 6× | 3 | 4 時間 | 30 | 30° | 93.05 | 0.54 | 有 |
| 7× | 3 | 4 時間 | 30 | 60° | 90.33 | 1.71 | 無 |
| 8 | 3 | 4 時間 | 30 | 90° | 90.99 | -0.33 | 有 |
| 9 | 3 | 15 時間 | 30 | 45° | 58.65 | 0.34 | 無 |
| 10 | 3 | 15 時間 | 30 | 90° | 69.13 | -0.33 | 有 |
| 11× | 1 | 15 時間 | 10 | 45° | 93.05 | 3.02 | 無 |
| 12 | 3 | 4 時間 | 30 | 60° | 59.78 | -0.31 | 有 |
| 13 | 3 | 4 時間 | 30 | 45° | 76.39 | -0.27 | 有 |
| 14 | 6 | 4 時間 | 60 | 45° | 123.75 | -0.03 | 有 |
| 15 | 3 | 15 時間 | 30 | 45° | 159.68 | 1.54 | 有 |
| 16 | 3 | 15 時間 | 30 | 30° | 69.92 | 2.1 | 無 |
| 17 | 3 | 4 時間 | 30 | 45° | 202.8 | 7.47 | 有 |
| 18 | 2 | 4 時間 | 20 | 45° | 93.75 | 0.69 | 有 |
| 19 | 3 | 15 時間 | 30 | 30° | 152.78 | 11.46 | 無 |
| 20 | 6 | 15 時間 | 60 | 30° | 101.43 | 4.27 | 有 |
| 21 | 2 | 4 時間 | 20 | 45° | 144.74 | 28.63 | 無 |
| 22 | 2 | 4 時間 | 20 | 45° | 55.00 | -0.33 | 有 |
| 23 | 6 | 4 時間 | 60 | 30° | 95.93 | 0.32 | 有 |

表 2.2. 各ショットの実験データ。 d/r は弾丸の直径 r (10 mm) に対しての霜層厚さ d の比を表す。標的の質量損失は衝突前後の標的の質量差を表し、正の値を取れば、標的に質量損失が生じたものとする。弾丸が標的中に貫入、またはリバウンドしたかについても記した。また、スポレーションやターゲットホルダーの淵にクレーターが達してしまっような標的に関しては、ショット番号の欄に×印をつけた。ショット 1~3 については試し射ちのショットのため記載していない。

2.2. プリューム噴出流体力学モデル

2.2.1. モデルの概要

この節では、エンセラダス氷地殻内の割れ目を上昇する水蒸気および氷粒子の運動を流体力学に基づいて記述する一次元の数値モデルについて、その概念や基礎方程式、計算手法の説明を行う。本研究で用いたモデルは、過去のエンセラダス氷地殻内部の水蒸気の上昇を扱う数値モデルに基づいており [Nakajima and Ingersoll 2016]、ここではその概要を説明したのち、本研究で新たに加える効果（具体的には氷粒子による壁面の衝突破壊）について述べる。

本研究で用いたモデルでは、過去の研究 [Schmidt et al., 2008; Ingersoll and Pankine, 2010; Nakajima and Ingersoll, 2016] に則って（詳細は 1 章を参照）、氷地殻内のノズル状の割れ目を水蒸気からなるガスが上昇する状況を考える（図 2.3）。ノズル下部では内部海の存在により常に水蒸気が供給され、水蒸気はノズル上部から宇宙空間へと放出される。水蒸気は幅 δ のノズル内部を上昇する。その際、ガスの一部は固体成分割合 s （プリューム中のガスに対する固体成分の存在量の比）で凝結し、氷粒子となる。また、水蒸気の一部は凝結率 E でノズル壁へ凝結する。この壁への凝結によって解放される潜熱は、氷地殻

内を伝導し地表面から放射される。ノズル内の水蒸気の温度 T 、速度 v 、圧力 P 、密度 ρ 、固体成分割合 s が、ノズルの上昇に伴い変化する (図 2.4)。それぞれの過程の基礎方程式は、下の 2.2.2 章で詳しく述べる。

Nakajima and Ingersoll [2016] は、上記のようなノズル状のモデルを用いて、水蒸気がノズル壁に凝結することによる圧力、密度の減少に伴う断熱膨張によって、水蒸気がノズル内で上昇に伴って加速されることを示した。そして、ノズル幅 δ が 0.05~0.075 m のとき、ノズル上端からの噴出速度と噴出質量フラックス、壁に与えられる潜熱が、観測されるプリュームの噴出速度と質量、割れ目の熱放射をそれぞれ整合的に説明することを示している。しかしながら、1章で述べたように、このモデルでは壁の幅を不変としているが、現実的には凝結した水蒸気によって徐々に狭くなることが予想される。

本研究では、Nakajima and Ingersoll [2016] のモデルに、壁に凝結した水蒸気とそれを氷粒子が破壊する効果を新たに加えることで、プリューム噴出が維持される可能性を調べる。

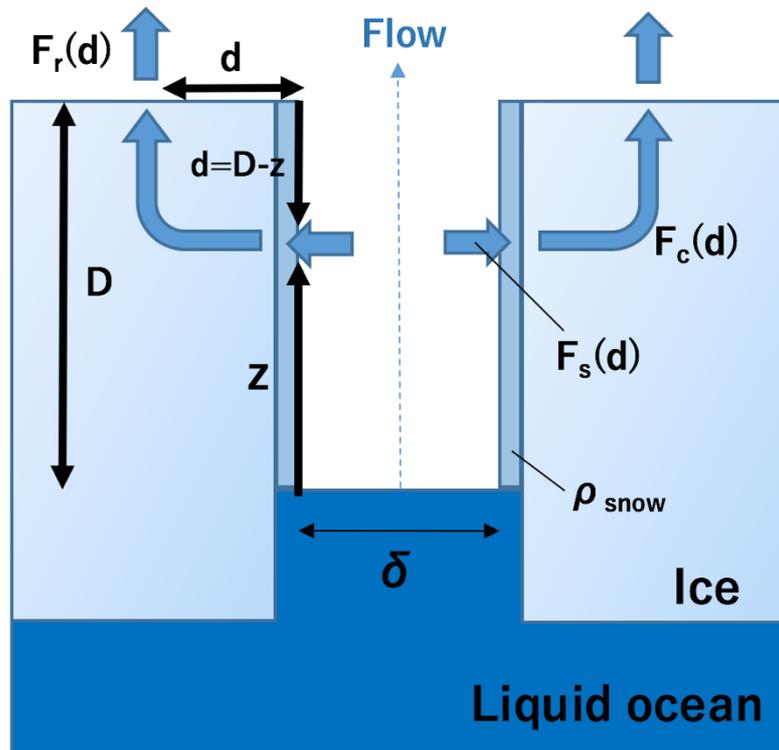


図 2.3. プリューム噴出モデルの概念図。幅 δ 、長さ D のノズルを水蒸気が上昇する。地表面からの距離を d 、内部海液面からの距離を z とする。 ρ_{snow} は凝結した霜の密度を表す。 $F_s(d)$ 、 $F_c(d)$ 、 $F_r(d)$ はそれぞれ、プリュームガスが凝結率 E で凝結し壁に解放する潜熱のフラックス、氷地殻内部を伝導する熱フラックス、エンセラダス地表面で放射する熱フラックスを表す。

2.2.2. 基礎方程式

プリューム噴出流体力学モデル [Nakajima and Ingersoll 2016] における基礎方程式を下に示す。

$$v\delta \frac{d\rho}{dz} + \rho\delta \frac{dv}{dz} + \rho v \frac{d\delta}{dz} = E \quad (2-2)$$

$$\rho v \delta \frac{dv}{dz} = -\delta \frac{dp}{dz} - \tau - \rho g \delta - v E^* \quad (2-3)$$

$$\rho v \delta \left(C_v \frac{dT}{dz} - L \frac{ds}{dz} \right) + p \delta \frac{dv}{dz} = -p v \frac{d\delta}{dz} + \frac{p}{\rho} E + v \tau + \frac{1}{2} v^2 E^* + L s E - \frac{\tau}{v} C_p \Delta T \quad (2-4)$$

$$p = \frac{(1-s)\rho RT}{M} = A \exp\left(\frac{-B}{T}\right) \quad (2-5)$$

式 (2-2) ~ (2-5) は、それぞれ質量保存の式、運動方程式、エネルギー保存式、状態方程式を示し、上述のように、 v [m/s]がノズル内の水蒸気の上昇速度、 T [K]がガスの温度、 ρ [kg/m³]が密度、 P [Pa]が圧力、 s がプリューム中の固体成分比を表す。 δ [m]がノズル幅を表し、 E [kg/m²/s]はノズル壁へのガスの凝結率である。 E^* はガスの運動量の変化に対する凝結率の寄与を表す量であり、ガスが壁に凝結するときは、ガスの運動量は変化しないと考え、 $E > 0$ の時、 $E^* = E$ 、 $E < 0$ の時、 $E^* = 0$ となるように定義された値である。 C_v 、 C_p はそれぞれ水蒸気の定積熱容量、定圧熱容量であり、 $C_v = C_p = 2000$ J/kg/K とする。 g はエンセラダスにおける重力加速度で 0.11 m/s² である。 L は水の潜熱を表し、 $L = 2.8 \times 10^6$ J/kg である。また状態方程式中の定数 A 、 B はそれぞれ、 $A = 3.63 \times 10^{12}$ Pa、 $B = 6147$ K である。 τ はガスの粘性によりノズル壁から受ける摩擦を表し、 $\tau = \frac{12\eta v}{\delta} + 2C_d \rho v^2$ と表す。第1項がガスの粘性、第二項がガスの乱流による摩擦

を表す。 η はガスの動粘性率を表し、 $\eta = 0.925 \times 10^{-5} \left(\frac{T}{300}\right)^{1.1} Pa s$ と表す [Crifo, 1989]。また、 C_d は摩擦係数を表し、 $C_d = 0.002$ である [Hartmann, 1994]。これらガスと壁との摩擦による相互作用については、主にガスの粘性によるものと、乱流によるものが考えられ、両者はレイノルズ数が $Re = \frac{\rho v \delta}{\eta} = \frac{6}{C_d} = 3000$ の値を取るときに等しくなる。Nakajima and Ingersoll [2016] の結果によれば、ガスの動粘性率は $\eta = 0.75 \times 10^{-5} Pa s$ の大きさを取り、レイノルズ数は 250 ~ 750 の幅で変化するため、プリュームガスは主に粘性による摩擦を強く受けるものと考えられる。

ノズル内部を水蒸気が上昇する際に、その一部はノズル壁に凝結するため、質量保存の式 (式 (2-2)) の右辺には凝結率 E が入っている。運動方程式 (式 (2-3)) では、ノズル壁へのガスの凝結、またはノズル壁からのガスの蒸発によるガスの運動量の変化 (右辺第四項) を考慮し、また、壁との摩擦の効果 (右辺第二項) も考慮している。エネルギー保存の式 (式 (2-4)) では、ガスがノズル内部を上昇中に固体成分比 s で凝結することにより解放される潜熱 (右辺第五項) も考慮している。過去の研究による計算結果によれば [Nakajima and Ingersoll, 2016]、ノズル壁とガスの温度差 ΔT は 1 K 以下となり、他の項に比べて 0 桁以上小さい。そのため、本研究では ΔT を 0 と仮定し、壁とガスとの温度差によるガスのエネルギーへの影響 (右辺第六項) を無視する。

エンセラダスにおける氷地殻の厚さはおよそ 20~40 km 程度であり [less et al., 2014]、氷と水のアイソスタシーを考慮すれば、ノズル内部の 90 % 以上が内部海で満たされていると考えられる [Kite et al., 2016]。そのため、プリューム噴出孔から内部海の液面までの深さ D は数 km 程度であると考えられる。このノズルの深さ D に対して、基礎方程式 (式 (2-2) ~ (2-4)) を温度 T 、速度 V 、固体成分比 s のそれぞれの微分係数について変形すると以下の式を得る。

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\frac{f_1 C_4}{C_2} - \frac{f_2}{v} \left(\frac{C_4}{C_2} + \frac{P}{\rho} \right) + f_3}{C_3 + \frac{C_1 C_4}{C_2}} \quad (2-6)$$

$$\frac{dv}{dz} = \frac{-Bp}{\rho v T^2} \frac{dT}{dz} + \frac{f_2}{\rho v \delta} \quad (2-7)$$

$$\frac{ds}{dz} = -\frac{C_1}{C_2} \frac{dT}{dz} + \frac{f_1}{C_2} - \frac{f_2}{C_2 v} \quad (2-8)$$

また、 C_1 、 C_2 、 C_3 、 C_4 はそれぞれ式の簡略化のため定義した式で、以下のように表す。

$$C_1 = \frac{pv\delta}{RT^2(1-s)} \left(\frac{B}{T} - 1 \right) - \frac{Bp\delta}{vT^2} \quad (2-9)$$

$$C_2 = \frac{pv\delta}{RT(1-s)^2} \quad (2-10)$$

$$C_3 = \rho v \delta C_v - \frac{Bp^2\delta}{\rho v T^2} \quad (2-11)$$

$$C_4 = \rho v \delta L \quad (2-12)$$

f_1 、 f_2 、 f_3 はそれぞれ、式 (2-2)、式 (2-3)、式 (2-4) の右辺の式を表したものである。これらの式 (2-6) ~ (2-8) に対して、ノズル最下部での水蒸気の温度、速度、固体成分比を与えて、4次のルンゲクッタ法によりノズル内のこれらパラメタの変化を計算した。計算ステップ dz は、上記計算が発散しない間隔である 1 km とした。

2.2.3. ノズル壁へのガスの凝結率 E

過去の研究 [Nakajima and Ingersoll, 2016] では、水蒸気の壁への凝結率 E を、ガスと壁の温度差に起因するパラメタとして、その質量フラックスを計算している。本研究では、壁への凝結率 E をノズルの深さ d に対する定数として与える。この理由は、エンセラダス地表面で観測される熱放射を満たす E による壁の成長に釣り合う、氷粒子による破壊が起きるためのプリュームの上昇速度を求めるためである。

プリュームガスが凝結率 E で凝結し壁に解放する潜熱のフラックスを F_s 、氷地殻内部を伝導する熱フラックスを F_c 、最終的にエンセラダス地表面で放射する熱フラックスを F_r とする (図 2.3)。それぞれのフラックスは以下のように定式化される。

$$F_s(d) = 2E(d)L \quad (2-13)$$

$$F_c(d) = 4k \frac{T_s(d) - T_w(d)}{\pi d} \quad (2-14)$$

$$F_r(d) = 2\sigma(T_s^4(d) - T_e^4) \quad (2-15)$$

T_s 、 T_w 、 T_e はそれぞれ、エンセラダス地表面温度、ノズル壁の温度、太陽光の地表面への放射による平衡温度を示す。k は氷の熱伝導度を表し $k = 3 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ である。σ はシュテファンボルツマン定数であり、 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ である。また、凝結率 E はノズル内の水蒸気分子の衝突回数と、ノズル壁の温度での水蒸気分圧での水蒸気分子の衝突回数の差から、以下のような式で表される。

$$E = -2 \left(\frac{p}{\sqrt{\frac{2\pi RT}{M}}} - \frac{p_w}{\sqrt{\frac{2\pi RT_w}{M}}} \right) \quad (2-16)$$

P_w はノズル壁の温度での水蒸気圧を表す。 M はガスの平均分子量で、 $M = 18\text{g/mol}$ であり、 R は気体定数を表し、 $R = 8.314 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$ である。2を乗じているのは、二つの壁への凝結を考慮するためである。

これらが全て等しいとして、つまり $F_s(d) = F_c(d) = F_r(d)$ として、Nakajima and Ingersoll [2016] は E 、 T_s 、 T_w を数値的に導出している。本研究では、モデルの簡略化のため、 T_w のノズル深さ方向への鉛直分布は考慮せず、Nakajima and Ingersoll [2016] の解析解 E に合うようにその値を調節し、 E 及び T_s の導出を行った。

2.2.4. 過去の計算結果との比較によるモデルの検証

本研究で作成したモデルの妥当性を評価するために、Nakajima and Ingersoll [2016] と同一の条件で計算を行い、得られた結果を比較する。各物理量のノズル最下部での初期値は、それぞれ、温度 T が 272 K、速度 v が 5 m/s、固体成分の存在比 s が 0.05 である。ノズルの深さ $D = 4 \text{ km}$ の場合について計算した本研究（赤）と Nakajima and Ingersoll [2016]（青）の計算結果を重ねたものを図 2.4 に示す。

得られた結果を見ると、水蒸気のノズル壁への凝結率（図 2.4D）が、ガスが地表面に近づくにつれ急激に上昇していることがわかる。それによってガスの密度が下がり（図 2.4E）、断熱膨張することで温度は下がり（図 2.4B）、プレュームガスが凝結し、固体成分比が増える（図 2.4F）。このように凝結成分が増加して、それに伴う断熱膨張がおきることに對して、ガスは連続の式に従って速度

が上昇する (図 2.4C)。

以上より、本研究の結果においても、Nakajima and Ingersoll [2016] の結果と同様な物理的描像が得られること、また物理パラメタの深度分布も値の 5 % 以内で再現できていることから、本研究のモデルの妥当性については検証されたと言える。

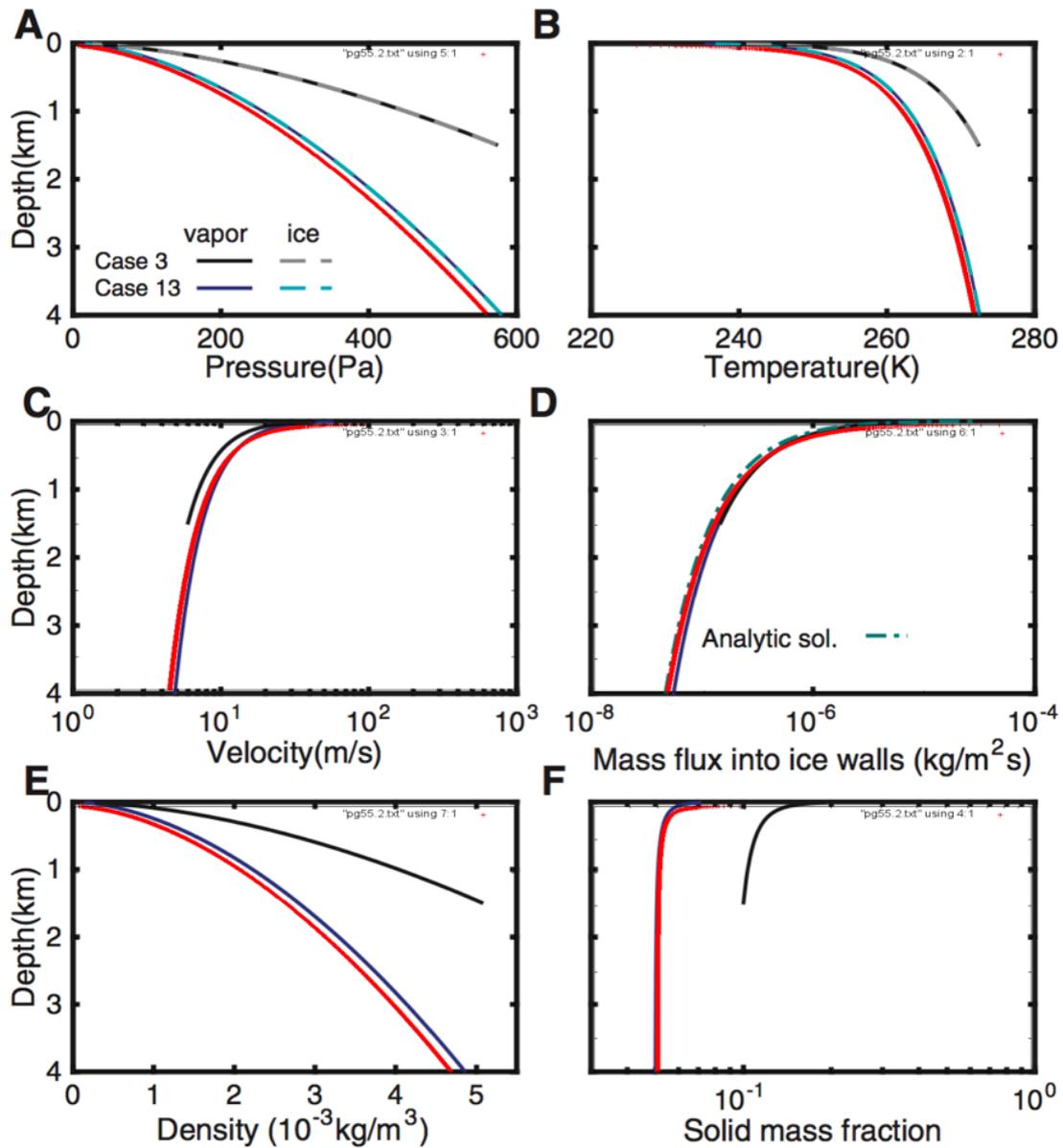


図 2.4. 本研究で行った計算結果(赤)と Nakajima and Ingersoll [2016]の計算結果(青)の比較(Nakajima and Ingersoll [2016]の Fig. 4 に本研究の結果を重ねて表示している)。それぞれ、A:圧力 [Pa]、B:温度 [K]、C:速度 [m/s]、D:壁へのガスの凝結率 [$\text{kg/m}^2\text{/s}$]、E:密度 [kg/m^3]、F:ガス中の固体成分比を表す。縦軸は地表面からのノズルの深さを表している。パネル E の青破線は Nakajima and Ingersoll [2016]で提示されている解析解である。

2.2.5. 水蒸気の凝結と粒子衝突による破壊

水蒸気ガスのノズル壁への凝結による幅の変化速度 G [m/s] は、ガスのノズル壁への凝結率 E を用いて、以下のように書くことができる。

$$G = \frac{E}{\rho_{snow}} \quad (2-17)$$

ρ_{snow} はノズル壁に付着する霜の密度を表し、典型的な霜の空隙率である約 70 % を仮定して [Aoki, 1986]、 $\rho_{snow} = 0.3 \text{ g/cm}^3$ とした。

これに対し、氷粒子の衝突によるノズル壁の破壊による変化速度 H [m/s] を、衝突実験により得られる破壊効率 M_{loss}/M_{im} を用いて定式化する。 H は、質量 M_{im} の粒子の衝突により破壊される質量 M_{loss} [kg]、氷粒子の存在個数 w [m⁻²]、単位時間あたりの 1 粒子の衝突回数 y [s⁻¹] を乗じた値を、破壊される霜の密度で割った値で表すことができる (図 2.5)。

$$H = \frac{M_{loss} \times w \times y}{\rho_{snow}} \quad (2-18)$$

ここで $w = \rho \delta s / M_{im}$ 、 $y = v / \delta$ と表せる。ガスの凝結と氷粒子の衝突による破壊は、ノズルの両側で起きるため、式 (2-17)、式 (2-18) に 2 を乗じて足し合わせることで、ノズル幅の正味の成長速度 $d\delta / dt$ [m/s] を以下のように求めた。

$$\frac{d\delta}{dt} = 2 \times \left(-G + \frac{H}{2} \right) \quad (2-19)$$

ここで、式 (2-19) が正の場合、氷の凝結 G より破壊 H が勝り、ノズル幅は大きくなる。一方、式 (2-19) が負の場合、破壊 H より凝結 G が勝り、ノズル幅は狭くなることを表している。この $d\delta/dt$ [m/s] を用いて、本研究で構築したプリューム噴出流体力学モデルの時間発展解を求める。具体的には、まず、図 2.4 で示した解から $d\delta/dt$ を求める。そして式 (2-6) ~ (2-8) までの δ に $d\delta/dt \times dt$ (時間の刻み幅) を加え、そのノズル幅でさらに数値計算を行い、 $d\delta/dt$ を求め、これを 30000 ステップ、つまり、100 年まで繰り返して時間発展解を求める。その間に、時間が桁で変化した時に、ノズル幅やその他のパラメタがある一定の値で変化しなくなった時、解が収束したものと判定する。

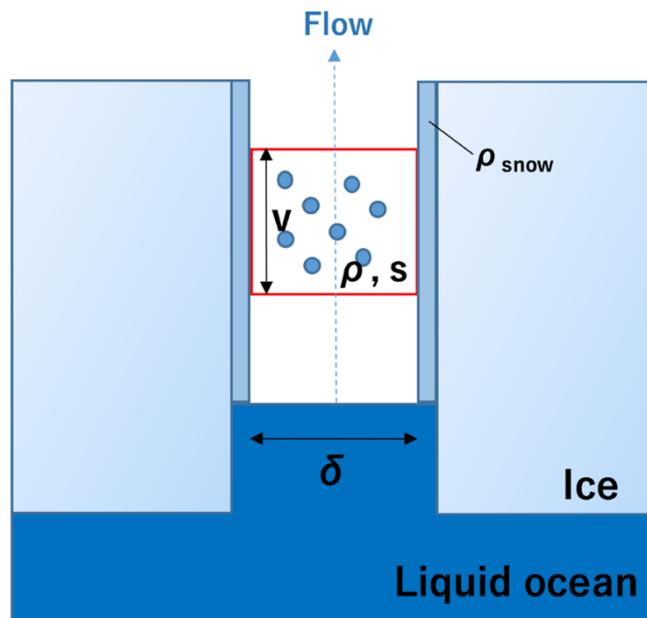


図 2.5. 氷粒子の存在個数とノズル壁との衝突回数を表す概念図。幅 δ のノズル中の単位体積中に存在する氷粒子の個数は、固体成分比 s にガス密度 ρ をかけ、 $\rho \delta s / M_{im}$ と表せる。 M_{im} は氷粒子一つの質量である。また、ノズル壁と速度 v 、角度 45° [Schmidt et al., 2008] で衝突する氷粒子は単位時間に v/δ 回壁と衝突する。

3. 実験結果

3.1. 衝突後の標的および弾丸の観察

表 3.1 に実験結果のまとめを示す。比較的衝突速度が速い場合 ($v > 100$ m/s) では、弾丸の衝突により、焼結氷粒子層が破壊・掘削されることで質量の損失が生じていることがわかる (例えば、表 3.1、ショット 15)。掘削された領域は、弾丸を頂点とする円錐状であり、弾丸が焼結氷粒子層を破壊・圧縮・掘削しながら標的の内部を進んでいることがわかる (図 3.1)。衝突角度 45° 、 $d/r = 3$ の場合、衝突速度が 200 m/s 以上になると、弾丸が焼結氷粒子層を貫通し、結晶氷との境界に達し、衝突によって大規模に破壊された (図 3.2、ショット 17)。これは焼結氷粒子層内で十分なエネルギー損失が起きずに、弾丸が高速度のまま結晶氷に到達し、破壊されたものと考えられる。衝突速度 200 m/s 以下では、弾丸の破壊や結晶氷の破壊は観測されなかった。

一方、比較的低速 ($v = 60 \sim 100$ m/s) での衝突、あるいは大きな d/r の場合、弾丸が焼結粒子層内に捕獲されることによって、総質量が増加しているものも存在する (例えば、表 3.1、ショット 12、14)。特に、衝突速度が 60 m/s 程度では、弾丸は結晶氷面まで到達せず、焼結氷粒子層内で運動エネルギーを失って捕獲される (図 3.2、ショット 12)。さらに低速 ($v = 50 \sim 60$ m/s) の場合、弾丸が焼結粒子層に捕獲されるほど埋め込まれず、焼結氷粒子層表面で跳ね返り、標的の外に放出された (表 3.1、ショット 9)。この場合、弾丸が付加されない分、標的の質量は損失している。

本研究で行った衝突実験の中には、焼結氷粒子層の表面が、衝突時に焼結氷粒子層が剥離した場合 (スポレーション: 図 3.3、右) や、衝突によりできる掘削体積がターゲットホルダーの淵に達する場合 (図 3.3、左) も存在した。このような場合については、衝突破壊による質量損失効率を過大もしくは過少見積

もりしてしまうため、解析には使用しない（表 2.1 に対して、表 3.1 のショット番号の抜けているものに相当する）。

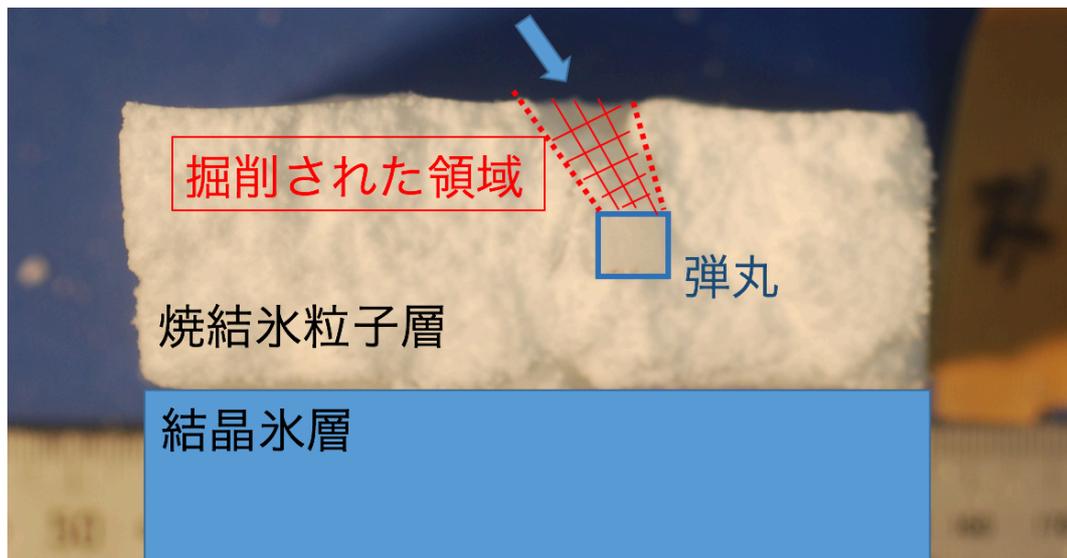


図 3.1. 弾丸を頂点として円錐状に掘削された標的(赤い点線で囲った領域が掘削された)の断面図。弾丸は図に向かって左方向から衝突し、標的内に貫入していた。

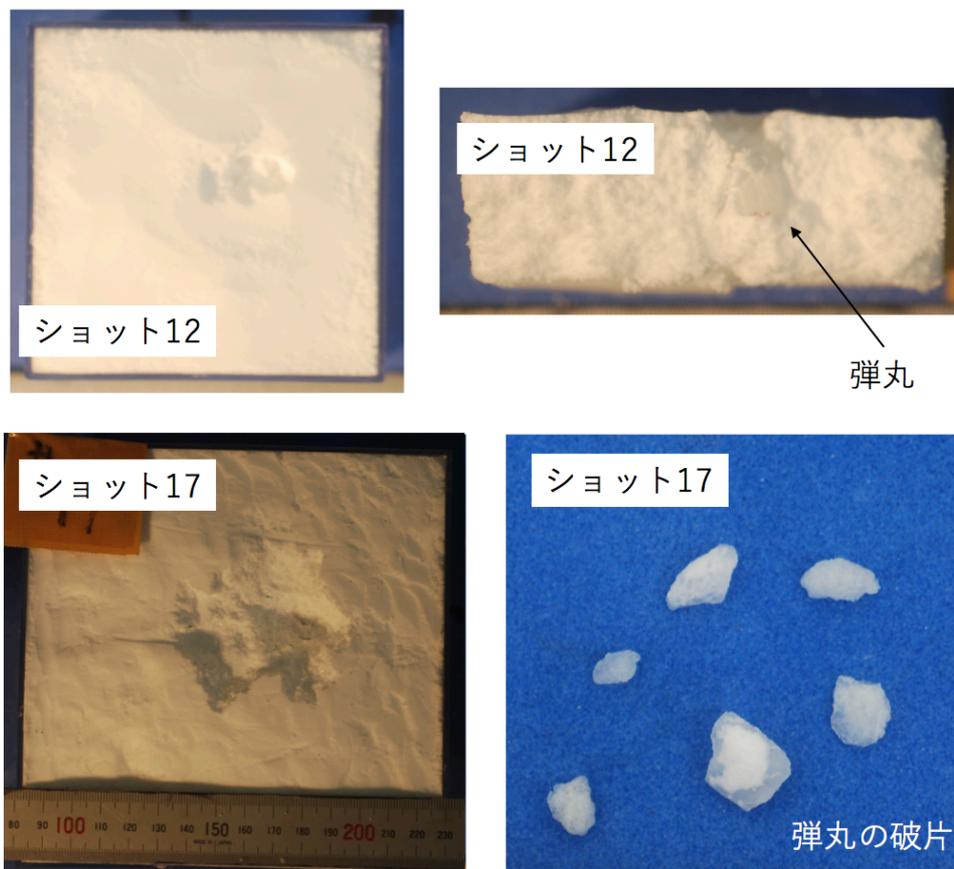


図 3.2. ショット 12 (50 m/s、45°) の衝突実験後の標的表面 (上段、左) と弾丸が貫入した霜層の断面図 (上段、右)。ショット 17 (200 m/s、45°) の衝突実験後の標的表面 (下段、左) と霜層内部でトラップされていた弾丸の破片 (下段、右)。



図 3.3. 掘削領域がターゲットホルダーの淵に達した標的(左:表 2.2 のショット 19)とスポレーションが起きた標的(右:表 2.2 のショット 21)。

| ショット番号 | d/r | 焼結時間 | 霜層厚さ (mm) | 角度 | 弾丸速度 (m/s) | 質量損失(g) | 弾丸貫入の有無 |
|--------|-----|-------|--------------|-----|---------------|---------|---------|
| 8 | 3 | 4 時間 | 30 | 90° | 90.99 | -0.33 | 有 |
| 9 | 3 | 15 時間 | 30 | 45° | 58.65 | 0.34 | 無 |
| 10 | 3 | 15 時間 | 30 | 90° | 69.13 | -0.33 | 有 |
| 12 | 3 | 4 時間 | 30 | 60° | 59.78 | -0.31 | 有 |
| 13 | 3 | 4 時間 | 30 | 45° | 76.39 | -0.27 | 有 |
| 14 | 6 | 4 時間 | 60 | 45° | 123.75 | -0.03 | 有 |
| 15 | 3 | 15 時間 | 30 | 45° | 159.68 | 1.54 | 有 |
| 16 | 3 | 15 時間 | 30 | 30° | 69.92 | 2.1 | 無 |
| 17 | 3 | 4 時間 | 30 | 45° | 202.8 | 7.47 | 有 |
| 18 | 2 | 4 時間 | 20 | 45° | 93.75 | 0.69 | 有 |
| 22 | 2 | 4 時間 | 20 | 45° | 55.00 | -0.33 | 有 |
| 23 | 6 | 4 時間 | 60 | 30° | 95.93 | 0.32 | 有 |

表 3.1. 各ショットの実験データ。d/r は弾丸の直径 r(10 mm) に対しての霜層厚さ d の比を表す。質量損失は衝突前後の標的の質量差を表し、正の値を取れば、標的に質量損失が生じたものとする。弾丸が標的中に貫入、またはリバウンドの有無についても記した。

3.2. 衝突速度に対する依存性

図 3.4 は衝突角度 $\theta = 45^\circ$ 、 $d/r = 3$ ($d = 30$ mm) に固定した場合の、衝突後の標的の様子を衝突速度に対して示す。これを見ると、衝突速度が上昇するにしたがって、標的に形成される掘削領域のサイズが大きくなっていることがわかる。図 3.5 は、図 3.4 と同様に $\theta = 45^\circ$ 、 $d/r = 3$ に固定した場合の、標的の質量損失率の衝突速度依存性を示す。図 3.5 を見ると、衝突速度が 58 m/s (ショット 9)、76 m/s (ショット 13) の時は、大きな質量損失は起きていない。衝突速度 58 m/s の質量損失率が、76 m/s を大きく上回っているのは、58 m/s では弾丸の標的による捕獲が起きていないためである。一方、衝突速度が 159 m/s (ショット 15)、202 m/s (ショット 17) となると質量損失率は大きく上昇することがわかる (図 3.5)。

運動エネルギーの一部が、標的の焼結氷粒子層の破壊に使われると考えると、以下の式によって、破壊される質量と衝突速度に二次の関係式が存在することが示唆される。

$$M_{loss} = \alpha M_{im} K v^2 \quad (3-1)$$

ここで、 M_{im} 、 K 、 v はそれぞれ弾丸の質量、標的の強度、弾丸速度を表し、 α は $s^4/m/kg$ の次元を持つ比例定数である。図 3.5 には、質量損失率が衝突速度の二次関数になると仮定した場合のフィッティング曲線も載せている。フィッティングは最小二乗法を用いて行った。データのばらつきは存在するものの、フィッティング関数とデータ点は値の 50 % 程度以内では一致しており、質量損失率が衝突速度に対して二次の関係を持っている可能性が示唆される (図 3.5)。

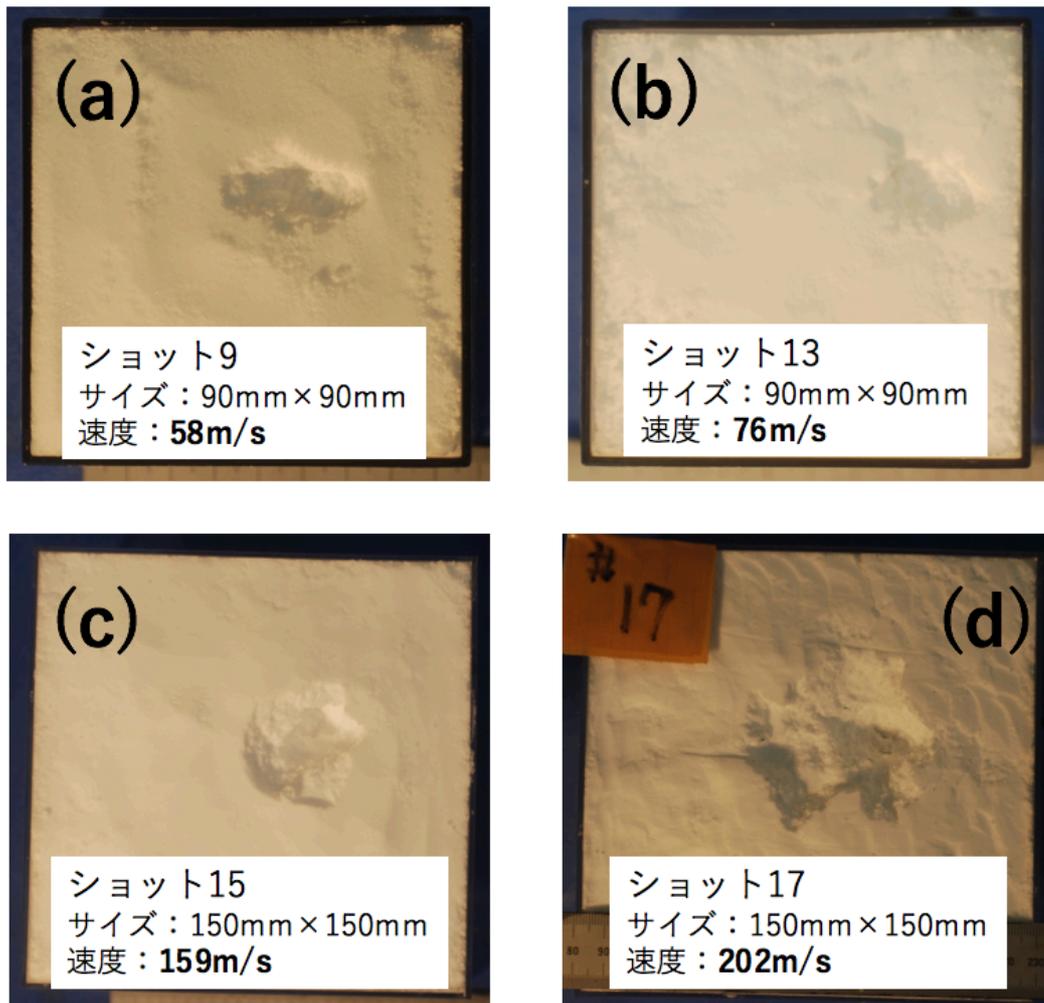


図 3.4. 衝突後の標的表面の様子(衝突角度 45° 、霜層厚さ 30 mm)。弾丸は図の左方向から衝突し、(a)のショット 9 を除いて、弾丸はすべて標的中に貫入しトラップされていた。(d)のショット 17 のみ、弾丸は氷層に達し、破壊されていた。

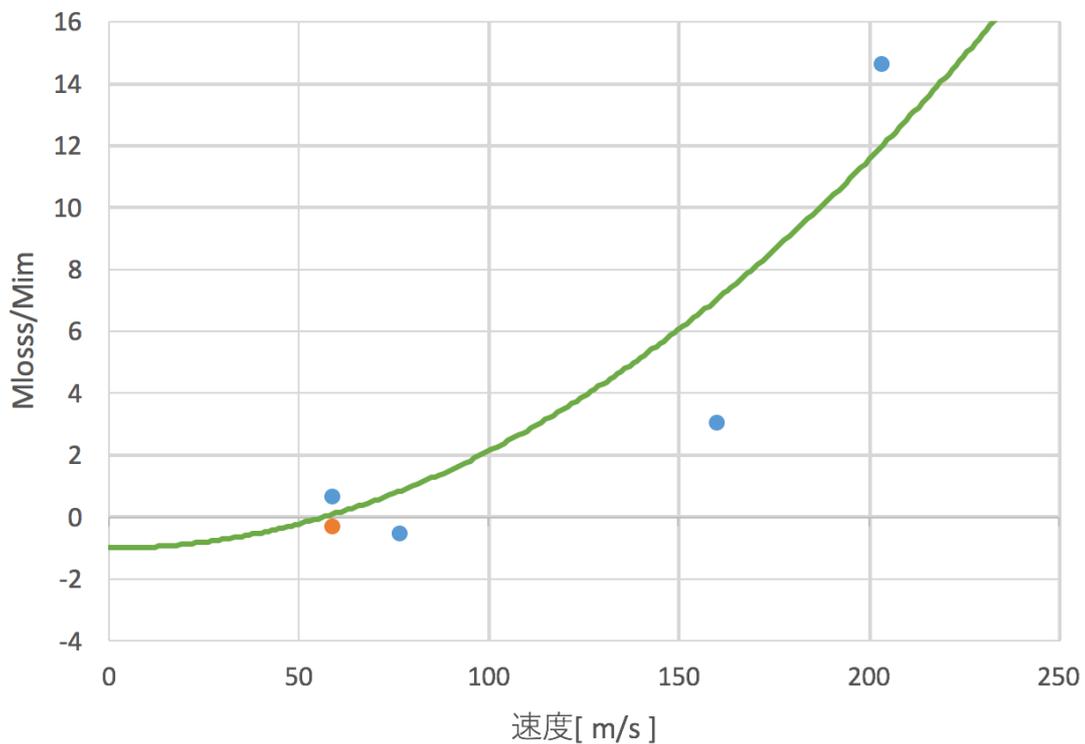


図 3.5. 衝突速度に対する弾丸の質量損失率。 $v = 58 \text{ m/s}$ 以外のショットは弾丸が標的中に埋め込まれていた。オレンジのデータは仮想的に弾丸質量 (0.51 g) を加えた場合の $v = 58 \text{ m/s}$ のデータである。緑色の関数は、質量損失率が衝突速度の二次関数であることを仮定した場合の、最小自乗法によるフィッティング曲線であり、係数 $\alpha \text{ [s}^2/\text{m}^2]$ の値は、 $3.1(\pm 0.6) \times 10^{-4}$ である。弾丸の速度が 0 m/s に十分近い時は、標的は弾丸をトラップするものとし、 $M_{\text{loss}}/M_{\text{im}} = -1$ とした。

3.3. 衝突角度に対する依存性

図 3.6 は衝突速度を $67(\pm 8)$ m/s、 $d/r = 3$ ($d = 30$ mm) に固定したときの、衝突後の標的の様子を衝突角度 θ に対して比較したものである。 $\theta = 90^\circ$ では掘削領域がほぼ円形であるのに対して、低角度になると掘削領域が弾丸の侵入方向（図中の右側から紙面方向に対して下向きに衝突）に対して横に伸びた形になることがわかる。特に、 $\theta = 30^\circ$ では、標的中の焼結氷粒子層はえぐり取られるように破壊され、弾丸は標的に捕獲されていない（図 3.6）。図 3.7 は、衝突角度に対する質量損失率の値を示す。衝突後の標的の画像でも見られたように、衝突角度が低角度になると質量損失率が大きく上昇することがわかる。衝突角度 30° の場合は、弾丸が捕獲されていないので、質量損失率が他のデータに対して大きいですが、弾丸の捕獲の有無を考慮しても、標的からの質量損失は低角度の方が大きくなる。この結果に対する解釈は次節で行う。

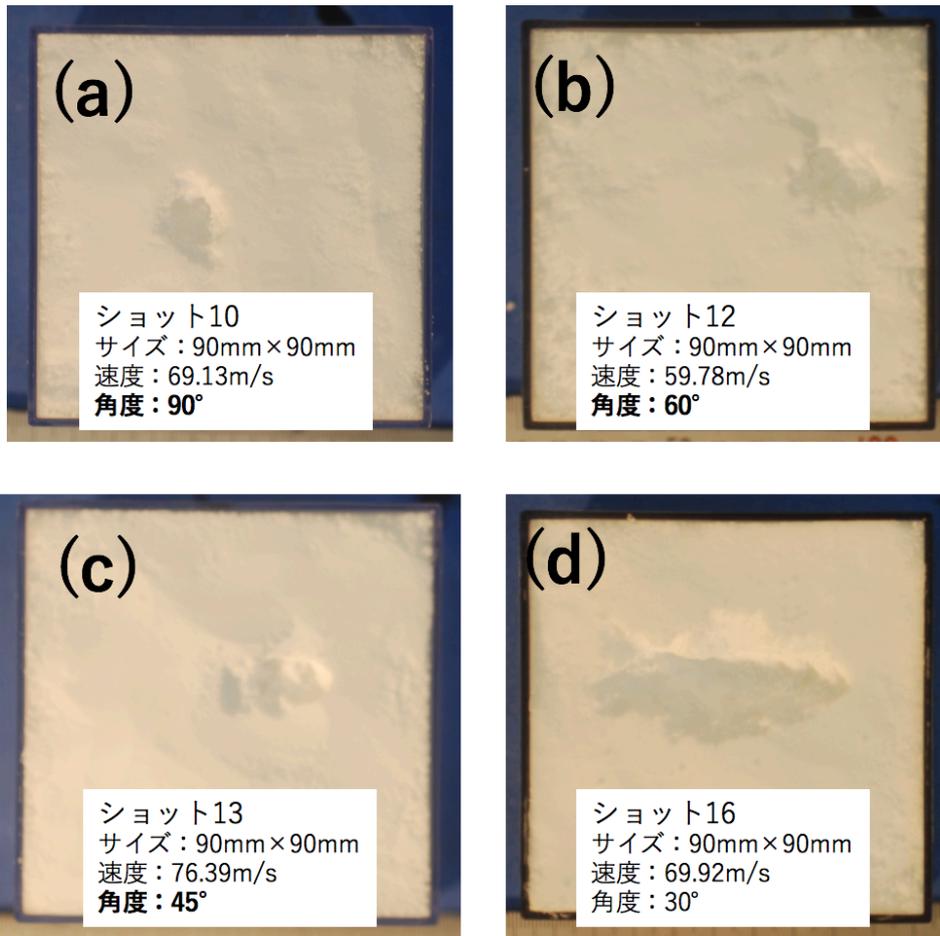


図 3.6. 衝突後の標的表面の様子（衝突速度 59～76 m/s、霜層厚さ 30 mm）。

弾丸は図の左方向から衝突し、(d) のショット 16 を除いて、弾丸はすべて標的の中に貫入しトラップされていた。

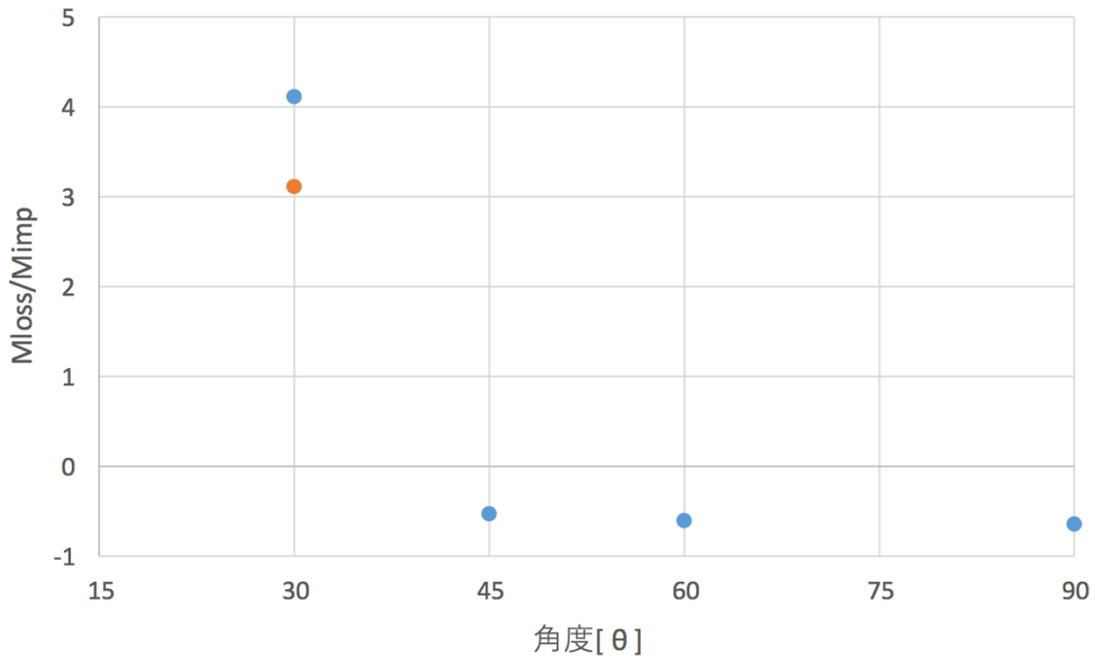


図 3.7. 衝突角度に対する標的の質量損失率。衝突角度 30° 以外のショットは弾丸が標的に捕獲されている。オレンジのデータ点は、仮想的に弾丸を含んだ時の衝突角度 30° の標的の質量損失を表す。

3.4. 質量損失率の定式化

これらの衝突後の標的の観察、質量損失率の衝突速度、衝突角度の依存性を考慮し、任意の衝突速度、角度に対する標的の質量損失率の定式化を行う。まず、本実験によって、衝突速度が 200 m/s 以下では、弾丸と標的を構成する結晶氷が破壊されないことがわかった。結晶氷の標的と氷の弾丸を使用した過去の衝突実験 [Kato et al., 1995] の結果によると、衝突速度が $100 \text{ m/s} \sim 200 \text{ m/s}$ の低衝突速度の場合、平らで浅いクレータが形成され、標的に大きな質量損失は生じない。本実験の結果は、この Kato et al. [1995] の実験結果と調和的であると言える。2.4 章で述べたように、エンセラダスから噴出するプリューム粒子の平均速度は、脱出直後では 90 m/s 程度と見積もられている [Hedman et

al., 2009; Ingersoll and Ewald, 2011]。衛星内部ではさらに低速であることが予想されるため [Schmidt et al., 2008]、氷地殻を形成する結晶氷の破壊は効率的には起きないと推測される。したがって、本研究では結晶氷の弾丸や標的が破壊されず、焼結氷粒子層が効果的に破壊される速度領域 ($v < 200$ m/s) における定式化を行う。

図 3.8 は、上記のような速度領域における、焼結氷粒子層の破壊メカニズムの模式図である。弾丸の衝突に伴い、標的中の焼結氷粒子層は天頂角 ϕ の円錐型に破壊され、弾丸の侵入方向に対して鉛直方向に圧縮される (図 3.1)。この破壊領域の天頂角 ϕ は、衝突角度 90° での表面での破壊領域の直径 (13 mm) と弾丸貫入深さ (6.5 mm) から、およそ 45° と見積もられる。斜め衝突の場合、弾丸が角度 θ をもって標的に貫入することにより、この破壊領域の円錐が横向きに倒れることになる。その際、弾丸の貫入路に対して、これより下部に位置していた標的物質は下方に圧縮され、上部に位置していた物質は放出される (図 3.6)。

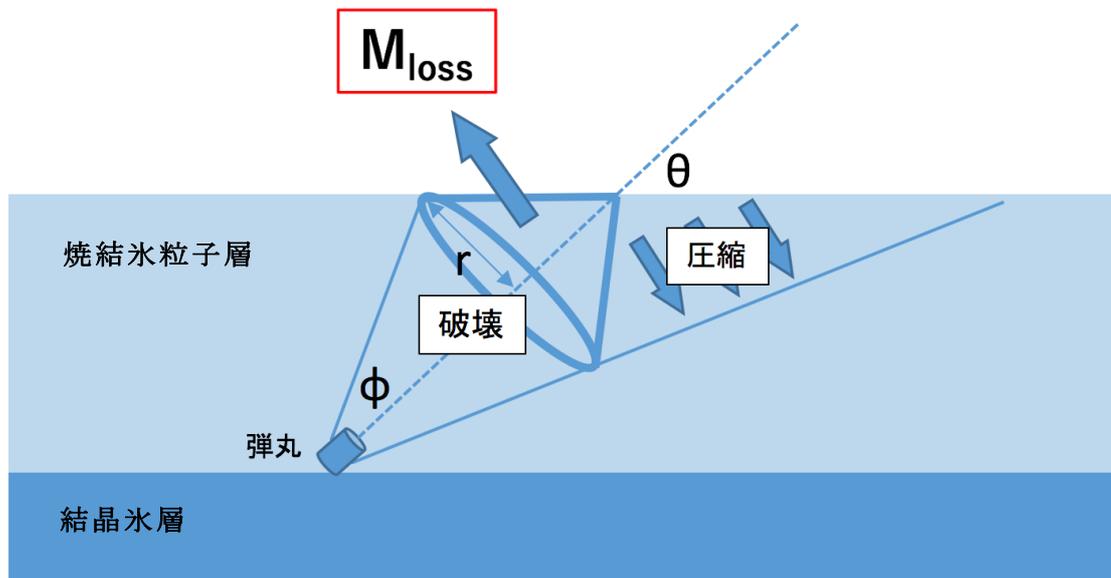


図 3.8. 焼結氷粒子層内の破壊メカニズムの模式図。衝突角度 θ で標的に衝突した弾丸は、天頂角 ϕ の円錐型の実線で囲った領域を破壊し、太い実線で示す円錐型の領域の上部をイジェクタとして放出すると考えられる。

この記述式を評価するため、本研究では、放出部分の質量を解析的に算出し、それと実験データによる質量損失率を比較する。まず、3.2 章で議論したように、弾丸の持つ運動エネルギーが、焼結氷粒子層内の破壊によって失われていくことを考え、次式を立てた。

$$\frac{1}{2}M_{im}v^2 = fKV \quad (3-2)$$

ここで、 f 、 K 、 V はそれぞれエネルギー分配係数、標的の強度、体積を表す。

ここで体積 V は図 3.8 より、幾何学的に以下のように与えられる。

$$V = \frac{1}{3}\pi r^3 \left(\frac{1}{\tan \theta} + \frac{1}{\tan \phi} \right) \quad (3-3)$$

体積 V の内の一定の割合 Γ が標的から放出されて質量損失になるとすると、式 (3-3) は以下のように整理できる。

$$\frac{1}{2}M_{im}v^2 = \alpha \frac{1}{3}\pi r^3 \left(\frac{1}{\tan \theta} + \frac{1}{\tan \phi} \right) \quad (3-4)$$

ここで、 α は $\text{kg/m} \cdot \text{s}^2$ の次元を持つ定数であり、 K 、 f 、 Γ の関数となる。前述したように、 $\phi = 45^\circ$ であることを考慮し、さらにこの式を質量損失率について解くと、以下のような式を得る。

$$\frac{M_{loss}}{M_{im}} = \beta v^2 (1 + \tan \theta)^{-1} \quad (3-5)$$

ここで β は s^2/m^2 の次元を持つ定数で α 、 r 、 θ の関数である。衝突速度が 50 ~ 60 m/s 以上では、弾丸が標的内に捕獲されるため、これも含めた標的の質量損失率を記述すると、上の式 (3-5) から 1 (弾丸質量) を減じた次式となる。

$$\frac{M_{loss}}{M_{im}} = \beta v^2 (1 + \tan \theta)^{-1} - 1 \quad (3-6)$$

図 3.9 は、この式 (3-6) に基づき、本研究で得られた実験データを、縦軸を質量損失率、横軸を $V(1 + \tan \theta)^{-1/2}$ として示した図である。図中の曲線は、得られた実験データに対して、式 (3-6) を仮定し、最小二乗法を用いて得られた回帰曲線である。 β は $\beta = 4.5 \times 10^4 [\text{s}^2/\text{m}^2]$ となる。

得られたフィッティング曲線は 80 % 以上の精度 ($R^2 = 0.83$) でデータ点と一致し、これはつまり、質量損失率が $V(1+\tan \theta)^{-1/2}$ という値の自乗に比例していることを示唆している。つまり、衝突角度が低角で、衝突速度が高速であるほど、より破壊効率が大きいと言える。衝突角度を 45° とすれば、得られたフィッティング曲線から、速度がおよそ 66 m/s を超えた時に標的の質量損失が生じていることがわかる。プレーム噴出口付近での氷粒子の噴出速度はおよそ 100 m/s 程度であることから、割れ目内部の壁は氷粒子の衝突によって十分に破壊されるものと考えられる。

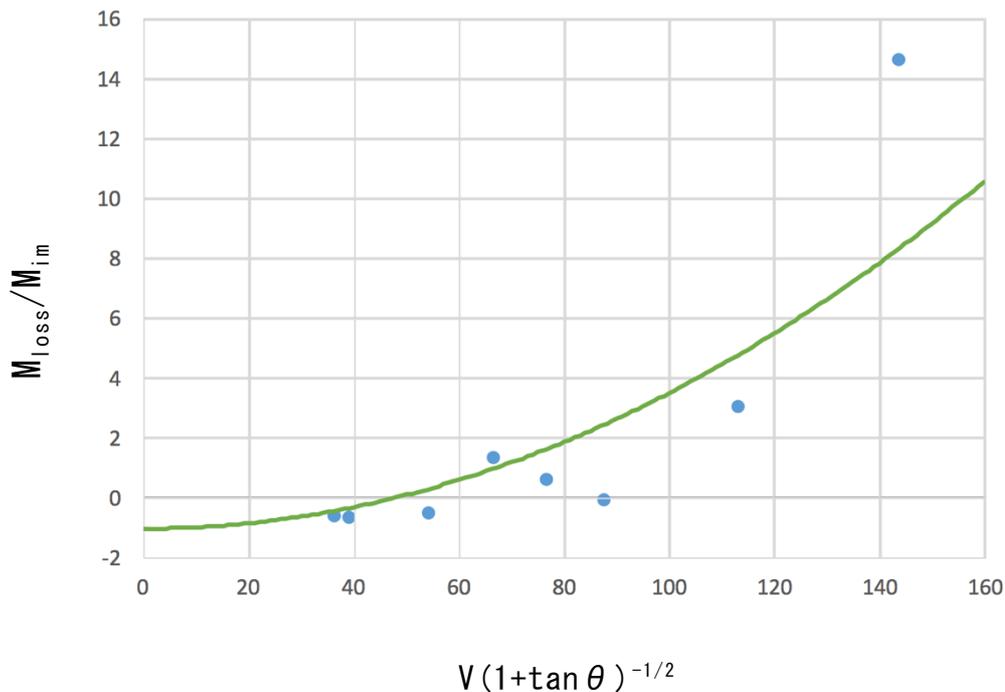


図 3.9. 衝突速度・角度に対する質量損失率の依存性。実験において弾丸が貫入したデータのみを、プロットしている。フィッティング曲線は二次関数を仮定して最小自乗法で引いたもので、 $\frac{M_{loss}}{M_{im}} = \beta v^2 (1 + \tan \theta)^{-1} - 1$ である。 β は s^2/m^2 の次元を持つ定数で、 $4.5 \times 10^4 s^2/m^2$ である。

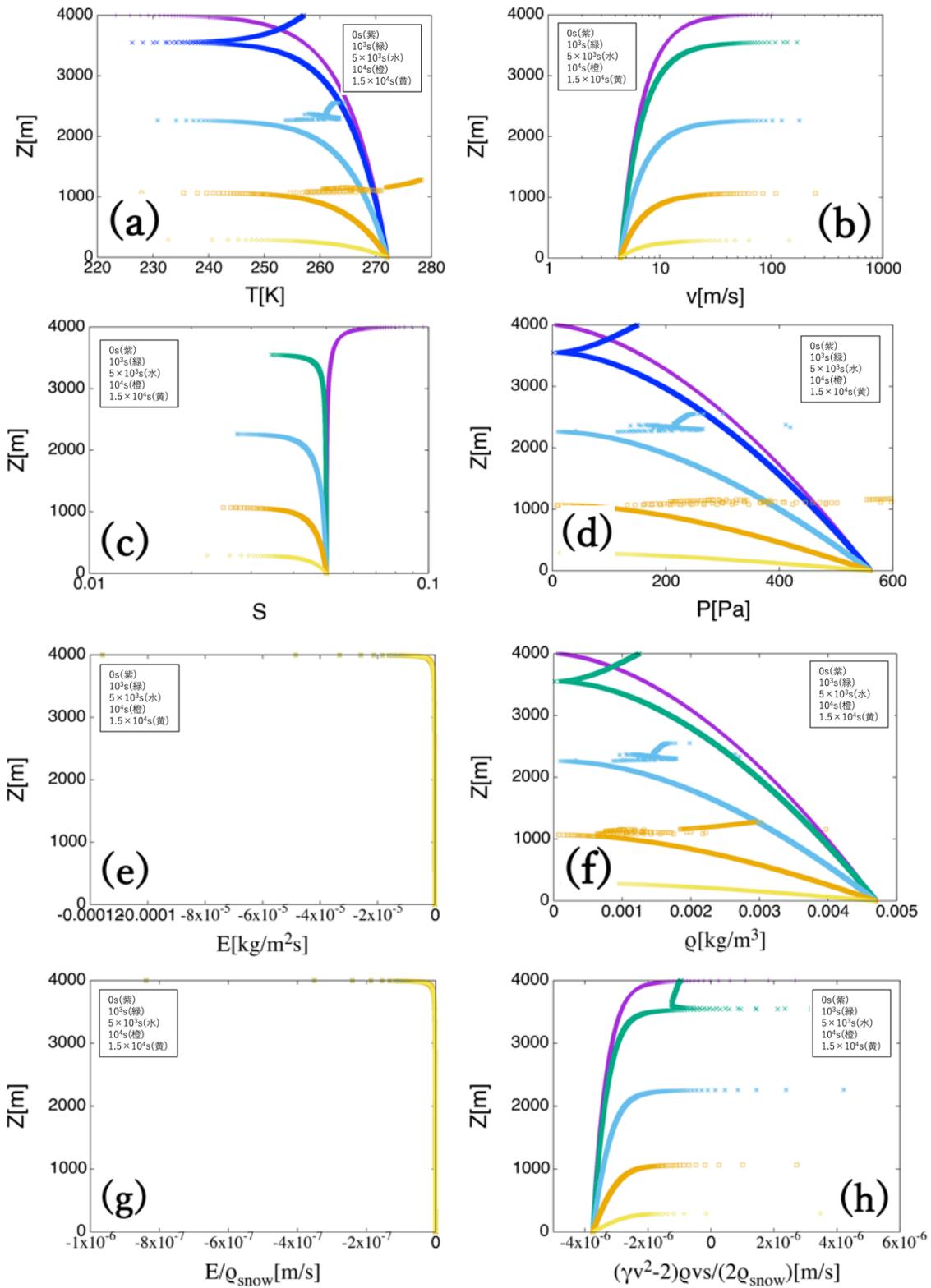
4. 数値計算結果

4章では、3章の衝突実験により得られた氷粒子の衝突による破壊効率(式(3-6))を、2章のプレーム噴出流体力学モデルの氷粒子による壁の破壊効率(式(2-18))に導入する。ノズル内での氷粒子の運動を扱った流体力学モデルでは [Schmidt et al., 2008]、ノズル壁に対する氷粒子の衝突角度はおよそ 45° であると推定している。そこで式(3-6)の衝突角度を 45° とした破壊効率を式(2-18)に代入し、氷粒子によるノズル壁の破壊による幅の変化速度 $H[\text{m/s}]$ を以下のように表すことができる。

$$H = \frac{(\gamma v^2 - 2) \times \rho_s \times v}{2\rho_{snow}} \quad (4-1)$$

γ は本研究の実験により $4.5 \times 10^{-4} [\text{s}^2/\text{m}^2]$ である(図 3.9)。

図 4.1 は、氷粒子による破壊と水蒸気の凝結に伴うノズル幅の時間変化 $d\delta/dt$ を考慮した各パラメタの時間発展結果である。ノズル最下部でのガス温度、速度、固体成分割合は、Nakajima and Ingersoll [2016] の値を用い、それぞれ $T = 272 \text{ K}$ 、 $v = 5 \text{ m/s}$ 、 $s = 0.05$ とした。図 4.1 を見ると、時間の経過とともに、ノズル噴出口の解が徐々に発散し、経過時間 10 秒でノズル全域において解が発散した。図 4.1i を見ると、ノズルの上端では速度が 100 m/s を超えて壁の成長率が大きく正になっている。一方、ノズルの最上部以外では速度が 50 m/s 以下であり、壁の破壊は起きず、成長のみが起きる結果、成長率は負になっている。ノズル下部や中部で幅が狭くなる結果、速度がさらに上昇し、ノズル最上部では高速衝突が起きてノズル幅が広がり続ける。その結果、ノズル上部での解が時間と共に発散していると考えられる。



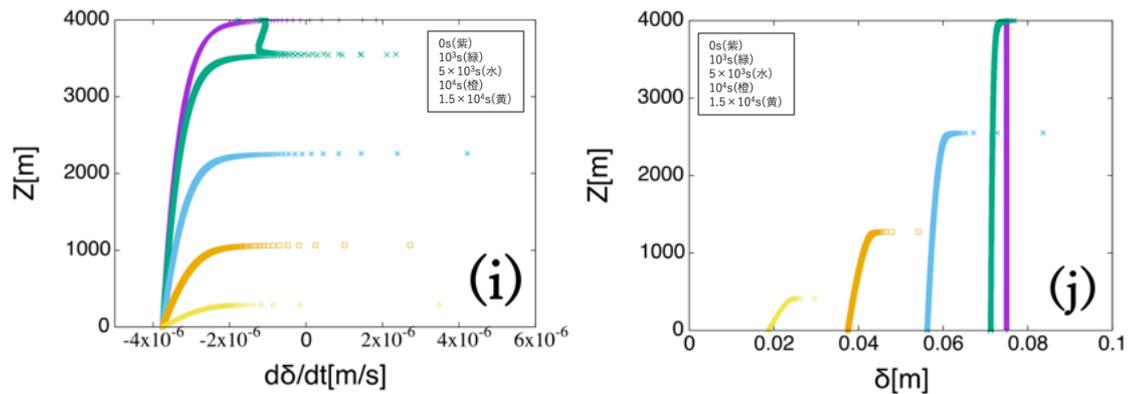
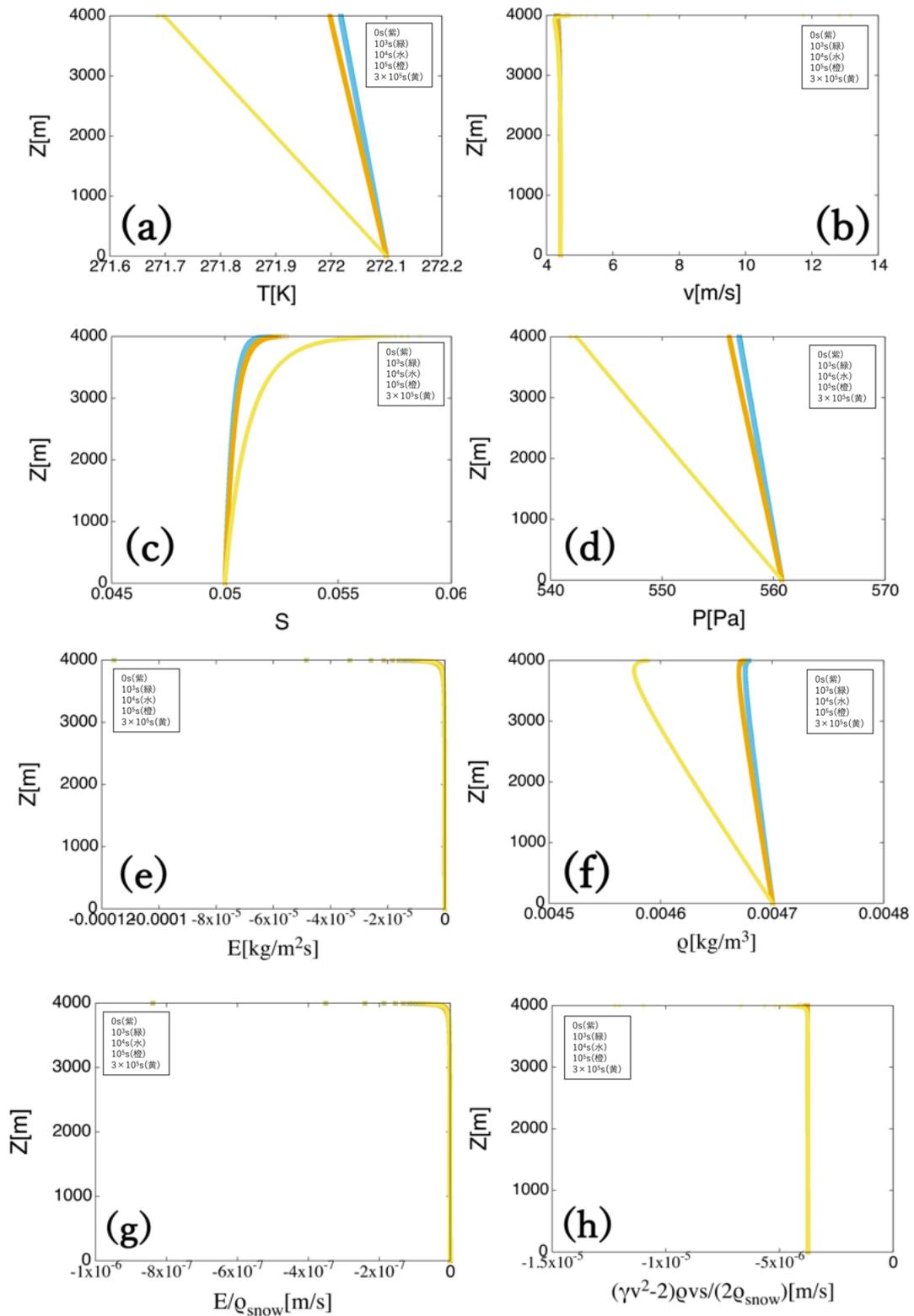


図 4.1. ノズル最下部で $T = 272 \text{ K}$ 、 $v = 5 \text{ m/s}$ 、 $s = 0.05$ 、 $\delta = 0.075 \text{ m}$ での時間発展解 (a) 温度 [K]、(b) 速度 [m/s]、(c) 固体成分比、(d) 圧力 [Pa]、(e) ノズル壁への凝結率 [$\text{kg/m}^2/\text{s}$]、(f) 密度 [kg/m^3]、(g) ガスの凝結によるノズル壁の成長速度 [m/s]、(h) 氷粒子の衝突によるノズル壁の破壊速度 [m/s]、(i) ノズル幅の成長速度 [m/s]、(j) ノズル幅 δ [m]。紫色の解が壁への凝結や破壊を考慮しない解で、緑色～赤色の解は時間発展解である。時間の刻み幅は 10^3 s で、ステップ数がそれぞれ 1(緑)、5(水)、10(橙)、15(黄)である。

図 4.1 ではノズル幅が狭いため、最上部で加速された粒子による効率的な破壊が生じる一方、それ以外では最下部からの速度が低いため破壊は起きずに成長が卓越していた。次に、ノズル幅を変えることで最上部での効率的な破壊が制御される可能性を調べるため、ノズル幅の初期値を $\delta = 1.5 \text{ m}$ とした。このときの各パラメタの時間発展結果を図 4.2 に示す。その他のパラメタである T 、 v 、 s は、図 4.1 と同様である。図 4.1 の場合 ($\delta = 0.05 \text{ m}$) と比べてノズル幅が広がったために、ノズル上昇中のガスの加速が弱まり、ノズル最下部での速度 (5 m/s) も遅いため、効率的に破壊が起きていない。ガスはノズル最上部まで 15 m/s 程度にしか加速されず、破壊によって標的の質量損失が起こる速度は約 60 m/s であることから、ノズル内部では氷粒子は霜層を効率的に破壊できず、

成長が卓越している。そのため、内部海液面付近から最上部までノズル幅が減少し、最終的にノズルは閉じる結果となった。



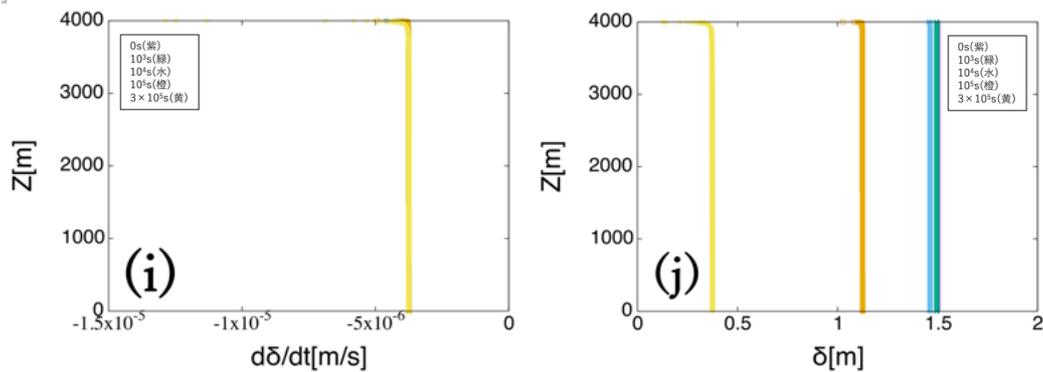
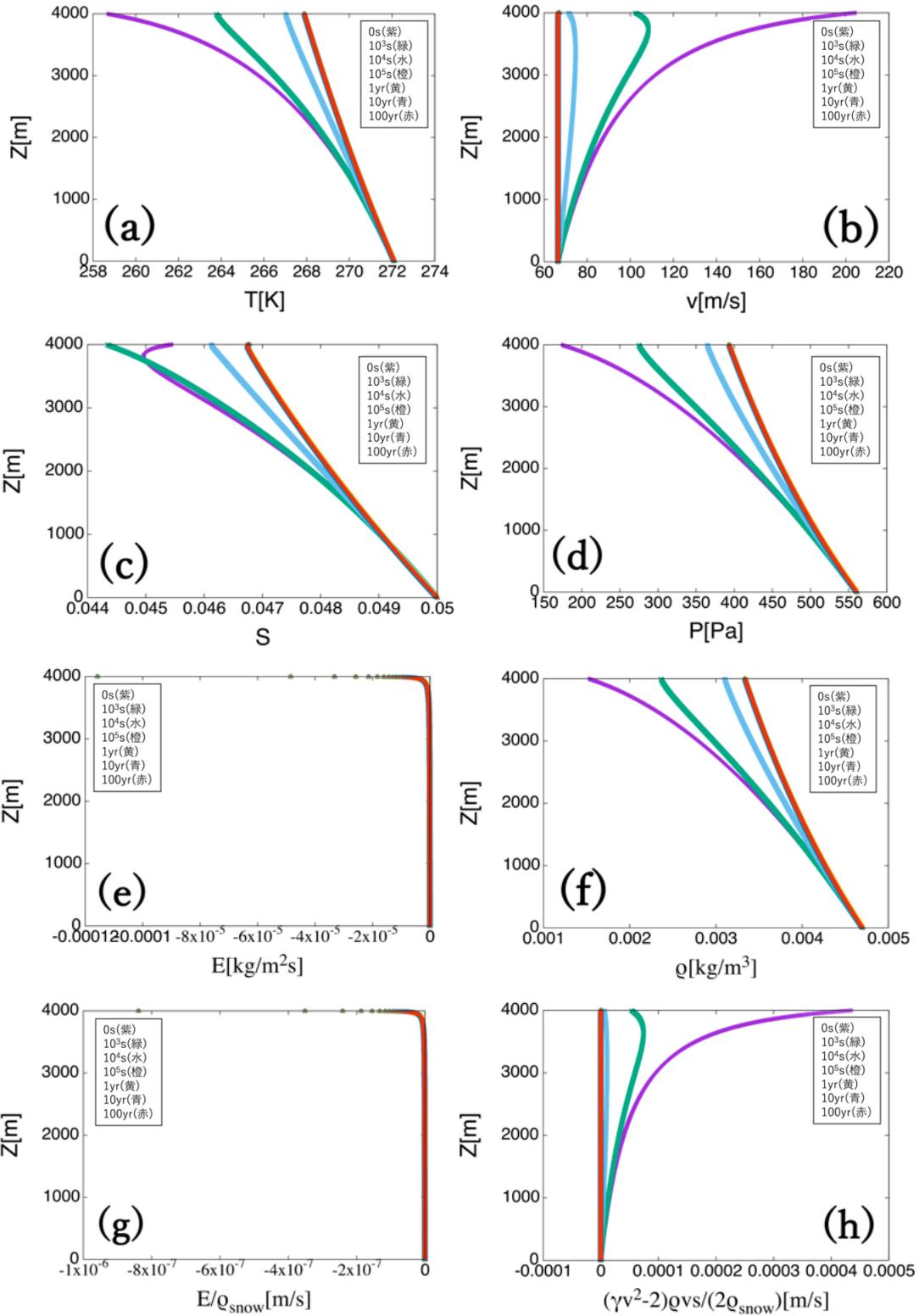


図 4.2. ノズル最下部が $T = 272$ K、 $v = 5$ m/s、 $s = 0.05$ 、 $\delta = 1.5$ m での時間発展解 (a) 温度 [K]、(b) 速度 [m/s]、(c) 固体成分比、(d) 圧力 [Pa]、(e) ノズル壁への凝結率 [$\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$]、(f) 密度 [kg/m^3]、(g) ガスの凝結によるノズル壁の成長速度 [m/s]、(h) 氷粒子の衝突によるノズル壁の破壊速度 [m/s]、(i) ノズル幅の成長速度 [m/s]、(j) ノズル幅 δ [m]。紫色の解が壁への凝結や破壊を考慮しない解で、緑色～黄色の解は時間発展解である。時間の刻み幅は 10^3 s で、ステップ数がそれぞれ 1 (緑)、10 (水)、100 (橙)、300 (黄) である。

図 4.2 ではノズル幅を 1.5 m としたが、ノズル最下部からの水蒸気の水蒸気速度が低いのでガスの加速が起きず、ノズル内で破壊は生じなかった。そこで、ノズル最下部から、氷粒子の衝突破壊を起こすのに十分な速度のガスが上昇する場合を考える。図 4.3 は、ノズル最下部の水蒸気の水蒸気初速度を $v = 66$ m/s とした時の各パラメタの時間発展結果を示す。時間経過直後のノズル最上部付近での速度は 200 m/s となり、これによるノズル壁の破壊速度は、ガスの凝結による成長速度に対し 10^2 倍以上も大きいため (図 4.3g、h)、まずノズル幅は最上部付近で大きく成長し、上に向かって開いたような形状となる (図 4.3i)。そして、ノズル幅が大きくなることで、質量保存の式に従い、速度は大きく減少し (図 4.3b)、それに対して密度は少し上昇している (図 4.3f)。そして地表面付近で

の成長速度（図 4.3g）と等しくなるような破壊速度を満たすプルームの噴出速度（図 4.3b）に達するまでノズルは開き続け、その後、 10^5 s 程度時間が経過した後に、内部海液面付近のノズル最下部（ $\delta \sim 1.5$ m）から噴出孔に当たる最上部（ $\delta = 2.1$ m）に向かってノズル幅広がる形状となり、パラメタ変化は収束して定常状態となった。最終的なノズル最終部でのプルーム噴出速度は 66 m/s であり、これは近年のプルーム氷粒子速度 ~ 90 m/s [Ingersoll and Eward 2011] に対して 30 % 程度小さいが、時間発展しない場合の速度 200 m/s に比べると近い値となった。



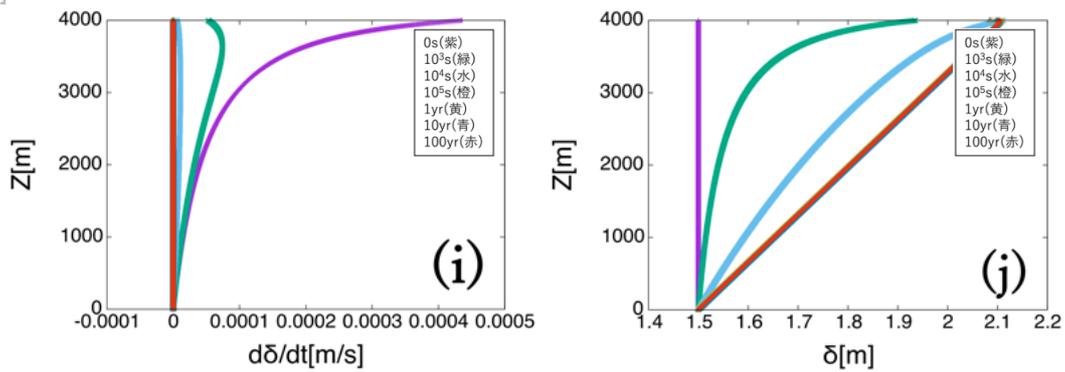
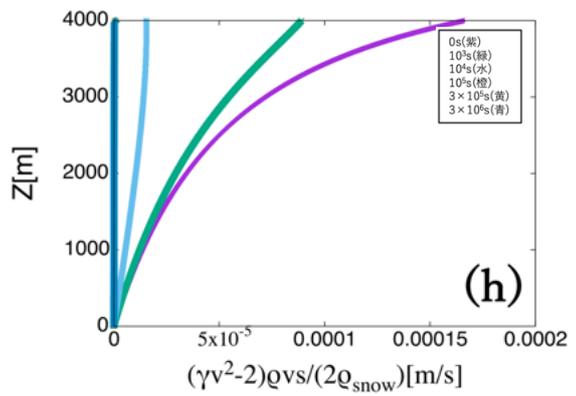
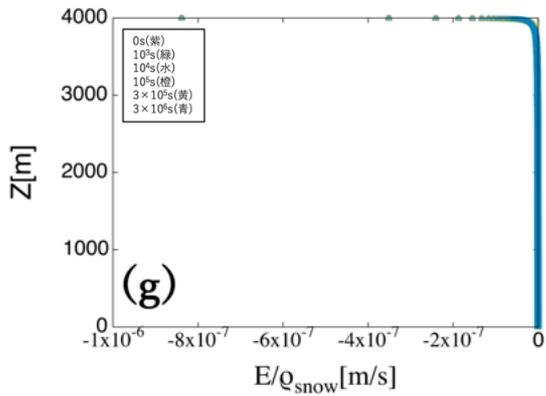
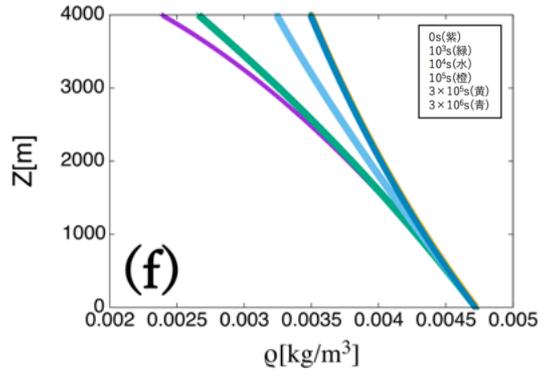
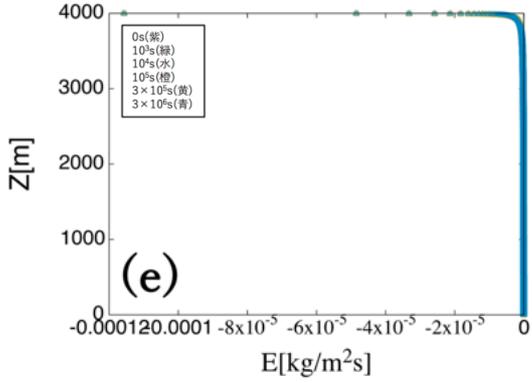
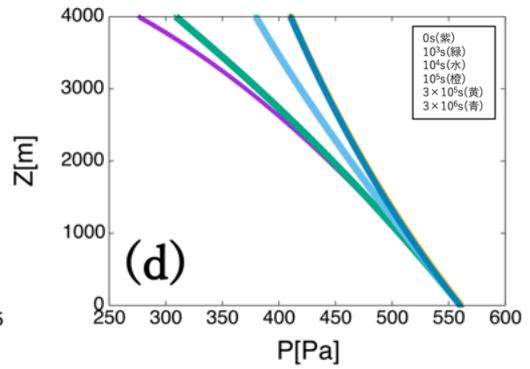
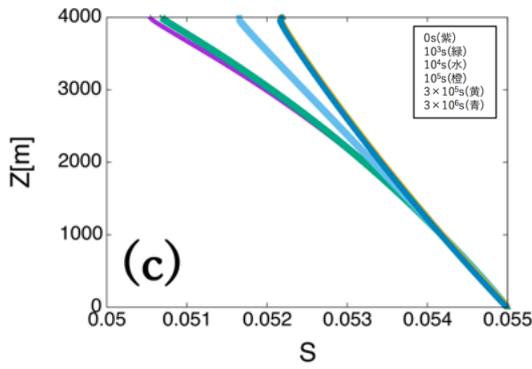
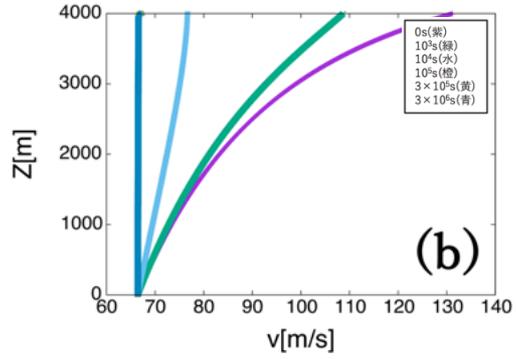
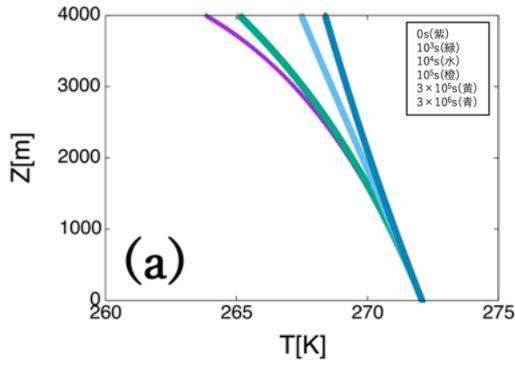


図 4.3. ノズル最下部が $T = 272 \text{ K}$ 、 $v = 66 \text{ m/s}$ 、 $s = 0.05$ 、 $\delta = 1.5 \text{ m}$ での時

間発展解 (a) 温度 [K]、(b) 速度 [m/s]、(c) 固体成分比、(d) 圧力 [Pa]、(e) ノズル壁への凝結率 [$\text{kg/m}^2/\text{s}$]、(f) 密度 [kg/m^3]、(g) ガスの凝結によるノズル壁の成長速度 [m/s]、(h) 氷粒子の衝突によるノズル壁の破壊速度 [m/s]、(i) ノズル幅の成長速度 [m/s]、(j) ノズル幅 δ [m]。紫色の解が壁への凝結や破壊を考慮しない解で、緑色～赤色の解は時間発展解である。時間の刻み幅は 10^3s で、ステップ数がそれぞれ 1 (緑)、10 (水)、100 (橙)、 3×10^3 (黄)、 3×10^4 (青)、 3×10^5 (赤) である。

次に、 δ を変化させた場合の時間発展解の変化を考察する。ノズル幅 δ の初期値を 1.75 m とした場合の計算結果を図 4.4 に示す。その他のパラメタは図 4.3 と同様である。図 4.4 の結果は、図 4.3 の結果と大きな差異はなく、ノズルの形状やパラメタは同じように収束している。これは破壊のフィードバック効果によって、破壊と凝結が釣り合うようなパラメタの定常値が決まっており、ノズル幅が大きく変わるようなことがない限りは、定常解に収束するために生じたと考えられる。



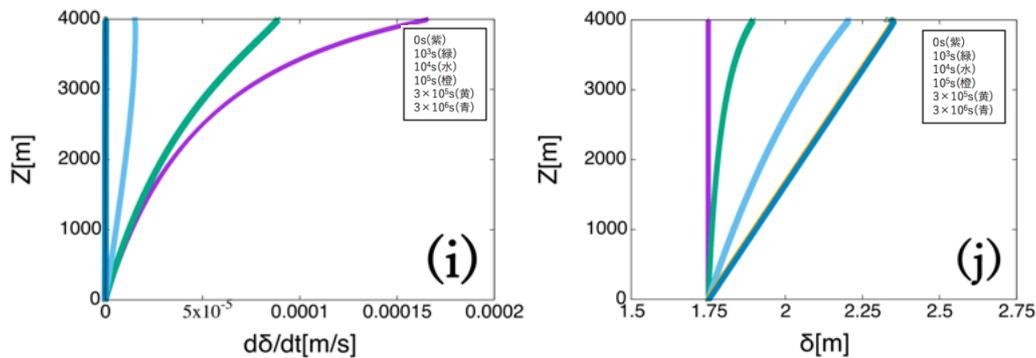


図 4.4. ノズル最下部が $T = 272 \text{ K}$ 、 $v = 66 \text{ m/s}$ 、 $s = 0.05$ 、 $\delta = 1.75 \text{ m}$ での時間発展解 (a) 温度 [K]、(b) 速度 [m/s]、(c) 固体成分比、(d) 圧力 [Pa]、(e) ノズル壁への凝結率 [$\text{kg/m}^2/\text{s}$]、(f) 密度 [kg/m^3]、(g) ガスの凝結によるノズル壁の成長速度 [m/s]、(h) 氷粒子の衝突によるノズル壁の破壊速度 [m/s]、(i) ノズル幅の成長速度 [m/s]、(j) ノズル幅 δ [m]。紫色の解が壁への凝結や破壊を考慮しない解で、緑～赤色の解は時間発展解である。時間の刻み幅は 10^3 s で、ステップ数がそれぞれ 1 (緑)、10 (水)、100 (橙)、300 (黄)、 3×10^3 (青) である。

最後に、ノズル最下部での固体成分比 s の変化に対する影響を考察する。ノズル最下部での s は、エンセラダス内部海から供給される水蒸気に対する液滴の割合であり、不確定性が大きい。 s の値が 10^{-2} 、 5×10^{-2} 、 10^{-1} の 3 つについて、それぞれ時間発展解を計算し、噴出口付近のガス速度 v_t [m/s] との関係性を調べた。図 4.5 は得られた横軸が s 、縦軸が噴出口でのガス速度 v_t [m/s] を表している。この図を見ると、ノズル最下部での s が小さいほど、速度は速くなるのがわかる。 s が小さいことは、その分、単位時間当たりに起きる衝突回数が少ないことを意味する。したがって、 s が小さい場合には、水蒸気の凝結と釣り合う破壊を起こすためには、少ない衝突回数を補うように高速の破壊効率がよい

衝突を起こす必要がある。そのため、 s が小さくなると、少ない衝突回数を保管するように、定常状態での速度が上昇することとなる。 s が小さくなるとその分ノズル最上部での速度は大きくなるが、エンセラダスプリューム中には海水を含む粒子が 0.1~1 % 程度見つかっており、極端に小さな値を取ることはできない。

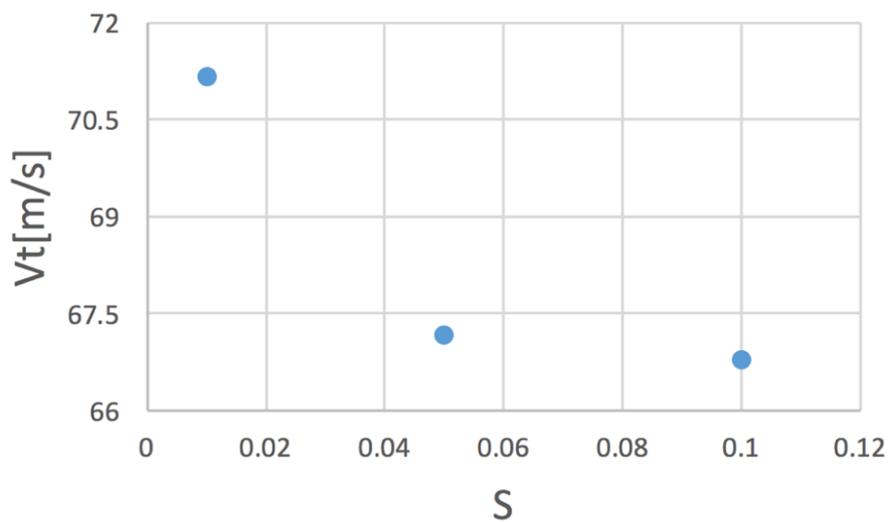


図 4.5. 固体成分比 s に対する、プリュームの噴出速度。 v_t [m/s] はノズル最上部でのガス速度を表す。その他のノズル最下部でのパラメタは、 $T = 272$ K、 $v = 66$ m/s、 $\delta = 1.5$ m である。

これらの結果から、氷粒子の衝突による破壊の負のフィードバック効果によって、ノズルは水蒸気ガスの凝結によって塞がれることなく、定常的に噴出し続けることが可能であることが示された。特に、ノズル最上部での噴出速度 60~70 m/s は、観測されるプリューム噴出速度~90 m/s と整合的であり、ノズル最上部の速度とノズル幅が氷粒子による負のフィードバックで規定される定常状態になっている可能性があるといえる。

5. 議論と考察

この章では、衝突実験、そして数値計算結果からプリューム噴出が維持される機構とその条件について議論・考察を行う。また、衝突実験の際に判明した、標的強度の不確定性についても考察する。

5.1. プリューム噴出の維持機構とその条件

本研究では、室内実験で得られた氷粒子の破壊効率を、プリューム噴出流体力学モデルに組み込んだ。そして、プリュームが噴出する割れ目への水蒸気の凝結と、氷粒子の衝突による破壊が釣り合うことで、割れ目が閉じずに定常状態を保つ可能性を示した。具体的には以下の負のフィードバックによって、定常状態が維持される。地表面付近での割れ目内の氷粒子の上昇速度が十分に速いとき、粒子の衝突による破壊効率が高く、凝結に対して破壊が卓越することで、地表面付近に向けノズル幅が開く。一方、ノズル幅が開くと、質量保存の式に従い、ガスの速度が下がるため、それによって氷粒子の速度も下がり、破壊が弱まる。このフィードバック効果によって、最終的にノズル壁の破壊と成長が釣り合う幅にノズルの形状が収束し、プリューム噴出が定常的に維持される。

ノズル幅の時間変化を考慮していない過去の研究 [Nakajima and Ingersoll, 2016] で仮定されたノズル幅 (0.075 m) とノズル最下部でのガス速度 (5 m/s) に対して、本研究での定常状態ではそれぞれ、1.5 m~1.7 m、66 m/s とどちらも大きな値となった。前者のノズル幅については、図 4.1 に示したように、ノズル幅の初期値が小さくなると、水蒸気ガスの凝結によるノズル幅の成長速度を考慮した際に、すぐにノズルが閉じてしまう。つまり、プリュームが定常的に維持されるためには、ある値以上の幅をもつ割れ目がまず形成される必要があることがわかる。このような 1~2 m 程度の割れ目は、エンセラダスの氷地殻

が土星との潮汐作用によって破壊されることで形成される可能性がある [Hurford et al., 2007]。エンセラダスのタイガー・ストライプスと呼ばれる割れ目には、定常的にプルームを噴出する地域と噴出が見られない地域も存在し [Porco et al., 2014]、そのような場所の違いは、氷地殻にかかる潮汐応力の違いによって生じる割れ目の幅の違いを反映している可能性が考えられる。つまり、定常的にプルームを噴出するタイガー・ストライプス上の地域は、潮汐応力によって割れ目が 1~2 m にまず達して、本研究の提案するメカニズムで噴出が維持される。その一方、割れ目が 1 m に達しない地域では、噴出が定常的に維持されないものと考えられる。今後は、氷地殻にかかる潮汐応力の予測とプルームを定常的に噴出する地域の対比を行うことが、本研究の提案するメカニズムをさらに支持することにつながる重要な研究となるだろう。

一方、ノズル最下部のガス速度について、本研究では 60~70 m/s という高速のガス速度が必要となる。ノズル最下部のガス速度は、内部海から蒸発する水蒸気の速度に対応する。ノズル最下部では内部海水と氷地殻が触れ合っており、氷の融点付近での水蒸気のガス速度は 5~10 m/s である。したがって、本研究で導かれるガス速度とは大きな差が存在する。

現実的にこのような高速のガスが噴出する可能性としては 1) 高温の海水の存在、2) 海水に溶存したガスの発泡による水蒸気の加速の 2 つが考えられる。1) については、60~70 m/s のガス速度を達成する温度は 50 °C 程度であると推定される。しかし、上記のようにノズル最下部では海水と氷地殻が接触しており、このような高温の海水が長期間維持されるとは考えにくい。2) については、溶液に溶存したガスが圧力解放によって発泡することによる体積膨張で、溶液の上昇速度を加速するメカニズムが知られている [Porco et al., 2006]。しかし、エンセラダスのプルームに含まれる水蒸気以外のガス成分 (CO₂ や CH₄ な

ど：Waite et al., 2009) は水蒸気に対して 1~5 % 程度であり、存在割合からもこれらが大部分を占める水蒸気を 60~70 m/s まで加速するとは考えにくい。

一方、現実的には割れ目の最下部では、本研究で示唆するほどガスが高速に達していない可能性も考えられる。本研究では、破壊効率を定式化する上で、弾丸が標的に埋め込まれた衝突の実験結果を使っており、定式化の上でも弾丸は常に標的に捕獲されるということを暗に仮定している。一方、本研究の実験でも明らかなように、非常に低速度の衝突では弾丸が標的を十分に破壊できず、弾丸自身が埋め込まれない衝突が支配的になる可能性が高い（例えばショット 9）。このような場合、弾丸が標的に埋め込まれないため、本研究で得られた破壊効率は過少見積もり（つまり、過大な標的質量の増加）をしている可能性が高い。現実的に割れ目の最下部領域では、ガス速度が遅く（5~10 m/s）、上記のように弾丸が捕獲されない可能性が高い。その場合、低ガス速度だとしても定常状態になるための破壊効率を満たすことができる可能性がある。低速の場合の衝突実験と破壊効率の定式化を今後行うことができれば、ノズル下部についてもプレューム噴出の維持機構を議論することが可能となるだろう。

5.2. 標的強度及び質量損失率の不確定性

本実験で明らかにした、氷粒子の衝突による質量損失と衝突速度の関係（図 3.9）を見ると、実験ごとに得られたデータに大きなばらつきが存在することがわかる。このばらつきが、破壊効率（式 (3-6)）の不確定性、さらには定常状態におけるノズル内で達成されるガス速度の不確定性へとつながっている。

このような衝突実験における結果のばらつきを引き起こした原因として、標的の焼結氷粒子層の強度のばらつきが挙げられる。本研究では、衝突実験を行う

際に標的の焼結氷粒子層の焼結時間を 4 時間、15 時間と 2 通り行い標的を作成した。しかし、2 章で示したように、標的強度の焼結時間に対する依存性は確認されなかった。一方、これらの標的の強度には焼結時間と無関係に 150 kPa 程度のばらつきがある (図 2.4)。このような強度のばらつきが引き起こされた理由は不明であるが、試料の作製時の氷粒子の作成方法やそのターゲットホルダへの詰め方などに不確定性があったためかもしれない。今後、標的強度については、衝突実験ごとに標的について測定を行い、これに対する依存性を調べて定式化に組み込む必要がある。

6. まとめ

本研究では、土星の衛星エンセラダスにおける、プルーム噴出が維持される機構について、プルーム中に含まれる氷粒子の衝突による割れ目内部の壁の破壊に着目し、衝突実験によってその破壊効率を見積もった。その結果、質量損失率 M_{loss}/M_{im} が衝突速度と衝突角度に対し、 $M_{loss}/M_{im} = \beta v^2(1 + \tan \theta)^{-1} - 1$ というフィッティング式で表せることを示した。さらに、この結果をプルーム噴出流体力学モデルに組み込み、割れ目の幅に対応するノズル幅の時間発展を計算した。その結果、ノズル幅は、噴出源である内部海液面付近 (1.5 m) から噴出孔 (2.2 m) に向け広がるような形状に収束し、その後その形状を定常的に維持することが示された。特に、プルームの噴出孔に相当するノズルの最上部では、氷粒子による衝突破壊と壁への凝結が釣り合い、負のフィードバックが働くことで、プルームの上昇速度が自律的に 60~70 m/s となることを示した。得られた速度は、探査機カッシーニによって観測されるエンセラダスからのプルームの噴出速度~90 m/s [Ingersoll and Eward 2011] と調和的であり、本研究の示唆するメカニズムによってプルームの噴出が維持されていることを支持する結果だと言える。一方、割れ目が 1~2 m に満たない場合、ノズルは水蒸気の凝縮によって閉じてしまうことから、エンセラダス表面のプルームが定常的に噴出される領域では、これを超える割れ目が形成するような潮汐応力が生じている可能性が示唆される。このことは今後の観測と数値モデルによって検証可能であり、本研究の提案するメカニズムの実証をさらに強固にするものである。さらに、ノズルの下部では氷粒子が低速で壁に衝突するため、割れ目下部の内部海に接する領域の理解については、さらなる低速度での衝突実験が今後必要となるだろう。

7. 参考文献

- Arakawa, M., Yasui, M., 2011. Impact crater formed on sintered snow surface simulating porous icy bodies. *Icarus* 216, 1-9
- Beřhounková, M., Tobie, G., Cadek, O., Choblet, G., Porco, C., Nimmo, F., 2015. Timing of water plume eruptions on Enceladus explained by interior viscosity structure. *Nat. Geosci.* 8, 601-604.
- Crifo, J.F., 1989. Inferences concerning water vapour viscosity and mean free path at low temperatures. *Astron. Astrophys.* 223, 365-368.
- Hartmann, D.L., 1994. *Global Physical Climatology*. International Geophysics Series, 56. Academic Press, 1st edition.
- Hedman, M.M., Gosmeyer, C.M., Nicholson, P.D., Sotin, C., Brown, R.H., Clark, R.N., Baines, K.H., Buratti, B.J., Showalter, M.R., 2013. An observed correlation between plume activity and tidal stresses on Enceladus. *Nature* 500, 182-184.
- Hedman, M.M., Nicholson, P.D., Showalter, M.R., Brown, R.H., Buratti, B.J., Clark, R.N., 2009. Spectral observations of the Enceladus plume with cassini-vims. *Astrophys. J.* 693, 1749-1762.
- Hsu, H.-W., Postberg, F., Sekine, Y., Shibuya, T., Kempf, S., Horanyi, M., Juhasz, A., Altobelli, N., Suzuki, K., Masaki, Y., Kuwatani, T., Tachibana, S., Sirono, S., Klostermeyer, G.M., Srama, R., 2015. Ongoing hydrothermal activities within Enceladus. *Nature* 519, 207-210
- Iijima, Y., Kato, M., Arakawa, M., Maeno, N., Fujimura, A., Mizutani, H., 1995. Cratering experiments on ice: Dependence of crater formation on projectile materials and scaling parameter. *Geophysical research letters* 22, 2005-2008
- Ingersoll, A.P., Ewald, S.P., 2011. Total particulate mass in Enceladus plumes and mass of Saturn's E ring inferred from Cassini ISS images. *Icarus* 216, 492-506.
- Ingersoll, A.P., Pankine, A.A., 2010. Subsurface heat transfer on Enceladus: Conditions under which melting occurs. *Icarus* 206, 594-607.
- Kato, M., Iojima, Y., Arakawa, M., Okimura, Y., Fujimura, A., Maeno, N., Mizutani, H., 1995. Ice-on-Ice Impact Experiments. *Icarus* 113, 423-441
- Kemp, S., Beckmann, U., Moragas-Klostermeyer, G., Postberg, F., Drama, R., Economou, T., Schmidt, J., Spahn, F., Grund, E., 2008. The E ring in the vicinity of Enceladus: I. Spatial distribution and properties of the ring particles. *Icarus* 193, 420-437

Kite, E.S., Rubin, A.M., 2015. Sustained eruptions on Enceladus explained by turbulent dissipation in tiger stripes. In: Proceedings of the 46th Lunar and Planetary Science Conference, p. 1247.

Iess, L., Stevenson, D.J., Parisi, M., Hemingway, D., Jacobson, R.A., Lunine, J.I., Nimmo, F., Armstrong, J.W., Asmar, S.W., Ducci, M., Tortora, P., 2014. The gravity field and interior structure of Enceladus. *Science* 344, 78-80.

Nakajima, M., Ingersoll, A.P., 2016. Controlled boiling on Enceladus. 1. Model of the vapor-driven jets. *Icarus* 272, 309-318

Porco, C.C., Helfenstein, P., Thomas, P.C., Ingersoll, A.P., Wisdom, J., West, R., Neukum, G., Denk, T., Wagner, R., Ratsch, T., Kiefer, S., Turtle, E., McEwen, A., Johnson, T.V., Rathbun, J., Veverka, J., Wilson D., Perry J., Spirale J., Brahim, A., Burns, J.A., DelGenio A.D., Dones, L., Mural C.D., Squyres, S., 2006. Cassini observes the active south pole of Enceladus. *Science* 311, 1393-1401.

Postberg, F., Kempf, S., Schmidt, J., Brilliantov, N., Benison, A., Abel, B., Buck, U., Srama, R., 2009. Sodium salts in E-ring ice grains from an ocean below the surface of Enceladus. *Nature* 459, 1098-1101.

Schmidt, J., Brilliantov, N., Spahn, F., Kempf, S., 2008. Slow dust in Enceladus plume from condensation and wall collisions in tiger stripe fractures. *Nature* 451, 685-688.

Shimaki, Y., Arakawa, M., 2012. Experimental study on collisional disruption of highly porous icy bodies. *Icarus* 218, 737-750

Spahn, F., Schmidt, J., Albers, N., Horning, M., Makuch, M., Seib, M., Kempf, S., Srama, R., Dikarev, V., Helfert, S., Moragas-Klostermeyer, G., Krivov, A.V., Sremcevic, M., Tuzzolino, A.J., Economou, T., Grun, E., 2006. Cassini dust measurements at Enceladus and implications for the origin of the E ring. *Science* 311, 1416-1418 (2006).

Spencer, J.R., Pearl, J.C., Segura, M., Flasar, F.M., Mamoutkine, A., Romani, P., Buratti, B.J., Hendrix, A.R., Spilker, L.J., Lopes, R.M.C., 2006. Cassini encounters Enceladus: Background and the discovery of a south polar hot spot. *Science* 311, 1401-1405.

Waite, J.H., Lewis, W.S., Magee, B.A., Lunine, J.I., McKinnon W.B., Glein, C.R., Mosis, O., Young, D.T., Rockwell, T., Westlake J., Nguyen, M.-J., Toolis, B.D., Riemann, H.B., McNutt Jr, R.L., Perry, M., Ip, W.-H., 2009. Liquid water on Enceladus from observations of ammonia and ^{40}Ar in the plume. *Nature* 460, 487-490.