土星リング粒子を模擬した多孔質氷球の低速度衝突実験：反発係数に対する空隙率依存性及び非弾性衝突メカニズム

森谷，優佳里

(Degree)
博士（理学）
(Date of Degree)
2023-03-25
(Date of Publication)
2024-03-01
(Resource Type)
doctoral thesis
(Report Number)
甲第8589号
(URL)
https://hdl.handle.net/20.500.14094/0100482337

博士論文

土星リング粒子を模擬した多孔質氷球の低速度衝突実験：反発係数に対する空隙率依存性及び非弾性衝突メカニズム

令和 5 年 1 月

神戸大学大学院理学研究科

森谷　優佳里

要旨

土星リングシステムは太陽系に存在する特徴的な構造の 1 つであり，土星中心から 282,000 km に渡って広がっているのに対して，厚さは約 10 m 程度という非常に薄い円盤状の構造である．土星リングは探査機や地上望遠鏡の観測によって，A, B, C リングからなるメインリングと D, E, F, G リングからなる希薄なリングに分けられている．本研究では，メインリングに着目し，その動力学を理解するために重要な物理学的過程であるリング粒子間の非弾性衝突に関する実験的研究を行う．メインリングのリング粒子は数 cm から数 10 m サイズであり，主に水氷から構成されていると先行研究から言われている．更に，惑星探査機 Cassini によって行われた観測によって，動力学的に安定な状態にあることがわかっている. 定常状態におけるリング粒子の速度分散は反発係数によって決定されるため，リングの観測結果と数値計算を比較し，リングの動力学を理解するためには，リング粒子の非弾性衝突を特徴付ける反発係数を調べることが非常に重要である．先行研究では，リング粒子の模擬物質として空隙のない水氷が使用されていた．しかし，近年の観測によって，メインリングを構成するリング粒子は空隙を含む多孔質氷である可能性が示唆されている．しかし，多孔質氷を用いた低速度での反発係数の実測はほとんど行われておらず，特に多孔質氷の空隙率に着目した実験は今までに行われていない．従って，本研究ではリングの動力学を理解するために重要な物理量であるリング粒子の反発係数を明らかにするため，リング粒子の候補として新たに提案されている多孔質氷を使用した低速度衝突実験及び反発係数の測定を行い，反発係数と衝突速度の関係に対する空隙率依存性を調べた．更に，多孔質氷の非弾性衝突におけるエネルギー散逸メカニズムを明らかにするため，衝突による多孔質氷の変形量及び接触時間の測定を行い，塑性変形及び粘弾性変形を考慮したエネルギー散逸について議論する．最後に，得られた結果を用いてメインリングシステムの動力学に対する多孔質氷の空隙率の影響を議論する．

試料作成及び実験は全て-13.8 ℃の低温室内で行われた. 多孔質氷球は細粒の氷粒子（平均粒径 11.3±5.9 μm）を型に詰めて成形することで作成した．本研究では，平均空隙率の異なる 3 種類の多孔質氷球（直径 3 cm）を作成した．本論文では，平均空隙率 49.6%の多孔質氷球を LS (Low-porosity Samples)，53.8%の多孔質氷球を MS (Middle-porosity Samples)，60.8%の多孔質氷球を HS (High-porosity Samples)と呼ぶ．作成した多孔質氷球は-20.3 ℃の冷凍庫で 6-9 日焼結させており，先行研究から試料の強度は空隙率のみに依存することが

確かめられている．標的板は鏡面仕上げされた花崗岩板，表面の霜を取り除いて滑らかな状態にした氷板，多孔質氷球と同様の方法で作成した多孔質氷板（直径 3 cm，高さ 2 cm）の 3 種類を準備した．多孔質氷板の空隙率範囲は 40.9-60.8%であり，多孔質氷球と同様の条件で焼結させた．低速度衝突実験は多孔質氷球を標的板に自由落下によって衝突させることで行なった．レーザー変位計を用いて多孔質氷球の高さ変化を計測することで，多孔質氷球の反発係数，衝突による変形量，接触時間を計算した．レーザー変位計の高さ分解能は 1μm，サンプリング周期は 50μs であった．反発係数ε_jは衝突の時間間隔から$\varepsilon_j = v_{\mathrm{r},j}/-v_{\mathrm{i},j} = \Delta t_{j+1}/\Delta t_j$の関係を用いて計算した．衝突による変形量及び接触時間は，時間微分して得られる球の速度の時間変化を使用して，衝突した時間及びその時の球の高さ，反発した時間及びその時の球の高さから求めた．多孔質氷球は多くの場合複数回反発するため，複数回衝突による反発係数，変形量，接触時間も確認することができた．

低速度衝突実験の後，多孔質氷球の衝突点付近に凹みが形成されているのが確認できた．凹みは衝突回数によらず 1 つしか確認されなかったため，形成された凹みは最も衝突速度の大きい 1 回目の衝突によるものであると考えた．凹みの形態から，衝突点に形成された凹みを 3 種類に分類した．1 つ目の凹みタイプを"Compression type"とし，圧縮されたような平な凹みが特徴であった．2 つ目の凹みタイプを"Simple spallation type"とし，多孔質氷球の剥離によって発生した標的板への質量輸送が特徴であった．3 つ目のタイプを"Complex spallation type"とし，多孔質氷球と標的板の両方の剥離によって発生した双方向的な質量輸送が特徴であった．これらの凹みタイプは主に標的板のタイプに依存しており，花崗岩板または氷板との衝突の場合は Compression type のみ，多孔質氷板との衝突の場合は全てのタイプの凹みが形成された．多孔質氷球の衝突速度v_{i}と反発係数εの関係は限界速度v_{c}を境に準弾性領域と非弾性領域に分けられることがわかった．準弾性領域 ($v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$) では衝突速度によらず反発係数が一定値$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$となった．非弾性領域 ($v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}}$)では衝突速度の増加に伴って反発係数は減少し，その関係は塑性変形によるエネルギー散逸を考慮した Andrews' model によって表すことができた．本研究では，得られた結果を説明するために Andrews' model に$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$を導入することで以下のように Andrews' model を改良した．

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_{\mathrm{qe}} \left[-\dfrac{2}{3}\left(\dfrac{v_{\mathrm{c}}}{v_{\mathrm{i}}}\right)^2 + \left\{ \dfrac{10}{3}\left(\dfrac{v_{\mathrm{c}}}{v_{\mathrm{i}}}\right)^2 - \dfrac{5}{9}\left(\dfrac{v_{\mathrm{c}}}{v_{\mathrm{i}}}\right)^4 \right\}^{1/2} \right]^{1/2} & , v_{\mathrm{i}} \geq v_{\mathrm{c}} \\ \varepsilon_{\mathrm{qe}} & , v_{\mathrm{i}} \leq v_{\mathrm{c}} \end{cases}$$

本研究では，多孔質氷球と花崗岩板との衝突の場合のみ準弾性領域がはっきりと確認できたが，氷板及び多孔質氷板との衝突の場合は非弾性領域しか確認できなかった．従って，

上記の改良した Andrews' model 及び得られた実験結果を組み合わせて，氷板及び多孔質氷板との衝突における限界速度v_{c}と準弾性領域における反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$を推定した．多孔質氷の反発係数は空隙率の増加に伴って低下することが分かった．これは，塑性変形する体積が増加する効果と，準弾性領域でのエネルギー散逸の効率が空隙率の増加に伴って増加する効果が影響していると考えられる．また，多孔質氷板の場合は他の板との衝突の場合よりも$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$が小さいことが分かった．これは多孔質氷板との衝突の場合は他の板とは異なり，多孔質氷球と多孔質氷板の両方が変形することでエネルギーを散逸しているからであると考えられる．更に，複数回衝突によって得られた反発係数は 1 回目で得られた反発係数よりも散乱することが分かった．これは前回の衝突の影響がない面に衝突する場合は 1 回目の衝突による実験結果から推定した Andrews' model に従うが，前回の衝突の影響で氷粒子間の焼結による結合が切れて強度が下がった面に衝突する場合は塑性変形する体積が増加して反発係数が低くなっているためであると考えた．本研究で計測した変形量（最大圧縮量Δh_{comp}，回復量Δh_{rec}，塑性変形量Δh_{def}）は多孔質氷の粘弾性的性質を考慮した"見かけのヤング率"によって説明できることが分かった．しかし，接触時間に関しては"見かけのヤング率"を導入しても説明することができなかったため, 多孔質氷の接触時間を説明するには粘弾性による時間依存の現象を考慮した新たなモデルが必要であると考えられる．

最後に，今回得られた実験結果を元に衝突速度と反発係数の関係に対する空隙率依存性について考察した．限界速度v_{c}の空隙率依存性は，先行研究によって得られた空隙のない氷同士の衝突における限界速度$v_{\mathrm{c,0}}$を導入し，実験結果のフィッティングを行うことで導出することができた．準弾性領域の反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は Dilley によって提案された粘性散逸モデルを適用すると，パラメータξに支配されることが分かった．ξの空隙率依存性は，先行研究によって得られた空隙のない氷同士の衝突における$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$から計算した$\xi_0$を導入し，実験結果のフィッティングを行うことで導出することができた．更に，先行研究で得られているサイズ依存性も導入することで，多孔質氷球同士の衝突における反発係数の空隙率及びサイズ依存性をv_{c}及びξに関する以下の式で表せることがわかった．

$$v_{\mathrm{c}}' = v_{\mathrm{c,0}}\left(\frac{1}{\delta+1}\right)^{3/2}\left(\frac{1}{\delta^3+1}\right)^{-1/2} f^{q_1}$$

$$\xi = \xi_0\left(\frac{R_1}{1.5\ \mathrm{cm}}\right)^{-0.5}\left(\frac{1}{\delta+1}\right)^{-0.2}\left(\frac{1}{\delta^3+1}\right)^{-0.1} f^{-q_2-0.1}$$

ここで$v_{\mathrm{c,0}}$及びξ_0は半径 1.5 cm の霜のない氷球と氷板の衝突で得られるv_{c}及びξ，$\delta = R_1/R_2$は衝突する多孔質氷球のサイズ比，q_1とq_2は経験的に決定される定数である．最後

に，半径 1.5 cm の多孔質氷球と十分に大きい多孔質氷球との衝突を考慮して，空隙率依存性を外挿した．その結果，上記の関係式は Dilley's model の破綻条件より$0 \leq \phi < 75\%$の範囲（ϕは多孔質氷球の空隙率）においてのみ有効であることが明らかになった．この空隙率範囲に関して衝突速度と反発係数の関係を外挿し，リングシステムが定常状態になる条件の最小値である$\varepsilon_{\mathrm{crit}} \sim 0.627$との比較を行なった．その結果，空隙率 50-70%の多孔質氷球同士の衝突の場合は全ての衝突速度範囲で条件を満たすことができたが，空隙率 40%以下の場合は衝突速度$v_{\mathrm{i}} > 20 - 100 \mathrm{cms}^{-1}$の場合のみ条件を満たすことが分かった．

目次

1. 研究背景

1.1. 土星リングの概観

土星リングシステムは太陽系に存在する特徴的な構造の1つであり，土星から282,000 kmに渡って広がっているのに対して，厚さは約10 m程度という非常に薄い円盤状の構造である．図 1-1, 図 1-2はCassini探査機によって撮影された土星及び土星リングの写真であり，土星を中心に複数のリングが存在すること，また土星リングは非常に薄い円盤状であることが確認できる．土星リングは探査機や地上望遠鏡の観測によって，2 つのグループに分けられている．1つ目のグループはメインリングと呼ばれており，A, B, Cリングが含まれる．観測及び数値計算によって，メインリングは数cmから数十mサイズの水氷粒子が土星の周りを公転することで形成されていること，光学的に厚いことからリング粒子間の平均自由工程はリング粒子サイズと同程度またはそれよりも小さいということが明らかになっている．よって，メインリングの動力学を理解し，観測と数値計算を結びつけるために重要な物理学的過程は重力の影響を受けるリング粒子の運動及びリング粒子間の非弾性衝突である．もう1つのグループは希薄なリングと呼ばれており，D, E, F, Gリングが含まれる．希薄なリングは半径100 mm以下の水氷粒子から構成されており，光学的に薄いということが明らかになっている．よって，リング粒子間の衝突はほとんど起こらず，希薄なリングの動力学を理解するために重要な物理学的過程はメインリングとは異なる．本研究では，メインリングに着目し，その動力学を理解するために重要な物理学的過程であるリング粒子間の非弾性衝突に関する実験的研究を行う．図 1-3より，メインリングは観測的な特徴からA, B, Cリング及びカッシーニの間隙という領域に分けることができる．それらの領域の特徴は以下のとおりである．Aリングはメインリングシステムの最も外側に存在し，幅は~14,500 km，光学的厚さは0.2-2程度である．カッシーニの間隙はAリングと内側のリングを隔てており，幅は~4,000 km，光学的厚さは約0.1である．Bリングは土星リングシステムの中で最も高密度な領域であり，幅は25,000 km，光学的厚さは0.4-2程度である．Cリングはメインリングシステムの最も内側に存在し，幅は17,500 km，光学的厚さはカッシーニの間隙と同程度である．

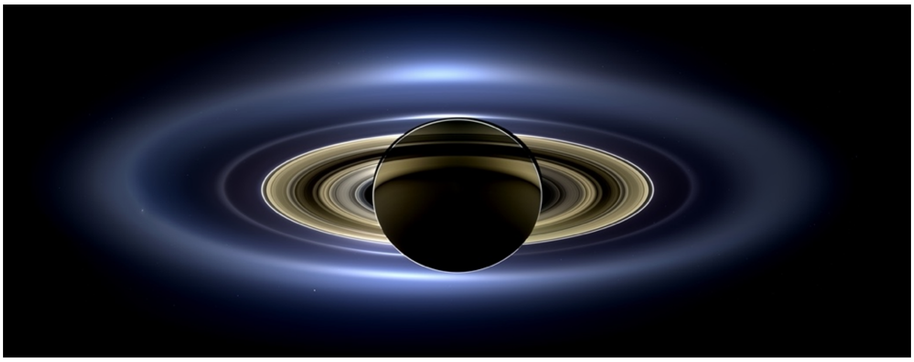


図 1-1 惑星探査機 Cassini によって撮影された土星及び土星リング
(NASA/JPL-Caltech/SSI, November 12, 2013)

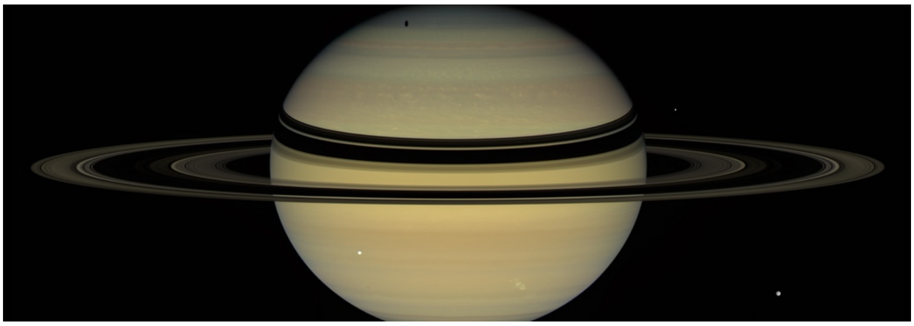


図 1-2 惑星探査機 Cassini によって撮影された土星及び土星リング
(NASA/JPL-Caltech/SSI, May 14, 2018)

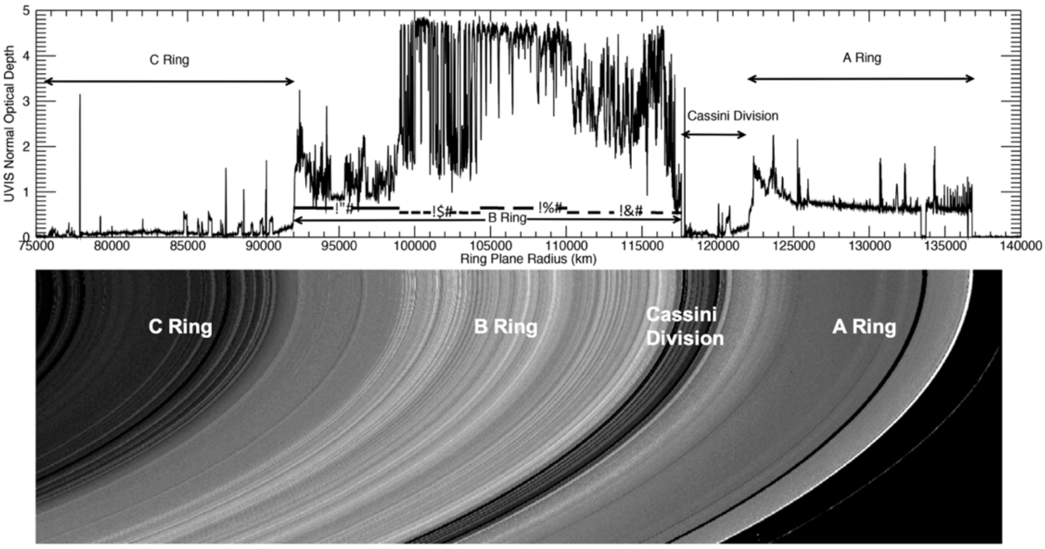


図 1-3 メインリングの写真（下）及び掩蔽観測で得られたメインリングの半径と光学的厚さの関係（上） (Colwell, et al., 2009).

1.2. リング粒子サイズ及びリング組成

土星リング粒子に関する先行研究によって，リング粒子のサイズは以下のような冪乗分布で表すことができると言われている (Zebker, Marouf, & Tyler, 1985; French & Nicholson, 2000).

$$n(a) = n_0(a/a_0)^{-q}, a_{\min} \leq a \leq a_{\max} \tag{1-1}$$

ここで，aはリング粒子の半径 [m]，$n(a)$は粒子サイズ分布 [particles m^{-2} m^{-1}]，n_0は基準となる半径a_0を持つリング粒子の数密度，qは冪乗値，$a_{\min}$及び$a_{\max}$はリング粒子の最小及び最大半径である．表 1-1 より冪乗値やリング粒子の最小及び最大半径は領域によって異なり，メインリングではq~3，最小半径が 1-30 cm，最大半径が 2-20 m であることがわかる．リングの組成に関する先行研究によって，リングは主に水氷から構成されており，質量比数%以下の割合で水氷ではない物質が存在していると言われている．更に，リングの組成は領域によって異なり，C リングとカッシーニの間隙には A, B リングよりも水氷ではない物質が多く存在することが予測されている (Cuzzi, et al., 2009).

表 1-1 (a) 宇宙探査機 Voyager 及び (b) 地上観測によって得られたリング粒子のサイズ分布 (Cuzzi, et al., 2009)

Ring region	q	a_{min}, cm	a_{max}, m
Voyager RSS[(a)]			
C1.35	3.11	0.1	4.5
C1.51	3.05	0.1	2.4-5.3
CD2.01	2.79	0.1	7.5
A2.10	2.70	0.1	5.4
A2.12	2.74	0.1	5.0
A2.14	2.75	0.1	6.3
A2.19	2.93	0.1	11.2
A2.24	3.03	0.1	8.9
Earth-Based 28 Sgr[(b)]			
Ring C	3.1	1	10
Ring B	2.75	30	20
Cassini Division	2.75	0.1	20
Inner Ring A	2.75	30	20
Outer Ring A	2.9	1	20

1.3. リングの動力学

メインリングの最も印象的な特徴はリングの厚さが約 10 m という非常に薄い円盤状の外観である．惑星探査機 Cassini によって行われた観測によって，メインリングは光学的に厚く非常に平なリングシステムであり, 動力学的に安定な状態にあることがわかっている．この観測結果から，リング平面には非常に散逸的な衝突をしているリング粒子が密に存在していることが示唆されている．また，1.1 で説明した通り，メインリングの動力学を理解するために重要な物理学的過程は重力の影響を受けるリング粒子の運動及びリング粒子間の非弾性衝突である．摂動のないメインリングに対するこれら 2 つの物理学的過程の作用について， Schmidt, Ohtsuki, Rappaport, Salo, & Spahn, 2009 を参考に説明する．リング粒子は土星重力に従ってケプラー運動をしており，それらは互いに衝突しながら土星の周りを公転している．そして，リング粒子のランダム運動を特徴付けるリング粒子の速度分散はリングシステムの動力学を決定する重要なパラメータの 1 つである．リング粒子間の非弾性衝突はリング粒子のランダム運動からエネルギーを散逸しており，このエネルギー散逸は法線方向の衝突速度（衝突前の速度の法線成分）と反発速度（衝突後の速度の法線成分）の比である法線方向の反発係数ε_{n}によって特徴づけられる．以上より，ランダム運動からのエネルギー散逸の速度は以下のように表すことができる．

$$\left.\frac{\partial c^2}{\partial t}\right|_{\mathrm{loss}} \propto -\omega_{\mathrm{c}} c^2 (1-\varepsilon_{\mathrm{n}}^2) \tag{1-2}$$

ここで, cはリング粒子の速度分散 [m/s] であり，リング粒子はこの速度分散程度の衝突速度で衝突していると考えることができる．また，ω_{c}はリング粒子間の衝突頻度 [collisions s^{-1}] である．一方で，リングシステムのような粘性剪断流では，角運動量の輸送によってケプラー運動からランダム運動へとエネルギーが変換される．このランダム運動のエネルギー獲得の速度は以下のように表すことができる．

$$\left.\frac{\partial c^2}{\partial t}\right|_{\mathrm{gain}} \propto \nu_{\mathrm{ring}} s^2 \tag{1-3}$$

ここでν_{ring}はリングの動粘性率, sはリング粒子間の剪断速度である．以上で得られたラン

ダム速度に関するエネルギー損失を表す式1-2とエネルギー獲得を表す式1-3を足し合わせることでリング粒子のエネルギー収支を以下のように見積もることができる．

$$\frac{\partial c^2}{\partial t} = s^2\left[k_1\frac{c^2}{\Omega}\frac{\tau_{\mathrm{D}}}{1+{\tau_{\mathrm{D}}}^2} + k_2\Omega D^2\tau_{\mathrm{D}}\right] - k_3\Omega\tau_{\mathrm{D}}(1-\varepsilon_{\mathrm{n}}^2)c^2 \tag{1-4}$$

ここでΩはケプラー周波数，τ_{D}は動力学的な光学的厚さ，Dが単一な粒子半径を仮定した場合の粒子半径，k_1, k_2, k_3は正の無次元定数である．リング粒子の法線方向の反発係数が衝突速度に依存しないと仮定した場合，リングシステムが定常状態になるための条件は以下のように決定できる．

$$\varepsilon_{\mathrm{n}} < \varepsilon_{\mathrm{crit}} = \sqrt{1-\frac{k_1}{k_3}\frac{(s/\Omega)^2}{1+{\tau_{\mathrm{D}}}^2}} \tag{1-5}$$

ここで$\varepsilon_{\mathrm{crit}}$は式1-4において$\partial c^2/\partial t = 0$，すなわちリング粒子のエネルギー損失及びエネルギー獲得速度が等しくなる場合の反発係数ε_{n}である．図 1-4 にτ_{D}と$\varepsilon_{\mathrm{crit}}$の関係を実線 (Goldreich & Tremaine, 1978) 及び点線 (Hämeen, 1978) で表しており，これらの違いは衝突積分に関する計算方法の違いによるものである．この関係から，どちらも$\varepsilon_{\mathrm{crit}}$は$\tau_{\mathrm{D}}$の増加に伴って大きくなることがわかる．式1-5を満たす場合は，リング粒子のエネルギー損失と獲得の速度が釣り合い，リングシステムは定常状態へと収束することができる．この場合の定常状態にあるリングの厚さは粒子直径の数倍程度であり，リングは非常に薄い円盤状で速度分散は$c\sim\Omega D$と表すことができる．一方で，式1-5を満たさない場合は．リング粒子のエネルギーの獲得速度が損失速度を上回るため，リング粒子のランダム速度の増加によってリングはやがて散逸してしまう．リング粒子の法線方向の反発係数が衝突速度に依存する（衝突速度の増加に伴って反発係数が低下する）場合，リングシステムの振る舞いは上記とは異なる．式1-5を満たさない場合，リング粒子のエネルギー獲得速度が損失速度を上回るためにランダム速度は増加するが，ランダム速度の増加に伴って衝突速度も増加するためには反発係数は低下する．その結果，リング粒子のエネルギー獲得速度と損失速度が釣り合うようになり，リングシステムは定常状態に収束する．数値シミュレーションによって計算した定常状態におけるリング粒子の反発係数ε_{n}が図 1-4 にプロットされており，

青色のプロットは Hatzes, Bridges, & Lin, 1988 で得られた半径 20 cm の氷球の衝突速度（v）と反発係数$\varepsilon(v)$の関係（$\varepsilon(v) = 0.88e^{-0.24v} + 0.01v^{-0.6}$）を用いた場合，赤色のプロットは Bridges, Hatzes, & Lin, 1984 で得られた半径 2.75 cm の氷球の衝突速度（V）と反発係数$\varepsilon(V)$の関係（式1-6）を用いた場合の結果である．ε_{n}は衝突速度に依存する場合は一般的に$\varepsilon_{\mathrm{crit}}$よりも小さい値となることが分かっている．以上より，定常状態におけるリング粒子の速度分散は反発係数によって決定されるため，定常状態でのリングの形状は粒子の複数層から構成されるような厚いリングから粒子の単一層から構成されるような薄いリングまで多様な結果を示す可能性がある．以上より，リングの観測結果と数値計算を比較し，リングの動力学を理解するためには，リング粒子の非弾性衝突を特徴付ける反発係数を調べることが非常に重要である．

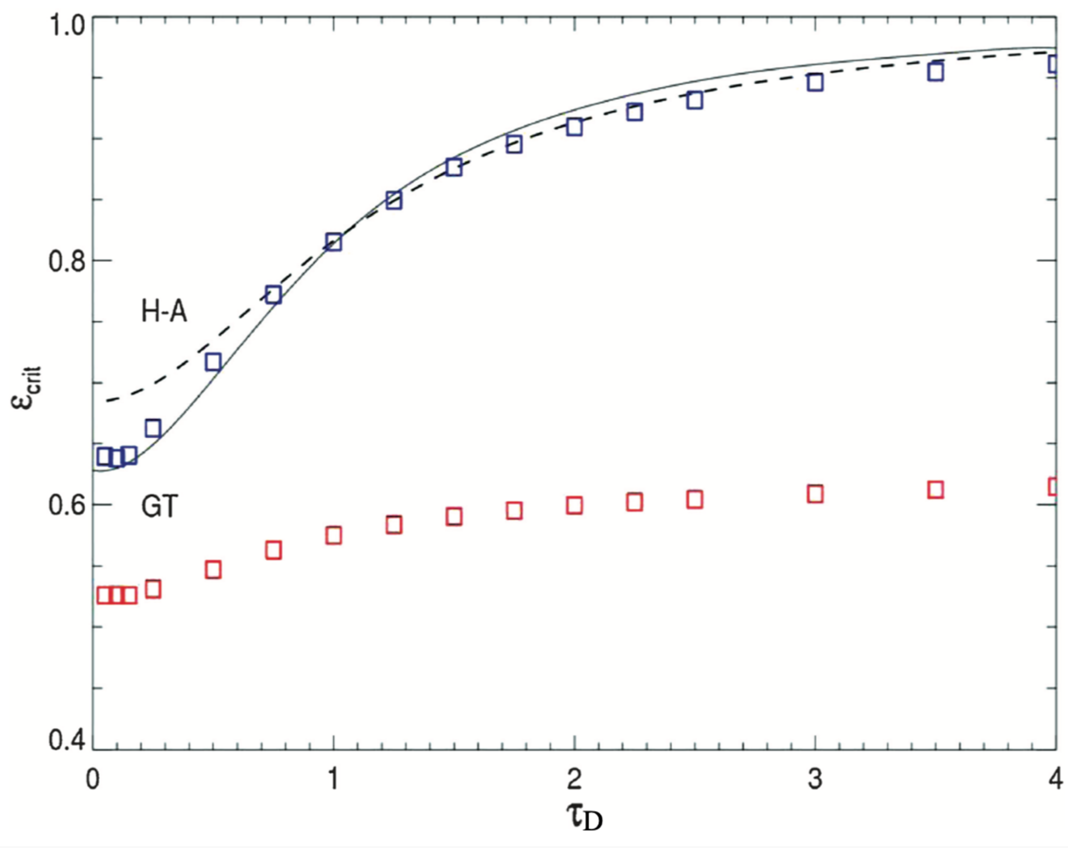


図 1-4 実線 (Goldreich & Tremaine, 1978) 及び点線 (Hämeen, 1978) は動力学的な光学的厚さτ_{D}とリングの理論的な安定境界$\varepsilon_{\mathrm{crit}}$を示し，プロットは数値シミュレーションによって得られた定常状態における反発係数ε_{n}を示す (Schmidt, Ohtsuki, Rappaport, Salo, & Spahn, 2009).

1.4.　先行研究

これまでに土星リング粒子間の衝突を模擬した低速度衝突実験がいくつか行われている．Bridges, Hatzes, & Lin, 1984 では，霜のついた水氷を使用した低速度衝突実験（衝突速度 V = 0.015-5.1 cms^{-1}）が行われ，実験温度 T = 158-173 K で反発係数が実測された（図 1-5）．実験は振り子装置（図 1-6）を用いて霜のついた氷球を霜のついた氷板に衝突させることで行われた．また，その関係は以下の式で説明できることが分かった．

$$\varepsilon = (0.32 \pm 0.02)V^{-0.234 \pm 0.008} \tag{1-6}$$

この研究によって氷に付着した霜の層は，氷の反発係数を著しく低下させることがわかった．更に，後続の研究によって，霜のついた氷球の反発係数に対する温度依存性やサイズ依存性について考察された (Hatzes, Bridges, & Lin, 1988; Dilley, 1993; Dilley & Crawford, 1996)．しかしながら，これらの実験は全て振り子装置（図 1-6）による衝突実験が行われており，振り子の慣性モーメントが測定した反発係数に影響を与えている可能性が指摘されている．

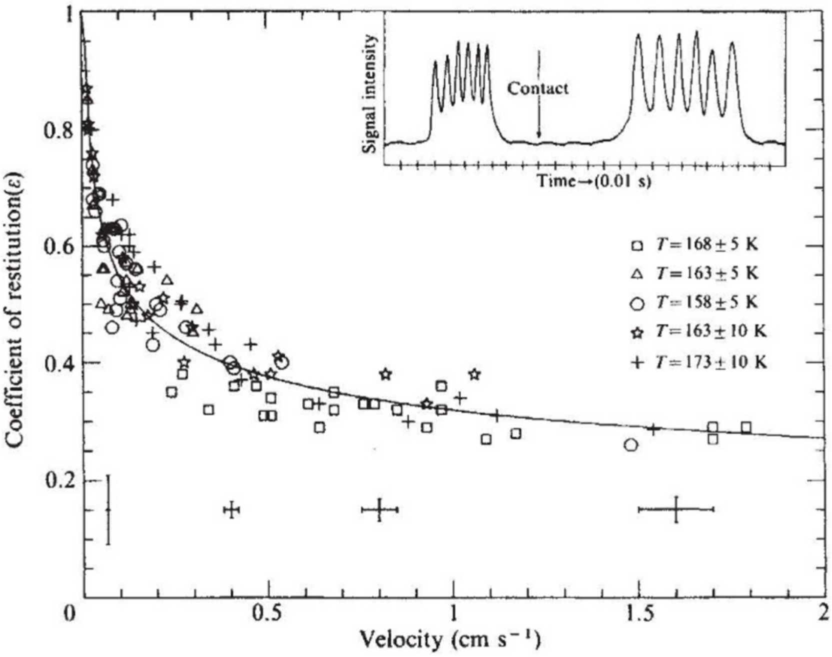


図 1-5 霜のついた氷球と氷板の衝突における異なる温度範囲（158-173 K）での衝突速度と反発係数の関係 (Bridges, Hatzes, & Lin, 1984). 実線は得られた経験式（式1-6）を示す. グラフの下部に異なる衝突速度範囲における測定結果のエラーバーを示す. 右上の図は衝突の前後で得られる測定装置の信号である.

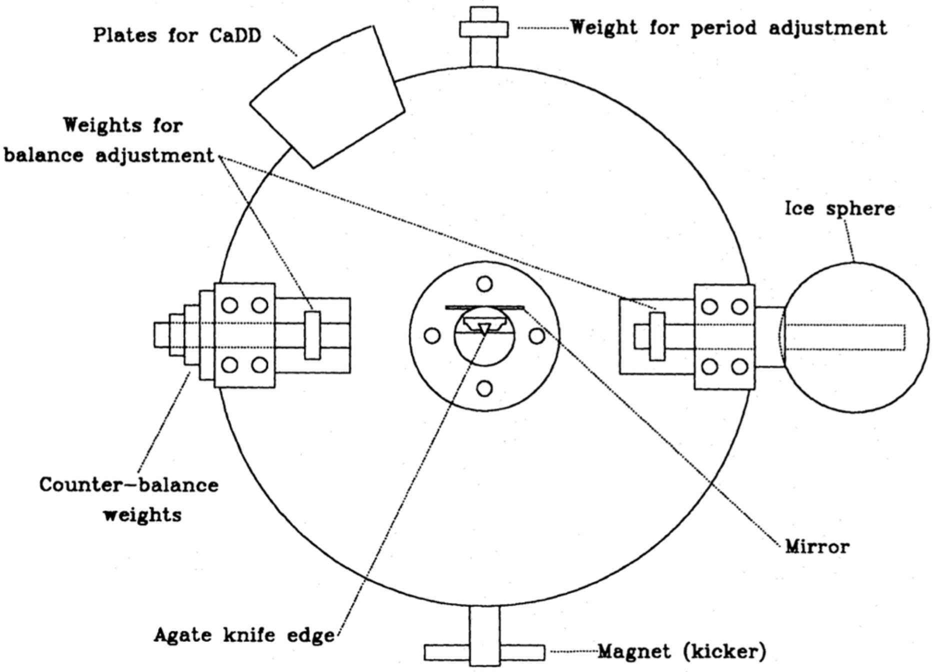


図 1-6 低速度衝突実験に用いられた振り子装置 (Hatzes, Bridges, & Lin, 1988)

Higa, Arakawa, & Maeno, 1996; 1998 では，霜のない滑らかな氷を使用した低速度衝突実験（衝突速度：v_{i} = 1-1000 cms^{-1}）及び反発係数の測定（実験温度 113-269 K）が行われた．実験は霜のない氷球を霜のない氷板に自由落下させて衝突させることで行われた．また，衝突後の氷球を目視で確認しており，以下のように 3 種類に分類した．衝突後の氷球に傷が確認されなかったタイプを NC タイプ，衝突後の氷球に傷が確認された（$0.95 \leq m_{\mathrm{l}}/m_{\mathrm{p}} \leq 1$，$m_{\mathrm{l}}$：最大破片質量，$m_{\mathrm{p}}$：氷球の質量）タイプを C タイプ，衝突後の氷球が破壊している場合（$m_{\mathrm{l}}/m_{\mathrm{p}} < 0.95$）を F タイプとした．得られた衝突速度$v_{\mathrm{i}}$と反発係数$\varepsilon$の関係を図 1-7 の実線で表している．衝突速度$v_{\mathrm{i}}$と反発係数$\varepsilon$の関係は限界速度$v_{\mathrm{c}}$を境に準弾性領域（$v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$）と非弾性領域（$v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}}$）に分けられることがわかった．ここで，NC タイプが確認された最大衝突速度を限界速度v_{c}としている．準弾性領域でのεはv_{i}に依存せずほぼ 1 となり，非弾性領域でのεはv_{i}の増加に伴って低下することが分かった．これらの関係は以下の式で表せる．

$$\varepsilon = \begin{cases} \sim 1 & , v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}} \\ (v_{\mathrm{i}}/v_{\mathrm{c}})^{-\log(v_{\mathrm{i}}/v_{\mathrm{c}})} & , v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}} \end{cases} \tag{1-7}$$

更に，限界速度v_{c}は温度T及び霜のない氷球の半径r_{p}に依存することが示された．図 1-7 は半径$r_{\mathrm{p}} = 1.5$ cm，測定温度$T = 261$Kの時の結果であり，この場合の限界速度$v_{\mathrm{c}} = 40.6\ \mathrm{cms}^{-1}$及び経験式を点線及び実線で示している．この結果から，リング粒子が霜のない氷球であった場合，リングの定常状態を達成するためには衝突速度が 100 cm/s 以上となることが分かった．

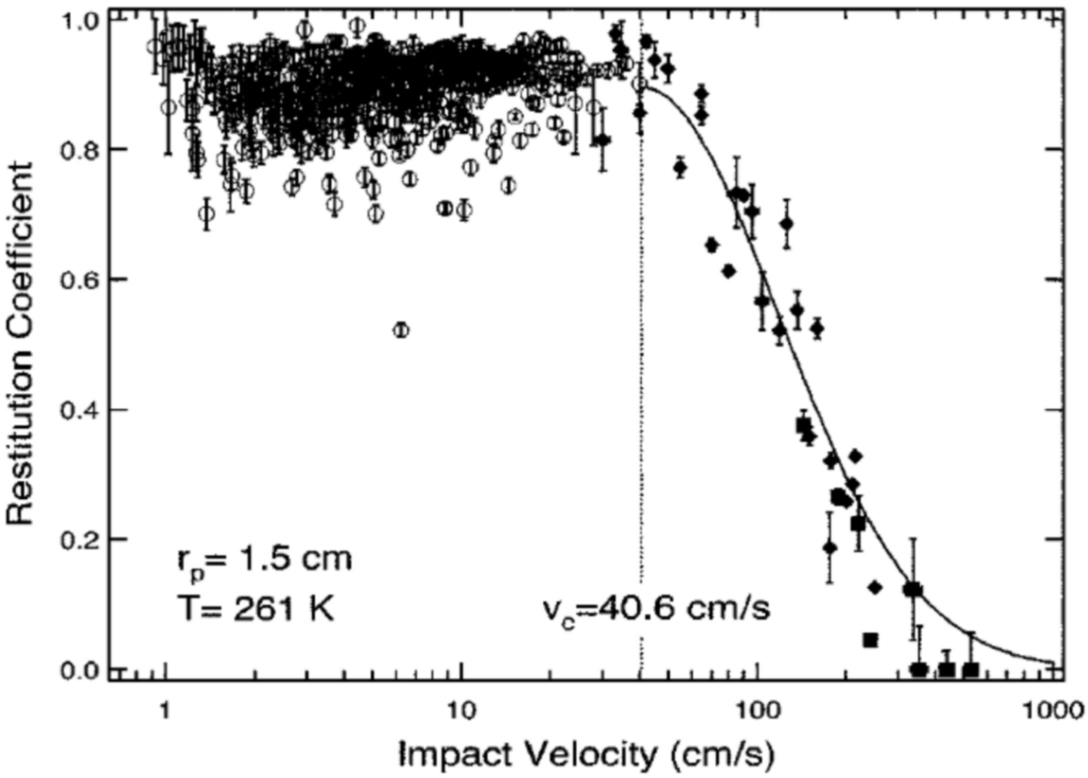


図 1-7 霜のない氷球（半径$r_\mathrm{p} = 1.5$ cm）と氷板の衝突における衝突速度と反発係数の関係 (Higa, Arakawa, & Maeno, 1998). 測定温度は 261 K であり，限界速度$v_\mathrm{c} = 40.6\ \mathrm{cms^{-1}}$であった．実線は得られた経験式（式1-7）を示す．プロットの違いは衝突後の氷球のタイプを表しており，白抜きの丸は NC タイプ，黒塗りの菱形は C タイプ，黒塗りの四角は F タイプを表す．

1.5. リング粒子の内部構造

先行研究では，リング粒子の模擬物質としてリングの主な組成である水氷が使用されていた．しかし，近年の地上望遠鏡や惑星探査機 Cassini による観測によって内部構造に関する推定が行われるようになっている．Ferrari, Galdemard, Lagage, Pantin, & Quoirin, 2005 では，地上望遠鏡によるリングの熱慣性に関する観測及び数値計算によって，B, C リングを構成するリング粒子は多孔質なレゴリスのような霜の層に覆われているか，もしくは非常に多孔質な氷粒子集合体であると推測されている．Zhang, et al., 2019 では，Cassini によるリングのマイクロ波放射観測及び数値計算によって，B リングを構成するリング粒子の空隙率は 80%以上，C リングを構成するリング粒子の空隙率は 75-90%程度であると推測されている．以上より，メインリングを構成するリング粒子は空隙のない水氷ではなく，空隙を含む多孔質氷である可能性が示唆されている．

1.6. 研究目的

これまでのリング粒子を模擬した低速度衝突実験では空隙のない水氷（霜のある場合とない場合）を使用して反発係数の測定が行われてきたが，近年の観測によってリング粒子は空隙を含む多孔質氷である可能性が示唆されている．図 1-8 はそれぞれ霜のない氷球，霜のある氷球，多孔質氷球の模式図である．しかし，多孔質氷を用いた低速度での反発係数の実測はほとんど行われておらず，特に多孔質氷の空隙率に着目した実験は今までに行われていない．従って，本研究では，リングの動力学を理解するために重要な物理量であるリング粒子の反発係数を明らかにするため，リング粒子の候補として新たに提案されている多孔質氷を使用した低速度衝突実験及び反発係数の測定を行い，反発係数と衝突速度の関係に対する空隙率依存性を調べた．更に，多孔質氷の非弾性衝突におけるエネルギー散逸メカニズムを明らかにするため，衝突による多孔質氷の変形量及び接触時間の測定を行い，塑性変形及び粘弾性変形を考慮したエネルギー散逸について議論する．最後に，得られた結果を用いてメインリングシステムの動力学に対する多孔質氷の空隙率の影響を議論する．

図 1-8 霜のない氷球，霜のある氷球，多孔質氷球の模式図

2. 実験方法

2.1. 試料準備

2.1.1. 多孔質氷球

本研究では，土星リング粒子の模擬物質として多孔質氷球を$-13.8^{+1.8}_{-2.3}$ ℃（誤差は最大温度と最小温度を示す）の低温室内で作成した．多孔質氷球は Shimaki & Arakawa, 2012; 2021 と同様の方法で，細粒の氷粒子を型に詰めて成形することで作成した．細粒の氷粒子は液体窒素に霧状の水を噴霧することで作成しており，作成に使用した装置の模式図を図 2-1 に示している．氷粒子の詳しい作成方法は以下の通りである．まず，加圧タンクに水道水または染色水を入れる．染色水は多孔質氷球の着色のために使用しており，赤色のインクを水道水 1 L に対して注射器で 10 滴混合させて作成した．多孔質氷球の着色は実験結果に影響しないことは確認されている．そして，加圧タンクとコンプレッサーをノズル付きのホースで繋いで，噴霧装置を準備する．次に，あらかじめ液体窒素を入れてよく冷やしたデュアー瓶に液体窒素を入れる．この時，窒素や凍結した氷粒子がデュアー瓶から飛び出すことを防ぐためにデュアー瓶とノズルをビニール袋で覆った．この状態で，細粒の霧をノズルからデュアー瓶内の液体窒素に吹き付けることで細粒の氷粒子を作成した．さらに，液体窒素が枯渇して大きな氷塊が作成されるのを防ぐため，こまめに液体窒素の残量を確認しながら液体窒素がなくなるまで噴霧を続けた．作成した氷粒子は密封袋に入れて，$-20.3^{+1.9}_{-1.6}$ ℃（誤差は最大温度と最小温度を示す）の冷凍庫で保存した．低温室及び冷凍庫の温度変化を図 2-2 及び図 2-3 に示す．

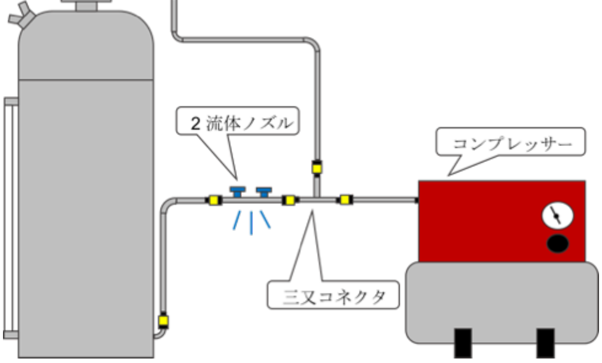


図 2-1 氷粒子作成装置の模式図．流体ノズルから加圧タンク及びコンプレッサーによって加圧された水と空気が霧となって噴射される．

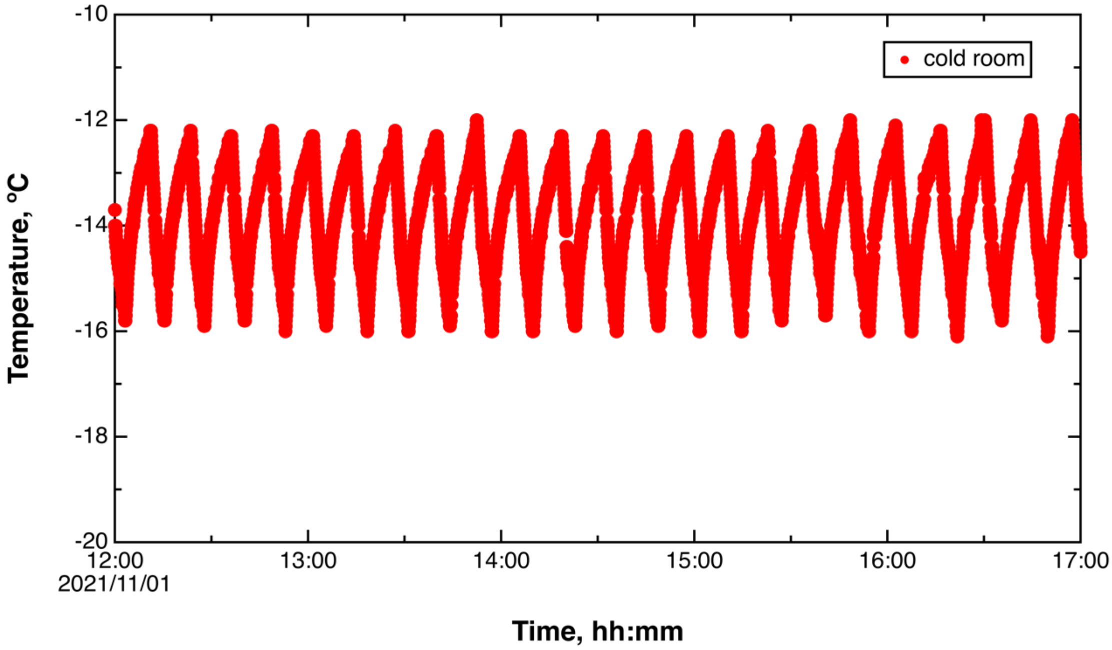


図 2-2 低温室の温度変化

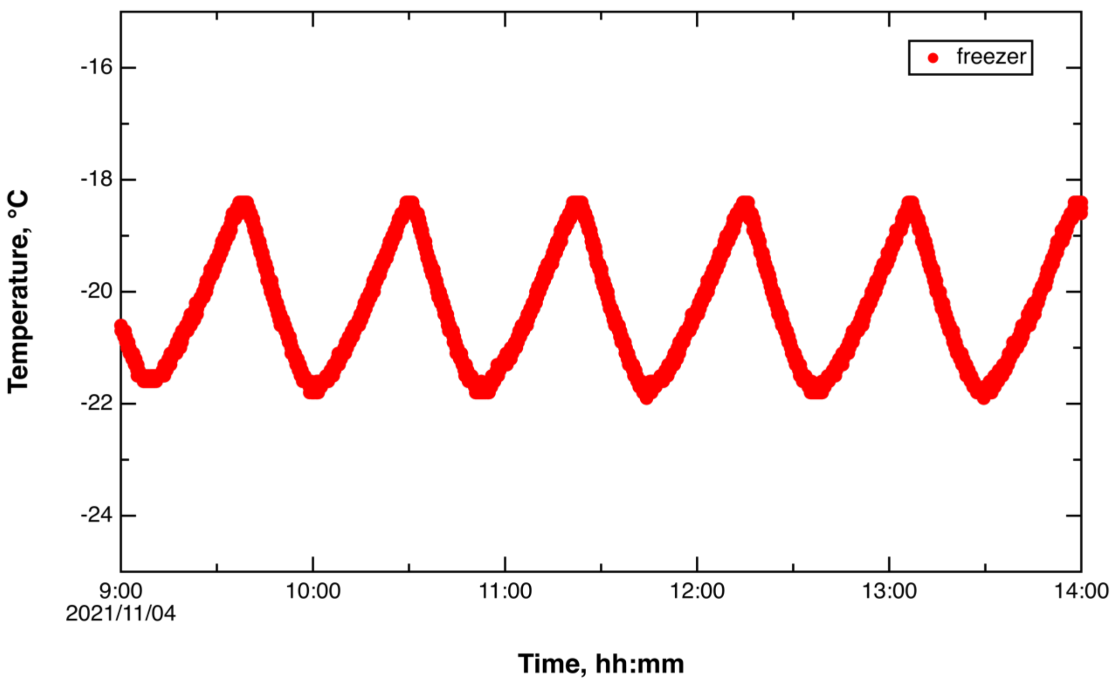


図 2-3 冷凍庫の温度変化

図 2-4 に作成後 30 分以内の氷粒子及び 1 週間焼結させた後の氷粒子の顕微鏡写真を示している．写真から，1 週間焼結させたことで，粒子間にネックが形成されて粒径が成長していることが分かる．図 2-5 には焼結前及び焼結後の氷粒子のサイズ頻度分布を赤色及び青色のプロットで示しており，焼結によって小さい粒子がなくなり，大きい粒子が増えたことが分かる．塗りつぶしのボックス及び実線は着色した場合の氷粒子，白抜きのボックス及び点線は着色していない場合の氷粒子のサイズ頻度分布及び累積割合を示しており，氷粒子の着色は粒径にも影響を及ぼさないことが分かる．また，着色した場合及び着色していない場合の粒子全てに対して計測した平均粒径に対する累積個数割合を丸いプロットで示している．焼結前は 11.3±5.9 μm，焼結後の平均粒径は 77.6±32.4μm であり，焼結前の平均粒径の約 7 倍であった．

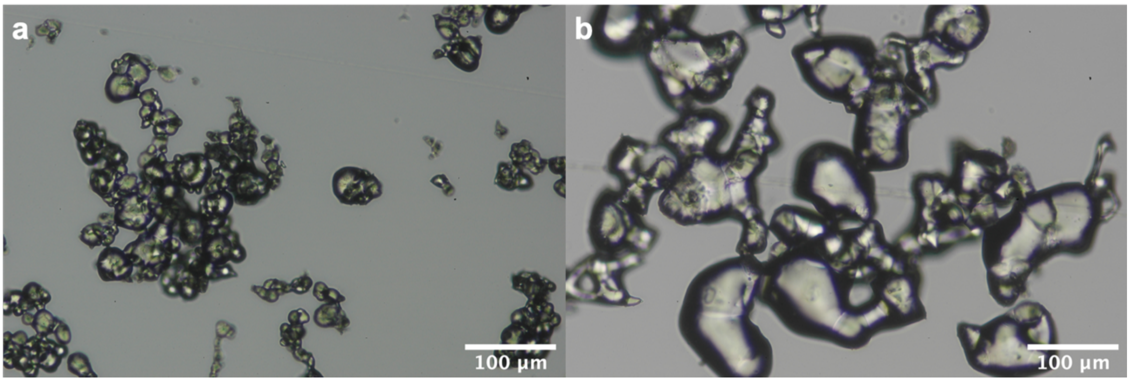


図 2-4 顕微鏡で観察した(a)作成後 30 分以内の氷粒子と(b)作成後 1 週間焼結させた氷粒子

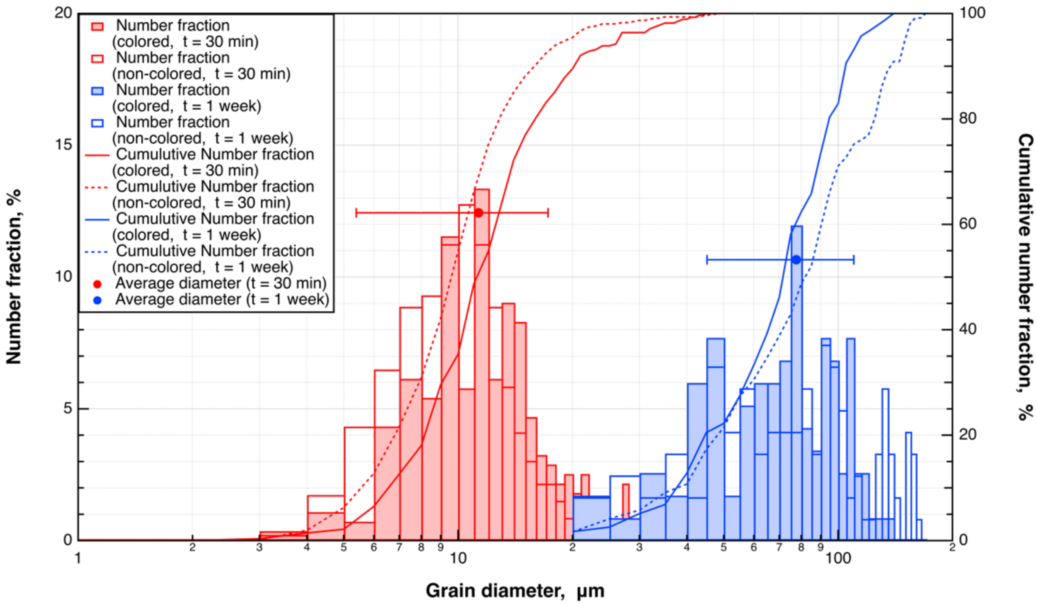


図 2-5 作成後 30 分以内及び作成後 1 週間焼結させた氷粒子の粒径の比較．塗りつぶし及び白抜きのヒストグラムは着色及び無着色の氷粒子のサイズ頻度分布を示しており，実線及び点線は着色及び無着色の氷粒子のサイズ累積割合を示している．丸いプロットは着色及び無着色の氷粒子全ての平均粒径及び標準偏差を示している．

多孔質氷球は作成した氷粒子を金属治具型（図 2-6）に詰めて作成した．多孔質氷球の詳しい作成方法は以下の通りである．使用した金属治具型は半径 1.5 cm の球が作成できる仕様になっており，多孔質氷球の空隙率は型に入れる氷粒子の質量を変えることで変化させた．入れる氷粒子の質量は以下の式を用いて計算した．

$$m_{\mathrm{ice}} = \frac{4}{3}\pi {R_{\mathrm{p}}}^3 \rho_{\mathrm{ice}} \frac{\phi}{100} \tag{2-1}$$

ここでm_{ice}は氷粒子の質量[g]，$R_{\mathrm{p}} = 1.5\ \mathrm{cm}$は多孔質氷球の半径，$\rho_{\mathrm{ice}} = 0.917\ \mathrm{g\ cm^{-3}}$は氷粒子の密度，$\phi$は空隙率[%]である．本研究では空隙率 40, 50, 60%の 3 種類を作成するためにそれぞれ 7.78, 6.48, 5.18 g の氷粒子を使用した．型に詰める際には，粗粒の氷粒子を取り除くために氷粒子を目開き 1.5 mm×1.5 mm のふるいにかけた．最後に氷粒子を詰めた型を手で押すことで多孔質氷球を作成し，型から取り出した．この時，空隙率 40, 50%の多孔質氷球は押し切れず，半球の間に"へり"が形成されたので，図 2-7 のようにカッターで削り取って形を整えた．実験前には試料の長径D_{p}[cm]と質量M_{p}[g]を計測して以下の式から体積V_{p}[cm^3]及び空隙率ϕ_{p}[%]を再計算した．

$$V_{\mathrm{p}} = \frac{4}{3}\pi {R_{\mathrm{p}}}^3 + \pi {R_{\mathrm{p}}}^2 \left(D_{\mathrm{p}} - 3\right) \tag{2-2}$$

$$\phi_{\mathrm{p}} = \left(1 - \frac{M_{\mathrm{p}}}{V_{\mathrm{p}}\rho_{\mathrm{ice}}}\right) \times 100 \tag{2-3}$$

図 2-6 金属治具型（多孔質氷球作成用）の写真

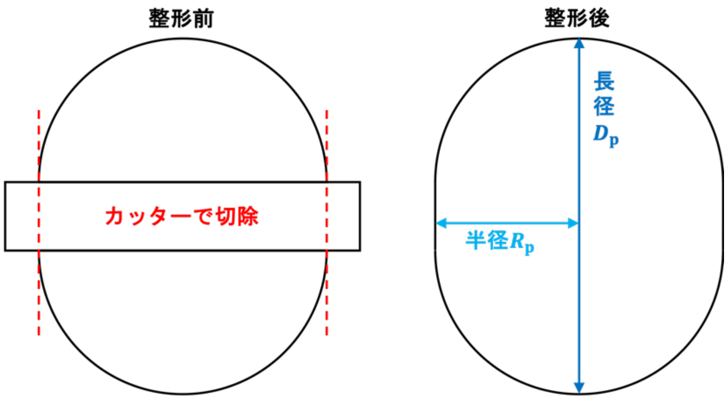


図 2-7 整形前の多孔質氷球と整形後の多孔質氷球の模式図

空隙率 60%の多孔質氷球は非常に脆く表面が傷つきやすいため，また，手で球形まで押すことができたため（$D_{\mathrm{p}} = 3$ cm），実験に使用していない 10 個の多孔質氷球の質量のみ測定して式2-2，2-3から平均空隙率を再計算し，表 A- 1 にまとめている．再計算後の試料の平均空隙率は$49.6^{+3.4}_{-3.0}$ %，$53.8^{+2.5}_{-2.1}$ %，$60.8^{+0.4}_{-0.3}$ %（誤差は最大空隙率と最小空隙率を示す）の 3 種類となり，それぞれの写真を図 2-8 に示す．作成した多孔質氷球は $-20.3^{+1.9}_{-1.6}$ ℃（誤差は最大温度と最小温度を示す）の冷凍庫で 6-9 日焼結させた．Shimaki & Arakawa, 2021 では同様の作成方法で作成した多孔質氷の物性について測定しており，充填率f（$f = 1 - \phi/100$，ϕ：空隙率）及び焼結時間を変化させた場合の充填率と引張強度の関係を調べた（図 2-9）．この結果から，1 時間以上焼結させた空隙率 60%以下の多孔質氷は引っ張り強度が焼結期間に依存せず，充填率の増加（空隙率の低下）に伴って引張強度は増加することが示されている．本研究では試料を 6-9 日間焼結させているため，試料の強度は空隙率にのみ依存していると考えることができる．本研究では平均空隙率の異なる 3 種類の多孔質氷球を平均空隙率 49.6%の多孔質氷球を LS (Low-porosity Samples)，53.8%の多孔質氷球を MS (Middle-porosity Samples)，60.8%の多孔質氷球を HS (High-porosity Samples)と呼ぶ.

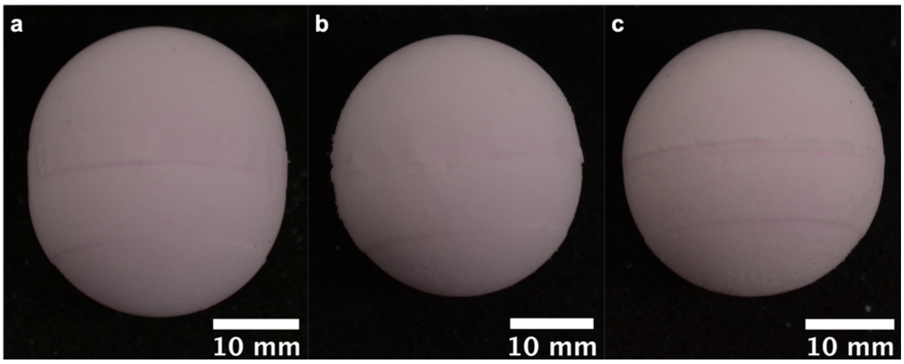


図 2-8 多孔質氷球の写真．(a) LS（空隙率 $49.6^{+3.4}_{-3.0}$ %），(b) MS （空隙率 $53.8^{+2.5}_{-2.1}$ %），(c) HS （空隙率 $60.8^{+0.4}_{-0.3}$ %）

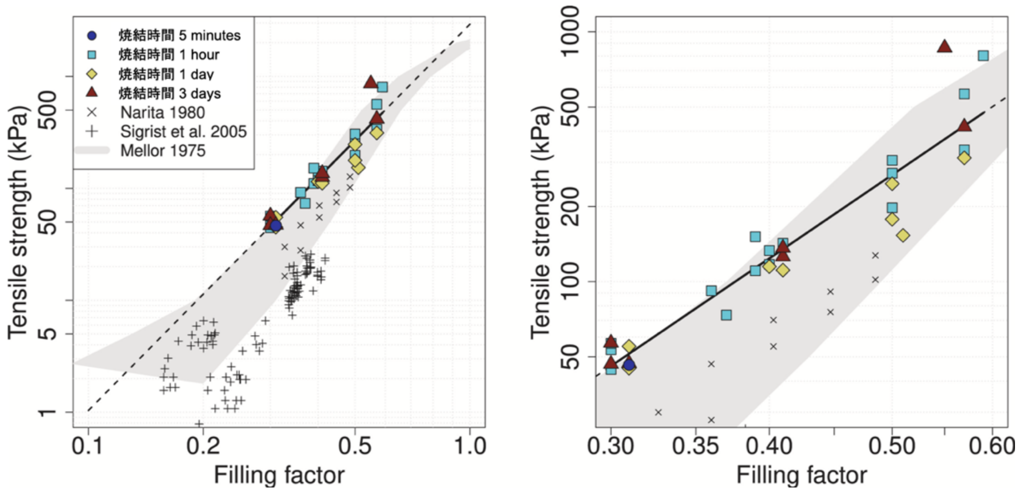


図 2-9 焼結期間を変えた場合の多孔質氷（人工雪）の充填率と引張強度の関係 (Shimaki & Arakawa, 2021). 左図は全ての充填率範囲，右図は実験を行った充填率範囲に関する拡大図を表している．比較として，一軸引張試験（歪み速度 $1.0 \times 10^{-3} \mathrm{s}^{-1}$）で得られた自然雪の結果 (Narita, 1980)，三点曲げ試験で得られた自然雪の結果 (Sigrist, Schweizer, Schindler, & Dual)，様々な実験条件下で得られた自然雪の結果 (Mellor, 1974) が示されている．実線及び点線は得られた多孔質氷（人工雪）の充填率と引張強度の関係に関する経験式及び外挿結果を示している．

2.1.2. 標的板

標的板は花崗岩板，氷板，多孔質氷板の 3 種類を使用した．花崗岩板は市販品のものを使用し，サイズは 30×30×1.5 cm，質量は~3300 g，表面は鏡面仕上げであった．氷板は市販品の板氷を約 13.5×13×6 cm のサイズに切り出したものを使用し，質量は~950g 程度であった．氷板は実験前に常温の布で磨いて，表面の霜を取り除いて滑らかな状態にした．多孔質氷板は多孔質氷球と同様の方法で作成した氷粒子を金属治具型（図 2-10）に詰め，円板状（直径 3 cm，高さ 2 cm）に成形したものを使用した（図 2-11）．詳しい作成方法は 2.1.1 に記載してある多孔質氷球の作成方法と同様である．作成した多孔質氷板の質量は空隙率によって異なり，4.5-7.7 g であった．多孔質氷板も多孔質氷球と同様に試料の高さ H_{t}[cm]，質量M_{t}[g]から以下の式を用いて空隙率を再計算した．

$$V_{\mathrm{t}} = \pi (R_{\mathrm{t}})^2 H_{\mathrm{t}} \tag{2-4}$$

$$\phi_{\mathrm{t}} = \left(1 - \frac{M_{\mathrm{t}}}{V_{\mathrm{t}} \rho_{\mathrm{ice}}}\right) \times 100 \tag{2-5}$$

ここで$R_{\mathrm{t}} = 1.5$ cmである．再計算後の空隙率は表 A-2 にまとめており，範囲は 40.9-60.8% であった．多孔質氷板も多孔質氷球と同様の条件で焼結させている．低速度衝突実験を行う際には，多孔質氷板をグリスで花崗岩板 (~3300 g) に貼り付けて使用した．従って，本実験では 3 種類の標的板の質量は全て多孔質氷球よりも十分に大きいと考えることができる．

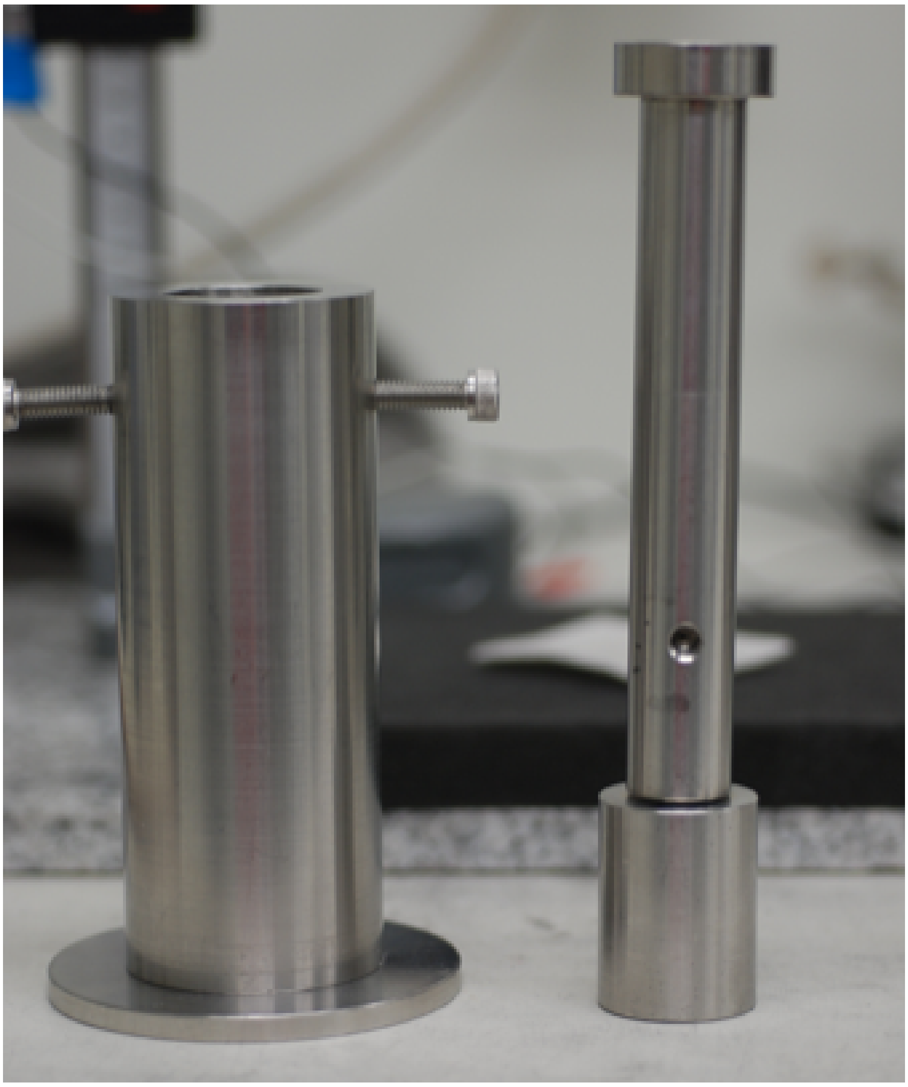


図 2-10 金属治具型（多孔質氷板作成用）の写真

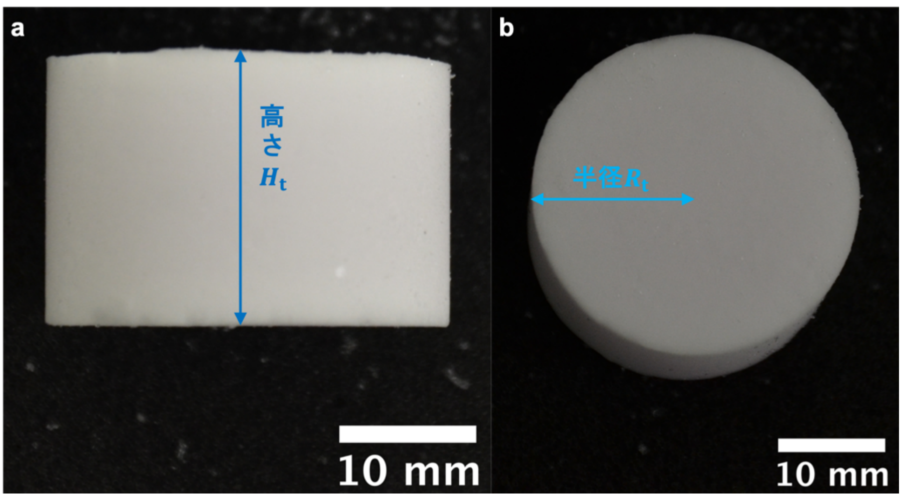


図 2-11 多孔質氷板の(a)側面と(b)上面の写真（空隙率は MS と同程度）

2.2. 低速度衝突実験

低速度衝突実験は多孔質氷球を標的板に自由落下によって衝突させることで行なった．この低速度衝突実験の条件を表 A-3 にまとめている．使用した低速度衝突実験装置の模式図及び写真を図 2-12 及び図 2-13 に示す. レーザー変位計(KEYENCE CORPORATION, LK-G80)を用いて多孔質氷球の高さ変化を計測することで，多孔質氷球の反発係数，衝突による変形量，接触時間を計算した．実験前に以下のような準備を行なった．まず，白い厚紙を約 3 cm 四方に切り出し，中央に穴を開け，凧糸を通して接着した反射紙を作成した．更に，多孔質氷球の上部を 1/4 程度カッターで切断し，切断面にグリスで反射紙を貼り付けた．この多孔質氷球に反射紙を貼り付けたものの平均質量は LS が 7.53 g，MS が 6.56 g，HS が 5.68 g であった．最後に，反射紙に接着した凧糸をナット又は鉄板と電磁石で挟み，多孔質氷球を吊るした．この電磁石の電源を遮断することで凧糸が解放されて，多孔質氷球は自由落下によって標的板に衝突する設計になっている．デジタルハイトゲージによって多孔質氷球を吊るす高さを測定しており，この高さを調節することで初期衝突速度を 11.0-96.9 $\mathrm{cms^{-1}}$ まで変化させた．レーザー変位計は，レーザーが反射紙に照射するように設置された．本実験では，反射紙の高さ変化は多孔質氷球の重心の高さ変化と等しいと仮定する．レーザー変位計(KEYENCE CORPORATION, LK-G80)の高さ分解能は 1 μm，サンプリング周期は 50 μs であった．多孔質氷球は多くの場合複数回反発するため，複数回衝突による反発係数，変形量，接触時間も確認することができた．衝突回数は衝突速度，試料の空隙率，板の種類に依存し，最大で 6 回目の反発まで確認することができた．実験後には，試料の衝突箇所の様子を目視で確認した．多孔質氷球の衝突点付近には円形の凹みが形成されている場合があったが, その凹みは衝突回数によらず 1 つしか確認されなかった．これは最も衝突速度の大きい 1 回目の衝突によって形成されたものであり，2 回目以降の衝突による凹みは目に見えないほど小さい，または凹みが形成されなかったためであると考えられる．凹みが形成された場合は，凹みの幅をノギスで計測した．

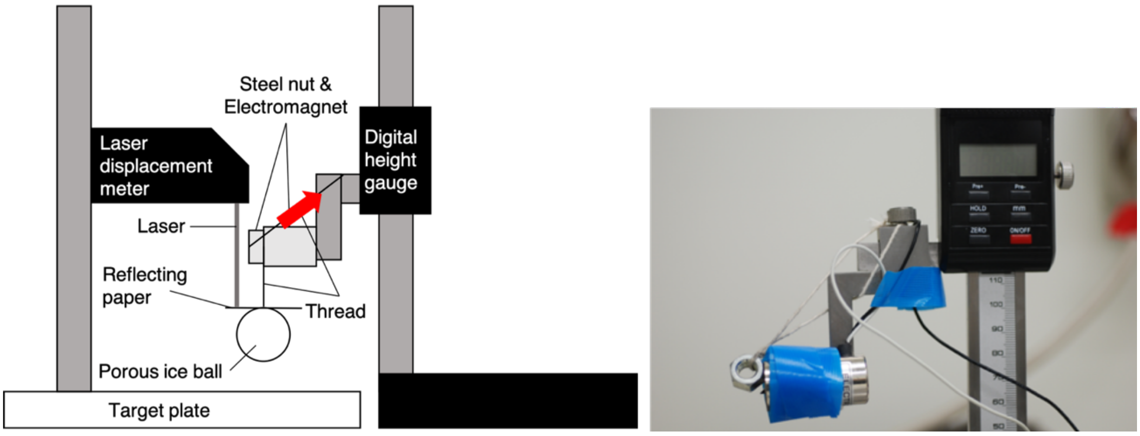


図 2-12 低速度衝突実験装置（ナット使用）の模式図（左）と写真（右）

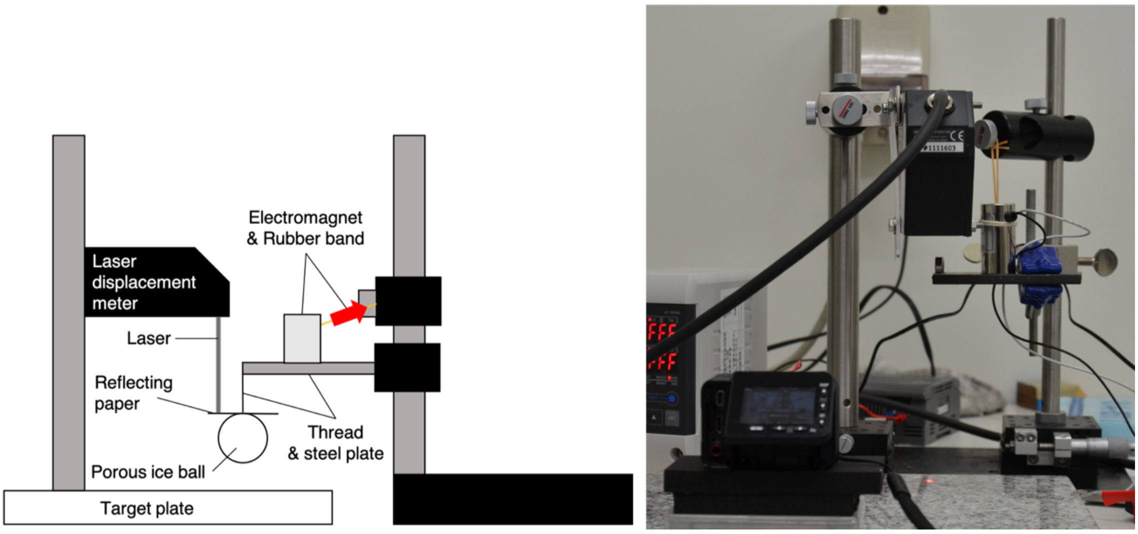


図 2-13 低速度衝突実験装置（鉄板使用）の模式図（左）と写真（右）

2.3. 解析方法

2.3.1. 反発係数

レーザー変位計で測定した多孔質氷球の高さの時間変化から反発係数を計算した．図2-14 は得られた多孔質氷球の高さの時間変化の一例である．衝突後の多孔質氷球の高さの時間変化は，反発した場合は放物線を描くが，付着した場合は付着振動を示すことが予測される．本研究では，反発係数に着目するため，以下の方法で反発した衝突のみを抽出して解析を行なった．反発後の多孔質氷球に働く力は重力のみで，空気抵抗は無視できると仮定すると，反発後の多孔質氷球の高さh[mm]の時間変化は以下の式で表せる．

$$h = -\frac{1}{2}gt^2 + v_0 t + h_0 \tag{2-6}$$

ここで，$g = 9.81 \times 10^3\ \mathrm{mm\ s^{-2}}$は重力加速度，$t$が反発後に経過した時間[s]，$v_0$と$h_0$は$t = 0$の時の多孔質氷球の速度及び高さである．反発係数の解析方法においては，変形による高さ変化を無視し，衝突点と反発点は同じになると仮定した．従って，放物線の高さが最も低くなる点を最大圧縮点とすると，最大圧縮点が衝突点及び反発点と考えることができる．よって，式2-6にj回目の最大圧縮点$(t_j, h_{\mathrm{min},j})$及び$j+1$回目の最大圧縮点$(t_{j+1}, h_{\mathrm{min},j+1})$を代入することで，$j$回目の衝突で起こる反発の理論式を計算することができる．ここで計算した理論式と比較するため，得られた多孔質氷球の高さの時間変化を以下の式を用いてフィッティングする．

$$h = -K_0 t^2 + K_1 t + K_2 \tag{2-7}$$

ここでK_0，K_1，K_2はフィッティングで決まる定数である．そして，重力加速度に関連する項である式2-6の$g/2$と式2-7のK_0を比較し，以下の条件を満たす場合は反発が起こったとみなして反発係数を計算し，満たさない場合は付着振動が起こったとみなして反発係数の計算は行わなかった．

$$\frac{|K_0 - g/2|}{g/2} < 0.1 \tag{2-8}$$

反発係数は以下の方法で計算した．1 回目の衝突速度$v_{\mathrm{i},1}$は多孔質氷球の高さの時間変化を時間微分し，多孔質氷球の速度の時間変化から決定した．この速度の計算方法に関しては 2.3.2 で詳しく説明する．2 回目以降の衝突速度および反発速度は Higa, Arakawa, & Maeno, 1996; 1998 と同様に衝突の時間間隔から計算した．j 回目と j-1 回目の衝突の間の時間間隔Δt_j[s]は以下のように計算できる．

$$\Delta t_j = t_j - t_{j-1}, \qquad j \geq 2 \tag{2-9}$$

式2-9で得られた衝突の時間間隔を用いると，j 回目の衝突速度$v_{\mathrm{i},j}$と j-1 回目の反発速度$v_{\mathrm{r},j-1}$は以下のように計算できる．

$$-v_{\mathrm{i},j} = v_{\mathrm{r},j-1} = \frac{1}{2} g \Delta t_j \tag{2-10}$$

以上より j 回目の反発係数ε_jは以下のように計算できる．

$$\varepsilon_1 = \frac{v_{\mathrm{r},1}}{-v_{\mathrm{i},1}} = \frac{\frac{1}{2} g \Delta t_2}{-v_{\mathrm{i},1}}, \qquad j = 1 \tag{2-11}$$

$$\varepsilon_j = \frac{v_{\mathrm{r},j}}{-v_{\mathrm{i},j}} = \frac{\Delta t_{j+1}}{\Delta t_j}, \qquad j \geq 2 \tag{2-12}$$

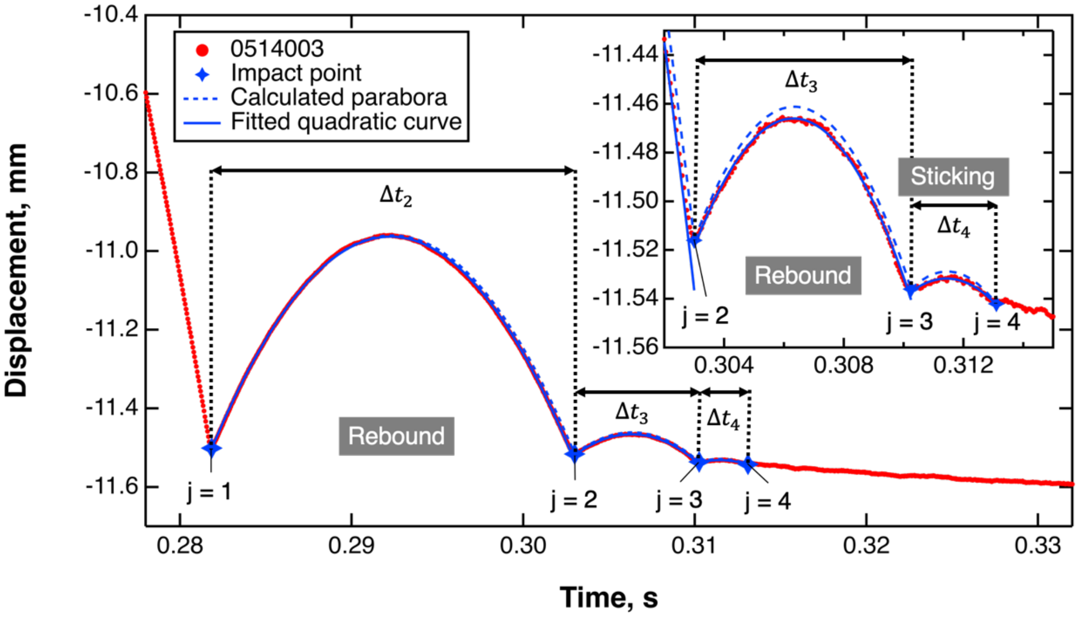


図 2-14 MS と多孔質氷板の衝突における多孔質氷球（MS）の高さの時間変化（右上は拡大版）．j回目の最大圧縮点$(t_j, h_{\min,j})$を菱形で示しており，最大圧縮点から計算した反発の理論式を実線，得られたデータをフィッティングして得られた経験式を点線で表している．この図の衝突においては，1 回目及び 2 回目の衝突はそれぞれ$K_0 = -4.97 \times 10^3 (|K_0 - g/2|/g/2 = 0.0138)$及び$K_0 = -4.81 \times 10^3 (|K_0 - g/2|/g/2 = 0.0189)$となり，反発であると判別した．一方，3 回目の衝突は$K_0 = -3.86 \times 10^3 (|K_0 - g/2|/g/2 = 0.213)$となり，付着であると判別した.

2.3.2. 変形量及び接触時間

レーザー変位計で測定した多孔質氷球の高さの時間変化から，衝突による変形量及び接触時間を計算した．図 2-15b は得られた多孔質氷球の高さの時間変化の一例である．変形量及び接触時間の解析においては, 変形による多孔質氷球の高さ変化を考慮するために, 衝突点と反発点を多孔質氷球の速度の時間変化からそれぞれ決定した．多孔質氷球の速度の時間変化は，得られた高さの時間変化を時間微分することで計算した．時間微分する際は, データのばらつきの影響を抑えるために 3-10 個のデータ点に対して最小二乗法を用いて傾きを求めた．この傾きを多孔質氷球の速度としており，レーザー変位計のサンプリング周期は 50 μ s なので求めた傾きは 0.15-0.5 ms ごとの速度の移動平均と等しい．この時, 速度が負から正に急激に切り替わる点である最大圧縮点を跨がないようにデータを選んで速度を計算している．図 2-15a は計算した多孔質氷球の速度の時間変化の一例である．ここで，j 回目の最大圧縮点$(t_j, h_{\mathrm{min},j})$直前の最小速度になる点$(t_{\mathrm{min},j}, v_{\mathrm{min},j})$及び速度$v_{\mathrm{min},j}$を j 回目の衝突点$(t_{\mathrm{i},j}, v_{\mathrm{i},j})$及び衝突速度$v_{\mathrm{i},j}$，$j$ 回目の最大圧縮点$(t_j, h_{\mathrm{min},j})$直後の最大速度になる点$(t_{\mathrm{max},j}, v_{\mathrm{max},j})$及び速度$v_{\mathrm{max},j}$を j 回目の反発点$(t_{\mathrm{r},j}, v_{\mathrm{r},j})$及び反発速度$v_{\mathrm{r},j}$と定義した. しかしながら, 図 2-16 のように衝突直後の速度が衝突の衝撃によって起こる反射紙の振動による影響を受け，正しく反発点及び反発速度が決定できない場合があった．この場合は以下の方法で反発点及び反発速度を推測した．反発後の多孔質氷球に働く力は重力のみで，空気抵抗は無視できるとすると，反発後の球の速度v[mm s^{-1}]の時間変化は以下の式で表せる．

$$v = -gt + v_0 \tag{2-13}$$

よって，式2-13に j 回目の衝突点$(t_{\mathrm{i},j}, v_{\mathrm{i},j})$を代入することで j 回目の衝突を引き起こす自由落下の理論式を計算することができる．反射紙の振動は時間の経過と共に減衰して行くため，振動の影響が十分に小さい領域では，球はこの理論式に従って運動すると考えることができる．ここで，振動の影響が十分に小さいと考える領域を，以下のように定義し，計算した多孔質氷球の速度の時間変化をフィッティングした．反発点から次の衝突点までの間が 200 点以上ある場合（反発点から次の衝突点までに 10 ms 以上経過する場合)，次の衝突点より 200 点前の点から次の衝突点までの領域をフィッティングする．反発点から衝突点までの間が 200 点未満の場合（反発点から次の衝突点までに 10 ms 以上経過しない場

合)，反発点と次の衝突点の中点から次の衝突点までの領域をフィッティングする．式2-13の理論式と比較するため，上記で定義した領域に対して以下の式を用いてフィッティングする．

$$v = -K_3 t + K_4 \tag{2-14}$$

ここでK_3とK_4はフィッティングで決まる定数である．そして，フィッティングで得られた経験式2-14を外挿し，多孔質氷球の速度の時間変化のデータと外挿した式2-14が j 回目の最大圧縮点$(t_j, h_{\mathrm{min},j})$の直後に最初に交わる点$(t_{\mathrm{intersec},j}, v_{\mathrm{intersec},j})$及びその速度$v_{\mathrm{intersec},j}$を反発点$(t_{\mathrm{r},j}, v_{\mathrm{r},j})$及び反発速度$v_{\mathrm{r},j}$と定義した．以上より，計算した多孔質氷球の速度の時間変化から以下のように衝突点及び衝突速度，反発点及び反発速度を定義した．

$$(t_{\mathrm{i},j}, v_{\mathrm{i},j}) = (t_{\mathrm{min},j}, v_{\mathrm{min},j}) \tag{2-15}$$

$$(t_{\mathrm{r},j}, v_{\mathrm{r},j}) = \begin{cases} (t_{\mathrm{max},j}, v_{\mathrm{max},j}) \\ (t_{\mathrm{intersec},j}, v_{\mathrm{intersec},j}) \end{cases} \tag{2-16}$$

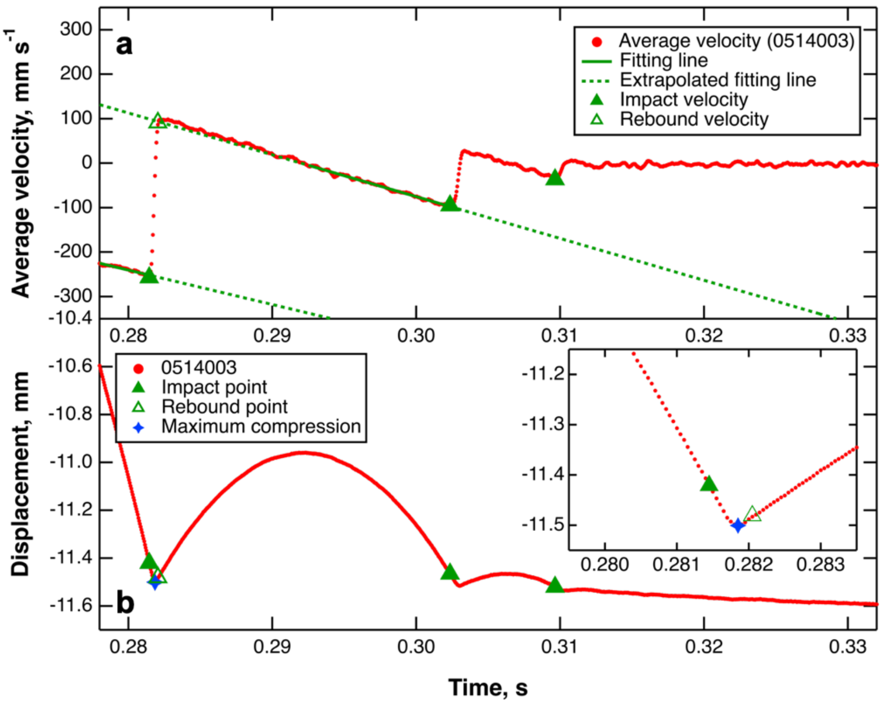


図 2-15 MS と多孔質氷板の衝突における多孔質氷球（MS）の (a) 速度の時間変化と (b) 高さの時間変化（右上は拡大版）．j回目の最大圧縮点$(t_j, h_{\mathrm{min},j})$を菱形で示しており，$j$回目の衝突点$(t_{\mathrm{i},j}, v_{\mathrm{i},j})$と$(t_{\mathrm{i},j}, h(t_{\mathrm{i},j}))$及び反発点$(t_{\mathrm{r},j}, v_{\mathrm{r},j})$と$(t_{\mathrm{r},j}, h(t_{\mathrm{r},j}))$を塗りつぶし及び白抜きの三角形で示している．得られたデータをフィッティングして得られた経験式を実線，経験式の外挿結果を点線で示している．

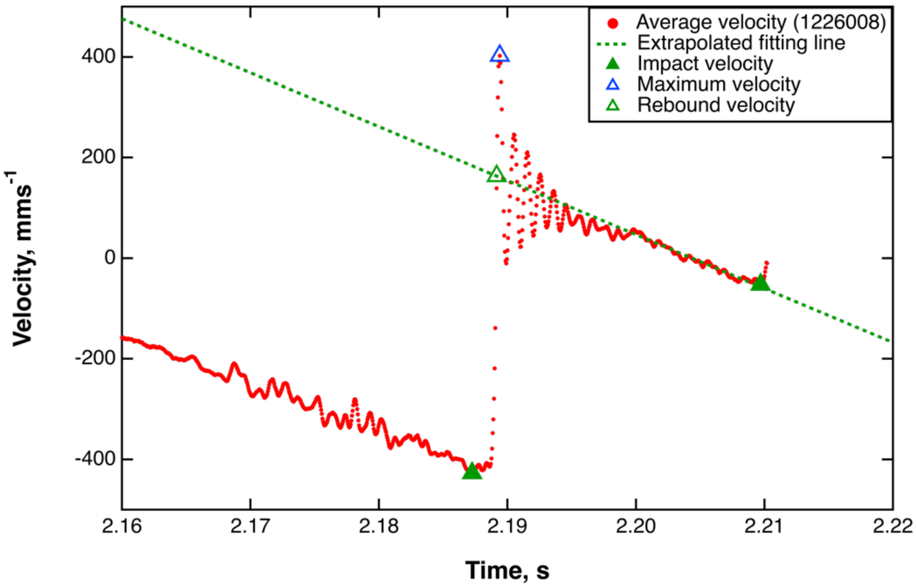


図 2-16 反射紙の振動が起こった場合の MS と多孔質氷板の衝突における多孔質氷球（MS）の時間変化．j回目の衝突点$(t_{\mathrm{i},j}, v_{\mathrm{i},j})$を塗り潰しの三角，$j$回目の最大圧縮点直後の最大速度となる点$\left(t_{\max,j}, v_{\max,j}\right)$を青色の白抜きの三角，フィッティングによって推定したj回目の反発点$(t_{\mathrm{r},j}, v_{\mathrm{r},j})$を緑色の白抜きの三角で示している．

また，2.3.1 で説明した反発係数の解析と同様に，反発が起こった衝突による変形量及び接触時間に着目するため，反発した衝突のみを抽出して解析を行なった．既に自由落下を仮定した理論式2-13及び多孔質氷球の反発後の速度の時間変化をフィッティングする式式2-14を使用している．これらの式の重力加速度に関連する項であるg及びK_3を比較し，以下の条件を満たす場合は反発が起こったとみなして変形量及び接触時間を計算し，満たさない場合は変形量及び接触時間の計算は行わなかった．

$$\frac{|K_3 - g|}{g} < 0.1 \tag{2-17}$$

この解析方法でも反発係数を計算することが可能であり，図 2-17 にて上記で紹介した方法で計算した反発係数を塗りつぶしのプロット，2.3.1 で紹介した方法で計算した反発係数を白抜きのプロットとして示した．その結果，反発係数はどちらの方法でもほぼ同じになるが，2.3.1 で紹介した解析方法の方が低速度まで反発係数を計算することができた．従って，反発係数は 2.3.1 で紹介した解析方法で計算した結果を用いる．

衝突による変形量及び接触時間は以下の方法で計算した．接触時間T_cは衝突点から反発点までの経過時間であるため，j 回目の衝突での接触時間を以下のように計算した．

$$T_{\mathrm{c},j} = t_{\mathrm{r},j} - t_{\mathrm{i},j} \tag{2-18}$$

また，衝突による変形量を計算するため，衝突点及び反発点での球の高さ$h_{\mathrm{i},j}$及び$h_{\mathrm{r},j}$を求めた．

$$h(t_{\mathrm{i},j}) = h_{\mathrm{i},j} \tag{2-19}$$

$$h(t_{\mathrm{r},j}) = h_{\mathrm{r},j} \tag{2-20}$$

ここで，衝突点での球の高さ$h_{\mathrm{i},j}$と最大圧縮点$h_{\mathrm{min},j}$の差を衝突による最大圧縮量Δh_{comp}，反発点での球の高さ$h_{\mathrm{r},j}$と最大圧縮点$h_{\mathrm{min},j}$の差を変形の回復量Δh_{rec}と定義し，以下のように計算した．

$$\Delta h_{\mathrm{comp},j} = h_{\mathrm{i},j} - h_{\mathrm{min},j} \tag{2-21}$$

$$\Delta h_{\mathrm{rec},j} = h_{\mathrm{r},j} - h_{\mathrm{min},j} \tag{2-22}$$

また，得られた最大圧縮量Δh_{comp}と変形量Δh_{rec}の差を塑性変形量Δh_{def}と定義し，以下のように計算した．

$$\Delta h_{\mathrm{def},j} = \Delta h_{\mathrm{comp},j} - \Delta h_{\mathrm{rec},j} \tag{2-23}$$

これらの変形量は，球及び板の圧縮，回復，塑性変形によって起こった高さ変化である．

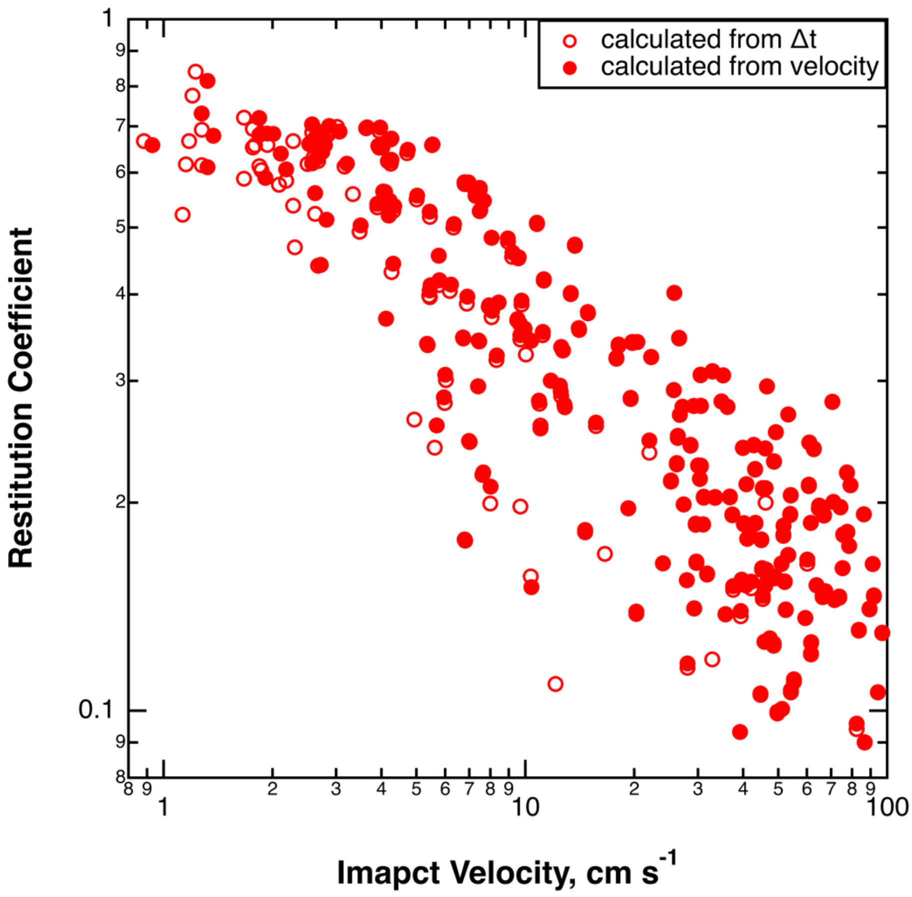


図 2-17 測定方法による反発係数の違い．2.3.1 で紹介した方法によって計算した反発係数を白抜き，2.3.2 で紹介した方法によって計算した反発係数を塗りつぶしでプロットした．

3. 実験結果

3.1. 衝突後の衝突点付近の様子

低速度衝突実験の後，多孔質氷球と標的板の衝突点付近の様子を確認した．多孔質氷球の表面には円形の凹みが観察される場合があり，その凹みは衝突回数によらず 1 つしか確認されなかった．従って，形成された凹みは最も衝突速度の大きい 1 回目の衝突によるものであると考えた．ここで紹介する結果は，全て 2.3.1 の解析で反発に分類された衝突による結果である．凹みの形態から，衝突点に形成された凹みを 3 種類に分類した（図 3-1）．1 つ目の凹みタイプを”Compression type”とし，このタイプは図 3-1a のように圧縮されたような平らな凹みが特徴であった．この凹みタイプが形成された場合は，標的板の方には衝突の痕跡は確認されなかった．2 つ目の凹みタイプを“Simple spallation type”とし，このタイプは図 3-1b のように衝突クレーターのような凹みが特徴であり，多孔質氷球の剥離によって標的板への質量輸送が起こったと考えられた．この凹みタイプが形成された場合，図 3-1c のように標的板の表面には球から輸送された多孔質氷が付着していた．3 つ目のタイプを“Complex spallation type”とし，このタイプは Simple spallation type と同様に質量輸送が起こったと考えられたが，図 3-1d, e のように質量輸送の方向が双方向的であり，多孔質氷球と標的板の両方が剥離したことで質量輸送が起こったと考えられた．この凹みタイプが形成された場合は，図 3-1e のように標的板の表面には凹み及び球から輸送された多孔質氷の付着が同時に確認された．質量輸送した質量は非常に小さかったため，本研究では測定することができなかった．これらの凹みタイプは主に標的板のタイプに依存しており，更に試料の空隙率にも依存することがわかった．花崗岩板または氷板との衝突の場合は形成された凹みが全て Compression type の凹みであり，多孔質氷板との衝突の場合は全てのタイプの凹みが形成された．多孔質氷球及び多孔質氷板の空隙率とその衝突で形成された凹みの関係を図 3-3 に示す．この図より，多孔質氷球と多孔質氷板の空隙率が同程度の場合は Simple spallation type または Complex spallation type の凹みが形成され，多孔質氷板の空隙率が多孔質氷球よりも 10%以上小さい場合は Compression type または Simple spallation type の凹みが形成されることがわかった．多孔質氷球と多孔質氷板との衝突におけるこれらの凹みタイプの違いは反発係数の結果には影響しなかった．

また，形成された凹みの幅Wは，衝突速度，標的板の種類，多孔質氷球の空隙率に依存することがわかった．図 3-3a, b, c に衝突速度とそれぞれの板との衝突で形成された凹みの幅Wの関係を示す．図 3-3a, b より，Compression type の凹みは衝突速度の増加に伴って

凹みの幅Wが 2-5mm から 4-8mm まで増加していることがわかった．これは，衝突速度の増加に伴って衝突点付近に発生する圧力が増加するためであると考えられる．一方で，図 3-3c より，Simple spallation type 及び Complex spallation type の凹みの幅Wは衝突速度の増加によらず 2-4mm となった．これらの凹みタイプによる違いは，Simple spallation type 及び Complex spallation type の場合は剥離した領域の幅を凹みの幅Wとして計測しているため，圧縮された領域の幅とは必ずしも一致しないことに起因すると考えられる．また，HS に形成された凹みの幅Wは LS, MS に形成されたものよりも大きく，多孔質氷板と LS, MS との衝突で形成された凹みの幅Wは他の板に形成されたものよりも小さいことがわかった．これは，HS の強度が LS, MS よりも小さく大きな凹みが形成されやすいこと，そして多孔質氷板の強度は他の板よりも小さく発生する圧力が小さいことに起因すると考えられる．3.3.3 にて，計測した凹みの幅Wから多孔質氷の高さ方向に関する塑性変形量を計算しており，計算した値に関してレーザー変位計で計測した塑性変形による高さ変化及び Andrews' model から計算した理論値との比較を行った．

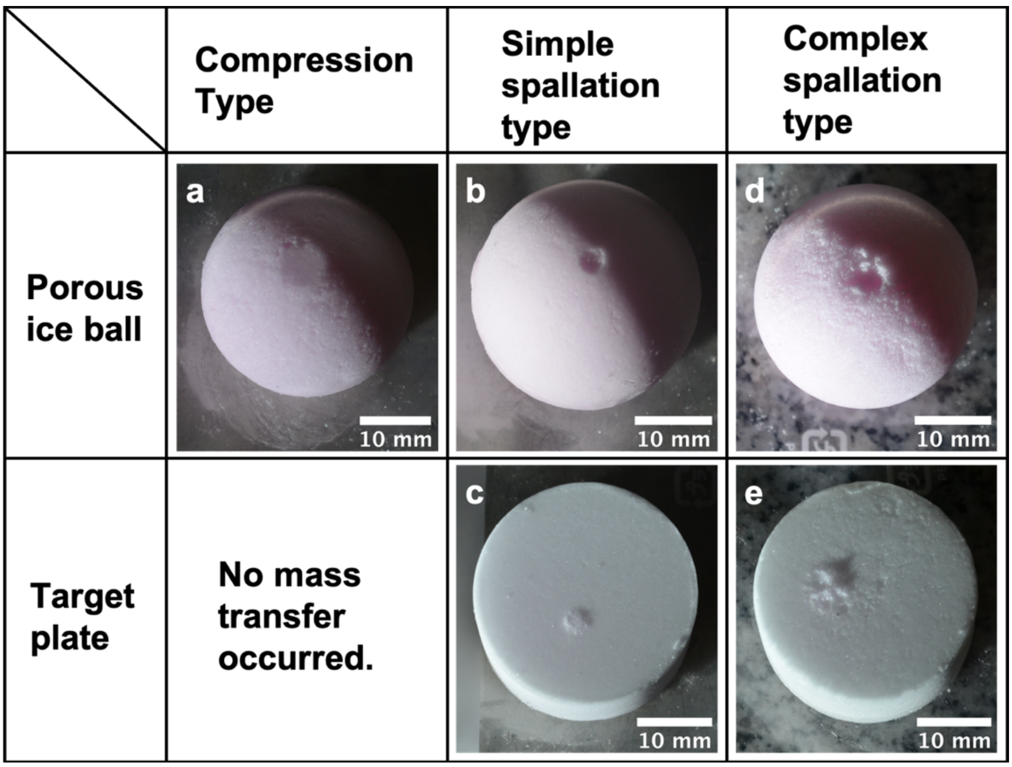


図 3-1 観察された 3 種類の凹みタイプの写真

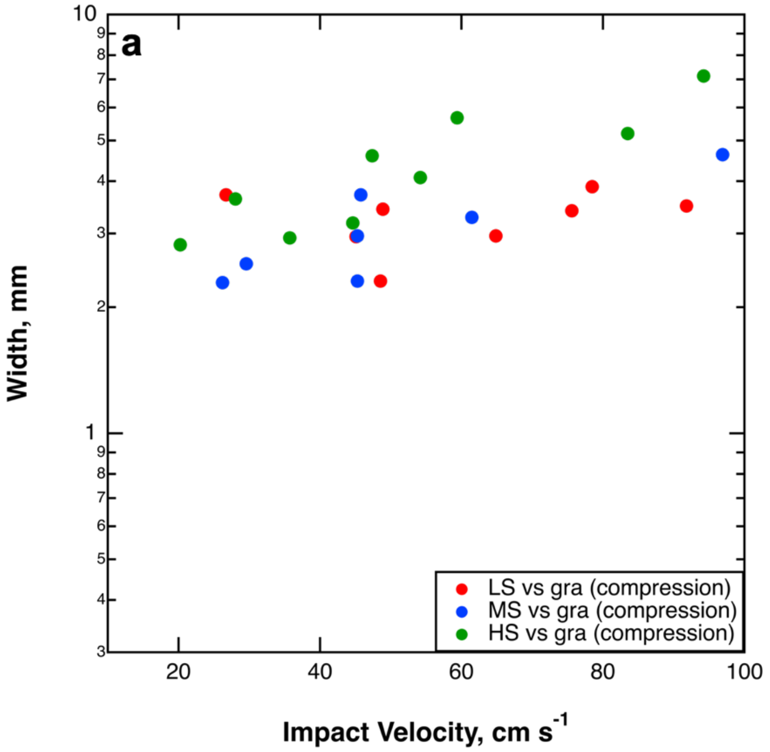


図 3-2 多孔質氷球と(a)花崗岩板，(b)氷板，(c)多孔質氷板との衝突における衝突速度と凹みの幅Wの関係．色の違いは空隙率の違い，プロットの違いは形成された凹みタイプの違いを示す．

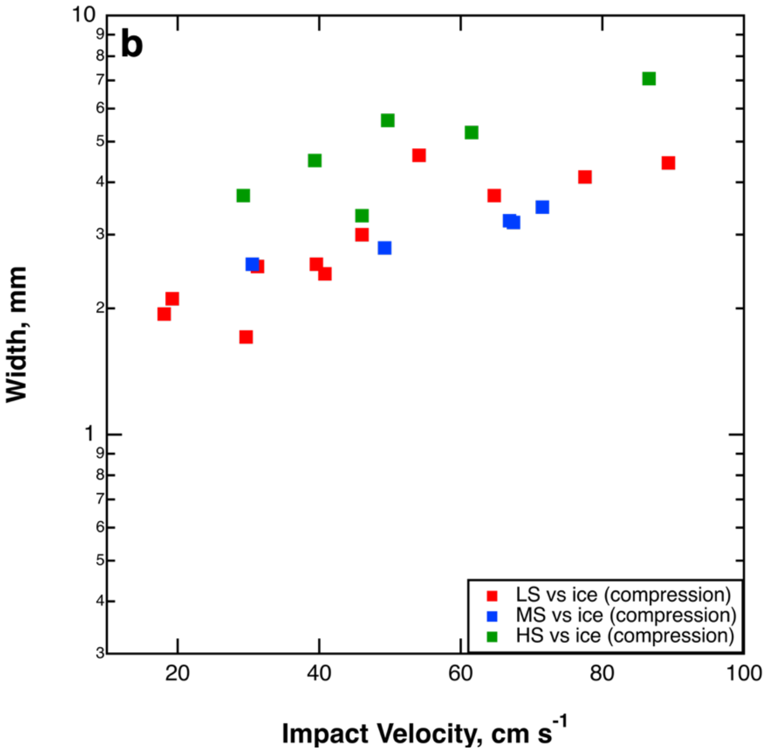

b
Width, mm
Impact Velocity, cm s^-1
LS vs ice (compression)
MS vs ice (compression)
HS vs ice (compression)
10
1
3
20
40
60
80
100

図 3-2 続き

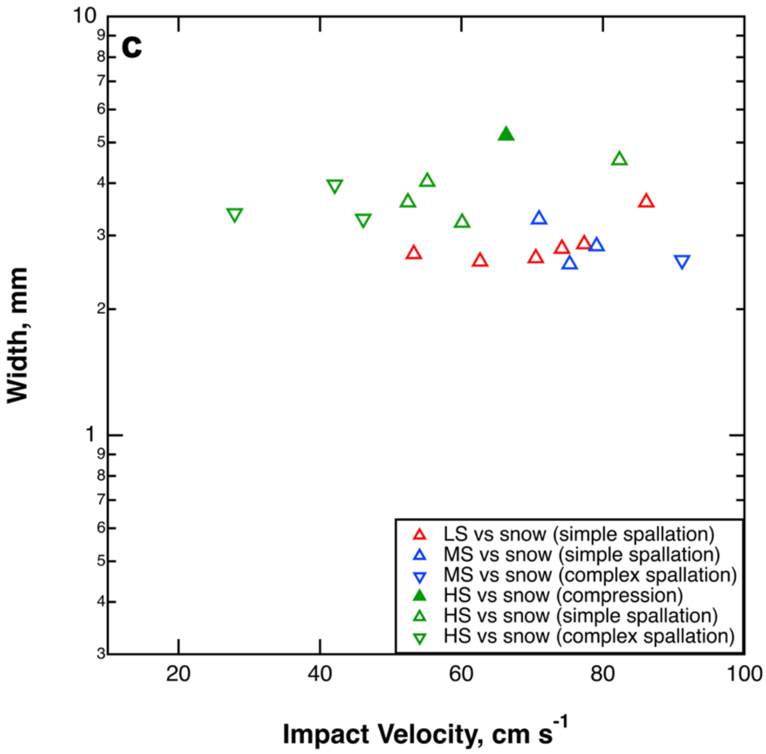

c
Width, mm
Impact Velocity, cm s^-1
LS vs snow (simple spallation)
MS vs snow (simple spallation)
MS vs snow (complex spallation)
HS vs snow (compression)
HS vs snow (simple spallation)
HS vs snow (complex spallation)
10
1
3
20
40
60
80
100

図 3-2 続き

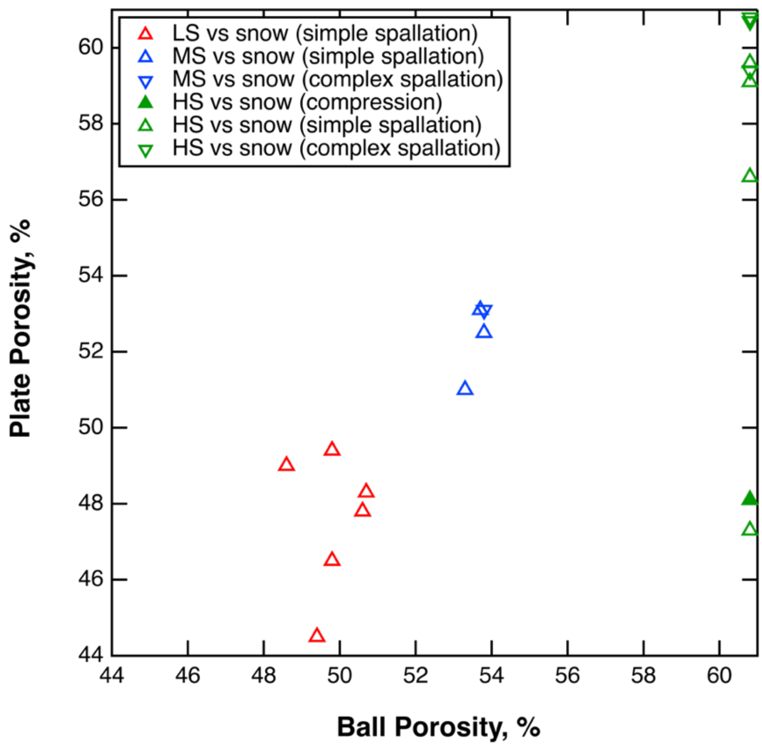


図 3-3 凹みタイプに対する多孔質氷球と多孔質氷板の空隙率依存性．色の違いは空隙率の違い表し，プロットの違いは形成された凹みタイプの違いを表す．

3.2. 反発係数

3.2.1. 準弾性領域

低速度衝突実験の結果，多孔質氷球と花崗岩板との衝突における衝突速度v_iと反発係数εの関係は限界速度v_cを境に準弾性領域と非弾性領域に分けられることがわかった（図 3-5a）．この 2 つの領域は先行研究である Higa, Arakawa, & Maeno, 1996; 1998 によって行われた霜のない氷球と霜のない氷板との衝突でも確認されている．準弾性領域 ($v_\mathrm{i} < v_\mathrm{c}$) は衝突速度によらず反発係数が一定となる領域であり，本研究においては図 3-5a から$\varepsilon > 0.6$となるデータを準弾性領域であると定義した．そして，準弾性領域として定義された反発係数の平均値を準弾性領域における反発係数ε_qeとした．限界速度v_cの決定方法は 3.2.2 で紹介する．表 3-1 にそれぞれの衝突における平均値ε_qeを記載している．氷板及び多孔質氷板と衝突した場合においても，花崗岩板と衝突した場合と同様にある境界速度v_cを境に非弾性領域と準弾性領域に分けられると仮定する．その場合，測定できた衝突速度と反発係数の関係は非弾性領域に該当すると考えられ，準弾性領域が現れると予測される低速度での反発係数を測定することができなかったと予測される．従って，3.2.2 で説明する方法によって氷板及び多孔質氷板と衝突した場合のε_qe及び限界速度v_cを推定した（図 3-5b, c）．この推定値は表 3-1 に記載の通りである．

3.2.2. 非弾性領域

非弾性領域 ($v_\mathrm{i} > v_\mathrm{c}$)では衝突速度の増加に伴って反発係数は減少し，その関係は弾性変形と塑性変形を考慮した Andrews' model (Andrews, 1930; Borderies, Goldreich, & Tremaine, 1984; Dilley J. P., 1993) によって表すことができた．このモデルでは，衝突速度と反発係数の関係を以下の 2 つの領域に分けている．1 つ目は反発係数が衝突速度に関わらず 1 となる弾性領域 ($v_\mathrm{i} < v_\mathrm{c}$) であり，2 つ目は衝突速度の増加に伴って反発係数が減少する非弾性領域 ($v_\mathrm{i} > v_\mathrm{c}$) である．これら 2 つの領域を分ける限界速度$v_\mathrm{c}$は塑性変形が開始する衝突速度であり，衝突速度と反発係数の関係は以下のように表すことができる．

$$\varepsilon = \begin{cases} \left[-\dfrac{2}{3}\left(\dfrac{v_\mathrm{c}}{v_\mathrm{i}}\right)^2 + \left\{\dfrac{10}{3}\left(\dfrac{v_\mathrm{c}}{v_\mathrm{i}}\right)^2 - \dfrac{5}{9}\left(\dfrac{v_\mathrm{c}}{v_\mathrm{i}}\right)^4\right\}^{1/2}\right]^{1/2} & , v_\mathrm{i} > v_\mathrm{c} \\ 1 & , v_\mathrm{i} < v_\mathrm{c} \end{cases} \tag{3-1}$$

このモデルでは反発係数の低下は衝突点付近で発生する塑性変形によるエネルギー散逸によって起こると考える．本研究では，得られた結果を説明するために Andrews' model に$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$を導入することで以下のように Andrews' model を改良した．

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_{\mathrm{qe}}\left[-\frac{2}{3}\left(\frac{v_{\mathrm{c}}}{v_{\mathrm{i}}}\right)^2 + \left\{\frac{10}{3}\left(\frac{v_{\mathrm{c}}}{v_{\mathrm{i}}}\right)^2 - \frac{5}{9}\left(\frac{v_{\mathrm{c}}}{v_{\mathrm{i}}}\right)^4\right\}^{1/2}\right]^{1/2} & , v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}} \\ \varepsilon_{\mathrm{qe}} & , v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}} \end{cases} \tag{3-2}$$

この改良した Andrews' model では，準弾性領域（$v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$）における反発係数は衝突速度によらず一定値$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$となり，非弾性領域（$v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}}$）における反発係数は Andrews' model に従って衝突速度の増加に伴って低下するような式になっている．本研究では，花崗岩板との衝突の場合のみ準弾性領域における反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$を測定することができたため，以下の方法で多孔質氷の塑性変形が開始する衝突速度であるv_{c}と氷板及び多孔質氷板との衝突における$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$を推定した．この方法のフローチャートを図 3-4a-d に掲載した．推定する際には，複数回衝突の影響がない 1 回目の衝突から得られた実験データを用いた．

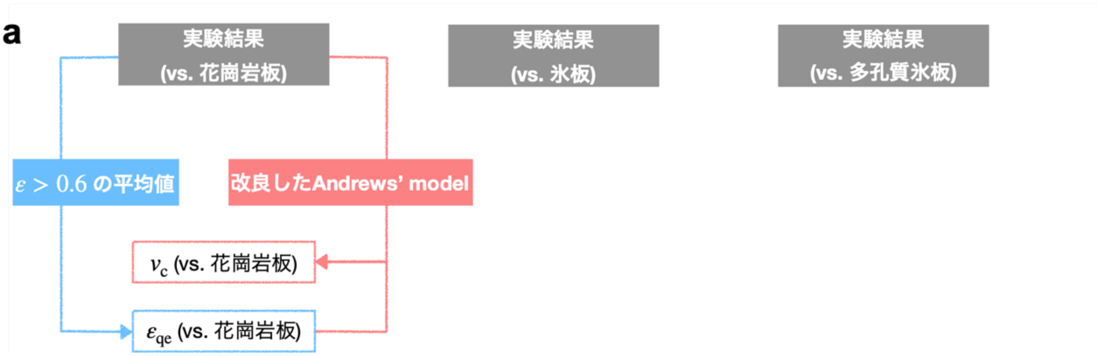


図 3-4 3.2.2 で説明した限界速度v_{c}と準弾性領域における反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$の推定方法のフローチャート．改良した Andrews' model は式3-2，ヘルツの弾性論は式3-7を示す．(a)花崗岩板との衝突結果及び改良した Andrews' model から多孔質氷球と花崗岩板との衝突におけるv_{c}の決定及び$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$の推定を行った． (b)(a)で得られた多孔質氷球と花崗岩板との衝突におけるv_{c}及びヘルツの弾性論を用いて多孔質氷の降伏強度p_{c}を計算． (c)(b)で得られた多孔質氷のp_{c}及びヘルツの弾性論を用いて多孔質氷球と氷板及び多孔質氷板との衝突におけるv_{c}を推定． (d)(c)で得られた多孔質氷球と氷板及び多孔質氷板との衝突におけるv_{c}及び改良した Andrews' model から多孔質氷球と氷板及び多孔質氷板との衝突における$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$を推定．

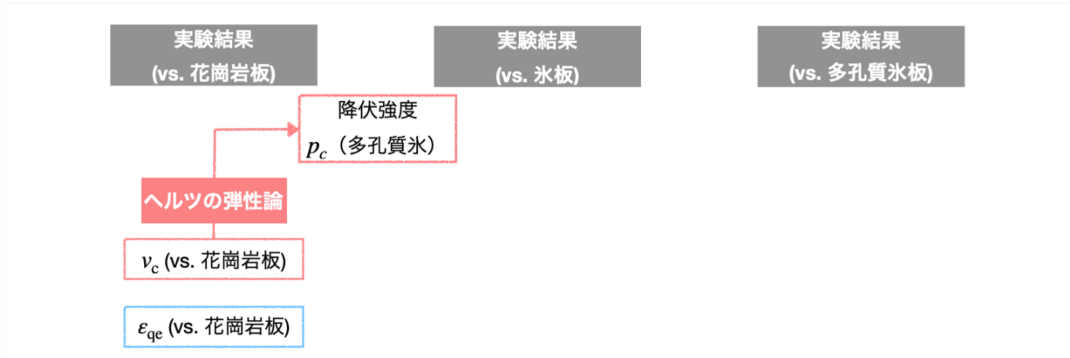
b


図 3-4 続き

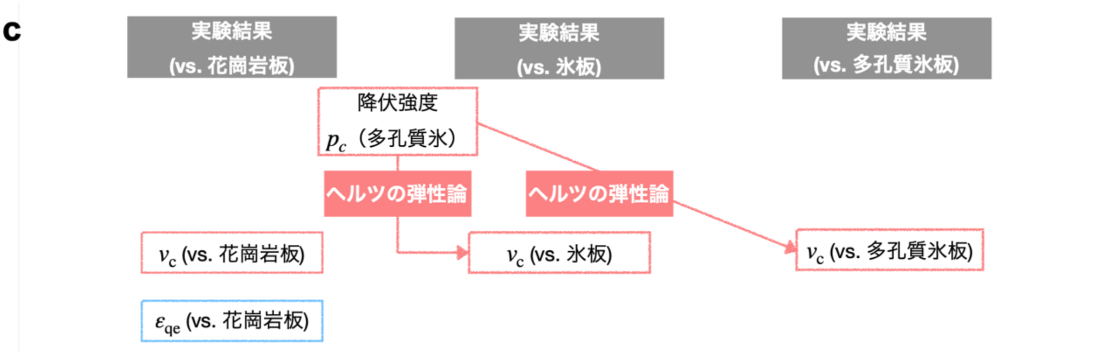
c


図 3-4 続き

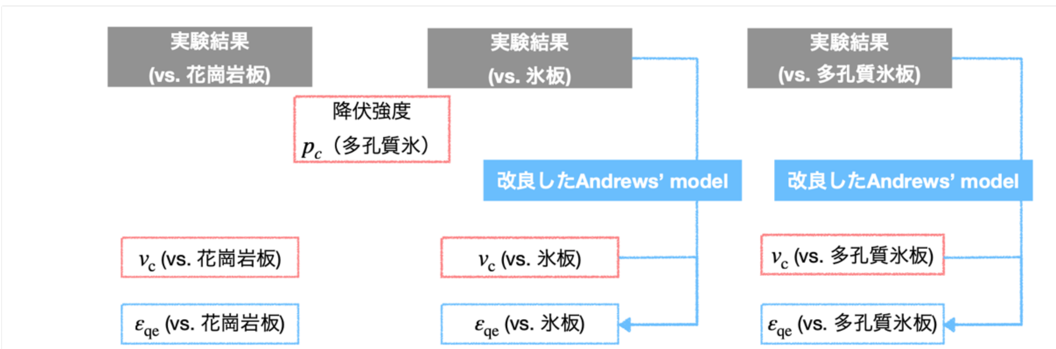
d


図 3-4 続き

3.2.1 にて多孔質氷球 (LS, MS, HS) と花崗岩板の衝突における準弾性領域での反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$をそれぞれ決定した．これらの$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$をそれぞれ代入した式3-2を使用して実験で得られた衝突速度と反発係数の関係をフィッティングし，LS, MS, HS と花崗岩板の衝突における限界速度v_{c}をそれぞれ決定した．決定したv_{c}は表 3-1 に記載の通りであり，図 3-5a に点線でプロットした．更に，ヘルツの弾性論（Johnson, 1987)で与えられる以下の式を用いることで，ある衝突速度で衝突した場合に発生する最大圧力$p_{\max}$を計算することができる．

$$p_{\max} = \left(\frac{3}{2\pi}\right)\left(\frac{4}{3}\right)^{4/5}\left(\frac{5}{4}\right)^{1/5} E^{*4/5} M^{*1/5} R^{*-3/5} v_{\mathrm{i}}^{2/5} \tag{3-3}$$

$$\frac{1}{R^*} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \tag{3-4}$$

$$\frac{1}{M^*} = \frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \tag{3-5}$$

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \tag{3-6}$$

ここでR，M，E，νはそれぞれ衝突体の半径，質量，ヤング率，ポアソン比を表す．下付き文字 1 及び 2 はそれぞれ衝突する球 1 と球 2 を表しており，本研究では多孔質氷球を球 1，標的板を球 2 と定義する．この場合，標的板の半径R_2及び質量M_2は多孔質氷球の半径R_1及び質量M_1に比べて十分に大きいため，式3-4,3-5より換算質量R^*及び換算半径M^*は多孔質氷球の半径R_1及び質量M_1（反射紙を取り付けた後の平均質量）として考えることができる．計算において使用した物性値は表 3-2 に記載の通りであり，花崗岩のヤング率及びポアソン比は Turcotte & Schubert, 2002，氷と多孔質氷のヤング率及びポアソン比は Shimaki & Arakawa, 2021 を使用した．図 3-3 で示した通り，多孔質氷球と多孔質氷板はほとんどの場合同程度の空隙率同士での低速度衝突実験を行なっているが，2 回の衝突実験のみ多孔質氷板の空隙率が多孔質氷球の空隙率より 10%以上小さいものを使用している．しかし，空隙率の異なる 2 点の結果は同程度の空隙率同士の結果と変わらないことがわかっているため，全ての実験において多孔質氷板の空隙率及び物性値は衝突した多孔質氷球と同じ値とした．Andrews' model では，衝突速度$v_{\mathrm{i}} = v_{\mathrm{c}}$の時に塑性変形が開始すると考えるので，この時に発生する最大圧力$p_{\max}$は多孔質氷の降伏強度p_{c}と一致するはずである．以上より，空隙率の異なる多孔質氷 LS, MS, HS の降伏強度p_{c}はフィッティングで得

られたv_cを式3-3に代入した以下の式からそれぞれ計算できる．

$$p_c = \left(\frac{3}{2\pi}\right)\left(\frac{4}{3}\right)^{4/5}\left(\frac{5}{4}\right)^{1/5} E^{*4/5} M^{*1/5} R^{*-3/5} v_c^{2/5} \tag{3-7}$$

更に, 得られた多孔質氷の降伏強度p_cと氷板及び多孔質氷板の物性値を式3-7に代入することで，氷板及び多孔質氷板との衝突における限界速度v_cを推定することができる．得られたv_cは図 3-5b, c に点線でプロットした．最後に，計算した氷板及び多孔質氷板との衝突における限界速度v_cを式3-2に代入し，LS, MS, HS と氷板及び多孔質氷板との実験結果をそれぞれフィッティングすることで氷板及び多孔質氷板との衝突における準弾性領域の反発係数ε_{qe}を LS, MS, HS それぞれの場合で推定した．以上で得られた限界速度v_cと準弾性領域における反発係数ε_{qe}は表 3-1 に記載の通りで，それぞれの衝突における改良した Andrews' model の式は図 3-5a-c に実線，一点鎖線，鎖線でプロットした．

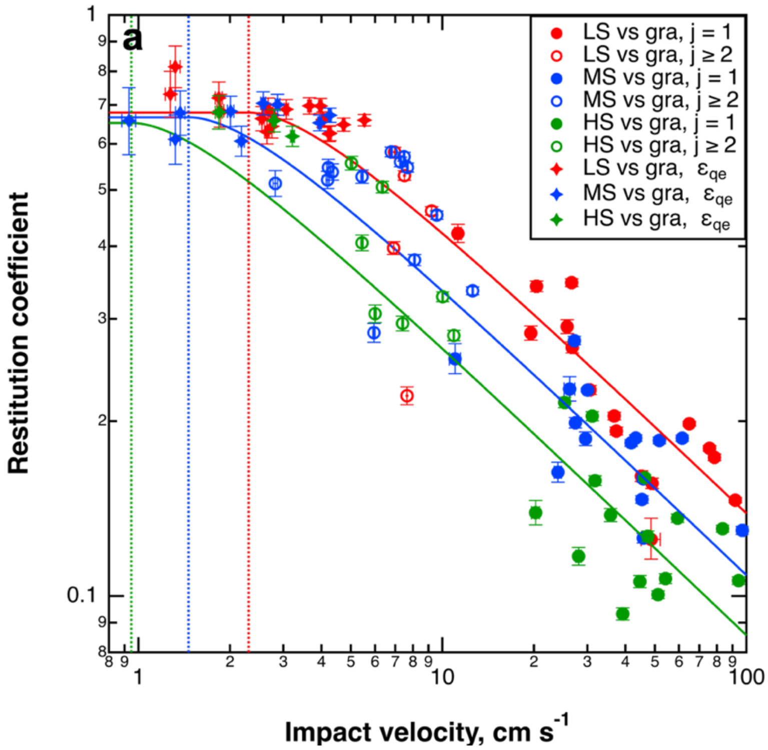
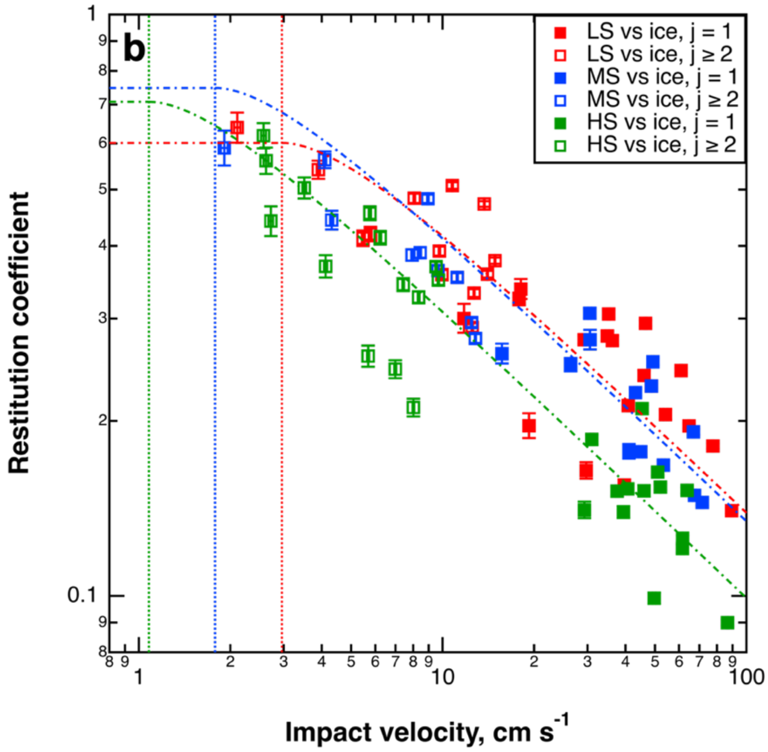
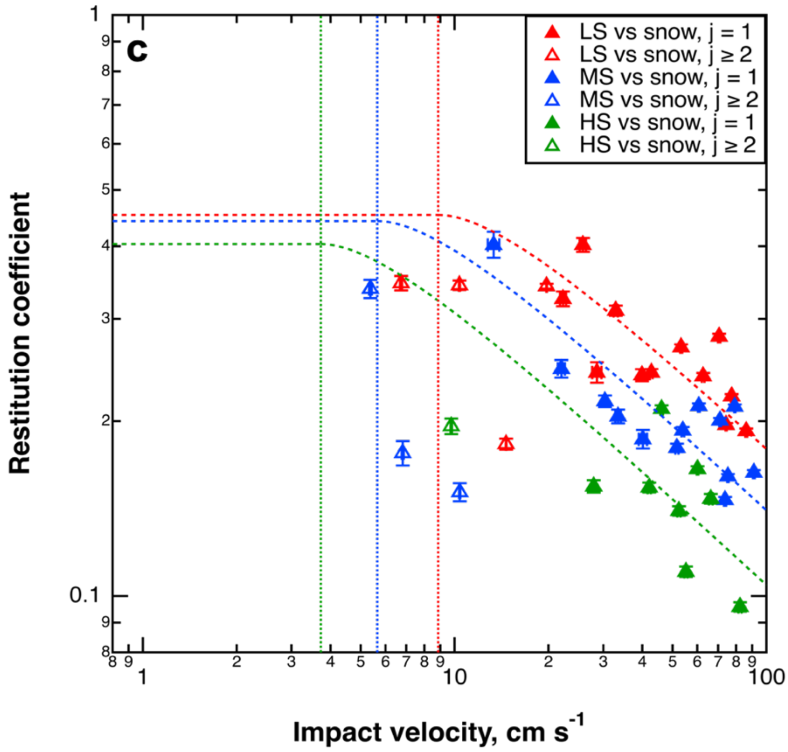


図 3-5 多孔質氷球と(a)花崗岩板，(b)氷板，(c)多孔質氷板との衝突における衝突速度と反発係数の関係．色の違いは空隙率の違いを示し，準弾性領域と定義した反発係数を菱形，非弾性領域を定義した反発係数のうち 1 回目の衝突によるものを塗りつぶし，2 回目以降の衝突によるものを白抜きで示す．推定した限界速度v_cを点線，Andrews' model による理論値を(a)実線，(b)一点鎖線，(c)鎖線で示す．



b
LS vs ice, j = 1
LS vs ice, j ≥ 2
MS vs ice, j = 1
MS vs ice, j ≥ 2
HS vs ice, j = 1
HS vs ice, j ≥ 2
Restitution coefficient
Impact velocity, cm s-1

図 3-4 続き



c
LS vs snow, j = 1
LS vs snow, j ≥ 2
MS vs snow, j = 1
MS vs snow, j ≥ 2
HS vs snow, j = 1
HS vs snow, j ≥ 2
Restitution coefficient
Impact velocity, cm s-1

図 3-4 続き

表 3-1 それぞれの衝突における準弾性領域での反発係数ε_{qe}及び限界速度v_c

Porous ice ball	Target plate	ε_{qe}	v_c, cm/s *2
LS	Granite	0.679 *1	2.31
MS	Granite	0.667 *1	1.46
HS	Granite	0.652 *1	0.95
LS	Ice	0.602 *2	2.96
MS	Ice	0.748 *2	1.78
HS	Ice	0.708 *2	1.08
LS	Porous ice	0.453 *2	8.86
MS	Porous ice	0.442 *2	5.65
HS	Porous ice	0.404 *2	3.72

*1　実測値を平均した値

*2　3.2.2 で説明した方法で推定した値.

表 3-2 モデルの計算に用いたパラメータ

Sample		Radius R, cm	Mass M, g	Porosity Φ, %	Filling factor f	Young's modulus E, GPa	Poisson's ratio ν	Critical strength p_c, MPa
Porous ice ball	LS	1.5	7.53	49.6	0.50	1.46 *2	0.28 *2	14.7 *3
	MS	1.5	6.56	53.8	0.46	1.16 *2	0.28 *2	9.90 *3
	HS	1.5	5.68	60.8	0.39	0.75 *2	0.23 *2	5.61 *3
Target plate	granite	-	3300	-	-	70.0 *1	0.25 *1	-
	ice	-	950	-	-	9.18 *2	0.32 *2	-
	porous ice	-	> 3300	Same as porous ice ball	Same as porous ice ball	Same as porous ice ball	Same as porous ice ball	-

*1　Shimaki & Arakawa, 2021

*2　Turcotte & Schubert, 2002

*3　3.2.2 で説明した方法で推定した値.

3.2.3. 空隙率依存性

初めに，準弾性領域での衝突速度と反発係数の関係に対する空隙率依存性を考える．図 3-5 に花崗岩板，氷板，多孔質氷板との衝突における衝突速度と反発係数の関係に対する空隙率依存性を表している．準弾性領域での反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は，花崗岩板及び多孔質氷板との衝突の場合には空隙率の増加に伴って低下したが，氷板との衝突の場合には MS, HS, LS の順で低下した．この板による不一致は，LS と氷板の 1 回目の衝突による反発係数のばらつきが$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$の推測結果に影響することで生じたと考えられる．多孔質氷板球及び氷板の表面状態は衝突ごとに差が出ないように準備しているが，反発係数は氷の霜の有無等の表面状態の変化に対して非常に敏感であることが知られており (Bridges, Hatzes, & Lin, 1984; Hatzes, Bridges, & Lin, 1988)，その影響を除去し切れなかったと考えられる．以上より，花崗岩板及び多孔質氷板との衝突によって得られた結果を採用し，準弾性領域での反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は空隙率の増加に伴って低下すると考えた．準弾性領域での反発係数低下メカニズム及び空隙率依存性に関しては 4.1.4 で詳しく議論する．

続いて，非弾性領域での衝突速度と反発係数の関係に対する空隙率依存性を考える．非弾性領域での反発係数は，花崗岩板及び多孔質氷板との衝突の場合には空隙率の増加に伴って低下したが，氷板との衝突の場合には HS との衝突の場合のみ反発係数が小さいことがわかった．この板による不一致は，上記で述べた LS と氷板との衝突による結果のばらつきに起因すると考えられる．非弾性衝突領域での反発係数の空隙率依存性は上記で述べた準弾性領域での反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$の空隙率依存性と限界速度$v_{\mathrm{c}}$の空隙率依存性の両方に関係する．3.2.2 で得られた限界速度v_{c}から，v_{c}は空隙率の増加に伴って減少することがわかった．これは多孔質氷球の降伏強度（表 3-1）が空隙率の増加に伴って減少するため，空隙率が大きいほどより小さい衝突圧力（小さい衝突速度）で降伏するためであると考えられる．以上より，準弾性領域の反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$が空隙率の増加に伴って減少すること及び限界速度$v_{\mathrm{c}}$が空隙率の増加に伴って減少することの両方の効果から，非弾性領域の反発係数は空隙率の増加に伴って減少することが明らかになった．これは，空隙率の増加に伴って塑性変形する体積が増加する効果と，準弾性領域でのエネルギー散逸の効率が空隙率の増加に伴って増加する効果が影響しているためであると考えられる．

3.2.4. 板の種類依存性

初めに，準弾性領域での衝突速度と反発係数の関係に対する板の種類依存性を考える．図 3-6 に LS, MS, HS ごとの衝突速度と反発係数の関係に対する板の種類依存性を表しており，プロットしているデータは図 3-5 と同じである．準弾性領域での反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は，MS 及び HS の衝突の場合には氷板，花崗岩板，多孔質氷板の順で低下したが，LS の衝突の場合には花崗岩板，氷板，多孔質氷板の順で低下した．この試料による不一致は 3.2.3 で述べた LS と氷板との衝突による結果のばらつきに起因すると考えられる．この結果から，花崗岩板及び氷板との衝突における準弾性領域の反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は 0.6-0.8 程度であるのに対して，多孔質氷板との衝突における$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は 0.4-0.5 であり，他の板との衝突における$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$の 2/3 程度と非常に小さいことがわかった．準弾性領域での反発係数低下メカニズム及び板の種類依存性に関しては 4.1.4 で詳しく議論する．

続いて，非弾性領域での衝突速度と反発係数の関係に対する板の種類依存性を考える．非弾性領域での反発係数は，MS 及び HS の衝突の場合には花崗岩板のみ反発係数が低いという結果になったが，LS の衝突の場合には多孔質氷板のみ反発係数が高いという結果になった．この試料による不一致は 3.2.3 で述べた LS と氷板との衝突による結果のばらつきに起因すると考えられる．また，限界速度v_{c}は花崗岩板，氷板，多孔質氷板の順で大きくなることが分かった．これは，花崗岩板，氷板，多孔質氷板の順でヤング率が小さくなり，衝突時に発生する圧力も小さくなるためであると考えらえる．以上より，準弾性領域の反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は氷板，花崗岩板，多孔質氷板の順で低くなること及び限界速度v_{c}は花崗岩板，氷板，多孔質氷板の順で大きくなることの両方の効果から，非弾性領域の反発係数は多孔質氷板及び氷板との衝突の場合はほぼ同じになり，花崗岩板との衝突の場合は小さくなることが明らかになった．これは，板のヤング率の増加に伴って塑性変形する体積が増加する効果と，準弾性領域でのエネルギー散逸の効率が板の種類によって異なる効果が影響しているためであると考えられる．

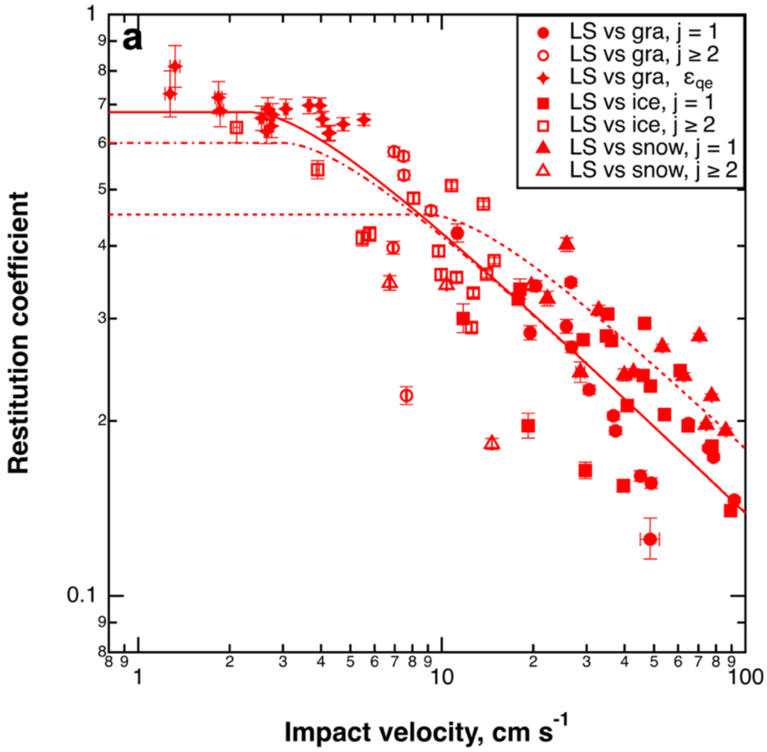


図 3-6 (a) LS, (b) MS, (c) HS とそれぞれの標的板との衝突における衝突速度と反発係数の関係．プロットの違いは標的板の違いを示し，準弾性領域と定義した反発係数（花崗岩板との衝突）を菱形，非弾性領域を定義した反発係数のうち 1 回目の衝突によるものを塗りつぶし，2 回目以降の衝突によるものを白抜きで示す． Andrews' model による理論値を実線（花崗岩板との衝突），一点鎖線（氷板との衝突），鎖線（多孔質氷板との衝突）で示す．

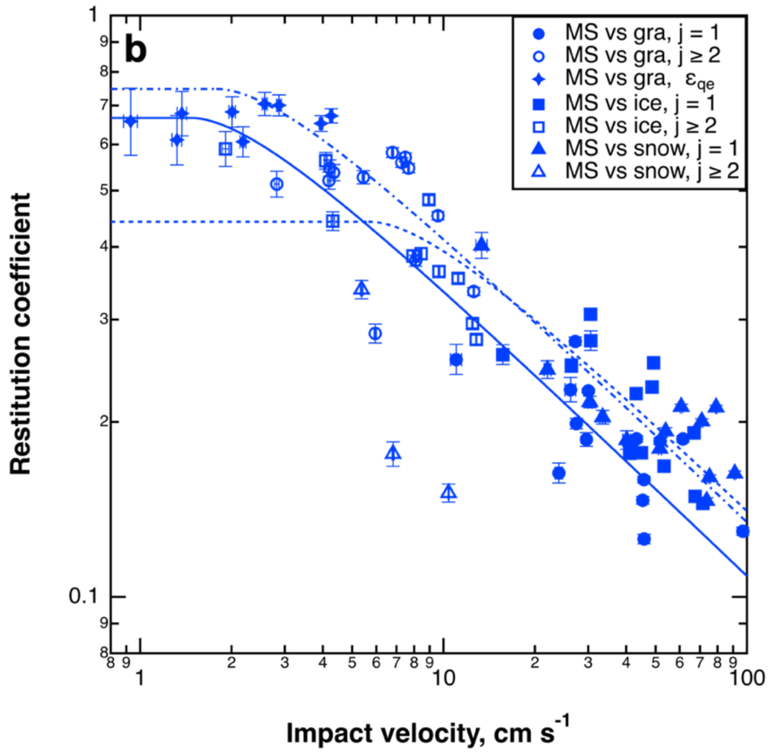

b
MS vs gra, j = 1
MS vs gra, j ≥ 2
MS vs gra, εqe
MS vs ice, j = 1
MS vs ice, j ≥ 2
MS vs snow, j = 1
MS vs snow, j ≥ 2
Restitution coefficient
Impact velocity, cm s-1

図 3-5 続き

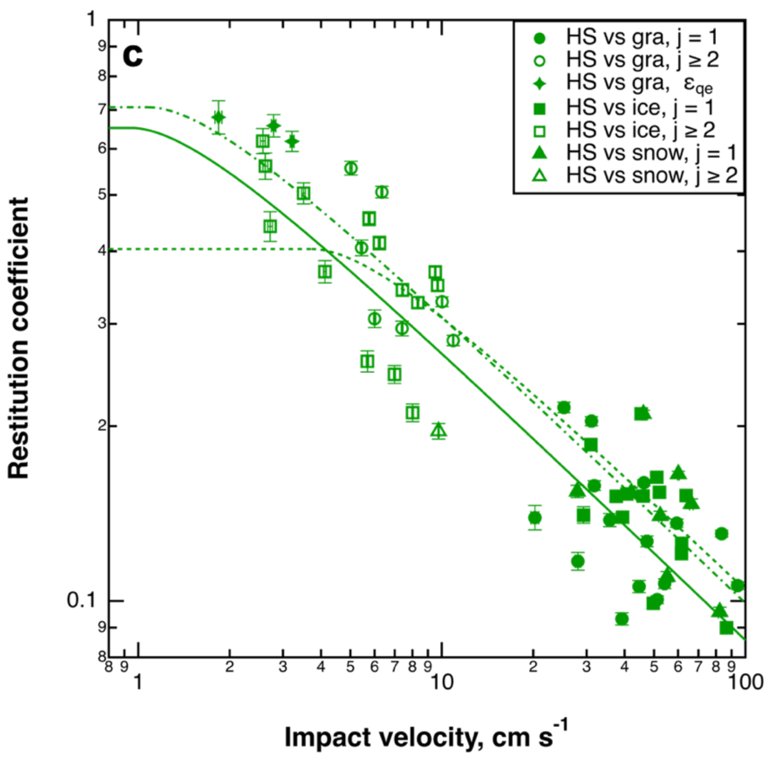

c
HS vs gra, j = 1
HS vs gra, j ≥ 2
HS vs gra, εqe
HS vs ice, j = 1
HS vs ice, j ≥ 2
HS vs snow, j = 1
HS vs snow, j ≥ 2
Restitution coefficient
Impact velocity, cm s-1

図 3-5 続き

3.2.5. 複数回衝突の影響

低速度衝突実験によって，2 回目以降の衝突である複数回衝突の反発係数も計測することができた．図 3-5 及び図 3-6 において 1 回目及び複数回衝突の衝突によって得られた反発係数を塗りつぶし及び白抜きのプロットで表している．また，3.2.2 で説明した限界速度 v_c 及び準弾性領域の反発係数 ε_{qe}，改良した Andrews' model の推定は 1 回目の衝突による反発係数のみを用いて推定している．複数回衝突によって得られた反発係数は 1 回目で得られた反発係数よりも散乱しており，Andrews' model によって予測されるような反発係数を示す場合と予測よりも小さい反発係数を示す場合があった．これはそれぞれ前回の衝突の影響がない面に衝突した場合と影響がある面に衝突した場合に該当すると考えた．前回の衝突の影響がない面に衝突する場合は，1 回目の衝突による実験結果から推定した Andrews' model に従うと考えられる．一方で，前回の衝突の影響で氷粒子間の焼結による結合が切れて強度が下がった面（図 3-7）に衝突する場合は，Andrews' model による予測よりも塑性変形する体積が増加し，反発係数が低くなると考えられる．以上より，複数回衝突による衝突速度と反発係数の関係に対して，空隙率依存性及び板の種類依存性を決定することはできなかった．

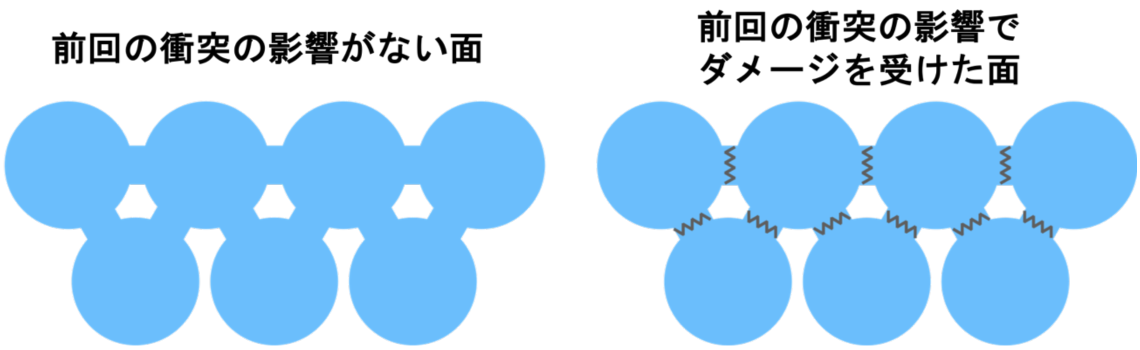


図 3-7 前回の衝突の影響を受けていない無傷な面（左）と前回の衝突の影響で氷粒子間の焼結による結合にダメージを受けた面（右）の模式図.

3.3. 変形量

2.3.2 で説明した通り，本研究では衝突中の変形量（最大圧縮量Δh_{comp}，回復量Δh_{rec}，塑性変形量Δh_{def}）をレーザー変位計で測定した．また，衝突後の衝突点付近の様子を観察し，多孔質氷球の衝突点付近に形成された円形の凹みの幅Wをノギスで測定した．レーザー変位計によって測定した衝突中の変形量はばらついており, 多孔質氷球の空隙率依存性, 標的板の種類依存性, 複数回衝突の影響については確認することができなかった. しかし, 衝突速度と変形量の関係については確認することができたため，ヘルツの弾性論及び Andrews' model から予測される衝突速度と変形量の関係に関する理論値と比較した．理論値の計算には，表 3-2 に記載の通りの多孔質氷及び標的板の物性値を使用した．図 3-8 に変形量の計算に用いたパラメータの模式図を図示している．

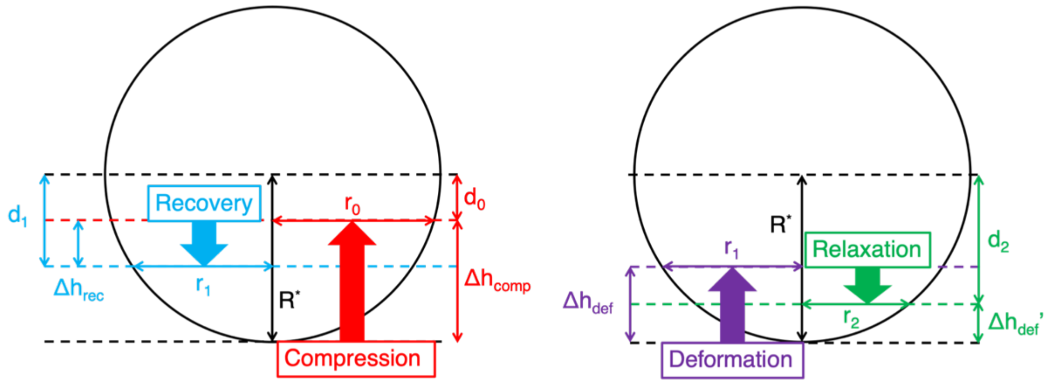


図 3-8 最大圧縮量Δh_{comp}，回復量Δh_{rec}，塑性変形量Δh_{def}，緩和後の塑性変形量$\Delta h_{\mathrm{def}}'$の模式図．r_0, r_1はヘルツの弾性論及び Andrews' model から計算される値，r_2は測定した凹みの幅 W から計算される値，d_0, d_1, d_2はそれぞれr_0, r_1, r_2から幾何学的に計算される値.

3.3.1. 最大圧縮量

衝突点での球の高さ$h_{\mathrm{i},j}$と最大圧縮点$h_{\mathrm{min},j}$での球の高さの差を衝突による最大圧縮量Δh_{comp}と定義した. この計測値を理論値と比較するために, 以下のような計算を行なった. $v_\mathrm{i} < v_\mathrm{c}$の場合，塑性変形は起こらず弾性変形のみ起こるため，衝突速度と最大圧縮量Δh_{comp}の関係はヘルツの弾性論（Johnson, 1987)によって以下のように表せる.

$$r_{0,\mathrm{Hertz}} = \left(\frac{15}{16}\right)^{1/5} E^{*-1/5} M^{*1/5} R^{*2/5} v_\mathrm{i}^{2/5} \tag{3-8}$$

$$d_{0,\mathrm{Hertz}} = \sqrt{R^{*2} - r_{0,\mathrm{Hertz}}^2} \tag{3-9}$$

$$\Delta h_{\mathrm{comp}} = R^* - d_{0,\mathrm{Hertz}}\ (v_\mathrm{i} < v_\mathrm{c}) \tag{3-10}$$

ここで$r_{0,\mathrm{Hertz}}$は最大接触時の接触面の半径, $d_{0,\mathrm{Hertz}}$は図 3-8 で示している$r_{0,\mathrm{Hertz}}$から幾何学的に決まる値である. $v_\mathrm{i} > v_\mathrm{c}$の場合，降伏応力を超えない領域は弾性変形，超えた領域は塑性変形が起こるため, 衝突速度と最大圧縮量Δh_{comp}の関係は Andrews' model (Andrews, 1930)によって以下のように表せる.

$$r_{0,\mathrm{Andrews}} = \sqrt{r_1^2 + u_1} \tag{3-11}$$

$$d_{0,\mathrm{Andrews}} = \sqrt{R^{*2} - r_{0,\mathrm{Andrews}}^2} \tag{3-12}$$

$$\Delta h_{\mathrm{comp}} = R^* - d_{0,\mathrm{Andrews}}\ (v_\mathrm{i} > v_\mathrm{c}) \tag{3-13}$$

ここで $r_{0,\mathrm{Andrews}}$は最大接触時の接触面の半径であり，$d_{0,\mathrm{Andrews}}$は図 3-8 で示している$r_{0,\mathrm{Andrews}}$から幾何学的に決まる値である．また，r_1は最大接触時の接触面における塑性変形領域の半径，u_1は最大接触時の弾性変形領域の面積であり，それぞれ Andrews' model から以下の式で計算できる.

$$r_1^2 = R^* \left(\frac{M^*}{\pi R^* p_\mathrm{c}} v_\mathrm{i}^2 + \frac{1}{36} \frac{\pi^4 R^{*2} p_\mathrm{c}^4}{E^{*4}} - \frac{4}{5} \frac{k}{\pi R^* p_\mathrm{c}} \delta_\mathrm{c}^{5/2} \right)^{1/2} - \frac{\pi^2 p_\mathrm{c}^2 R^{*2}}{6E^{*2}} \tag{3-14}$$

$$\delta_\mathrm{c} = \frac{\pi^2 R^* p_\mathrm{c}^2}{4E^{*2}} \tag{3-15}$$

$$u_1 = \frac{\pi^2 p_c^2 R^{*2}}{4E^{*2}} \tag{3-16}$$

ここで，R^*，M^*，E^*，p_cは式3-4から式3-7までの式で表される値であり，δ_cは弾性限界時の高さ方向の変形量である．それぞれの衝突における衝突速度と最大圧縮量Δh_{comp}の関係の測定値を黒塗りのプロット，理論値を実線で図 3-9 に示している．その結果，測定値では衝突速度が 1-100 cm/s まで増加すると最大圧縮量Δh_{comp}は 1-2 桁程度大きくなることがわかった．同様に，理論値でも衝突速度の増加に伴って 2 桁程度大きくなることがわかった．測定値と理論値を比較すると，測定値は衝突速度及び空隙率によらず理論値の数倍から 1 桁程度大きいことがわかった．理論値と測定値の違いに関しては 4.1.1 で議論する．

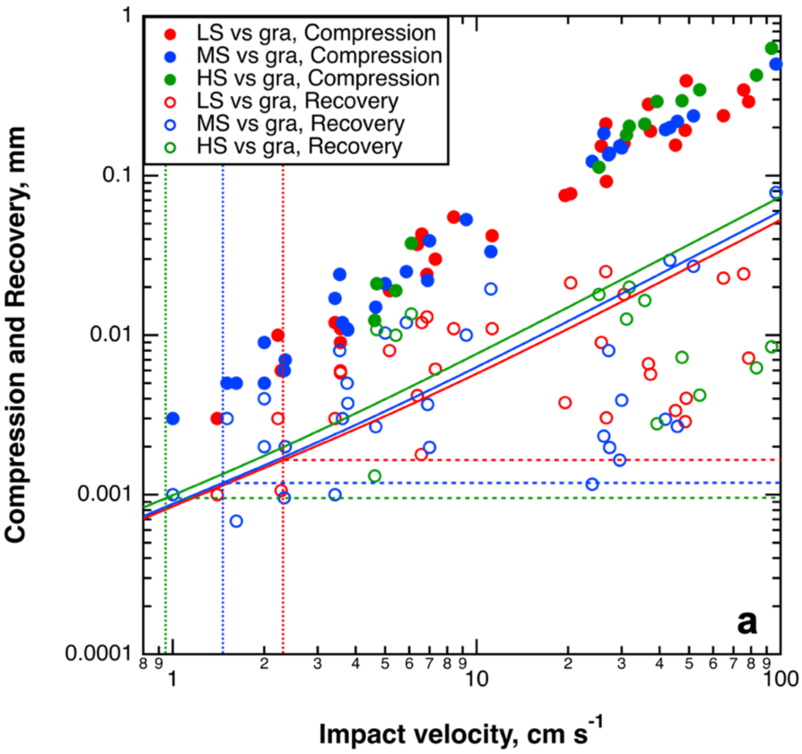
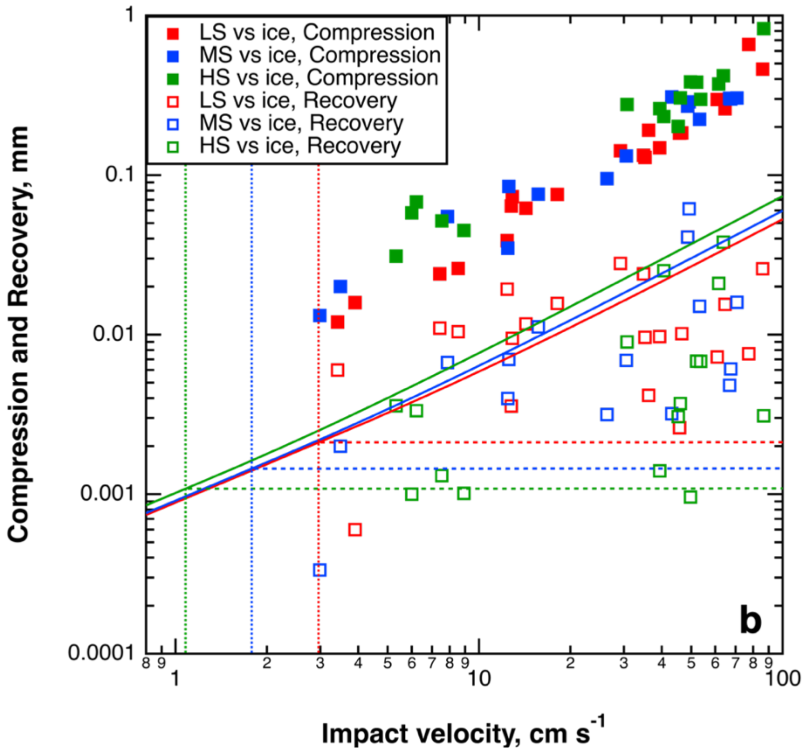
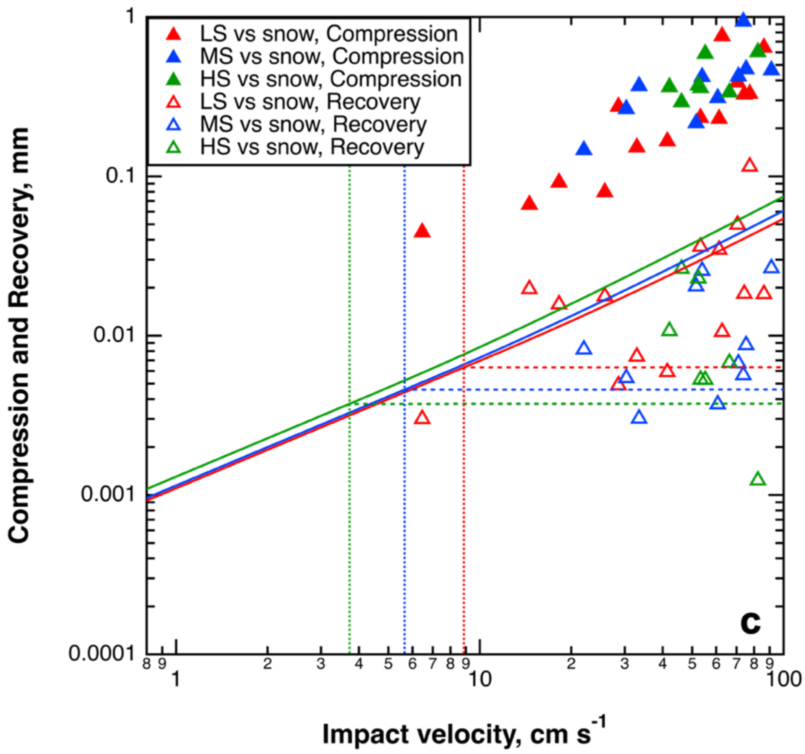


図 3-9 多孔質氷球と(a)花崗岩板，(b)氷板，(c)多孔質氷板との衝突における衝突速度と最大圧縮量Δh_{comp}及び回復量Δh_{rec}の関係．色の違いは空隙率の違いを示す．限界速度v_cを点線，Δh_{comp}の測定値及び理論値を塗りつぶし及び実線，Δh_{rec}測定値及び理論値を白抜き及び鎖線で示す．



LS vs ice, Compression
MS vs ice, Compression
HS vs ice, Compression
LS vs ice, Recovery
MS vs ice, Recovery
HS vs ice, Recovery
Compression and Recovery, mm
Impact velocity, cm s-1
b

図 3-7 続き



LS vs snow, Compression
MS vs snow, Compression
HS vs snow, Compression
LS vs snow, Recovery
MS vs snow, Recovery
HS vs snow, Recovery
Compression and Recovery, mm
Impact velocity, cm s-1
c

図 3-7 続き

3.3.2. 回復量

反発点での球の高さ$h_{r,j}$と最大圧縮点$h_{\min,j}$での球の高さの差を多孔質氷の弾性回復による回復量Δh_{rec}と定義した．この計測値を理論値と比較するために，以下のような計算を行なった．$v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$の場合，塑性変形は起こらず弾性変形のみ起こるため，回復量Δh_{rec}は最大圧縮量Δh_{comp}と等しくなり，$\Delta h_{\mathrm{rec}} = \Delta h_{\mathrm{comp}}\ (v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}})$と計算できる．$v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}}$の場合，降伏応力を超えない領域は弾性変形，超えた領域は塑性変形が起こるため，衝突速度と回復量Δh_{rec}の関係は Andrews' model によって以下のように表せる．

$$d_1 = \sqrt{R^{*2} - r_1^2} \tag{3-17}$$

$$\Delta h_{\mathrm{rec}} = d_1 - d_{0,\mathrm{Andrews}}\ (v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}}) \tag{3-18}$$

ここでr_1は式3-14及び式3-15で表される最大接触時の塑性変形領域の半径，d_1は図 3-8 で示しているr_1から幾何学的に決まる値である．それぞれの衝突における衝突速度と回復量Δh_{rec}の関係の測定値を白抜きのプロット，理論値を点線で図 3-9 に示している．その結果，測定値では衝突速度$v_{\mathrm{i}} < 10 - 20\ \mathrm{cms^{-1}}$の場合は衝突速度の増加に伴って回復量$\Delta h_{\mathrm{rec}}$が 1 桁程度大きくなり，$v_{\mathrm{i}} > 10 - 20\ \mathrm{cms^{-1}}$の場合は衝突速度によらず回復量$\Delta h_{\mathrm{rec}}$が0.001-0.1 mm 程度に収束することがわかった．ただし，測定値のばらつきが非常に大きいこと，多孔質板との衝突の場合は$v_{\mathrm{i}} < 10 - 20\ \mathrm{cms^{-1}}$に属するデータは 3 点のみであったことに注意する．また，理論値では$v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$の場合は回復量$\Delta h_{\mathrm{rec}}$と最大圧縮量$\Delta h_{\mathrm{comp}}$は一致することから衝突速度の増加に伴って回復量$\Delta h_{\mathrm{rec}}$は増加するが，$v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}}$の場合は衝突速度によらず回復量は 0.001-0.01 mm に収束することが分かった．測定値と理論値を比較すると，どちらも衝突速度の増加に伴って回復量Δh_{rec}が増加する領域と，衝突速度によらず一定の値に収束する領域に分かれるという振る舞いは一致した．しかし，2 つの領域の境界は一致せず, 理論値ではv_{c}であったが測定値ではv_{c}よりも大きい速度であった. また, 測定値はばらつきが大きく，理論値の数倍から 10 倍程度大きいデータが多く確認された．理論値と測定値の違いに関しては 4.1.1 で議論する．

3.3.3. 塑性変形量

最大圧縮量Δh_{comp}と回復量Δh_{rec}の差を多孔質氷の塑性変形量Δh_{def}と定義した．この測定結果を理論値と比較するために，以下のように理論値を求めた．$v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$の場合では塑性変形は起こらず弾性変形のみ起こるため，$\Delta h_{\mathrm{def}} = 0\ (v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}})$と表せる．$v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}}$の場合では塑性変形量$\Delta h_{\mathrm{def}}$を最大圧縮量$\Delta h_{\mathrm{comp}}$と回復量$\Delta h_{\mathrm{rec}}$の差として計算できるので，$\Delta h_{\mathrm{def}} = \Delta h_{\mathrm{comp}} - \Delta h_{\mathrm{rec}}\ (v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}})$と表せる．それぞれの衝突における衝突速度と塑性変形量Δh_{def}の関係の測定値を黒塗りのプロット，理論値を実線で図 3-10 に示している．その結果，測定値では衝突速度の増加に伴って塑性変形量Δh_{def}は 1-2 桁程度大きくなることが分かった．また，理論値では 0-0.1 mm まで塑性変形量Δh_{def}が増加することが分かった．測定値と理論値を比較すると，測定値は衝突速度及び空隙率によらず理論値の数倍から 1 桁程度大きいことがわかった．また，理論値では$v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$の場合は$\Delta h_{\mathrm{def}} = 0$になると予測されたが，測定値では 0 にならないことが分かった．これより，多孔質氷の粘弾性的性質に起因するような変形の遅延が起こっていることが示唆された．ただし，この領域のデータは少なく，花崗岩板との衝突の場合で 4 点，多孔質氷板との衝突の場合で 1 点のみ確認されていることに注意する．理論値と測定値の違いに関しては 4.1.1 で議論する．

更に，塑性変形量は衝突後に別の方法でも計測された．この方法では，衝突後にノギスを用いて計測した凹みの幅Wから以下のように塑性変形量$\Delta h_{\mathrm{def}}'$を計算した．図 3-8 に変形量の計算に用いたパラメータの模式図を図示している．

$$r_2 = \frac{W}{2} \tag{3-19}$$

$$d_2 = \sqrt{{R^*}^2 - r_2^2} \tag{3-20}$$

$$\Delta h'_{\mathrm{def}} = R^* - d_2 \tag{3-21}$$

ここでr_2は形成された円形の凹みの半径，d_2は図 3-8 で示しているr_2から幾何学的に決まる値である．それぞれの衝突における衝突速度と塑性変形量$\Delta h_{\mathrm{def}}'$の関係を白抜きのプロットで図 3-10 に示している．この 2 つの測定値Δh_{def}と$\Delta h_{\mathrm{def}}'$を比較すると，Δh_{def}の方が$\Delta h_{\mathrm{def}}'$よりも 2 倍程度大きいことが分かった．衝突後にノギスを使用して計測した凹みの幅Wから計算した$\Delta h_{\mathrm{def}}'$は，レーザー変位計によって衝突中に測定されたΔh_{def}よりも十分

時間が経った後の値であると考えられる．従って，これら 2 つの測定値Δh_{def}と$\Delta h_{\mathrm{def}}'$の違いは, 多孔質氷の粘性緩和などの時間に依存する現象に起因するものであると考えられる．よって，多孔質氷の変形量を考慮する場合には，多孔質氷の粘弾性的性質を考慮するべきであることが示唆された．4.1.1 では，多孔質氷の粘弾性的性質を考慮した上で，理論値と測定値の違いについて考察する．

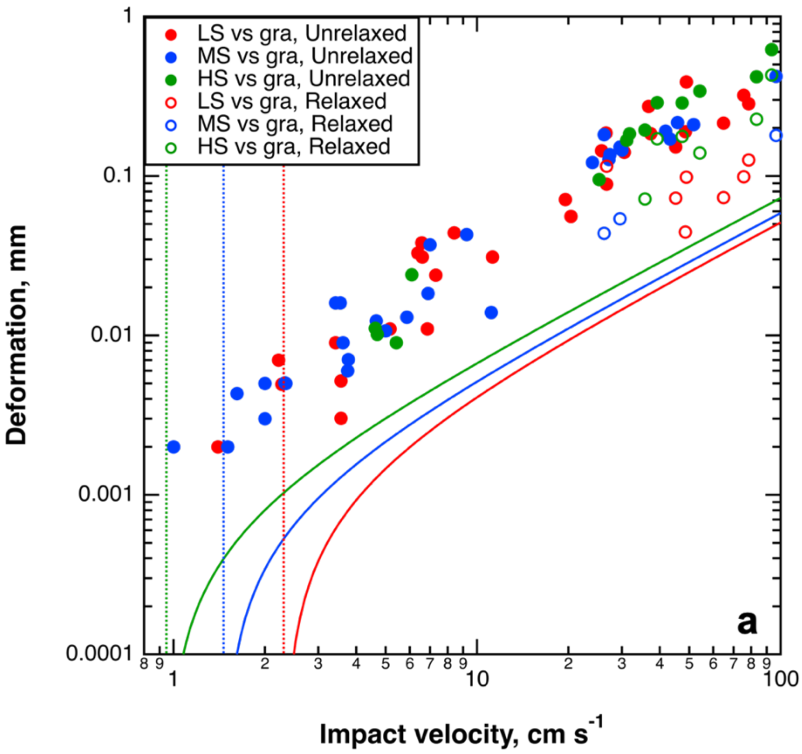


図 3-10 多孔質氷球と(a)花崗岩板，(b)氷板，(c)多孔質氷板との衝突における衝突速度と塑性変形量Δh_{def}及び緩和後の塑性変形量$\Delta h_{\mathrm{def}}'$の関係. 色の違いは空隙率の違いを示す．限界速度v_{c}を点線，Δh_{def}の測定値及び理論値を塗りつぶし及び実線，$\Delta h_{\mathrm{def}}'$を白抜きで示す．

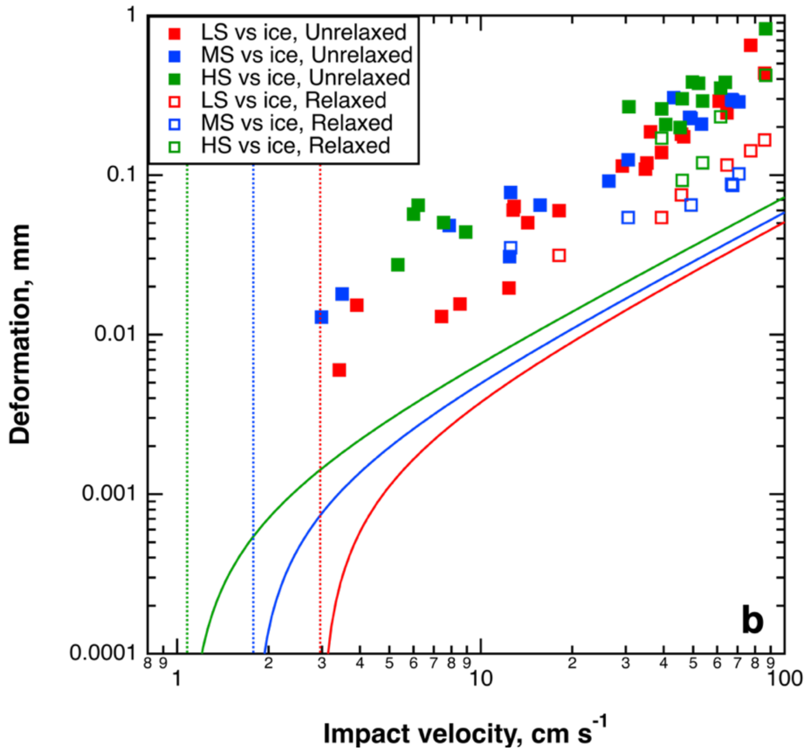

LS vs ice, Unrelaxed
MS vs ice, Unrelaxed
HS vs ice, Unrelaxed
LS vs ice, Relaxed
MS vs ice, Relaxed
HS vs ice, Relaxed
Deformation, mm
Impact velocity, cm s-1
b

図 3-8 続き

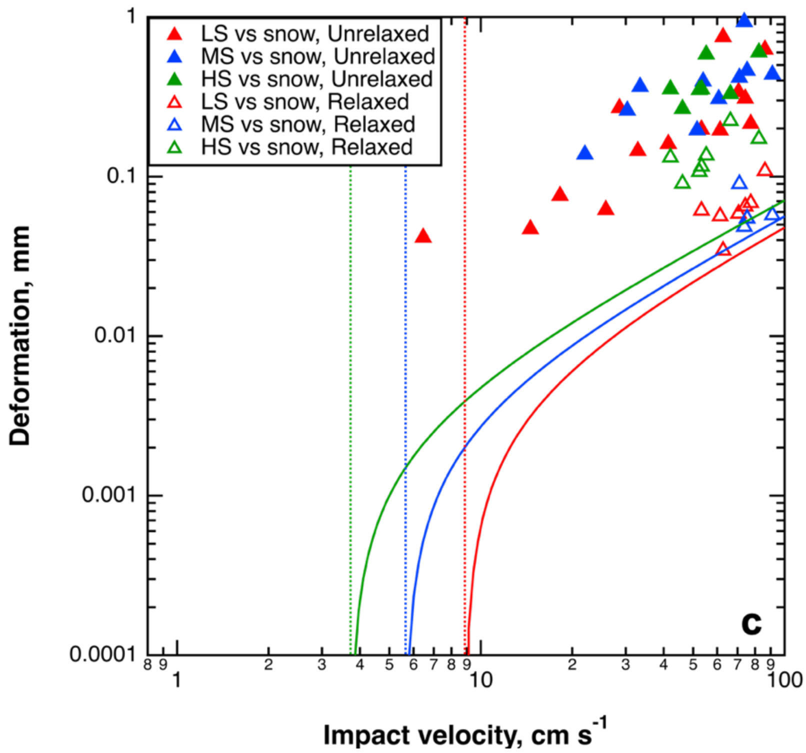

LS vs snow, Unrelaxed
MS vs snow, Unrelaxed
HS vs snow, Unrelaxed
LS vs snow, Relaxed
MS vs snow, Relaxed
HS vs snow, Relaxed
Deformation, mm
Impact velocity, cm s-1
c

図 3-8 続き

3.4. 接触時間

2.3.2 で説明した通り，本研究では衝突中の接触時間T_cをレーザー変位計で測定した球の高さの時間変化から求めた．解析で決定した衝突点と反発点の間の経過時間を接触時間T_cと定義している．測定した衝突速度と接触時間の関係をヘルツの弾性論及び Andrews' model から予測される接触時間の理論値と比較した．理論値は表 3-2 に記載の通りの多孔質氷及び標的板の物性値を使用し，以下のように計算した．$v_i < v_c$の場合の接触時間T_cはヘルツの弾性論より以下のように表せる．

$$T_{c,\mathrm{Hertz}} = 2.87\left(\frac{M^{*2}}{R^* E^{*2} v_i}\right)^{1/5} \quad (v_i < v_c) \tag{3-22}$$

ここで，R^*，M^*，E^*は式3-4,3-5で表される値である．一方で，$v_i > v_c$の場合の接触時間T_cは Andrews' model より以下のように表せる．

$$T_{c,\mathrm{Andrews}} = t_a + t_b + t_c \ (v_i > v_c) \tag{3-23}$$

ここでt_aは衝突から弾性限界を迎えるまでの経過時間，t_bはt_aから変形が終了するまでの経過時間，t_cはt_bから回復が終了して反発が起こるまでの経過時間である．これらの時間は Andrews' model より以下のように計算できる．

$$t_a = \int_0^{\delta_c} \frac{1}{\left(v_i^2 - \frac{4}{5}\frac{k}{M^*}\delta^{5/2}\right)^{1/2}} d\delta \tag{3-24}$$

ここでδは衝突による高さ方向の変形量であり，δ_cは式3-15で表される弾性限界時の高さ方向の変形量である．

$$t_b = \left(\frac{M^*}{\pi R^* p_c}\right)^{1/2}\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \tag{3-25}$$

$$tan\,\theta = \frac{1}{v_1}\frac{1}{6}\frac{\pi^2 R^* p_c^2}{E^{*2}}\left(\frac{\pi R^* p_c}{M^*}\right)^{1/2} \tag{3-26}$$

$$v_1^2 = v_\mathrm{i}^2 - \frac{4}{5}\frac{k}{M^*}\delta_\mathrm{c}^{5/2} \tag{3-27}$$

$$k = \frac{4{R^*}^{1/2}E^*}{3} \tag{3-28}$$

ここでv_1は弾性限界時の球の変形速度，θとkは定数である．

$$t_\mathrm{c} = \left(\frac{M^*}{8E^*}\right)^{1/2} u_1^{1/4} \int_0^1 \frac{1}{\left\{\frac{2}{15}u_1(1-x^{5/2}) + \frac{r_1}{3}(1-x^{3/2})\right\}^{1/2}} dx \tag{3-29}$$

ここでu_1は式3-16で表される最大接触時の弾性変形領域の面積，$x = u/u_1$はu_1対するある時間での接触面の弾性変形領域の面積の比，r_1は最大接触時の塑性変形領域の半径である．それぞれの衝突における衝突速度と接触時間T_cの関係の測定値を黒塗りのプロット，理論値を実線で図 3-11 に示している．その結果，測定値はばらついていたが，接触時間T_cが衝突速度によらず一定となる傾向があることが分かった．また，標的板の種類によらず，HS の衝突における接触時間は LS, MS の衝突における接触時間よりも長い傾向があることが分かったが，LS, MS の場合は同程度であった．一方で，理論値の場合は接触時間が衝突速度の増加に伴って 0.5-0.8 ms から 0.2-0.3 ms まで減少し，限界速度v_cを境に衝突速度と接触時間の関係が変化することが分かった．これは，$v_\mathrm{i} < v_\mathrm{c}$の場合は弾性変形しか起こらないために変形領域が全て回復するのに対して，$v_\mathrm{i} > v_\mathrm{c}$の場合は弾性変形に加えて塑性変形が起こるために変形領域の一部のみが回復し，接触時間はヘルツの弾性論で予測されるよりも短くなるためであると考えられる．測定値と理論値を比較すると，両者の衝突速度と反発係数の関係は異なり，測定値の接触時間は理論値よりも最大で 10 倍程度長くなることが分かった．また，理論値から空隙率の増加に伴って接触時間が長くなることが予測されており，これは計測値での HS との衝突における接触時間が長いことと整合的であった．以上より，変形量の結果と同様に接触時間においても弾性変形と塑性変形だけでは説明できず，多孔質氷の粘弾性等の他のメカニズムを考慮しなければならないことが示唆された．4.1.1 では，多孔質氷の粘弾性的性質を考慮した上で，理論値と測定値の違いについて考察する．

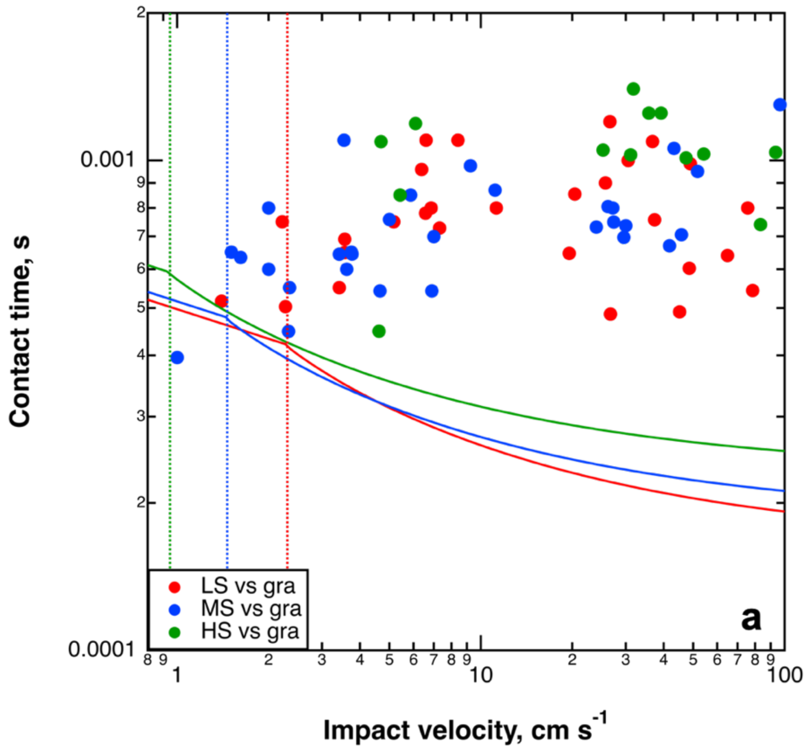
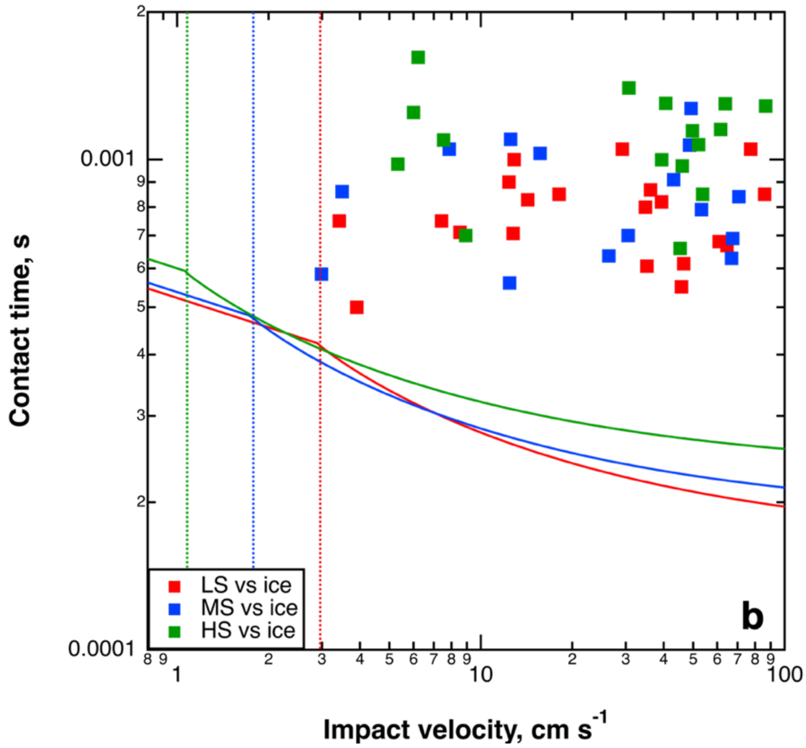
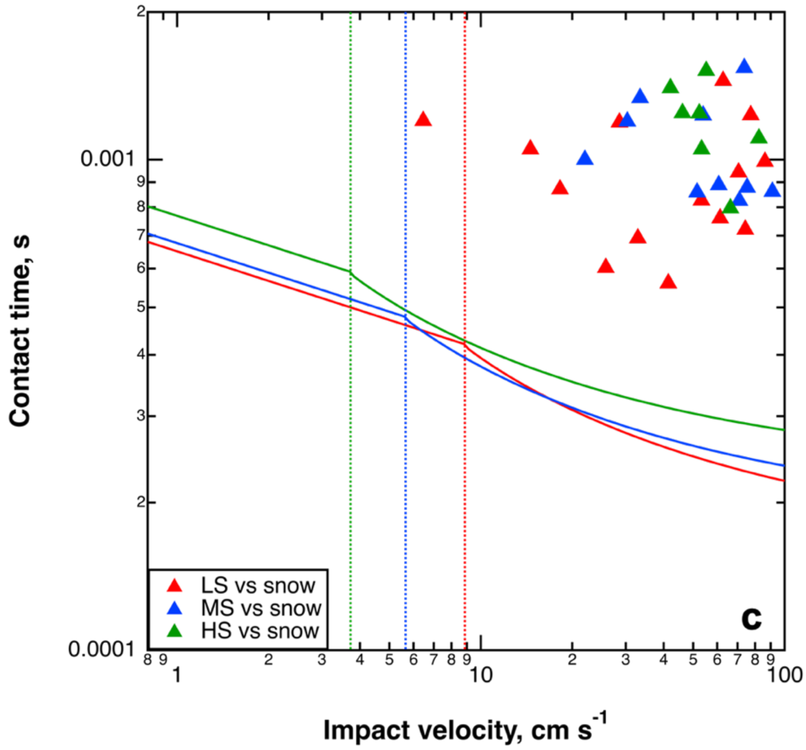


図 3-11 多孔質氷球と(a)花崗岩板，(b)氷板，(c)多孔質氷板との衝突における衝突速度と接触時間T_cの関係．色の違いは空隙率の違いを示す．限界速度v_cを点線，T_cの測定値を塗りつぶし，理論値を実線で示す．


Contact time, s
Impact velocity, cm s-1
LS vs ice
MS vs ice
HS vs ice
b
0.001
0.0001
1
10
100
図 3-9 続き


Contact time, s
Impact velocity, cm s-1
LS vs snow
MS vs snow
HS vs snow
c
0.001
0.0001
1
10
100
図 3-9 続き

4. 議論

4.1. 多孔質氷の粘弾性

4.1.1. 見かけのヤング率

3.3, 3.4 で説明した通り，Δh_{comp}，Δh_{rec}，Δh_{def}で表される衝突による変形量及び接触時間T_{c}の測定値は理論値と一致しないことが分かった．これは 3.3, 3.4 で採用したヘルツの弾性論及び Andrews' model は弾性変形及び塑性変形のみを考慮したモデルであり，多孔質氷の粘弾性的性質を考慮していないためであると考えられる．ここで，多孔質氷の粘弾性的性質がヤング率に及ぼしている影響について考察する．先行研究によって，様々な空隙率を持つ多孔質氷のヤング率が測定されているが，同じ空隙率の多孔質氷であっても測定方法の違いによって変形速度が異なる場合，ヤング率が 1 桁以上異なることが明らかになっている（Mellor, 1974; Shimaki & Arakawa, 2021)．これは多孔質氷が四要素模型で表されるような粘弾性的特徴を持つことに起因する．四要素モデルとは図 4-1a で表すようなマクスウェルモデル（バネ 1 とダッシュポット 1 の直列配列）とフォークトモデル（バネ 2 とダッシュポット 2 の並列配列）の直列配列で表されるような現象論的モデルである．本研究においては，Andrews' model より$p < p_{\mathrm{c}}$（$v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$）の場合は永久変形（塑性変形）が起こらないことが示されたため，四要素モデルに掛け金を導入した五要素モデル（図 4-1b）で多孔質氷を表すことにする．このモデルにおいては，掛け金によって$p < p_{\mathrm{c}}$の場合はダッシュポット 1 が動かないように制限されている．この応力σと歪みeの関係を一次関数で近似した鎖線の傾きを見かけのヤング率と定義する．この定義より，見かけのヤング率は与えられた応力と，バネとダッシュポット両方の応答による歪みによって決定するため，歪み速度や周期関数的な応力の周波数に依存する．多孔質氷球と花崗岩板との衝突で測定されたΔh_{comp}に対して式3-8から式3-10を使用してフィッティングを行い，測定結果を説明するために適切な多孔質氷の見かけのヤング率を推定した．Δh_{comp}を採用したのはΔh_{rec}よりもデータのばらつきが少ないためであり，多孔質氷球と花崗岩板との衝突を採用したのは実験によってv_{c}が決定できたためである．上記で述べた通り，見かけのヤング率は歪み速度に依存することが予測されたが，今回行われた衝突速度範囲（$v_{\mathrm{i}} = 0.93 - 96.9\ \mathrm{cms^{-1}}$）においては，見かけのヤング率は一定であると仮定する．得られた LS, MS, HS のそれぞれの見かけのヤング率を表 4-1 に記載している．図 4-2 に得られた見かけのヤング率E'を示しており，比較として Shimaki & Arakawa, 2021 で得られた音速測定実験に

よって決定したヤング率E及び引張試験（歪み速度：$5.6 \times 10^{-3}\ \mathrm{s}^{-1}$）によって決定した見かけのヤング率$E'_{\mathrm{shimaki+}}$も示している．この図より，ヤング率及び見かけのヤング率は測定方法によらず空隙率ϕの増加に伴って減少するが，E'は$E'_{\mathrm{shimaki+}}$よりも 1-2 桁小さく，Eよりも 2-3 桁小さくなることが分かった．これは，多孔質氷が五要素モデルで表されるような粘弾性的性質によって，歪み速度や応力がかかる時間がヤング率に影響しているためであると考えられる．

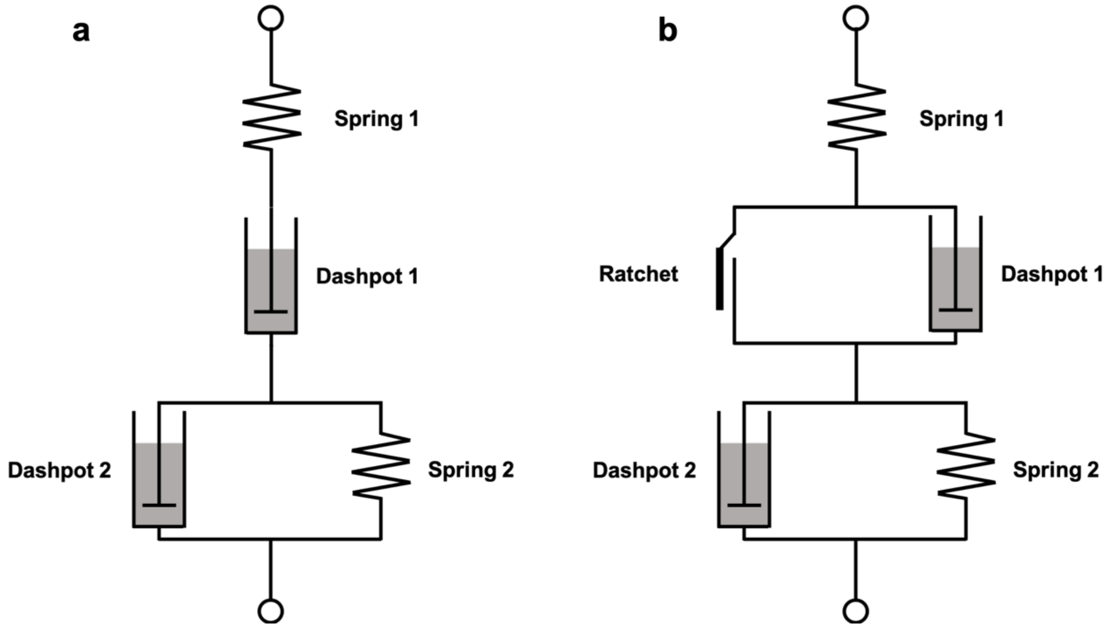


図 4-1 (a) 四要素モデル (b) 五要素モデル

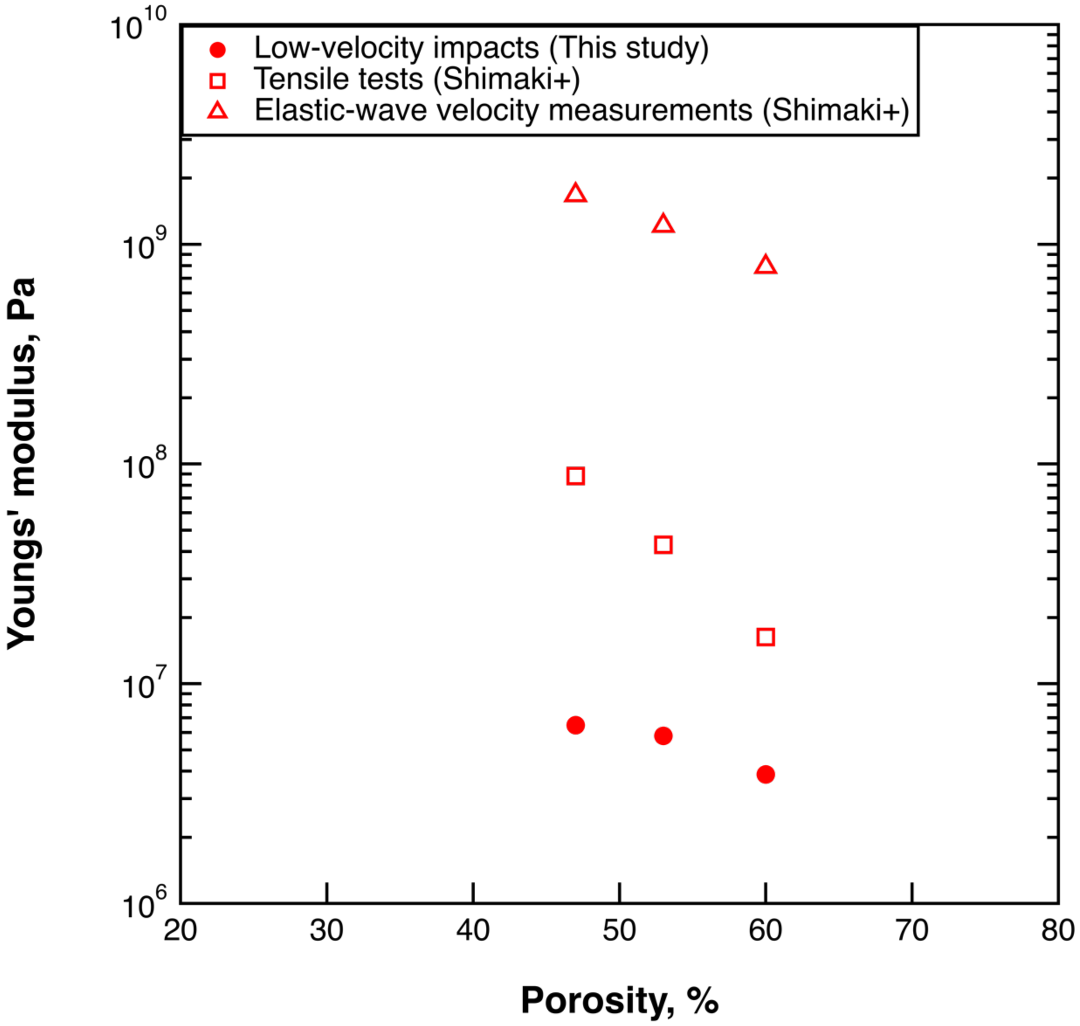


図 4-2 空隙率とヤング率及び見かけのヤング率の関係. 本研究で得られた見かけのヤング率を塗りつぶしの丸，先行研究で得られた音速測定試験及び引張試験で得られたヤング率及び見かけのヤング率を白抜きの四角及び三角で示す (Shimaki & Arakawa, 2021).

4.1.2. 降伏応力及び限界速度

4.1.1 にて花崗岩板との衝突で計測されたΔh_{comp}から LS, MS, HS の見かけのヤング率E'をそれぞれ決定した．式3-7より降伏応力p_{c}は使用するヤング率に強く依存することがわかる．従って，得られた見かけのヤング率を用いて式3-7から LS, MS, HS の降伏応力p_{c}'をそれぞれ再計算した．再計算した降伏応力p_{c}'は表 4-1 に記載の通りである．更に，再計算した降伏応力p_{c}'を用いて，3.2.2 と同様の方法で限界速度v_{c}'を再度見積もった．また，式3-2にv_{c}'を代入した式を用いて実験結果をフィッティングし，氷板及び多孔質氷板との衝突における準弾性領域での反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}'$を再度見積もった．氷板及び多孔質氷板との衝突において再度見積もられたv_{c}'及び$\varepsilon_{\mathrm{qe}}'$は表 4-2 に記載の通りである．また，図 4-3 にv_{c}'及び$\varepsilon_{\mathrm{qe}}'$を用いて推定した氷板及び多孔質氷板との衝突における反発係数を表しており，比較として 3.2.2 でv_{c}及び$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$を用いて推定した氷板及び多孔質氷板との衝突における反発係数を示している．この図から，見かけのヤング率を用いて推定した場合でも，v_{c}'及び$\varepsilon_{\mathrm{qe}}'$が$v_{\mathrm{c}}$及び$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$とほぼ変わらないことが分かった．本研究における変形は見かけのヤング率によって支配されていると予測されるため，見かけのヤング率を使用して再度見積もった$p_{\mathrm{c}}', v_{\mathrm{c}}'$，$\varepsilon_{\mathrm{qe}}'$がより確からしい値であると考えられる．従って，この後の議論では全て$p_{\mathrm{c}}', v_{\mathrm{c}}'$，$\varepsilon_{\mathrm{qe}}'$から見積もられる反発係数を使用し，それぞれを$p_{\mathrm{c}}, v_{\mathrm{c}}$，$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$として再定義する．

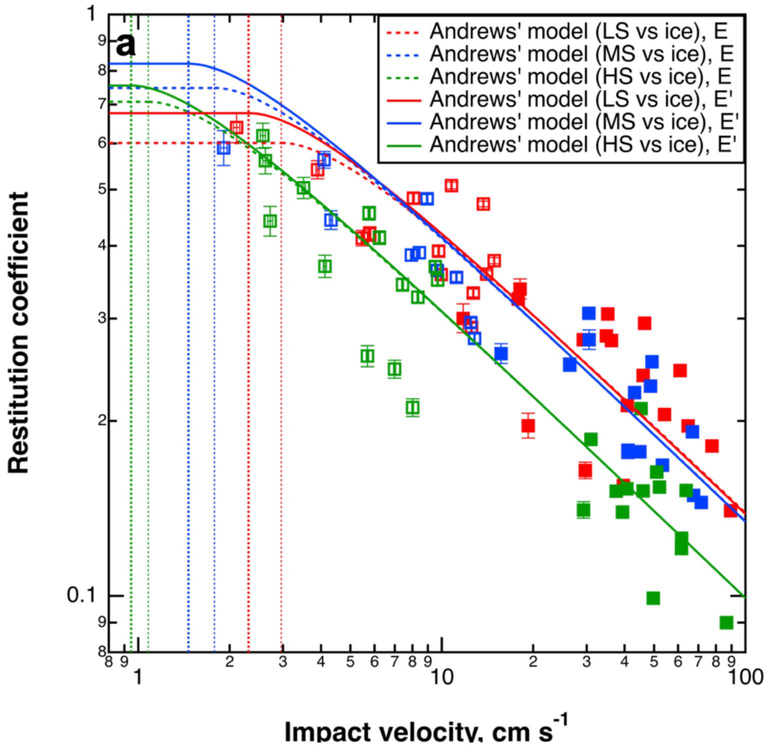


図 4-3 ヤング率E及び見かけのヤング率E'を使用した場合の多孔質氷球と(a)氷板，(b)多孔質氷板との衝突における衝突速度と反発係数の関係の理論値．色の違いは空隙率の違いを示し，1 回目の衝突による反発係数の測定値を塗りつぶし，2 回目以降の衝突による反発係数の測定値を白抜きで示す．ヤング率Eを使用した場合の限界速度v_c及び Andrews' model による理論値を細点線及び鎖線，ヤング率E'を使用した場合の限界速度v_c'及び Andrews' model による理論値を太点線実線で示している．

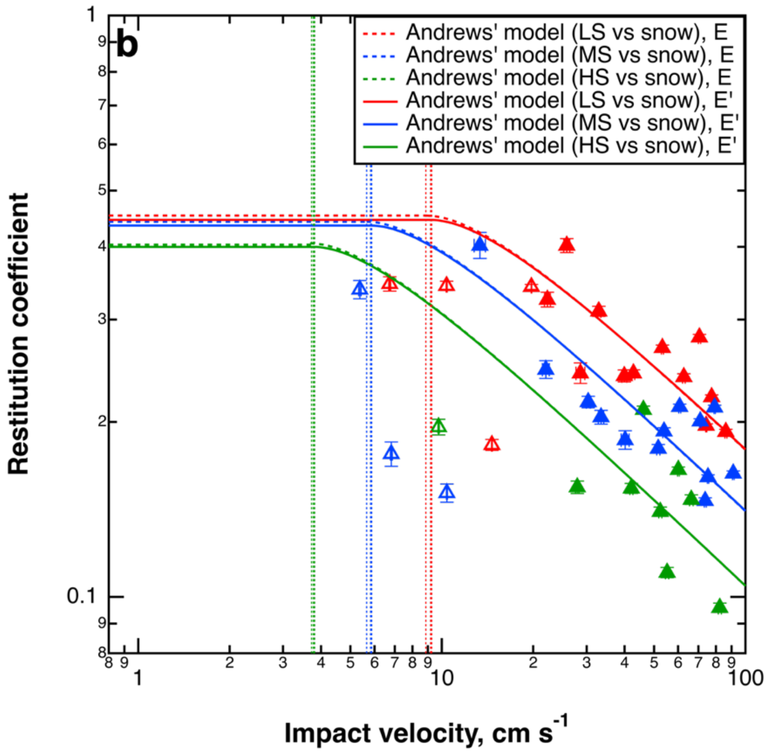


図 4-4 続き

表 4-1 見かけのヤング率E'及び見かけのヤング率から計算した降伏応力p_c'

Sample	E', MPa	p_c', MPa
LS	6.48	0.195
MS	5.80	0.145
HS	3.86	0.084

表 4-2 見かけのヤング率から見積もった準弾性領域における反発係数ε_{qe}'及び限界速度v_c'

Porous ice ball	Target plate	ε_{qe}'	v_c', cm/s
LS	Ice	0.677	2.31
MS	Ice	0.823	1.46
HS	Ice	0.755	0.95
LS	Porous ice	0.445	9.22
MS	Porous ice	0.435	5.84
HS	Porous ice	0.400	3.79

4.1.3. 変形量と接触時間

4.1.1 及び 4.1.2 において見かけのヤング率E'，E'を用いて再度見積もった限界速度v_{c}'及び降伏応力p_{c}'を求めた．これらの値を代入したヘルツの弾性論及び Andrews' model を用いることで，衝突による多孔質氷の変形量及び接触時間を多孔質氷の粘弾性を考慮した上で再計算することができる．図 4-4, 図 4-5 にそれぞれの衝突における衝突速度と再計算したΔh_{comp}，Δh_{rec}，Δh_{def}の関係を示している．この図から，見かけのヤング率を用いて再計算した理論値は，音速測定によって得られるヤング率を用いて計算した理論値よりもΔh_{comp}，Δh_{rec}，Δh_{def}の測定値と近い値になることが分かった．しかし，花崗岩板及び氷板との衝突における回復量Δh_{rec}の測定値は衝突速度が小さい領域で理論値よりも小さくなった．また，多孔質氷板との衝突における回復量Δh_{rec}の測定値は全ての衝突速度領域で理論値よりも小さくなった．これらの不一致は，見かけのヤング率だけでは考慮できない変形の遅延などの時間依存の現象に起因すると考えられる．更に，最大圧縮量$\Delta h_{\mathrm{comp}} < 0.01\ \mathrm{mm} = 10\ \mu\mathrm{m}$の領域では測定値は理論値よりも小さくなり，この領域での多孔質氷は硬い性質を示すことが分かった．このような小さい変形は氷粒子の平均粒径 77.6 μm よりも十分に小さいことから，多孔質氷全体としての変形ではなく構成粒子である氷粒子の変形を示している可能性がある．この$\Delta h_{\mathrm{comp}} < 0.01\ \mathrm{mm}$（$v_{\mathrm{i}} < 5\ \mathrm{cms}^{-1}$）における変形量の減少は，図 3-5a で示した衝突速度と反発係数の関係にも影響していると考えられ，$v_{\mathrm{i}} < 5\ \mathrm{cms}^{-1}$の範囲における反発係数は Andrews' model の予測よりも高くなること及び空隙率依存性がないことが確認できる．ただし，このような氷粒子の変形が起こるような低速度での結果は花崗岩板との衝突でしか確認されていない．

また，図 4-6 にそれぞれの衝突における衝突速度と再計算した接触時間T_{c}の関係を示している．この図から，再計算した理論値は測定値よりも 2-10 倍大きくなることが分かった．また，再計算した理論値は衝突速度の増加に伴って接触時間T_{c}が短くなり，衝突速度に依存せず接触時間T_{c}は一定になるという測定値の結果を再現することはできなかった．従って，見かけのヤング率E'だけでは多孔質氷の衝突における接触時間T_{c}を説明することはできず，時間依存の現象を考慮した粘弾性モデルを使用する必要性が示唆された．

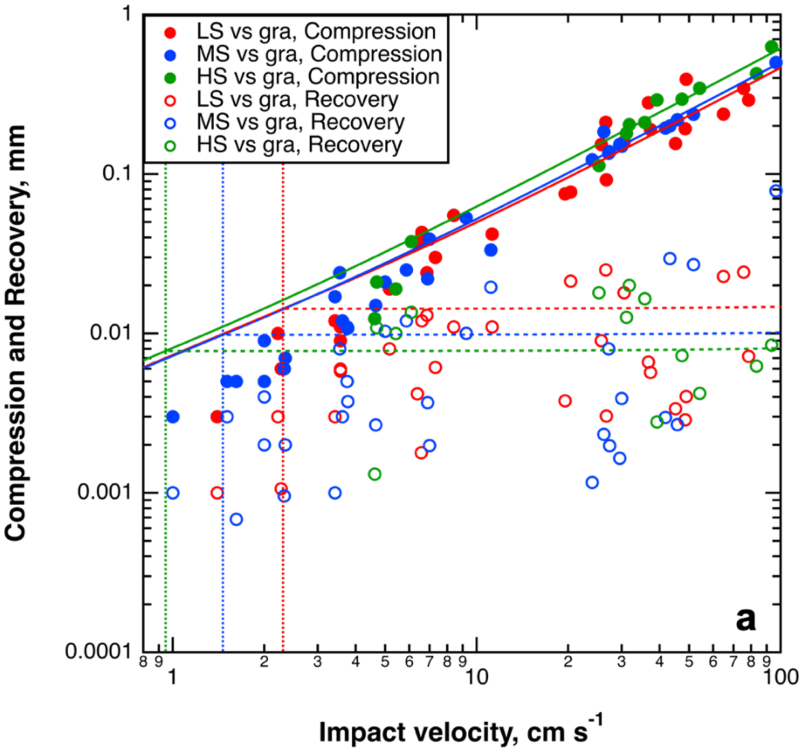


図 4-4 見かけのヤング率E'を使用した場合の多孔質氷球と(a)花崗岩板，(b)氷板，(c)多孔質氷板との衝突における衝突速度と最大圧縮量Δh_{comp}及び回復量Δh_{rec}の関係．色の違いは空隙率の違いを示す．限界速度v_{c}を点線，Δh_{comp}の測定値及び理論値を塗りつぶし及び実線，Δh_{rec}測定値及び理論値を白抜き及び鎖線で示す．

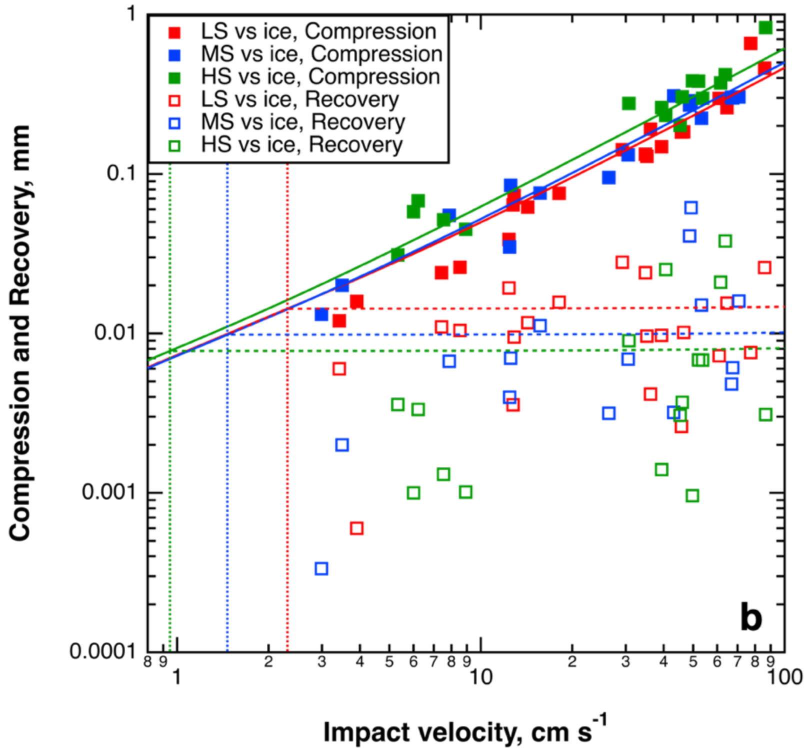

LS vs ice, Compression
MS vs ice, Compression
HS vs ice, Compression
LS vs ice, Recovery
MS vs ice, Recovery
HS vs ice, Recovery
Compression and Recovery, mm
Impact velocity, cm s^{-1}
b

図 4-4 続き

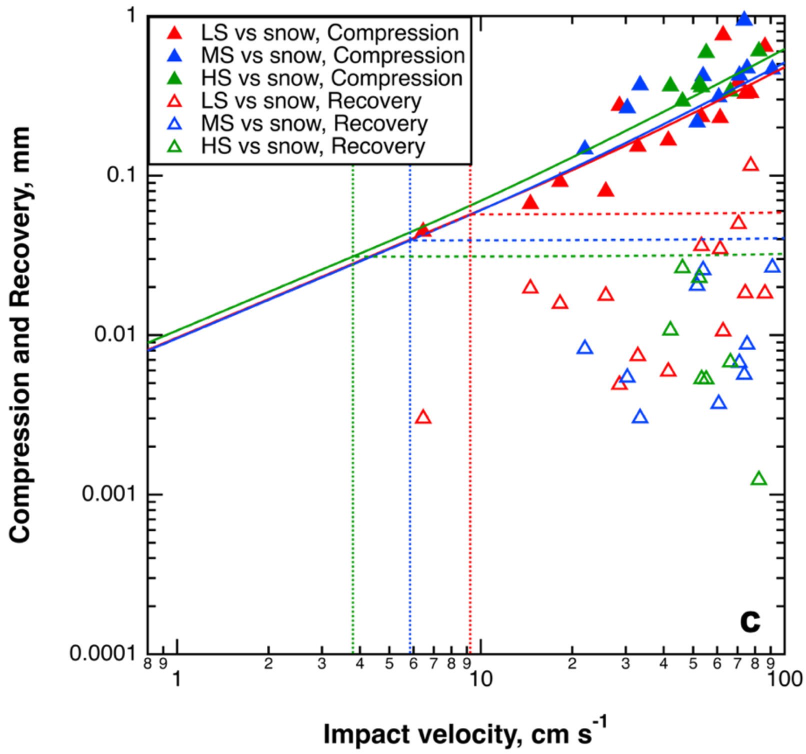

LS vs snow, Compression
MS vs snow, Compression
HS vs snow, Compression
LS vs snow, Recovery
MS vs snow, Recovery
HS vs snow, Recovery
Compression and Recovery, mm
Impact velocity, cm s^{-1}
c

図 4-4 続き

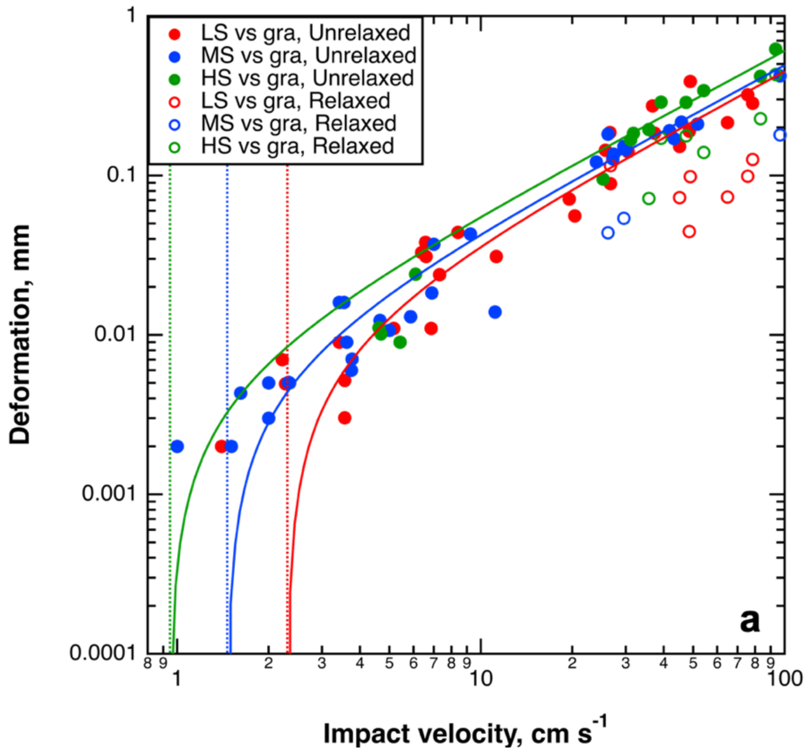
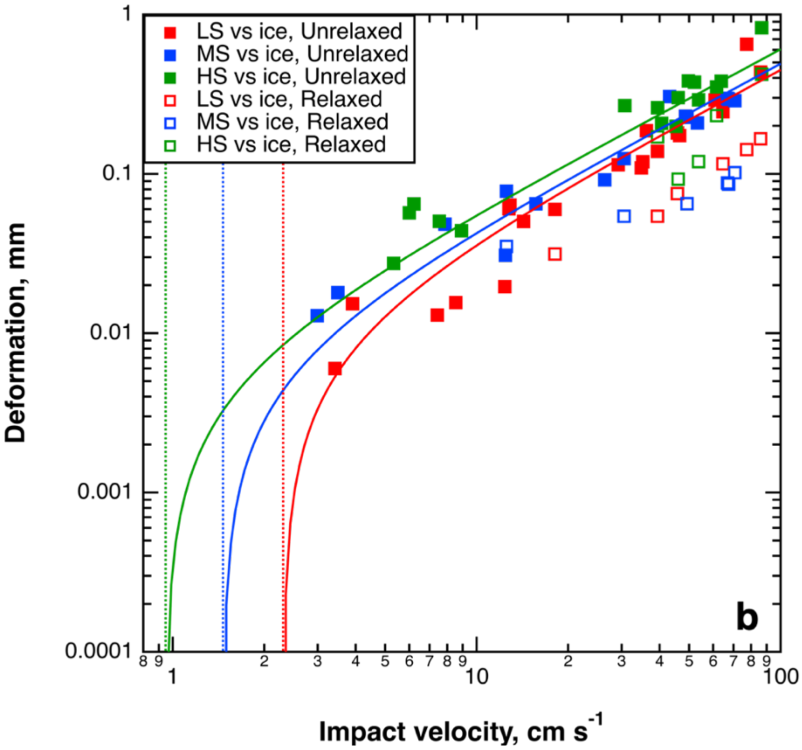
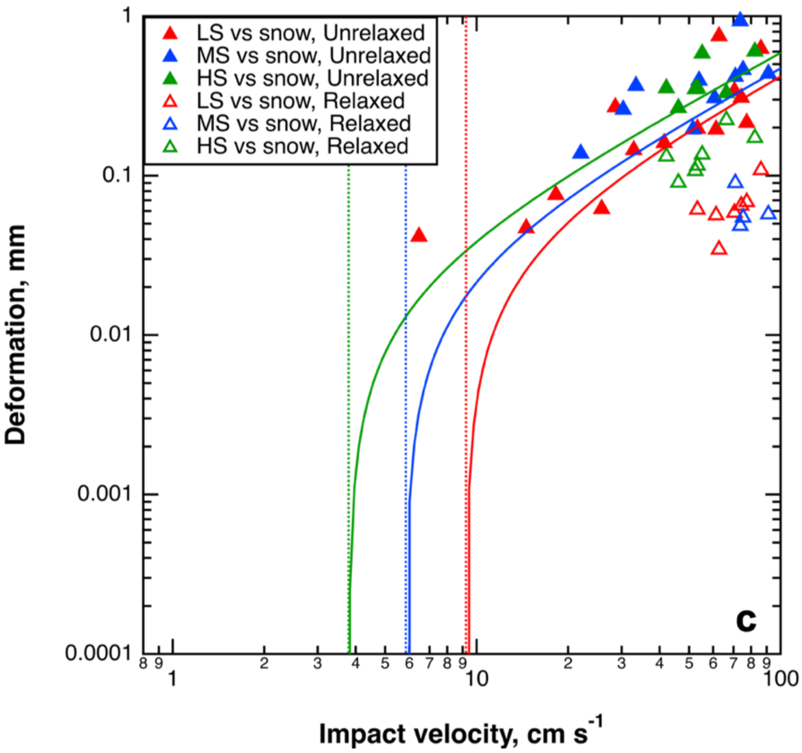


図 4-5 見かけのヤング率E'を使用した場合の多孔質氷球と(a)花崗岩板，(b)氷板，(c)多孔質氷板との衝突における衝突速度と塑性変形量Δh_{def}及び緩和後の塑性変形量$\Delta h_{\mathrm{def}}'$の関係．色の違いは空隙率の違いを示す．限界速度v_{c}を点線，Δh_{def}の測定値及び理論値を塗りつぶし及び実線，$\Delta h_{\mathrm{def}}'$を白抜きで示す．



LS vs ice, Unrelaxed
MS vs ice, Unrelaxed
HS vs ice, Unrelaxed
LS vs ice, Relaxed
MS vs ice, Relaxed
HS vs ice, Relaxed
Deformation, mm
Impact velocity, cm s-1
b

図 4-5 続き



LS vs snow, Unrelaxed
MS vs snow, Unrelaxed
HS vs snow, Unrelaxed
LS vs snow, Relaxed
MS vs snow, Relaxed
HS vs snow, Relaxed
Deformation, mm
Impact velocity, cm s-1
c

図 4-5 続き

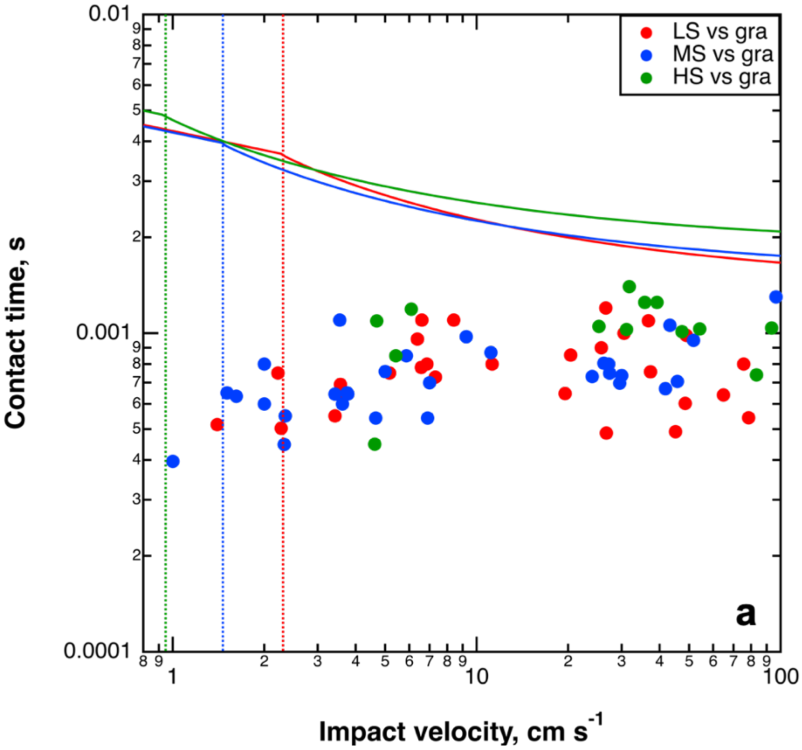
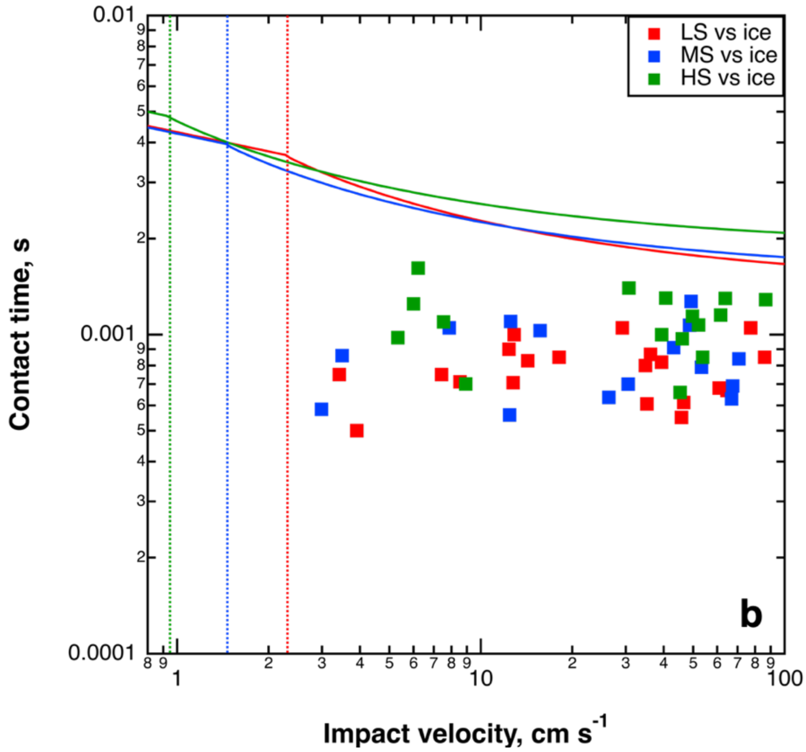
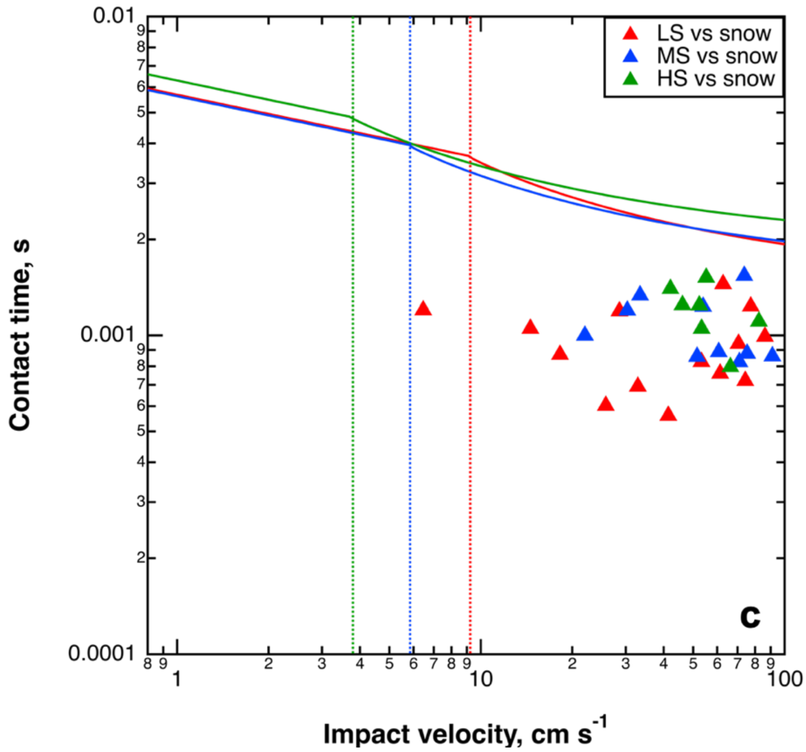


図 4-6 見かけのヤング率E'を使用した場合の多孔質氷球と(a)花崗岩板，(b)氷板，(c)多孔質氷板との衝突における衝突速度と接触時間T_cの関係．色の違いは空隙率の違いを示す．限界速度$v_c{}'$を点線，T_cの測定値を塗りつぶし，理論値を実線で示す．



LS vs ice
MS vs ice
HS vs ice
b
Contact time, s
Impact velocity, cm s-1
0.01
0.001
0.0001
1
10
100

図 4-6 続き



LS vs snow
MS vs snow
HS vs snow
c
Contact time, s
Impact velocity, cm s-1
0.01
0.001
0.0001
1
10
100

図 4-6 続き

4.1.4.　準弾性領域での反発係数

3.2.1 で説明した通り，多孔質氷の衝突速度と反発係数は限界速度v_{c}を境に準弾性領域と非弾性領域に分けられることが分かった．非弾性領域 ($v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}}$) では，反発係数は衝突速度の増加に伴って低下し，その関係は塑性変形を考慮した Andrews' model によって説明できた．よって，非弾性領域では主に塑性変形によってエネルギーを散逸していることが分かった．一方で，準弾性領域 ($v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$)では，反発係数は衝突速度に依存せず一定の値$\varepsilon_{\mathrm{qe}} \sim 0.4 - 0.8$になることが分かった．この領域においても，反発係数は 1 にならないため非弾性領域とは異なるエネルギー散逸メカニズムの存在が示唆された．本研究では多孔質氷の粘弾性を説明するモデルとして図 4-1b で図示した五要素モデルを採用している．このモデルによると，$v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$の場合は掛け金がダッシュポット 1 の動きを制限すること及びバネ 1 は完全弾性を示すことから，$v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$の場合のエネルギー散逸に寄与するのはフォークトモデル（バネ 2，ダッシュポット 2）のみである．従って，準弾性領域 ($v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$) のエネルギー散逸メカニズムを説明するため，Dilley J. P., 1993 で提案されたフォークトモデルで記述される粘性散逸モデルを適用する．フォークトモデルに力Fを加えた場合の変位αに関する運動方程式は以下のように記述することができる．

$$F(\alpha) = \begin{cases} k_2\alpha + \beta_2\dot{\alpha} & (\alpha > 0) \\ 0 & (\alpha < 0) \end{cases} \tag{4-1}$$

ここでk_2はバネ 2 のバネ定数，β_2はダッシュポット 2 の粘性によって発生する抵抗力の比例定数である．この運動方程式の解は以下のように記述できる．

$$\omega_0 = \sqrt{k_2/M^*} \tag{4-2}$$

$$\tau = M^*/\beta_2 \tag{4-3}$$

$$\omega = \omega_0\sqrt{1 - 1/(2\omega_0\tau)^2} \tag{4-4}$$

$$\alpha = \frac{v}{\omega}e^{-t/2\tau}\sin(\omega t) \tag{4-5}$$

ここでM^*は式 3-4で表される換算質量である．式4-5は減衰振動（図 4-7）を表しており$v_{\mathrm{i}} = \dot{\alpha}(0)$を衝突速度，$v_{\mathrm{r}} = \dot{\alpha}(\pi/\omega)$を反発速度とすると，準弾性領域の反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は以下のように計算することができる．

$$\varepsilon_{\mathrm{qe}} = e^{-\pi/2\omega\tau} \tag{4-6}$$

$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は$M^*$，$k_2$，$\beta_2$を用いて表すことができるため，これら 3 つの定数を結びつけたパラメータ$\xi(0 \le \xi < 1)$によって以下のように記述することができる．

$$\varepsilon_{\mathrm{qe}} = e^{-\pi\xi/\sqrt{1-\xi^2}} \tag{4-7}$$

$$\xi = 1/(2\omega_0\tau) = \sqrt{\frac{\left(\ln \varepsilon_{\mathrm{qe}}\right)^2}{\pi^2 + \left(\ln \varepsilon_{\mathrm{qe}}\right)^2}} \tag{4-8}$$

ξはk_2とβ_2の比であり，減衰振動における減衰のタイムスケールすなわち 1 回の衝突で散逸するエネルギーを表すパラメータである．図 4-8 でパラメータξと準弾性領域での反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$の関係を示しており，$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は$\xi$の増加に伴って単調に低下することがわかる．$\xi$は本研究で得られたそれぞれの衝突における$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$から計算することができ，得られた$\xi$はそれぞれ表 4-3 に記載の通りである．図 4-9 に多孔質氷球の空隙率ϕとそれぞれの衝突におけるξの関係を示す．ξは$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$から計算される値であるため，3.2.3 で説明した$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$の空隙率依存性及び板の種類依存性を反映している．データのばらつきの影響を受けた LS と氷板の衝突の場合を除くと，空隙率の増加に伴ってξは増加することが分かった．ξの空隙率依存性を理解するためには，多孔質氷の粘性やヤング率，変形量，接触時間等の様々な要素に対する空隙率を考慮する必要があると考えられるが，本研究で考慮した理論モデルでは説明できなかったため，新しいモデルの必要性が示唆された．また，ξは多孔質氷板，花崗岩板，多孔質氷板の順で低下し，多孔質氷板との衝突の場合はξが他の板との衝突の場合よりも大きくなることが分かった．ξの板の種類依存性は，ξの空隙率依存性と同様に本研究で考慮した理論モデルでは説明できなかった．多孔質氷板との衝突の場合と他の板との衝突の場合では，多孔質氷球に加えて標的板も粘弾性変形する点が異なる．従って，多孔質氷板との衝突で得られたξが大きい，すなわち$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$が小さいのは，多孔質氷球と多孔質氷板の両方が粘弾性変形することによって効率的にエネルギーを散逸するためであると考えられる．

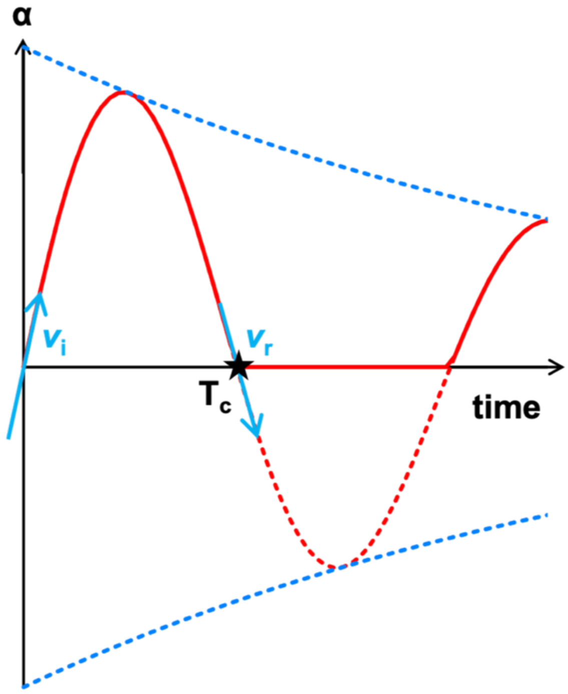


図 4-7 フォークトモデルに応力をかけた場合の変形量αの時間変化（式4-5）

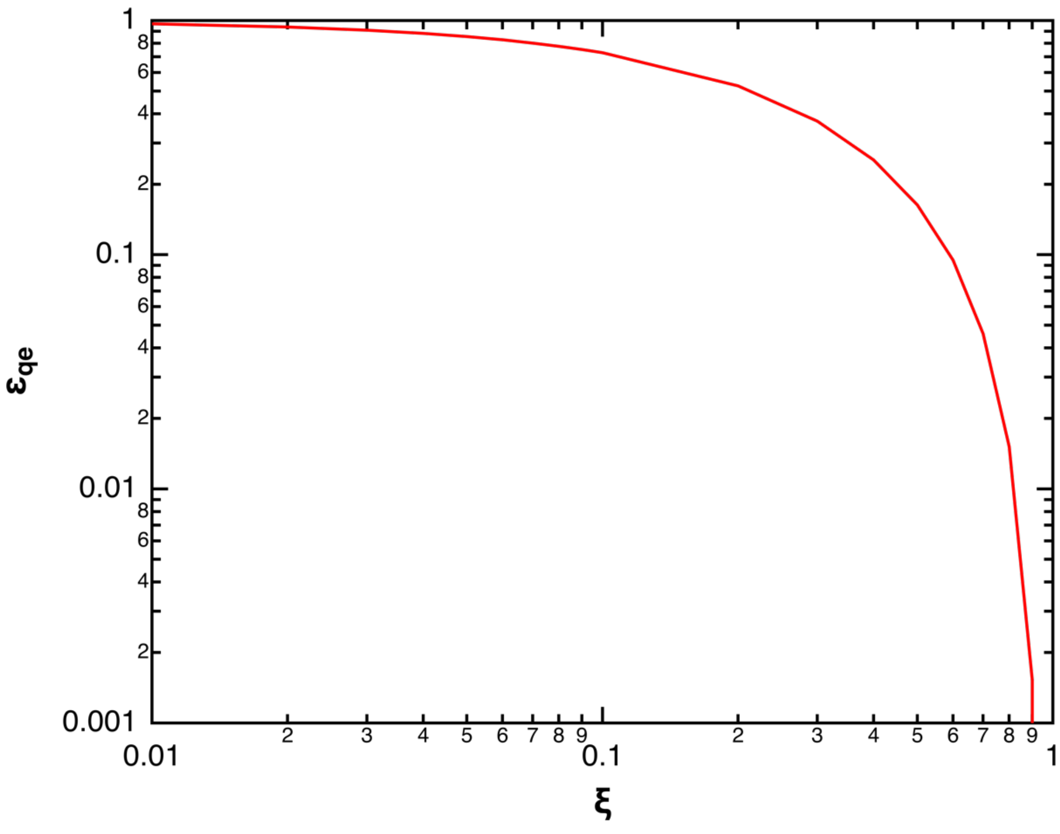


図 4-8 パラメータξと準弾性領域での反発係数ε_{qe}'の関係

表 4-3 LS, MS, HS と花崗岩板，氷板，多孔質氷板の衝突におけるパラメータξ

Porous ice ball	Target plate	ξ
LS	granite	0.122
MS	granite	0.128
HS	granite	0.135
LS	Ice	0.123
MS	Ice	0.062
HS	Ice	0.089
LS	Porous ice	0.250
MS	Porous ice	0.256
HS	Porous ice	0.280

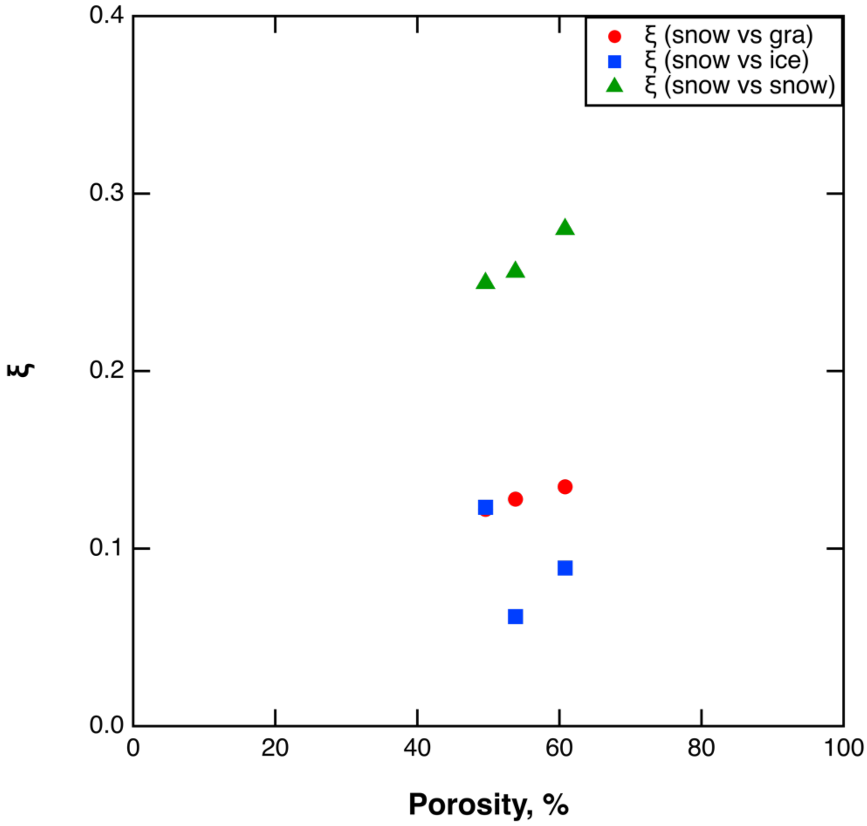


図 4-9 多孔質氷球の空隙率及び標的板の種類とパラメータξの関係．プロットの違いは標的板の違いを表す．

4.2. 反発係数の空隙率依存性

土星リング粒子に応用するため，本研究で得られた多孔質氷板との衝突における衝突速度と反発係数の関係に対する空隙率依存性を外挿する．簡単のために，同じ空隙率ϕを持つ半径 1.5 cm の多孔質氷球と多孔質氷板の衝突 (換算半径$R^* = 1.5$ cm) を仮定し，多孔質氷を構成する氷粒子のサイズは本実験と同様であると仮定する．3.2.2 で述べたように，衝突速度と反発係数の関係はv_{c}と$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$を用いて式3-2で表すことができる．図 4-10 に得られた多孔質氷球の充填率$f = 1 - (\phi/100)$とv_{c}の関係を示している．3.2.3 で述べた通りv_{c}は充填率の増加に伴って増加することが確認できる．$f = 1$ $(\phi = 100\%)$の多孔質氷は空隙のない氷を示しており，空隙のない氷のv_{c}を$v_{\mathrm{c,0}}$と定義する．$v_{\mathrm{c,0}}$は霜のない氷の衝突実験を行った Higa, Arakawa, & Maeno, 1998 で得られた限界速度（$R^* = R_1 = 1.5$ cm，$T = 259.2\ K = -13.8$ ℃）を使用している．得られた$v_{\mathrm{c,0}}$を用いて，以下の式でv_{c}に対する充填率依存性をフィッティングした．

$$v_{\mathrm{c}} = v_{\mathrm{c,0}} f^{q_1} \tag{4-9}$$

ここでq_1は経験的に決定される冪指数であり，使用した$v_{\mathrm{c,0}}$と求めたq_1は表 4-4 に記載の通りである．

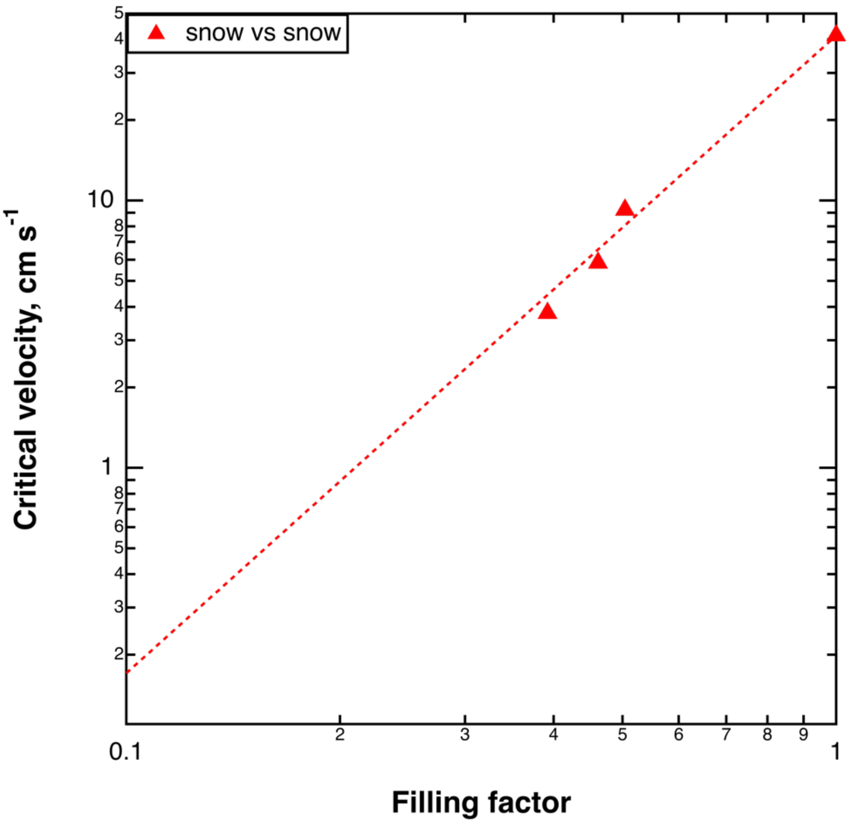


図 4-10 充填率fと限界速度v_cの関係

続いて，ξに対する空隙率依存性を考察する．図 4-11 に充填率fと本研究で得られたξ（表 4-3）の関係を示す. ξは衝突する球の換算半径R^*, 換算質量M^*, 衝突速度v_iに依存し, Dilley's model によって以下の式で表されることが分かっている (Dilley J. P., 1993; Dilley & Crawford, 1996; Higa, Arakawa, & Maeno, 1998).

$$\xi = \xi_0 \left(\frac{R^*}{R_0^*}\right)^{-0.2} \left(\frac{M^*}{M_0^*}\right)^{-K} v_\mathrm{i}^p \tag{4-10}$$

ここで，ξ_0は$R^* = R_0^*$，$M^* = M_0^*$，$v_\mathrm{i} = 1\ \mathrm{cms^{-1}}$の衝突における$\xi$，$p$と$K$は経験的に決まる定数である．3.2.1 で述べた通り，多孔質氷のε_qe及びξは衝突速度v_iに依存しないため衝突速度の依存性を表す定数$p = 0$である．この関係は Higa, Arakawa, & Maeno, 1996; 1998 で得られた霜のない氷の実験結果と一致する．換算質量M^*の依存性を表す定数Kは霜のついた氷の場合は$K = 0.6$ (Dilley & Crawford, 1996)，霜のない氷の場合は$K = 0.1$ (Higa, Arakawa, & Maeno, 1998) になることが分かっている．しかし，Dilley and Crawford, 1996 では振り子を用いた装置による衝突実験が行われたため，振り子の慣性モーメントが球の換算質量に影響することが指摘されている (Dilley J. P., 1993)．一方で，Higa, Arakawa, & Maeno, 1998 では本研究と同様に自由落下による衝突実験が行われたため，換算質量の影響を正しく見積もっていると考えられる．従って，本研究では Higa, Arakawa, & Maeno, 1998 で得られた$K = 0.1$を採用する．本研究では，同じ半径を持つが異なる空隙率ϕを持つ多孔質氷球 LS, MS, HS を使用しているため，換算質量M^*が変化している．そこで，図 4-11 で示されるようなξの違いは換算質量M^*の違いに起因するものであるかどうかを確かめる必要がある．よって，式4-10に$p = 0$，$K = 0.1$，$M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_\mathrm{ice} f$，$\delta = R_1/R_2$を代入すると，異なる空隙率を持つ場合の$\xi$の換算質量依存性を以下の式で表せる．

$$\xi = \xi_0 \left(\frac{R_1}{1.5\ \mathrm{cm}}\right)^{-0.5} \left(\frac{1}{\delta + 1}\right)^{-0.2} \left(\frac{1}{\delta^3 + 1}\right)^{-0.1} f^{-0.1} \tag{4-11}$$

ここで，本研究では$R_2 \gg R_1 = 1.5\ \mathrm{cm}$なので$\delta = 0$，$\xi_0$は空隙のない氷 ($f = 1$) の$\xi$である．$\xi_0$は霜のない氷の衝突実験を行った Higa, Arakawa, & Maeno, 1998 で得られた$R_0^* = 1.5$ cm, $T = 261\ K$でのε_qeを式4-8に代入して計算している．図 4-11 に式4-11が鎖線でプロットされており，この図から本研究で得られたξの違いは換算質量依存性のみでは説明できない

ことが分かった. 従って, 本研究で得られたξの充填率依存性を説明するため, Dilley's model に充填率依存性$\xi \propto f^{-q_2}$を導入した．充填率依存性を導入した以下の式を用いて得られた結果をフィッティングすることで，ξに対する充填率依存性を新たに導入することができた．その結果は図 4-11 における実線で示している．

$$\xi = \xi_0 \left(\frac{R_1}{1.5\ \mathrm{cm}}\right)^{-0.5} \left(\frac{1}{\delta + 1}\right)^{-0.2} \left(\frac{1}{\delta^3 + 1}\right)^{-0.1} f^{-q_2 - 0.1} \tag{4-12}$$

ここでq_2は経験的に決定される冪指数であり，使用したξ_0と求めたq_2は表 4-4 に記載の通りである．しかし，$\xi > 1$の場合に Dilley's model は破綻することから，このモデルは$0.25 < f \leq 1$ $(0 \leq \phi < 75\%)$ の範囲でのみ有効であることが分かった．よって，Cassini 探査機によるマイクロ波放射観測から推定されたような高空隙率 $(\phi > 80\%)$ まで結果を外挿することはできなかった．$0.25 < f \leq 1$ $(0 \leq \phi < 75\%)$の範囲の空隙率を持つ半径 1.5 cm の多孔質氷球と多孔質氷板の衝突における$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$を図 4-12 に示す．この図より，充填率の増加に伴って$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は 0.0004 から 0.9 まで増加することが分かった．それぞれの空隙率において式4-9及び式4-12で得られたv_{c}と$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$を式3-2に代入することで，$0.3 < f \leq 1$ $(0 \leq \phi < 70\%)$の範囲の空隙率を持つ，半径 1.5 cm の多孔質氷球と多孔質氷板の衝突における衝突速度と反発係数の結果を計算することができた．その結果を図 4-13 に示す．この図より，多孔質氷の反発係数は多孔質氷の空隙率に強く依存し，空隙率の増加に伴って反発係数は低下することが明らかになった.

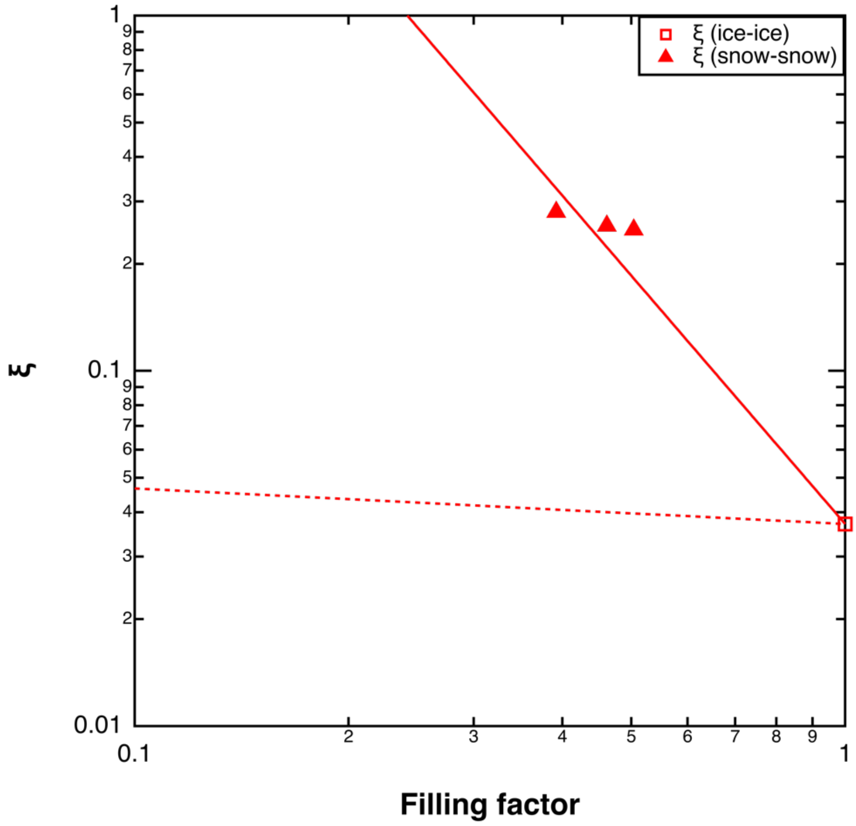


図 4-11 充填率fとパラメータξの関係．鎖線は換算質量依存性から推測される充填率とξの関係（式4-11），実線は空隙率依存性から推測される充填率とξの関係（式4-12）を示す．

表 4-4 限界速度v_c及びパラメータξの空隙率依存性を決める定数

Target plate	$v_{c,0}$	q_1	ξ_0	q_2
Porous ice	41.4	2.49	0.0371	2.28

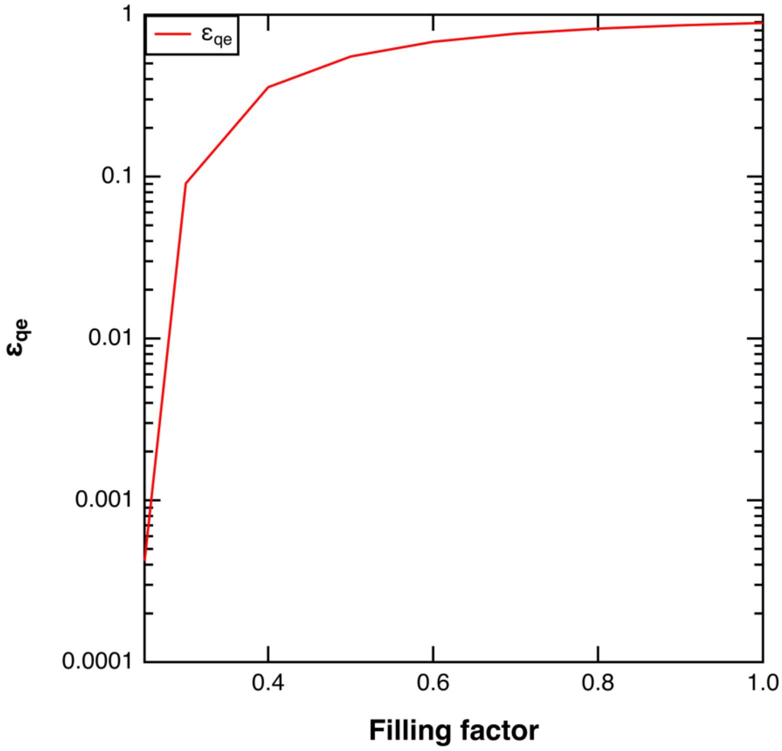


図 4-12 充填率fと準弾性領域での反発係数ε_{qe}'の関係

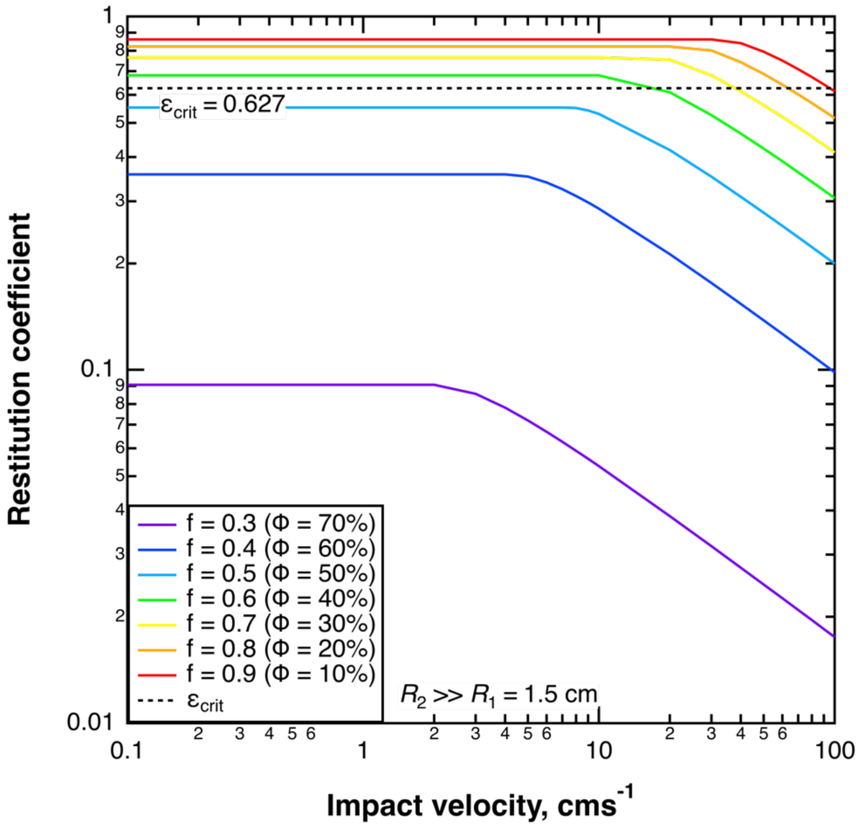


図 4-13 $0.3 < f \leq 1$ $(0 \leq \phi < 70\%)$ の範囲の空隙率を持つ半径 1.5 cm の多孔質氷球と多孔質氷板の衝突における衝突速度と反発係数の関係. 色の違いは空隙率の違いを表す. リングが定常状態を達成するための理論的な境界条件$\varepsilon_{\rm crit}$の最小値を鎖線で示している.

4.3. 反発係数のサイズ依存性

先行研究を参考に衝突速度と反発係数の関係に対するサイズ依存性について考察する．簡単のために，同じ空隙率を持つ多孔質氷球同士の衝突を仮定し，その空隙率は LS, MS, HS と同じ空隙率である 3 種類を考える．また，4.2 と同様に多孔質氷の構成粒子サイズは本研究と同様であると仮定した．多孔質氷球のサイズは先行研究(Zebker, Marouf, & Tyler, 1985; French & Nicholson, 2000)を参考に，1 cm-10 m までの範囲とした．3.2.2 で述べたように，衝突速度と反発係数の関係はv_cとε_qeを用いて式3-2によって表すことができる．式3-7より，$v_\mathrm{c} \propto \sqrt{R^{*3}/M^*}$という関係があり，$v_\mathrm{c}$は弱いサイズ依存性を持つことがわかる．この$v_\mathrm{c}$のサイズ依存性は以下のように表すことができる．

$$v_\mathrm{c} = v_{\mathrm{c},0}\left(\frac{1}{\delta+1}\right)^{3/2}\left(\frac{1}{\delta^3+1}\right)^{-1/2} \tag{4-13}$$

ここで$v_{\mathrm{c},0}$は本実験で得られた$R_2 \gg R_1 = 1.5\ \mathrm{cm}$のサイズを持つ LS, MS, HS 同士の衝突におけるv_cであり，空隙率依存性は$v_{\mathrm{c},0}$に含まれている．$\delta = R_1/R_2$は多孔質氷球のサイズ比である．式4-13より，多孔質氷球同士の衝突におけるv_cはサイズ比δに依存し，$\delta = 0$の時最大値，$\delta = 1\ (R_1 = R_2)$の時最小値となることがわかる．

更に，ξのサイズ依存性は式4-11から空隙率依存性を除いた以下の式で表すことができる．

$$\xi = \xi_0\left(\frac{R_1}{1.5\ \mathrm{cm}}\right)^{-0.5}\left(\frac{1}{\delta+1}\right)^{-0.2}\left(\frac{1}{\delta^3+1}\right)^{-0.1} \tag{4-14}$$

ここでξ_0は本研究で得られた LS, MS, HS と多孔質氷板との衝突におけるそれぞれのξであり，空隙率依存性はξ_0に含まれている．式4-14よりξは多孔質氷球のサイズR_1と衝突する多孔質氷球のサイズ比δの両方に依存し，R_1の増加に伴ってξは減少し，それぞれのR_1において$\delta = 0$の時最小値，$\delta = 1$の時最大値となることがわかる．LS, MS, HS と同じ空隙率を持つ$R_1 = 1\ \mathrm{cm} - 10\ \mathrm{m}$の多孔質氷球同士の衝突を仮定し，式4-7, 4-13, 4-14からv_c, ξ, ε_qeを$\delta = 0, 1$の 2 通りで計算した．得られたv_cとε_qeを式3-2に代入することで，$R_1 = 1\ \mathrm{cm} - 10\ \mathrm{m}$, $\delta = 0, 1$の場合の多孔質氷球同士 (LS, MS, HS) の衝突における衝突速度と反発係数の関係を計算することができた．その結果を図 4-14 に示す．この図より，多孔質氷球のサ

イズが大きいほど反発係数は高くなり，同じサイズ同士の衝突の場合は異なるサイズの衝突の場合よりも反発係数が小さくなることが分かった．以上の計算から，多孔質氷球の反発係数は多孔質氷球のサイズ及びサイズ比に強く依存することが示唆された．従って，今後の研究として多孔質氷球のサイズ及びサイズ比を変えた低速度衝突実験を行い，反発係数に対するサイズ及びサイズ比の依存性を確かめることが重要である．

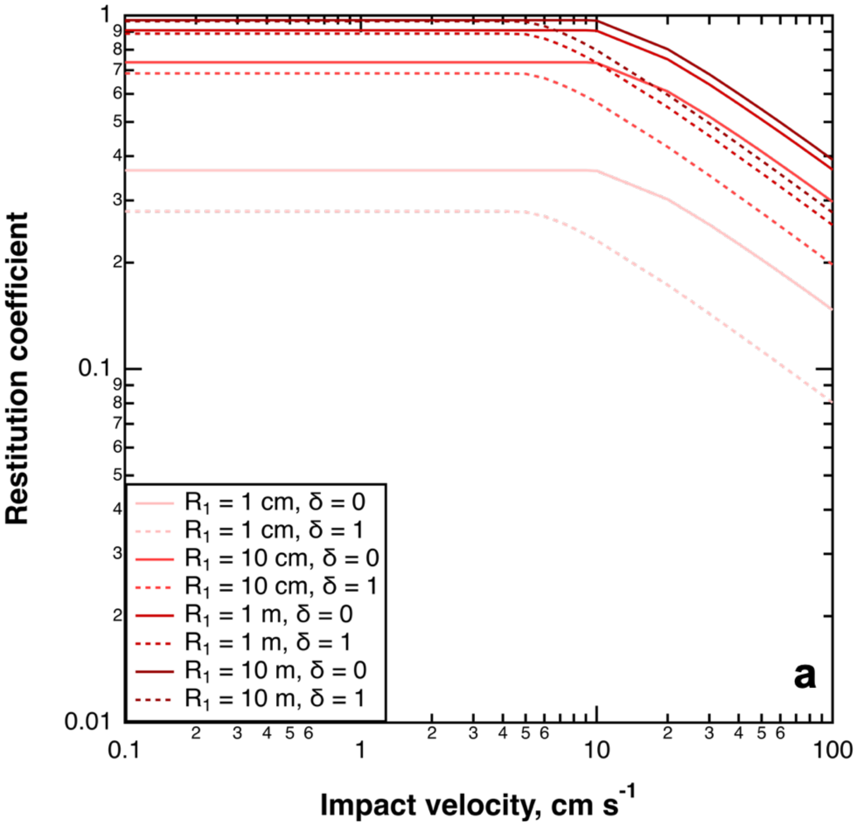


図 4-14 (a) LS (b) MS (c) HS と同じ空隙率を持つ$R_1 = 1\ \mathrm{cm} - 10\ \mathrm{m}$，$\delta = 0, 1$の多孔質氷球同士の衝突における衝突速度と反発係数の関係．色の違いはR_1の違いを表している．$\delta = 0$の場合を実線，$\delta = 1$の場合を点線で示している．

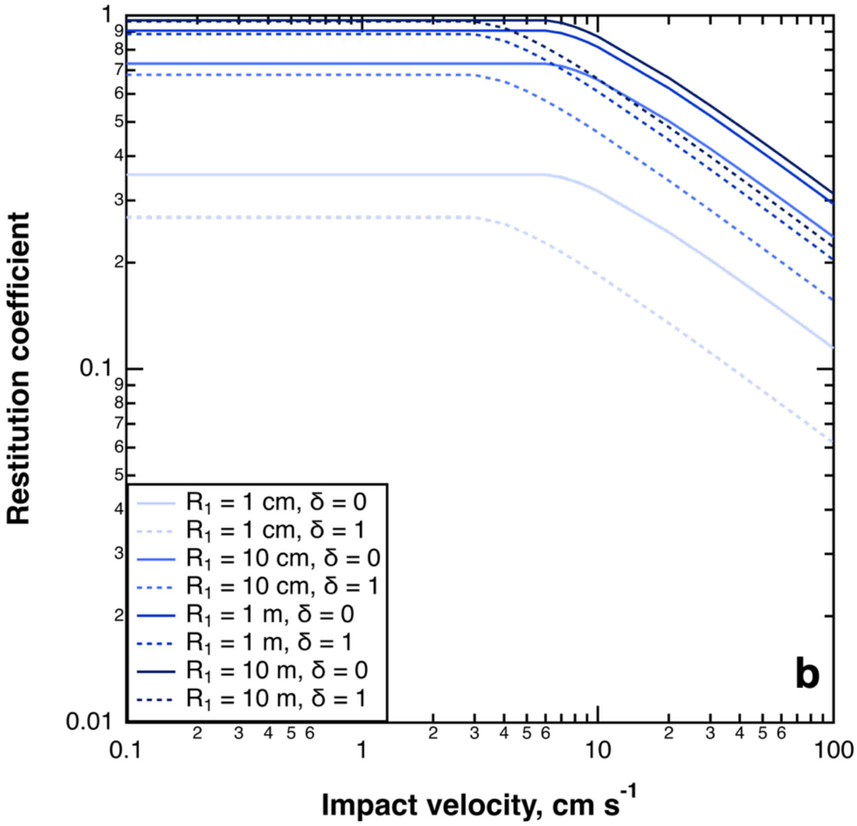


図 4-14 続き

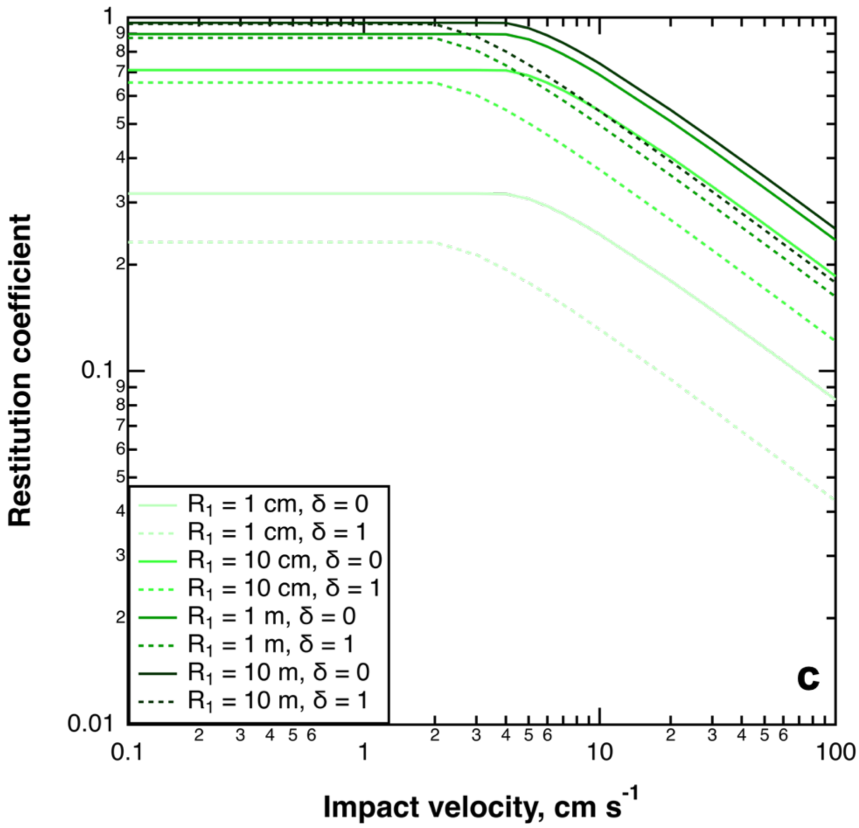


図 4-14 続き

4.4. 土星リングへの応用

4.2, 4.3 で多孔質氷球の衝突速度と反発係数の関係に対する空隙率及びサイズ依存性を考察した．式4-9と式4-13，式4-12と式4-14をそれぞれ結びつけることで，多孔質氷球の衝突におけるv_{c}とξに対する空隙率及びサイズ依存性は以下の式で表すことができる．以下の式は半径R_1及びR_2の同じ充填率$f = 1 - \phi/100$を持つ多孔質氷球同士の衝突を考慮した式であり，Dilley's model の破綻条件より$0.25 < f \leq 1$ $(0 \leq \phi < 75\%)$の範囲においてのみ有効である．

$$v_{\mathrm{c}} = v_{\mathrm{c},0}\left(\frac{1}{\delta+1}\right)^{3/2}\left(\frac{1}{\delta^3+1}\right)^{-1/2} f^{q_1} \tag{4-15}$$

$$\xi = \xi_0\left(\frac{R_1}{1.5\ \mathrm{cm}}\right)^{-0.5}\left(\frac{1}{\delta+1}\right)^{-0.2}\left(\frac{1}{\delta^3+1}\right)^{-0.1} f^{-q_2-0.1} \tag{4-16}$$

ここで$v_{\mathrm{c},0}$及びξ_0は半径 1.5 cm の霜のない氷球と氷板の衝突で得られるv_{c}及びξ，$\delta = R_1/R_2$は衝突する多孔質氷球のサイズ比，q_1とq_2は経験的に決定される定数である．得られた$v_{\mathrm{c},0}$，ξ_0，q_1，q_2は表 4-4 に記載の通りである．この式4-15及び式4-16を式4-7及び式3-2に代入することで，任意のサイズ及び空隙率 $(0 \leq \phi < 75\%)$ を持つ多孔質氷球の衝突速度と反発係数の関係を計算することができる．

1.3 で述べたように，リング粒子の衝突速度と反発係数の関係はリングのエネルギー収支を決定する上で非常に重要な物理量である．式1-5で表される条件を満たす場合，リングシステムは定常状態へ収束するが，満たさない場合は条件を満たすまで衝突速度が増加することが理論的に予測されている．リングシステムが定常状態に収束するための条件を決定する$\varepsilon_{\mathrm{crit}}$は動力学的な光学的厚さ$\tau_{\mathrm{D}}$に依存することが理論的に分かっており，$\tau_{\mathrm{D}}$の増加に伴って$\varepsilon_{\mathrm{crit}}$は$\sim 0.627$ $(\tau_{\mathrm{D}} \sim 0)$から$\sim 0.9$ $(\tau_{\mathrm{D}} \sim 4)$まで増加する(Goldreich&Tremaine, 1978c; Hämeen-Anttila, 1978)．しかし，動力学的な光学的厚さτ_{D}は観測から決定される実際の光学的厚さ$\tau = -\ln(T_r)$（T_rは透過率）とは必ずしも一致せず，τが小さい場合はτ_{D}と同じ値になるが，τが大きくなるにつれてτ_{D}とは異なる値になることが知られている．従って，実際の観測から得られたメインリングのτからリングの定常状態を達成するための条件$\varepsilon_{\mathrm{crit}}$を決定することはできない．従って，本研究では最小値である$\varepsilon_{\mathrm{crit}} \sim 0.627$ $(\tau_{\mathrm{D}} \sim 0)$を基準として得られた実験結果と比較する．4.3 で行われたサイズ依存性の議論から，衝突する多孔質

氷球の反発係数はサイズ比$\delta = 0$の時に最大となることが分かった．よって，半径 1.5 cm の多孔質氷球の反発係数が最大値となるような十分に大きい多孔質氷球との衝突 ($R_2 \gg R_1 = 1.5$ cm) を仮定し，$0.25 < f \leq 1$ ($0 \leq \phi < 75\%$)の範囲の空隙率を持つ場合の衝突速度と反発係数の関係をリングシステムが定常状態になる条件の最小値である$\varepsilon_{\mathrm{crit}}$~0.627と比較する．この結果を図 4-13 に示しており，$\varepsilon_{\mathrm{crit}}$~0.627は点線で表されている．この図より，空隙率 50-70%の多孔質氷球同士の衝突の場合は，全ての衝突速度範囲で$\varepsilon < \varepsilon_{\mathrm{crit}}$となり，リングシステムは定常状態になることが分かった．一方，空隙率 40%以下の場合は衝突速度$v_{\mathrm{i}} > 20 - 100\mathrm{cms}^{-1}$の場合のみリングの定常状態を達成するための条件$\varepsilon < \varepsilon_{\mathrm{crit}}$を満たすことが分かった．

多孔質氷の反発係数に影響する要素として，構成粒子のサイズ及び温度依存性が考えらえる．しかし，構成粒子のサイズを変化させた場合の多孔質氷の反発係数についてはまだ調べられておらず，多孔質氷の反発係数を理解するためには構成粒子のサイズを変化させた多孔質氷球の低速度衝突実験が必要である．一方，反発係数の温度依存性に関してはいくつか測定例がある．Hatzes, Bridges, & Lin, 1988 では，霜のついた氷の反発係数を$T = 85 - 140\ K$及び$v_{\mathrm{i}} = 0.015 - 2\mathrm{cms}^{-1}$の範囲で測定した．その結果，このような低温および低速度での反発係数は測定温度に依存しないことが明らかになっている．また，Higa, Arakawa, & Maeno, 1996 では，霜のない氷の反発係数を$T = 113 - 269\ K$及び$v_{\mathrm{i}} = 1 - 1000\mathrm{cms}^{-1}$の範囲で測定した．その結果，準弾性領域と非弾性領域を分ける限界速度v_{c}は測定温度に依存し，25 cms^{-1} (269 K) から 180 cms^{-1} (113-215 K)まで測定温度の低下に伴って増加すること，$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$は測定温度に依存しないことが分かった．以上より，多孔質氷球のv_{c}も霜のない氷と同様に測定温度の低下に伴って増加する可能性があり，リングの温度~100 K 程度では本研究で得られたv_{c}よりも大きくなることが予測された．一方で，粘性散逸によってエネルギーを散逸していると考えらえる$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$に関しては，同様のメカニズムを用いて説明された霜のついた氷の反発係数が温度に依存しないことから，多孔質氷の$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$も温度に依存しない可能性が示唆された．これらの推測を確かめるため，測定温度を土星リングの温度程度まで変化させた場合の多孔質氷の低速度衝突実験及び反発係数の測定が必要である．更に，反発係数に対する複数回衝突の影響も重要である．Hatzes, Bridges, & Lin, 1988 では，霜のついた氷の反発係数に対する複数回衝突の影響についても調べており，初めの数回の衝突における反発係数は低く，その後の反発係数は上限値に収束することが報告されている．これは，初めの数回の衝突では霜の層の破壊や表面に存在する凹凸の除去によ

ってエネルギーが散逸しやすく，その後の衝突ではそれらの現象が飽和するためであると考えられた．本研究でも複数回衝突は反発係数に影響することが確認されている．3.2.5 で説明した通り複数回衝突による多孔質氷の反発係数は 1 回目の衝突による反発係数よりもばらつきが大きくなることが分かった．これは衝突した面が前回の衝突の影響を受けた面であるかどうかによって，反発係数が異なる振る舞いをするからであると考えた．前回の衝突の影響を受けていない面に衝突した場合は，1 回目の衝突結果から Andrews' model によって予測される反発係数を示すが，前回の衝突の影響で強度が下がった面に衝突した場合は予測される値よりも低い反発係数を示すと考えられた．また，準弾性領域 ($v_\mathrm{i} < v_\mathrm{c}$)での反発係数$\varepsilon_\mathrm{qe}$は複数回衝突によってのみ測定されたため, 複数回衝突の影響は明らかにならなかった. しかし, 現実の土星リングでは複数回衝突が起こっていると予測されるため, 得られたε_qeはリング粒子の衝突を研究する際には現実的な値であると考えられる．

5. まとめ

多孔質氷を使用した低速度衝突実験及び反発係数の測定を行い，形成された凹み・反発係数・変形量・接触時間を測定した．各実験結果を以下にまとめる．

(1) 低速度衝突実験の後，多孔質氷球と標的板の衝突点付近を観察した．その結果 3 種類のタイプの凹みが形成されたことを確認した．

- Compression type
  - 圧縮されたような平な凹みが特徴で，質量輸送は確認されなかった．
  - 主に花崗岩板，氷板との衝突で形成された．
  - 衝突速度の増加に伴って凹みの幅Wが増加した．
- Simple spallation type
  - クレーターのような凹みが特徴で，多孔質氷球の剥離によって発生した標的板への質量輸送が確認された．
  - 主に多孔質氷板との衝突で形成された．
  - 衝突速度によらず凹みの幅Wが一定であった．
- Complex spallation type
  - 多孔質氷球と標的板の両方で剥離及び質量輸送が確認された．
  - 主に多孔質氷板との衝突で形成された．
  - 衝突速度によらず凹みの幅Wが一定であった．

(2) 衝突速度と反発係数の関係を調べ，空隙率依存性及び板の種類依存性を考察した．

- 衝突速度v_{i}と反発係数εの関係は限界速度v_{c}を境に準弾性領域と非弾性領域に分けられることがわかった．
- 準弾性領域 ($v_{\mathrm{i}} < v_{\mathrm{c}}$)では，衝突速度によらず反発係数が一定値$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$となった．
  - ⇒ 花崗岩板との衝突でのみ確認されたため，氷板及び多孔質氷板の$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$を推定した．
  - ⇒ 粘弾性変形を考慮した粘性散逸モデルによって説明可能であり，$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$はパラメータ$\xi$によって記述できる．

$$\varepsilon_{\mathrm{qe}} = e^{-\pi\xi/\sqrt{1-\xi^2}}$$

⇒ 多孔質氷板との衝突の場合は他の板と比較して$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$が小さくなる．これは，多孔質氷球及び多孔質氷板の両方が粘弾性変形によってエネルギーを散逸するためであると考えられる．

⇒ パラメータξの充填率$f = 1 - \phi/100$依存性は以下のように表すことができた．ここでξ_0は半径 1.5 cm の霜のない氷球と氷板の衝突で得られるξ，$\delta = R_1/R_2$は衝突する多孔質氷球のサイズ比，q_2は経験的に決定される定数である．

$$\xi = \xi_0 \left(\frac{R_1}{1.5\ \mathrm{cm}}\right)^{-0.5} \left(\frac{1}{\delta + 1}\right)^{-0.2} \left(\frac{1}{\delta^3 + 1}\right)^{-0.1} f^{-q_2 - 0.1}$$

– 非弾性領域 ($v_{\mathrm{i}} > v_{\mathrm{c}}$)では衝突速度の増加に伴って反発係数は減少し，その関係は塑性変形によるエネルギー散逸を考慮した Andrews' model によって表すことができた．

⇒ 全ての標的板で確認された．

⇒ 塑性変形を考慮した Andrews' model によって説明可能であり，εとv_{i}の関係は限界速度v_{c}及び準弾性領域での反発係数$\varepsilon_{\mathrm{qe}}$によって記述できる．

$$\varepsilon = \varepsilon_{\mathrm{qe}} \left[-\frac{2}{3}\left(\frac{v_{\mathrm{c}}}{v_{\mathrm{i}}}\right)^2 + \left\{ \frac{10}{3}\left(\frac{v_{\mathrm{c}}}{v_{\mathrm{i}}}\right)^2 - \frac{5}{9}\left(\frac{v_{\mathrm{c}}}{v_{\mathrm{i}}}\right)^4 \right\}^{1/2} \right]^{1/2}$$

⇒ 限界速度v_{c}の充填率f依存性は以下のように表すことができた．ここで$v_{\mathrm{c},0}$は半径 1.5 cm の霜のない氷球と氷板の衝突で得られるv_{c}，δは衝突する多孔質氷球のサイズ比，q_1は経験的に決定される定数である．

$$v_{\mathrm{c}} = v_{\mathrm{c},0} f^{q_1}$$

(3) 衝突速度と変形量及び接触時間の関係を調べ，非弾性衝突メカニズムを考察した．

– 衝突速度と変形量の関係は多孔質氷の粘弾性を考慮した"見かけのヤング率"を導入すると，塑性変形を記述した Andrews' model による予測とよく一致することが分かった．

⇒ 多孔質氷球が塑性変形及び粘弾性変形によってエネルギーを散逸していることが変形量からも示唆された．

– 測定された接触時間は"見かけのヤング率"を導入した Andrews' model による予測よりも短くなり，説明できなかった．

⇒　接触時間に関しては粘弾性による時間依存の現象を考慮した新たなモデルが必要である．

(4) 多孔質氷同士の衝突による衝突速度と反発係数の関係を外挿し，メインリングシステムが定常状態になる条件を考察した．

– 粘性散逸モデルの破綻により，今回得られた反発係数の依存性は$0 \leq \phi < 75\%$の範囲（ϕは多孔質氷球の空隙率）においてのみ有効であることが明らかになった．

– リングシステムが定常状態になる条件の最小値である$\varepsilon_{\mathrm{crit}} {\sim} 0.627$との比較を行なった．

⇒　空隙率 50-70%の多孔質氷球同士の衝突の場合は全ての衝突速度範囲で条件を満たすことができたが，空隙率 40%以下の場合は衝突速度$v_{\mathrm{i}} > 20 - 100 \mathrm{cms}^{-1}$の場合のみ条件を満たすことが分かった．

謝辞

本研究の遂行に当たり，根気強くご指導頂いた指導教員の荒川政彦教授に心より感謝申し上げます．荒川先生には，物理学の基礎から，実験惑星学への応用まで幅広く六年間ご指導して頂きました．また，筆者に学会発表の機会を多く与えて下さり，お忙しい中議論の時間を毎週割いて下さいました．そのおかげで，非常に乏しい知識しか持ち合わせていない学生だった筆者が，今では惑星科学に関する議論等が出来るようになりました．親身なご教示に心から感謝いたします．

実験のやり方や進め方を一から丁寧に教えて下さり，研究を進める上でのご助言を頂いた保井みなみ講師に心より感謝申し上げます．matlab を使った解析方法に関してたくさんのご助言をいただき，プログラミングの楽しさを教えて下さった白井慶技術職員に心より感謝申し上げます．当研究室に来られる前から学会等でご助言を頂き，研究発表に関して相談に乗って下さった黒崎健二特命助教に心より感謝申し上げます．副査として論文の審査をお受けして下さるとともに，学内や学会発表において多くのご助言を戴きました大槻圭史教授に心より感謝申し上げます．

そして同期の山本裕也氏をはじめ研究室メンバーには研究の相談をさせて戴くとともに，多くの励ましを頂き，研究を続ける上での支えとなりました．心より感謝申し上げます．最後に，研究を遂行する中で，精神的に支えて下さった私の夫である森谷峻矢氏に感謝申し上げます．

本研究の遂行に当たり，上記の方々他，多くの方々にご協力戴きました．皆様に深く，感謝申し上げます．

参考文献

Andrews, J. (1930). LVI. Theory of collision of spheres of soft metals. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 9*(58), 593-610.

Borderies, N., Goldreich, P., & Tremaine, S. (1984). Unsolved problems in planetary ring dynamics. In *IAU Colloq. 75: Planetary Rings* (pp. 713-734).

Bridges, F. G., Hatzes, A., & Lin, D. (1984). Structure, stability and evolution of Saturn's rings. *Nature, 309*(5966), 333-335.

Colwell, J. E., Nicholson, P. D., Tiscareno, M. S., Murray, C. D., French, R. G., & Marouf, E. A. (2009). The structure of Saturn's rings. In *Saturn from Cassini-Huygens* (pp. 375-412). Springer.

Cuzzi, J., Clark, R., Filacchione, G., French, R., Johnson, R., Marouf, E., & Spilker, L. (2009). Ring particle composition and size distribution. In *Saturn from Cassini-Huygens* (pp. 459-509). Springer.

Dilley, J. P. (1993). Energy loss in collisions of icy spheres: Loss mechanism and size-mass dependence. *Icarus, 105*(1), 225-234.

Dilley, J., & Crawford, D. (1996). Mass dependence of energy loss in collisions of icy spheres: An experimental study. *Journal of Geophysical Research: Planets, 101*(E4), 9267-9270.

FerrariC, GaldemardP, LagagePO, PantinE, QuoirinC. (2005). Imaging Saturn's rings with CAMIRAS: thermal inertia of B and C rings. Astronomy & Astrophysics, 441(1), 379-389.

French, R. G., & Nicholson, P. D. (2000). Saturn's rings II: Particle sizes inferred from stellar occultation data. *Icarus, 145*(2), 502-523.

GoldreichPeter, TremaineScott. (1978). The velocity dispersion in Saturn's rings. Icarus, 34(2), 227-239.

Hämeen, A. K. (1978). An improved and generalized theory for the collisional evolution of Keplerian systems. *Astrophysics and Space Science, 58*(2), 477-519.

Hatzes, A. P., Bridges, F. G., & Lin, D. (1988). Collisional properties of ice spheres at low impact velocities. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 231*(4), 1091-1115.

Higa, M., Arakawa, M., & Maeno, N. (1996). Measurements of restitution coefficients of ice at low temperatures. *Planetary and space science, 44*(9), 917-925.

Higa, M., Arakawa, M., & Maeno, N. (1998). Size dependence of restitution coefficients of ice in relation to collision strength. *Icarus, 133*(2), 310-320.

Johnson, K. L. (1987). *Contact mechanics.* Cambridge university press.

MellorMalcolm. (1974). A review of basic snow mechanics. US Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory Hanover, NH.

Narita, H. (1980). Mechanical behaviour and structure of snow under uniaxial tensile stress. *Journal of Glaciology, 26*(94), 275-282.

Schmidt, J., Ohtsuki, K., Rappaport, N., Salo, H., & Spahn, F. (2009). Dynamics of Saturn's dense rings. In *Saturn from Cassini-Huygens* (pp. 413-458). Springer.

Shimaki, Y., & Arakawa, M. (2012). Low-velocity collisions between centimeter-sized snowballs: Porosity dependence of coefficient of restitution for ice aggregates analogues in the Solar System. *Icarus, 221*(1), 310-319.

Shimaki, Y., & Arakawa, M. (2021). Tensile strength and elastic properties of fine-grained ice aggregates: Implications for crater formation on small icy bodies. *Icarus, 369*, 114646.

Sigrist, C., Schweizer, J., Schindler, H. J., & Dual, J. (2005). On size and shape effects in snow fracture toughness measurements. *Cold Regions Science and Technology, 43*(1-2), 24-35.

Turcotte, D. L., & Schubert, G. (2002). *Geodynamics.* Cambridge university press.

Zebker, H. A., Marouf, E. A., & Tyler, G. L. (1985). Saturn's rings: Particle size distributions for thin layer models. *Icarus, 64*(3), 531-548.

ZhangZ, HayesAG, PaterIde, DunnDE, JanssenMA, NicholsonPD, . . . ChatterjeeS. (2019). VLA multi-wavelength microwave observations of Saturn's C and B rings. Icarus, 317, 518-548.

付録

表 A1　再計算後の多孔質氷球の空隙率

表 A2　再計算後の多孔質氷板の空隙率

表 A3　低速度衝突実験の実験条件

表 A- 1 再計算後の多孔質氷球の空隙率

No	Ball type	D_p, mm	M_p, g	V_p, cm^3	Φ_p, %
180919008	LS	33.78	7.51	16.8	51.3
180919009	LS	33.03	7.54	16.3	49.5
180919010	LS	33.14	7.57	16.4	49.5
180919011	LS	34.23	7.37	17.1	53.1
180919012	LS	33.80	7.44	16.8	51.8
180919013	LS	34.11	7.46	17.0	52.3
180919014	LS	34.01	7.49	17.0	51.9
180919015	LS	33.70	7.53	16.8	51.0
180925000	LS	31.91	7.58	15.5	46.6
180925001	LS	32.85	7.52	16.2	49.2
180925002	LS	33.19	7.53	16.4	49.9
180925003	LS	33.01	7.56	16.3	49.3
180925004	LS	33.83	7.49	16.8	51.5
181002000	LS	31.48	7.40	15.2	46.8
181002001	LS	32.42	7.56	15.8	48.0
181002002	LS	32.01	7.58	15.6	46.9
190514000	LS	33.10	7.57	16.3	49.4
190514001	LS	33.13	7.52	16.3	49.8
190514002	LS	32.51	7.59	15.9	48.0
190514003	LS	32.72	7.49	16.1	49.1
190514004	LS	32.97	7.55	16.2	49.3
190516006	LS	32.08	7.55	15.6	47.2
190516007	LS	32.74	7.63	16.1	48.2
190516008	LS	32.80	7.51	16.1	49.2
190516009	LS	31.96	7.54	15.5	47.0
190516010	LS	32.22	7.52	15.7	47.8
191226008	LS	33.51	7.54	16.6	50.5
191226009	LS	33.36	7.52	16.5	50.3
191226010	LS	33.59	7.49	16.7	51.0
200116008	LS	32.95	7.60	16.2	48.9
200116009	LS	33.17	7.56	16.4	49.6
200116011	LS	33.11	7.61	16.3	49.2
200116012	LS	33.18	7.58	16.4	49.5
200116021	LS	32.92	7.54	16.2	49.2

表 A- 1 前ページの続き

No	Ball type	D_p, mm	M_p, g	V_p, cm^3	Φ_p, %
200116022	LS	32.79	7.61	16.1	48.5
200116023	LS	33.13	7.55	16.3	49.6
200116024	LS	32.98	7.58	16.2	49.1
200116025	LS	33.40	7.55	16.5	50.2
210614000	LS	34.00	7.52	17.0	51.6
210614001	LS	33.61	7.58	16.7	50.5
210614002	LS	33.41	7.56	16.5	50.2
210614003	LS	33.25	7.57	16.4	49.8
210614004	LS	32.86	7.59	16.2	48.8
210615005	LS	32.48	7.59	15.9	47.9
210617007	LS	33.65	7.55	16.7	50.7
210617008	LS	33.70	7.59	16.8	50.6
210617009	LS	33.15	7.53	16.4	49.8
210617010	LS	33.06	7.60	16.3	49.1
210617011	LS	33.10	7.59	16.3	49.3
210617012	LS	32.75	7.56	16.1	48.7
210618013	LS	32.74	7.58	16.1	48.6
210629015	LS	33.50	7.52	16.6	50.6
210629016	LS	33.55	7.50	16.6	50.9
210629017	LS	32.91	7.59	16.2	48.9
210629018	LS	34.07	7.52	17.0	51.8
210629021	LS	33.44	7.55	16.6	50.3
210629022	LS	33.39	7.54	16.5	50.3
210629023	LS	33.80	7.54	16.8	51.1
210629024	LS	33.28	7.53	16.5	50.1
210629025	LS	33.78	7.54	16.8	51.1
210629026	LS	33.69	7.49	16.7	51.2

表 A-1 前ページの続き

No	Ball type	D_p, mm	M_p, g	V_p, cm^3	Φ_p, %
180919000	MS	30.41	6.33	14.4	52.1
180919001	MS	30.85	6.36	14.7	52.9
180919002	MS	31.47	6.34	15.2	54.4
180919003	MS	31.16	6.32	15.0	53.9
180919004	MS	31.35	6.34	15.1	54.2
180919005	MS	31.10	6.39	14.9	53.3
180919006	MS	31.49	6.32	15.2	54.6
180919007	MS	31.53	6.31	15.2	54.8
181002003	MS	31.13	6.27	14.9	54.2
181002004	MS	31.74	6.35	15.4	54.9
181002005	MS	31.43	6.30	15.1	54.6
181002006	MS	31.21	6.30	15.0	54.2
181002007	MS	31.74	6.23	15.4	55.8
181002008	MS	31.72	6.25	15.4	55.6
181002009	MS	31.21	6.31	15.0	54.1
190422000	MS	31.27	6.28	15.0	54.4
190422001	MS	30.82	6.33	14.7	53.1
190422002	MS	31.08	6.27	14.9	54.1
190422003	MS	30.79	6.30	14.7	53.2
190422004	MS	30.93	6.33	14.8	53.3
190516006	MS	31.49	6.25	15.2	55.1
190516007	MS	30.83	6.40	14.7	52.6
190516008	MS	31.48	6.35	15.2	54.4
190516009	MS	30.65	6.31	14.6	52.8
190516010	MS	31.37	6.20	15.1	55.2
191212004	MS	31.00	6.34	14.8	53.4
191212005	MS	30.96	6.31	14.8	53.5
191212006	MS	30.91	6.28	14.8	53.7
191212007	MS	31.08	6.37	14.9	53.4
191212008	MS	30.89	6.34	14.8	53.2
191214000	MS	31.14	6.36	14.9	53.6
191214001	MS	30.73	6.39	14.7	52.4
191214002	MS	30.54	6.38	14.5	52.1
191214003	MS	30.92	6.39	14.8	52.9

表 A-1 前ページの続き

No	Ball type	D_p, mm	M_p, g	V_p, cm^3	Φ_p, %
191214004	MS	30.47	6.40	14.5	51.8
191227009	MS	30.84	6.34	14.7	53.1
191227010	MS	31.41	6.36	15.1	54.2
210615000	MS	30.65	6.40	14.6	52.2
210615003	MS	30.87	6.41	14.8	52.6
210615004	MS	31.27	6.37	15.0	53.8
210615005	MS	30.82	6.39	14.7	52.6
210615006	MS	31.16	6.39	15.0	53.4
210618007	MS	31.10	6.32	14.9	53.8
210618008	MS	31.12	6.32	14.9	53.8
210618009	MS	31.17	6.35	15.0	53.7
210618010	MS	30.90	6.33	14.8	53.3
210618011	MS	30.97	6.34	14.8	53.3
210618012	MS	31.40	6.32	15.1	54.4
210618013	MS	31.19	6.35	15.0	53.8
210702015	MS	31.16	6.35	15.0	53.7
210702016	MS	31.26	6.30	15.0	54.3
210702017	MS	31.43	6.33	15.1	54.4
210702018	MS	32.02	6.31	15.6	55.8
210702019	MS	31.50	6.30	15.2	54.8
210702020	MS	30.61	6.38	14.6	52.2
210702021	MS	31.62	6.32	15.3	54.9
210702022	MS	30.85	6.38	14.7	52.8
210702023	MS	32.06	6.25	15.6	56.3
210702025	MS	31.80	6.28	15.4	55.5

表 A-1 前ページの続き

No	Ball type	D_p, mm	M_p, g	V_p, cm^3	Φ_p, %
180515001	HS	30.00	5.06	14.1	61.0
180515002	HS	30.00	5.08	14.1	60.8
180515003	HS	30.00	5.10	14.1	60.7
180515004	HS	30.00	5.03	14.1	61.2
180515005	HS	30.00	5.07	14.1	60.9
180515006	HS	30.00	5.12	14.1	60.5
180515007	HS	30.00	5.09	14.1	60.7
180515008	HS	30.00	5.09	14.1	60.7
180515009	HS	30.00	5.11	14.1	60.6
180515010	HS	30.00	5.08	14.1	60.8

表 A- 2 再計算後の多孔質氷板の空隙率

No	H_t, mm	M_t, g	V_t, cm^3	Φ_t, %
190422000	18.00	6.42	12.7	45.0
190422001	17.69	6.36	12.5	44.5
190422002	16.64	6.37	11.8	40.9
190422003	17.58	6.40	12.4	43.8
190422004	19.54	6.43	13.8	49.2
190514000	21.58	7.76	15.3	44.5
190514001	23.41	7.68	16.5	49.4
190514002	22.12	7.73	15.6	46.1
190514003	22.83	7.60	16.1	48.6
190514004	24.35	7.76	17.2	50.8
190515005	15.26	5.13	10.8	48.1
190515006	14.94	5.10	10.6	47.3
190515007	14.66	5.11	10.4	46.2
190515008	14.71	5.15	10.4	46.0
190515009	14.50	5.11	10.2	45.6
191226008	21.09	6.42	14.9	53.0
191226009	20.21	6.44	14.3	50.8
191226010	18.97	6.46	13.4	47.5
191227009	19.17	5.91	13.6	52.4
191227010	18.99	5.92	13.4	51.9
191229008	18.02	4.59	12.7	60.7
191229010	17.89	4.62	12.6	60.2
191229011	17.63	4.64	12.5	59.4
210617007	20.28	6.80	14.3	48.3
210617008	20.13	6.81	14.2	47.8
210617009	19.67	6.82	13.9	46.5
210617010	19.81	6.78	14.0	47.2
210617011	19.74	6.81	14.0	46.8
210617012	19.88	6.82	14.1	47.1

表 A- 2 前ページの続き

No	H_t, mm	M_t, g	V_t, cm^3	Φ_t, %
210618007	19.92	6.05	14.1	53.1
210618008	19.64	6.05	13.9	52.5
210618009	19.89	6.04	14.1	53.1
210618010	20.60	6.04	14.6	54.8
210618011	18.99	6.03	13.4	51.0
210618012	19.58	6.03	13.8	52.5
210618013	20.60	6.81	14.6	49.0
210618013	18.89	6.06	13.4	50.5
210628007	19.39	5.14	13.7	59.1
210628009	19.36	5.16	13.7	58.9
210628010	19.71	5.16	13.9	59.6
210628011	18.20	5.12	12.9	56.6
210628013	19.61	5.08	13.9	60.0
210628014	20.14	5.12	14.2	60.8
210628015	18.41	5.18	13.0	56.6
210628016	19.72	5.13	13.9	59.9

表 A- 3 低速度衝突実験の実験条件

No	Porous ice ball		Target plate		$v_{\mathrm{i,1}}$, cms^{-1}	Collision type	Number of	Depression	W, mm [*4]
	Ball type	Φ_{p}, %	Material	Φ_{t}, %		(j = 1) [*1]	rebound [*2]	type [*3]	
180919008	LS	51.3	granite	-	30.5	rebound	3	unknown	unknown
180919009	LS	49.5	granite	-	20.4	rebound	3	unknown	unknown
180919010	LS	49.5	granite	-	11.2	rebound	3	unknown	unknown
180919011	LS	53.1	granite	-	37.3	rebound	1	unknown	unknown
180919012	LS	51.8	granite	-	26.6	rebound	4	unknown	unknown
180919013	LS	52.3	granite	-	19.5	rebound	4	unknown	unknown
180919014	LS	51.9	granite	-	36.7	rebound	6	unknown	unknown
180919015	LS	51.0	granite	-	25.7	rebound	6	unknown	unknown
190516006	LS	47.2	granite	-	3.8	sticking	0	-	-
190516007	LS	48.2	granite	-	9.8	sticking	0	-	-
190516008	LS	49.2	granite	-	19.0	sticking	0	-	-
190516009	LS	47.0	granite	-	26.7	rebound	1	comp	3.71
190516010	LS	47.8	granite	-	45.1	rebound	1	comp	2.95
200116008	LS	48.9	granite	-	48.9	rebound	2	comp	3.43
200116009	LS	49.6	granite	-	48.5	rebound	1	comp	2.31
200116011	LS	49.2	granite	-	16.6	sticking	0	-	-
200116012	LS	49.5	granite	-	5.9	sticking	0	-	-
200615005	LS	47.9	granite	-	50.0	sticking	0	-	-
210614000	LS	51.6	granite	-	91.8	rebound	1	comp	3.49
210614001	LS	50.5	granite	-	78.5	rebound	1	comp	3.88
210614002	LS	50.2	granite	-	75.6	rebound	1	comp	3.40
210614003	LS	49.8	granite	-	64.9	rebound	1	comp	2.96
210614004	LS	48.8	granite	-	43.8	sticking	0	-	-
180925000	LS	46.6	ice	-	60.9	rebound	2	unknown	unknown
180925001	LS	49.2	ice	-	46.5	rebound	2	unknown	unknown
180925002	LS	49.9	ice	-	35.2	rebound	3	unknown	unknown
180925003	LS	49.3	ice	-	34.8	rebound	2	unknown	unknown
180925004	LS	51.5	ice	-	29.2	rebound	4	unknown	unknown
181002000	LS	46.8	ice	-	36.2	rebound	2	unknown	unknown
181002001	LS	48.0	ice	-	17.8	rebound	2	unknown	unknown
181002002	LS	46.9	ice	-	48.7	rebound	2	unknown	unknown

表 A- 3 前ページの続き

No	Porous ice ball		Target plate		$v_{i,1}$, cms^{-1}	Collision type	Number of	Depression	W, mm *4
	Ball type	Φ_p, %	Material	Φ_t, %		(j = 1) *1	rebound *2	type *3	
200116021	LS	49.2	ice	-	40.8	rebound	1	comp	2.42
200116022	LS	48.5	ice	-	39.6	rebound	1	comp	2.55
200116023	LS	49.6	ice	-	29.7	rebound	1	comp	1.71
200116024	LS	49.1	ice	-	19.2	rebound	1	comp	2.11
200116025	LS	50.2	ice	-	10.2	sticking	0	-	-
210629015	LS	50.6	ice	-	89.3	rebound	2	comp	4.45
210629016	LS	50.9	ice	-	77.5	rebound	2	comp	4.12
210629017	LS	48.9	ice	-	64.7	rebound	2	comp	3.72
210629018	LS	51.8	ice	-	50.3	sticking	0	-	-
210629021	LS	50.3	ice	-	54.1	rebound	1	comp	4.64
210629022	LS	50.3	ice	-	46.0	rebound	1	comp	3.00
210629023	LS	51.1	ice	-	31.3	sticking	0	-	-
210629024	LS	50.1	ice	-	19.6	sticking	0	-	-
210629025	LS	51.1	ice	-	18.1	rebound	1	comp	1.94
210629026	LS	51.2	ice	-	11.8	rebound	1	none	0.00
190514000	LS	49.4	porous ice	44.5	70.5	rebound	3	simple	2.65
190514001	LS	49.8	porous ice	49.4	53.3	rebound	1	simple	2.71
190514002	LS	48.0	porous ice	46.1	32.9	rebound	1	none	0.00
190514003	LS	49.1	porous ice	48.6	25.8	rebound	2	none	0.00
190514004	LS	49.3	porous ice	50.8	5.7	sticking	0	-	-
191226008	LS	50.5	porous ice	53.0	42.7	rebound	1	none	0.00
191226009	LS	50.3	porous ice	50.8	39.9	rebound	1	none	0.00
191226010	LS	51.0	porous ice	47.5	28.6	rebound	1	none	0.00
210617007	LS	50.7	porous ice	48.3	86.1	rebound	1	simple	3.60
210617008	LS	50.6	porous ice	47.8	77.4	rebound	1	simple	2.86
210617009	LS	49.8	porous ice	46.5	74.2	rebound	2	simple	2.79
210617010	LS	49.1	porous ice	47.2	62.7	sticking	0	-	-
210617011	LS	49.3	porous ice	46.8	22.3	rebound	1	none	0.00
210617012	LS	48.7	porous ice	47.1	14.6	sticking	0	-	-
210618013	LS	48.6	porous ice	49.0	62.6	rebound	1	simple	2.60

表 A- 3 前ページの続き

No	Porous ice ball		Target plate		$v_{i,1}$, cms^{-1}	Collision type	Number of	Depression	W, mm *4
	Ball type	Φ_p, %	Material	Φ_t, %		(j = 1) *1	rebound *2	type *3	
180919000	MS	52.1	granite	-	45.7	rebound	2	unknown	unknown
180919001	MS	52.9	granite	-	41.8	rebound	5	unknown	unknown
180919002	MS	54.4	granite	-	27.4	rebound	6	unknown	unknown
180919003	MS	53.9	granite	-	27.2	rebound	4	unknown	unknown
180919004	MS	54.2	granite	-	10.7	sticking	0	unknown	unknown
180919005	MS	53.3	granite	-	51.7	rebound	3	unknown	unknown
180919006	MS	54.6	granite	-	43.2	rebound	2	unknown	unknown
180919007	MS	54.8	granite	-	30.0	rebound	4	unknown	unknown
190516006	MS	55.1	granite	-	2.3	sticking	0	-	-
190516007	MS	52.6	granite	-	12.7	sticking	0	-	-
190516008	MS	54.4	granite	-	24.0	rebound	1	none	0.00
190516009	MS	52.8	granite	-	29.6	rebound	1	comp	2.54
190516010	MS	55.2	granite	-	45.8	rebound	1	comp	3.71
191212004	MS	53.4	granite	-	45.3	sticking	0	-	-
191212005	MS	53.5	granite	-	45.3	rebound	1	comp	2.96
191212006	MS	53.7	granite	-	26.2	rebound	2	comp	2.29
191212007	MS	53.4	granite	-	40.8	sticking	0	-	-
191212008	MS	53.2	granite	-	11.0	rebound	2	none	0.00
210615000	MS	52.2	granite	-	96.9	rebound	3	comp	4.63
210615003	MS	52.6	granite	-	56.9	sticking	0	-	-
210615004	MS	53.8	granite	-	52.4	sticking	0	-	-
210615005	MS	52.6	granite	-	57.8	sticking	0	-	-
210615006	MS	53.4	granite	-	12.1	sticking	0	-	-
210702015	MS	53.7	granite	-	61.5	rebound	1	comp	3.28
181002003	MS	54.2	ice	-	48.7	rebound	2	unknown	unknown
181002004	MS	54.9	ice	-	53.3	rebound	4	unknown	unknown
181002005	MS	54.6	ice	-	44.9	rebound	2	unknown	unknown
181002006	MS	54.2	ice	-	30.5	rebound	1	unknown	unknown
181002007	MS	55.8	ice	-	26.4	rebound	1	unknown	unknown
181002008	MS	55.6	ice	-	15.7	rebound	2	unknown	unknown
181002009	MS	54.1	ice	-	43.1	rebound	2	unknown	unknown

表 A- 3 前ページの続き

No	Porous ice ball		Target plate		$v_{i,1}$, cms^{-1}	Collision type	Number of	Depression	W, mm *4
	Ball type	Φ_p, %	Material	Φ_t, %		(j = 1) *1	rebound *2	type *3	
191214000	MS	53.6	ice	-	41.0	rebound	1	none	0.00
191214001	MS	52.4	ice	-	41.0	rebound	1	none	0.00
191214002	MS	52.1	ice	-	31.4	sticking	0	-	-
191214003	MS	52.9	ice	-	31.4	sticking	0	-	-
191214004	MS	51.8	ice	-	3.5	sticking	0	-	-
210702016	MS	54.3	ice	-	65.4	sticking	0	-	-
210702017	MS	54.4	ice	-	71.5	rebound	1	comp	3.49
210702018	MS	55.8	ice	-	66.9	rebound	2	comp	3.24
210702019	MS	54.8	ice	-	67.4	rebound	1	comp	3.21
210702020	MS	52.2	ice	-	49.2	rebound	2	comp	2.79
210702021	MS	54.9	ice	-	41.8	sticking	0	-	-
210702022	MS	52.8	ice	-	30.5	rebound	2	comp	2.55
210702023	MS	56.3	ice	-	25.3	sticking	0	-	-
210702025	MS	55.5	ice	-	12.5	sticking	0	-	-
190422000	MS	54.4	porous ice	45.0	60.7	rebound	1	unknown	unknown
190422001	MS	53.1	porous ice	44.5	51.6	rebound	1	unknown	unknown
190422002	MS	54.1	porous ice	40.9	30.3	rebound	1	unknown	unknown
190422003	MS	53.2	porous ice	43.8	33.4	rebound	2	unknown	unknown
190422004	MS	53.3	porous ice	49.2	13.3	rebound	2	unknown	unknown
191227009	MS	53.1	porous ice	52.4	40.2	rebound	1	none	0.00
191227010	MS	54.2	porous ice	51.9	22.0	rebound	1	none	0.00
210618007	MS	53.8	porous ice	53.1	91.2	rebound	1	comlex	2.62
210618008	MS	53.8	porous ice	52.5	79.1	rebound	1	simple	2.83
210618009	MS	53.7	porous ice	53.1	71.0	rebound	1	simple	3.28
210618010	MS	53.3	porous ice	54.8	73.7	rebound	1	unknown	unknown
210618011	MS	53.3	porous ice	51.0	75.3	rebound	1	simple	2.56
210618012	MS	54.4	porous ice	52.5	53.9	rebound	2	none	0.00
210618013	MS	53.8	porous ice	50.5	12.8	sticking	0	-	-

表 A- 3 前ページの続き

No	Porous ice ball		Target plate		$v_{\mathrm{i,1}}$, cms^{-1}	Collision type	Number of	Depression	W, mm *4
	Ball type	Φ_{p}, %	Material	Φ_{t}, %		(j = 1) *1	rebound *2	type *3	
180921000	HS	60.8	granite	-	51.2	rebound	1	unknown	unknown
180921001	HS	60.8	granite	-	37.2	sticking	0	unknown	unknown
180921002	HS	60.8	granite	-	46.3	rebound	2	unknown	unknown
180921003	HS	60.8	granite	-	41.2	sticking	0	unknown	unknown
180921004	HS	60.8	granite	-	31.8	rebound	4	unknown	unknown
180921005	HS	60.8	granite	-	32.1	sticking	0	unknown	unknown
180921006	HS	60.8	granite	-	31.1	rebound	3	unknown	unknown
180921007	HS	60.8	granite	-	25.3	rebound	2	unknown	unknown
190517008	HS	60.8	granite	-	4.8	sticking	0	-	-
190517010	HS	60.8	granite	-	16.9	sticking	0	-	-
190517011	HS	60.8	granite	-	32.8	sticking	0	-	-
190517012	HS	60.8	granite	-	35.7	rebound	1	comp	2.93
190517013	HS	60.8	granite	-	44.6	rebound	1	comp	3.18
190517014	HS	60.8	granite	-	54.2	rebound	1	comp	4.08
200116008	HS	60.8	granite	-	47.4	rebound	2	comp	4.60
200116009	HS	60.8	granite	-	39.2	rebound	1	comp	4.52
200116010	HS	60.8	granite	-	28.0	rebound	1	comp	3.63
200116011	HS	60.8	granite	-	20.2	rebound	1	comp	2.82
200116012	HS	60.8	granite	-	9.2	sticking	0	-	-
210616000	HS	60.8	granite	-	94.2	rebound	2	comp	7.13
210616001	HS	60.8	granite	-	88.4	sticking	0	-	-
210616002	HS	60.8	granite	-	83.5	rebound	2	comp	5.20
210616004	HS	60.8	granite	-	69.9	sticking	0	-	-
210616005	HS	60.8	granite	-	59.4	rebound	1	comp	5.67
210616006	HS	60.8	granite	-	15.8	sticking	0	-	-

表 A- 3 前ページの続き

No	Porous ice ball		Target plate		$v_{i,1}$, cms^{-1}	Collision type	Number of	Depression	W, mm [*4]
	Ball type	Φ_p, %	Material	Φ_t, %		(j = 1) [*1]	rebound [*2]	type [*3]	
181002010	HS	60.8	ice	-	63.7	rebound	2	unknown	unknown
181002011	HS	60.8	ice	-	61.6	rebound	1	unknown	unknown
181002012	HS	60.8	ice	-	51.0	rebound	3	unknown	unknown
181002013	HS	60.8	ice	-	45.3	rebound	3	unknown	unknown
181002014	HS	60.8	ice	-	40.7	rebound	3	unknown	unknown
181002015	HS	60.8	ice	-	37.5	rebound	2	unknown	unknown
181002016	HS	60.8	ice	-	31.0	rebound	3	unknown	unknown
181002017	HS	60.8	ice	-	52.1	rebound	2	unknown	unknown
200116021	HS	60.8	ice	-	49.7	rebound	1	comp	5.62
200116022	HS	60.8	ice	-	39.4	rebound	1	comp	4.51
200116023	HS	60.8	ice	-	28.2	sticking	0	-	-
200116024	HS	60.8	ice	-	9.8	sticking	0	-	-
200116025	HS	60.8	ice	-	3.1	sticking	0	-	-
210702020	HS	60.8	ice	-	86.6	rebound	1	comp	7.07
210702022	HS	60.8	ice	-	69.1	sticking	0	-	-
210702023	HS	60.8	ice	-	61.5	rebound	2	comp	5.26
210702024	HS	60.8	ice	-	53.7	sticking	0	-	-
210702025	HS	60.8	ice	-	46.0	rebound	2	comp	3.33
210702026	HS	60.8	ice	-	29.0	sticking	0	-	-
210702027	HS	60.8	ice	-	29.3	rebound	2	comp	3.72
210702028	HS	60.8	ice	-	10.5	sticking	0	-	-
190515005	HS	60.8	porous ice	48.1	66.3	rebound	2	comp	5.20
190515006	HS	60.8	porous ice	47.3	52.4	rebound	1	simple	3.60
190515007	HS	60.8	porous ice	46.2	36.0	sticking	0	-	-
190515008	HS	60.8	porous ice	46.0	17.2	sticking	0	-	-
190515009	HS	60.8	porous ice	45.6	4.7	sticking	0	-	-
191229008	HS	60.8	porous ice	60.7	46.1	rebound	1	comlex	3.29
191229010	HS	60.8	porous ice	60.2	34.9	sticking	0	-	-
191229011	HS	60.8	porous ice	59.4	27.9	rebound	1	comlex	3.39
210628007	HS	60.8	porous ice	59.1	82.3	rebound	1	simple	4.54
210628009	HS	60.8	porous ice	58.9	73.6	sticking	0	-	-
210628010	HS	60.8	porous ice	59.6	60.1	rebound	1	simple	3.22
210628011	HS	60.8	porous ice	56.6	55.2	rebound	1	simple	4.03
210628013	HS	60.8	porous ice	60.0	53.3	sticking	0	-	-
210628014	HS	60.8	porous ice	60.8	42.1	rebound	1	comlex	3.97
210628015	HS	60.8	porous ice	56.6	20.8	sticking	0	-	-
210628016	HS	60.8	porous ice	59.9	7.3	sticking	0	-	-

[*1] 2.3.1 で説明した方法によって反発が起こったと判別した衝突を rebound，付着振動が起こったと判別した衝突を sticking と表す.

[*2] 2.3.1 で説明した方法によって反発と判別した衝突の回数.

[*3] 3.1 で説明した 3 つの凹みタイプの分類を示し，”Compression type”を comp，“Simple spallation type”を simple，“Complex spallation type”を complex と表す．また，凹みタイプを観察していない場合は unknown と表す.

[*4] 凹みの幅の計測を行なっていない場合は unknown と表す.