

報告番号	甲第	3795	号
------	----	------	---

玄武岩を用いた衝撃波の発生と減衰に関する実験的研究

中澤 暁

1997 May

玄武岩を用いた衝撃波の発生と減衰に関する実験的研究

The experimental study
on shock wave generation and attenuation in basalt

中澤 暁

Satoru Nakazawa

名古屋大学理学研究科地球惑星科学専攻

Department of Earth and Planetary Sciences, Nagoya University

博士論文

1997 March

<目次>

0章	序論	…1
1章	惑星形成論	
	1-1 現在の惑星科学と天文学	…3
	1-2 惑星形成理論	…5
2章	研究の背景及び目的	
	2-1 研究の目的	…20
	2-2 純物質のユゴニオ	…22
	2-3 玄武岩のユゴニオ	…25
	2-4 衝撃波の減衰	
3章	実験方法	
	3-1 実験装置	…37
	3-2 衝撃圧力ゲージ	…39
	3-3 標的(玄武岩)について	…42
4章	玄武岩のユゴニオ	
	4-1 玄武岩中の衝撃波の測定	…66
	4-2 衝撃圧力波形	…67
	4-3 インピーダンスマッチング法	…68
	4-4 $U_s - u_p$ ユゴニオ	…69
5章	衝撃波の減衰	
	5-1 減衰する衝撃波の測定	…82
	5-2 衝撃圧力波形と走時	…82
	5-3 エッジ波の伝播速度	…83
	5-4 衝撃圧力の減衰	…84
6章	考察	
	6-1 玄武岩の高圧物性	…93
	6-2 減衰率の弾丸形状依存性	…94
	6-3 破片の放出速度と衝撃圧力の減衰	…96
	6-4 水谷スケーリング則	…98
	6-5 衝突条件の異なる衝撃波の減衰	…101
7章	まとめ	
	7-1 本研究のまとめ	…115
	7-2 今後の研究	…117
	参考文献	…120
	謝辞	…122

0 章 序論

本研究は、惑星のもととなった微惑星のアナログ物質である玄武岩を対象として衝突実験を行い、衝突の際の状態方程式であるユゴニオと衝撃波の減衰について調べ、その結果をもとに惑星規模の衝突現象についての提言を与えたものである。

本研究により、これまでいくつかの実験例がありながら明らかにされていなかった玄武岩のユゴニオ及び圧縮状態の転位点であるユゴニオ弾性限界 (HEL) が今回明らかにされた。また玄武岩中を伝播する衝撃波の減衰について実験を行い、距離と衝撃圧力の関係を測定した上で、減衰の要因について整理し、特定の実験条件のみでなく衝突規模やサイズが変わった時の衝撃波の減衰について考察を行った。

実験の背景として、現代の天文学と惑星形成理論から明らかにされている惑星形成過程について1章にまとめた。天文学ではここ20年のめざましい観測技術の向上により、太陽系外の惑星系について様々な事実が明らかになってきた。一方計算機の性能の向上によりN体問題が扱えるようになり、原始惑星系内の運動も徐々に明らかになってきた。星間ガスは分子雲コアから原始星、T Tauri 型星を経て主系列星 (太陽) になる。また、原始星のまわりを取り巻くガスが原始惑星系円盤を形成し、やがて無数の直径数 km ほどの固体の微惑星が円盤内を運動する。この微惑星が互いに衝突し、破壊と合体を繰り返した結果、現在の惑星が形成されたと考えられている。

本研究の目的及び衝突の物理に関して2章に述べた。原始太陽系内の微惑星の成長過程を決定する衝突の物理においては一般にユゴニオ状態方程式を用いる。このユゴニオ状態方程式の定数は各物質ごとに固有であり、これまで玄武岩のユゴニオ方程式を決定しようといくつかの研究が試みられたが、確定するまでには至っていない。また、破壊の際の破片の放出速度やサイズ分布を決定する衝撃波の減衰についてもいくつかの理論的研究が行われている。そこであらためて衝撃波の減衰の物理を整理した。

実験に用いた装置や方法については3章に記述した。実験には名古屋大学にある口径 30 mm の一段式火薬銃と無機材質研究所にある口径 25 mm の二段

式軽ガス銃をもちいた。標的にもちいた城崎玄武岩の構成鉱物、密度、音速、空隙率などの物理量についても測定を行った。玄武岩の内部に物質内ゲージ(マンガニンゲージ、カーボンゲージ、P V F 2ゲージ)を埋め込み、衝撃圧力を測定した。ゲージの作動原理や使用法についても概説した。

4章において、玄武岩のユゴニオの実験結果に対する考察をおこなった。得られた衝撃圧力波形は金属や結晶などの純物質とは異なるもので、その原因は玄武岩が複数の鉱物から構成されているためと解釈された。衝撃実験においてよく用いられるインピーダンスマッチング法を用いて、ユゴニオ方程式の定数と玄武岩のユゴニオ弾性限界(HEL)を確定した。過去の結果と比較し、同じ玄武岩でも産地によって鉱物組成や物性が異なるため多少の個体差があることもわかった。

5章において、玄武岩中を伝播する衝撃波の減衰に関する実験結果に対する考察を行った。得られた衝撃圧力波形から玄武岩中を伝播する衝撃波、稀薄波の走時について調べ、また伝播距離と衝撃圧力の関係を明らかにした。衝撃圧力の減衰は稀薄波の効果、エネルギー損失の効果、衝撃波の幾何学的効果の3つの効果で説明された。

得られた実験結果を拡張し、衝撃波の減衰に関する研究結果を6章にまとめた。実験では薄い銅の円盤を衝突させたが、他の実験的研究で用いられているような円柱の場合や天然の隕石の様な球形の弾丸の衝突の減衰は今回の結果とは異なると考えられるが、やはり前述の3つの効果で考えることができる。また、惑星形成過程において重要な物理量である破片の放出速度などは衝撃波の減衰と密接に対応している。今回明らかになった減衰のメカニズムから天体スケールの衝突現象について、定性的ではあるが、提言を行うことが出来た。一例として実験室スケールの衝突現象を天体スケールに適用する際のスケーリング則の一つである水谷スケーリング則に今回の結果を組み込みパラメータを計算しなおした。

1 章 惑星形成論

1-1 現在の惑星科学と天文学

まずはじめに現在我々が抱えている太陽系の描像と惑星の形成過程について述べる。地球や火星、木星などの惑星は太陽を中心としてほぼ正確な円軌道上を同じ方向にしかもほぼ同一平面上を回っている。そして、その公転方向と自転方向は一致している。また惑星を中心として月やイオ、ガニメデなどの衛星が周回している。このような太陽系の描像は、古くは17世紀からガリレオなどにより一般に浸透してゆき、ようやく最近になって、ローマ教会も認めるものとなった。近年では、太陽系以外にも惑星系が見つかっており、惑星系は決して特異な存在ではないことが証明されてきている。これらの惑星系が何時、如何にして形成されたかは、万人にとって非常に興味深い問題である。

表1-1に太陽系を構成する主要な9個の惑星のデータを示す。これらのデータより火星より内側に公転軌道をもつ惑星と、木星より外側に公転軌道をもつ惑星との間に、いくつかの違いがあることが分かる。前者を地球型惑星、後者を木星型惑星と呼んでいる。赤道半径および質量を比較すると、地球型惑星はいずれも地球半径 (R_E)、地球質量 (M_E) と同程度もしくはそれ以下であるのに対し、木星型惑星は $4\sim 10R_E$ 、 $10\sim 300 M_E$ と非常に大きい。平均密度は地球型惑星が 5 g/cm^3 くらいで岩石や金属から主に成り立っているのに対し、木星型惑星の平均密度はどれも 1 g/cm^3 前後といずれもかなり小さく、水素やヘリウムが主成分となっている。内部構造は液体金属水素や液体ヘリウムなどの厚い層の中心に岩石、金属および氷からなる核があると考えられている。また地球型惑星のもつ衛星の数はせいぜい1~2個であるが、木星型惑星のまわりには多数の衛星と環が存在している。この環には土星のカッシーニ間隙のような大きな隙間があることが以前から知られていたが、ボイジャー1、2号から送信されてきた画像から更に多数の縞模様が確認され、木星型惑星には無数の環があることも明らかとなった。

惑星系の中心には巨大な太陽が光り輝いている。惑星系が形成される際には太陽は非常に重要な役割を担っており、惑星系は太陽の形成過程の最終段階に

において形成されたものである。惑星系の起源を考えるには、太陽の起源が必要になる。これまで太陽を含めた恒星の形成過程の研究はおもに理論的研究が占めていた。しかし、近年の天文観測機器の性能の向上により、太陽系外の惑星系 (extrasolar planetary system) が多数観測されるようになってきた。赤外線や電波を用いた観測より、理論的に予測されていた原始惑星系円盤 (protoplanetary disk) と呼ばれるガス及びダストからなる円盤が若い恒星のまわりで見つかっている。特に近年では人工衛星に搭載されたハッブル宇宙望遠鏡 (HST) により、かなり解像度の高い画像が得られて、画架座β星 (β Pic) などの星のまわりに半径 10~100 AU 程度のダスト円盤が見つかっている (図 1-1)。また質量の大きな惑星をもつ恒星は惑星との重心のまわりを円運動する。そこで恒星の光度やドップラー効果を用いて視線速度の周期的変動を調べることで、赤外線や可視光線でも見えない惑星の検出が試みられている。表 1-2 は現在有力視されている太陽系外惑星のデータである。現在ではこれ以外にも続々と報告されており、さらに将来の観測結果が大いに期待される。

現在は岩石や金属などからなっている惑星や巨大な太陽の元来の材料物質は銀河系の恒星間に漂うガスと約 1% の質量を占める塵 (ダスト) である。ガスの組成は、最も元素番号の小さい元素である水素 H が主成分で質量の 75% を占め、次に元素番号の大きなヘリウム He が約 24% を占めている。その他の重い元素は極端に少なくなる。しかし酸素 O や炭素 C は比較的豊富に含まれており、イオン分子反応により一酸化炭素 CO をはじめ CH などの様々な分子を形成していることが電波観測により明らかにされている。

これらの星間ガスは均一に分布しているわけではなく、かなりの粗密が見られ、南半球の石炭袋 (Coal sack) などのように、星の光を遮蔽する暗黒星雲として存在が知られていた。星間雲は、今日では様々な分子が観測されることより分子雲 (molecular clouds) と呼ばれており、主に電波により観測される。分子雲の大きさは差し渡し 10~100 光年で、質量は $10^2 \sim 10^6 M_{\text{Solar}}$ と様々である。有名なオリオン大星雲のまわりには地球に最も近い巨大分子雲が広がっている。分子雲中には更に粗密があり、局所的に密度の高い部分は分子雲コア (molecular

cloud cores) と呼ばれ、星の形成が活発に行われている箇所として注目されている。牡牛座の分子雲については名古屋大学の電波天文グループが広域のマッピングを行い、赤外線天文衛星 I R A S により確認されている原始星や T Tauri 型星との関係を調べた。その結果、分子雲コアの半分が既に中心に原始星 (protostars) と呼ばれる状態の星を形成していることが確認された。

T Tauri 型星とは一般の恒星である主系列星よりも表面温度が低いが明るい変光星で、原始星から主系列星への進化の途中段階の若い星のことである。原始星が可視光では全く見えず赤外線のみで輝いているのに対し、T Tauri 型星は赤外線から可視光までの広い波長の光で輝いている。更に T Tauri 型星はそのスペクトルから2つに分けられる(図1-2)。一つは古典的 T Tauri 型星 (classical T Tauri star : CTTS) といわれ、遠赤外線から可視光まで平らなスペクトルをもつ星で、一方可視光に対して弱いながらも過剰な赤外線が検出される星を弱輝線 T Tauri 型星 (weak line T Tauri star : WTTS) といわれ、前者の方が若い星であることが分かっている。この原始星から T Tauri 型星への進化過程において原始惑星系円盤が形成され、円盤中のダストが集積し現在の惑星が誕生した。

1-2 惑星形成理論

これらの分子雲から惑星がどのようにして出来たのか、一般的な惑星形成論について簡単に説明する。なお、「惑星の科学5章惑星系の起源(中川義次、渡邊誠一郎著、朝倉書店)」を参考にした。

ガスに小さな擾乱を与え高密度の部分が生じたとき、その部分を中心に重力収縮を起こしてまわりがどんどん収縮する様な不安定を「Jeans の不安定」と呼んでいる。流体力学から導かれる「Jeans の長さ」より長い波長の擾乱が生じたときその分子雲は重力収縮する。Jeans の長さよりも短い波長の擾乱は分子雲の圧力により馴らされてしまう。観測から見積もられている分子雲コアの典型的な温度 ($T = 10 \text{ K}$) とガス分子の個数密度 ($n = 10^4 \text{ cm}^{-3}$) をとると、「Jeans の長さ」はおよそ $4 \times 10^4 \text{ AU}$ であり、この値は観測される分子雲コアのサイズと

よく一致している。従って分子雲コアは重力不安定を起こすかどうかの境界の状態にあるといえる。

重力収縮により分子雲が収縮していく様子は「Shu の相似解」を用いて説明される。重力収縮は中心部から始まり次第に外側に広がっていく（図1-3）。中心部への落下がまだ始まっていない外側の領域では力学的平衡が成り立っており、落下域との境界にあるガスは次々と崩れ落ちて中心に向かって落下していく。その結果、落下領域は外に向かって音速と等しい速度で拡大していき、中心には恒星が形成される。分子雲コアの温度を 10 K とすると、中心星が $1 M_{\text{solar}}$ に達するのに要する時間は 7×10^5 年である。

分子雲コアは一般に剛体回転しており、外側のガスほど大きな角運動量をもっている。回転しているガスは重力収縮する間、その角運動量を保存しながら中心星に向かって落下していくため、回転角速度は次第に速くなり遠心力は急速に大きくなっていく。中心星の重力とこの遠心力が釣り合った状態に達するとガスはもうそれ以上は落下できない。このようなガスは中心星のまわりに回転するガス円盤を形成することになる。この回転するガス円盤を原始惑星系円盤（protoplanetary disks）または原始太陽系星雲（protosolar nebula）と呼び、このガスに含まれるダストを原材料として惑星は形成される。

重力収縮を開始した直後に落下するガスは直接中心星へと落下する。中心星表面に落下したガスはその重力エネルギーを熱として解放する。この過程が遠赤外線で輝く原始星として観測される。しかし後から落下してきたガスはより大きな角運動量をもっており、中心星に落下できずに原始惑星系円盤に降り積もる。降り積もってきたガスにより円盤の質量が増大すると次第に円盤内部には乱流が生じ、ガスの運動エネルギーは熱として失われる。運動エネルギーを失ったガスは次々に中心星へと落下し質量降着率も増大する。落下してきたガスを受けとめながら内部の質量を中心星に供給するこの時期の円盤を active disk とよぶ（図1-4）。中心星に落下したガスの運動エネルギーは熱に変換され、中心星とダストの熱放射が合わさり幅広いスペクトルをもつ--古典的 T Tauri 型星（classical T Tauri stars）として観測される。実際に、観測される T Tauri

型星から放射される赤外線は星の表面温度の黒体輻射よりもはるかに強く、ダストからの輻射を加えなければ説明がつかない。

やがて何らかの原因によりまわりの分子雲からのガスの供給がなくなると円盤は質量を中心星に供給する一方になり、円盤の質量は減少する。円盤質量が減少すると内部の乱流も弱くなり、中心星への質量降着も停止する(図1-4)。この段階の円盤を *passive disk* とよび、この段階になって初めて惑星形成が可能になる。まわりをとりまく円盤の質量が減少するため、輻射スペクトルは遠赤外線成分が減り、星自身の輻射する可視光で主に輝き、弱輝線 T Tauri 型星 (*weak line T Tauri stars*) として観測される。

分子雲中には質量にして約1%の、半径1 μm 以下のダストが含まれている。分子雲が収縮し原始惑星系円盤に集められると、ダストの数密度がけた違いに上昇し、ダスト同士の衝突が頻繁になり合体成長していく。しかし、微小なダストはガスの運動に引きずられるため、乱流が生じている間はガスと共に運動し合体する以前に中心星に落下していってしまう。乱流が収まる *passive disk* の段階になるとようやくダストは成長することができ、その成長速度は「衝突したときの付着確率 (*sticking probability*)」 「衝突断面積」 「ダスト同士の相対速度」 及び「数密度」の積で表される(図1-5)。

$$[\text{成長速度}] = [\text{付着確率}] \times [\text{衝突断面積}] \times [\text{相対速度}] \times [\text{数密度}]$$

ダストの様な微小な粒子では衝突断面積はその幾何学的断面積をとればよいが、自己重力をもつような大きな粒子になった場合にはその重力圏の断面積をとる。

数 μm 以下の微小なダストの相対速度はガス分子が衝突することによるランダム運動 (*Brown 運動*) で決まる。ダストはガスの圧力勾配を直接は感じないためその運動は中心星の重力と角運動量により決まり、回転角方向にはケプラー運動しようとし、円盤面に垂直な方向 (z 軸方向) には中心面に落下しようとする。しかし円盤中のガスはケプラー速度よりも遅く回転しており、且つ圧力勾配のため z 軸方向には運動していない。従ってダストはガスから抵抗を受けながら静かに中心面に沈殿する。地球軌道付近では、半径1 μm のダストの沈殿速度は $1 \times 10^{-2} \text{ cm/sec}$ 程度と考えられている。原始惑星系円盤内の状態を表

す一般的なモデルに林モデルがある。そこで円盤内の圧力や数密度を林モデルで仮定し衝突付着確率を1とすると、ダストの中心面までの沈殿時間は 2×10^3 年程度で最終的に5 mm程度に成長すると計算される。しかし、数mサイズのダストがガスから受ける抵抗は最も大きく、回転方向の速度を失い中心星への落下速度は大きくなってしまふ。従ってダストは成長してもすぐに中心星へ落下してしまい、どうしても惑星サイズまで成長することは出来ない。これは乱流が全くない理想的な状態での成長であり、乱流の効果があった場合にはダストの成長速度は大きくなるが、一方なかなか中心面に沈殿しない。数mサイズになったダストはすぐに中心星に落下してしまい、乱流状態の中ではより一層、ダストは惑星サイズまで成長できない。

しかし乱流が収まれば、衝突付着成長以上に飛躍的に成長させるメカニズムがある。ダストが薄い層に沈殿すると、ガスに対するダストの質量比が大きくなり、これまでとは逆にダストがガスの運動を引きずるようになり、少々のガスの乱流の影響は受けなくなり、より一層沈殿しやすくなる。更に沈殿し、ダスト層の厚さが初期の 10^4 程度になると自己重力不安定を起こし、ダスト層は分裂し塊を形成する。この自己重力不安定は分子雲の不安定を論じた Jeans の不安定にケプラー回転の効果を加えたものである。原始惑星系円盤に林モデルの物理量を用いると重力不安定をおこすダスト層の厚さは、地球軌道付近で約700 km になり、ダスト塊一つあたりの総質量は約 10^{18} g になる。ダスト塊に含まれるダストはお互いに衝突し合って惑星の卵である微惑星 (planetesimal) を形成する。一つのダスト塊が一つの微惑星になるとするとその直径は数 km になり、現在の惑星に較べればまだまだ小さいが、自己重力をもつ立派な一つの天体となる。

ダスト層が不安定になってから微惑星に成長するまでの時間はケプラー時間の数倍程度の非常に短い時間である。従ってダストが一番中心星に落下しやすい数 m サイズである時間はほんのわずかで、落下する前に微惑星へと成長できる。もはや微惑星のような数 km サイズになってしまうと、ガスから受ける抵抗の効果は小さくなり、中心星に落下せずまわりを安定してケプラー回転す

ることが出来るようになる。

生成された微惑星は太陽のまわりを公転しながらお互いの重力により散乱し、ランダムに運動し、時に衝突をする。微惑星同士が衝突合体することにより現在の地球型惑星や木星型惑星の核がつくられたと考えられる。衝突合体による微惑星の成長率は、ダストの成長率と同様に「衝突したときの合体確率 (sticking probability)」「衝突断面積」「微惑星同士の相対速度」及び「数密度」の積で表される (図 1-6)。

$$[\text{成長速度}] = [\text{合体確率}] \times [\text{衝突断面積}] \times [\text{相対速度}] \times [\text{数密度}]$$

衝突断面積は重力により引きつけられる効果加わるため幾何学的断面積より大きくなり、重力圏のサイズと相対速度の関数になっている。微惑星同士が衝突した場合には破壊が起こり多量の破片が放出されるが、数値計算においては放出破片は微惑星の重力圏を飛び出すことはないとして、合体確率は 1 と仮定している。太陽のまわりを公転運動している微惑星のおよその相対速度 v は「ケプラー速度 v_k 」「軌道離心率 e (eccentricity)」及び「軌道傾斜角 i (inclination)」で以下のように表すことが出来る。

$$v = \sqrt{e^2 + i^2} v_k \quad (1-1)$$

林モデルを用いて現在の惑星の軌道半径における微惑星の数密度を見積もり、衝突合体により現在の地球質量まで成長するのに要する時間を計算してみると、地球軌道付近では 10^7 年かかる。また木星軌道では 10^8 年、土星が 10^9 年、天王星が 10^{10} 年、海王星が 10^{11} 年という値が得られる。一方、現在の太陽系の年齢は 10^8 年と見積もられており、合体確率を 1 とした計算でも大半の惑星の成長時間は長すぎてしまう。しかも地球質量は木星型惑星の中心核の質量の 1 割にしか相当せず木星中心核質量まで成長するにはさらに時間を要してしまうため、衝突合体により現在の太陽系を形成することはどうしても不可能になってしまう。

現在、衝突確率 ([相対速度] × [衝突断面積]) が多少見直されてきた。相対速

度が小さくなると衝突断面積は大きくなる。しかし、相対速度が微惑星の脱出速度以下になると、従来考えられていたよりも衝突断面積は飛躍的に増大し、衝突確率は急激に大きくなることが明らかになってきた。質量の大きい微惑星ほど離心率や軌道傾斜角が小さくなり相対速度も小さくなるため衝突確率は急激に大きくなり、質量の大きい微惑星の方が頻繁に衝突する。つまりいったん他のものよりも大きくなった微惑星は加速度的に成長することになる。これを暴走成長 (runaway growth) という (図 1-7)。近年になって計算機の能力が向上しN体問題が扱えるようになったため、この暴走成長が起こることがほぼ確認された。この暴走成長の過程により従来の衝突合体のみによる成長時間の問題は解決されると思われる。

原始惑星が成長するにつれて質量が増すと、原始惑星系円盤中のガスを引きつけ原始惑星のまわりにまとめる。厚い大気をまとった原始惑星表面では大気の保温効果により、落下してきた微惑星が解放する重力エネルギーが蓄えられ、表面の温度は次第に上昇する。現在の火星のサイズ (地球質量の1/10) より大きな原始惑星の表面では岩石が熔けるくらいの高温になり、マグマの海 (magma ocean) が出来るといわれている。

材料である微惑星が豊富な外惑星領域では出来る原始惑星の質量は大きくなる。原始惑星の質量が地球質量の10倍を越すと原始惑星の重力だけでなく、まわりの大気自身の重力によっても周囲のガスは引き寄せられる。その結果大気の質量は加速度的に増加していく。大気の質量がある限界を超すと、大気圧は自分自身の質量を支えきれずに原始惑星表面に落下する。このようにして、固体の中心核のまわりを液体金属水素の層が取り巻くような木星型惑星が形成されたと考えられる。

現在の太陽系内には惑星形成過程において考えられてきたようなガスは存在していない。従って現在の木星型惑星が形成されてから現在までの間に、何らかの原因でこのガスが消失したはずである。有力な説としては中心にある T Tauri 型星の活動が活発になりその星風によりガスが吹き飛ばされたという考えもある。また何らかの不安定によりガスが中心星へ一気に降着するという説

や、不安定ではなく巨大惑星の誕生による揺らぎのためだともいわれている。しかし今のところ、定量的な根拠のある説はまだ無く、このガスの消失の時期やメカニズムについては明らかになっていない

このようにして出来た、現在の惑星の軌道配列は有名なチチウス・ボーデの法則という経験則に従うことが分かっている。各惑星と太陽の距離 d は次の式で表される。

$$d = 0.4 + 0.3 \times 2^n \quad (n = -\infty \text{水星}, 0 \text{金星}, 1 \text{地球}, 2 \text{火星}, \dots)$$

この式で表される惑星の配置がどのような物理的根拠に基づくのかは、まだ十分には解明されていない。定性的には微惑星が成長する過程において軌道半径の異なる微惑星同士が重力散乱により、ある程度の距離を保とうとし、間隔が広がるのがN体計算などでも確かめられている。しかし、現在の軌道間隔と軌道の離心率及び軌道傾斜角を同時に満たすような報告はまだされていない。

またこのような秩序は各惑星の公転周期にも見られ、隣り合う惑星同士の公転周期の比は綺麗な整数比で表される。更に惑星や衛星の自転周期と公転周期の間にもこうした関係が見られ、月の自転周期と公転周期の比が1:1で月が地球に裏側を見せないことはよく知られている。これらの規則性は尽数関係と呼ばれ、惑星系が力学的に安定であることを表している。

以上に述べたような惑星形成のタイムテーブルをつくり、現在の惑星の運動と構造を説明することが惑星科学の大きな目標である。このタイムテーブルがいかに正確であらゆる過程を網羅しているかが重要であり、近年めざましい進歩を遂げている天文学と連携することにより、今後さらに詳しいタイムテーブルをつくるのが可能になってきた。

表 1-1 太陽系惑星データ表

	赤道半径 [km]	質量 [地球=1]	密度 [g/cm ³]	自転周期 [日]	軌道長半径 [AU]	離心率	軌道傾斜角 (対黄道)	公転周期 [太陽年]	衛星数
太陽	696000	332946	1.41	25.38	-	-	-	-	-
地球型									
水星	2439	0.06	5.43	58.65	0.3871	0.2056	7.006	0.241	0
金星	6052	0.82	5.24	243.01	0.7233	0.0068	3.395	0.615	0
地球	6378	1.00	5.52	0.997	1.0000	0.0167	0.001	1.000	1
火星	3397	0.11	3.93	1.026	1.5237	0.0934	1.850	1.881	2
木星型									
木星	71398	317.83	1.33	0.414	5.2026	0.0485	1.303	11.862	16
土星	60000	95.16	0.70	0.444	9.5549	0.0555	2.489	29.458	18
天王星	25560	14.54	1.27	0.649	19.2184	0.0463	0.773	84.022	15
海王星	1142	17.15	1.64	0.768	30.1104	0.0090	1.770	164.774	8
冥王星	1738	0.0022	2.07	6.387	39.5401	0.2490	17.145	247.796	1
月	1738	0.0123	3.34	27.3217	2.57×10 ⁻⁵	0.05487	5.130	-	-

(理科年表より)

表 1 - 2 太陽系外惑星データ表

	赤経	赤緯	距離 [光年]	公転周期 [太陽年]	軌道長半径 [A.U.]	質量 [木星=1]
HD 114762B	13h12.3m	+17°31'	140	0.23	0.34	>9
PSR 1957+12B	13h00.0m	+12°41'	~1000	0.064	0.19	$>4.7 \times 10^{-5}$
C				0.18	0.36	>0.011
D				0.26	0.47	>0.0088
Gliese 229B	06h10.5m	-21°51'	18	?	44	~20-60
51 PegasiB	22h57.5m	+20°46'	40	0.012	0.05	>0.6
70 VirginisB	13h28.5m	+13°47'	80	0.32	0.43	>6.5
47 Ursae	10h59.5m	+40°26'	46	3	2.1	>2.3
Rho CancrIB	08h52.6m	+28°20'	46	0.04	0.11	>0.9
Lalande 21185B	11h03.3m	+35°58'	8.2	~30	~11	~1.1
C				~6	~2.2	~0.9
Jupiter	-	-	-	11.862	5.203	1

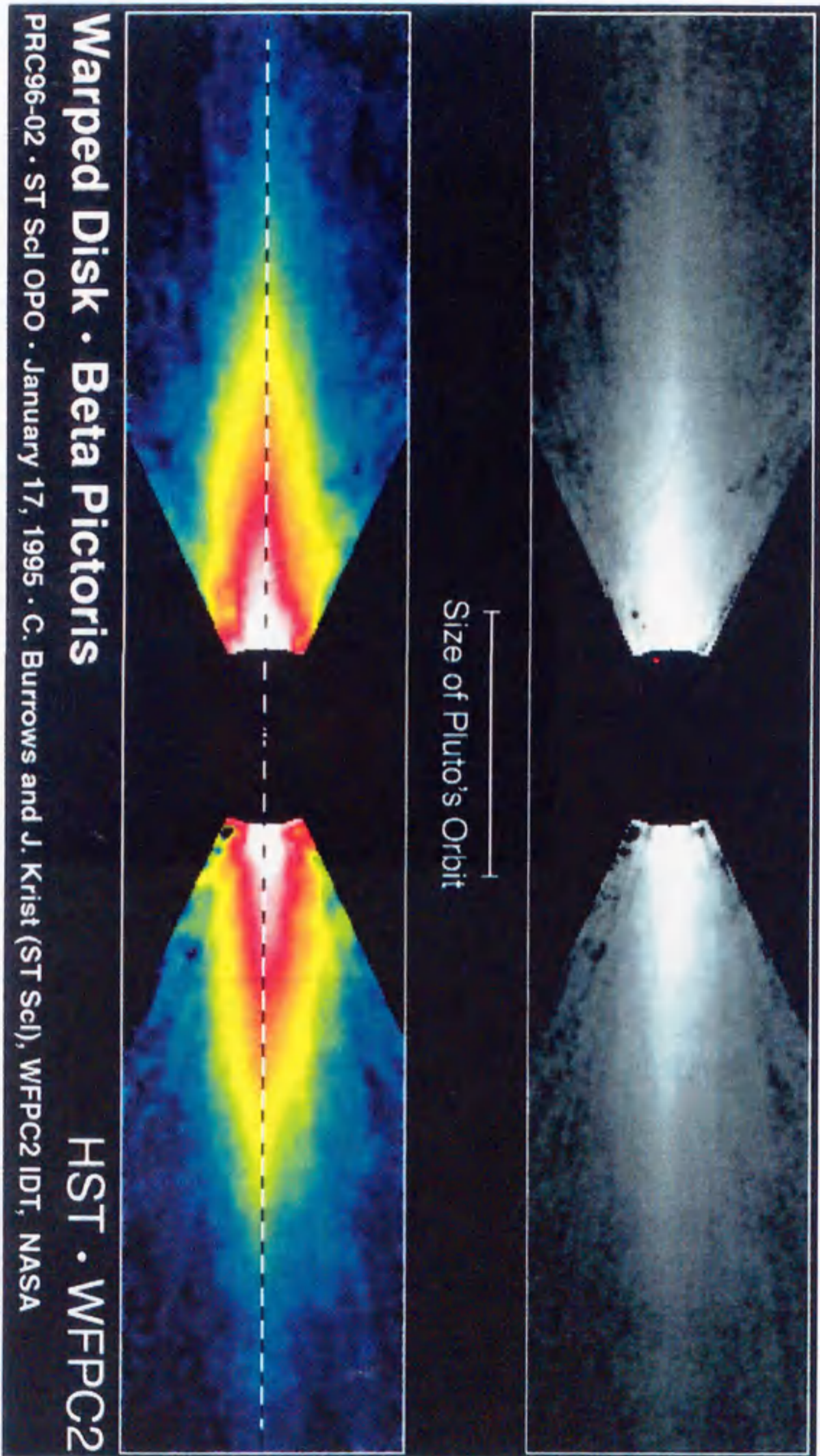


図1ー1 画架座β星のHSTによる画像
まわりに原始惑星系円盤を形成している様子が確認された。

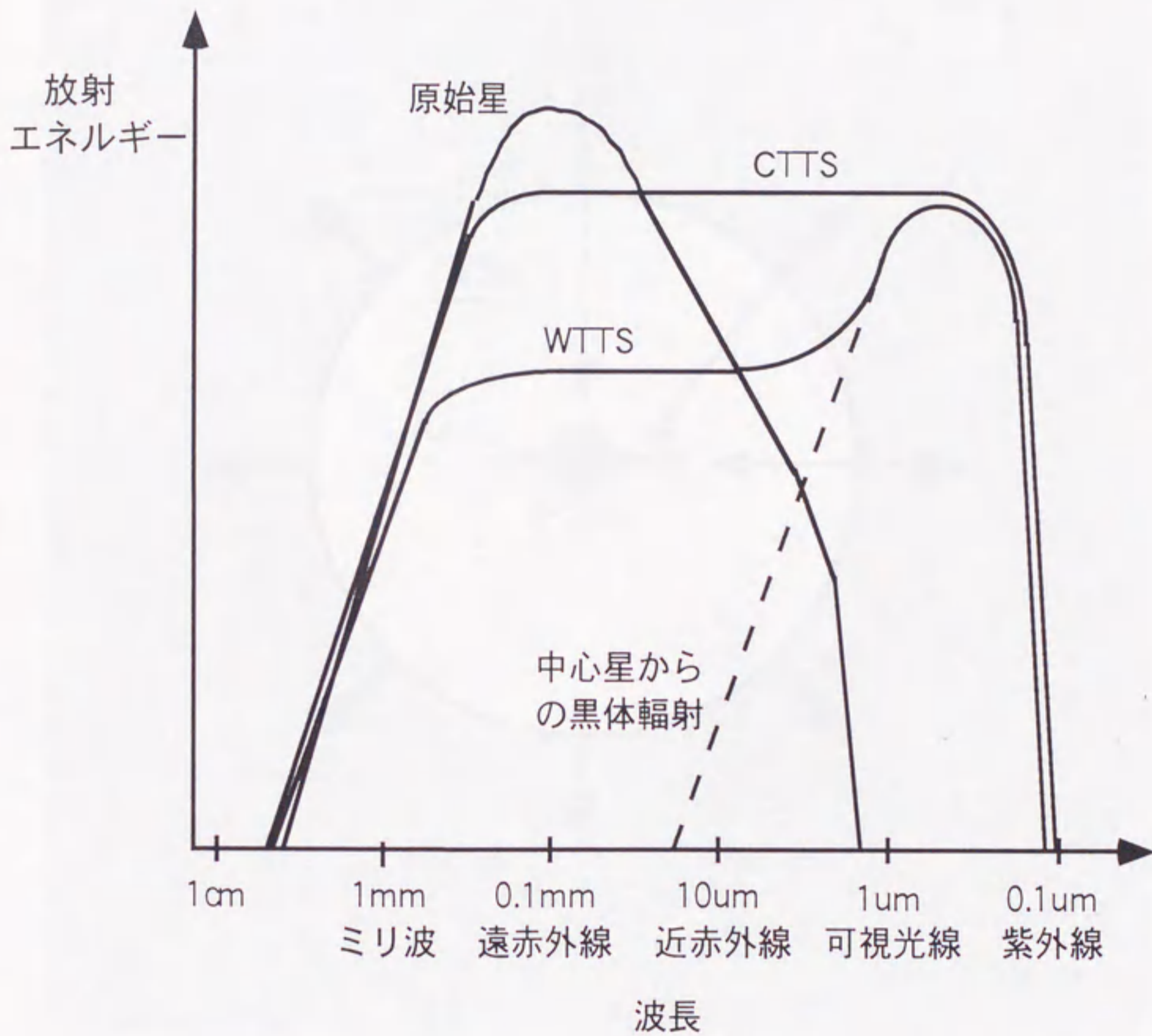


図1-2 原始星及びT Tauri型星からの放射エネルギースペクトルの模式図
(Nakagawa and Watanabe, 1993 より)

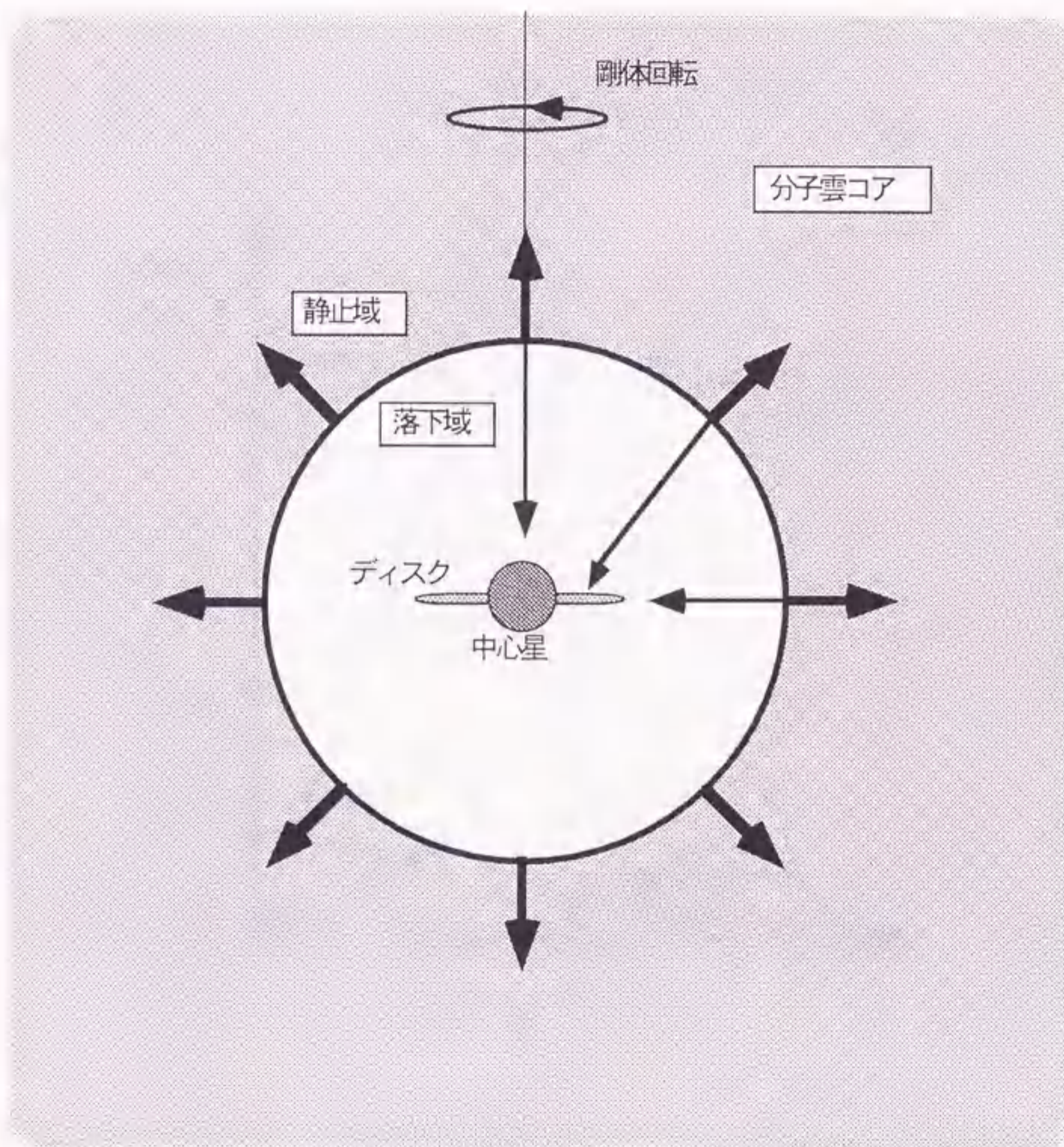


図1-3 Shuの相似解

落下域は音速で広がっていく。落下したガスは角運動量を保存してディスクを形成する。

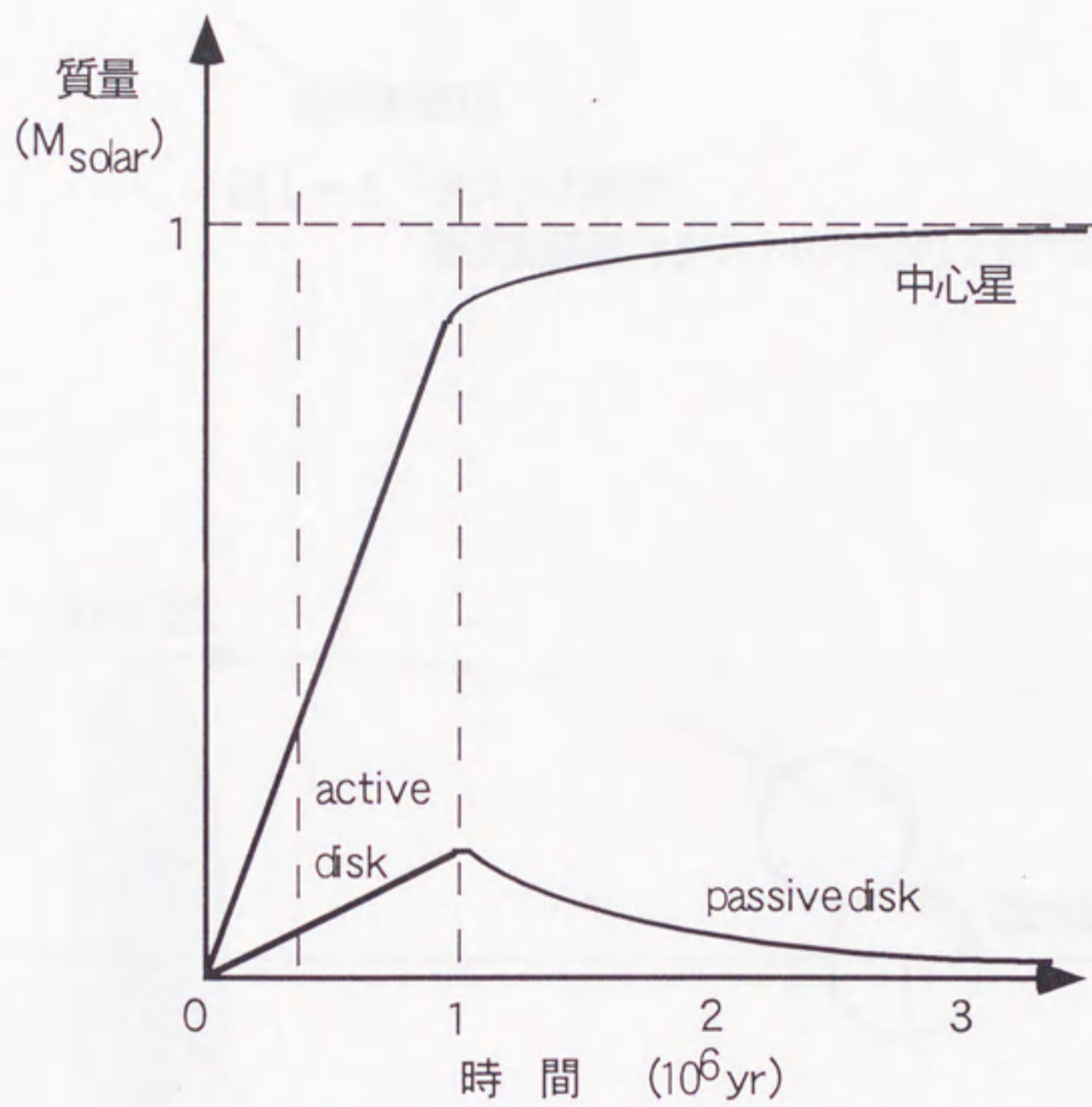


図1-4 中心星と円盤の質量変化

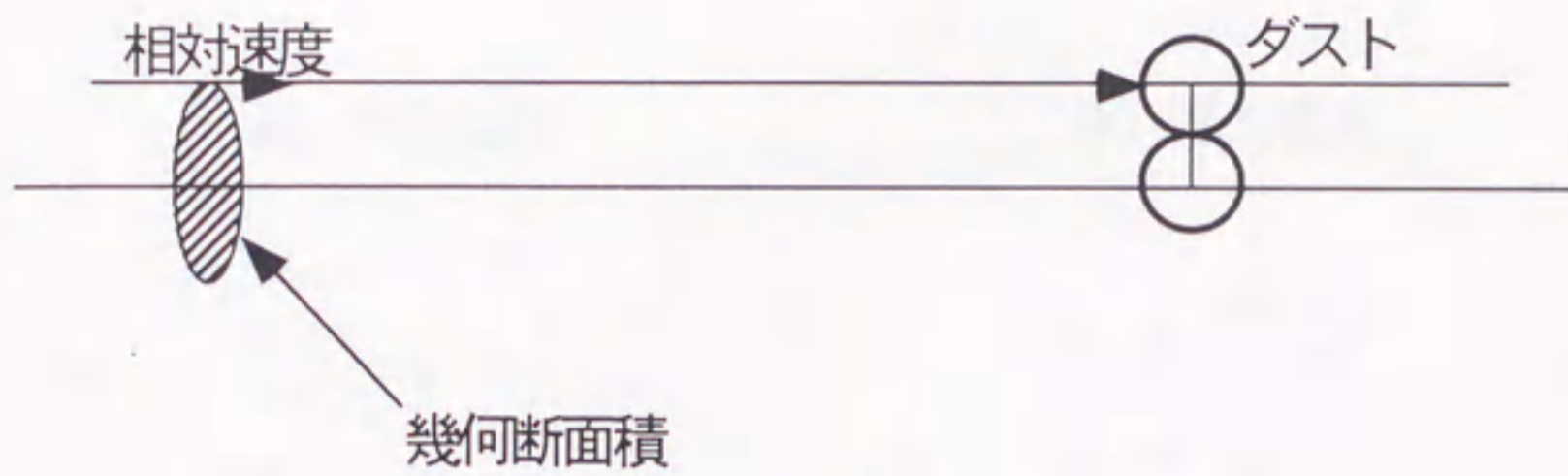


図1-5 ダストの衝突
衝突断面積はダストの半径の2倍である。

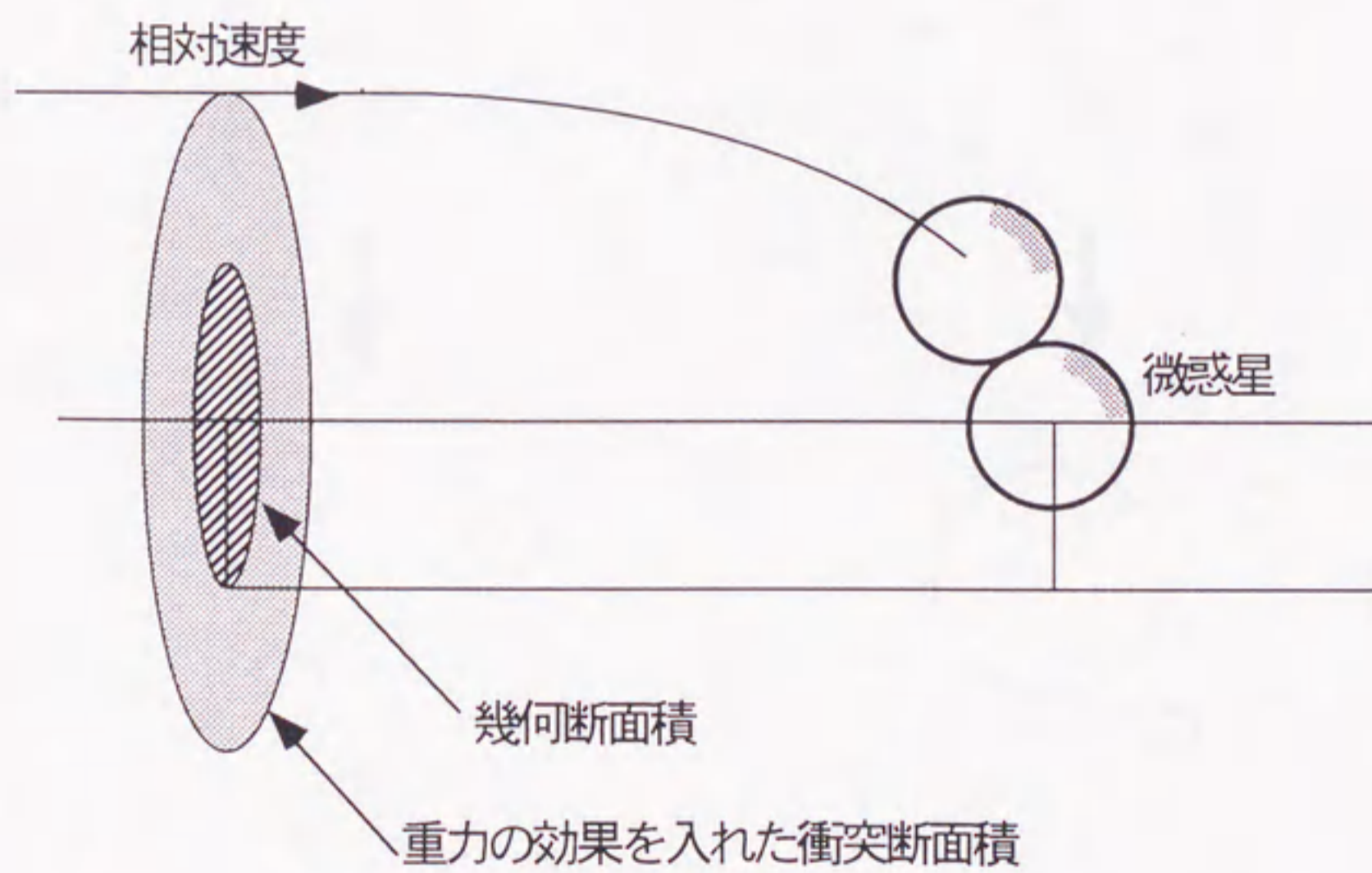
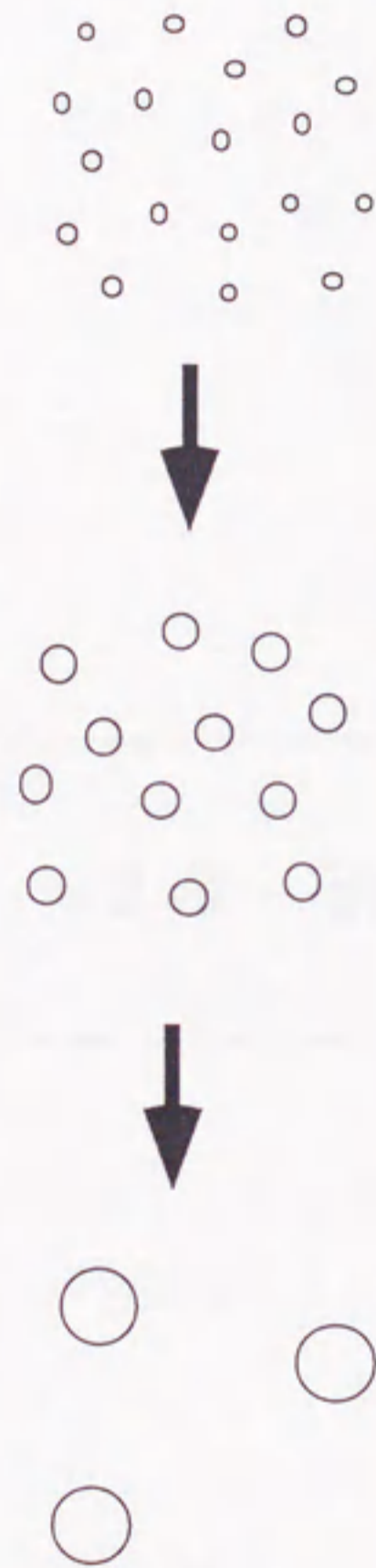


図1-6 微惑星の衝突
重力に引かれるため衝突断面積は幾何断面積よりも大きく、相対速度に依存する。

a) 平均成長



B) 暴走成長



図1-7 平均成長と暴走成長

2章 研究の背景及び目的

2-1 研究の目的

惑星の形成過程のうち、微惑星の衝突による成長過程ではそのサイズや合体確率、数密度を知る必要がある。特に合体確率や衝突後の運動を決定する上では、衝突による破片一つ一つの質量及び速度、最大破片の質量などのパラメータが重要となる(図2-1)。そこで岩石を用いたこれまでの実験的研究では微惑星の成長と運動を決定する上で特に重要なパラメータである破片のサイズ分布と放出速度に着目した研究がなされてきた。実験室内で衝突実験を行いこれらのパラメータを測定し、実験結果を惑星スケールの衝突破壊現象に適用できるようなスケージング則を構築しようとしてきた。

Fujiwara et al. (1977) は玄武岩を用いて衝突実験を行い、その破片のサイズ分布がべき乗則になることを確認した。また Fujiwara and Tsukamoto (1980) は玄武岩にポリカーボネイトの弾丸を衝突させ、高速度カメラをもちいて破片の飛び散る様子とその速度を撮影した。その画像をもとに弾丸の運動エネルギーに対する全ての破片及び最大破片のもつ運動エネルギーを見積もった。その結果入射エネルギーのうちほんのわずかしが破片の運動エネルギーに変換されないことが示された。そして Nakamura and Fujiwara (1991) は圧縮強度が異なるアルミナと玄武岩の破片の飛び散る様子を二方向から撮影し、破片のサイズとその破片の3次元の放出速度を測定した。その結果玄武岩とアルミナにおいて放出速度に違いが無いこと、サイズが小さいほど放出速度も小さいこと(放出速度はサイズの1/6乗に反比例)を見いだした。一方 Takagi et al. (1984) は玄武岩と葉蠟石にアルミニウムの弾丸を衝突させ、その破片分布がやはりべき乗則になることを確認した。また衝突の規模を表すPIパラメータというものを導入し岩石の強度の違いを規格化することを試みた。また、Takagi et al. (1992) は高速度カメラをもちいて玄武岩の破片の3次元の放出速度を測定した結果、放出速度はサイズに関係なく一定であった。この結果は Nakamura and Fujiwara (1991) と反し、Takagi et al. (1995) は破片の速度分布は弾丸の衝突速度に依存することを確認したが、メカニズムなどの詳しい物理については未だに不明である。

Mizutani et al. (1990) は PI パラメータを改訂し、標的及び弾丸の物性とサイズの違いを規格化した。この PI パラメータを用いて最大破片のサイズ、破片のサイズ分布、背面からの破片の放出速度を説明し、実験室規模の衝突のスケーリング則（水谷スケーリング則）を確立した。この水谷スケーリング則は衝突点直下に弾丸と同じ体積の球状の等圧核が生成され、その圧力が距離の3乗に反比例して減衰するという仮説に基づいている。この仮定された減衰率は Kieffer and Simonds (1980) の理論モデルや Ahrens and O'Keefe (1977) の数値計算に基づいている。しかし衝突点直下の物理量の定量的な測定は未だにされていない。

また Iijima (1995) により衝突により生成されるクラックと破片についてある程度の描像が得られてきた。衝突された標的内部に入るクラックは、垂直クラック、コーン状クラック、同心円状クラック、スポールクラックなど、それらの形態から分類されている。回収実験から、衝突点直下において微小破片が生成され、最大破片は標的背面や側面でスポールクラックによって主に生成されることが分かっている (Fujiwara, 1980)。しかし、これらの生成メカニズムについて詳しくはまだ解っていない。

これまでの衝突に関する研究は以上の様に回収実験や放出速度の測定など、衝突現象の最終状態の測定に終わっており、途中の衝撃波の伝播やクラックの生成、破片放出のメカニズムなどの基礎的な物理過程を解明するには至っていない。今後はこれまでの衝突の研究に欠けていた衝突現象の素過程の物理量を高分解能にて測定し、そのメカニズムを解明することが必要である。

特にこれまでの研究結果は内部を伝わる衝撃波で説明されるべきであるが、衝撃波の伝播に関する実験はまだなされていない。近年の技術革新のため、測定器の時間分解能が飛躍的に向上し、また衝撃圧力を高精度で測定することも出来るようになった。そこで本研究では衝突により発生した衝撃波について研究を行った。衝撃波の発生と伝播について研究を重ねることにより、衝突時の標的内部の応力場を明らかにすることが可能になり、破壊現象全体を明らかにすることが出来る。本研究の位置づけを図2-2に流れ図で示した。

具体的には、本研究では衝突実験を行い生成される衝撃波の測定を行い衝突

時の状態方程式であるユゴニオを決定した。また衝撃波の伝播速度と衝撃圧力の減衰率を測定する事により減衰のメカニズムの解明を行い、生成された衝撃波がどのように伝播し減衰するかについて研究を行った。

衝突実験の標的には夜久野塩基性岩（以下、城崎玄武岩）を用いた。玄武岩を用いた理由は以下の3つの事由による。1) 原始太陽系内の微惑星のアナログ物質として一般に玄武岩が認められている。しかし惑星形成論において微惑星のサイズは直径数 km 程度のものであり、現在の玄武岩の様に分化したものは考えられない。玄武岩がアナログ物質であると認められているのは、構成鉱物や粒径、空隙率などの物理的及び鉱物学的性質が玄武岩と一致しているという厳密なものでは無く、複数の種類の鉱物がまざった複合物質で多少の空隙を含む岩石という程度であることは敢えて補足しておく。2) これまで玄武岩を標的とした数々の衝突実験が行われ、破片のサイズ分布、最大破片のサイズ、破片の放出速度などが測定されてきた。それらの実験結果を解釈するためには玄武岩中を伝播する衝撃波の定量的実験が必要不可欠である。特に Fujiwara et al. (1980) などの京都大学衝突グループの一連の実験においては本研究と同じ城崎玄武岩を用いており、彼らの実験結果に直接適用することが出来る。3) 岩石に限らず、複合物質の衝突物性については未だによくは解明されて無く、最近になっていくつかのモデル (Boettger et al., 1995 など) が提唱されてきた段階である。惑星科学のみでなく衝突の物理学としても玄武岩の様な複数の結晶からなる物質の素過程の実験は興味を持たれる。

2-2 純物質のユゴニオ

玄武岩のユゴニオについて述べる前に、一般の物質のユゴニオについて説明する。衝突時の物質の状態は衝撃波速度 (U_s)、粒子速度 (u_p)、衝撃圧力 (P)、比体積 (V)、内部エネルギー (E) の5つの物理量を用いて表される。いま衝撃波 S が物質中を伝播し、その前後において状態が変化したとする (図 2-3)。衝撃波が伝播する前の初期状態を添字 0 で表してあり、時刻 $t=t_0$ と $t=t_0+dt$ の

波面の位置と波面の前後の圧力を図示してある。

衝撃波が通過する前後において質量、運動量、内部エネルギーがそれぞれ保存されるとすると以下の式が成り立つ。

$$\rho_0(U_s - u_0) = \rho(U_s - u_p) \quad (2-1)$$

$$P - P_0 = \rho_0(U_s - u_0)(u_p - u_0) \quad (2-2)$$

$$E - E_0 = (P + P_0)(V_0 - V)/2 \quad (2-3)$$

ここで $\rho (=1/V)$ は物質の密度を表している。これらの式を Rankine - Hugoniot 方程式と呼ばれ、衝突時の物質の状態を表す基本式である。一方衝撃波速度 (U_s) と粒子速度 (u_p) の間には以下のような直線的関係があることがこれまでの実験から経験的に知られている。

$$U_s = C_0 + su_p \quad (2-4)$$

ここで C_0 は物質のバルク音速で弾性論から以下のように表される。

$$C_0 = \sqrt{\frac{K}{\rho}} = \sqrt{V_p^2 - \frac{4}{3}V_s^2} \quad (2-5)$$

ただし V_p 、 V_s は P 波速度、S 波速度を表し、体積弾性率 (K) 及び剛性率 (μ) をもちいて以下のように表される。

$$V_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}}$$
$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (2-6)$$

この Rankine - Hugoniot 方程式は衝撃波面の前後のみの保存則であり、衝撃波の減衰などについては何も記述していないため、衝撃波の伝播について考えるに

は連続体力学が必要となる。

衝突実験において物質の内部エネルギーを測定するのは困難なので、一般に Rankine - Hugoniot 方程式のエネルギー保存則の式 (2-3) の代わりに経験的な式 (2-4) をもちい、物理量4つ (U_s , u_p , P , V) のうちの2つを測定し、3つの式 (2-1) (2-2) (2-4) と連立させ物質の衝突状態を調べる。つまり衝撃波速度 (U_s) 及び粒子速度 (u_p) を知るにより、衝撃圧縮状態の圧力 (P)、比体積 (V) を知ることが出来る。一回の実験では一つの圧縮状態 (P, V) しか決められないが、何度も実験を行うことにより点 (P, V) の軌跡を決めることが出来る。このようにして求められた衝撃圧縮曲線をユゴニオ (Hugoniot) という。このユゴニオはあくまで圧縮状態の点の集合であり、圧縮状態変化の経路ではないことには注意が必要である。

多くの場合、粒子速度 (u_p) を直接観測するのは困難であり、代わりに自由表面速度 (u_{fs}) が測定される。この u_{fs} は衝撃波が自由表面に到達した瞬間に圧縮状態 (P) から圧力0の状態に解放する稀薄波 (rarefaction wave) が反射されるために自由表面が得る速度である。一般に粒子速度 (u_p) と自由表面速度 (u_{fs}) の間には「自由表面近似」が1~2%の誤差で成り立っている。

$$u_p = \frac{1}{2} u_{fs} \quad (2-7)$$

この近似を用いて粒子速度を見積もり衝撃波速度と合わせて、物質のユゴニオを決定する。

一般の物質の U_s - u_p ユゴニオ及び P - V ユゴニオを図2-4、2-5に示す。衝撃圧力がある圧力以下の時には物質は弾性体のように振る舞う。この圧力の上限をユゴニオ弾性限界 (HEL) と呼ぶ。HEL以上の衝撃圧力が加えられると物質の剛性率は急激に減少し、塑性的に圧縮される。剛性率がきかなくなるため、HELを越した P - V ユゴニオ曲線の傾きは急激に小さくなる。

ユゴニオ方程式 (2-2) から導かれるように、 P - V ユゴニオにおける初期状態とユゴニオ上の点を結んだ線 (Rayleigh line) の傾きは衝撃波速度に比例す

る。 $P-V$ ユゴニオ曲線が湾曲していることから示されるように、衝撃圧力が大きくなるにつれて衝撃波速度は増加し、 U_s-u_p ユゴニオは右上がりとなる。経験的に一般の物質の U_s-u_p ユゴニオは一定の傾き s の直線となることが知られている。なお、先行弾性波の切片（衝撃圧力=0の衝撃波速度）は物質のP波速度になる。

衝撃圧縮により物質が相転移を起こすと高密度状態に移るため、 $P-V$ ユゴニオ曲線は折れ曲がり（点B）急激に比体積が小さくなる。点Bの前後において $P-V$ ユゴニオ曲線の傾きが小さくなるため音速は小さくなり、 U_s-u_p ユゴニオでは不連続が生じる（粒子速度 = u_p ）。相転移した物質中の衝撃波速度もやはり圧力と共に増加し $P-V$ ユゴニオ曲線は下に凸のカーブを描く。

図2-6に衝撃波構造を図示した。横軸に空間座標、縦軸に衝撃圧力をとった。衝撃圧力 P_c をもつ衝撃波はそれぞれの音速の違いのため、HEL及び相転移圧力において段が生じ、2重衝撃波構造になる。とくにHEL以下の衝撃波を先行弾性波と呼ぶ。先行弾性波速度 (U_{HEL}) は変化しないが、塑性波 (U_1) は圧力が増加するにつれて増加する。圧力が増加して相転移圧力 P_B を越すと、さらに遅い衝撃波が生じる。 $P-V$ ユゴニオ曲線上で初期状態と最終状態を結んだ直線 (Rayleigh line) の傾きが初期状態とHELの点を結んだ直線 OA 及び初期状態と相転移の点を結んだ直線 OB の傾きよりも大きくなると塑性波速度の方が先行弾性波速度よりも大きくなり、衝撃波構造は1重衝撃波になる。また、相転移圧力が高い物質では塑性波速度がどんどん上昇し、先行弾性波速度を越す。

このように衝撃波構造とユゴニオは密接に結びついている。衝撃実験において高圧力を発生させ、その衝撃波形を得ることが出来れば、合わせて相転移圧力及びHELを測定することも可能である。しかし1重衝撃波を解釈する際には Rayleigh line とHELの位置関係が重要であり注意を要する。

2-3 玄武岩のユゴニオ

本研究では玄武岩を標的物質として用いた。玄武岩を用いた衝突実験はこれまで数多くあり、そのユゴニオもこれまでにいくつかの報告 (Lombard, 1961; Ahrens et al. 1964) がある。図 2-7 にこれまでに報告されている玄武岩の U_s - u_p ユゴニオをしめす。

これらのユゴニオはおおよそ右上がりの傾向を示し、図 2-3 の純物質のユゴニオに見られるような不連続が見られない。またいずれの玄武岩においても H E L が確認されていない。ただし Ahrens et al. (1964) の結果のうち、いくつかの実験においては 2 重衝撃波構造になり H E L を確認したとあるが、その 2 つの衝撃波速度の差は小さいため一概に H E L とは断定できない。またそれぞれの岩石の構成鉱物や音速、空隙率などの物性について記述がないため、得られた衝撃波が弾性波なのか、塑性波なのかの判別もつかない。そして研究者ごとに玄武岩の産地が異なるため物性が異なり、ユゴニオデータに差が見られる。そのため破片の放出速度やサイズ分布を測定した過去の玄武岩を用いた衝突破壊実験にこれらのユゴニオを適用し、発生圧力や音速を求める際に非常に大きな不確定性が生じてしまう。過去の研究に適用するにはその実験に用いられた玄武岩のユゴニオがどうしても必要である。

2-4 衝撃波の減衰

微惑星の成長過程やクレーター内部の状態を知るために、破片のサイズ分布や放出速度などを測定する実験がこれまで行われてきた。破片のサイズ分布は経験的にべき乗則になることなどが分かっているが、そのメカニズムについては未だにはっきりとは解明されていない。しかし衝撃圧力と生成される破片のサイズが関係していることは容易に考えられ、これまでも衝撃圧力の減衰に関する様々な研究が行われてきた。

Dence et al. (1977) は隕石クレーターの中の岩石に残された衝撃痕をつぶさに調べ加えられた衝撃圧力を見積もった。岩石を採取した地点とその岩石が衝撃圧力を受けた瞬間に存在していた地点は異なるため、クレーター形成により岩

石がどう移動するかを見積もったうえで、核実験において測定された衝撃圧力と比較し、衝撃圧力の減衰率を $-2 \sim -4.5$ ($P \propto x^{-2-4.5}$) と見積もった。また Dience and Walsh (1970) や Ahrens and O'Keefe (1977) は流体計算により球形の隕石が落下した場合の直下の温度、圧力、粒子速度などを計算した。彼らの衝撃圧力の減衰はそれぞれ $P \propto x^{-3}$ 及び $P \propto x^{-1.5-3}$ となった。Ahrens and O'Keefe (1977) や O'Keefe and Ahrens (1976) の計算によると、衝突点からある距離だけ離れると途端に減衰率が急激に減少する結果が得られた。これは直下におけるエネルギーの流れが、ある距離を越すと急に球面状に拡がるためであった。Kieffer and Simmonds (1980) は隕石の運動エネルギーが地中の球殻状の領域に運動エネルギーと内部エネルギーに等分に分配されるとして衝撃圧力を計算した。ユゴニオと断熱圧縮曲線から圧縮に要するエネルギーを解析的に見積もった結果、距離と衝撃圧力の関係は $P \propto x^{-3-3.6}$ となった。

一般に、隕石クレーターなどによる観測的研究による減衰率の方が理論計算によって求められた減衰率よりも大きい傾向が見られる。しかし、クレーター孔の観察によってもとめられた減衰率には、衝撃圧力の見積もりに大きな不確実性がある。一方、減衰率を求める理論計算は多くの場合、隕石と地面のエネルギーの収支のみで見積もられている。しかし本来は標的及び弾丸の物性にも依存し、衝撃波の他にも発生する波をすべて考慮に入れる必要がある。

本研究ではこれまでの衝撃波の理論を改めて見直し、衝撃波の減衰は1) 稀薄波の効果、2) エネルギー損失の効果、3) 幾何学的効果の3つの効果によると考えた。稀薄波の効果のうち、以下に述べる反射稀薄波についてはこれまでも考えられてきたが、エッジ波の効果は本研究により初めて本格的に導入された。それぞれの効果について説明する。

稀薄波の効果においては反射稀薄波とエッジ波の2つの波を考えなければならない。弾丸が標的に衝突すると衝撃波が弾丸中と標的中を伝播する。弾丸中を伝播した衝撃波は自由表面である弾丸の背面に達すると反射して圧力を解放しようとする稀薄波となり弾丸中を戻っていく(図2-8)。反射稀薄波速度は一般に衝撃波速度よりも速く、すでに衝撃波により高圧状態となっている標

的中を伝播しやがて衝撃波に追いつく。追いつかれた衝撃波は減衰し、衝撃圧力は距離と共に減衰する。一方衝突と同時に、高圧状態を解放しようとする弾丸の端で稀薄波が発生する。この稀薄波を以後エッジ波と呼ぶ。エッジ波の速度は明らかではないが、標的内を伝播し圧力を減衰させる。弾丸の前面が平面の場合、弾丸の端が中心から離れているためこのエッジ波の効果は衝突点直下においてはあまり影響しない。しかし球状の弾丸の場合には衝突直後から、衝突点直下にエッジ波が到達するため影響があると考えられる。

衝撃波が通過することにより標的物質は圧縮される。その際エネルギーを様々な形で消費する。圧縮による摩擦で発生する熱のエネルギーや格子欠陥などの生成エネルギー、標的を破壊した場合には粒子の結合を切るエネルギーとして、さらに激しい衝突の際は標的が熔融するための融解エネルギーなど、様々なエネルギーを消費する。このエネルギー損失の効果は衝撃圧力が低い場合にはあまり効かないと思われるが大きい隕石の衝突では地面は熔融するくらい高温になると見積もられており、衝撃波のもっているエネルギーの消費も大きいと思われる。

本研究の実験（後述）のように衝突面が平面である弾丸が衝突した場合、衝突点直下においては衝撃波は、ほぼ平面波として入射方向に伝播する。しかし衝突点から離れるに従い衝撃波面は球面状になる。衝撃波の振幅は衝撃波面の面積に反比例する。弾性論より球面状の弾性波の場合、振幅は距離の -1 乗に比例して減衰する。衝撃波の場合も球面波となった場合、同様に波面が幾何学的に広がる効果により衝撃圧力は距離の -1 に比例して減衰すると考えられる。

弾丸の形状や衝撃圧力により、これら3つの効果が重複し衝撃波は減衰する。従って減衰を考える際にはこれまでの理論的研究のようにエネルギーの収支だけにとどまらず、発生する稀薄波なども考慮に入れる必要がある。そこで本研究では衝撃圧力波形を測定し、3つの効果それぞれについて調べることにより減衰のメカニズムを明らかにし、衝突破壊現象に応用した。



図 2 - 1 微惑星の衝突破壊

破片の放出速度とサイズ分布によって衝突合体成長の効率が異なる。放出速度が小さく、自己重力をもった核となるような大きな破片があれば飛び散った破片も再集積できる（上図）。破片のサイズが均等で放出速度が大きければ集積することなく飛散する（下図）。

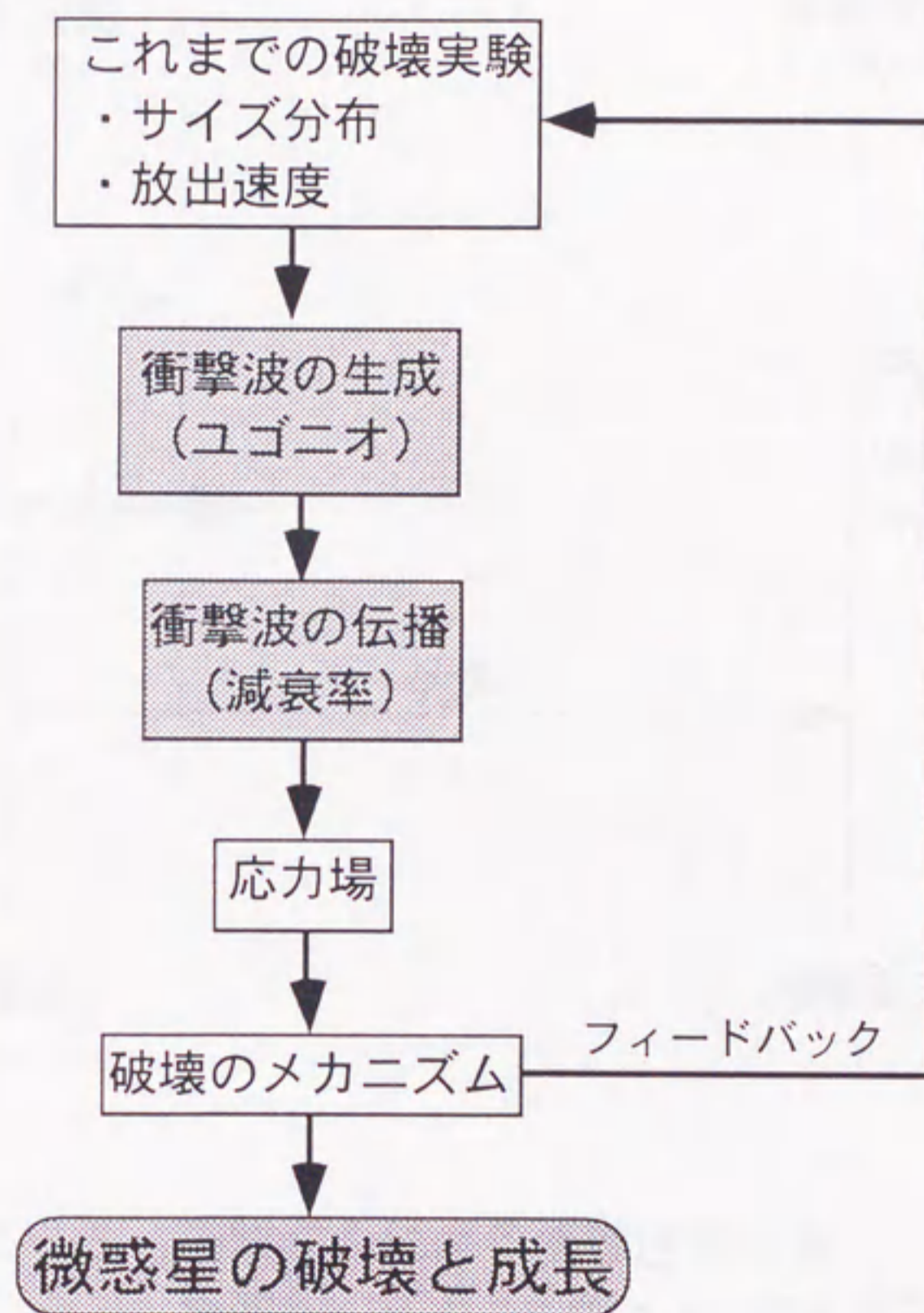


図 2-2 本研究の位置づけ

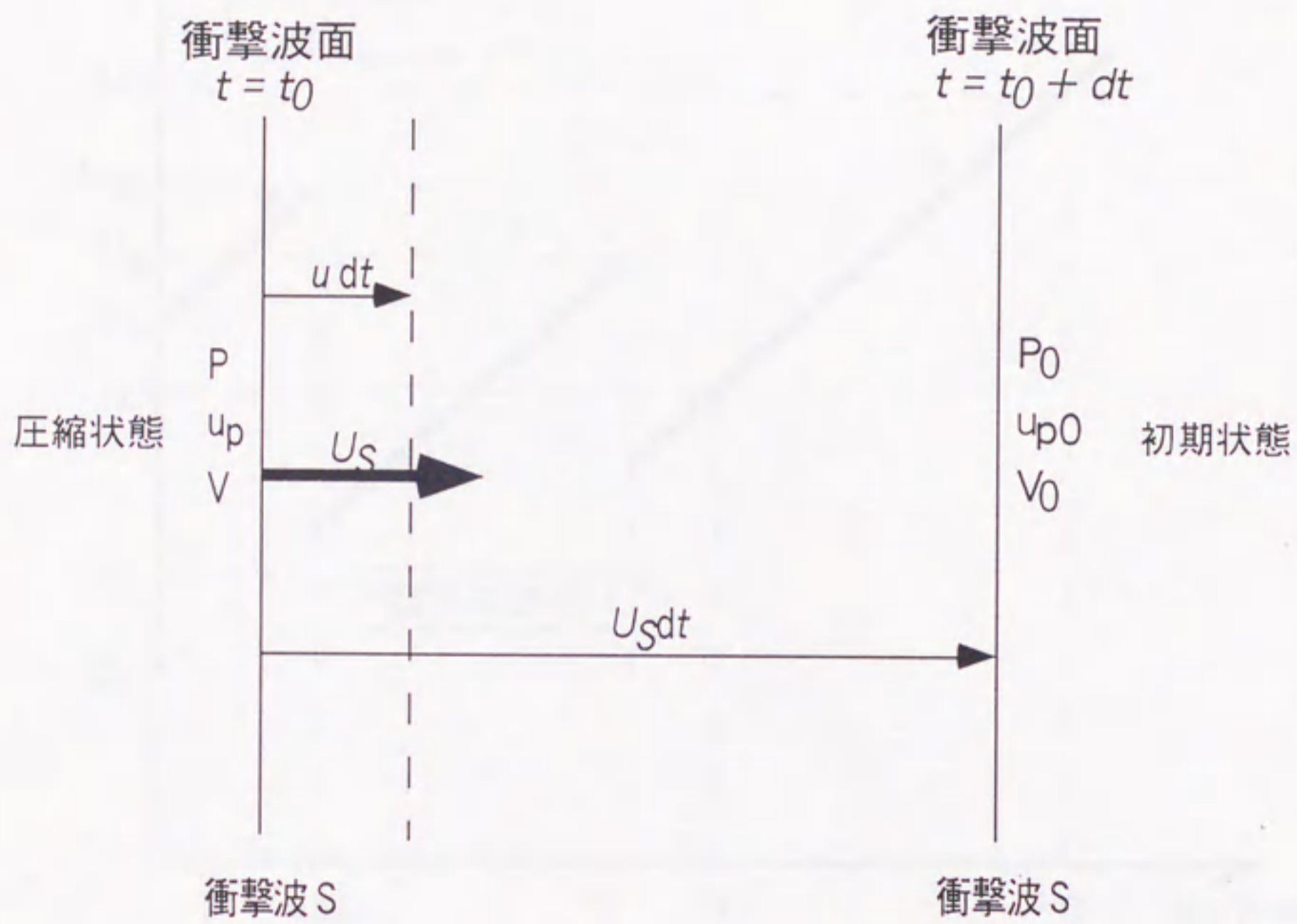


図 2 - 3 衝撃波 S による衝撃圧縮状態
 時間 $t = t_0$ と $t = t_0 + dt$ の波面の
 位置と粒子の運動を表している。

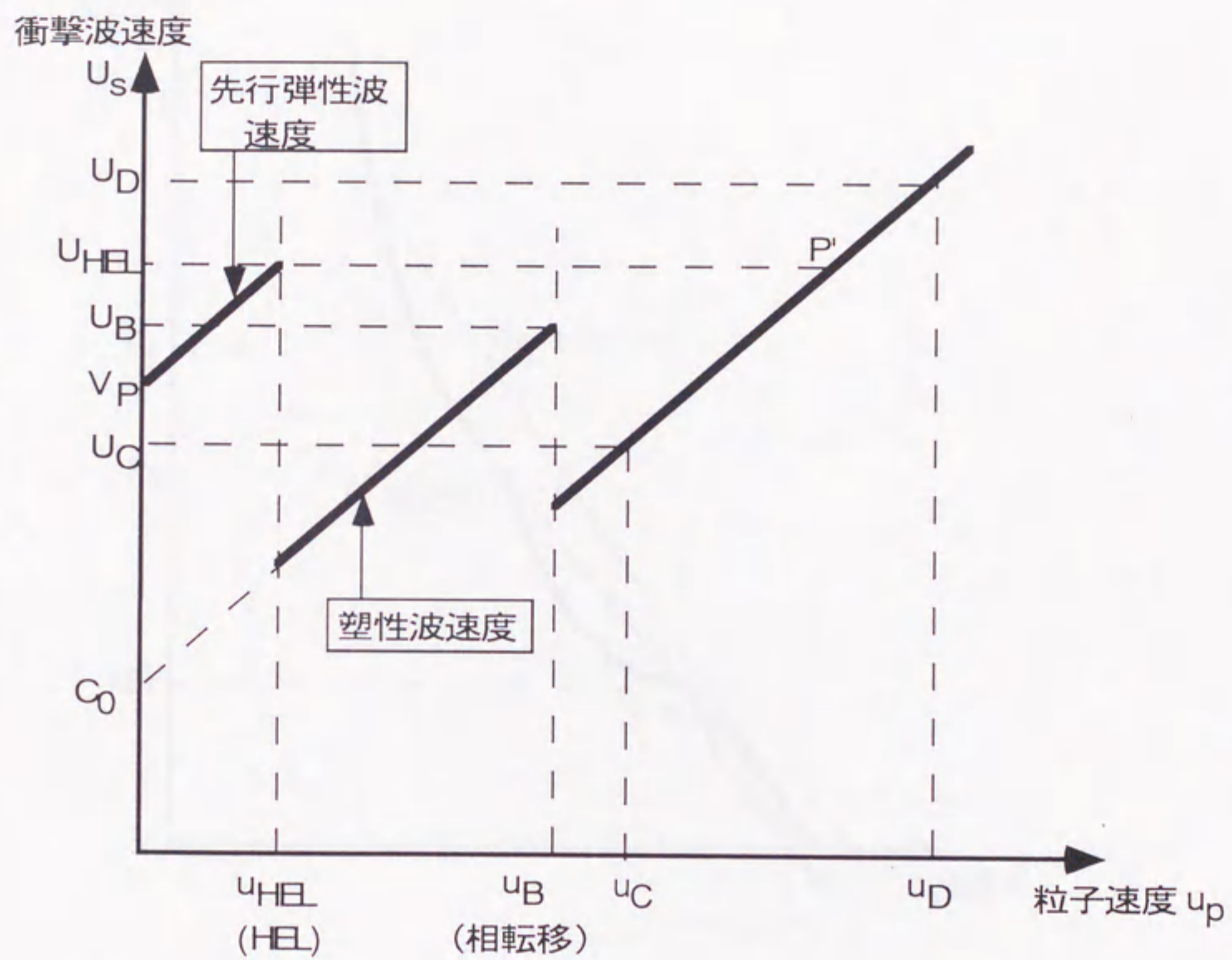


図 2-4 U_s-u_p ユゴニオ

先行弾性波速度の切片は P 波速度 (V_p)、塑性波速度 (C_0) の切片はバルク音速にあたる。

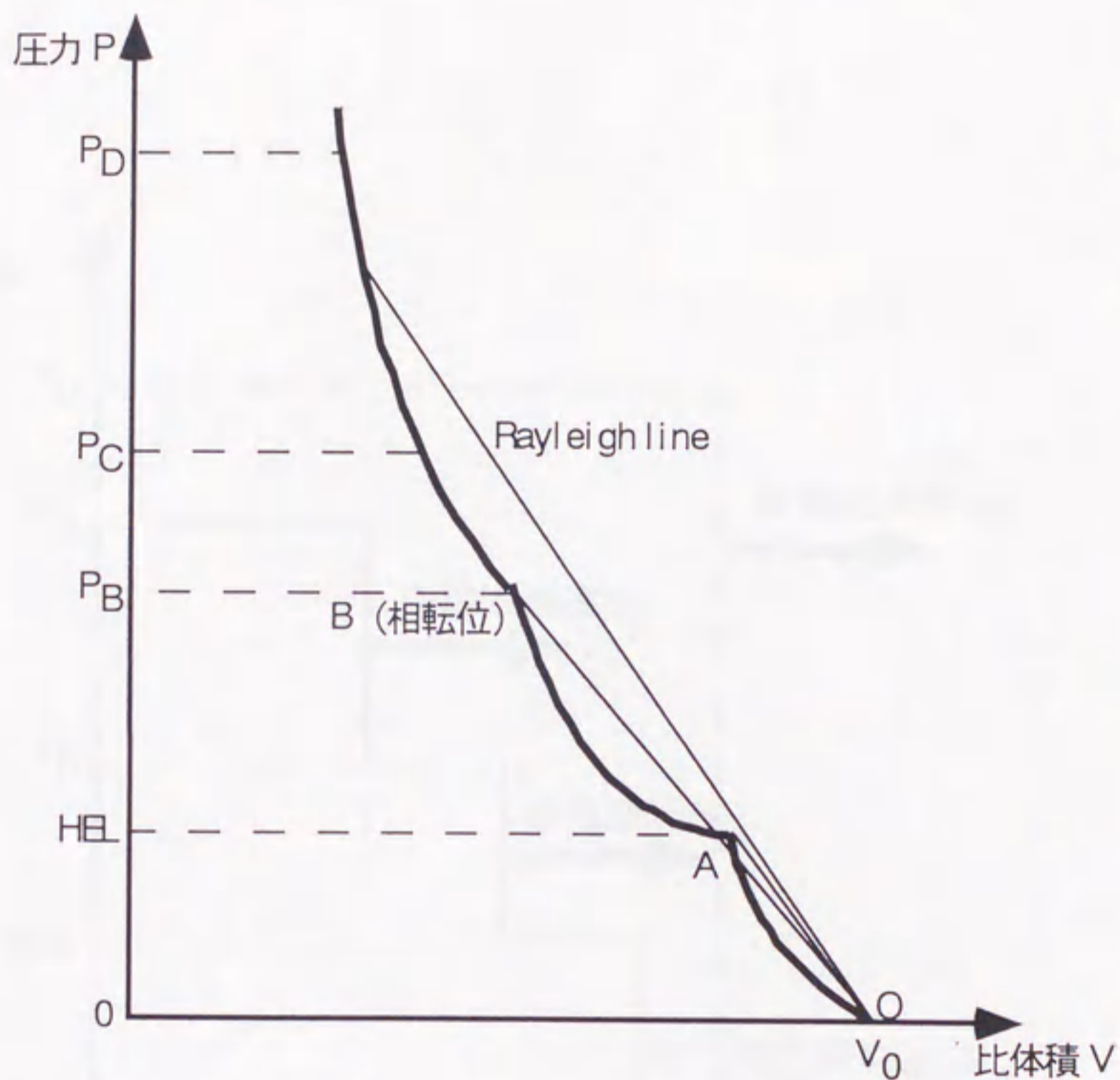


図 2-5 P-V ユゴニオ

初期状態と最終状態を結んだ直線 (Rayleigh line) の傾きは衝撃波速度に比例する。

衝撃圧力 P_D をもつ衝撃波は直線 OD の傾きが OA, OB の傾きよりも大きいため、その衝撃波速度 U_D は、

U_{HEL}, U_B よりも大きくなり衝撃波速度は一重衝撃波となる。

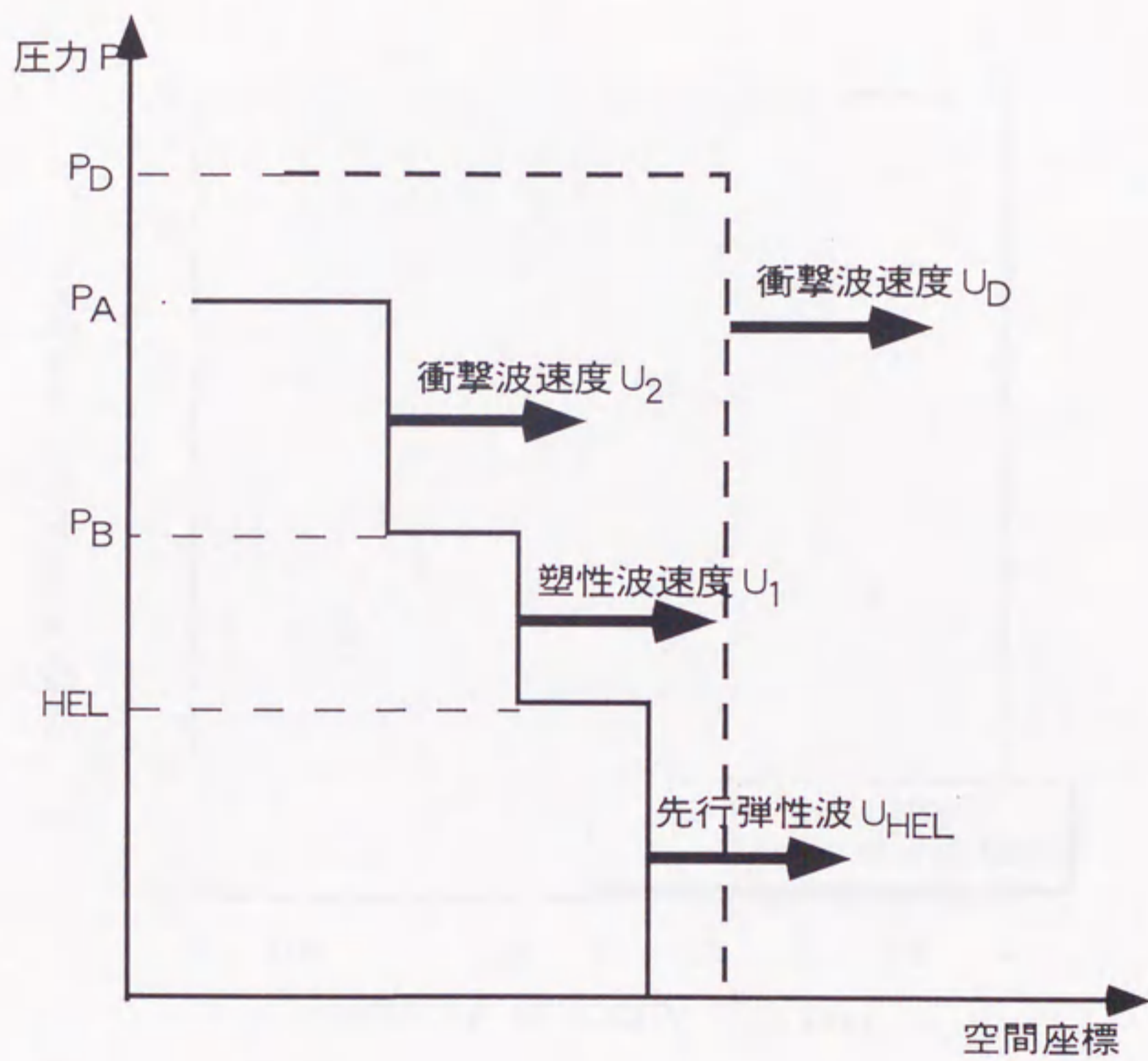


図 2-6 衝撃波構造

縦軸に衝撃圧力、横軸に空間座標をとっている。
 高圧力になると衝撃波速度 U_2 は大きくなり前の2つの
 波を追い越し1重衝撃波になる。

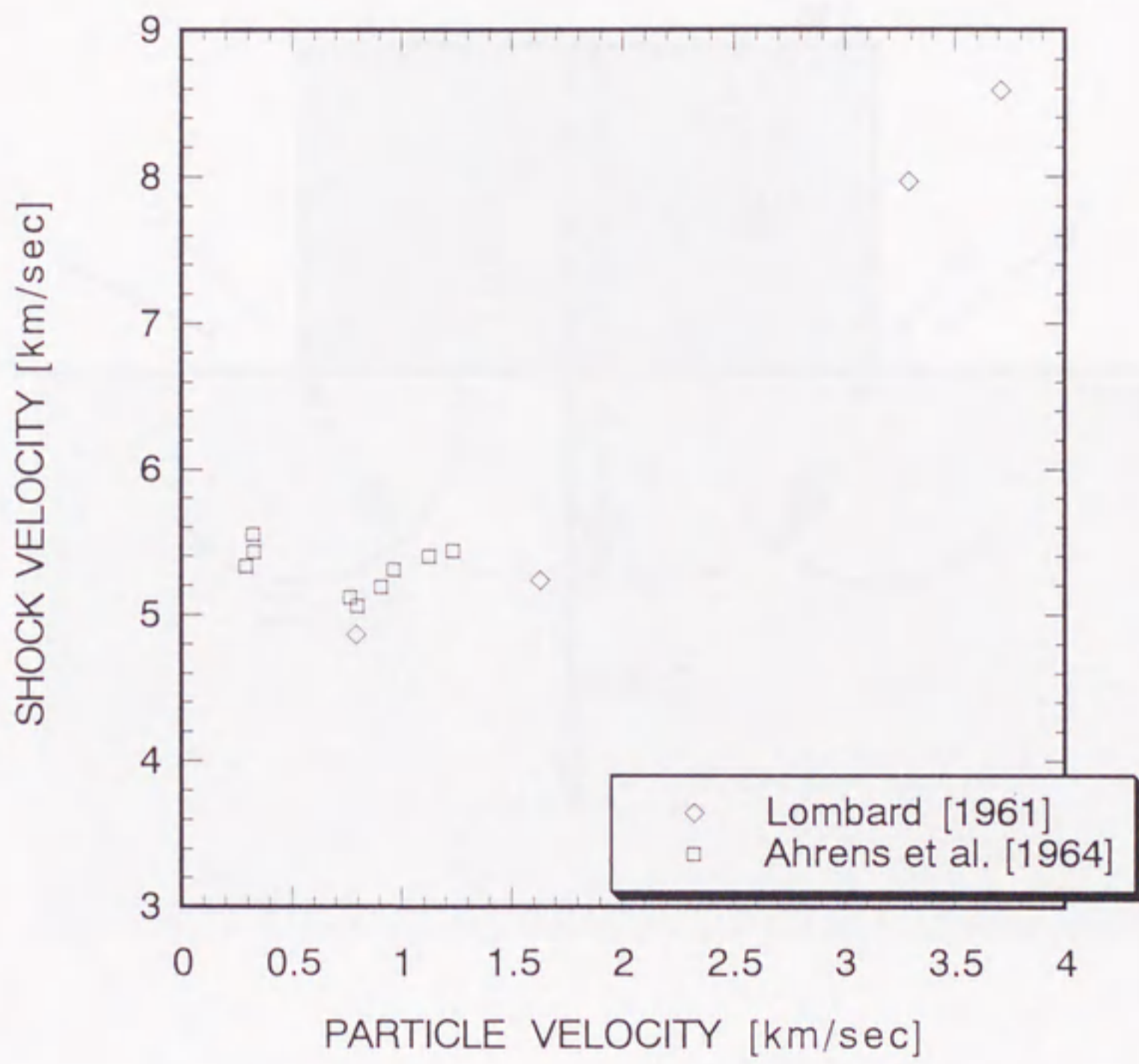


図 2-7 これまでの玄武岩のユゴニオ

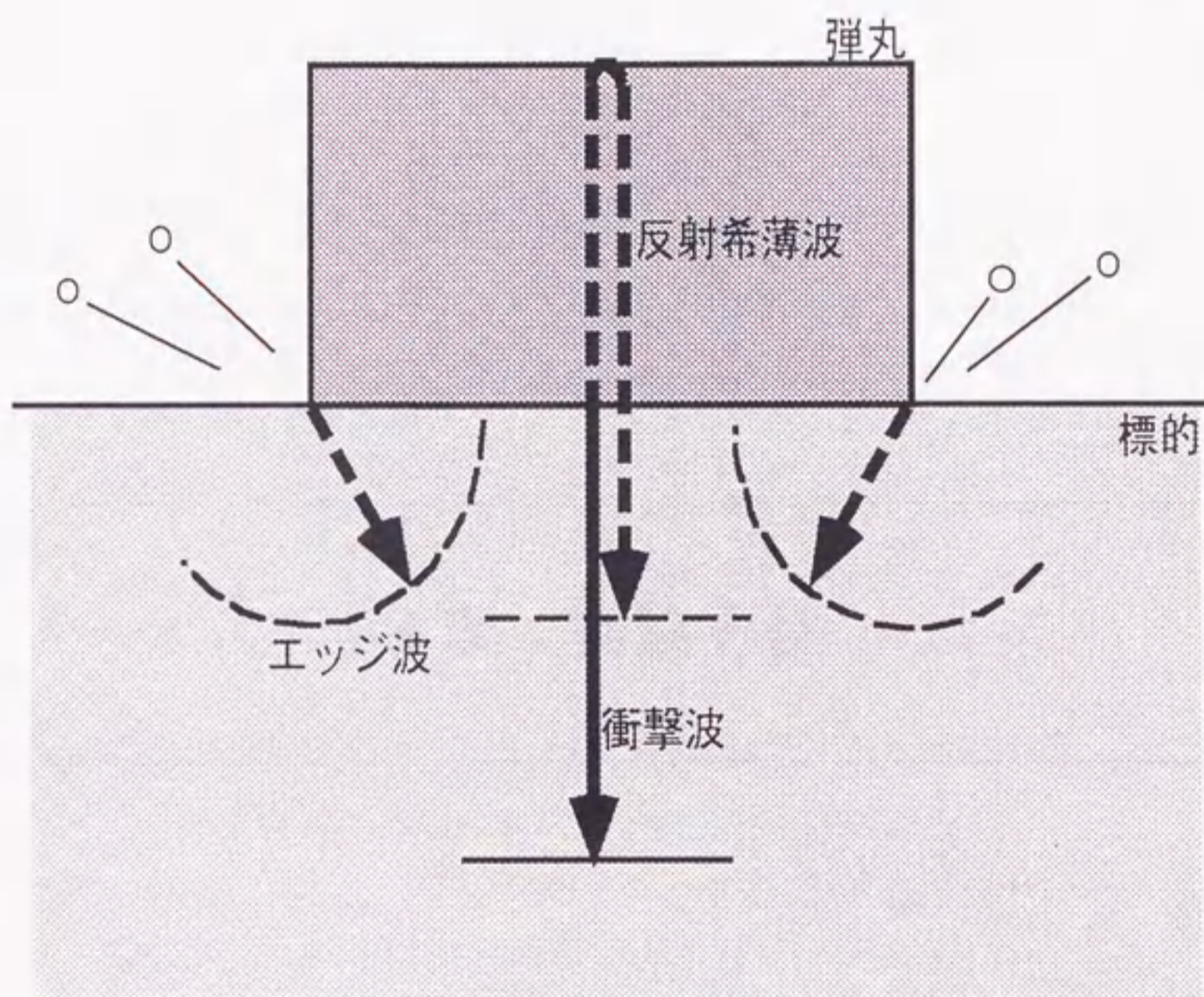


図 2-8 反射波及びエッジ波の模式図
 (実線が圧縮波、点線が希薄波を表す)

第1章 緒言 1

第2章 基礎理論 10

第3章 実験方法 25

第4章 結果と考察 45

第5章 結論 65

参考文献 75

索引 85

3章 実験方法

本実験は、対象物質の特性を明らかにし、その応用範囲を拡大することを目的とする。実験は、基礎理論に基づき、適切な装置と手順を用いて行われる。まず、試料の採取と前処理が行われ、その後、測定装置を用いてデータの取得が行われる。得られたデータは、適切な解析手法を用いて処理され、結果が得られる。この結果は、対象物質の特性を明らかにし、その応用範囲を拡大するために役立つ。

実験は、対象物質の特性を明らかにし、その応用範囲を拡大することを目的とする。実験は、基礎理論に基づき、適切な装置と手順を用いて行われる。まず、試料の採取と前処理が行われ、その後、測定装置を用いてデータの取得が行われる。得られたデータは、適切な解析手法を用いて処理され、結果が得られる。この結果は、対象物質の特性を明らかにし、その応用範囲を拡大するために役立つ。

3-1 実験装置

衝撃圧力ゲージを標的である玄武岩の間に挟み衝撃波の測定を行った。衝撃波は衝突した瞬間は弾丸と等しい面積の平面波であるが、伝播するにつれて衝撃波面は端から湾曲し次第に球面波へと移ってゆく。圧力ゲージで衝撃圧力を測定するためには衝撃波面の平面の部分測定しなければならず、ゲージは弾丸の直径よりも小さい必要がある。次節で述べるゲージ（最大 $5 \times 5 \text{ mm}^2$ ）で衝撃圧力を測定するには、これまで名古屋大学にあった口径 15 mm の一段式火薬銃では弾丸が小さすぎる。そこで本研究では新たに口径 30 mm の一段式火薬銃を立ち上げた。また、衝撃波面とゲージ面を平行にするため弾丸の傾きを最小限にする必要がある。そこで本研究ではサンプルホルダーを銃口の先端に取り付けることにより、弾丸の飛翔距離（銃口先端～サンプル表面）を 6 cm と短くし、弾丸の傾きを最小限にした。

装置全体及びサンプルホルダー部の見取り図を図3-1、図3-2に示す。実験に先駆けてまず、火薬量及びダイヤフラムと弾丸の衝突速度のキャリブレーションを行った。圧力弁であるダイヤフラム（アルミニウムまたはステンレス製）に横フライスでノッチ（長さおよそ 25 mm ）を入れることにより強度を変化させ、火薬室に装填する火薬量とノッチの深さで弾丸の衝突速度を制御した。得られた衝突速度のキャリブレーション曲線を図3-3に示す。弾丸の速度は弾丸側面と銃身との摩擦にも依存する。図中のデータのばらつきは弾丸の直径のばらつき（ $29.950 \sim 29.998 \text{ mm}$ ）とダイヤフラムのノッチの深さの個体差によるものと思われる。

弾丸の速度は以下の三つの方法で計測した。まずは名古屋大学にあった口径 15 mm の火薬銃で用いられていた、赤色半導体レーザーを用いた方法で測定した（平行レーザー光線法）。サンプルホルダーに 20 mm の間隔をおいて、2つの半導体レーザーと、反対側にフォトダイオードを組み込んだ。フォトダイオードの出力は高速アンプ回路を通してオシロスコープでモニターした。2本の平行なレーザー光を弾丸が遮るとフォトダイオードの出力は順に変化する。出

力変化の時間差とレーザー光の距離より弾丸の飛翔速度を計算した。

レーザーの代わりに細い金属ワイヤーを用いる方法でも測定を行った（平行ワイヤー法）。銃口のすぐ先に2本のワイヤーを平行に距離 20 mm の間隔をおいて張り、サンプルホルダーや銃身と絶縁を保ちながらチャンバー外部へと導いた。ワイヤー両端を抵抗を用いた簡単な電気回路に接続し、弾丸によって切断されると信号が出力されるようにした。ワイヤーは弾丸を減速させず、且つ弾丸より先に銃身を伝播してくる火薬の爆発による振動で切れないように火薬量ごとに選択し、直径 0.1~0.2 mm のアルミニウムまたは鉄のワイヤーを用いた。信号自体は 0.01 msec の精度で測定された。

しかし、平行レーザー光法は燃焼した火薬の発光がレーザー光にかぶさり、測定は非常に不確実であった。一方平行ワイヤー法は、ワイヤーが多少反っていたり波うっていたりするため、ワイヤーの間隔の誤差が大きく（およそ 10%）、弾丸飛翔速度の測定精度があまり好くなかった。また、細いワイヤーを多少張力をかけて張らなくてはならないため、その作業が実験時間を律束していた。

そこで本研究の後期においては、他の衝突銃においても一般に用いられているマグネットフライヤー法を立ち上げ測定を行った。この方法は、透磁性のある弾丸中に強力な永久磁石を埋め込み、サンプルホルダー内に組み込まれた2つのコイルを弾丸がくぐることにより、励起される電圧の時間差を読みとるものである（図3-4）。磁石には直径 5 mm の希土類磁石（ネオジウム磁石）を用いた。磁石は実験ごとに破壊または消磁されてしまい、再利用はほとんど出来なかった。この方法を用いることにより安定して、弾丸の飛翔速度を精度 5% 以下で測定することが出来た。

一段式火薬銃では火薬ガスの膨張速度（=音速）である 2.2 km/sec 以上、弾丸を加速することは出来ない。そこで、さらに高速で衝突させる必要がある実験は無機材質研究所（茨城県つくば市）にある口径 25 mm の二段式軽ガス銃を使わせていただいた。二段式軽ガス銃（図3-5）の原理は、まず一段目の火薬銃によりピストンが管内のヘリウムガスを圧縮する。ガスが臨界圧に達す

ると2段目のダイヤフラムが割れ、高圧のヘリウムガスにより弾丸は加速される。ガスの音速はガス分子の質量の0.5乗に比例するのでヘリウムガスは火薬ガスよりも高速で膨張し、二段式軽ガス銃では最大7 km/secまで弾丸を加速できる。ヘリウムガスより軽い水素ガスを用いればさらに高速度に加速できることが現在確かめられているが、扱いには厳重な注意を要する。

3-2 衝撃圧力ゲージ

衝突物理量を測定するにはいくつかの方法がある。代表的な方法のひとつとして、レーザー光を入射し背面で反射してきたレーザー光と干渉させることによって標的の粒子速度を測定する「レーザー干渉法」がある。また、標的の背面に斜めに鏡を張り付け光の反射像を流し撮りカメラで撮影し標的の粒子速度を測定する「傾斜鏡法」や、背面に段差を付けて自己短絡ピンを固定し衝撃波速度を測定する「ピン接触法」、空隙に希ガスを封入し、空隙が衝撃波によって圧縮される際の発光を観測し衝撃波速度を測定する「アルゴン空隙閃光法(フラッシュギャップ法)」などがある。また、標的物質内に圧力センサーを埋め込み、粒子速度ではなく圧力履歴を測定する「物質内ゲージ」を用いる方法もある。

数 nsec の時間分解能で粒子速度を測定できる「レーザー干渉法」や「傾斜鏡法」に較べて、「物質内ゲージ」の時間分解能は一桁劣る。また測定可能な圧力範囲に上限があるという短所、圧力測定精度がおよそ5%という短所もある。しかし、上記の2つの方法は光軸合わせなどのメンテナンスの面で非常に精度と技術を要し、また設備自体の値段も非常に高価なものである。また、その他の「ピン接触法」や「フラッシュギャップ法」では、本研究の目的の一つである圧力波形を得ることは出来ない。5%の圧力測定精度でも玄武岩のユゴニオを決定することは充分可能で、本研究では「物質内ゲージ」を選択した。

用いた物質内ゲージは「マンガンゲージ」「カーボンゲージ」「PVF2」の三種類(図3-6)であり、これらは急速に変化するゲージ面に垂直に作用

する応力の時間変化を測定することが出来る。以下それぞれのゲージについて説明する。

「マンガニンゲージ」の動作原理には、加えられた応力によってマンガニン（Cu 84, Mn 12, Ni 4%の合金）の電気抵抗が急速に変化する「ピエゾ抵抗効果」を用いている。用いたマンガニンゲージは Dynasen 社の「Mn4-50-EK」「Mn8-50-EK」「Mn10-.050-FEP」の三種類である。

前者二つ（50 Ωマンガニンゲージ）はフォトエッチングした単一のグリッド状のマンガニン素子（公称 50 Ω）を、エポキシ樹脂を充填剤及び結合剤として絶縁体である 2 層のカプトンの間に挟んだものである（図 3-7）。素子は 2 本の蒸着された薄い銅のリード線で接続されている。物質内ゲージにおいて重要な点はその構造から制約される時間分解能である。ゲージの時間分解能は、衝撃波がゲージ断面を通過する時間でほぼ決まり、時間分解能を出来る限り上げるために薄くつくられている。「Mn8-50-EK」及び「Mn4-50-EK」はそれぞれ厚さ 0.8 mil 及び 0.4 mil (1 mil = 0.001 inch = 0.0254 mm) のマンガニン素子からなっており、それぞれの面積は $5.1 \times 5.1 \text{ mm}^2$ 及び $2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$ で、素子を厚さ 1 mil (0.025 mm) のカプトンで挟んでいる。尚、型番の最後の「EK」はエポキシ樹脂・カプトンを意味する。

一方「Mn10-.050-FEP」（低インピーダンスマンガニンゲージ）は絶縁体である FEP（フルオロエチレン・プロピレン；商品名テフロン；融点 285 度）の間に温圧積層した 1 mil 厚の線状のマンガニン素子（公称 0.050 Ω）を 4 本の薄い銅のリード線で接続したもの（図 3-8）で、素子の面積は $4.4 \times 1.5 \text{ mm}^2$ である。本実験ではゲージに強度を保たせるため厚さ 5 mil の絶縁体のゲージを用いた。ダイナセン社が行った、衝撃応力と抵抗変化の較正曲線を図 3-9 に示す。

マンガニンゲージが受けた応力を測定するためには、パルス電源が必要である。用いたダイナセン社のパルス電源 CK1-50-300 及び CK2-50/.050-300 の回路を図 3-10、3-11 に示す。前者の動作原理はホイートストンブリッジ回路の四つの抵抗のうち一つをゲージが担うようになっており、最長 300 μ sec の

間、最大 300 V のパルス電圧を加え、抵抗の時間変化を回路の電位差から読みとる。パルス電圧を用いるのは付加電流によりゲージが加熱損傷するのを防ぐためである。ゲージ抵抗とパルス電源の出力電圧の較正は実験後毎回、ゲージの代わりに可変抵抗器を接続し、抵抗を変化させたときの出力電圧を記録して各実験の設定ごとの抵抗変化と電圧の較正曲線を作成した。

カーボンゲージの動作原理はマンガニンゲージと同様にカーボンのピエゾ抵抗効果により、ゲージ面に垂直に加えられた応力により素子の電気抵抗が変化することを利用している。本研究に用いたゲージは「C300-50-EKRTE (Dynasen社)」で、2本の蒸着された銅のリード線に接続されている厚さ 0.5 mil の黒鉛素子 ($1.3 \times 1.5 \text{ mm}^2$) を厚さ 1 mil のカプトンで挟んだものである (図 3-12)。カーボンゲージの応力と抵抗変化の較正曲線を図 3-13 に示す。

「PVF2ゲージ」は両側を金属被覆された薄い圧電素子にフォトエッチングにより2本の電極及び銅のリード線を接続したもので、機械的な保護のために2枚のカプトンによって挟まれている (図 3-14)。用いたゲージはダイナセン社の「PVF211-.040-EK」である。このゲージの動作原理はマンガニンゲージ等と異なっており、圧電性のあるピエゾ素子の電極に垂直に応力が加えられると素子に応力に応じた電荷が誘導される。この電荷を測定することにより加えられた応力を求める。ゲージに誘導された電荷は電荷積算器 (チャージインテグレータ) を通して電圧に変換される。応力と電荷の較正曲線及び換算式を図 3-15 に示す。チャージインテグレータ内のコンデンサーは容量 0.1 及び 0.01 μF のものを用いた (図 3-16)。

動作原理の違いにより、一般に「マンガニンゲージ」及び「カーボンゲージ」が圧抵抗応力計といわれるのに対し、「PVF2ゲージ」はピエゾフィルム応力計といわれる。3つのゲージは応力の測定可能範囲がそれぞれ異なっている (図 3-17)。本研究では衝撃圧力が 1 GPa 以下の実験には「カーボンゲージ」、1 GPa ~ 15 GPa の実験には「50 Ω マンガニンゲージ」、それ以上の実験には「低インピーダンスマンガニンゲージ」をそれぞれ用いた。また、「PVF2ゲージ」を用いてこれらのゲージの測定能力の確認をおこなった。マン

ガニンゲージの保証されている測定可能圧力の上限は 45 GPa であるため、それ以上の発生圧力の衝撃波実験にはゲージ以外の別な測定手段が必要となる。

本研究の前にこれらのゲージのキャリブレーションを行った。まずはこれまでに H E L 及び相転移圧力がよく分かっている物質にマンガニンゲージを挟み弾丸を衝突させ、ゲージの時間分解能及び絶対圧力を確認した。標的には光学的窓材やレンズとしてよく用いられるフッ化カルシウム (CaF_2) の単結晶 (厚さ 3.3 mm) を用い、直径 28 mm の銅のフライヤープレートをつけた弾丸を衝突速度 0.74 km/sec で衝突させた。得られた圧力波形を図 3-18 に示す。発生圧力 9.5 GPa の圧力波形の立ち上がりに 2.5、6.5 GPa の 2 カ所で段差が見られる。また段差の 6.5 GPa の直前までおよそ 50 nsec で立ち上がっている。これまでに報告されているフッ化カルシウムの H E L 及び相転移圧力はそれぞれ、1.8~3.0、6.4 GPa (Batsanov, 1994; German et al., 1974) であり、今回の結果とよく一致している。従ってこの結果より、絶対圧力の信頼性およびマンガニンゲージの時間分解能が確認され、相転移までの立ち上がり時間がおよそ 50 nsec であったことから、非常に短時間 (< 50 nsec) の現象にも追従する事が十分に可能であることが確認された。

また異なる種類のゲージの比較も行った。標的に城崎玄武岩を用い、ポリカーボネイトの弾丸を衝突速度 0.34 km/sec で衝突させた。2 枚の玄武岩の間にマンガニンゲージ及び PVF_2 ゲージを並べて挟み衝撃圧力を測定した。得られた波形を図 3-19 に示す。圧力波形において 0.1 GPa ほど差があるところも一部あるが、立ち上がり時間も非常によく一致している。立ち下がり始める時間が異なるのは、2 つのゲージを並べておいてあるためエッジ波の到達時間が異なるためである。

3-3 標的 (玄武岩) について

本研究では微惑星のアナログ物質として玄武岩を用いて衝突実験を行った。この玄武岩の物性について以下述べる。

用いた玄武岩は夜久野塩基性岩（城崎玄武岩）で密度はサンプルによって多少ばらつきがあり $2.65\sim 2.74\text{ g/cm}^3$ であった。一方、ピクノメータを用いて粉碎した玄武岩の真密度を測定したところ $2.84\sim 2.89\text{ g/cm}^3$ であり、このことから空隙率が $4\sim 8\%$ であることが解った。立方体に成形した岩石を肉眼で観察すると空隙はおおよそ柱状節理の軸に対して垂直に平たい形状をしていた（図 3-20）。本研究では減衰の一部の実験（標的の厚さが 50 mm 以上の実験）の除き衝突方向を揃え、常に柱状節理の軸に対して垂直に弾丸を衝突させた。

光学顕微鏡を用いて城崎玄武岩を観察すると、主に斜長石 ($0.2 \times 0.5\text{ mm}^2$) 及びカンラン石 ($0.5 \times 0.5\text{ mm}^2$) と間を埋めているガラス質からなっている（図 3-21）。それぞれの面積比はおおよそ（カンラン石）：（斜長石）：（ガラス質） = $1 : 8 : 1$ である。また、ダイヤモンドペーストで研磨した薄片を走査型電子顕微鏡（SEM）とエネルギー分散型 X 線回折計（EDX）を用いて玄武岩全体と各鉱物の構成元素の定量分析を行ったところ、表 3-1 の様な結果が得られた。この結果から玄武岩には他にイルメナイトが含まれること、カンラン石の成分が $\text{Fa}_{20}\text{Fo}_{80}$ （Fa：ファイヤライト、Fo：フォルステライト）、斜長石の成分が $\text{An}_{60}\text{Ab}_{40}$ （An：アノーサイト、Ab：アルバイト）であることがわかった。詳しい鉱物的及び化学的記載は Genbudo Research Group (1991) に記載されているが、今回の測定は彼らの結果と矛盾しないものであった。

玄武岩の音速は超音波振動子を用いて全ての標的において測定した。玄武岩を 2 つのパナメトリクス社の広帯域振動子で挟み、片方々にパルス電圧を与えたときにもう一方が振動を感じた時間と試料の厚さから音速を計算した（パルス透過法）。素子の表面にはカップリング剤を塗布した。玄武岩の空隙に水が充填されていると音速は速めに測定されてしまう。そこで実験に用いるサンプルと同様に、測定する前に玄武岩は 24 時間以上 $80\sim 110\text{ }^\circ\text{C}$ の恒温槽に入れて充分乾燥させた。かなり試料ごとのばらつきがあるものの、P 波速度 (V_p) が $4.10\sim 5.15\text{ km/sec}$ 、S 波速度 (V_s) が $2.60\sim 3.00\text{ km/sec}$ であった。

弾性論から導かれる以下の式、

$$C_0 = \sqrt{V_P^2 - \frac{4}{3}V_S^2} \quad (3-1)$$

を用いると、バルク音速 (C_0) は 2.67~3.81 km/sec となる。バルク音速 (C_0) と密度 (ρ) を以下の式に代入すると、

$$K_0 = C_0^2 \rho \quad (3-2)$$

体積弾性率 (K_0) はおよそ 25 GPa と計算される。

一方P波速度 (V_p) は剛性率 (μ) を用いて、以下の式で表されることより、

$$V_p = \sqrt{\frac{K_0 + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \quad (3-3)$$

城崎玄武岩の平均的な剛性率はおおよそ 18 GPa と見積もられた。

表 3-1 城崎玄武岩の化学組成 (EDX による測定結果)

Kinosaki Basalt (bulk) Component

	mol% of each element							moleculer	
	#1	#2	#3	#4	#5	average		mass	mass %
Na	2.97	4.04	4.12	3.81	3.98	3.78	Na ₂ O	62.00	8.75
Mg	2.42	2.80	3.10	4.15	3.54	3.20	MgO	40.30	4.81
Al	8.08	8.31	8.40	8.12	8.26	8.23	Al ₂ O ₃	102.00	31.34
Si	18.44	18.98	18.97	18.80	18.98	18.83	SiO ₂	60.10	42.25
K	0.73	0.75	0.66	0.57	0.67	0.68	K ₂ O	94.20	2.39
Ca	2.65	2.72	2.54	2.39	2.42	2.54	CaO	56.10	5.32
Ti	0.37	0.37	0.32	0.24	0.30	0.32	TiO ₂	79.88	0.95
Fe	1.59	1.66	1.48	1.59	1.46	1.56	FeO	71.85	4.18
O	62.75	60.37	60.39	60.33	60.39	60.85		16.00	
	100.00	100.00	99.98	100.00	100.00	100.00		68.44	100.00

Olivine grain Component

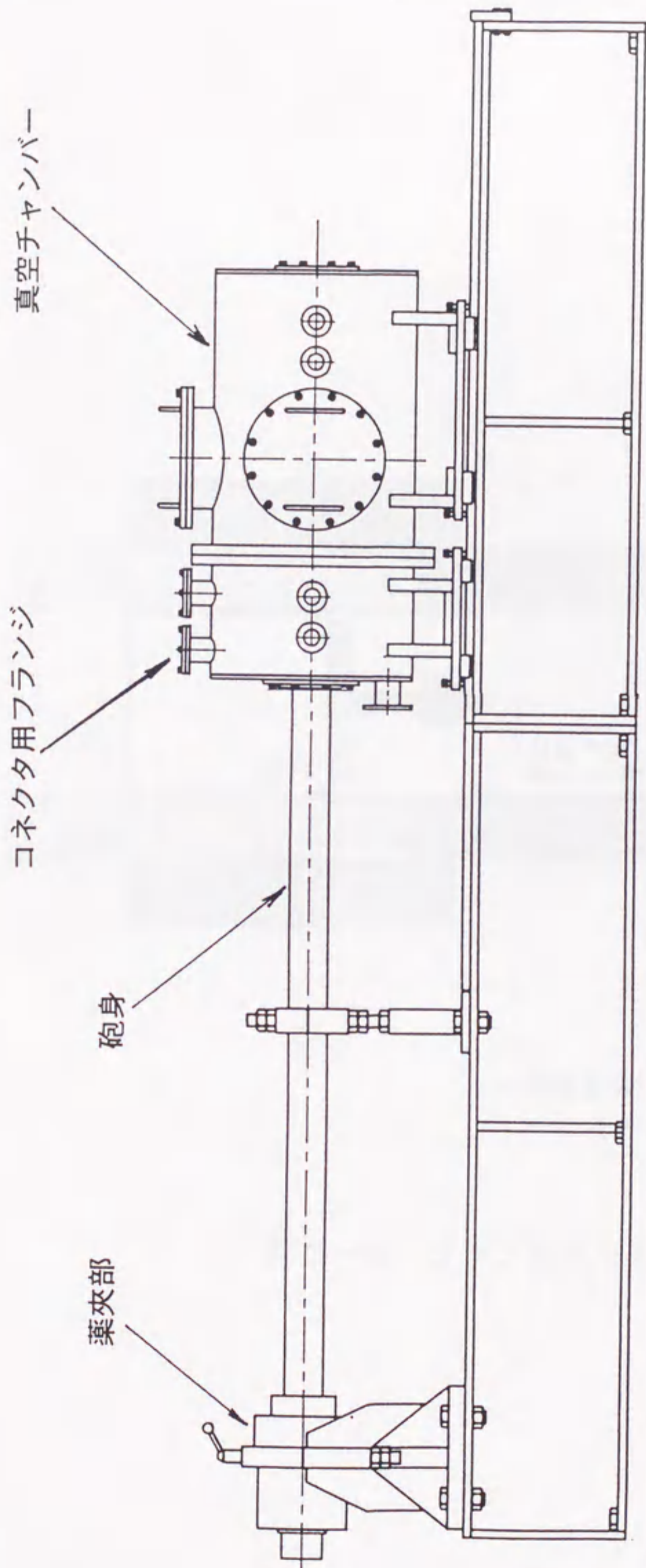
	mol% of each element				moleculer	
	#1	#2	average		mass	mass %
C	23.73	16.06	19.90			
Mg	17.20	17.52	17.36	MgO	40.30	39.92
Si	11.42	12.76	12.09	SiO ₂	60.10	41.46
Fe	3.80	5.29	4.54	FeO	71.90	18.62
O	43.85	48.33	46.09			
	100.00	99.96	99.98		51.56	100.00

Plagioclase grain Component

	mol% of each element				moleculer	
	#1	#2	average		mass	mass %
Na	2.90	3.26	3.08	Na ₂ O	62.00	6.52
Al	12.80	12.37	12.58	Al ₂ O ₃	102.00	43.80
Si	19.73	20.07	19.90	SiO ₂	60.10	40.83
K	0.13	0.17	0.15	K ₂ O	94.20	0.48
Ca	4.41	4.10	4.26	CaO	56.20	8.17
Fe	0.17	0.00	0.08	FeO	71.90	0.20
O	59.86	60.04	59.95			
	100.00	100.00	100.00		73.14	100.00

Ilmenite grain Component

	mol% of each element				moleculer	
	#1	#2	average		mass	mass %
C	18.78	23.54	21.16			
Mg	1.61	1.93	1.77	MgO	40.30	2.98
Al	0.84	1.34	1.09	Al ₂ O ₃	102.00	4.64
Ti	6.09	6.01	6.05	TiO ₂	79.88	20.17
V	0.10	0.17	0.13	V ₂ O ₅	181.90	0.99
Fe	23.08	24.44	23.76	FeO	71.85	71.23
O	49.50	42.56	46.03			
	100.00	99.99	100.00		73.06	100.00



品名	一段型火薬銃		依頼者	地球惑星科学科 物理 研究室	
	材質	数量		設計	製図
品番	組立図		尺度	1994.11.30 作成	
	1/20			名古屋大学理学部装置開発室	

図3-1 一段式火薬銃（口径30mm）の組立図

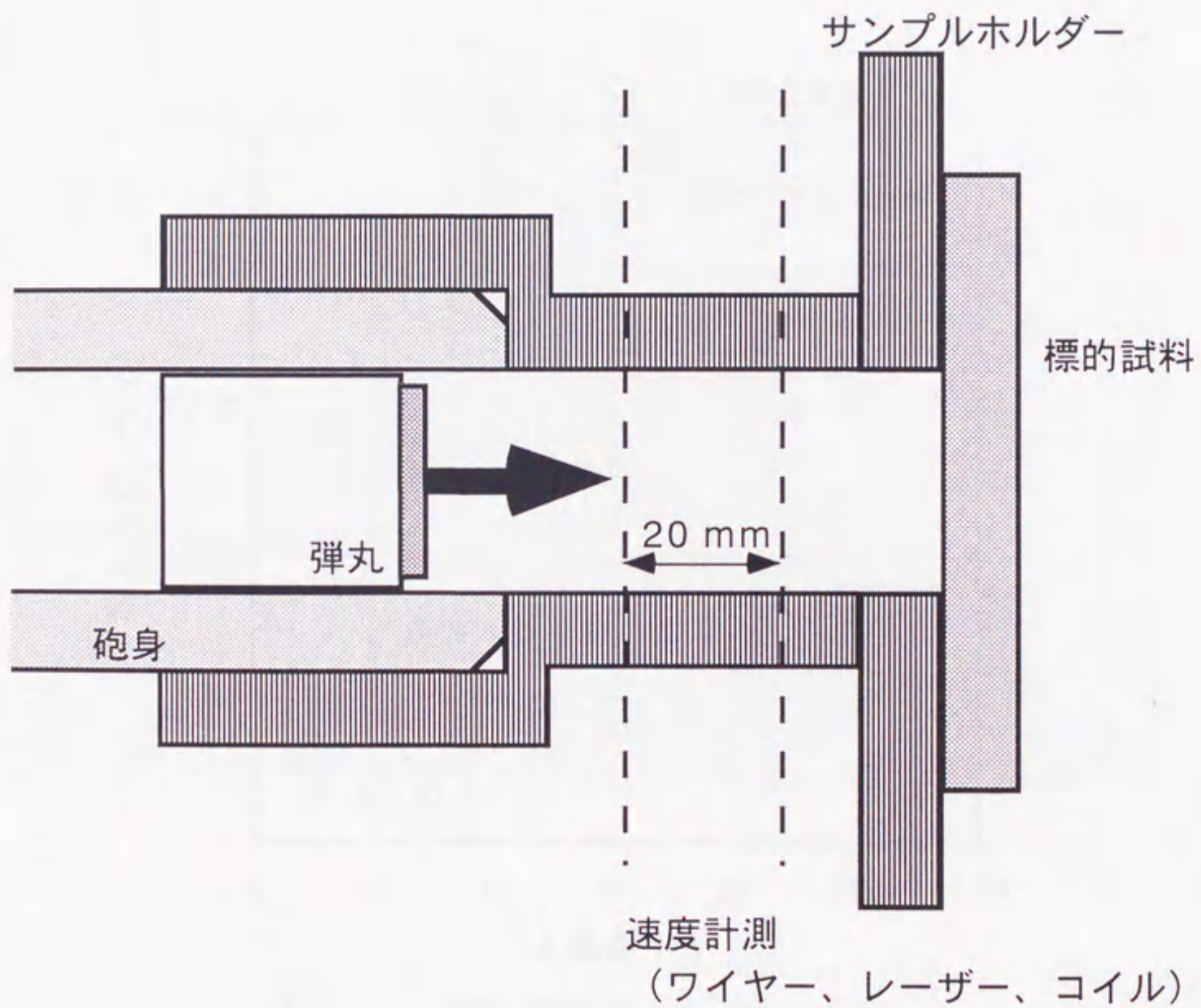


図 3 - 2 サンプルホルダー概略図

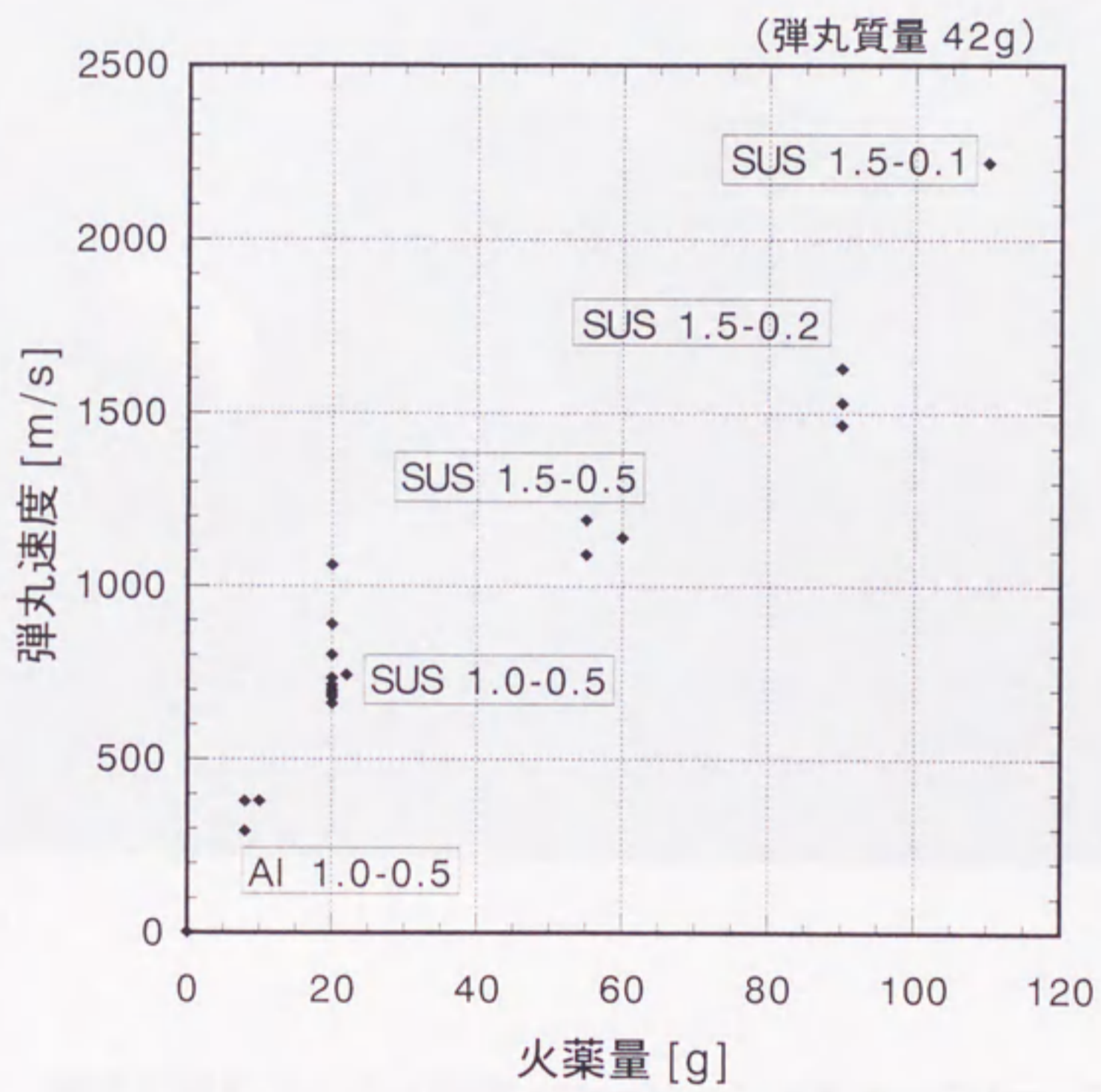


図 3-3 弾丸速度キャリブレーション

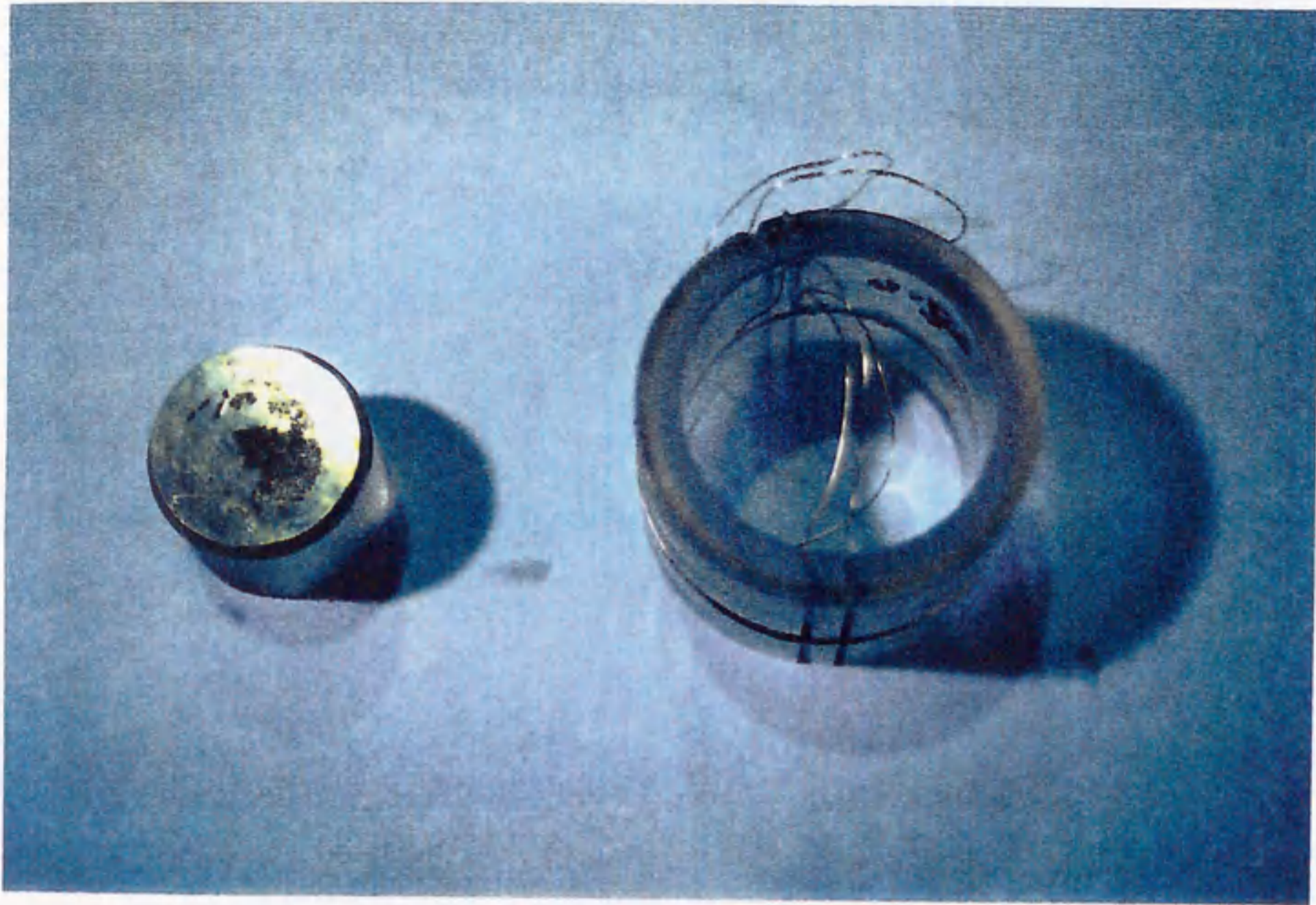


図 3-4 速度計測用コイル（内径40mm）とフライヤープレートを付けた弾丸
弾丸内部に永久磁石を埋め込み、コイルをくぐるときに励起される電圧の時間差から速度を計測する。

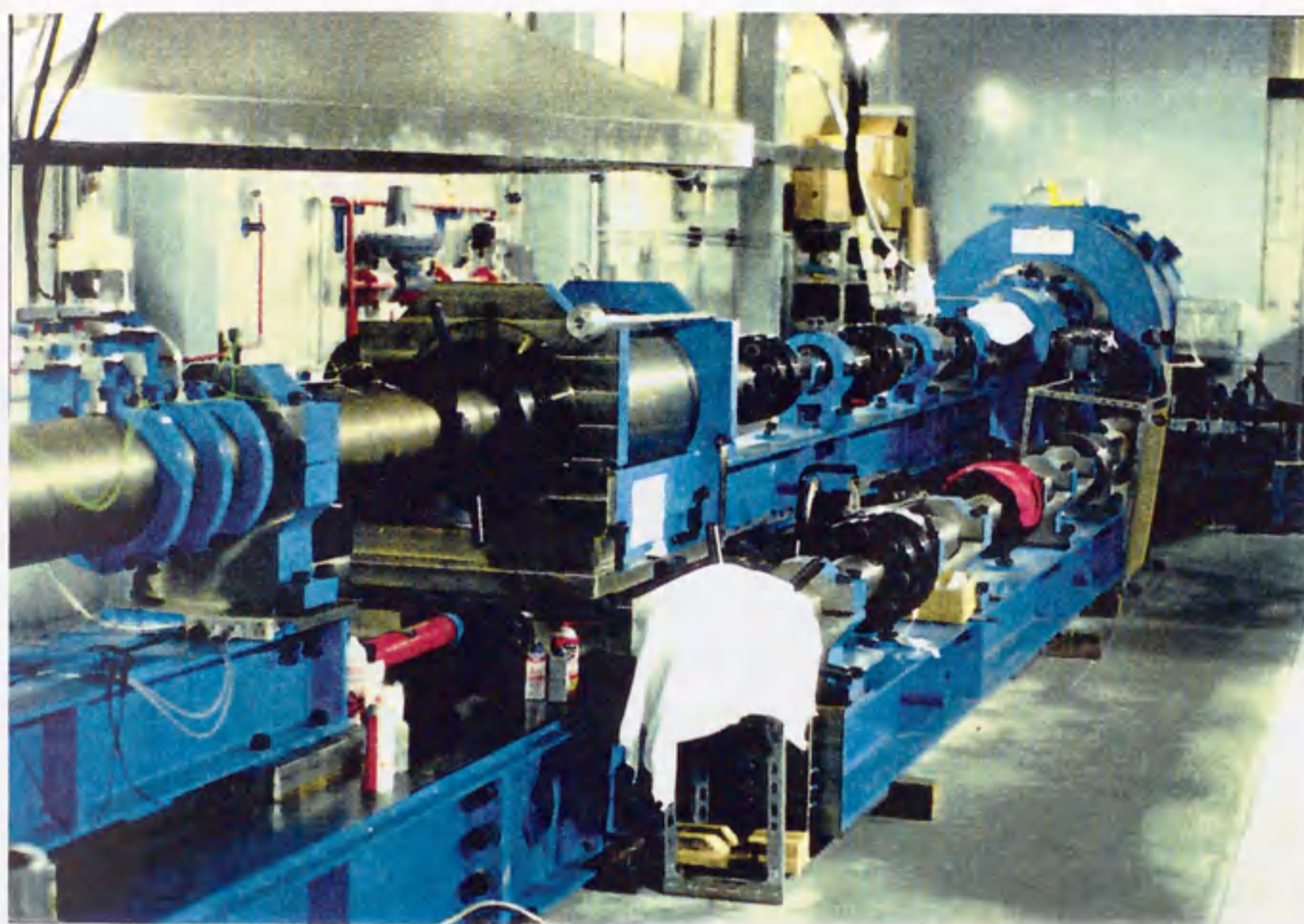


図3-5 二段式軽ガス銃（無機材質研究所）
弾丸は手前から奥のチャンバーに向かって発射される。手前が一段目の火薬銃の砲身（ Φ 80mm）、奥が二段目の軽ガス銃の砲身（ Φ 25mm）。

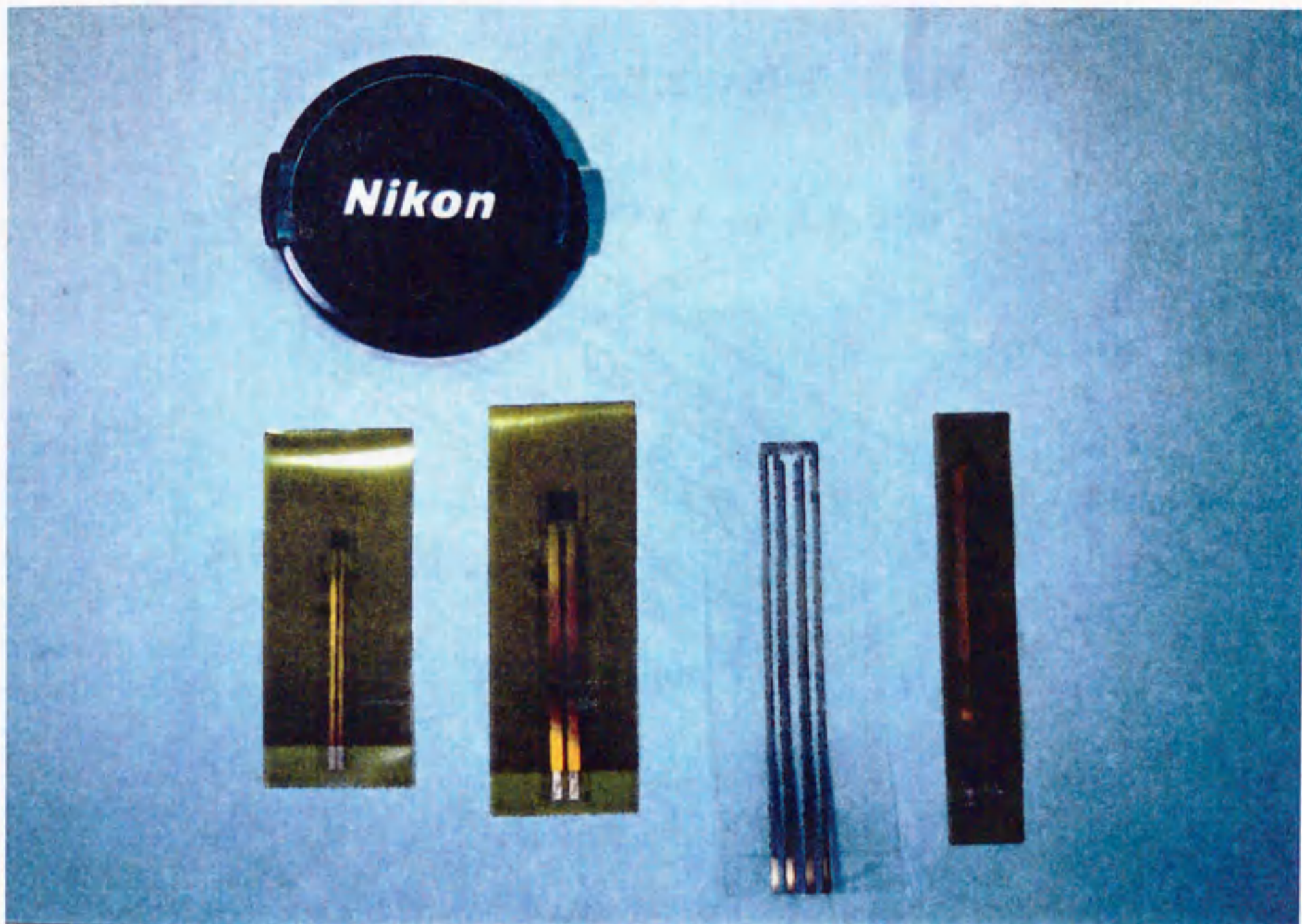


図 3-6 実験に用いた衝撃圧力ゲージ
左から Mn4-50-EK、Mn8-50-EK、Mn10-.050-FEP、PVF211-.040-EK (いずれもダイナセン社製)

マンガン素子 (公称 50 Ω)

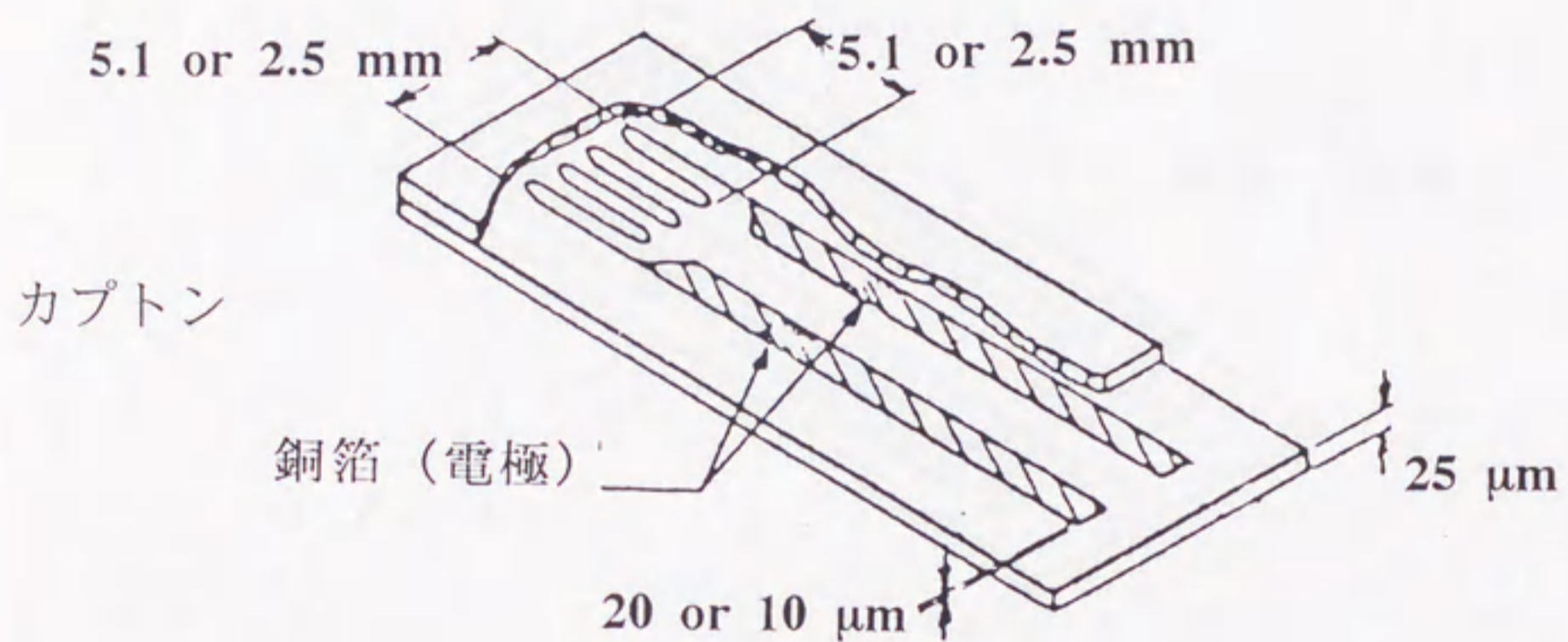


図 3-7 Mn4-50-EK 及び Mn8-50-EK の構造

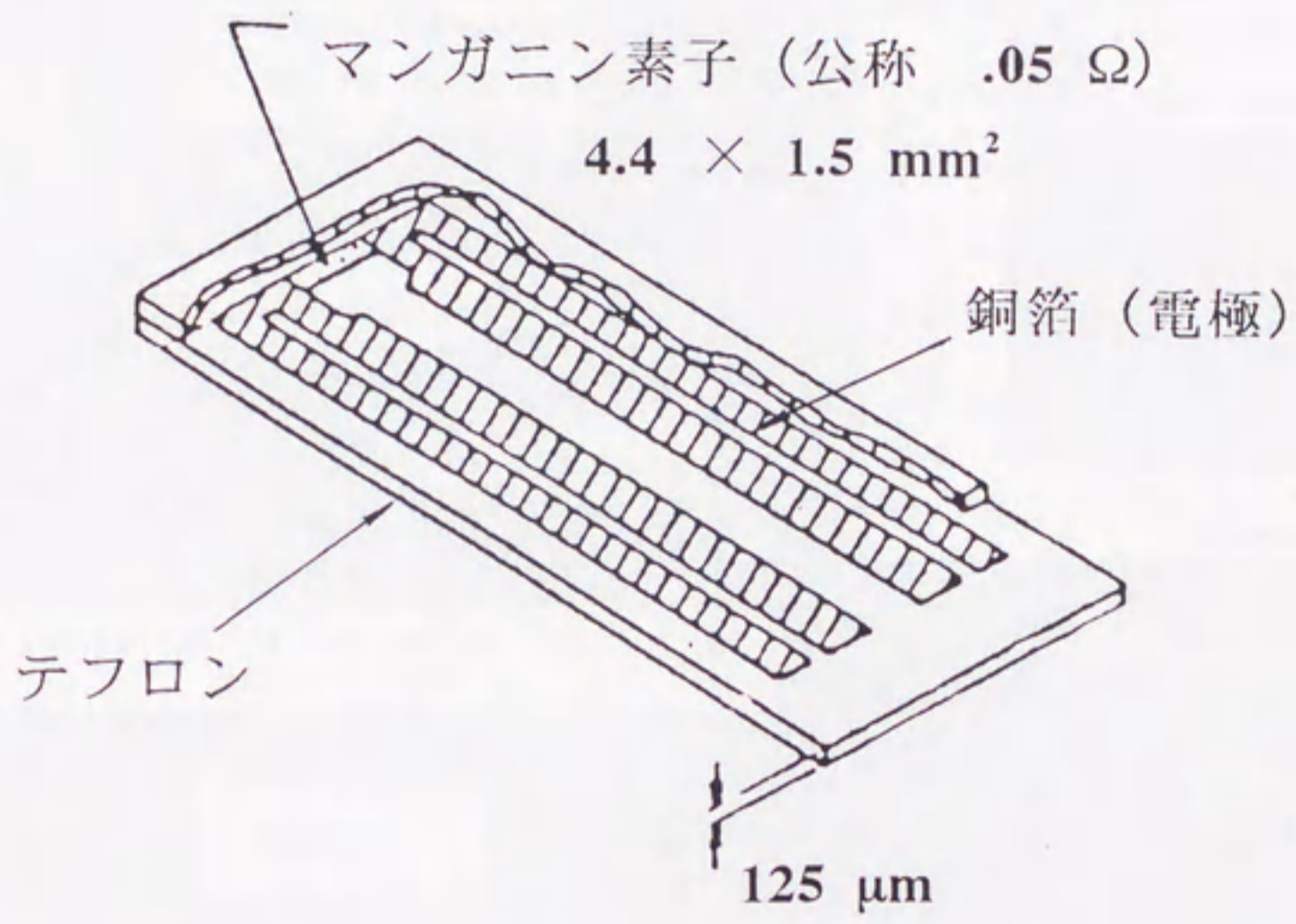


図 3-8 Mn10-.050-FEP の構造

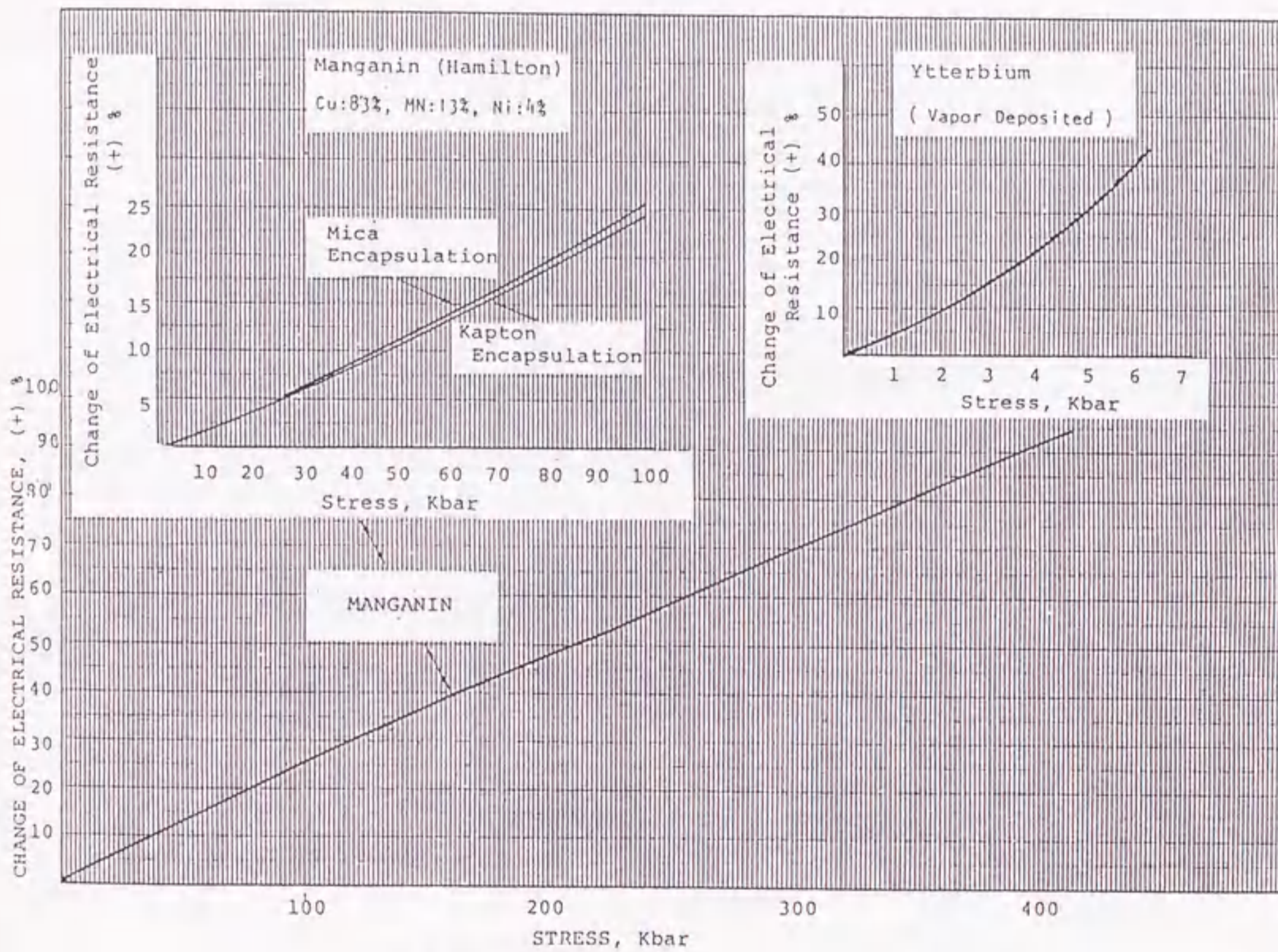


図 3-9 マンガンゲージの圧力校正曲線

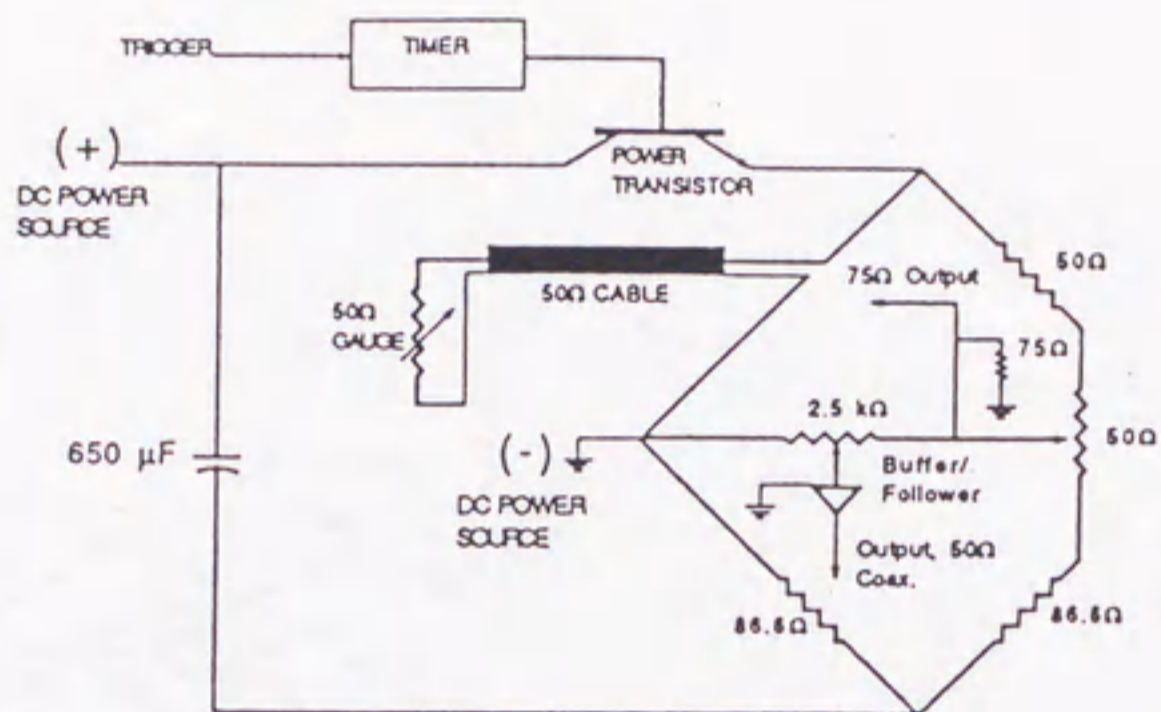


図 3-10 圧カゲージ (50 Ω) 用電源の回路図

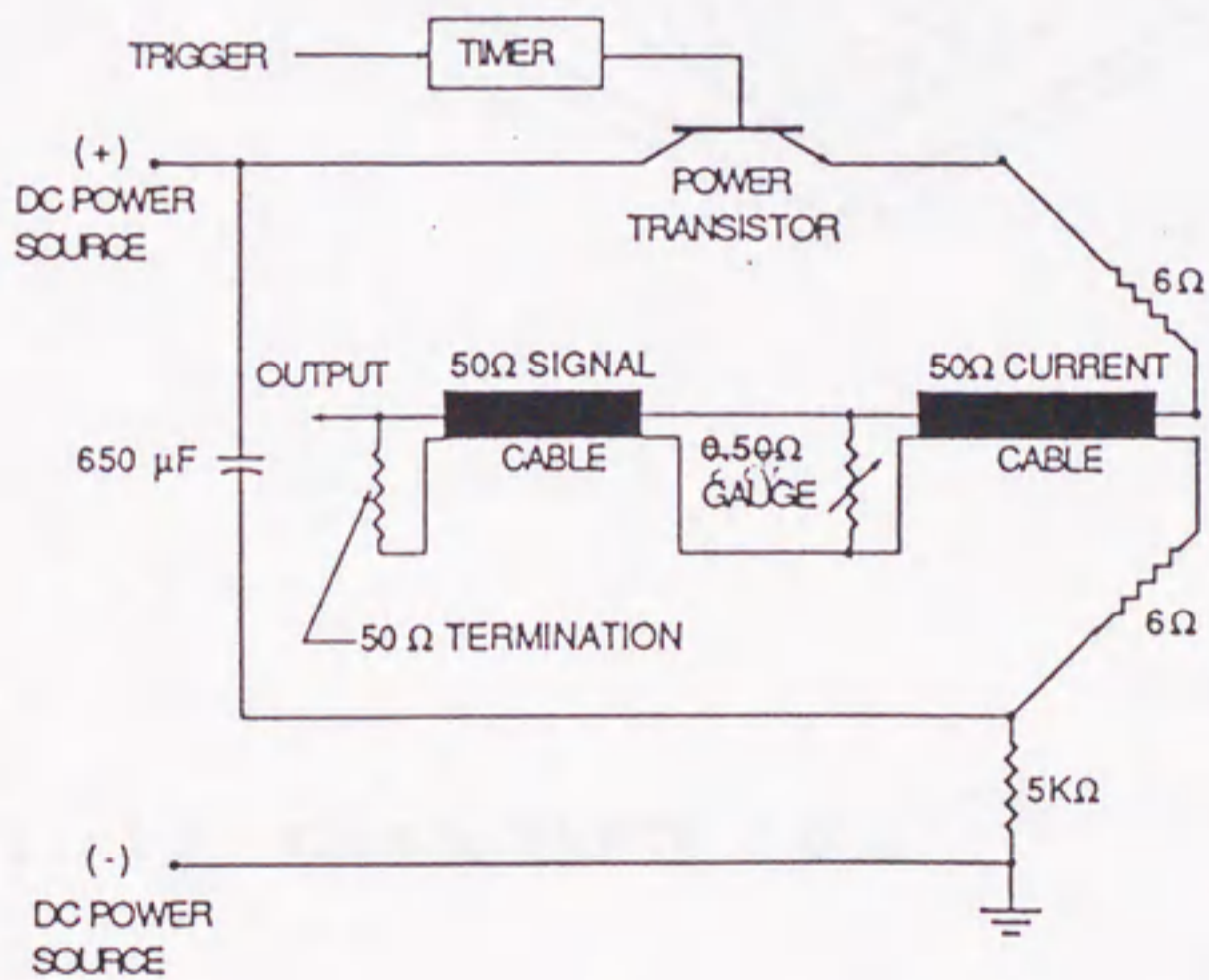


図 3-11 圧カゲージ (0.050 Ω) 用電源の回路図

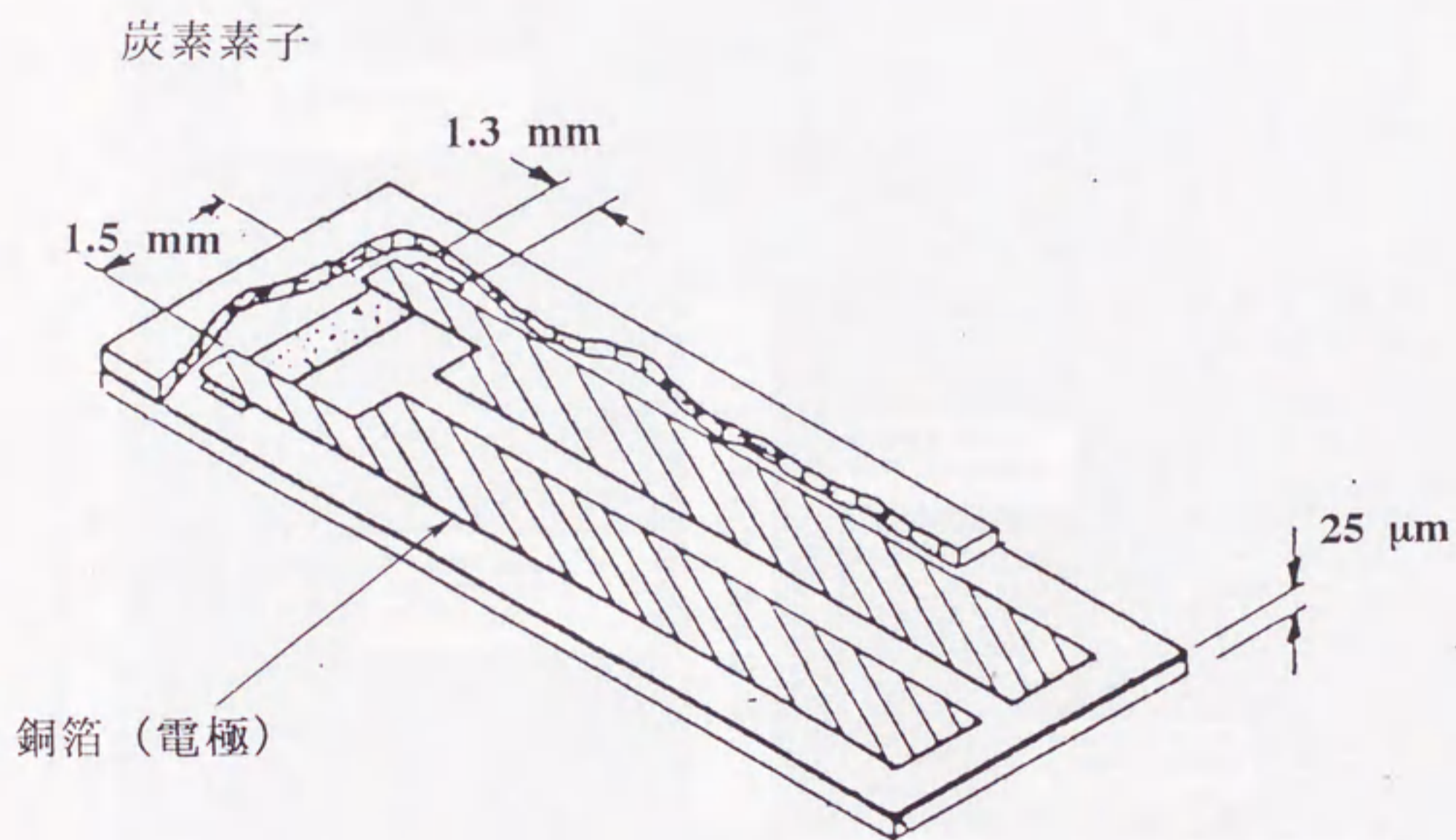


図 3-12 C300-50-EKRTE の構造

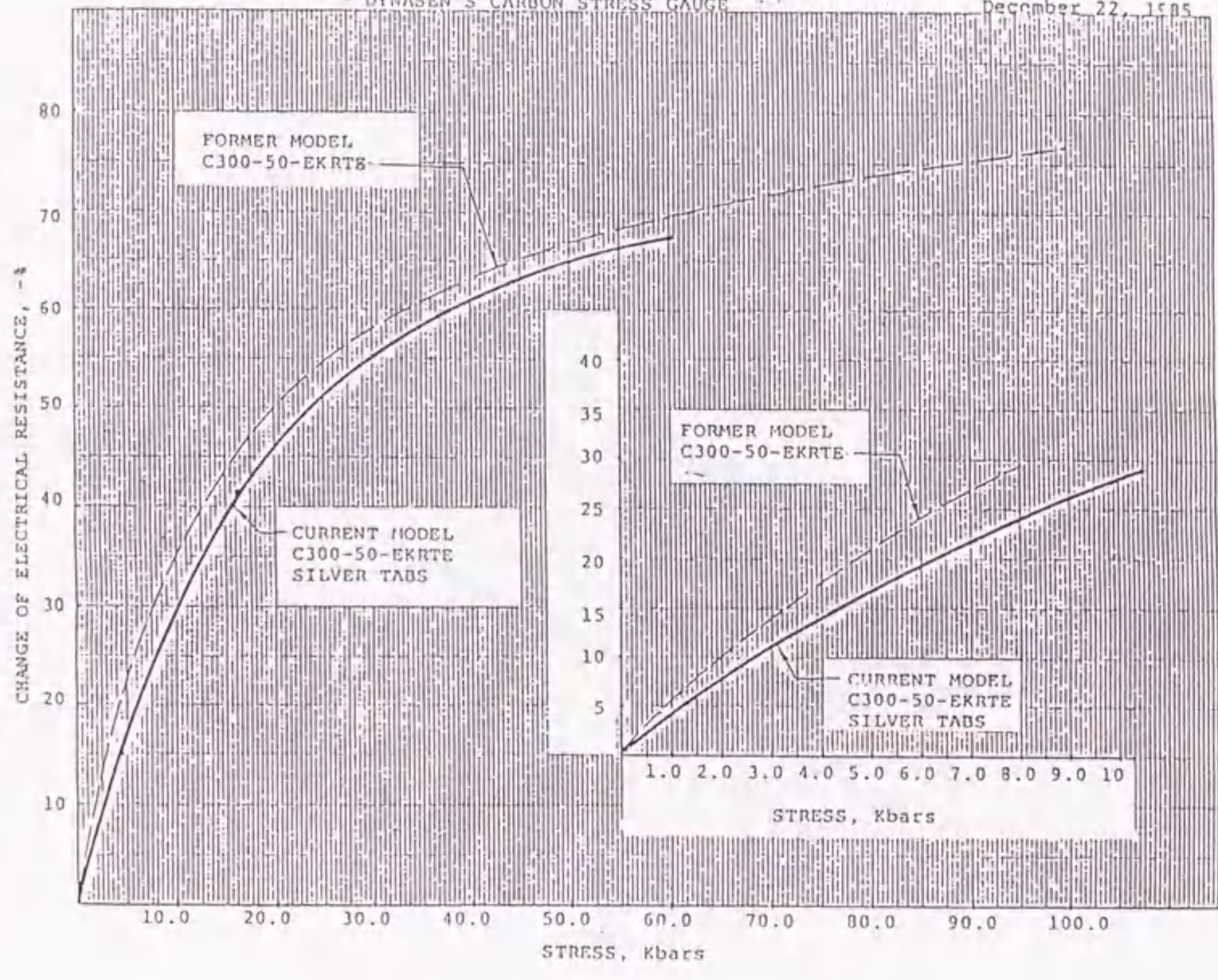


図 3-13 カーボンゲージの圧力校正曲線

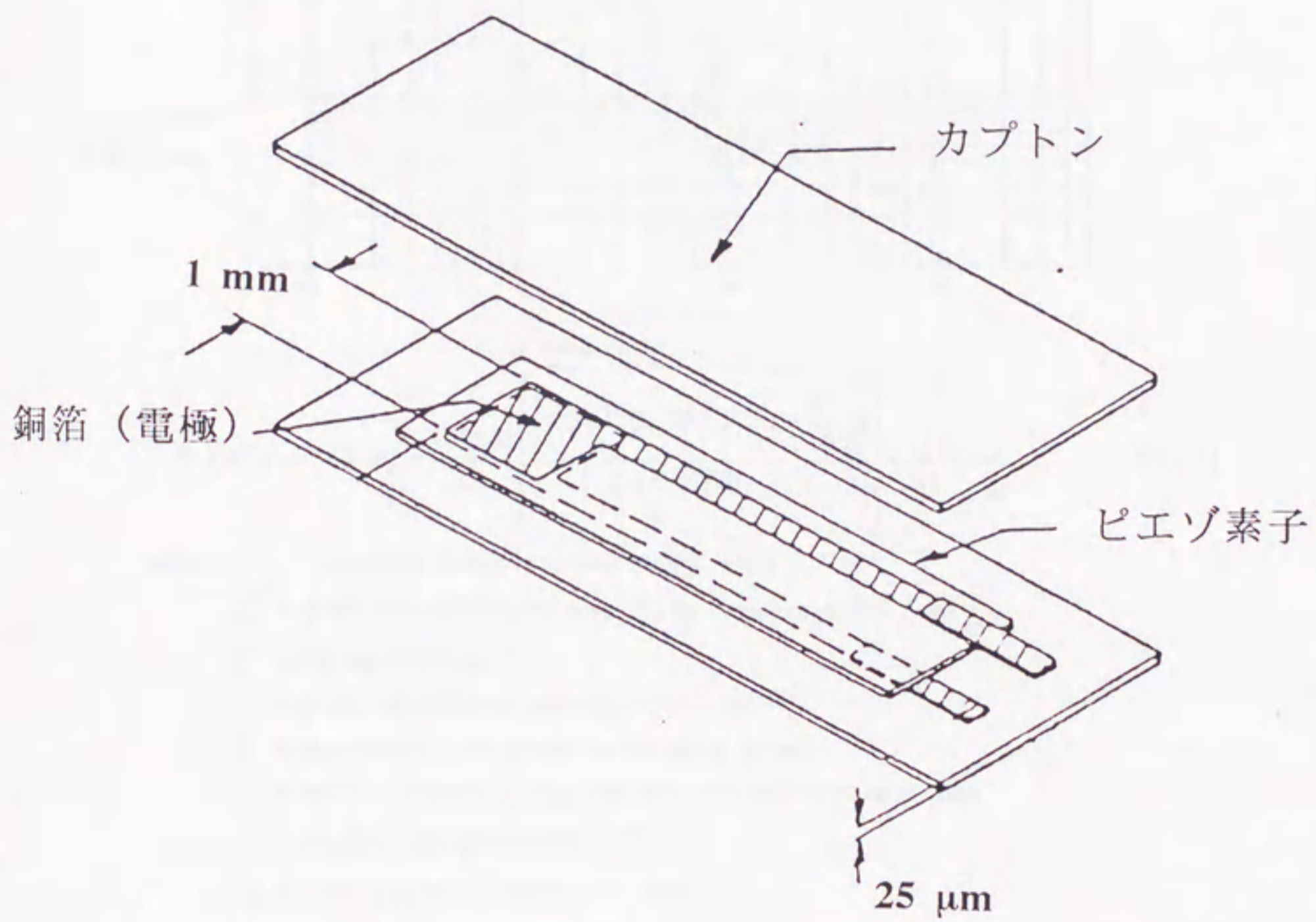
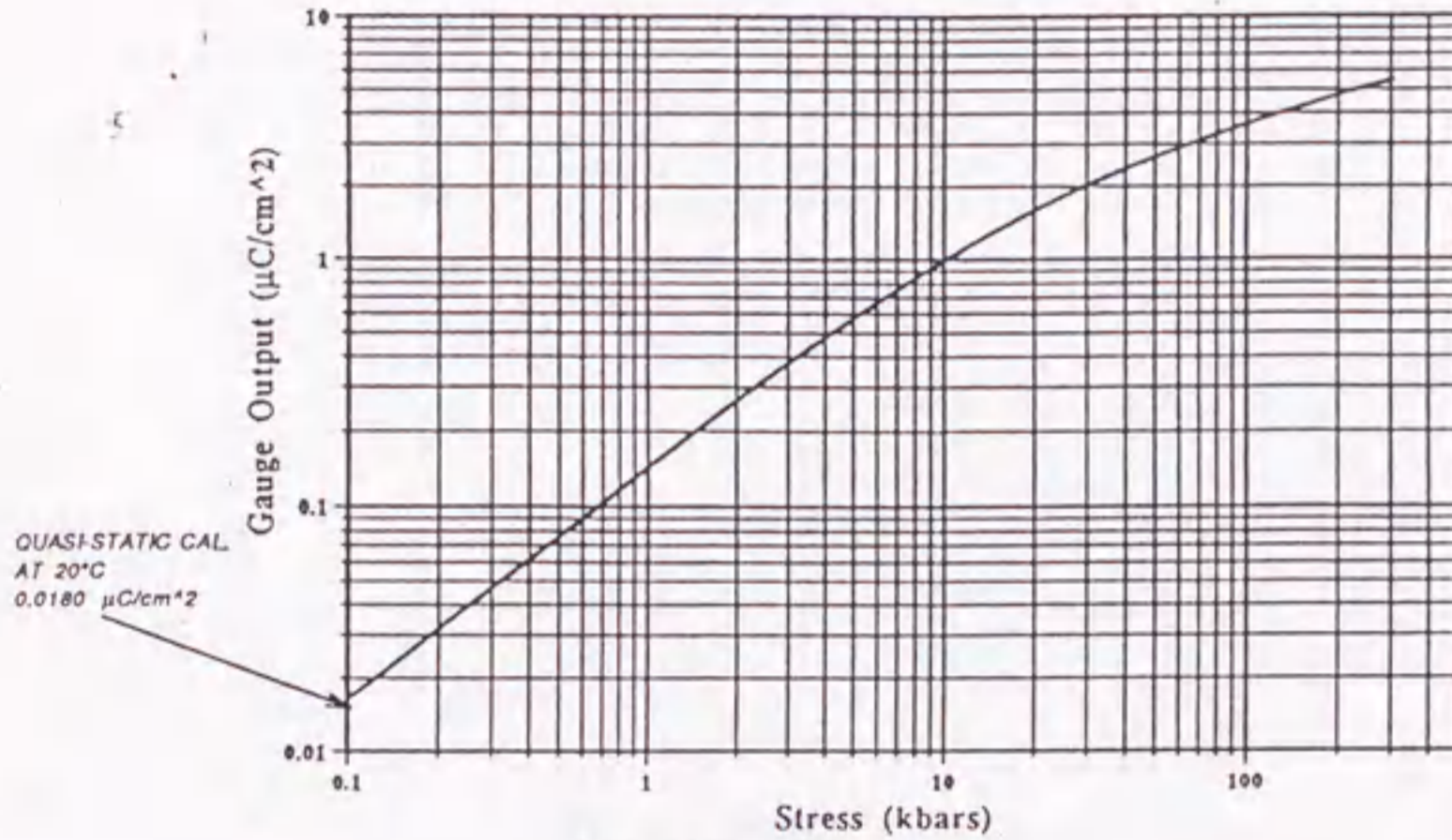


図3-14 PVF2ゲージの構造

January 24, 1994

OUTPUT OF DYNASEN'S PIEZOFILM STRESS GAUGES, TYPE
PVF₂-11 AND PVF₂-4 (AMPS UNIAXIALLY STRETCHED FILM)



$$*\left(\frac{Q}{A}\right)(\mu C/cm^2) = V_M \times \frac{0.0180}{C_s} \left[\frac{1.0 + 0.01(20 - T_t) \left(1 - \frac{P_t}{10}\right)}{1.0 + 0.01(20 - T_c)} \right] \times \frac{1}{\alpha_L} \times \frac{C_c}{A_t} \quad [EQ. 1]$$

where: V_M = measured charge integrator output, Volts

C_s = quasi static calibration provided for each gauge, ($\mu C/cm^2$)

T_t = test temperature, °C

T_c = gauge calibration temperature, °C, (~ 20°C)

P_t = approximate pressure of measurement, (kbar)

α_L = overall fractional attenuation produced by transmission line

C_c = converter charge capacity, (μF)

A_t = sensing element surface area, (cm^2)

*Note that for stress levels above 10 kbars, the temperature compensation factor reduces to 1, thus simplifying equation 1.

$$\sigma = 5.8\left(\frac{Q}{A}\right) + 3.8\left(\frac{Q}{A}\right)^{1.6} + 0.55\left(\frac{Q}{A}\right)^{3.5} \text{ kbar} \quad [EQ. 2]$$

where: $\frac{Q}{A}$ = charge released by the piezofilm gauge per unit area, ($\mu C/cm^2$)

σ = stress, (kbar)

1 kbar = 0.1 GPa = 14,750psi.

図 3-15 PVF₂ ゲージ圧力校正曲線及び圧力換算式

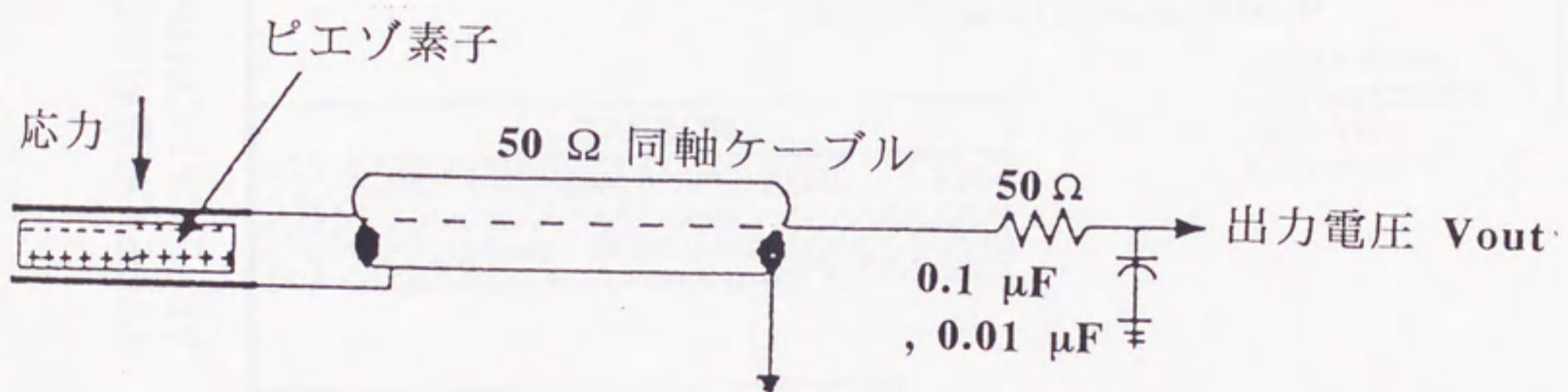


図 3-16 チャージインテグレータ回路図

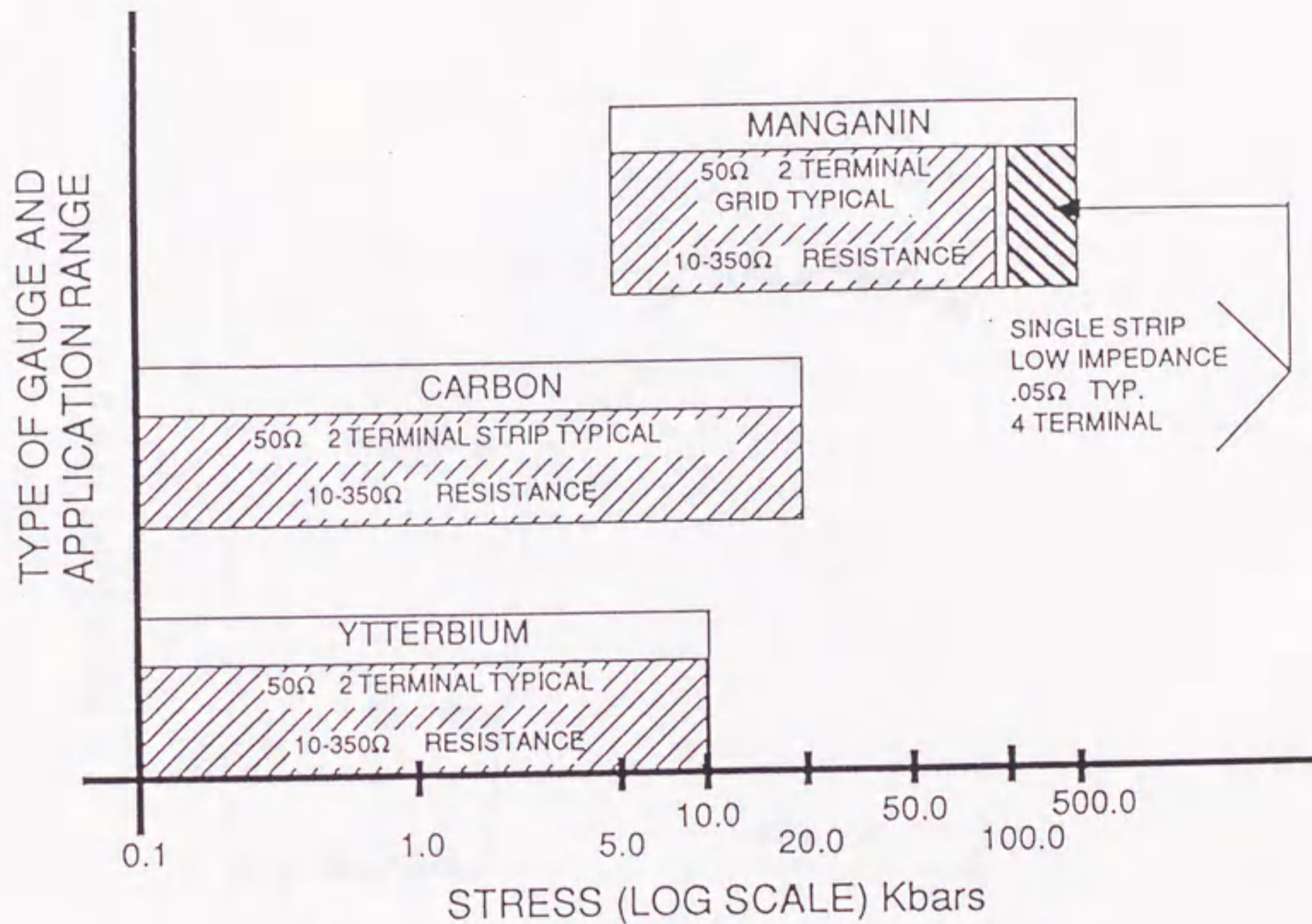


図3-17 圧力ゲージの測定範囲
 本研究においては 1 GPa 以下の衝撃圧力の測定にはカーボンゲージ、1~15 GPa には 50 Ω マンガニンゲージ、15~45 GPa には 0.050 Ω マンガニンゲージを用いた。

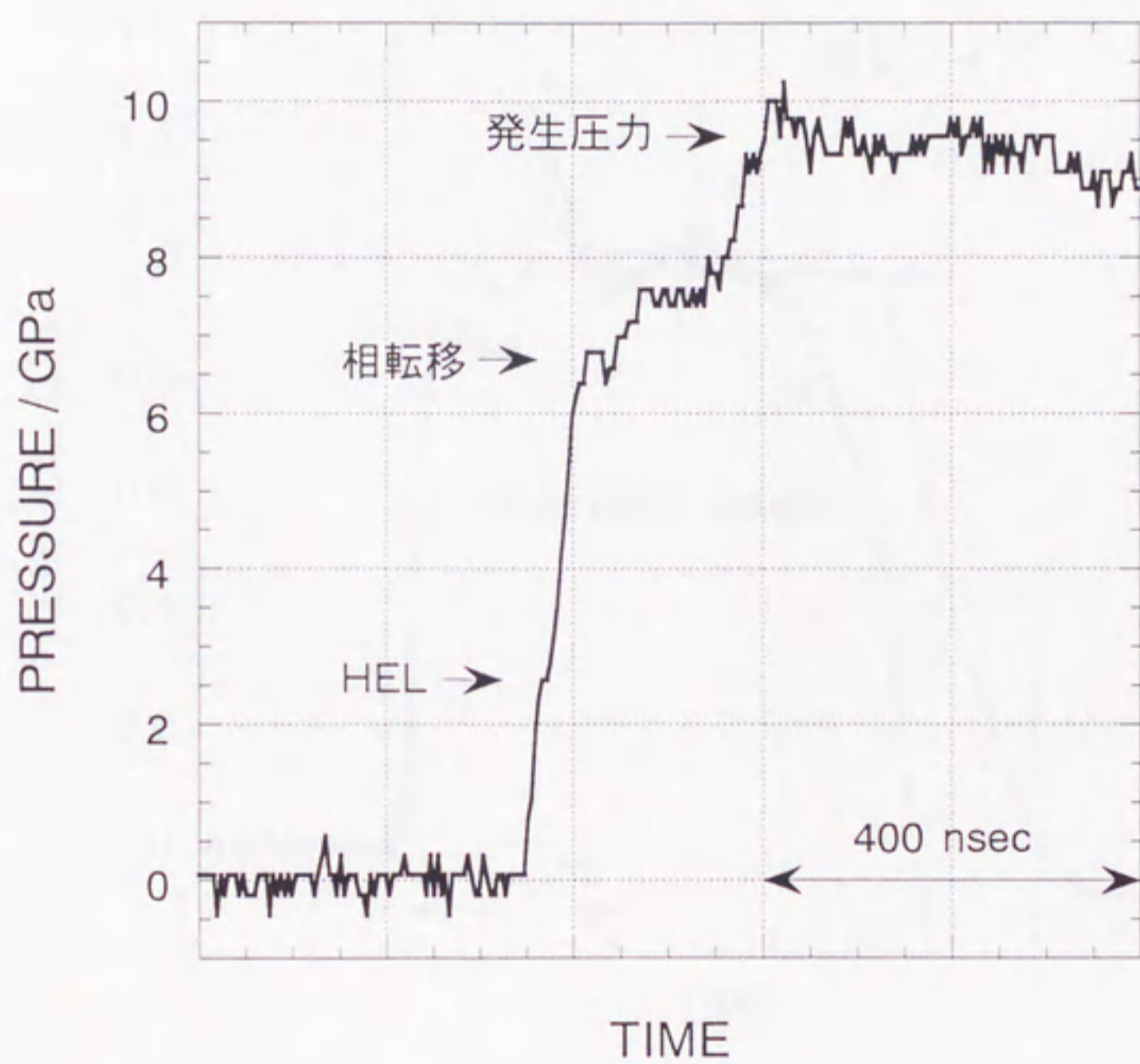


図3-18 CaF₂ の衝撃圧力波形

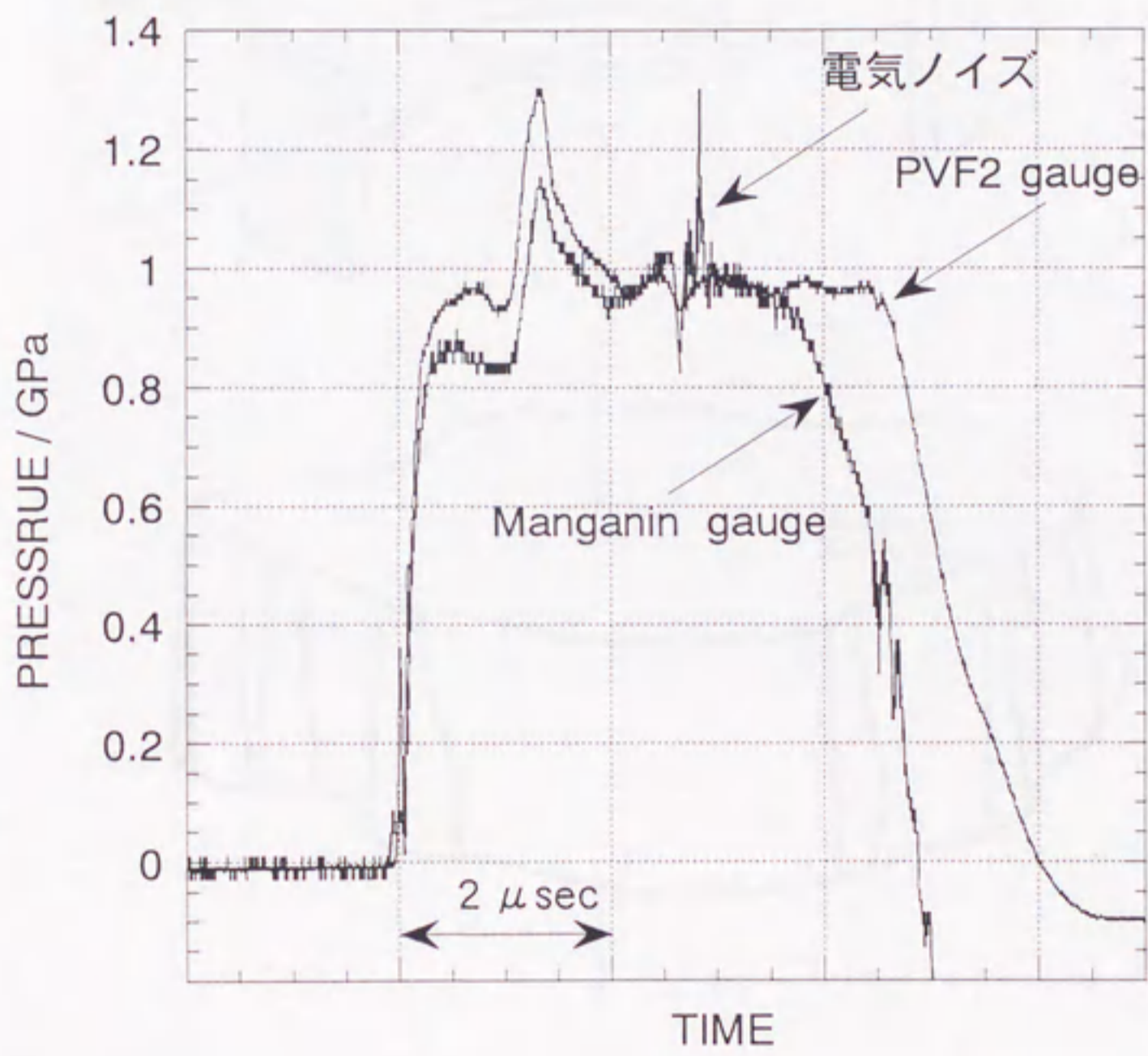


図3-19 マンガニンゲージとPVF2ゲージの圧力波形

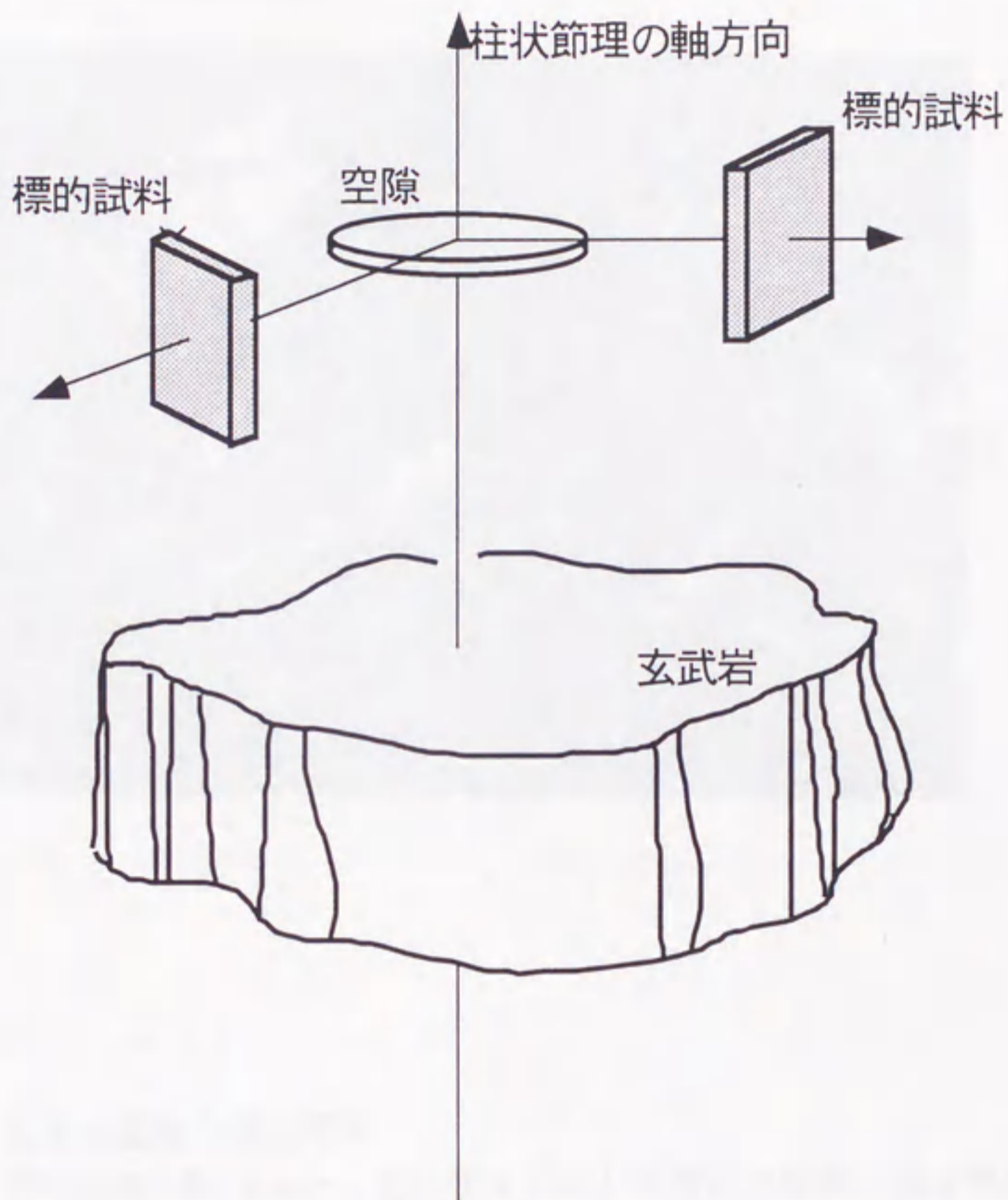


図 3-20 玄武岩中の空隙と標的試料
 空隙は柱状節理の軸に対して扁平な形状をしている。
 標的試料は柱状節理の軸に対して垂直に
 衝突するように切り出した。

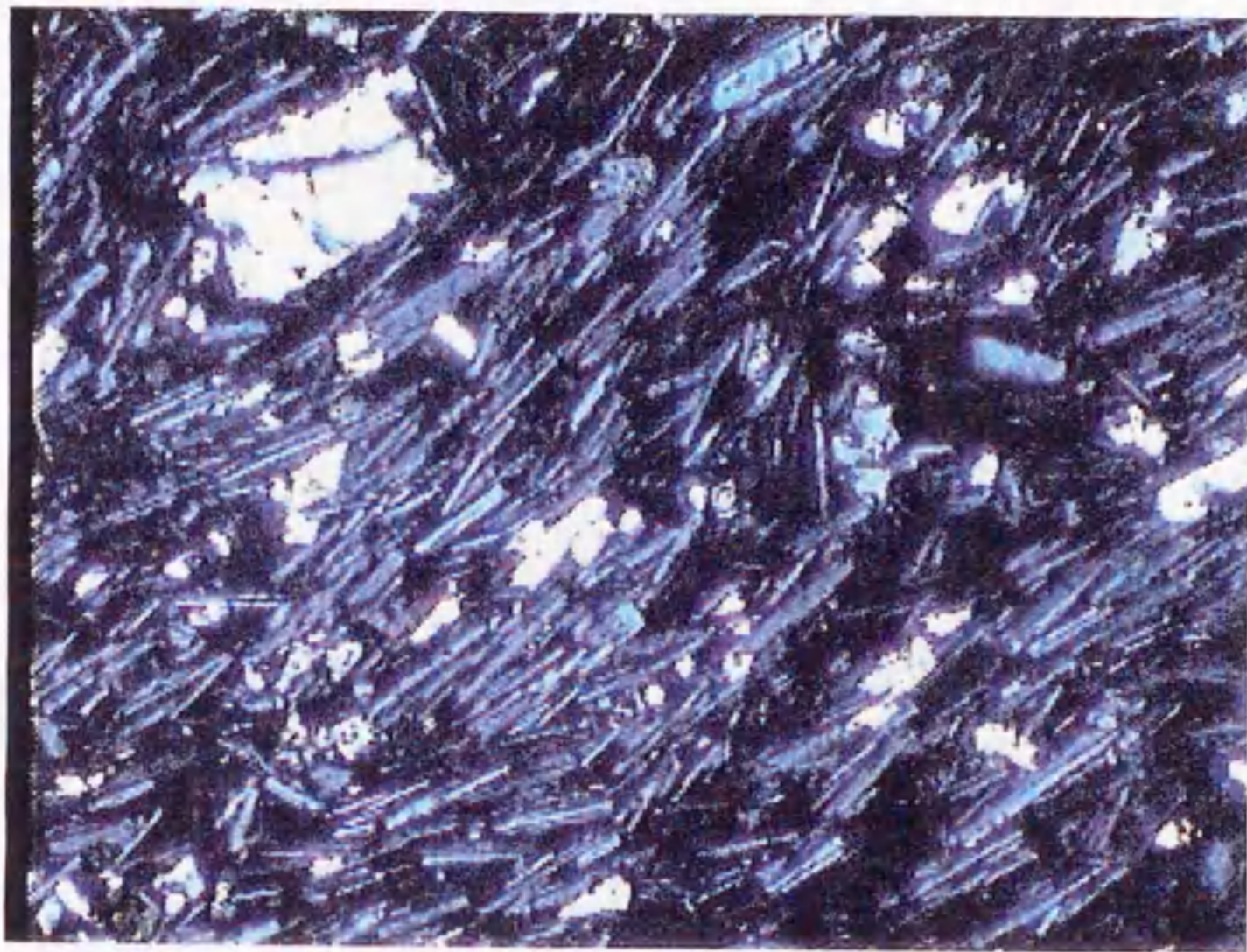


図3-21 城崎玄武岩の薄片写真
図の横幅が約3mm。主にオリビンと斜長石の結晶と間を埋めるガラス質からなっている。空隙率は4~8%であった。

4章 玄武岩のユゴニオ

4-1 玄武岩中の衝撃波の測定

ユゴニオの実験について以下述べる。弾丸は直径 30 mm、高さ 30 mm の円柱形のポリカーボネイトまたはジュラコン (25 g、30 g) を用い、先端に直径 28 mm、厚さ 3 mm の金属性のフライヤープレートを付けた。フライヤープレートにはアルミニウム、銅、タングステン (3 g、16 g、27 g) を用い、弾丸の衝突速度とフライヤープレートの材質を変えることによって発生圧力をコントロールした。衝突速度として 2.5 km/sec 以上必要な実験には無機材質研究所の二段式軽ガス銃を使用させていただいた。尚、二段式軽ガス銃において弾丸の速度は連続 X 線ビーム法を用いて計測し、フライヤープレートには直径 22 mm、厚さ 3 mm のアルミニウム及び銅を用いた。

圧力ゲージを 2 枚の玄武岩 ($50 \times 80 \text{ mm}^2$) の間に挟んで衝撃圧力を測定した。しかし、衝突点からあまり離れては衝撃圧力は減衰してしまい、正しい発生圧力が測定できない。衝突実験において大まかには、フライヤープレートの厚さの 2 倍以内の距離、且つフライヤープレートの衝突面を底面とした角度 45 度の円錐形の内部であれば、衝突点直下での発生圧力と等しい圧力を測定することが出来るといわれている。そこで 1 枚目の玄武岩の厚さは 4 mm 以下とした。玄武岩の背面には 4 つの富士セラミックス社の piezo 素子 (PZT セラミック、固有振動数: 10 MHz) を貼った (図 4-1)。1 つは中心に貼り、ゲージの出力との時間差から衝撃波速度を測定した。残りの 3 つは中心の piezo 素子の周りに一辺 20 mm の正三角形を描くように配置し、それぞれの出力の立ち上がりの時間差から、衝撃波が平面と仮定したときの波面の傾きを測定した。

実験の際、玄武岩の表面が粗いとゲージとの接触面積が小さくなり、衝撃圧力波形の立ち上がりが悪くなるため表面を十分に研磨した。まず、粗さ #220 の平行研磨機で研磨し試料表面を平行にした。平行研磨機のジグのサイズより、試料のサイズは $50 \times 80 \text{ mm}^2$ にした。平行に成形した後、一般の岩石薄片の作成と同様の手順にて一枚一枚、#600、#1000、#3000 の研磨剤で順に研磨した。平行度は弾丸の当たる部分において $50 \mu\text{m}$ 以下になっているかをマイクロメ

ータを用いて全ての試料において確認した。

弾丸の速度を 0.38~3.49 km/sec まで変化させ、衝撃圧力及び衝撃波速度を測定し、玄武岩のユゴニオを調べた。衝撃圧力の測定にはマンガニンゲージ (Mn4-50-EK、Mn8-50-EK、Mn10-.050-FEP) を用いた。

4-2 衝撃圧力波形

実験条件と結果を表4-1に、得られた衝撃圧力波形を図4-2に示す。衝撃波の到達時間を 0 sec としてある。マンガニンゲージは加えられた応力が増加すると電気抵抗が増加する。ダイナセン社のパルス電源はゲージの初期抵抗値より増加すれば正の信号出力、初期抵抗値より減少すれば負の出力となるような回路になっている。しかしゲージが加圧されたとき以外に、ゲージが破壊され断線したときもゲージの抵抗は見かけ上、無限大に増加する。従って、圧力波形において高圧力が一度減衰した後、再び急速に出力が増加している波形はゲージが破壊されたものと解釈して解析をおこなった。弾丸が衝突し、衝撃波が到達すると玄武岩は高圧状態になり、フライヤープレートの背面で反射してきた稀薄波が到達するまでその圧力は維持される。圧力波形において高圧状態から立ち下がり始めの時間は稀薄波の到達時間をしめす。しかし、一部の波形において、高圧継続時間が他の波形よりも短いものがあるが、これらはゲージが破壊されゲージのリード線部または葛折状のマンガニン素子が短絡したためと思われる。

図の圧力波形にはいくつかの特徴がある。立ち上がり時間が一般物質の衝撃圧力波形よりも長いこと (CaF_2 は 50 nsec)。立ち上がりの途中にHELを示すような段が見られないこと。これらの点については後の節で解釈する。

いくつかの波形において高圧状態の後、2段階で減圧されているものが見られる。他の実験においてゲージを2枚並べて測定した際にもほぼ同時に2段階で減圧していることから、側面からの稀薄波の影響ではあり得ない。この現象については2つの解釈が成り立つ。フライヤープレート中の銅の先行弾性波及

び衝撃波のそれぞれ2つの反射稀薄波によって減圧が2段階になった。もしくは玄武岩が減圧される過程において、Mayer (1981) で述べられているように弾性的減圧と塑性的減圧の2過程あるため減圧が2段階になった。現時点では断定的な結論は出せない。フライヤープレートの厚さを変化させ、2つの減圧の原因となった波の伝播速度を測定する実験、または発生圧力を変化させたときの最初の減圧の大きさを調べる実験を行うことにより解決されると考えられる。しかし、本研究では2つめの大きな減圧が弾丸背面からの反射稀薄波であるものとして、全ての解析を行った。

4-3 インピーダンスマッチング法

物質のユゴニオを調べる方法に、既に詳しくユゴニオが調べられている標準物質を用いる「インピーダンスマッチング法」がある。標準物質が圧力 P_0 、粒子速度 u_{p0} の状態にあったとする。この標準物質が標的試料と接していると、標準物質中を進行する衝撃波 S_s と標的試料中を進行する S_t の2つの衝撃波が生じる（添字 s は標準物質、添字 t は標的試料を指す）。境界面が高圧継続時間中は離れないという制約より、標準物質及び標的試料中の圧力 P_s 及び P_t と粒子速度 u_{ps} 及び u_{pt} は等しい。既に調べられている標準物質のユゴニオと2章で述べた Rankine - Hugoniot 方程式を用いることにより標準物質及び標的試料の物理量（衝撃圧力、衝撃波速度、粒子速度、体積変化）を知ることが出来る。

具体的には図4-3のようになる。既にユゴニオが調べられている標準物質をフライヤープレートに用い、速度 V_i で標的に衝突させる（点B）。標的中の粒子速度は u_{pt} となり、圧力 P_t を発生する。フライヤープレートは粒子速度が減少し、実験室系（Eular 座標系）で $V_i - u_{pt}$ となり、圧力 P_s となる。この時の圧力及び粒子速度は標的物質と等しい（点A）。

$$\begin{aligned} u_{ps} &= V_i - u_{pt}, \\ P_s &= P_t \end{aligned} \quad (4-1)$$

標準物質において圧力 P_s の時の粒子速度 u_{ps} は分かっているので衝突速度及び圧力が測定されれば u_{pt} を求めることが出来る。別の実験において衝突速度を増加させて衝突させることにより、別な圧力及び粒子速度の状態が達成される（点A'）。このようにして、様々な衝突速度で達成される状態の点 (u_p, P) をつなげることにより、標的試料のユゴニオを決定することが出来る。

4-4 $U_s - u_p$ ユゴニオ

本研究では衝突速度 V_i 及び、衝撃圧力 P が測定された。測定された衝撃波速度と以下の Rankine - Hugoniot 方程式を用いて、標的物質中の粒子速度と体積変化を計算した。

$$P = \rho_{0\text{flyer}} (C_{0\text{flyer}} + s_{\text{flyer}}(v_i - u_p))(v_i - u_p), \quad (4-2)$$

$$\frac{V}{V_0} = 1 - \frac{u_p}{U_s} \quad (4-3)$$

圧力ゲージ及びピエゾ素子から測定された衝撃波速度を縦軸に、インピーダンスマッチング法を用いて算出された粒子速度を横軸にとり、衝撃圧力 45 GPa までのデータをプロットしたものが図 4-4 である。縦軸との切片（圧力 0 GPa のときの衝撃波速度）は玄武岩の P 波速度とほぼ一致している。データは 2 カ所で屈曲点がみられ、ユゴニオは 3 つの圧力領域に分けることができる。それぞれの屈曲点は 5 GPa、23 GPa に対応している。

これらの屈曲点は 1 章でのべた、一般のユゴニオ（図 2-4）において見られるものとおなじで、一つ目の屈曲点が H E L を示している。すなわち本研究で測定した城崎玄武岩の H E L は 5 GPa である。また、高圧領域（粒子速度 $u_p > 1.5$ km/sec）のユゴニオを低圧側に延長すると縦軸との切片は玄武岩のバルク音速（3.0 km/sec）と一致する。従って、二つ目の屈曲点は塑性波速度が先行弾性波速度よりも速くなった圧力（図 2-4 における点 P'）を示している。図 4

一2の波形を見ても、発生圧力が23 GPa以上になると急激に波形の立ち上がりが速くなっており、この解釈を裏付けている。それぞれの圧力領域のユゴニオ状態方程式は以下のようになった。

低圧領域：	$U_s = 4.3 + 1.6 u_p$	($u_p < 0.4$ km/sec)
混合領域：	$U_s = 4.9 + 0.2 u_p$	($0.4 < u_p < 1.4$ km/sec)
高圧領域：	$U_s = 3.0 + 1.5 u_p$	($1.4 < u_p < 2.5$ km/sec)

しかし、 U_s-u_p ユゴニオにおいて明瞭に見られるHELが、圧力波形においては立ち上がりの5 GPaのところに見られないという矛盾がある。このことは以下のように、玄武岩が様々な鉱物から構成される複合物質であることで説明する事ができる。

3章で述べたように城崎玄武岩は不均質で異方性があり、粒径0.1 ~ 0.5 mmのそれぞれ物性の異なるカンラン石や斜長石などから構成されている。たとえば、カンラン石の[001]方向のP波速度は8.4 km/sec (Verma, 1960)、また斜長石の[001]方向P波速度は6.7 km/sec (Alexandrov et al., 1962)のように異なる音速が報告されている。さらにこれらの鉱物の主軸は玄武岩中では様々な方向を向いていることや、玄武岩中には鉱物とは異なる音速をもつと思われるガラス質の部分があるため、玄武岩は微視的には部分部分によって異なる音速をもっている。また、玄武岩中の空隙は波を伝播することは出来ず、波は空隙の外側を回り込むか空隙を潰すことによってのみ波を伝える。玄武岩中のある長さの経路を波が伝播することを考えると、その経路全体の伝播時間は、経路にある個々の構成鉱物や空隙の伝播時間の和になる。玄武岩の不均質性から、玄武岩は微視的な経路ごとに音速が異なり、衝突直後は平面であった衝撃波面も自然に波打つようになる。この波面の凹凸の波長はおおよそ粒径くらいであると推測される。

いま、ある一つの経路における先行弾性波速度について説明する。HEL以下の発生圧力において、先行弾性波速度は発生圧力が増加するにつれて増加す

る。徐々に発生圧力を増加させていくと、やがて経路上の最もHELの低い鉱物のHELに達し、その鉱物の部分では先行弾性波速度はもうそれ以上増加しない。経路全体の先行弾性波速度は依然圧力と共に増加するが、発生圧力が増加するにつれて、経路上のHELに達する鉱物の割合が増加し、経路全体の先行弾性波速度も増加しにくくなり、経路の鉱物全てがHELを越えると全体の先行弾性波速度もそれ以上増加しなくなる。つまり、図4-4の最初の屈曲点は経路上の大部分の鉱物がHELを越えたことを示しており、この圧力が玄武岩のバルクのHELといえる。

次に波形について説明する。鉱物がHELを越すとそれ以上の圧力を弾性波速度では伝播できずに代わりに塑性波速度で伝播し、波形は二重衝撃波となる。しかしHELの値は鉱物ごとに異なっており、カンラン石、アノーサイト、アルバイトについてはそれぞれ5.9~15.9、4.3~5.8、3.2 GPaとAhrens et al. (1964)によって報告されている。従って、これらの鉱物が存在する経路においてはHELの段はある一つの圧力のみではなく、多段さらには連続的になりうる。また、経路の終点で見られる圧力波形のHELの段の長さ（先行弾性波が到達してから塑性波が到達するまでの時間）は、その鉱物が経路上をしめる長さで異なる。もしHELを越す鉱物の占める長さが短ければ、先行弾性波と塑性波の到達時間差は小さくHELの段は短い（図4-5）。一方、長かった場合には二つの波の到達時間差は大きくHELの段は長くなる。これらを総合するとある経路の圧力波形において、玄武岩のHELの段は圧力軸方向にも時間軸方向にも多段もしくは連続的になりうる。

さらに本研究では鉱物粒径の数倍から10倍程度のサイズの圧力ゲージを用いているため、様々な経路の圧力波形の和が測定される。したがって、凹凸のある衝撃波面の先端がゲージに到達すると圧力波形は立ち上がり始め、凹凸の最後の部分が到達するまで上がり続ける。ゲージの受けた平均の圧力が出力として得られるため、HELの段も不明瞭なものになり、全体として立ち上がり時間の長い一段衝撃波形として観測される。以上のようにしてHELがユゴニオ上では確認できるが圧力波形では確認できない、という一見矛盾した事態が生

じた。

Grady et al. (1976) は本研究と同様にマンガニンゲージを用いて、長石の衝撃圧力波形を得た。その圧力波形は明瞭な二段衝撃波形 (HEL = 5 GPa) となっていた。用いたゲージのサイズなどは異なると思われるが、しかしこのことはマンガニン自体は衝撃圧力波形を得るのに十分な時間分解能及び圧力分解能をもっていることを示している。Grady et al. (1976) には、長石の物性に関する記述は無かったがおそらく単結晶であると思われ、衝撃圧力波形は鉱物では二段衝撃波になるが、その複合物質である岩石では明瞭な波形は得られないという解釈を裏付けている。

ここで本研究の衝撃波速度に関して注意を要することを付記しておく。玄武岩の衝撃波が1重衝撃波であり先行弾性波と塑性波の区別が付かないため、本研究では衝撃波の先頭を測定し、全て衝撃波速度とした。しかし前述したようにもし玄武岩が2重衝撃波であれば、本研究において2.3 GPa以下の衝撃波速度として測定した速度は先行弾性波速度に一致するはずである。測定された玄武岩の衝撃波は1重衝撃波であったため本研究ではこの後も区別しないが、本研究の衝撃波には先行弾性波と塑性波の2つの波が含まれている。おなじことが、複合物質のユゴニオを調べた他の研究結果においてもあてはまり、一般に複合物質のユゴニオの衝撃波速度には注意が必要である。

McQueen et al. (1967) は12種類の岩石のユゴニオを報告した。それらには今回の城崎玄武岩のユゴニオと同様な屈曲点が見られた。しかし最初の屈曲点の衝撃圧力は一般の岩石のHELに比べて極めて高い。標的として用いた個々の岩石の音速などの物性の記載が無いため断定は出来ないが、ユゴニオと衝撃波速度軸の切片はそれぞれの岩石のP波速度として一般に知られている値よりもずっと低い。従って、これらの屈曲点は城崎玄武岩のユゴニオ上の屈曲点とは異なり、HELを示しているものではないと考えられる。彼らも論文中述べているが、おそらくこの屈曲点は相転移を示しており、HELは彼らが実験を行っていないもっと低圧側にあるものと考えられる。彼らはこのユゴニオ測定実験の際フラッシュギャップ法を用いており、衝撃波速度は測定したが衝撃圧力波

形は得ていない。おそらく彼らのユゴニオの衝撃波速度は全て塑性波速度であり、先行弾性波にあたる衝撃波の先端の速度は衝撃圧力が小さすぎて測定できなかったものと思われる。

これまでに報告されている玄武岩のユゴニオ (Lombard, 1961; Ahrens et al., 1964) と本研究により得られた玄武岩のユゴニオを図4-6に重ねて示す。残念ながら各玄武岩のP波速度や圧力波形が報告されていないかった。Ahrens et al. (1964) の粒子速度の小さい3点は二重衝撃波構造であると報告されているが、その他の実験結果は、城崎玄武岩同様に一重衝撃波の伝播速度を測定したものと推測される。衝撃波速度に約 0.5 km/sec の幅があり、おそらく構成鉱物や物性の違いのため玄武岩のユゴニオは産地ごとに異なっている。城崎玄武岩のユゴニオは Lombard (1961) と比較的よく一致している。Lombard (1961) がもとめた玄武岩のユゴニオが城崎玄武岩のものと一致すると仮定すると、77 GPa までのユゴニオが確立され、低圧領域、混合領域、高圧領域と三つの領域があり、77 GPa までは相転移は無いことがわかる。

体積弾性率 (K) が以下のように圧力 (P) の一次関数で表されると仮定すると、

$$K = K_0 + K'P \quad (4-4)$$

高圧領域のユゴニオの傾き (s) と体積弾性率の圧力微分 (K') との間に以下の関係式が成り立つ。

$$s = (K' + 1) / 4 \quad (4-5)$$

本研究で得られた高圧領域のユゴニオの傾き $s = 1.5$ を用いると、城崎玄武岩の体積弾性率の圧力微分 (K') は5と算出される。 K' の値から以下の式を用いて圧力 (P) の状態におけるバルク音速 (C) 及びP波速度 (V_p) を見積もることが出来る。

$$C = \sqrt{\frac{K_0 + K'P}{\rho}} \quad (4-6)$$

$$V_p = \sqrt{\frac{K_0 + K'P + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \quad (4-7)$$

ここで、 ρ 及び μ は密度、剛性率である。高圧状態における音速は稀薄波の速度を考える際に重要であり、次の章で述べる。

表 4-1 ユゴニ才実験条件及び結果

Run No.	標的厚さ x [mm]	縦波速度 Vp [km/s]	横波速度 Vs [km/s]	バルク音速 C0 [km/s]	密度 [g/cc]	空隙率 [%]	flyer plate	弾丸速度 Vi [km/s]	弾丸傾き [degree]	衝撃圧力 P [GPa]	衝撃波速度 Us [km/s]	粒子速度 up [km/s]	体積変化 V/V0
H1	3.24	4.40	2.70	3.10	2.74	4.0	Cu	0.76	1.8	8.3	5.03	0.54	0.89
H2	3.31	4.40	2.70	3.10	2.74	4.0	Cu	1.01	2.6	11.3	5.03	0.72	0.86
H3	2.87	4.44	2.71	3.15	2.71	5.2	Cu	1.04	0.6	11.0	5.05	0.76	0.85
H4	3.30	4.52	2.75	3.22	2.71	5.2	Cu	1.14	4.7	12.7	4.97	0.82	0.84
H5	2.96	4.30	2.66	3.02	2.72	4.8	W	1.35	1.5	13.2	5.18	1.19	0.77
H6	3.49	4.39	2.73	3.06	2.70	5.6	Cu	1.63	1.2	15.0	5.10	1.25	0.75
H7	3.21	4.43	2.80	3.02	2.69	5.9	Cu	0.38	-	4.4	4.82	0.26	0.95
H8	2.90	4.56	2.85	3.16	2.69	5.9	ポリカ	0.43	-	1.0	4.45	0.13	0.97
H9	3.16	4.47	2.88	2.98	2.69	5.9	Cu	0.84	0.5	11.3	5.06	0.55	0.89
H10	3.63	4.39	2.78	3.00	2.69	5.9	Cu	0.39	5.4	3.7	4.78	0.28	0.94
H11	2.44	4.57	2.85	3.17	2.67	6.7	Cu	1.63	0.9	14.0	5.17	1.28	0.75
H12	2.85	4.64	2.84	3.28	2.65	7.5	W	1.59	-	17.6	5.24	1.37	0.74
H13	2.09	4.31	2.75	2.91	2.67	6.7	ポリカ	0.40	1.9	0.9	4.42	0.12	0.97
H14	3.41	4.50	2.80	3.13	2.67	6.7	Cu	0.76	1.3	7.3	4.98	0.56	0.89
H15	3.27	4.27	2.80	2.79	2.69	6.0	Cu	2.10	-	24.0	5.42	1.54	0.72
H16	2.78	4.30	2.92	2.67	2.68	6.3	Cu	3.15	-	40.0	6.37	2.29	0.64
H17	9.38	4.10	2.60	2.80	2.70	5.7	Al2024	3.19	-	29.0	5.81	1.75	0.70
H18	3.23	4.55	2.86	3.12	2.70	5.7	Cu	3.49	-	46.0	6.94	2.53	0.63

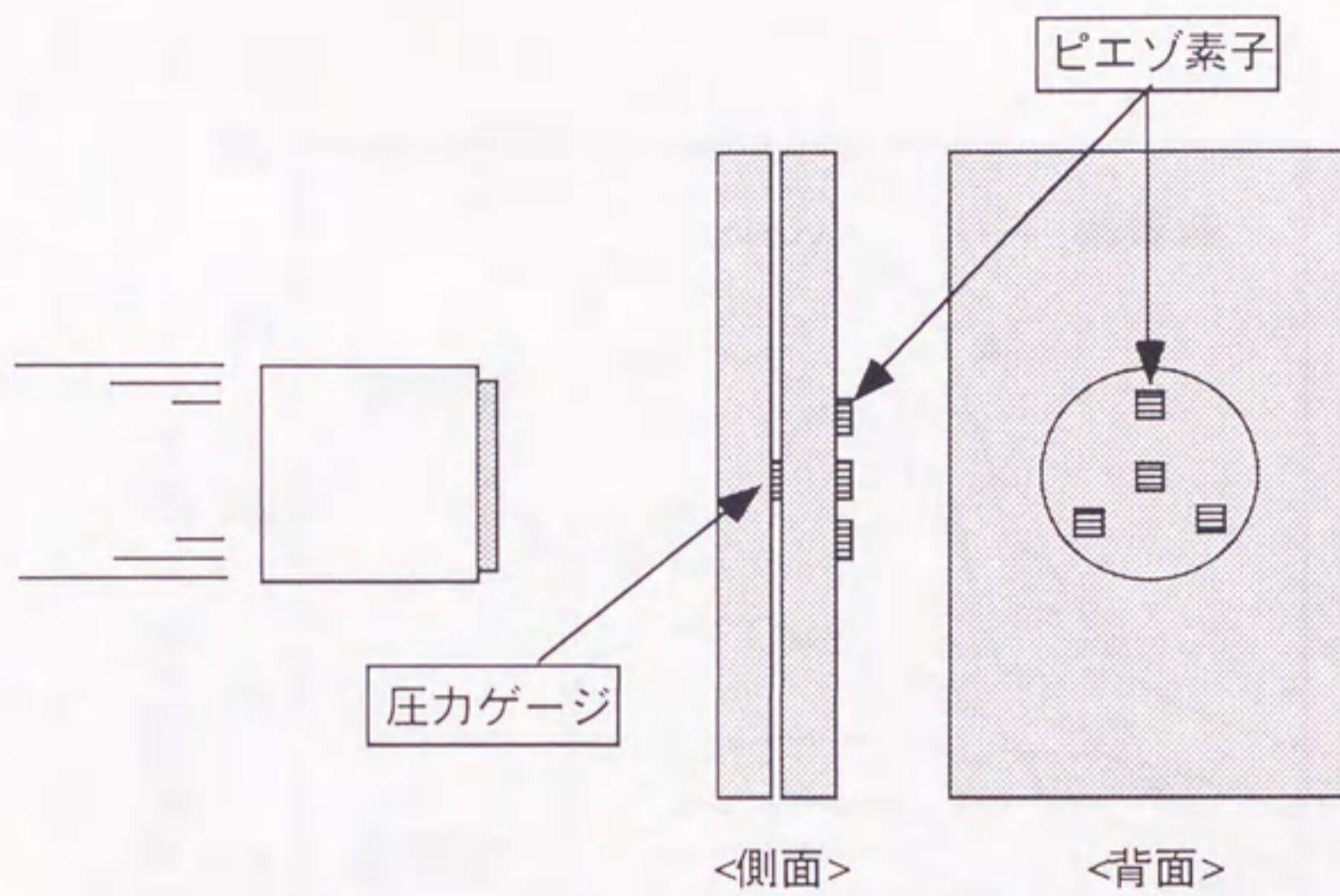


図 4-1 圧力ゲージ及びピエゾ素子の配置
 中央のピエゾ素子は衝撃波速度測定に用い、
 周辺の3つは衝撃波面の傾きを測定した。

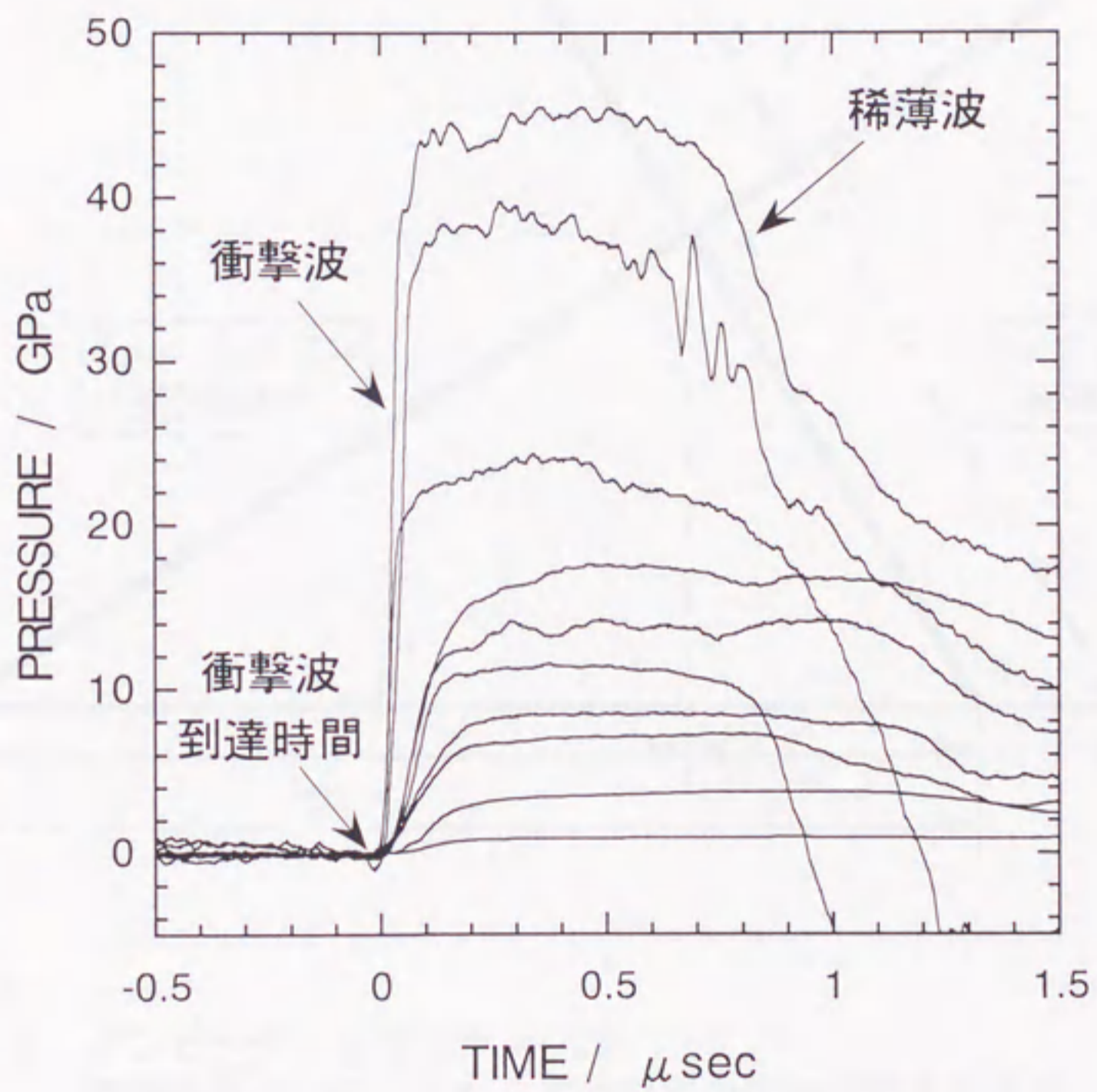


図 4-2 ユゴニ才実験圧力波形

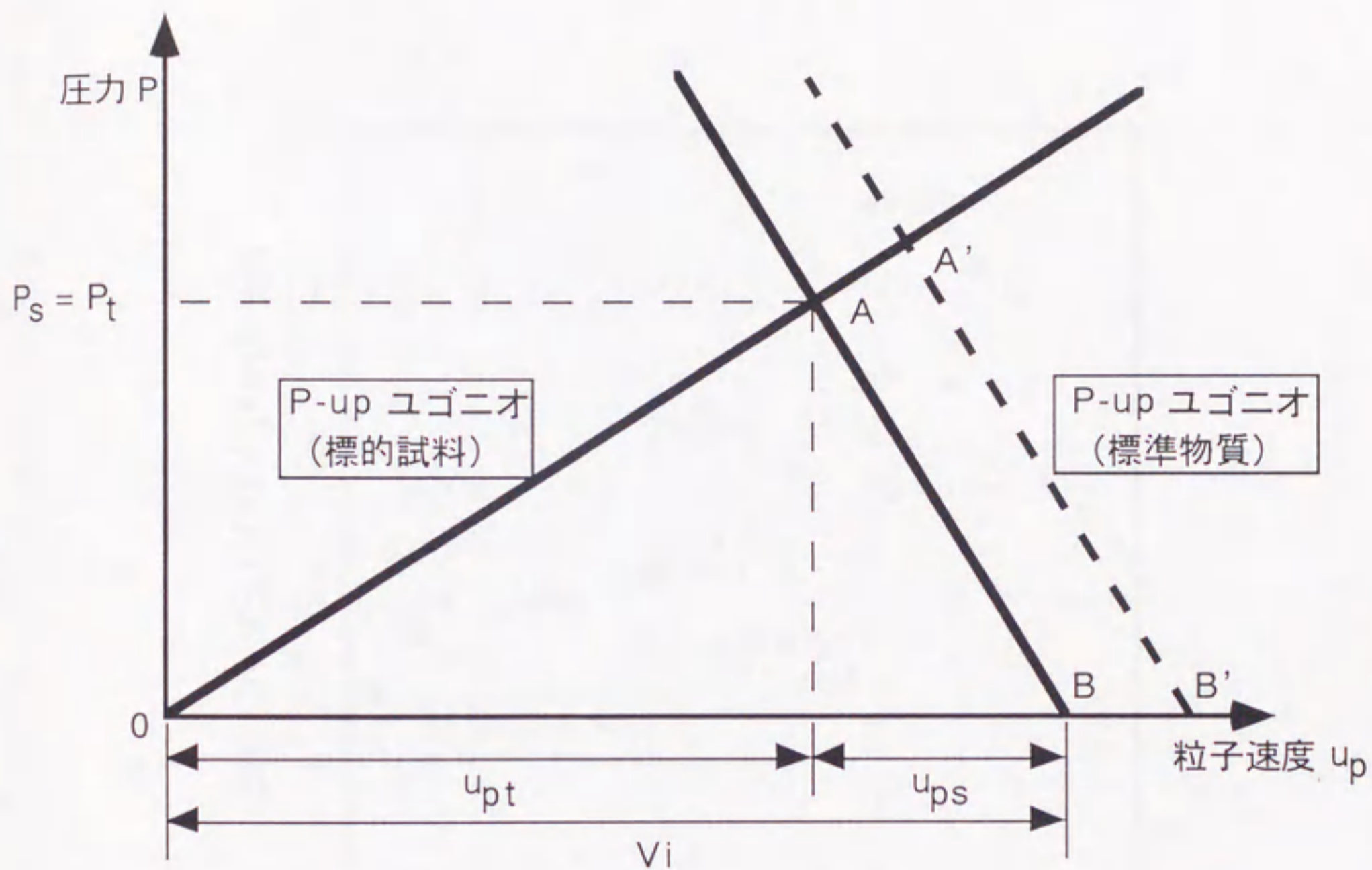


図 4-3 インピーダンスマッチング法
標準物質の圧縮状態から標的物質の圧縮状態を求める。

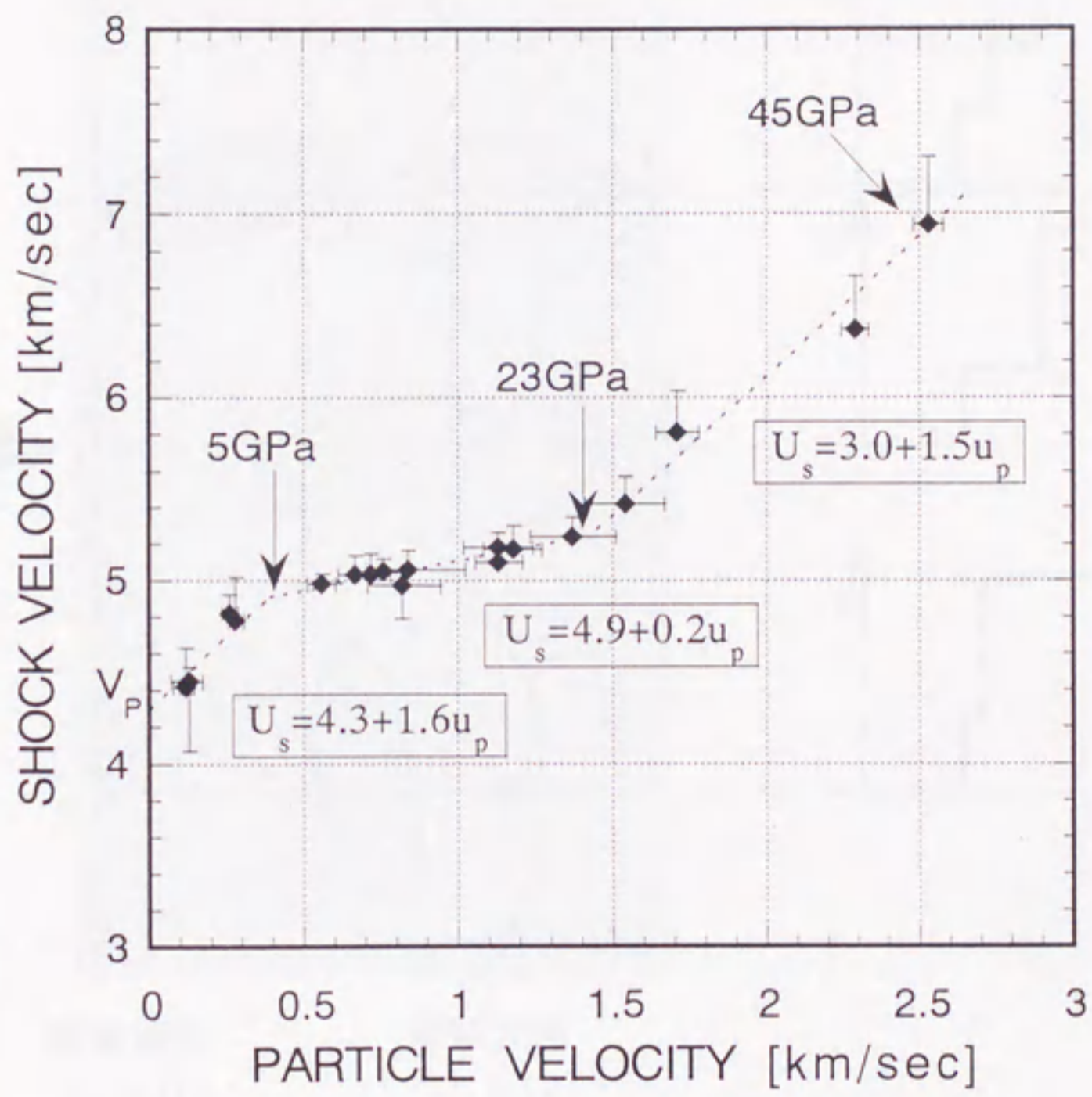


図 4-4 城崎玄武岩のユゴニオ

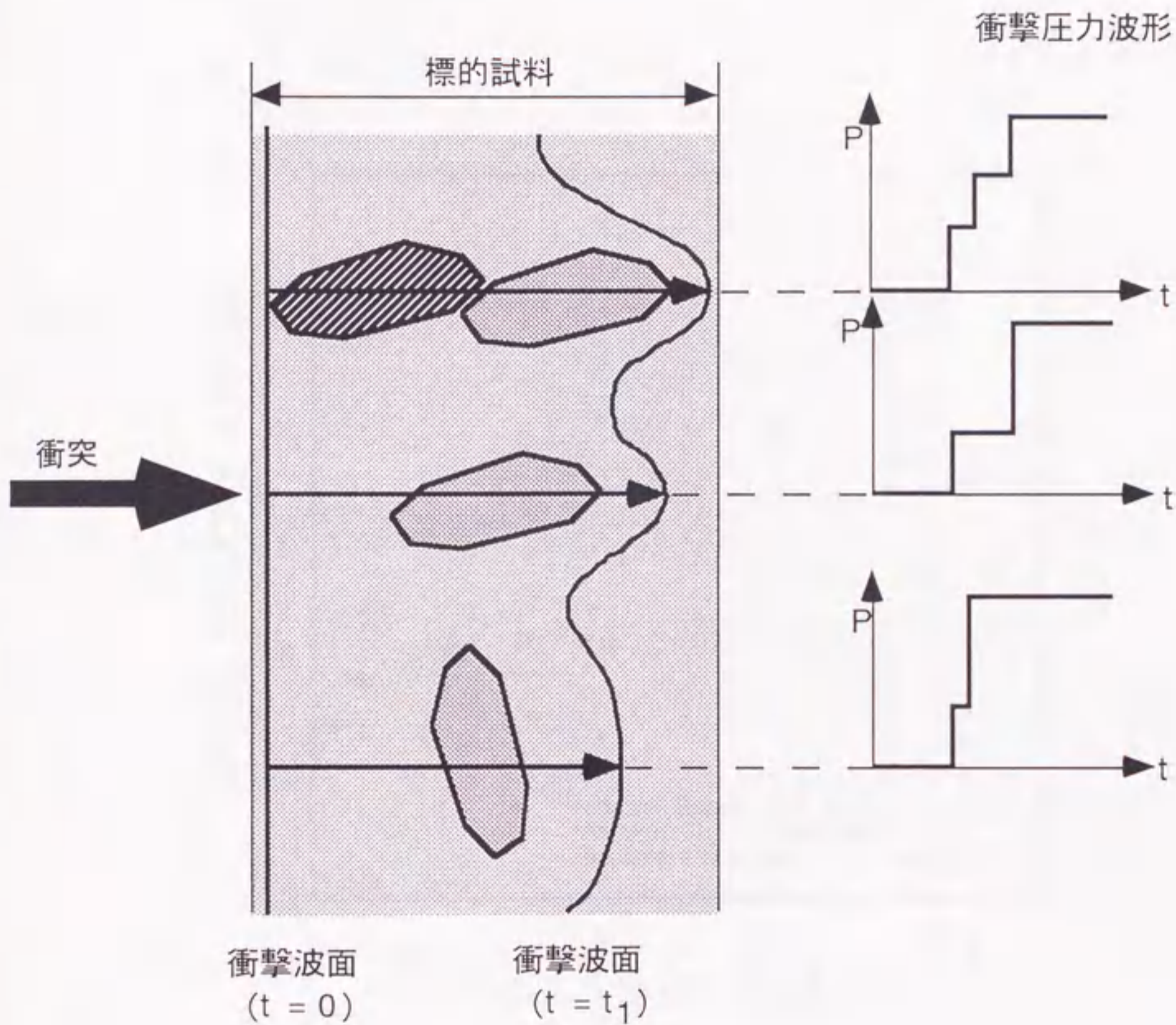


図 4 - 5 含有鉍物粒子と標的背面で得られる圧力波形
 標的中に H E L の低い鉍物があると圧力波形には段ができる。
 段の長さは鉍物が経路を占める長さによって異なる。
 また複数の鉍物粒子があった場合には H E L の段は複数になる。

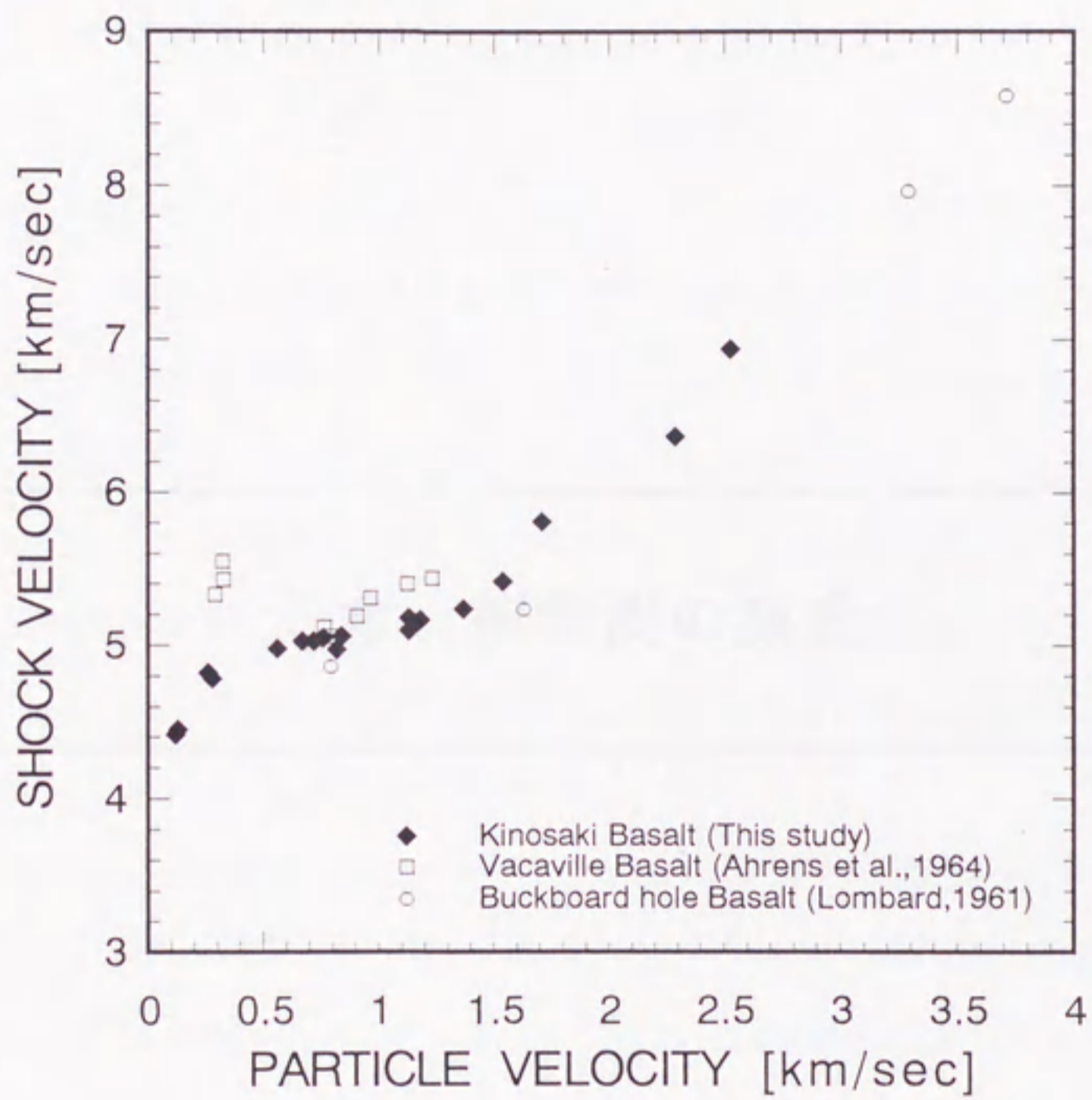


図 4-6 玄武岩のユゴニオ

5章 衝撃波の減衰

5-1 減衰する衝撃波の測定

衝撃波の減衰の実験について以下述べる。弾丸は直径 30 mm、高さ 30 mm のポリカーボネイトまたはジュラコン製の円柱 (25 g、30 g) に直径 28 mm、厚さ 3 mm の銅のフライヤープレート (16 g) を付けた。一定の衝突速度 0.7 km/sec で衝突させ、発生圧力をHEL (5 GPa) より少し高い 7 GPa となるようにした。実験には全て名古屋大学の口径 30 mm の一段式火薬銃を用いた。

ユゴニオの実験と同様に圧力ゲージを二枚の玄武岩試料の間に挟み、1枚目の玄武岩の厚さを変化させることにより伝播距離をかえて、衝撃圧力及び圧力波形の変化を調べた。伝播距離が 50 mm 以下の実験では圧力ゲージとしてマンガニンゲージ (Mn4-50-EK、Mn8-50-EK) を使用し、伝播距離 50 mm 以上の実験では衝撃圧力が小さくなるためカーボンゲージ (C300-50-EKRTE) を使用した。玄武岩試料は厚さ 50 mm 以下の実験においてはユゴニオの測定実験と同様に $50 \times 80 \text{ mm}^2$ に成形したものを、厚さ 50 mm 以上の実験においては側面からの衝撃波の反射を防ぐためおよそ $180 \times 180 \text{ mm}^2$ に成形したものをを用いた。また、厚さ 50 mm 以上の実験では複数の玄武岩試料の間に複数の圧力ゲージを挟み、同時に複数の衝撃圧力波形を測定した。

厚さ 50 mm 以下の実験では、ユゴニオ測定と同様に玄武岩の背面にピエゾ素子を貼り、圧力ゲージとピエゾ素子の立ち上がり時間差から衝撃波速度を測定した。また、衝撃波速度と玄武岩試料の厚さから衝突時間を逆算した。

5-2 衝撃圧力波形と走時

実験条件及び実験結果を表 5-1 に、得られた圧力波形を図 5-1 に示す。測定された衝撃波速度から衝突時間を見積もり、異なる実験から得られた波形を衝突時間を 0 sec として重ねてある。尚、遠方の衝撃圧力波形は衝突時刻の誤差が大きいため省略した。衝突点近傍では 7 GPa だった衝撃圧力が伝播距離およそ 12 mm 以上になると減衰している。衝突点近傍で得られた圧力波形では最高圧力が暫く維持される矩形波なのに対し、遠方に伝播していくと三角波へ

と推移していつている。発生圧力 7 GPa は玄武岩のユゴニオの混合領域にあるため、圧力の立ち上がりには 200~400 nsec 程かかる。圧力波形において、圧力が上昇し始める時間が衝撃波の到達時間を、減圧の始まった時間が稀薄波の到達時間を表している。

得られた圧力波形から衝撃波の走時を作成した(図5-2)。縦軸に衝突時間を 0 sec としたときの時間、横軸に伝播距離(試料の厚さ)をとり、圧力上昇開始時間(t_1)、最高圧力到達時間(t_2)、減圧開始時間(t_3)をそれぞれプロットした。時間 $t_1 - t_2$ は衝撃波面の厚さ、つまり波面の凹凸の幅を表す。また遠方においては圧力波形は三角波なので時間 t_2 と t_3 はほぼ同時になる。

それぞれのプロットの傾きは波の速度を表し、それぞれ衝撃波速度: 4.7 ± 0.2 km/sec、衝突点近傍での稀薄波速度: 5.9 ± 0.2 km/sec、遠方での稀薄波速度: 4.7 ± 0.2 km/sec であった。尚、稀薄波が到達するときには玄武岩は既に圧縮されており、各データ間の距離は初期の試料の厚みとは異なっている。そこで、ユゴニオ方程式より体積変化率をもとめ、稀薄波速度を計算した。

衝突点近傍では衝撃波が到達して充分時間がたった後に稀薄波が到達するため、近傍での稀薄波速度は高圧状態(7 GPa)における波の速度となる。一方遠方ではあまり圧力が増加していない状態を稀薄波が進行するため、ほぼ衝撃波速度と等しい速度で伝播している。また、稀薄波は伝播距離 15 mm で衝撃波面に追いつていることが図5-2よりよく分かる。

5-3 エッジ波の伝播速度

衝撃圧力を減衰させる稀薄波には反射稀薄波とエッジ波の2つの波があることを2章で述べた。そこで、エッジ波の伝播速度を測定する実験をおこなった。二枚の玄武岩の間に二枚の圧力ゲージを挟んだ。一枚は玄武岩の中央に、もう一枚は中央から 6 mm 程ずらした位置に取り付けた(図5-3)。玄武岩の厚さを変化させ二つのゲージで得られた圧力波形を調べた。

実験条件及び結果を表5-2に、得られた圧力波形の一例を図5-4に示す。

二つの波形はいずれも同時に立ち上がるが、減圧開始時間は端のゲージの方が早い。減圧開始時間が異なるということは、減圧の原因となった稀薄波がゲージが挟まれている面に対して斜めに伝播してきたことを表している。そこで端の減圧がエッジ波だと仮定し、実験前にあらかじめ測定した弾丸の端が衝突する点とゲージの端との距離（図5-3中の距離 x_{edge} ）と、端のゲージの減圧開始時間からエッジ波速度を計算した。

その結果、伝播距離を変えたいずれの実験においても、およそ一定の伝播速度（ 4.6 ± 0.2 km/sec）が得られ、エッジ波が減圧開始の原因とした仮定が正しいことが確認された。しかも、エッジ波はほぼ衝撃波速度と等しい速度であることが明らかになった。実験ごとに多少エッジ波速度がばらつくのは距離 x_{edge} の見積もりの誤差に起因する。

このエッジ波速度から中央のゲージにエッジ波が到達する時間を計算し、走時に合わせてプロットした（図5-2中の点線）。この図から明らかのように、エッジ波に多少の誤差があることを考慮に入れても、伝播距離 20 mm 以下では衝撃圧力を最初に減衰させる原因にはなり得ず、速度 5.9 km/sec の稀薄波は弾丸の背面で反射した反射稀薄波であることが確認された。

5-4 衝撃圧力の減衰

衝突速度が一定となるように火薬量などを設定したが、実際には多少ばらつきができた。このばらつきを補正するため、インピーダンスマッチング法から計算される発生圧力（ P_{cal} ）で測定された衝撃圧力（ P ）を規格化した。規格化した衝撃圧力（ P_{cal}/P ）と伝播距離（ x ）の図を5-5に示す。

データは三つの領域に分けることが出来、衝突点近傍の領域1では衝撃圧力の減衰は全く見られない。領域2では多少減衰し、伝播距離 15 mm 以上の領域3においては綺麗に一定の減衰率で減衰している。領域3の近似式は、

$$\frac{P}{P_{cal}} \propto x^{-2} \quad (5-1)$$

となり、減衰率は -2 である。この減衰のメカニズムを考える。

減衰の要因の一つであるエネルギー損失の効果は他の二つの効果と異なり衝突点近傍でも見られるはずである。しかし、領域 1 において衝撃圧力の減衰は全く見られなかった。このことより今回の発生圧力 7 GPa では破壊等のエネルギー損失による効果は無視できるほど小さいことが分かる。この効果は、さらに発生圧力が大きくなったときに表れるものと思われる。

次に領域 3 の減衰について考える。衝突点から充分遠方においては衝撃波は幾何学的効果により減衰する。領域 3 において衝突点から弾丸の直径の 10 倍以上の距離まで一定の減衰率で減衰していることより、この領域ではすでに幾何学的効果が表れていると考えられる。また、図 5-2 より距離 15 mm 以上では反射稀薄波が衝撃波に追いついている。従って領域 3 においては反射稀薄波の効果と幾何学的効果の両方により減衰し、その減衰率が -2 となっている。反射稀薄波は距離 15 mm 以下では追いついていないことから、距離 12 mm からの減衰は幾何学的効果であると考えられる。その減衰率は今回の結果からは断定は出来ないがおよそ -0.8 であり、弾性論から見積もられる減衰率 -1 とほぼ一致する。

Mitani et al. (1995) は弾塑性モデルをもちいて衝撃波の減衰を計算した。彼女らは圧縮過程及び減圧過程それぞれが、弾性波及び塑性波によって引き起こされるとし、波の速度と波形から衝撃波の稀薄波による減衰率をもとめた。その結果、減衰率は衝撃圧力により大きく変化した。HEL 以下の圧力では球面状の衝撃波の減衰率は $-2.2 (P \propto x^{-2.2})$ となった。玄武岩が弾塑性的な振る舞いをすることは本研究結果から得られたユゴニオが示している。減圧過程が 2 つの波によるものかどうかは、実験では確かめられていないが、彼女らの計算結果は本実験の領域 3 の減衰率と非常によく一致しており、双方の仮定及び解釈が正しいことを表している。

表5-1 減衰実験条件及び結果

Run No.	標的厚さ x [mm]	縦波速度 V_p [km/s]	横波速度 V_s [km/s]	バルク音速 C_0 [km/s]	密度 [g/cc]	空隙率 [%]	flyer plate	弾丸速度 V_i [km/s]	衝撃圧力 P [GPa]	衝撃波速度 U_s [km/s]	圧力比 P/P_{cal}
A1	2.87	5.00	2.80	3.81	2.74	4.0	Cu	0.68	7.2	5.39	1.01
A2	3.15	5.00	2.80	3.81	2.74	4.0	Cu	0.68	7.2	4.53	1.02
A3	3.19	4.96	2.99	3.56	2.67	6.7	Cu	0.68	7.1	5.15	1.01
A4	4.27	5.15	3.00	3.81	2.67	6.7	Cu	0.68	7.0	5.10	0.99
A5	8.85	5.00	2.80	3.81	2.74	4.0	Cu	0.70	7.3	4.93	0.97
A6	10.98	4.75	2.75	3.53	2.67	6.7	Cu	0.74	7.4	5.00	0.94
A7	11.98	5.00	2.80	3.81	2.74	4.0	Cu	0.75	7.2	4.83	0.88
A8	12.37	4.41	2.75	3.07	2.72	4.8	Cu	0.73	6.2	4.53	0.76
A9	14.19	4.47	2.72	3.17	2.70	5.4	Cu	0.78	6.4	4.86	0.72
A10	15.45	4.86	2.87	3.55	2.67	6.7	Cu	0.69	5.7	4.83	0.73
A11	18.11	5.00	2.80	3.81	2.74	4.0	Cu	0.69	4.3	4.73	0.51
A12	21.21	5.00	2.80	3.81	2.74	4.0	Cu	0.70	3.3	4.90	0.37
A13	24.90	5.00	2.80	3.81	2.74	4.0	Cu	0.76	3.3	4.91	0.33
A14	31.34	4.60	2.86	3.21	2.63	8.4	Cu	0.74	1.5	5.02	0.15
A15	40.87	4.49	2.63	3.31	2.70	5.6	Cu	0.74	1.1	4.72	0.10
A16	87.32	4.40	2.70	3.10	2.65	7.5	Cu	0.83	0.30	-	0.025
A17	133.41	4.41	2.70	3.13	2.65	7.5	Cu	0.83	0.13	3.99	0.011
A18	178.44	4.41	2.70	3.13	2.65	7.5	Cu	0.83	0.070	3.87	0.0057
A19	210.71	4.40	2.70	3.10	2.65	7.5	Cu	0.85	0.062	-	0.0050
A20	386.83	4.40	2.70	3.10	2.65	7.5	Cu	0.85	0.025	-	0.0020
A21	473.18	4.40	2.70	3.10	2.65	7.5	Cu	0.85	0.018	-	0.0015

表 5-2 エッジ波実験条件及び結果

Run No.	標的厚さ x [mm]	伝播距離 x_{edge} [mm]	縦波速度 V_p [km/s]	横波速度 V_s [km/s]	バルク音速 C_0 [km/s]	密度 [g/cc]	空隙率 [%]	flyer plate	弾丸速度 V_i [km/s]	衝撃圧力 P [GPa]	衝撃波速度 U_s [km/s]	体積変化 V/V_0	エッジ波速度 U_e [km/s]
E1	3.15	6.77	5.00	2.80	3.81	2.74	4.0	Cu	0.68	7.3	4.68	0.90	4.75
E2	10.98	12.51	4.75	2.75	3.53	2.67	6.7	Cu	0.74	6.5	5.02	0.89	4.64
E4	12.37	13.34	4.41	2.75	3.07	2.72	4.8	Cu	0.73	4.8	4.46	0.87	4.61
E3	15.45	16.57	4.86	2.87	3.55	2.67	6.7	Cu	0.69	4.1	4.54	0.87	4.43

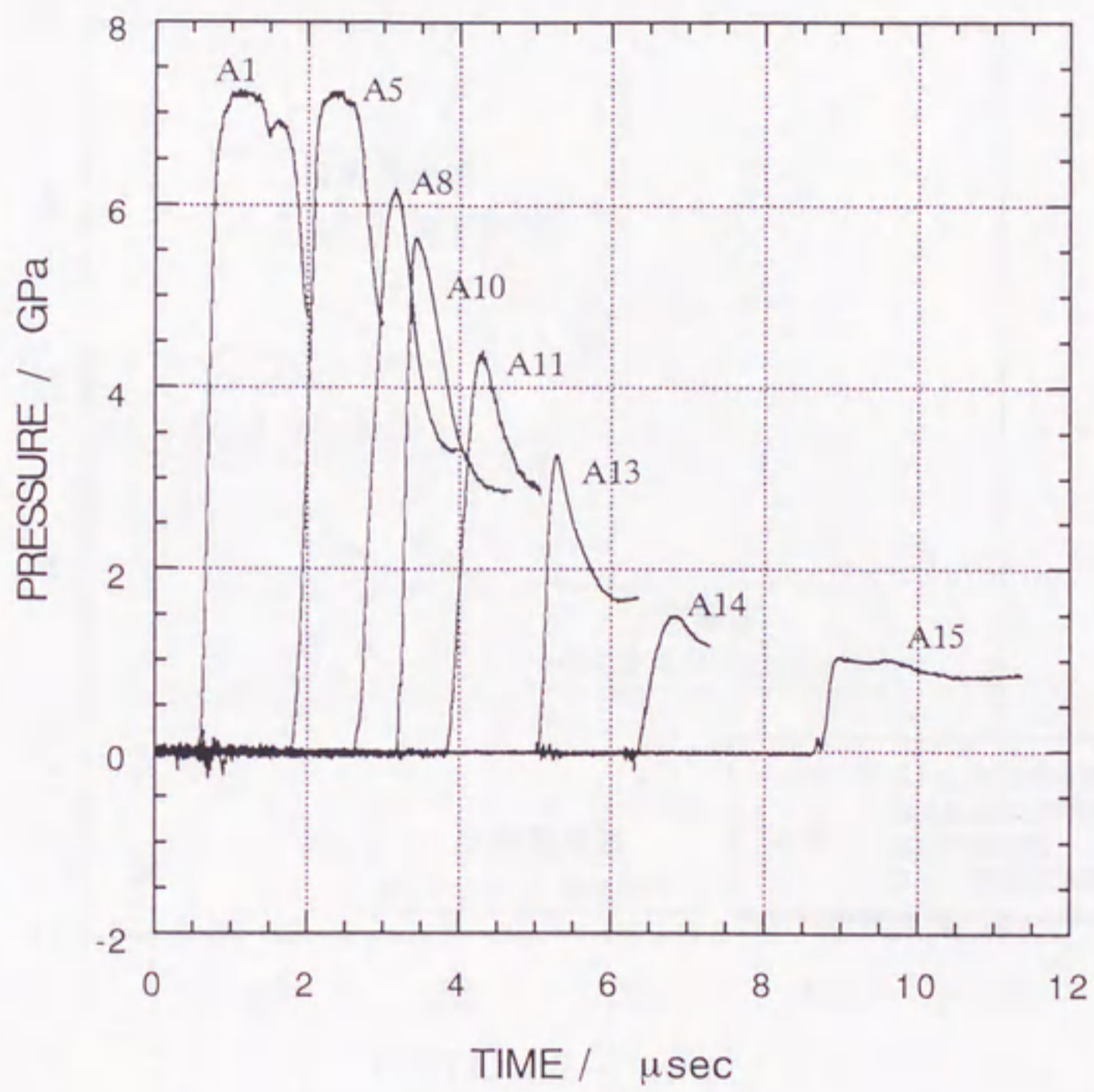


図 5 - 1 減衰実験圧力波形

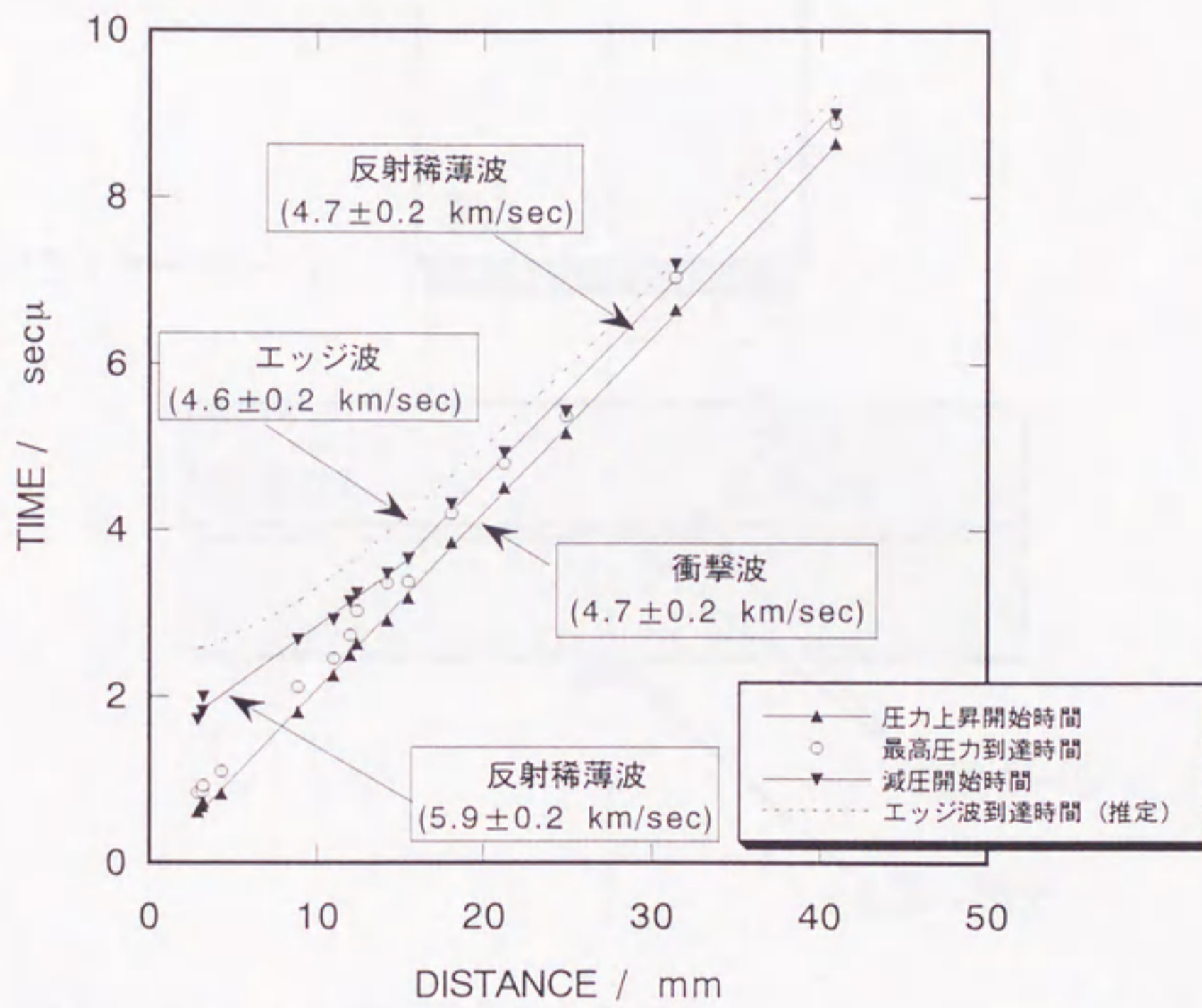


図 5 - 2 衝撃波の走時

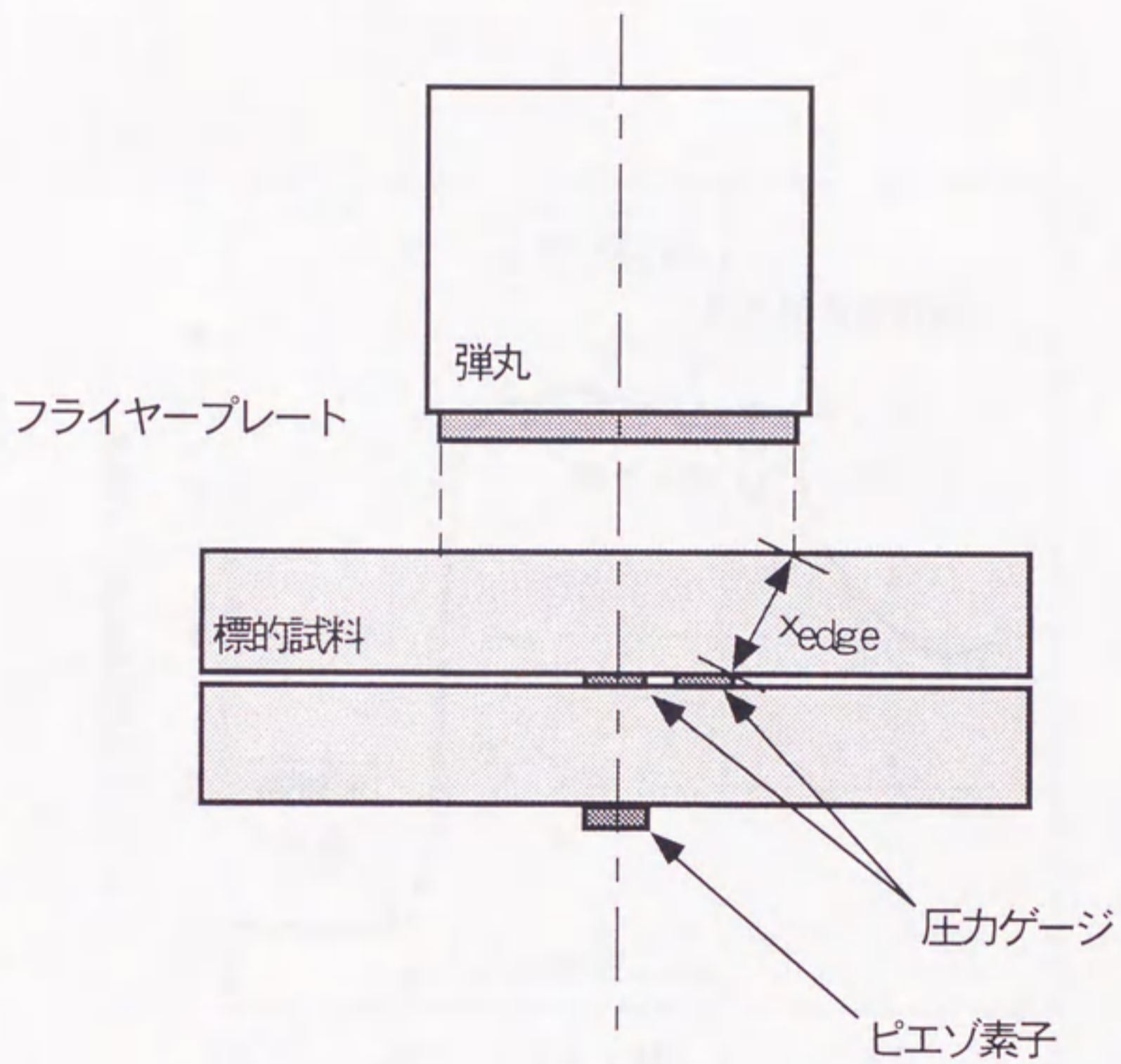


図 5 - 3 エッジ波測定用アセンブリ
 x_{edge} と到達時間からエッジ波速度をもとめた。

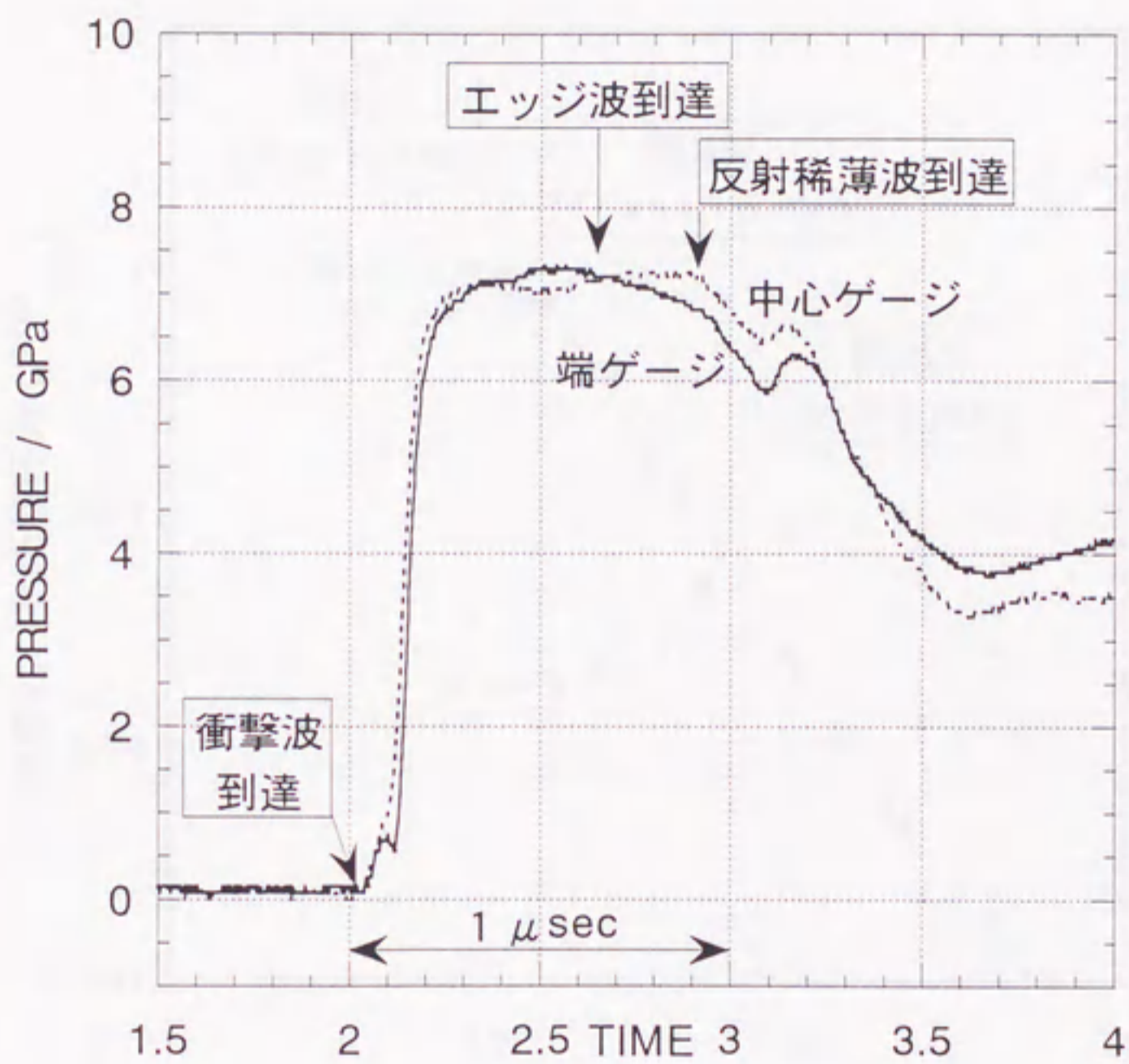


図 5 - 4 エッジ波 (Run No. E1)
 点線が中心のゲージの出力、実線が端のゲージの出力

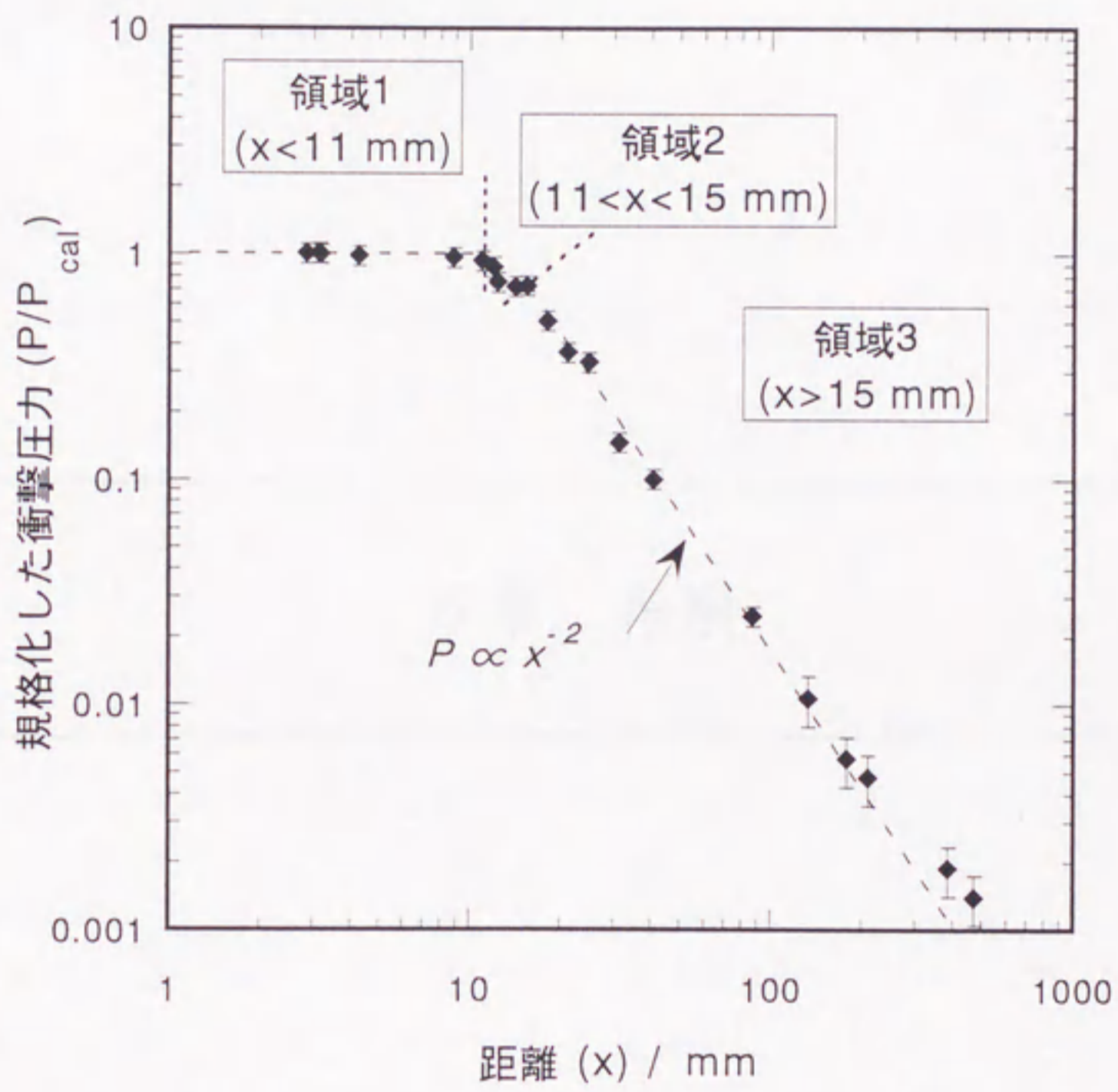


図 5-5 衝撃圧力の減衰

6 章 考察

6-1 玄武岩の高圧物性

玄武岩のユゴニオ及び衝撃波の減衰の実験結果をもとに玄武岩の高圧物性について調べた。 U_s-u_p ユゴニオの傾き (s) から体積弾性率の圧力微分 (K') を見積もった。玄武岩の体積弾性率 (K) が圧力 (P) の一次関数で表されるとすると、弾性論からバルク音速 (C) は以下のように表される。

$$C = \sqrt{\frac{K}{\rho}} = \sqrt{\frac{K_0 + K'P}{\rho}} \quad (6-1)$$

ここで ρ と K_0 はそれぞれ密度と圧力 0 の時の体積弾性率を意味する。以下の式に測定された玄武岩の P 波速度及び S 波速度を代入した結果、玄武岩の平均的な K_0 はおよそ 25 GPa と見積もられた。

$$K_0 = \rho_0 \left(V_p^2 - \frac{4}{3} V_s^2 \right) \quad (6-2)$$

これらの式より 7 GPa の玄武岩のバルク音速は 5.1 km/sec と計算される。

物質は H E L を越すと急激に剛性率が 0 に近づく。波の伝播速度に振幅依存性がないとすると、剛性率が 0 の物質中ではバルク音速となる。しかし、減衰の実験において測定された稀薄波速度は 5.9 km/sec とバルク音速よりも速い速度で伝播していた。このことは 7 GPa の玄武岩は H E L を越してはいるが、まだ剛性率が 0 になっていないことを示唆している。稀薄波速度 (U_r) が P 波速度と同様に以下のように表されるとすると、

$$U_r = \sqrt{\frac{K_0 + K'P + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \quad (6-3)$$

7 GPa の玄武岩の剛性率 (μ) はおよそ 30 GPa である。つまり玄武岩は H E L 以上の圧力においても弾性体的性質を保持していることを示している。Mitani

et al. (1995) は衝撃波の減衰率を計算する際に弾塑性モデルを適用したが、玄武岩の物性はこの弾塑性モデルと同様の振る舞いをしており、今回の実験結果と弾塑性モデルの計算結果を比較することには妥当性があることを裏付けている。

6-2 減衰率の弾丸形状依存性

標的内部に発生する衝撃圧力の空間分布と時間変化を考える際、弾丸のサイズ及び形状、稀薄波の速度が重要であり、特にエッジ波は弾丸の端からの距離、反射稀薄波は弾丸の厚み、幾何学的効果は弾丸の半径、にそれぞれ依存する。また前者2つの効果は音速が変化すると減衰の仕方も変わるため発生圧力にも依存するのに対し、幾何学的効果は発生圧力には依存しない。定量的な事実として、エッジ波速度は衝撃波速度にほぼ等しいこと、衝突軸上において幾何学的効果が現れる距離はほぼ弾丸の半径に等しいこと、稀薄波が追いつく距離が銅-玄武岩衝突の場合は弾丸の厚さの約5倍であることが本研究結果より明らかとなった。

以上の結果をもとに、弾丸の形状が異なる場合の減衰の様子を述べる。単純化のため弾丸と標的は同じ物質からなるものとし、先行弾性波速度とエッジ波速度は等しく、反射稀薄波速度及び塑性波速度は衝撃波速度のそれぞれ1.2倍、0.8倍と仮定する。また衝撃圧縮による弾丸の体積変化などの細かい考察は省いた。

まず(直径) = (高さ)の円柱形の弾丸が衝突したときの、衝突点直下から衝突方向の距離と最大衝撃圧力を考える(図6-1)。直下では衝突速度に応じて衝撃圧力が発生し、衝撃波が弾丸の半径と同じ距離だけ進行するとまず幾何学的効果により減衰する。そして幾何学的計算より弾丸の半径の1.3倍の距離になるとエッジ波が塑性波に追いつき衝撃圧力を減衰させ、弾丸の半径の8.8倍の距離だけ進行したところで反射稀薄波が塑性波に追いつき更に減衰する。幾何学的効果の減衰率は-1であると実験結果から見積もられたが、稀薄波の効果の減衰率は稀薄波の波形が重要になり、現在のところは断定はできない。

一方（直径） = 20 ×（高さ）の薄い円盤の弾丸が衝突した時の衝撃圧力の減衰を計算してみる（図6-1）。衝突点直下で発生した衝撃圧力は暫く保持され、弾丸の半径の0.44倍の距離で反射稀薄波が追いつき減衰させる。そして半径と等しい距離から幾何学的効果があらわれ、1.3倍の距離でエッジに追いつかれ、さらに減衰する。稀薄波の効果の減衰率は明らかではないが、円柱の弾丸の場合の減衰の様子は弾丸のアスペクト比に大きく依存することがよくわかる。

弾丸が球の場合にはさらに複雑になる。衝突直後に衝突点にはエッジ波が到達し、衝撃波を飲み込む。また衝突面の半径は衝突後刻々と変化するため、衝撃波面は平面ではなく、したがって幾何学的効果のあらわれる距離も明らかではない。現在のところ単純に減衰の様子を述べることは出来ないが、減衰のメカニズムを一つ一つ解明し、その波形やなどが分かれば数値的に解くことが可能であると思われる。

Kiyono (1997) は氷を標的とした衝突実験を行い衝撃波の減衰について調べた。弾丸には直径15 mm、高さ10 mmの円柱形のアルミニウムを用い、発生圧力が500 MPa及び900 MPaとなるように衝突させた。2枚の氷の板の間にカーボンゲージを挟み、距離3～60 mmまでの衝撃圧力の変化を測定した。本研究と同様に、測定された衝撃圧力を衝突速度から計算される発生圧力で規格化したもの (P/P_{cal}) を縦軸に、距離 (x) を横軸にとった図を示す（図6-2）。距離4 mmまでは減衰は見られず衝突点直下と等しい衝撃圧力を示すが、それ以上になるとほぼ一定の減衰率 -1 で減衰している。この減衰率は発生圧力500 MPaと900 MPaにおいて顕著な差は見られなかった。

氷の衝撃波の減衰率は玄武岩において得られた減衰率 -2 と大きく異なる。この差には勿論標的物質の違いも寄与する。標的物質が異なった場合、衝撃波速度や稀薄波速度及びそれぞれの波形が異なり減衰率は変化することがあり得る。しかし2つの実験においても一つ、弾丸の形状が大きく異なることが重要である。玄武岩の実験において用いた弾丸の形状は薄い円盤（高さ/直径 = 0.11）であるのに対し、氷の実験に用いた弾丸は円柱形（高さ/直径 = 0.67）

である。従って玄武岩の実験においては弾丸の背面で反射する反射波が減衰に寄与したのに対し、氷の実験においては反射波はなかなか衝撃波に追いつかないため遠方においてしか反射稀薄波の効果は寄与し得ない。従って、氷の減衰率 -1 は幾何学的効果のみによる減衰率と結論される。稀薄波が寄与していれば、発生圧力を変化させた場合に減衰率に変化が見られる可能性があるが、幾何学的効果のみであれば違いがほとんど見られないことも説明がつく。

6-3 破片の放出速度と衝撃圧力の減衰。

微惑星の成長過程を調べるには破片の放出速度は重要なパラメータである。破壊された破片が重力圏を飛び出してばらばらになるのか、または重力圏内にとどまって暫くしたら再び微惑星の重力により集積するのかは微惑星の成長速度を左右する（図2-1）。これまで衝突破壊実験を行い、破片の放出速度を測定した例がいくつかあることを既に述べた。そこで標的背面からの破片の放出速度と衝撃圧力の減衰の関係について調べた。比較には Fujiwara et al. (1980)、Takagi et al. (1984)、Amano (1994)、Higa et al. (1994)、Arakawa et al. (1995)、Kiyono (1997) の実験結果から用いた。それぞれの実験条件を表6-1に示す。標的物質の違いを見るため玄武岩の他に氷と葉蠟石の実験結果も合わせて比較してある。弾丸の材質と衝突速度から計算される発生圧力は Takagi et al. (1984) を除き、いずれの実験においてもHELを越えている。衝撃圧力と放出速度を比較するため、また弾丸のサイズなどの違いを除くため、以下のような規格化を行った。

まず衝撃圧力と放出速度の規格化について説明する。背面の破片は、もし背面における衝撃圧力が大きければ衝撃波により破壊され生成される。もし衝撃圧力があまり大きくなければ標的背面からの反射稀薄波により標的中にスポールクラックが出来ることにより生成される。衝撃波により生成された破片の放出速度 (u_{ej}) は自由表面速度 (u_{fs}) とほぼ等しいと考えられ、一方スポールクラックにより生成された破片の放出速度は自由表面速度よりも遅くなると考えられる。また自由表面速度は「自由表面近似 (free surface approximation)」により

標的背面における粒子速度の2倍で近似できる。この近似は1～2%の精度で成り立つことがよく知られている。一方、ユゴニオ方程式の運動量保存則の式(1-2)より、衝撃圧力がそれほど大きくなければ、衝撃波速度(U_s)の変化は無視することが出来、衝撃圧力(P)と粒子速度(u_p)は比例する。従って衝撃圧力が充分低ければ、粒子速度の減衰率と衝撃圧力の減衰率は等しく、放出速度が自由表面速度に等しければ、衝撃圧力(P)と破片の放出速度(u_{ej})は距離に応じて同じように減衰する。そこで、衝撃圧力(P)と破片の放出速度(u_{ej})のそれぞれをユゴニオから計算される衝突点直下における発生圧力(P_{cal})及び2倍の粒子速度(u_{p0})で規格化した。

また伝播距離も弾丸のサイズや厚さが異なり、減衰の効果が現れる距離がそれぞれ異なるため規格化する必要がある。本研究結果より、幾何学的効果は弾丸半径と等しい距離から現れ、その一方反射稀薄波の効果は弾丸の厚さに依存し、両方共に規格化することは不可能である。幾何学的効果のみに着目し、伝播距離(x)を弾丸の半径(r)で規格化した。

縦軸に P/P_{cal} 及び $u_{ej}/2u_{p0}$ を、横軸に x/r をとった図を示す(図6-3)。弾丸のサイズや、弾丸物質、標的物質、衝突速度などが異なるにも関わらず、いずれの実験データも同じような分布を示しており、規格化の方法の正しさを表している。およそ $x/r \approx 1$ から始まっている傾き -1 の減衰が幾何学的効果によるものである。Amano (1994)、Higa et al. (1994)、Arakawa et al. (1995)、Kiyono (1997) の4つの実験は同じ直径の弾丸で氷に衝突させており、前者3人が放出速度を測定しているのに対し、Kiyono (1997) は衝撃圧力を測定している。放出速度の結果は非常に連続がよく、またこれらのデータを比較すると衝撃圧力と放出速度が見事に一致しており、それぞれの減衰の様子が等しいことが示されている。また Amano (1994) が円柱形の弾丸を衝突させているのに対し、Higa et al. (1994) は球形の弾丸を用いている。しかし、両者の放出速度の結果に明確な違いは見られなかった。このことは円柱形と球形の弾丸では衝撃圧力に大きな違いはないことを示唆している。

Fujiwara et al. (1980)、Takagi et al. (1984)、Arakawa et al. (1995) の3つの実験に

はそれぞれ、玄武岩、葉蠟石、氷を標的として用いている。これらの結果を比較するとほぼ等しい分布を示しており、標的物質の違いが見られなかったことは、減衰率は標的物質に大きくは依存しないことを表している。更に分布を詳しく調べると、衝突点直下においてはどのデータも減衰がみられず、等圧領域がほぼ弾丸半径と等しい距離まで広がっているが、それより遠方では玄武岩の減衰率が一定の -2 となっているのに対し、放出速度の減衰率は近傍では -1 であるのが遠方になると -3 と、距離と共に大きくなっている。

前節で述べたように、放出速度の減衰率が等圧領域の近くでは -1 であるのは、幾何学的効果のみの減衰のためである。一方、遠方において減衰率が -3 と大きいのは放出速度が自由表面速度で近似できないことを示している。近傍においては、衝撃波が到達すると同時に破壊され放出される。しかし、遠方においては衝撃波が到達しても破壊されず、標的背面で反射した衝撃波が稀薄波となって標的中を逆行しスボールクラックを生成して破壊し、破片を放出する (Fujiwara 1980)。スボールにより破片が放出される瞬間には破片がもつ粒子速度は稀薄波によりかなり減衰されており、もはや自由表面速度で近似する事はできない。従って、放出速度はその距離の自由表面速度よりも小さくなり、減衰率が大きくなったのではないかと考えられる。

しかし残念ながら、同じ衝突条件 (弾丸サイズ、衝突速度、標的&弾丸物質) における遠方までの連続した衝撃圧力の実験データがないため、遠方において放出速度の減衰率が大きい理由は推測の域を出ない。明確な根拠を得るには標的背面の自由表面速度と放出速度を比較する実験も必要である。例えば、衝撃波が到達したときの背面の自由表面速度を測定すると同時に実際にクラックがはいり破壊された破片の放出速度を高速度カメラなどをもちいて撮影して測定する実験の結果が決め手になると思われ、今後期待される。

6-4 水谷スケーリング則

これまで破壊実験により破片のサイズ分布や放出速度、最大破片の質量など

が測定されてきた。標的のサイズを弾丸のサイズで規格化し、実験結果を包括的に説明できる経験則が導かれてきた。しかし、実験結果がすべて説明されたとしても、その経験則を実験室の衝突現象よりも規模の大きい天然の微惑星の衝突現象に、直接適用することは出来ない。発生圧力や弾丸のサイズがけた違いに大きくなったときにも、その経験則においておこなった規格化が正しい保証はない。そこで単なる経験則でなく、衝突の物理に基づいたスケーリング則を構築し、実験結果を微惑星などの大規模な現象に当てはめようとする研究がなされてきた。Mizutani et al. (1990) は次の様なスケーリング則を構築した。

衝突後、衝突点直下に球状の衝突速度と弾丸及び標的物質に対応した等圧核が形成されると仮定した。衝撃波としてこの圧力は標的内部に伝播し、距離と共に減衰しながら標的背面に達する。背面からの破片の放出速度は背面での粒子速度によってきまる。また最大破片は、厳密には破壊の様式に依存する。しかし多くの場合は背面で反射された衝撃波が稀薄波となって標的中を伝播し、スホールと呼ばれるクラックを生成することにより最大破片は生成され则认为られている。標的背面からスホールクラックまでの距離は標的背面における衝撃圧力に依存すると考えられた。

そこで標的背面における衝撃圧力を標的物質の引っ張り強度により規格化したものを「無次元衝突応力 (P_I)」と呼びサイズ分布や最大破片のサイズ、放出速度を決定するパラメータとした。衝撃圧力は距離の -3 に比例して減衰すると仮定し、物質の引っ張り強度をもちいて規格化することにより標的物質の違いによりスホールクラックの入る距離の違いも規格化出来るようにした。実際には岩石の引っ張り強度を測定するのは非常に困難なので、かわりとして岩石の圧縮強度を用いている。無次元衝突応力 (P_I) は以下のような式を用いて表された。

$$P_I = P_0 \left(\frac{L_t}{L_p} \right)^a / Y_t \quad (6-4)$$

ここで P_0 , L_t , L_p , Y_t はそれぞれ衝突点における発生圧力、標的のサイズ、弾丸のサイズ、標的の圧縮強度を意味している。また a は減衰率を表しており Mizutani et al. (1990) においては -3 を用いているが、あくまで仮の値であることがコメントされている。この無次元衝突応力を用いて玄武岩及び葉蠟石の破壊実験の結果を整理した。図 6-4 に最大破片の質量を、図 6-5 にサイズ分布のプロットの傾きを、それぞれ無次元衝突応力を用いて整理した結果を示す。最大破片の質量は衝突前の標的の質量で規格化してある。またサイズ分布は破片のサイズの累積個数の分布を 3 つの領域に分割しそれぞれの分布の傾きを実験ごとにプロットしてある。2 つの図中において標的物質の違いは見られず、多少ばらつきが見られるが、集中した分布を見せている。この分布の詳しい物理的意味は見いだされていないが、分布が集中していることはこの水谷スケールリング則がおおよそ正しかったことを示している。

しかし、このスケールリング則には考慮しなければならないことがいくつかある。まず、本研究より減衰率は幾何学的効果のみであれば -1、反射稀薄波またはエッジ波の効果が加われば -2 になることが示され、弾丸の形状(アスペクト比)に依存することが明らかになった。また本研究の実験範囲では見られなかったが、発生圧力が増加した場合にはエネルギー損失の効果も加わり、減衰率は -2 よりも大きくなると示唆された。従って減衰率 a は弾丸の形状と発生圧力の関数とするべきである。また最大破片やサイズ分布は背面の衝撃圧力だけで決まるものではなく、破壊の様式によって大きく異なる (Matsui et al., 1982; Waza et al., 1985 など)。この破壊様式について、定性的な解釈はあるが、衝撃波や稀薄波などによる定量的な説明はまだされていない。このように実験室の実験結果を規模が何桁も異なる天然の衝突現象に適用するにはまだ不十分である。

それでもスケールリング則は単純であることも重要な条件であり、敢えて細かい物理を省き、衝突点直下に生成された等圧核からある減衰率で衝撃波が伝播し背面に達する、とした概念は非常に有効である。図 6-3 において、放出速度と衝撃圧力を比較した結果、弾丸の半径のおよそ 3 倍以上離れた点において

は減衰率はおよそ -2 となることが示された。そこで、図 6-6、6-7 に減衰率を -2 としたときの無次元衝突応力でプロットし直した最大破片の質量、サイズ分布の傾きを、また比較のために図 6-8、6-9 に減衰率を -1 としたときの結果を示した。サイズ分布の傾きには減衰率の違いによる影響はあまり見られないが、最大破片は 3 つの無次元衝突応力のうち減衰率を -2 としたプロットが最も集中していることが分かる。実験に用いた弾丸が中空であったりと、複雑なので全ての実験データを共通の減衰率で計算するのは早計であり、本来は一つ一つの実験において減衰率をかえるべきである。それでも分布が以前よりもさらに集中していることはスケーリング則の概念が正しいことと、減衰率 -2 がより現実に近いことを示唆している。

しかし背面の衝撃圧力のみで破壊を全てスケーリングする事は困難である。今後は衝撃波や稀薄波の伝播や、そこから導かれる標的内部の応力場と破壊現象を結びつけ、より正確なスケーリング則を構築しなければならない。

6-5 衝突条件の異なる衝撃波の減衰

本研究より減衰の要因が明らかになり、1) 稀薄波の効果、2) エネルギー損失の効果、3) 幾何学的効果の 3 つで説明できることを示した。またそれぞれ稀薄波の効果は弾丸の厚さに、エネルギー損失の効果は衝撃圧力に、幾何学的効果は弾丸の半径に依存することが明らかにされた。これらのことから弾丸の形状が変化するとき、また発生圧力が変化するとき予想される衝撃圧力の減衰の様子を図 6-10 に表す。縦軸に衝撃圧力、横軸に距離をとり、同じ衝突速度で異なる形状の弾丸が衝突したときの衝撃圧力の変化、および衝突速度が非常に大きい場合の減衰の様子を表している。室内実験においては弾丸は円柱形や、質量をなるべく小さくするために薄い円盤状のものをを用いることが多い。そこで図では弾丸の形状として円柱形、円盤、そして天然の微惑星や隕石の衝突においてよく見られる球形の 3 つの場合を考えた。

本研究の実験において得られた円盤の結果を太線で示してある。衝突点近傍

においては衝撃圧力は変化せず、およそ弾丸の半径と等しい距離だけ進むと幾何学的効果で減衰し、さらに弾丸の厚さの5倍程度まで進むと稀薄波の効果が加わり減衰率 -2 で減衰していた。やがて非常に遠くまで伝播すると衝撃圧力は低くなり稀薄波と衝撃波の速度差が小さくなる。従って非常に遠方では幾何学的効果がおもに働き、減衰率は -1 に近い値になると思われる。減衰率が -2 から -1 に変化するのは衝撃圧力によって決定されていると考えられる。

弾丸が円盤ではなく円柱形の場合は少し異なる。衝突点直下においては同様に等圧領域が形成されるが、弾丸の半径ほど進行するとまず幾何学的効果が表れ、衝撃圧力は距離の -1 乗で減衰する。さらに進行すると弾丸背面からの反射稀薄波、またはエッジ波が追いつき、距離の -2 乗で減衰し、さらに進行するとやがて衝撃圧力が小さくなり距離の -1 乗に近い減衰率で減衰するようになる。一方弾丸が球形の場合は衝突点直下においてすぐにエッジ波が到達するため、衝撃波の立ち上がり時間は長くなる。しかし同じ衝突速度であれば発生圧力はほぼ等しくなるのではないかと考えられる。そして球形の弾丸が衝突した場合には波面は球面状になるため、衝突点直下から幾何学的効果により減衰する。さらに離れると反射波の効果によりさらに減衰率が大きくなって減衰する。

また衝突速度が非常に大きい、円柱形の弾丸が衝突した時を考える。衝突点直下において標的は時には溶融し、衝突のエネルギーの一部を消費する。従って等圧領域は形成されずに衝突点直下からエネルギー損失の効果により衝撃圧力は減衰する。あとは同様に、幾何学的効果、稀薄波の効果により減衰する。過去のシミュレーションによって得られた -3 前後の減衰率は、この3つの効果による減衰率に相当するのではないかと推測される。エネルギー損失の効果は衝撃圧力の減少と共に働かなくなり、やがて幾何学的効果と稀薄波の効果のみにより減少し、この時の減衰率は本研究の実験において得られた減衰率 -2 と近い値になると考えられ、さらに遠方になると衝撃圧力が下がり -1 に近い減衰率で減衰する。

以上のような減衰の様子が考えられる。整理すると、幾何学的効果が見られるのは弾丸の半径、反射稀薄波の効果が見られるのは弾丸の厚さにそれぞれ依

存し、エネルギー損失の効果が見られるのは衝撃圧力がある圧力以上の時、また衝撃圧力がある圧力よりも低くなると幾何学的効果のみにより減衰する。エネルギー損失の効果も細分化する必要がある、摩擦熱エネルギー、溶融エネルギー、破壊のエネルギー、それぞれが顕著に現れる衝撃圧力は異なっている筈である。また衝撃圧力が非常に小さくなれば幾何学的効果のみにより減衰率 -1 で減衰すると述べたが、これは理想的な弾性体の場合である。実際には衝撃圧力が小さくなれば再びエネルギー損失の効果が相対的に大きくなり、地震学で使われているQ値のような減衰率が加わり -1 よりも大きな減衰率になるものと予想される。

表 6-1 実験条件一覧

author	target material	target shape	proj. material	dia.(proj.) [mm]	h(proj.) [mm]	proj. shape	Vi [km/sec]	upo [km/sec]	Po [GPa]	HEL [GPa]
Higa	ice	plate	ice	15	(15)	spherical	0.18~0.65	(0.09~0.32)	(0.4~1.2)	0.2
Amano	ice	plate	ice	15	10	cylindrical	0.53,0.35	(0.26,0.17)	(1.0,0.6)	0.2
Kiyono	ice	plate	Al	15	10	cylindrical	0.44	(0.4)	0.5	0.2
Arakawa	ice	cub.&cylind.	ice	15	20	cylindrical	0.048~.532	(.024~0.26)	(0.1~1.0)	0.2
Fujiwara	basalt	cub.&sphe.	P.C.	8	6	cylindrical	2.8	(0.8)	(12)	5
Nakazawa	basalt	plate	Cu	28	3	cylindrical	0.7	(0.5)	7	5
Takagi	basalt	cubic	Al	10	10	cylindrical	0.14	(0.1)	(1)	5
Takagi	pyrophyllite	cubic	Al	10	10	cylindrical	0.41,0.65	(0.25,0.40)	(2.7,4.3)	???

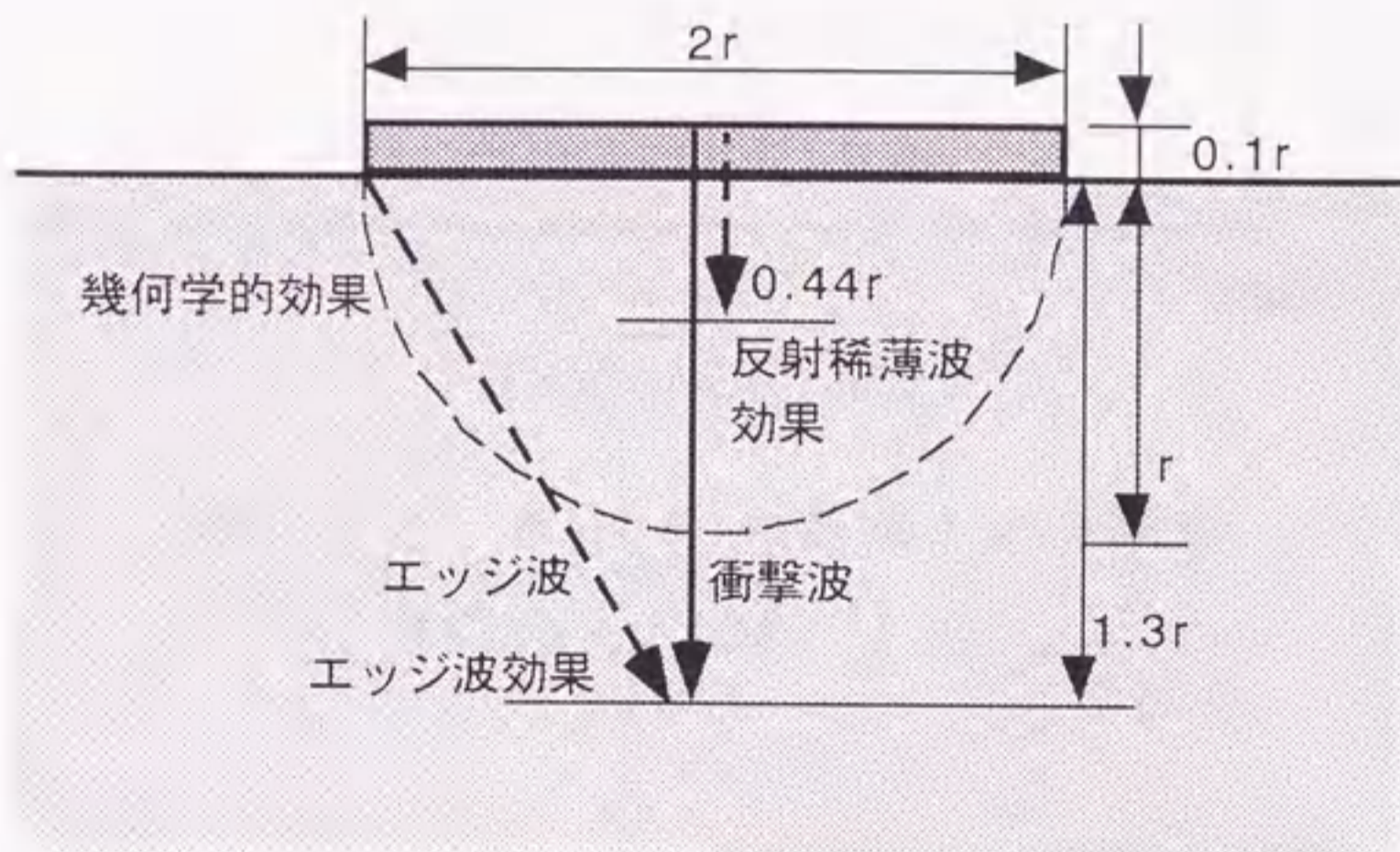
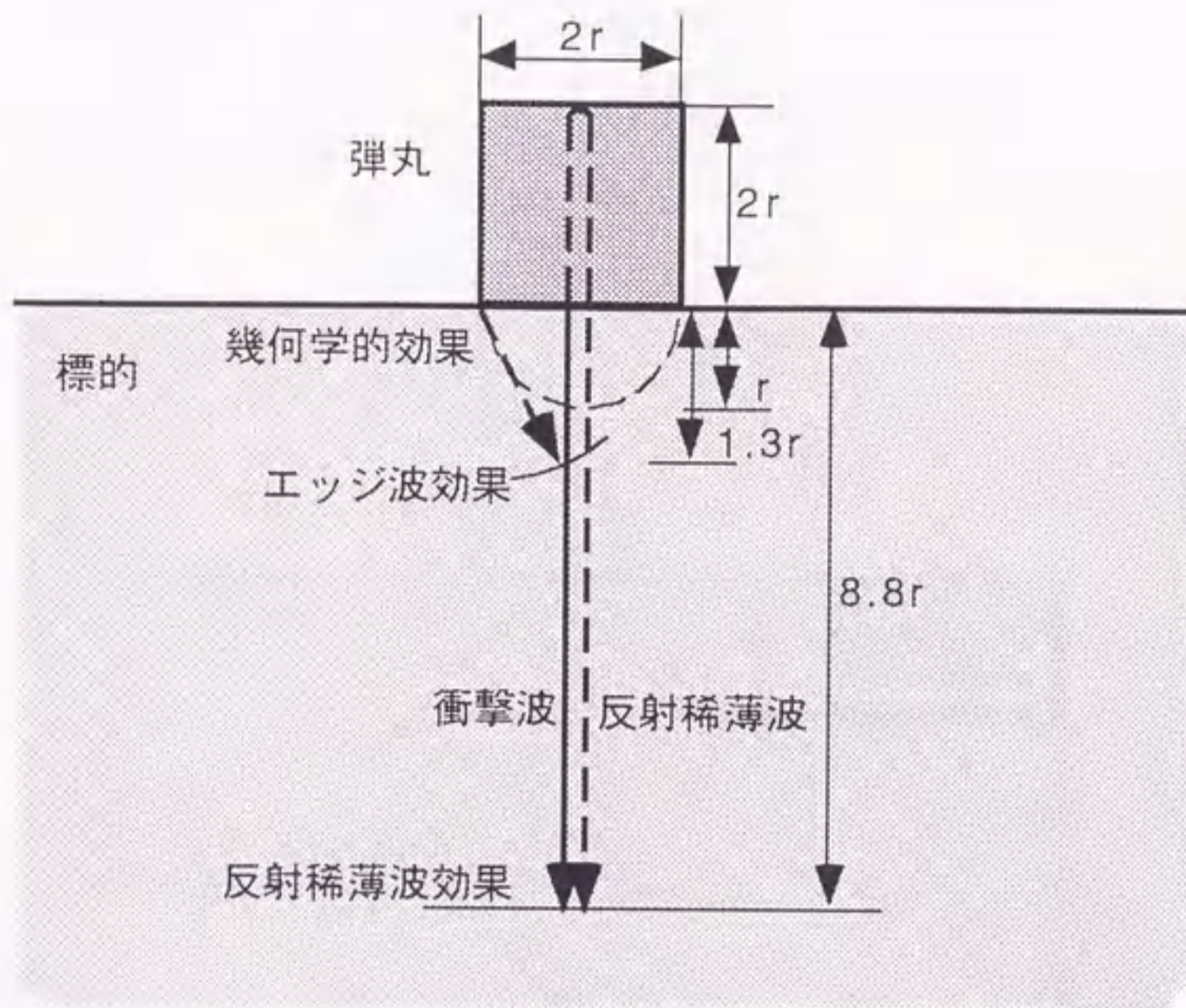


図6-1 弾丸のアスペクト比の違いによる減衰の様子の変化
 上) 直径 : 高さ = 1 : 1
 下) 直径 : 高さ = 20 : 1
 弾丸が薄い場合には反射稀薄波効果が幾何学的効果よりも先に表れる。

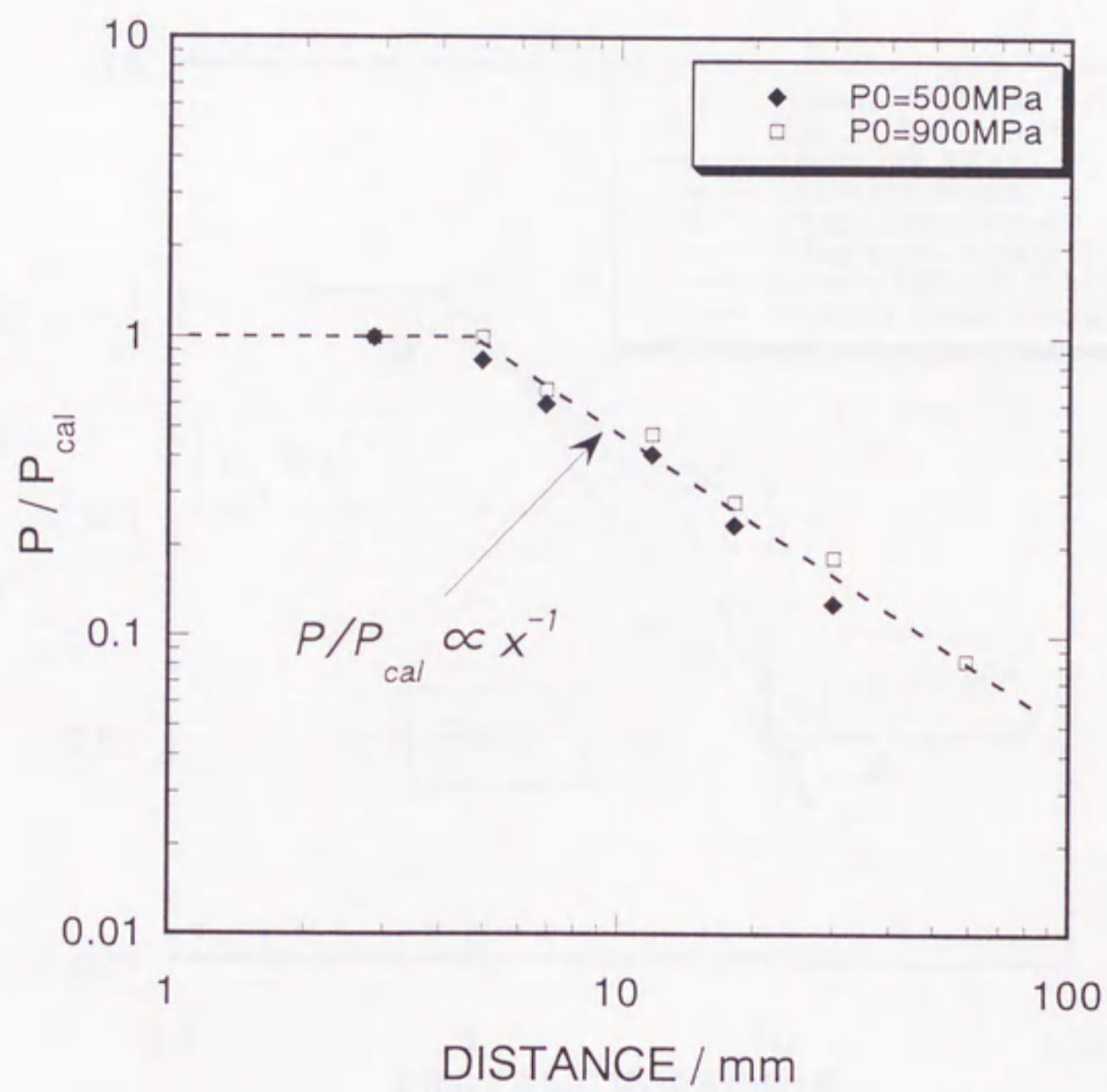


図 6 - 2 氷(H₂O)の衝撃圧力の減衰
(Kiyono, 1997 より)

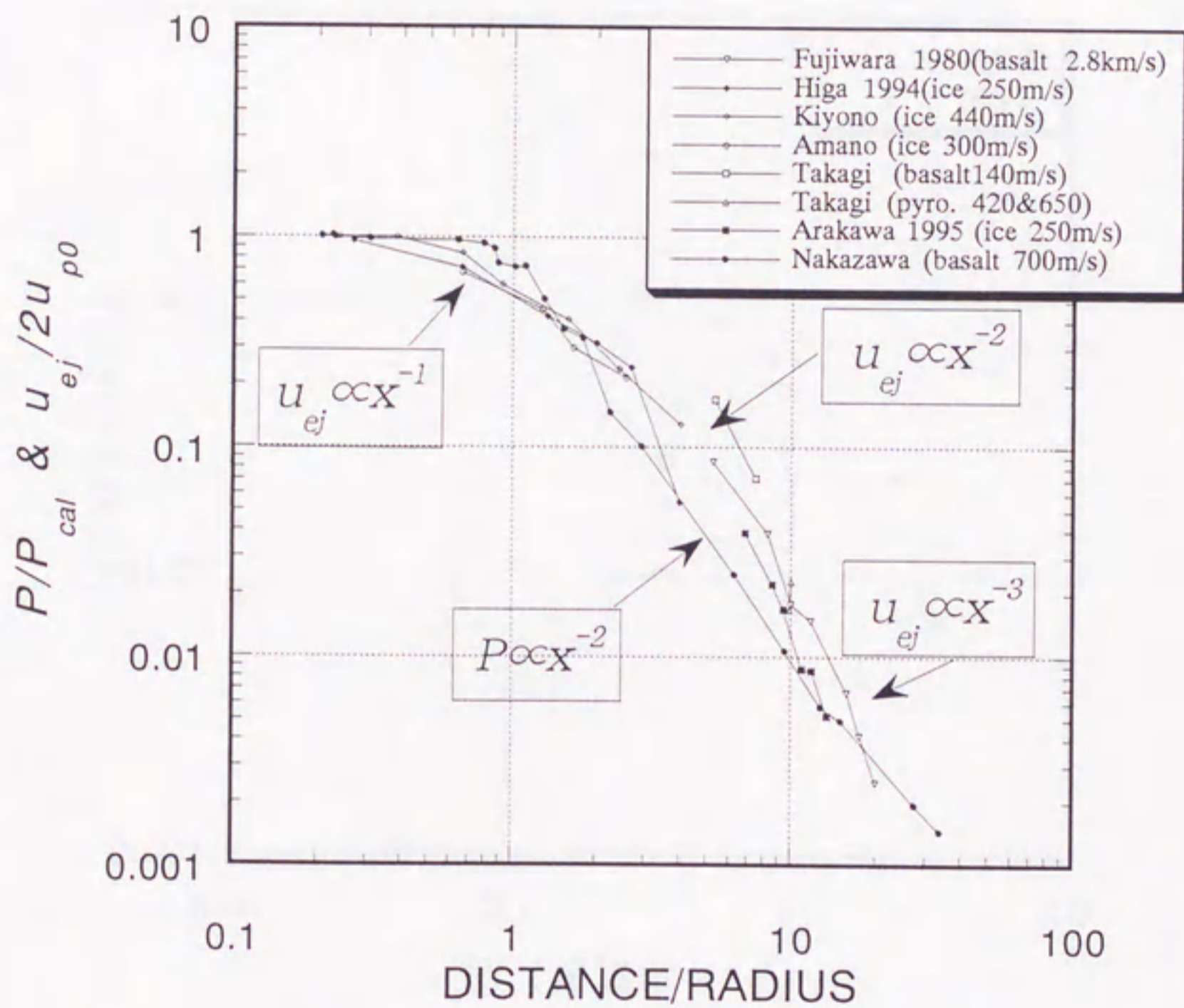


図 6 - 3 放出速度と衝撃圧力の減衰

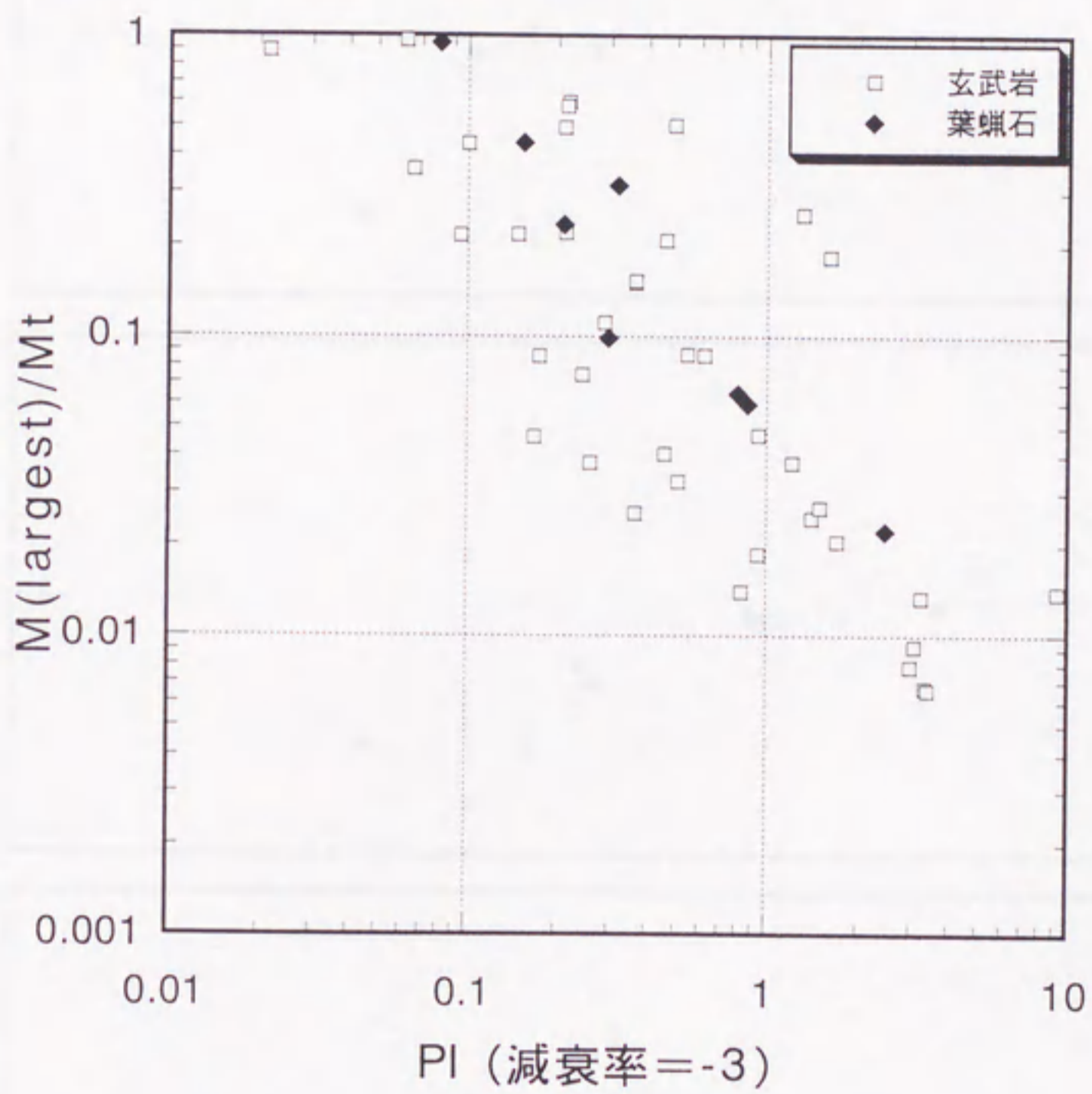


図 6 - 4 最大破片 (減衰率 -3)
(Takagi et al., 1984)

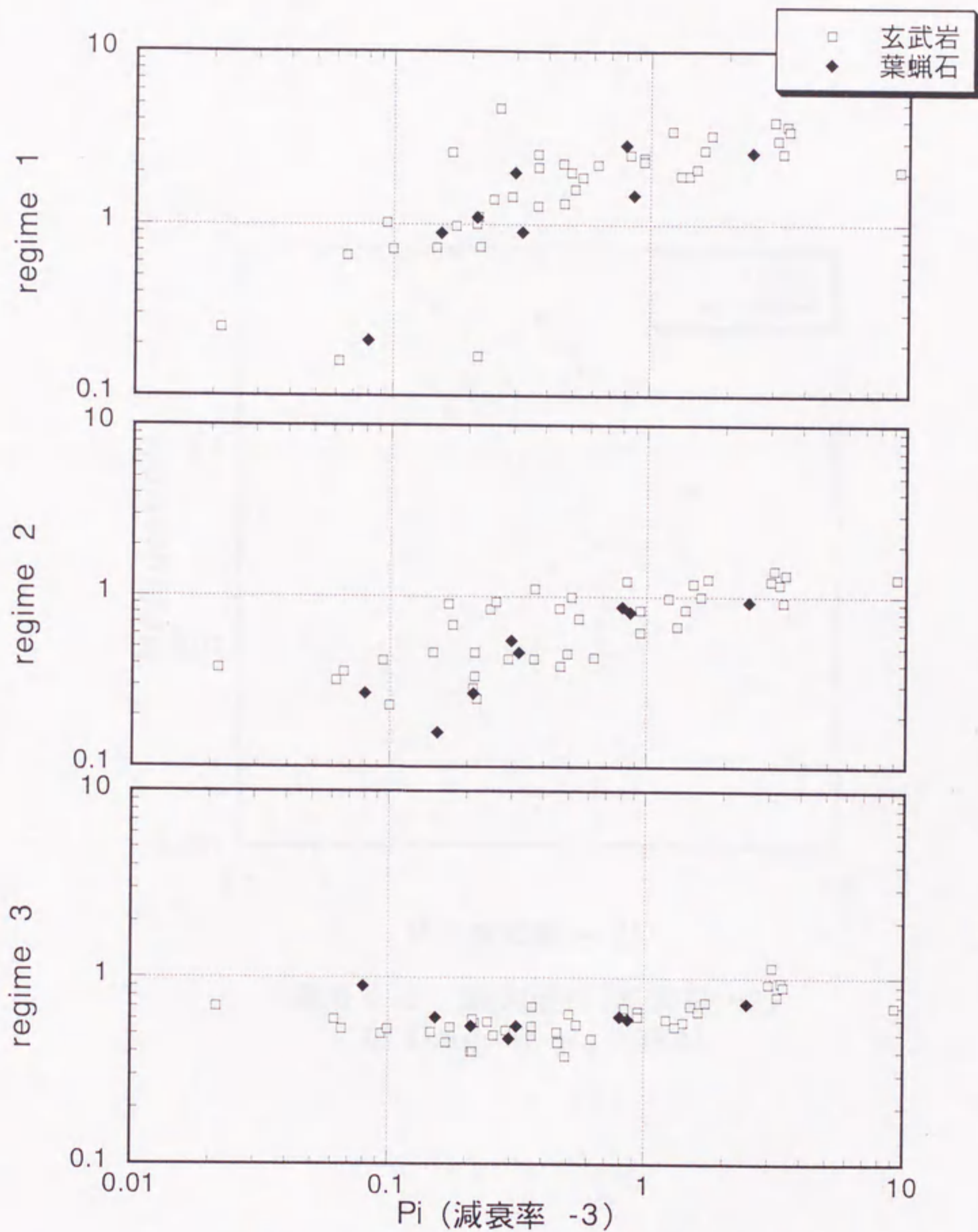


図 6-5 サイズ分布の傾き (減衰率 -3)
(Takagi et al., 1984)

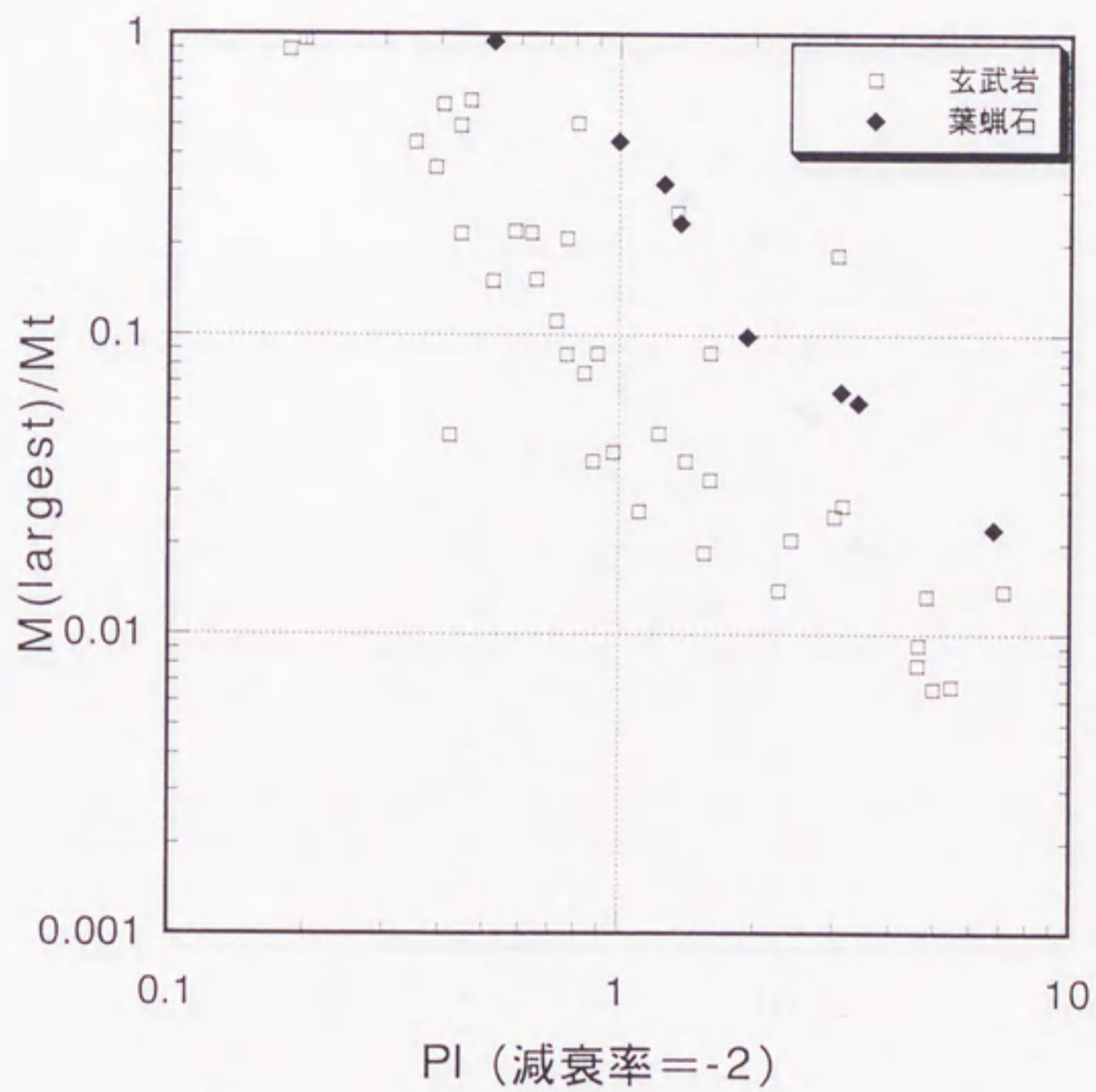


図 6 - 6 最大破片(減衰率 -2)
(Takagi et al., 1984)

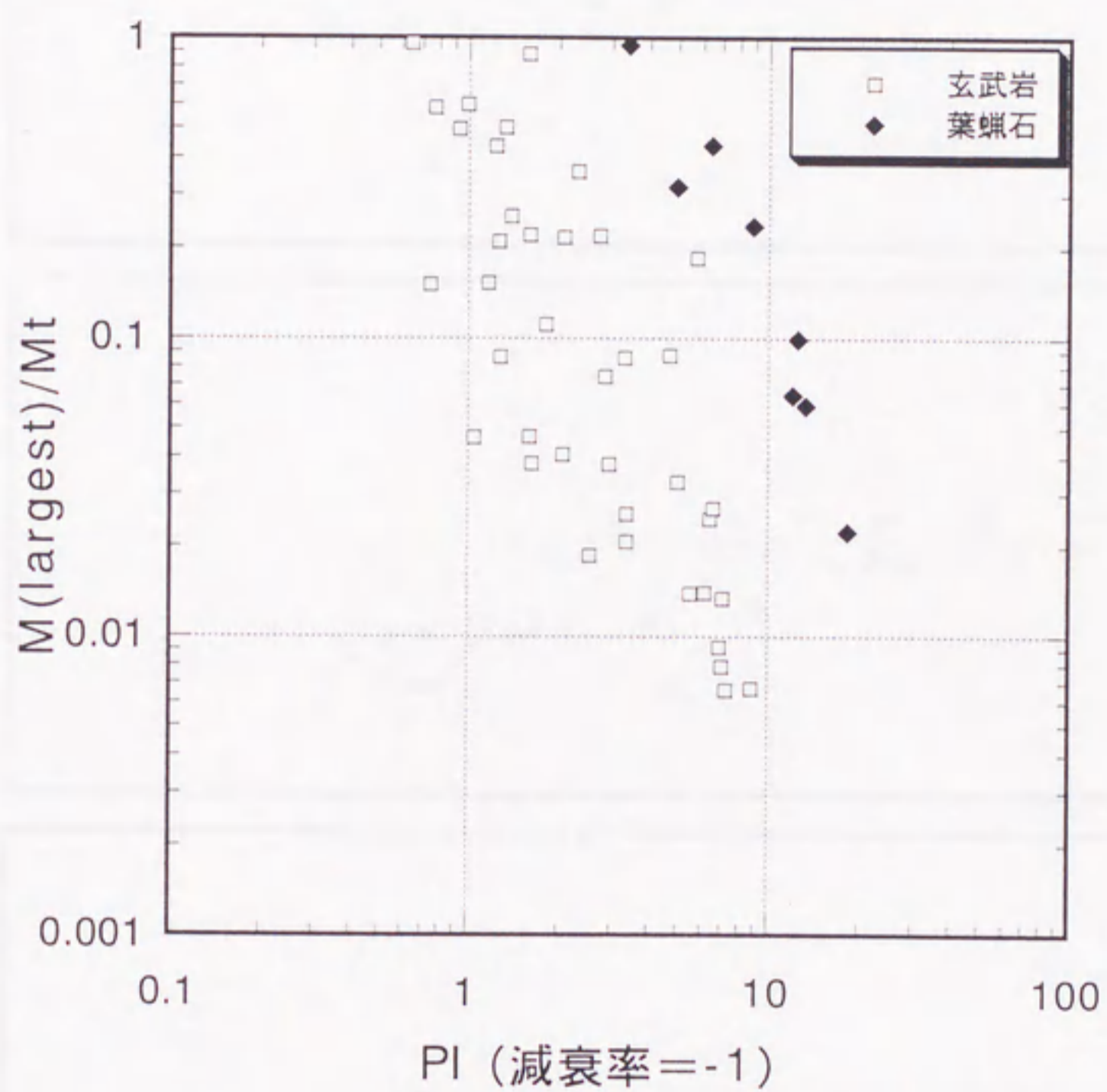


図 6-7 最大破片 (減衰率 -1)
(Takagi et al., 1984)

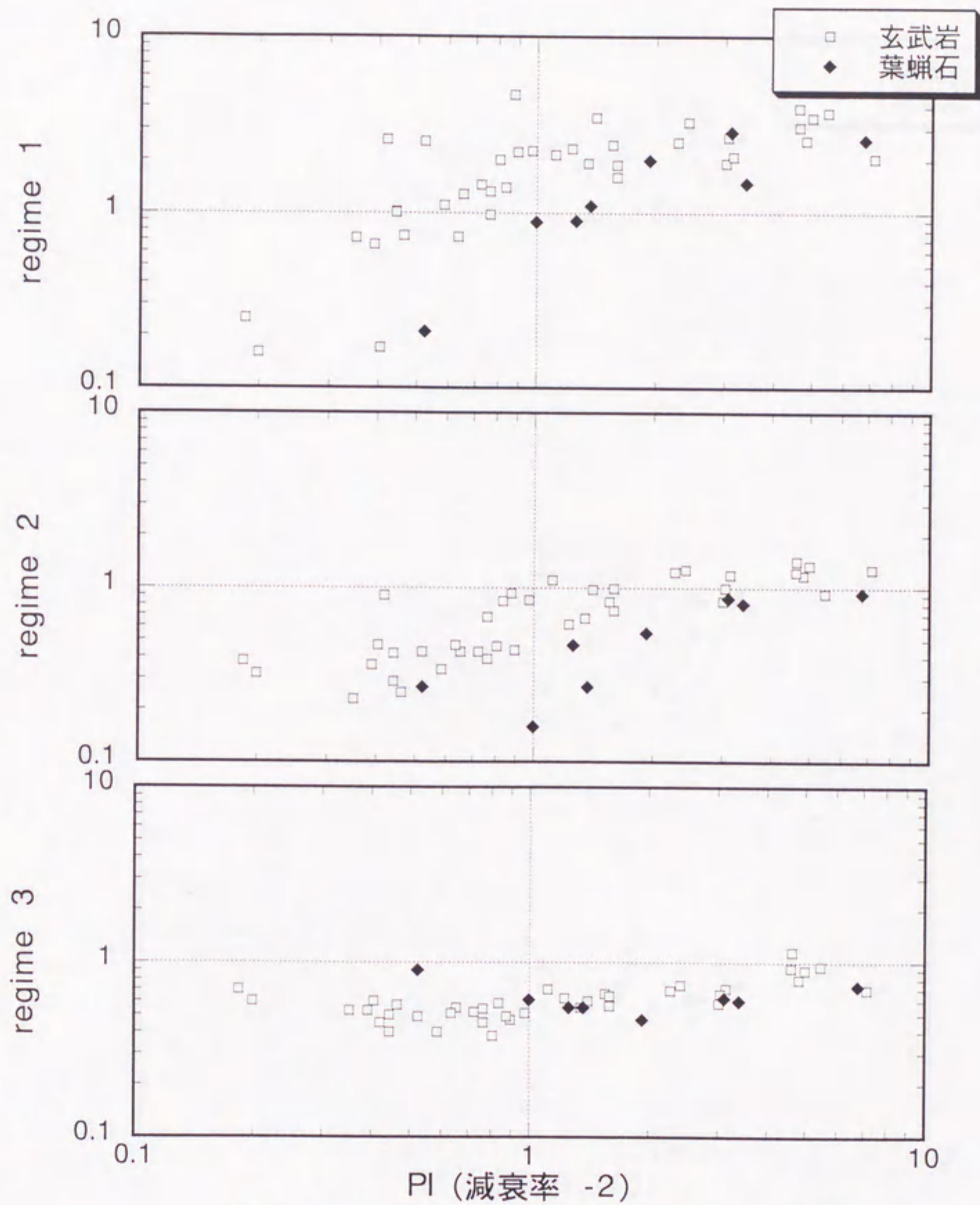


図6-8 サイズ分布の傾き (減衰率 -2)
(Takagi et al., 1984)

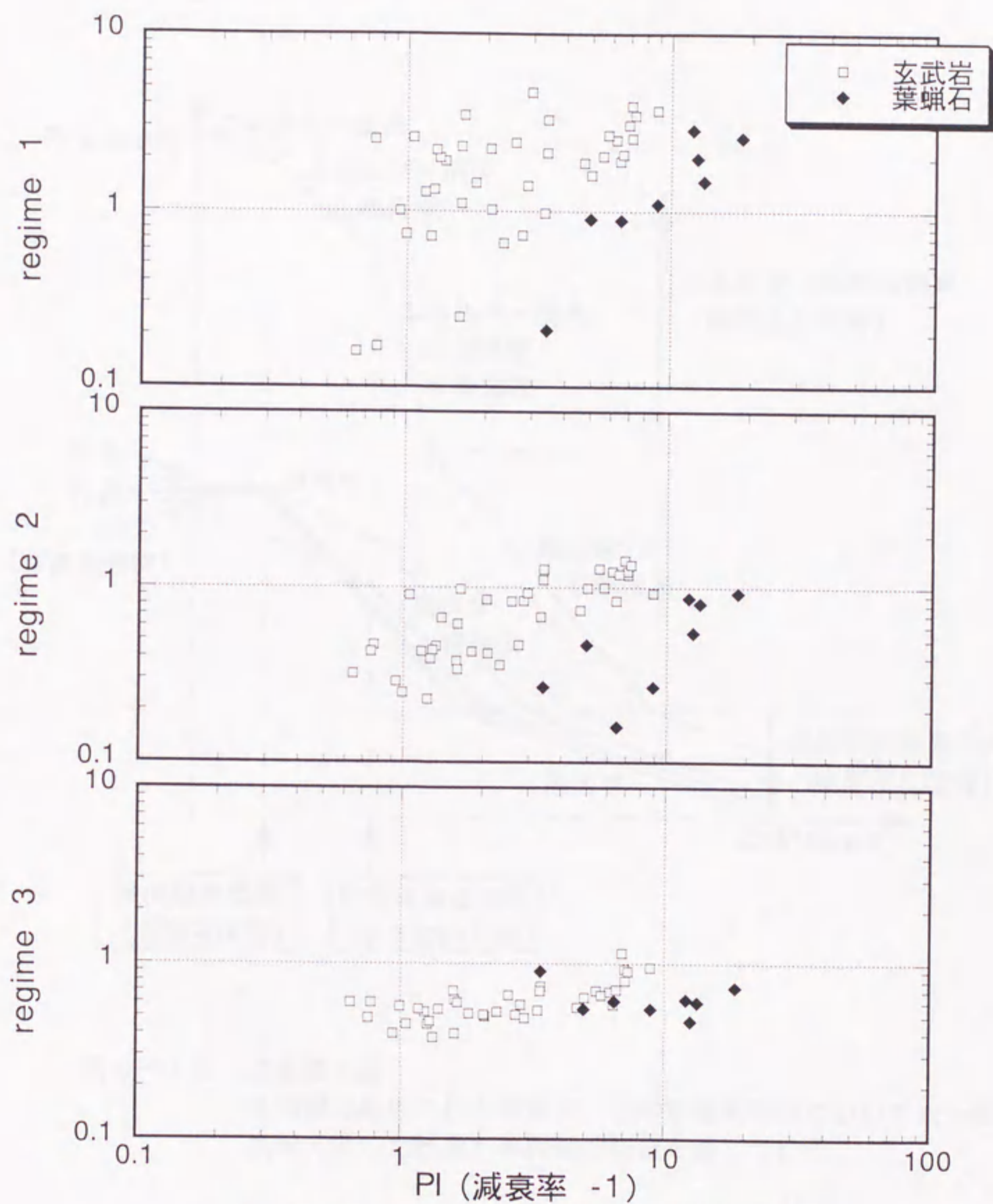


図 6-9 サイズ分布の傾き (減衰率 -1)
(Takagi et al., 1984)

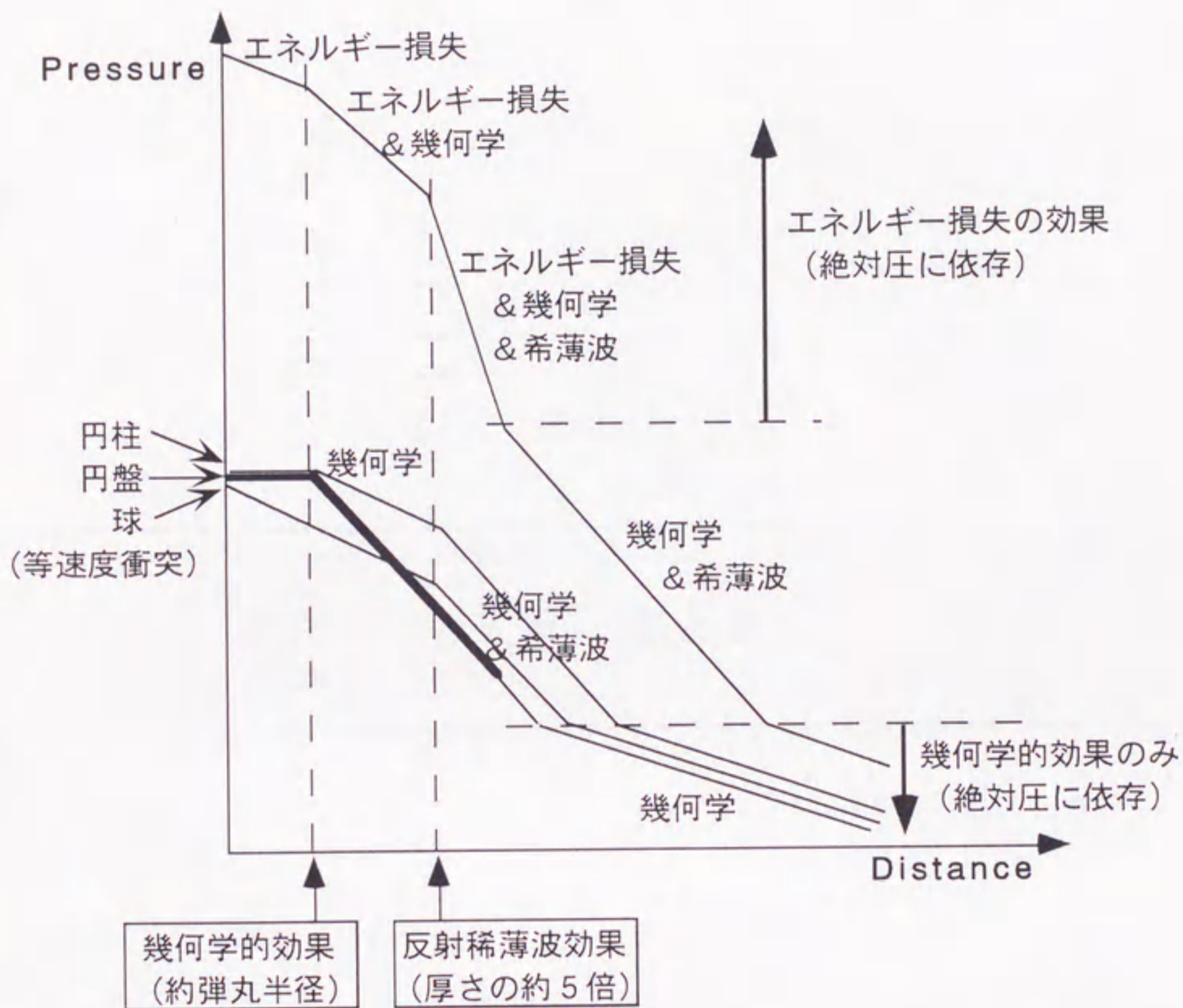


図 6-10 減衰模式図

各減衰の要因の圧力依存性、伝播距離依存性についてまとめた。
太線で示した範囲が本実験の範囲を表している。

7章 まとめ

7-1 本研究のまとめ

本研究は、城崎玄武岩を標的とした衝突実験を行い、衝突時の状態方程式であるユゴニオを決定し、衝撃波の伝播について調べたものである。その結果をもとに衝撃波の減衰のメカニズムを解明した。以下に本研究において行ったことと明らかになった事実を列挙する。

- 1、口径 30mm 一段式火薬銃の立ち上げをおこなった。また弾丸の飛行速度測定システムを立ち上げ、発射条件と速度のキャリブレーションを行い 0.3 ~ 2.2 km/sec までの速度で弾丸を飛行させることが可能になった。
- 2、物質内ゲージ（マンガン、カーボン、P V F 2）を用いた衝撃圧力測定システムを立ち上げ、5%の分解能で 10 MPa~45 GPa までの衝撃圧力を時間分解能 50 nsec 以下で測定することが可能になった。
- 3、標的として用いた城崎玄武岩の構成鉱物、空隙率、密度、音速などを測定し、体積弾性率を見積もった。
- 4、城崎玄武岩のHELがおよそ 5 GPa であること及び、45 GPa までのユゴニオを決定した。粒子速度はインピーダンスマッチング方を用いて決定した。玄武岩はHELを越えても剛性率を保っており、弾塑性的物性をもっていた。
- 5、得られた城崎玄武岩のユゴニオを他の玄武岩と較べると、衝撃波速度で 0.5 km/sec 程の違いがあり、構成鉱物や空隙率などの物性の違いを反映しているものと思われる。
- 6、得られた圧力波形にはHELを表すような段が見られず、一段衝撃波で立ち上がり時間が長いものだった。このことは玄武岩が物性の異なる複数の鉱物で構成されていること、及び玄武岩の粒径よりも大きな面積の圧力ゲージを用いて測定していることに起因すると解釈された。衝撃圧力波形には段が見られず先行弾性波と衝撃波の区別が付かなかった。従来のような2重衝撃波であれば、測定された 23 GPa までの衝撃波速度は先行弾性波

速度と呼ばれるものである。

- 7、衝突点からの距離を変化させた時の衝撃波を測定した。その衝撃波速度は 4.7 km/sec、弾丸の背面で生成される反射稀薄波速度は衝突点近傍の高圧領域では 5.9 km/sec、一方遠方では衝撃波速度とほぼ等しい 4.7 km/sec と測定された。
- 8、減衰を考えるため本研究において、弾丸の端で生じるエッジ波を考慮に入れた。エッジ波速度は衝撃波速度とほぼ等しい 4.6 km/sec であった。ただし玄武岩でこの圧力の衝撃波速度は先行弾性波速度を意味するため、一般の純物質ではエッジ波速度は先行弾性波速度と等しいと考えられる。
- 9、衝撃圧力は距離によって3つの領域に分けられた。得られた走時と合わせると、衝突点に近い方から「等圧領域」「幾何学的効果による減衰領域」「幾何学的効果と反射稀薄波による減衰領域」と解釈された。幾何学的効果と反射稀薄波による領域における減衰率は -2 であった。エッジ波速度は遅いため近傍では衝撃圧力には影響していない。また今回の実験の発生圧力ではエネルギー損失の寄与はなかった。
- 10、衝撃波の減衰は3つの要因で説明された。1) 稀薄波（反射稀薄波及びエッジ波）の効果、2) エネルギー損失の効果、3) 幾何学的効果。幾何学的効果はおよそ弾丸の半径に等しい距離からまた反射稀薄波の効果は弾丸の厚みのおよそ5倍の距離からあらわれた。エッジ波の効果が現れる距離は弾丸の半径に依存する。
- 11、弾性論から幾何学的効果の減衰率は -1 であることが計算され、2つ目の減衰領域の減衰率と合った。稀薄波による減衰率はその波形に依存し、本研究からは得られた減衰率 -2 を定量的に説明することは出来なかったが、弾塑性モデルから計算される減衰率 -2.2 と非常によく一致していた。
- 12、破片の放出速度と衝撃圧力をそれぞれ自由表面速度と衝突点直下における発生圧力によって規格化し、距離を弾丸の半径で規格化すると衝撃圧力と放出速度のデータは標的物質、弾丸のサイズに依存せずによく一致した。しかし遠方においては放出速度は自由表面速度よりも小さくなっており、

スボールなどのさらに詳しい破壊と破片放出メカニズムを考える必要がある。

13. 減衰率を -3 と仮定して考えられていた水谷スケーリング則の P_1 パラメータを本研究結果を用いて計算し直した。本研究結果より減衰率を -2 としたところ、最大破片のサイズが従来よりもよく説明された。しかし、水谷スケーリング則では発生圧力の依存性や弾丸の形状についてはまだ充分には考慮されていないため、惑星スケールの破壊現象に適用するには衝撃波と破壊の物理についてさらに詳しい研究を行う必要がある。

7-2 今後の研究

これまで実験室の破壊実験から経験則がいくつか導き出され、破壊について定性的なことはある程度分かってきた。しかしこれらの経験則だけで惑星科学における大規模な破壊現象を明らかにするのは不可能である。これまでの経験則を直接適用するのではなく、破壊がどのような物理から決められているのか、破壊現象の基礎となっている物理メカニズムを明らかにしたうえで、大規模な衝突破壊現象に適用しなくてはならない。

今後必要と思われる研究と惑星形成過程に至るまでの流れを、図7-1にまとめてみた。多々不備があることは思われるが、現段階において思いつく流れ図である。今後はこれらの減衰の要因一つ一つを定量的に研究し、これらの要因が任意の標的物質、距離、衝撃圧力でどのように働くかを知る必要がある。そのための実験としては弾丸の形状や衝突速度を変化させた実験を行わなくてはならない。また衝突方向の衝撃圧力のみでなく、3方向の応力の研究も不可欠である。これらのことが明らかになれば衝突により標的内部の応力場がどのようなになるか計算機を用いてシミュレートすることが可能であると思われる。

その次の段階として応力場と破壊を結びつける必要がある。応力場の時間変化と標的の圧縮強度、及び引っ張り強度を比較する事により、どこにクラックが入り破壊するか解明されると思われる。この破壊のメカニズムを天然の破壊

現象に適用することにより、破片の放出速度やサイズ分布などが計算できる。また現在、微惑星が粉体である可能性が示唆されている。小惑星などの探査によって微惑星の物性が明らかにされれば、衝突破壊に適用することが可能になり、惑星形成過程が解明されることと思われる。

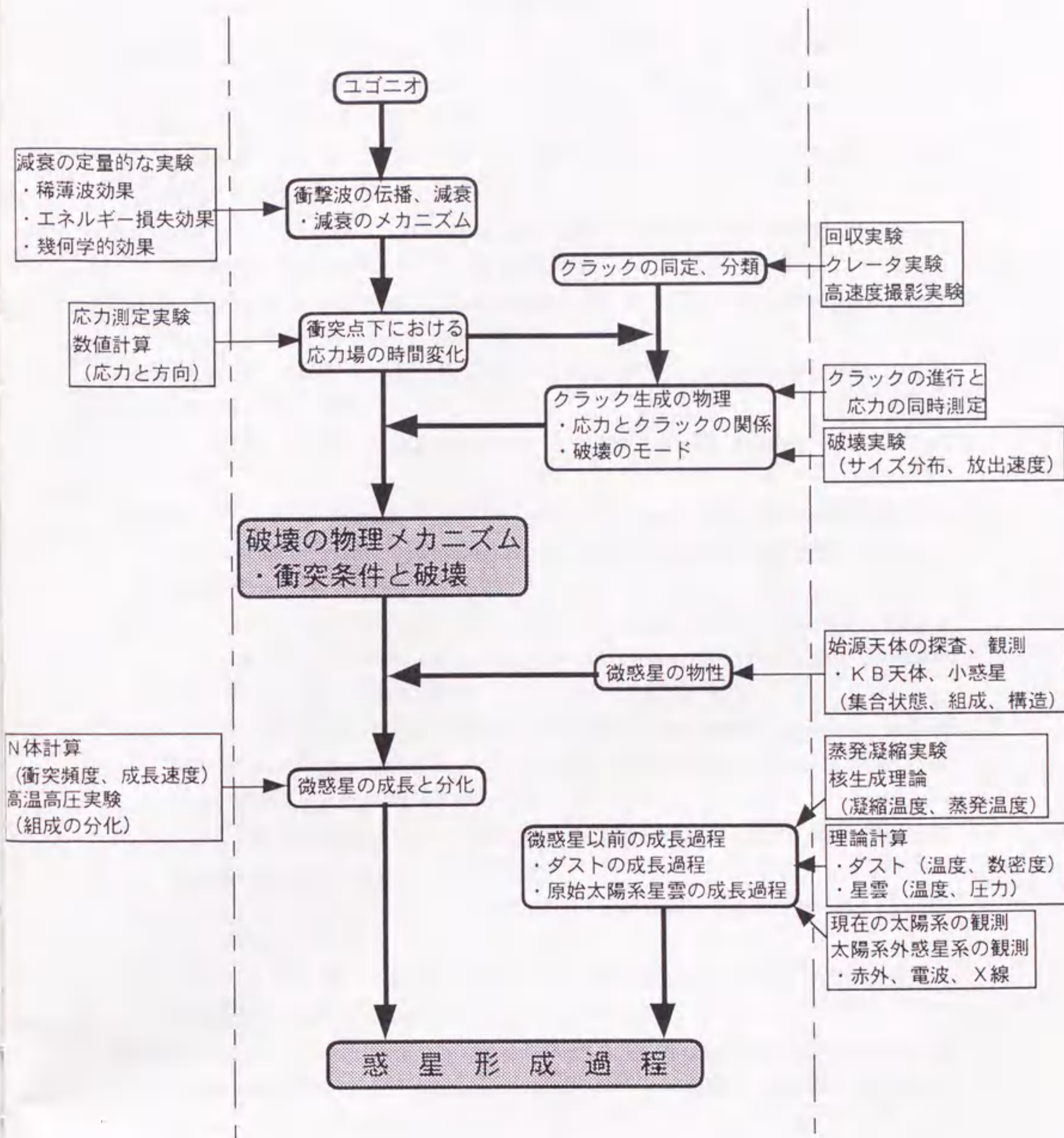


図7-1 衝突研究と惑星科学
 ()内は物理量を示している。

参考文献

- Ahrens, T. J. and V. G. Gregson Jr., Shock compression of crystal rocks: Data for quartz, calcite, and plagioclase rocks, *J. Geophys. Res.*, 69, 4839-4874, 1964.
- Ahrens, T. J. and J. D. O'Keefe, Equation of state and impact-induced shock wave attenuation on the moon, in *Impact and Explosion Cratering*, Pergamon Press (New York), pp. 639-656, 1977.
- Alexandrov, K. S. and T. V. Ryzhova, Elastic properties of rock-forming minerals. 3. Feldspars, *Bull. Acad. Sci. USSR Geophys. Ser.*, 2, 1129, 1962.
- Amano, R., In situ observation of crater formation on ice using high-speed camera, in the Bachelor thesis, Nagoya Univ., 1994.
- Arakawa, M. N. Maeno, and M. Higa, Ejection velocity of ice impact fragments, *Icarus*, 118, 341-354, 1995.
- Batsanov, S. S., Effects of explosions on materials, pp. 26, Springer-Verlag Press, 1994.
- Boettger, J. C., M. D. Furnish, T. N. Dey, and D. E. Grady, Time-resolved shock-wave experiments on granite and numerical simulations using dynamic phase mixing, *J. Appl. Phys.*, 78, 5155-5165, 1995.
- Dence, M. R., R. A. F. Grieve, and P. B. Robertson, Terrestrial impact structures: Principal characteristics and energy considerations, in *Impact and Explosion Cratering*, Pergamon Press (New York), pp. 247-275, 1977.
- Dienes, J. K. and J. M. Walsh, Theory of impact: Some general principles and the method of Eulerian codes, in *High-Velocity Impact Phenomena*, Academic Press (New York), pp. 25-104, 1970.
- Fujiwara, A., G. Kamimoto, and A. Tsukamoto, Destruction of basaltic bodies by high-velocity impact, *Icarus*, 31, 277-288, 1977.
- Fujiwara, A., On the mechanism of catastrophic destruction of minor planets by high-velocity impact, *Icarus*, 41, 356-364, 1980.
- Fujiwara, A. and A. Tsukamoto, Experimental study on the velocity of fragments in collisional breakup, *Icarus*, 44, 142-153, 1980.
- Genbudo Research Group, Geology and petrology of Quaternary volcanic rocks from the Genbudo area, northern Hyogo prefecture, southwest Japan -Genbudo and Akaishi Lavas-, *Earth Science*, 45, 131-144, 1991.
- German, V. N., N.N. Orlova, M. N. Pavlovskiy, L. A. Tarasova, and R. F. Trunin, Phase transitions of the alkali-earth metal fluorides CaF_2 and BaF_2 in shock waves, *Izv. Earth Physics*, 8, 12-16, 1974.
- Grady, D. E. and W. J. Murri, Dynamic unloading in shock compressed feldspar, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 472-474, 1976.

- Higa, M., M. Arakawa, and N. Maeno, Measurements of particle velocities in the shock compressed snow plates, in *Proc. of the 27th ISAS Lunar Planet Symposium*, pp. 174-177, 1994.
- Iijima, Y., The experimental study of impact disruption on ice, in the Doctor thesis, Nagoya Univ. Press, 1995.
- Kieffer, S. W., and C. H. Simonds, The role of volatile and lithology in the impact cratering process, *Rev. Geophys. Space Phys*, 18, 143-181, 1980.
- Kiyono, Hugoniot of ice and shock attenuation at 255 K, in the Master thesis, Nagoya Univ., 1997.
- Lombard, The Hugoniot equation of state of rocks, in *Nuclear explosions peaceful applications, UC-35 TID-4500, UCRL-6311*, 1961.
- Matsui, T., T. Waza, K. Kani, and S. Suzuki, Laboratory simulation of planetesimal collision, *J. Geophys. Res.*, 87, 10968-10982, 1982.
- McQueen, R. G., S. P. Marsh, and J. N. Fritz, Hugoniot equation of state of twelve rocks, *J. Geophys. Res.*, 72, 4999-5036, 1967.
- Mitani, N., S. Ida, and S. Watanabe, Numerical simulation of shock attenuation in solids, in *Proc. of the 28th ISAS Lunar Planet Symposium*, pp. 98-101, 1995.
- Mizutani, H., Y. Takagi, and S. Kawakami, New scaling laws on Impact fragmentation, *Icarus*, 87, 307-326, 1990.
- Nakagawa, Y., and S. Watanabe, The origin of the planetary system, in *Science of planets*, Asakura Press (Tokyo), pp. 185-219, 1993.
- Nakamura, A. and A. Fujiwara, Velocity distribution of fragments formed in a simulated collisional disruption, *Icarus*, 92, 132-146, 1991.
- O'Keefe, J. D. and T. J. Ahrens, Impact ejecta on the moon, in *Proc. Lunar Sci. Conf. 7th*, pp. 3007-3025, 1976.
- Takagi, Y., H. Mizutani, and S. Kawakami, Impact fragmentation experiments of basalts and pyrophyllites, *Icarus*, 59, 462-477, 1984.
- Takagi, Y., M. Kato, and H. Mizutani, Velocity distribution of fragments of catastrophic impacts, in *Asteroids, Comets, Meteors 1991*, pp. 597-600, Lunar and Planetary Inst., Houston, 1992.
- Takagi, Y., A. Nakamura, and A. Fujiwara, Fragment velocity dependence on fragment mass at impact fragmentation phenomena, in *Proceeding of the 28th ISAS Lunar Planet Symposium*, pp. 41-43, 1995.
- Verma, R. K., Elasticity of some high density crystals, *J. Geophys. Res.*, 65, 757-766, 1960.
- Waza, T., T. Matsui, and K. Kani, Laboratory simulation of planetesimal collision 2. Ejecta velocity distribution, *J. Geophys. Res.*, 90, 1995-2011, 1985.

謝辞

実験を行うにあたり、2段式軽ガス銃を使わせて下さいました無機材質研究所の関根利守さん、小林敬道さんには大変お世話になりました。衝突実験の最先端の設備や技術は非常に参考になり、様々な専門的な助言もいただきました。深く感謝いたします。

名古屋大学理学部の装置開発室の増田忠志さん、鈴木和司さん、鳥居龍晴さん、三輪治代美さんには実験装置の立ち上げから改良まで、日頃様々な装置と取り組んでいる方ならではの知識と技術を貸して下さいました。また地球科学科の石工室の与語節生さんには玄武岩の試料作成の際など、文献などには決して載っていない技術をご指導下さいました。改めて感謝の念を表します。

衝突研究の先輩として名古屋大学衝突グループの比嘉道也さん、白井慶くんからは細かなところまで指摘や助力をもらい、また日常の議論の中からもいろいろなことを学ばせてもらいました。また同じグループの清野龍也くん、藤波慎司くんには実験の際にいつも手を貸してくれ、時には夜中まで手伝ってもらいました。非常に感謝しています。また吉岡秀佳くんや住田達也くんには研究テーマが異なるにも関わらず突っ込んだ議論や指摘をくれたこと、そしてアクティブな研究姿勢から多くの刺激と励みを与えてくれたことは感謝に絶えません。

また衝突研究の先輩である北海道大学低温科学研究所の荒川政彦助手、名古屋大学の渡邊誠一郎助教授、宇宙科学研究所の飯島祐一助手には、稚拙な疑問や誤りなどにも常に暖かいご指導と叱咤・激励を下さいました。衝突という狭いテーマのみでなく、科学全般に対する姿勢などを示して下さいました。これからの大切な糧としたいと思います。

最後になりましたが、指導教官であり本研究を終始ご指導下さいました加藤學教授には特に深く感謝いたします。研究の方向性には的確な助言を下さり、研究設備や装置の使用、購入や研究計画には寛大にしてくださいました。そして日頃の議論や親身な励ましによりここまで到達する事が出来ました。心からお礼申し上げます。

1997年4月