

## 4. 議論

### 4-1. 空隙率の効果

多孔質ターゲットにたいする衝突クレーター形成において、空隙の破壊ならびに圧密は重要な役割を果たす。その効果は、クレーター周辺の圧密によるターゲットの緻密化、爆破中心の埋め深さの増加、クレーターサイズのスケール則からの予測より小さなクレーターの形成、衝突により発生する圧力の低下、熱エネルギーの産出、空隙の圧密に有限の時間がかかることから衝撃波の立ち上がりが比較的なだらかになりがちになり、従って衝撃波の継続時間が延びること、ならびに衝撃波の効率的な減衰などが挙げられる。本節ではその中でも、クレーター体積に占める圧密の割合、爆発中心の深さ、Holsapple's  $\pi$ -スケール則との比較、衝突発生圧力の見積もり、そしてターゲット断面から推測される衝撃波の減衰について述べる。

#### 4-1-1. 圧密

本研究で行った、ナイロン球の石膏にたいする 4 km/sec 付近での衝突により形成されるクレーター体積のうち、圧密の寄与は約 30 %に及ぶ (方法に関しては 3-1-1、値に関しては 3-1-2、ならびに Table V を参照、Onose and Fujiwara, 2006c)。ターゲット断面に見られるように、spall 領域の底にあたる部分は圧密されておらず、ターゲットの圧密は pit 領域を取り囲む領域でのみ確認される。そこで、pit 領域の縦横径と深さから算出された pit 体積に対する圧密された体積の占める割合を求めると、約 50 %に相当する。この圧密された体積の、pit 体積に占める割合を図. 4-1 に示す。pit 体積に対する圧密の寄与の衝突角度依存性は、データのばらつきの範囲が大きいこともあり、確認できなかった。

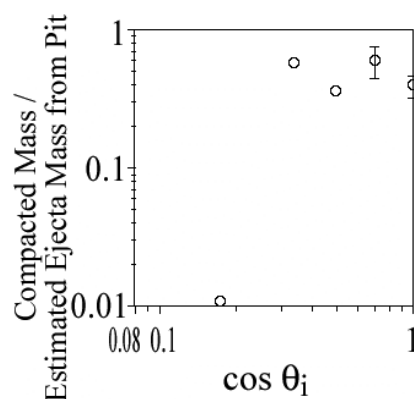


図 4-1. pit 体積に対する圧密の寄与

Fig. 4-1. Fraction of compacted mass to estimated ejecta mass by pit volume

垂直衝突により形成されたクレーターにおける圧密された体積に相当する質量は、ターゲット断面において観測される各領域のサイズをもとに体積を計算し、それぞれの密度を仮定する

ことによっても算出することができる。ターゲット断面には、剪断破壊されかつ圧密された剪断破壊領域の内側の領域と、剪断破壊のみされたその外側の領域が同心円構造をなしているのが観測される(図. 3-5)。まず、これらの領域の境界と爆発中心の位置を 3-1-2 にあるように定義する。pit とこれを取り囲む各領域の形状を先端の半球部分とこれとターゲット表面とを結ぶ円柱部分に分けて、内側と外側の各領域の体積を求める(図. 4-2)。内側の領域の密度は切り出した標本と同じ  $\rho_{0i} = 1300 \text{ kg/m}^3$  とする。外側の領域の密度は、内側の領域の密度と圧密を受けていない遠方領域の密度  $\rho_{0t} = 920 \text{ kg/m}^3$  ととの中間の値  $(\rho_{0i} + \rho_{0t})/2$  であると仮定した。これらの各領域の体積と密度から求めた、圧密という形でターゲット内部に押しやられた質量は 7 g に相当し、これは圧密された質量の実測値(平均 4 g)よりやや大きく、これは剪断破壊された領域の外側の領域の密度の不確定性に関連付けられる可能性がある。

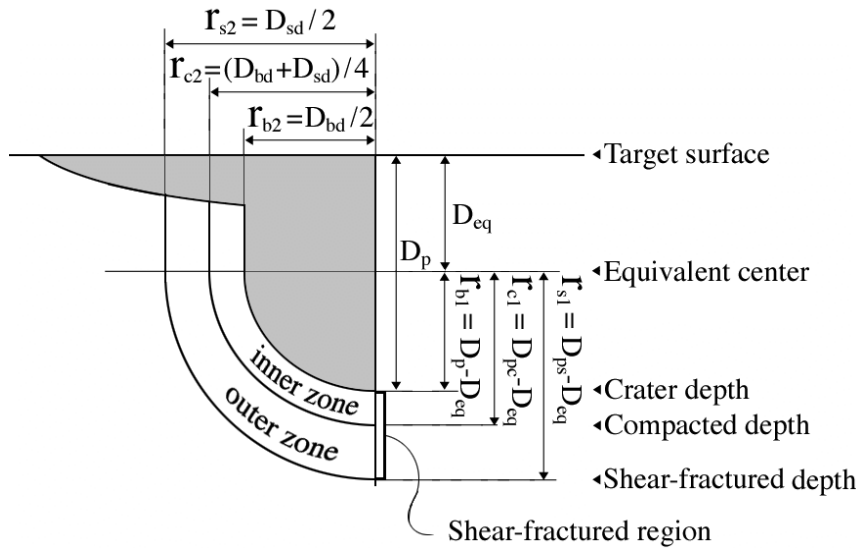


図 4-2. 圧密された部分の体積を求める模式図

Fig. 4-2. Schematic figure of estimation of compacted volume

Holsapple (1980)はそれまでの衝突ならびに爆破クレーター形成実験のデータを集め、爆薬を埋める深さ  $D_{eq}$  と衝突条件の関連付けを行った。このとき検討された爆破中心の深さの表現のうち、最も単純にして利用範囲の広いものは、Brikhoff et al. (1948)が高速度放出物 jet の速度を計算する過程で求めた「爆破中心の深さ  $D_{eq}$ 」と同じもので、飛翔体の直径  $D_{proj}$ 、飛翔体とターゲットの密度各  $\rho_{0p}$ 、 $\rho_{0t}$  を用い次の式で表される。

$$D_{eq} = D_{proj} \sqrt{\frac{\rho_{0p}}{\rho_{0t}}} \quad (4-1-1)$$

この式に本研究での値  $D_{proj}=7.1 \text{ mm}$ 、 $\rho_{0p}=1146 \text{ kg/m}^3$ 、 $\rho_{0t}=920 \text{ kg/m}^3$  を代入すると爆発中心の深さは 8 mm であると計算される。この値は、実際にターゲット断面に見られる同心円構造を近似して求めた爆発中心の位置  $13.4 \pm 1.4 \text{ mm}$  と較べて小さくターゲットの空隙率が飛翔体の潜り込みと、より深い位置での等圧核形成に関与していることを示唆している。

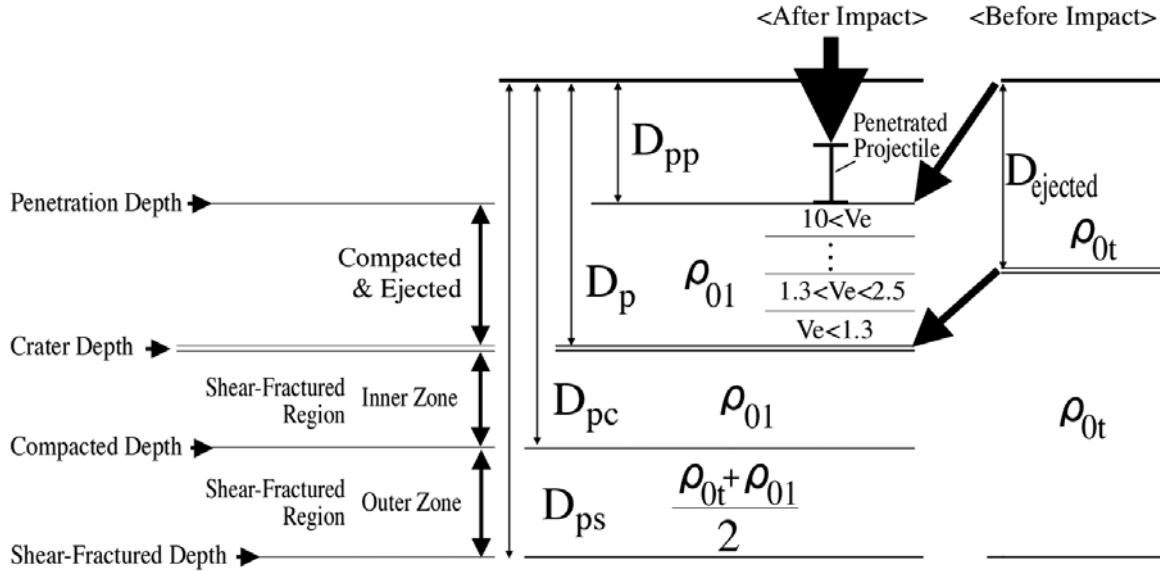


図 4-3. ターゲットの 1 次元圧密モデルの模式図: 右側に衝突前の左側に衝突後の状態を示す。

Fig. 4-3. Schematic figure of one-dimensional compaction: columns in right and left side represent target before and after the impact, respectively.

衝突の結果、もとの密度  $\rho_{0t}$  のターゲットの表面が飛翔体の潜り込み深さ  $D_{pp}$  まで移動し、剪断破壊領域の内側領域の深さ  $D_{pc}$  までが密度  $\rho_{01}$  まで圧密され、ここから外側領域の深さ  $D_{ps}$  までが密度  $(\rho_{01} + \rho_{0t})/2$  まで圧密されたとする 1 次元モデルにおける質量保存を考える(図. 4-3)。この単純化されたモデルでの飛翔体の潜り込み深さは 9 mm であった。飛翔体の深さの下にその直径の 0.6 倍の厚さの高圧部分が形成されたと考える。これは、Nakazawa et al. (2002)の玄武岩にたいする平板衝突の実験において、衝突により形成された高圧部の厚さは飛翔体の厚さの約 0.6 倍であったことを外挿するものである。弾の潜り込み深さが 9 mm、等圧核の厚さが 3.6 mm であると仮定すると、高圧部の先端までの距離は 12.6 mm となり、これは実測値と調和的である。

#### 4-1-2. クレーターサイズへの影響

本研究により得られた衝突条件とクレーターサイズとの関係と、Housen and Holsapple (2003)による軽量骨材(パーライト)を用いたコンクリートへの衝突実験の結果とを、Holsapple の  $\pi$  スケール則を用いて比較した。Holsapple and Schmidt (1979)では、クレーター体積  $V_c$ 、半径  $R_{cr}$ 、深さ  $D_p$ 、重力  $g$  を、衝突条件を表す変数である飛翔体半径  $r_p$ 、衝突速度  $v_i$ 、飛翔体ならびにターゲットの密度  $\rho_{0p}$ 、 $\rho_{0t}$ 、ターゲット強度  $Y_t$  を用いて無次元化した変数、 $\pi_V$ 、 $\pi_R$ 、 $\pi_2$  を以下のように定義し、これらの関係を定式化した。

$$\pi_V = \frac{\rho_{0t} V_c}{m_p} \quad (\text{規格化クレーター体積}) \quad (4-1-2)$$

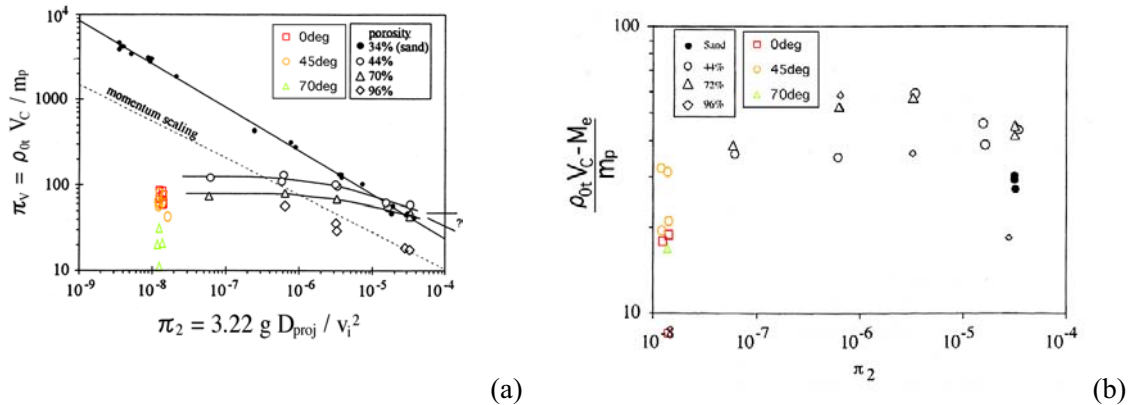
$$\pi_R = R_{cr} \left( \frac{\rho_{0t}}{m_p} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{規格化クレーター半径}) \quad (4-1-3)$$

$$\pi_{D_p} = D_p \left( \frac{\rho_{0t}}{m_p} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{規格化クレーター深さ}) \quad (4-1-4)$$

$$\pi_2 = 3.22 \frac{g R_{cr}}{v_i^2} \quad (\text{規格化重力}) \quad (4-1-5)$$

Housen and Holsapple (2003)の用いたターゲットの空隙率は 44 %、70 %、96 %、その強度は 10 から 30 MPa であり、本実験で使用した石膏ターゲットの空隙率(60 %)、圧縮強度(13 MPa)を含む領域である。図. 4-4 に Housen らの論文から引用したクレーターサイズのスケーリングパラメタ  $\pi_2$  と  $\pi_v$ 、ならびに  $\pi_2$  と圧密効率の関係を表すグラフに本研究の結果を加えたものを示す。空隙率を持つ粒体である砂に対する実験の結果は Schmidt (1980)のものである。圧密効率  $E_{\text{compaction}}$  は、クレーター体積  $V_c$ 、飛翔体質量  $m_p$ 、ターゲットの密度  $\rho_{0t}$ 、クレーター形成に伴うターゲット質量の減少  $M_e$  を用いて以下のように表される量である。

$$E_{\text{compaction}} = \frac{\rho_{0t} V_c - M_e}{m_p} \quad (\text{圧密効率}) \quad (4-1-6)$$



**図 4-4. ターゲット圧密と  $\pi$ -スケール則:** Housen and Holsapple (2003)の軽量骨材を用いたコンクリートにたいする衝突実験との比較 (a) 規格化クレーター体積と規格化重力。砂にたいする衝突クレーター形成実験の結果は Schmidt (1980)、Schmidt and Housen (1987)、Holsapple and Housen (2003)による。これに本研究で求められた値を加えた。 (b) 規格化重力と圧密効率

**Fig. 4-4.  $\pi$ -scaling and target's compactions:** comparison with the experimental data from Housen and Holsapple (2003) (a) Cratering efficiency and gravity scaled size. The data for sand from Schmidt (1980), Schmidt and Housen (1987), and Holsapple and Housen (2003) are shown. (b) Compaction efficiency and gravity scaled size.

多孔質で引っ張り強度を持つ物質の  $\pi_v$  の値は、実験の行われた  $\pi_2$  が  $10^{-8}$  から  $10^{-5}$  の範囲でほぼ等しく、ターゲットの空隙率にしたがって減少する。これは同程度の空隙率を持つ砂への

衝突においては、 $\pi_v$  の値は  $\pi_2$  が減少するにつれてべき乗で増加するのと対照的である。本実験により得られた、空隙率が 60 % の石膏の  $\pi_v$  の値も 100 程度であり、これは Housen and Holsapple (2003) における、空隙率 70 % のターゲットに対して得られた値と調和的である。斜め衝突に対して計算された  $\pi_v$  の値は衝突角度以外の条件が等しい垂直衝突によるものと較べて小さくなる。一方で、規格化重力と圧密効率では空隙率への依存が認められず、衝突角度の効果もばらつきの範囲内である。本実験の圧密効率も Housen and Holsapple (2003) の結果のばらつきの範囲内に収まっている。

### 4-1-3. 衝突発生圧力の推定

本項においては、まず、稠密な物質同士の衝突において発生する圧力の求め方を Mizutani et al. (1983) に基づいて説明し、その後、多孔質な物質に対する衝突において発生する圧力を見積もる。

稠密な物質に対する衝突において発生する圧力は以下のような Rankine-Hugoniot 方程式を用いて求められる。

$$\rho_j (U_j - u_{pj}) = \rho_{0j} U_j \quad (\text{質量の保存}) \quad (4-1-7)$$

$$P_j - P_{0j} = \rho_{0j} U_j u_{pj} \quad (\text{運動量の保存}) \quad (4-1-8)$$

$$E_j - E_{0j} = \frac{(P_j + P_{0j})(V_{0j} - V_j)}{2} \quad (\text{エネルギーの保存}) \quad (4-1-9)$$

ただし、 $\rho_{0j}$ 、 $\rho_j$  は衝撃波通過の前後の密度、 $U_j$  は衝撃波の速度、 $u_{pj}$  は衝撃波通過後の粒子の速度、 $P_{0j}$ 、 $P_j$  は衝撃波通過の前後の圧力、 $E_{0j}$ 、 $E_j$  は衝撃波通過の前後の内部エネルギー、 $V_{0j}$ 、 $V_j$  は衝撃波通過の前後の比体積である。添え字の  $j$  は、 $p$ (飛翔体)あるいは $t$ (ターゲット)を表す。ここで、衝突後の飛翔体物質ならびにターゲット物質の境界線は連続であるので、圧力  $P_p$  と  $P_t$ 、内部エネルギー  $E_p$ 、 $E_t$  はおのおの等しい。衝撃波通過後の圧力、内部エネルギーと比べると、衝突前の圧力、内部エネルギーは無視できるほど小さいので、 $P_{0j}$ 、 $E_{0j}$  を 0 とする。衝突前のターゲットの粒子速度を 0 とすると、衝突前の飛翔体の粒子速度は  $v_i$  であり、衝撃波通過後には双方の粒子速度が等しくなることから  $u_{pp}$  と  $u_{pt}$  は  $v_i$  を用いて次のように表される。

$$u_{pt} = v_i - u_{pp} \quad (4-1-10)$$

衝撃波速度と衝撃波通過後の粒子速度の間には次のような実験式が存在する。

$$U_j = C_j + s_j u_{pj} \quad (2-1-2)$$

ただし、 $C_j$  はバルク音速、 $s_j$  は Grüneisen 係数と関連付けられる無次元変数である。(4-1-7) - (4-1-10) ならびに(2-1-2)を用いると、衝突により発生する圧力  $P_{core}$  は以下のように表すことができる。

$$P_{core} = \frac{1}{2} \xi \rho_{0t} C_t^2 \left( 1 + \frac{1}{2} s_t \xi \frac{v_i}{C_t} \right) \frac{v_i}{C_t} \quad (4-1-11)$$

ただし、 $\xi$  は衝突前後の飛翔体、ターゲット双方の密度を用いて以下のように表される。

$$\xi = \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\rho_{0t}\delta_p}{\rho_{0p}\delta_t}}} \quad \delta_j = \frac{\rho_j - \rho_{0j}}{\rho_j} \quad (4-1-12)$$

次に、Zel'dovich and Raizer (1964)ならびに Shen et al. (2003)に基づいて、多孔質石膏ターゲットにたいする垂直衝突により発生する圧力の評価を行う。本研究において取り扱う衝突においては衝突前後のターゲット密度  $\rho_{0t}$ 、 $\rho_{0l}$  の比が  $\rho_{0l}/\rho_{0t} = 1.4$  であり比較的大きい。このようなターゲットの圧密がある場合には、空隙の圧密に伴って発生する熱や熱圧力の影響が大きいので、衝撃波速度  $U_t$  と粒子速度  $u_{pt}$  の線形関係式、

$$U_t = C_t + s_t u_{pt} \quad (2-1-2)$$

( $C_t$  はバルク音速、 $s_t$  は Grüneisen 係数と関連付けられる無次元変数)を、そのまま用いることができない。したがって、本研究においては、Shen et al. (2003)と同様に Mie-Grüneisen 係数を比体積の関数として求め、これを使用する必要がある。

まず、石膏ターゲットが P-V 図上でどの様に圧密されるのかを仮定する。石膏の P-V 曲線は図. 4-5 の比体積が  $1/\rho_{0t}$  の位置から始まる、黄緑の線  $P_{Ht}$  を取るとする。石膏は圧力 0、比体積  $1/\rho_{0t}$  の点からその圧縮強度 12 MPa までは弾性的に圧縮される。その後、空隙率が最終的な値を取るまでの間は、圧力が 12 MPa のままで空隙がつぶされることによる圧密が続く。最終的な空隙率が得られた後は、Resinyansky and Bourne (2004)で用いられた仮定と同様に、「同程度の圧密を経験した後の空隙率 0 の物質」の Hugoniot 曲線に平行な曲線を描くものと仮定する。多孔質物質の衝撃圧からの開放の段階における空隙率の変化は無視できると考えられる(Fomin and Kiselev, 1997)ので、衝突圧密後に常圧の状態で作られた圧密部分の密度  $1300 \text{ kg/m}^3$  から計算された空隙率 44 %を最終的な空隙率の値とする。Zel'dovich and Raizer (1964)で扱っているのは、衝突圧密により完全に空隙がなくなった場合であるので、本研究においては Resinyansky and Bourne (2004)と同様に、図 4-5 の曲線  $P_{Ht}(V)$ を左へ、最終的な密度  $\rho_{0l}$  と 2 水石膏の真の密度  $\rho_{0s}$  が重なる  $P_{H2}(V)$ まで並行移動させることを考える。 $P_{H2}(V)$ は  $P_{H2}(V_{02})=0$  始まる曲線で、 $V_{02}$  はもともとのターゲットの比体積  $V_{0t}$  を用いて、

$$V_{02} = V_{0t} - \left( \frac{1}{\rho_{0l}} - \frac{1}{\rho_{0s}} \right) \quad (4-1-13)$$

と表される。Hugoniot 曲線  $P_{Ht}$  は、初期圧力 0 のとき比体積  $V_{02}$  を取り、圧力がターゲット強度に等しい値 12MPa までは弾性的に圧縮される。この圧力において空隙の破壊が始まり、空隙率が 0 になるまで圧密が進行する。空隙率が 0 になると、比体積の減少に従って再び圧力が上昇する。 $P_{Ht}(V)$ と  $P_{H2}(V)$ は平行であるので、

$$V' = V - \left( \frac{1}{\rho_{0l}} - \frac{1}{\rho_{0s}} \right) \quad (4-1-14)$$

と置くとき、 $P_{Ht}(V) = P_{H2}(V')$ である。

常圧での比体積  $V_{02}$  から始まって、任意の圧力  $V'$  への Hugoniot 曲線  $P_{H2}(V', V_{02})$ を Zel'dovich and

Raizer (1964)に示された方法を用いて求める。一般的に、稠密な物質への衝突によって得られた Hugoniot 曲線上の圧力  $P_H$  と単位体積あたりの内部エネルギー  $\varepsilon_H$  は、弾性的な成分  $P_C$ 、 $\varepsilon_C$  と熱的な成分  $P_T$ 、 $\varepsilon_T$  に分解することができる。弾性的な成分  $P_C$ 、 $\varepsilon_C$  は、物質の原子間に働く力に起因するものであり、温度には無関係である。一方で熱的な成分  $P_T$ 、 $\varepsilon_T$  は物質温度に関連する部分である。本研究で到達した温度は数万度を超えないと考えられるので(Kadono and Fujiwara (1996)の本研究と近い条件の衝突において観測された蒸気雲の温度は 5000 K)、電子の励起状態を考える必要はない。

$$P_H = P_C + P_T \quad (4-1-15)$$

$$\varepsilon_H = \varepsilon_C + \varepsilon_T \quad (4-1-16)$$

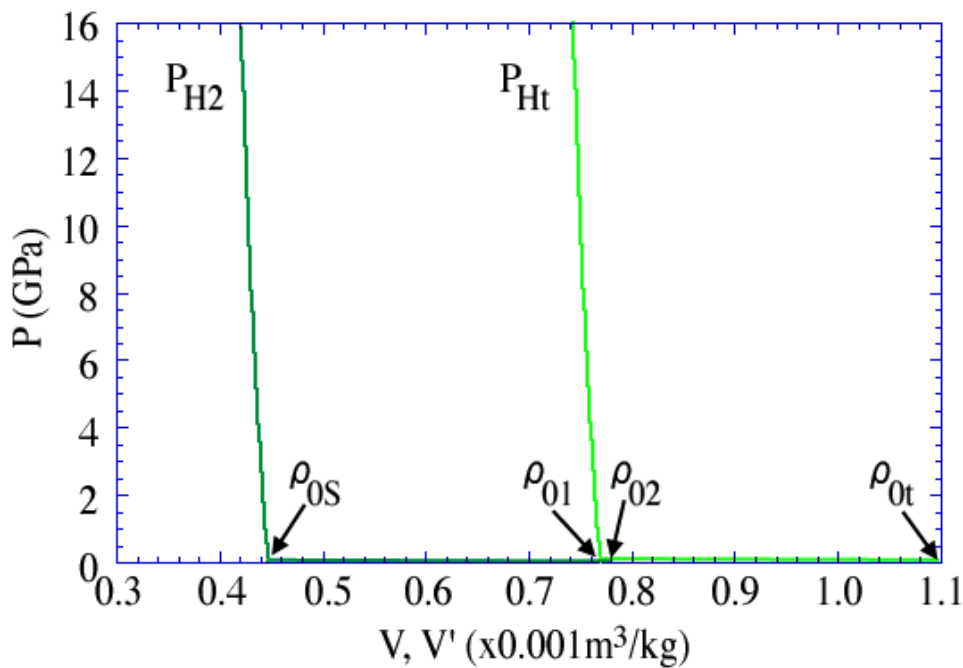


図 4-5. 多孔質石膏の衝撃圧密に関する P-V 図:  $P_{Ht}$  は実際に使用した密度  $920 \text{ kg/m}^3$  の石膏の P-V 曲線として仮定したもの。  $P_{H2}$  は  $P_{Ht}$  と平行で、  $V_{02}$  から始まり空隙率 0 まで圧密されたと仮定した時の P-V 図

**Fig. 4-5. P-V diagram for shock compression of the porous gypsum:**  $P_{Ht}$  represents a Hugoniot curve of gypsum target, whose original density was  $920 \text{ kg/m}^3$ .  $P_{H2}$  was set parallel to  $P_{Ht}$ , originated from  $V_{02}$  and compacted into solid.

熱的圧力  $P_T$  と熱的エネルギー  $\varepsilon_T$  を結びつける Mie-Grüneisen 係数  $\Gamma(V')$  は比体積の関数で、

$$\Gamma(V') = \frac{P_T V'}{\varepsilon_T} \quad (4-1-17)$$

と定義されるものである。Shen et al. (2003)は、この Mie-Grüneisen 係数の比体積依存性を次の様にモデル化した。

$$\Gamma(V') = \Gamma_0 \exp \left( \frac{q_0}{q'} \left( \frac{V'}{V_0} \right)^{q'} - 1 \right) \quad (4-1-18)$$

ここで、

$$\frac{d \ln(\Gamma)}{d \ln(V')} = q_0 \left( \frac{V'}{V_0} \right)^{q'} = q \quad \text{そして、} \quad q' = \frac{d \ln(q)}{d \ln(V')} \quad (4-1-19)$$

ここで、 $q_0$ 、 $q'$ の値は Shen et al. (2003)に挙げられている 1.07、0.9 を用いる。また、体積変化が無視できるとした時の Mie-Grüneisen 係数  $\Gamma_0$  は、稠密な物質にたいする衝撃波速度  $U_t$  と粒子速度  $u_{pt}$  を結びつける  $s_t$  を利用して、以下の様に表すことができる。

$$\Gamma_0 = \frac{162s_t^2 - 360s_t + 215}{18s_t} \quad (4-1-20)$$

本研究での衝突により発生する圧力は常圧と較べて十分大きいと考えられるので、初期状態の圧力  $P_0$  ならびに内部エネルギー  $\varepsilon_0$  は無視することが可能である。したがって、衝撃波におけるエネルギー保存の式(4-1-9)は(4-1-21)の様に書くことができる。

$$\varepsilon_H = \frac{P_H(V_{02} - V')}{2} \quad (4-1-21)$$

式(4-1-14)、(4-1-15)、(4-1-16)、そして(4-1-21)を用いて、衝撃加圧により得られる内部エネルギー  $\varepsilon_H$  を次式の様に表すと以下の式になる。

$$\varepsilon_H = \frac{P_H(V_{02} - V')}{2} = \varepsilon_C + \varepsilon_T = \varepsilon_C + \frac{V(P_H - P_C)}{\Gamma} \quad (4-1-22)$$

この式を  $P_H$  に関して解けば以下のような Hugoniot 曲線を表す方程式になる。

$$P_{H2}(V', V_{02}) = \frac{(K-1)P_C(V') - 2 \frac{\varepsilon_C(V')}{V'}}{K - \frac{V_{02}}{V'}} \quad (4-1-23)$$

$$\varepsilon_C = \int_{V'}^{V_{02}} P_C(V') dV' \quad (4-1-24)$$

ここで  $K = 2/\Gamma + 1$  である。

圧力の非熱的成分と体積との関係を表す式、 $P_C(V')$ は、実験的に求められるものである。Stretton et al. (1997)によって、粉末状の石膏を準静的に圧縮した実験の結果を表したのが図. 4-6 である。これらの点を、式(4-1-25)で示される Birch-Murnghan 方程式で近似することにより、非熱圧力  $P_C$  と比体積  $V'$  の関係を求める。この Birch-Murnghan 方程式は液体の状態方程式に圧力の密度に対する非線型依存性を加味したもので、等温圧縮される物質に対する体積と密度の関係を表すものである。



$$P_c(V') = A_p \left( \left( \frac{V_{os}}{V'} \right)^n - 1 \right) \quad (4-1-25)$$

ここで  $A_p$  と  $n$  は定数で、 $V_{os}$  と  $V'$  は、常圧と圧縮された状態での稠密な石膏の比体積を表す。 $n$  も曲線近似により求められるべき値であるが、 $n$  が 3.5 から 4.5 の範囲で変化するときの近似曲線の変化は、比体積の計測誤差と較べて十分に小さいので、Stretton et al. (1997)に基づき  $n=4$  とおいてこれを曲線近似すると  $A_p$  の値は 9.1 GPa となった。

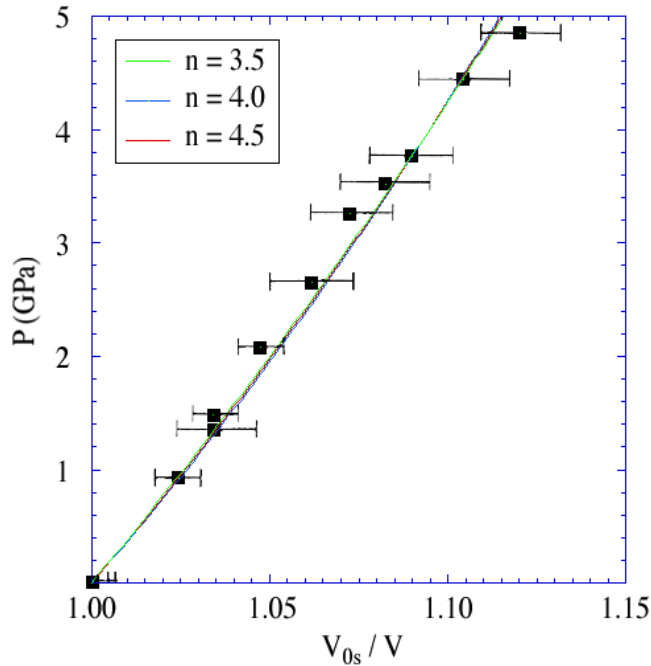


図 4-6. 準静的圧密における石膏粉の圧力と比体積の関係: 値は Stretton et al. (1997)の実験により得られたもの。Birch-Murnaghan 方程式の  $n$  の値を変えてフィットした。

**Fig. 4-6. Pressure and specific volume of the powdered gypsum under the static compression:** data were obtained by Stretton et al. (1997). Three fitting lines are corresponding to three values of the coefficient  $n$ .

初期密度  $1322 \text{ kg/m}^3$  の多孔質石膏が衝突により空隙率 0 まで圧密を受けたと仮定した時の Hugoniot 方程式  $P_{H2}(V')$  は、式(4-1-18)、(4-1-24)、そして(4-1-25)を式(4-1-23)に代入することにより得られる。実際の初期密度  $920 \text{ kg/m}^3$  の石膏にたいする Hugoniot 方程式  $P_{H1}(V)$  に直すには、これに式(4-1-14)を逆に作用させればよい。多孔質石膏ターゲットにおける衝撃波速度  $U_t$  と粒子速度  $u_{pt}$  との関係は、衝撃波面前後での質量保存の式(4-1-7)と運動量保存の式(4-1-8)より以下の様に表される。

$$u_{pt} = \sqrt{P_{H1}(V_{0t} - V)} \quad (4-1-26)$$

一方で、ナイロン球の飛翔体は稠密な物質からなるため、衝撃波速度  $U_p$  と粒子速度  $u_{pp}$  との線形関係式を用いることができる。

$$U_p = C_p + s_p u_{pp} \quad (4-1-27)$$

ここで  $C_p$ 、 $s_p$  は飛翔体物質の衝撃波を表す定数である。これと衝撃波面前後での運動量保存の式(4-1-8)を合わせることで、飛翔体の衝撃波内部での圧力をあらわす式  $P_{Hp}$  が次式の様に得られる。

$$P_{Hp} = \rho_{0p} (C_p + s_p u_{pp}) u_{pp} \quad (4-1-28)$$

衝突後、ターゲット表面と飛翔体表面は圧力と粒子速度を共有するので、衝突速度  $v_i$  を用いて以下の関係が成り立つ。

$$P_{Hp} = P_{Ht} \quad (4-1-29)$$

$$u_{pt} = v_i - u_{pp} \quad (4-1-30)$$

以上の様にして求められたターゲットならびに飛翔体の Hugoniot 曲線を用いて、図. 4-7 のように衝突により発生した圧力を見積もることができる。条件を変えた衝突において多孔質石膏ならびに稠密な石膏に生じる圧力を Table XII に示す。石膏ターゲットにおける初期密度の不均一さ  $920 \pm 44 \text{ kg/m}^3$  を考慮すると、衝突により発生する圧力は  $14 \pm 1 \text{ GPa}$  となる。この値は、稠密な石膏にたいして求めた発生圧力  $25 \text{ GPa}$  と較べて  $0.56$  倍にしかない。

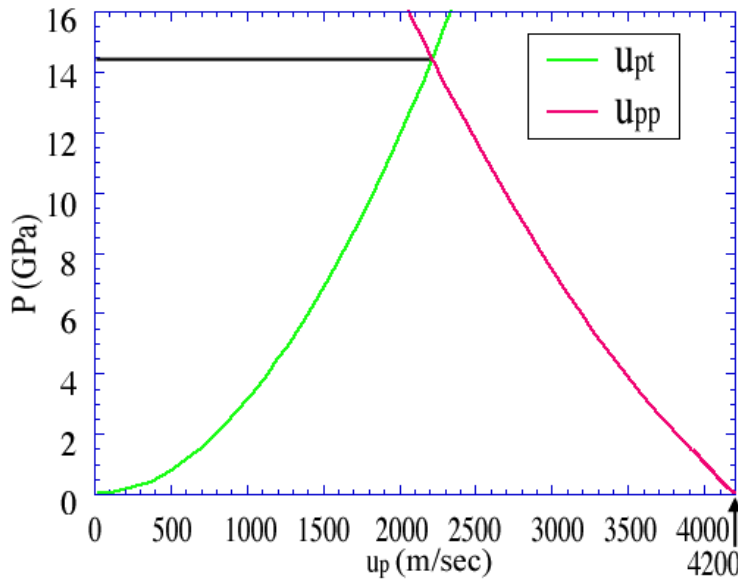


図 4-7. 多孔質石膏ターゲットとナイロン飛翔体の  $P$ - $u_p$  図: 飛翔体の Hugoniot 曲線は衝突速度である  $4.2 \text{ km/sec}$  から逆に描いてある。これらの曲線の交点が衝撃波の後方での圧力、粒子速度を表す。

**Fig. 4-7.  $P$ - $u_p$  diagram for porous gypsum and nylon projectile;** the projectile's Hugoniot is plotted backwards and starting at a particle velocity equal to the impact velocity  $v_i$ . A curves' intersection gives a pressure and a particle velocity, behind the shock waves in both the target and projectile.

**Table XII. Shock induced pressure and parameters**

Parameter	Symbol	Unit	Case					solid
			1	2	3	4	5	gypsum
<Target>								
Initial density	$\rho_{0t}$	kg/m <sup>3</sup>	920	920	920	964	876	2280
Compacted density	$\rho_{0l}$	kg/m <sup>3</sup>	1300	1300	1300	1300	1300	2280
Non porous density	$\rho_{0s}$	kg/m <sup>3</sup>	2280	2280	2280	2280	2280	2280
Shock wave's constant	$s_t$		1.79	1.79	1.79	1.79	1.79	1.79
Birch-Murnghan parameter	$n$		3.5	4.0	4.5	4.0	4.0	3.5
	$A_p$	GPa	10.7	9.1	7.9	9.1	9.1	10.7
Mie-Grüneisen parameter	$\Gamma_o$		2.78	2.78	2.78	2.78	2.78	2.78
<Projectile>								
Impact velocity	$v_i$	m/sec	4200	4200	4200	4200	4200	4200
Initial density	$\rho_{0p}$	kg/m <sup>3</sup>	1160	1160	1160	1160	1160	1160
Shock wave's constant	$C_p$	m/sec	3945	3945	3945	3945	3945	3945
	$s_p$		1.17	1.17	1.17	1.17	1.17	1.17
Impact induced pressure	$P_{core}$	GPa	14.40	14.35	14.30	14.18	14.54	20.98

#### 4-1-4. 衝撃波の減衰ならびに散逸への影響

多孔質物質内を伝播する衝撃波は、稠密な物質内を伝播するものよりも強い減衰ならびに散逸を受けるといわれている。この節ではターゲット断面で観測される剪断破壊された領域のサイズと前節で求めた衝突発生圧力を用いて、石膏ターゲット内での衝撃波の減衰率を考察した。

垂直衝突によりクレーター形成されたターゲットの断面には、3-1-2、4-1-1 に示した様に、クレーターの pit 部分の壁面と剪断破壊された領域が同心円状に存在する。等圧核の中心がこの同心円の中心に位置すると仮定し、ここでの圧力が前節で求めた衝突発生圧力に等しいと仮定する。剪断破壊領域の外側の境界は、圧縮波の最大圧力がターゲットの 1 軸圧縮破壊強度と等しくなった点の集合であると考えられる。したがって、衝突発生圧力、等圧核の半径、ターゲットの剪断破壊領域のサイズ、そしてターゲット強度から、石膏ターゲット内で半球状に伝播する衝撃波の減衰率を求めることができる。

ナイロン飛翔体の石膏ターゲットに対する 4.2 km/sec の衝突により発生する圧力は、前節より 14±1 GPa である。等圧核の半径は本実験においては計測されておらず、また石膏に対する衝突により形成される等圧核の半径の計測例はない。そこで、Nakazawa et al. (2002)における玄武岩に対する平面衝突実験における等圧核の厚さが飛翔体の厚さの 0.6 倍であったことから、衝突により形成される等圧核の厚みを、飛翔体表面からその半径の 0.6 倍から 1.2 倍であると仮定する。剪断破壊領域の半径は約 22 mm であり、石膏ターゲットの 1 軸圧縮破壊強度は 12 MPa である。一般的に、ひずみ速度が増加するにしたがい圧縮強度は増加するので、これを 12 MPa

から 50 MPa まで変化させてその影響を評価した。中心からの距離  $r$  における衝撃波の圧力  $P_i(r)$  は、等圧核での衝突発生圧力  $P_{core}$ 、等圧核の半径  $r_0$  衝撃波の距離による減衰率  $\beta$  を用いて、次のような距離の関数で表される。

$$P_i(r) = P_{core} \left( \frac{r_0}{r} \right)^\beta \quad (r > r_0) \quad (4-1-31)$$

本実験において測定された剪断破壊された領域の半径、石膏の一軸圧縮強度に、等圧核の半径、圧力を上記のように仮定すると、減衰率  $\beta$  の値は 3.5 程度と計算される (Table XIII)。ひずみ速度が大きいことによる圧縮強度の増加の影響は、圧縮強度が 5 倍になるとき、計算される減衰率の値は 3.2 から 2.6 に減少する。また、等圧核の厚みが 2 倍になるとき、減衰率の値は 3.2 から 4.8 に増加する。この値は、Nakazawa et al. (2002) で玄武岩にたいして求められた減衰率 1.8 よりも、Arakawa et al. (1995) において氷に対して求められた値 2.2 よりも大きく、衝撃波の減衰を考えるにあたり空隙率の効果を考慮する必要性を示唆している。また、石膏ターゲットにおける、衝撃波の減衰率が大きいことは、Fujiwara et al. (1977) の玄武岩への衝突破壊実験で観測されたようなターゲット背面からの spall 破壊が、石膏ターゲットでは観測されないなどの現象に影響を与えている可能性がある。

**Table XIII Decay Indices of Gypsum Target**

Shock pressure	Transmitting distance	Compressive strength	Decay coefficient	
$P_{core}$	$r_s$	$Y_{sh}$	$\beta$	
GPa	mm	MPa	$r_0=2.16$	$r_0=4.32$
14	19	12	3.2	4.8
10	19	12	3.1	4.5
18	19	12	3.4	4.9
14	15	12	3.6	5.7
14	25	12	2.9	4.0
14	19	20	3.0	4.4
14	19	50	2.6	3.8

## 4-2. 破片速度を用いた破片の分類

石膏に対する衝突クレーター形成によって放出される破片は、その初期位置、放出時刻ならびに速度の特徴から、早期放出破片群と後期放出破片群の2群に分けることが可能である(Onose and Fujiwara, 2004a)。また、おのおのの破片群は、回収された2群の破片、spall 破片と剪断破壊破片と対応付けられる。更にこれらの破片群は、その初期位置からもクレーターの spall 領域と pit 領域のそれぞれに対応付けられることが確認された。本節では、画像から計測した破片速度を用いた破片の分類を定義し、これらの破片群と回収破片で見られた spall 破片、剪断破壊破片との対応付けを行い、おのおのの破片群に属する破片に対して破片群別に破片質量を推定すると共に、これらの破片の特徴を既存の spall モデル、ならびに Z-モデルと比較し、検証する。

### 4-2-1. 早期放出破片群と後期放出破片群の定義: 本実験の場合

衝突から 2.5 msec 以内に放出される破片の放出速度は  $23 \pm 11$  m/sec、放出角度は  $60 \pm 15$  度の比較的高速度で逆円錐形の放出が認められる(3-4-2-2)。スリットを用いた実験においては、これらの破片のうちのほとんどがクレーターの spall 領域から放出されていることが確認された。また、これらのうちの大きなものの中にはターゲットの spall 領域に埋め戻すことのできる破片も存在し、早期放出破片群と spall 破片との関連を示している。これらの spall 領域から放出された破片と高速度の破片を早期放出破片群とし、以下の様に定義した。衝突から 5 msec 以内に放出された破片のうち、初期位置が pit 中心から 13 mm より外側の spall 領域にあるもので、かつ放出速度が 12 m/sec を超えるか破片質量が 0.01 g 以上のものである。比較的大きく低速度で放出される spall 破片の中には、後期放出破片群と同じ放出速度、放出角度を持つものや、放出時刻が 5 msec 以上遅れるものがあるが、動画上の破片形状が spall 破片と同じ板状のものは早期群とし、手動で選別した。

放出時刻のしきい値を 5 msec にした理由は、衝突から 2.5 から 5 msec である遷移領域において放出される早期群破片を数え落とさないためである。スリットを用いた実験においては、この遷移領域では、逆円錐状に放出される早期放出破片群のうち遅いものと、ターゲット表面に対して垂直に放出される後期放出破片群のうちの早いものが同時に放出されている様子が、確認されている。本研究で計測された早期放出破片群の数は、たとえば実験番号 0\_01 においては 224/1090 (Table XIV)であり、後期放出破片群の数と較べ少ないので、この遷移領域に放出された破片の中から後期群に属する可能性の高い破片を抜き、残りを早期群に属するとした。また、この放出速度の下限 12 m/sec は、スリットを用いた実験で求められた pit 領域からターゲット表面と垂直方向への放出が始まるときに計測された、後期放出破片群に属する破片の最高速度である。

一方で、衝突から 5 msec 以上経過した後には、クレーターの pit 領域から 1 mm 以下の破片が、放出角度  $80 \pm 8$  度のターゲット表面とほぼ垂直な方向に放出され、これらの速度はそのほとんどが 10 m/sec 以下である。これらを後期放出破片群とし、以下の様に定義した。衝突から 2.5

から 5 msec 以内に放出された破片に関しては、中心から 13 mm 以内の pit 領域から放出されており、かつ、破片質量が 0.01 g 以下で、かつ、破片速度が 12 m/sec 以下のもの。衝突から 5 msec 以降に放出された破片に関しては、その形から明らかに spall 破片であると判定できるもの以外。である。後期放出破片群に属する破片のサイズはそのほとんどが 2 mm 以下であり、画像上で確認された破片と回収された破片との対応付けは不可能であった。

スリットを用いない実験においては、どちらの群にも分別できない破片が多数存在することである。これらの破片はクレーターの比較的手前側から手前側に向かい放出された可能性が高いが、確実な証拠が見出せないため、これらは分類不能とした。また、破片速度データに含まれる誤差のために、早期放出破片群と後期放出破片群を完全に分割することは出来なかった。

斜め衝突になると、衝突位置と pit 中心、クレーター中心が互いに異なること、早期放出破片群と後期放出破片群との放出時刻の差が縮まること、ばらつきが増加すること、などにより、破片群の分割は困難になる。斜め衝突においては、画面上での衝突位置の確認が困難になるため、破片の初期位置による破片群の評価は行っていない。したがって、斜め衝突において放出される破片に関しては、放出時刻のみに基づいて破片群に分割した。破片群の分割に用いた放出速度は衝突角度が 45 度、60 度、70 度の場合、それぞれ 4 msec、3 msec、2 msec である。この値は、斜め衝突により放出された破片の放出時刻と放出角度ならびに初期位置のグラフ(図. 3-27, 28)から目視により定めた値である。衝突毎に測定された破片のうち、各破片群に属するものの個数、ならびに放出速度、放出角度、ターゲット表面上での初期位置、ならびに破片の半径の破片群ごとの平均値を Table XIV に示す。

**Table XIV Number and average of fragments in early and late fragments**

run	Impact conditions			Threshold		Averaged value of fragments in each group				
No.	Angle	Projectile diameter	Slit or not	Group	in ejection time	No.	$V_e$	$\theta_e$	$x(z=0)$	Fragment radius
	degree	mm					m/sec	degree	mm	mm
0_01	0	7.1	slit	early	$t(z=0) < 5$	224	$28.18 \pm 14.47$	$59.0 \pm 15.9$	$14.4 \pm 5.6$	$0.6 \pm 0.6$
				late	$5 < t(z=0)$	866	$2.50 \pm 1.97$	$78.7 \pm 10.0$	$3.9 \pm 4.3$	$0.5 \pm 0.1$
0_02	0	7.1	slit	early	$t(z=0) < 5$	54	$18.86 \pm 6.94$	$68.6 \pm 12.2$	$18.7 \pm 6.7$	$1.5 \pm 0.9$
				late	$5 < t(z=0)$	694	$3.53 \pm 2.38$	$80.2 \pm 8.0$	$6.4 \pm 6.5$	$0.7 \pm 0.2$
0_04	0	7.1	no-slit	early	$t(z=0) < 5$	34	$12.38 \pm 7.28$	$74.3 \pm 11.4$	$12.9 \pm 8.3$	$3.8 \pm 1.3$
0_06	0	7.1	no-slit	early	$t(z=0) < 5$	35	$15.67 \pm 19.27$	$91.5 \pm 20.9$	$9.2 \pm 7.1$	$2.9 \pm 1.8$
				late	$5 < t(z=0)$	500	$2.96 \pm 2.05$	$87.8 \pm 14.5$	$7.5 \pm 5.9$	$0.7 \pm 0.2$
45_01	45	7.1	slit	early	$t(z=0) < 4$	81	$23.05 \pm 9.05$	$92.0 \pm 22.0$	$3.1 \pm 18.8$	$1.4 \pm 0.6$
				late	$4 < t(z=0)$	146	$7.21 \pm 4.08$	$85.9 \pm 9.7$	$7.8 \pm 13.7$	$1.0 \pm 0.2$
45_21	45	3	no-slit	early	$t(z=0) < 1.5$	151	$19.77 \pm 12.64$	$79.5 \pm 19.7$	$4.3 \pm 4.2$	$0.6 \pm 0.3$
				late	$1.5 < t(z=0)$	288	$4.45 \pm 2.70$	$64.3 \pm 22.6$	$1.7 \pm 5.3$	$0.5 \pm 0.2$
60_01	60	7.1	no-slit	early	$t(z=0) < 3$	92	$14.42 \pm 9.00$	$91.6 \pm 30.2$	$-2.6 \pm 11.7$	$1.0 \pm 0.6$
				late	$3 < t(z=0)$	196	$2.41 \pm 1.82$	$75.3 \pm 19.5$	$4.1 \pm 7.6$	$0.7 \pm 0.3$
70_01	70	7.1	no-slit	early	$t(z=0) < 2$	67	$18.98 \pm 16.59$	$86.2 \pm 26.5$	$3.7 \pm 10.2$	$1.6 \pm 0.7$
				late	$2 < t(z=0)$	61	$3.59 \pm 2.53$	$85.5 \pm 20.3$	$2.6 \pm 8.0$	$1.2 \pm 0.7$

## 4-2-2. 破片群別の破片質量の推定と積算質量分布

### 4-2-2-1. 早期群破片の質量推定

回収された spall 破片のうち直径が 4 mm 以上のものに関しては、これらが衝突前のターゲットと同様に球形の気泡を内在した多孔質であること、破片の軸比は 1: 0.68: 0.22 を平均とする板状であることが確認された(3-3-1)。そこで、早期群の破片の質量を推定するにあたり、破片密度は衝突前のターゲット密度に等しいとし、破片形状が球ではないことによる形の効果と、破片の回転の効果の評価する。

各破片に対して、計測を行った全てのコマにおける影の面積、長軸、短軸の時刻変化から破片の回転速度を求めたものを Table XV ならびに図. 4-8 に示す。これは Appendix C に述べる手法により解析を行った実験番号 0\_06 において解析に成功した破片のみの回転数を示したものである。回転数の 100 1/sec 以上の速いもの、形状が球に近いもの、破片サイズの小さいものの回転速度は計測できなかった。計測できた破片における回転周期はおもに 0.1 から 0.02 sec であり、この値は、画面上で 20 cm の距離を 2 m/sec、16 m/sec の破片が横切るのに必要な時間、0.1 sec、0.013 sec とほぼ等しい。さらに、破片同士の重なり合い等で、現実には破片を追跡しつづけることが可能な時間はさらに短く、多くの破片においてその回転周期の半分以下しか観測できていない危険性が示唆される

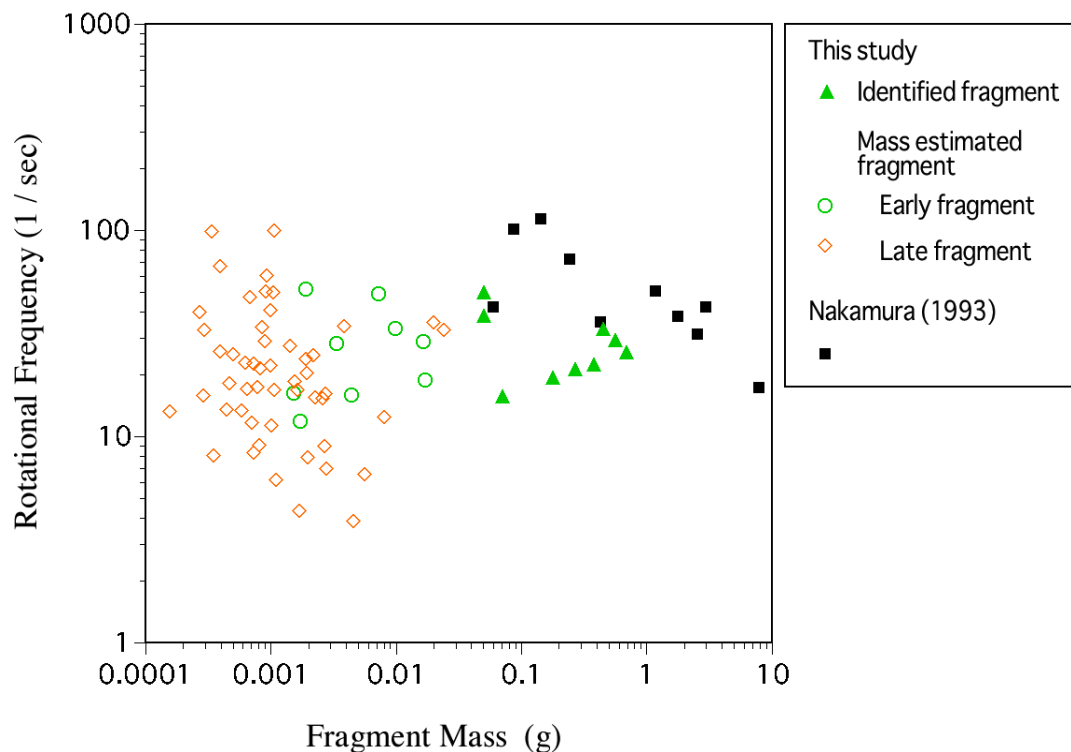


図 4-8. 破片の回転と破片質量の関係: Nakamura (1993)とともに。

Fig. 4-8. Rotation and mass of fragments: with Nakamura (1993)

**Table XV Rotational frequency of fragments**

Observed longer than half rotational period		Early fragments		Late Fragments	
Mass	Rotational frequency	Mass	Rotational frequency	Mass	Rotational frequency
g	1/sec	g	1/sec	g	1/sec
0.0500	50	0.0044	16	0.0238	33
0.5600	29	0.0072	49	0.0016	17
0.4500	33	0.0163	29	0.0199	36
0.2700	21	0.0098	33	0.0011	17
0.0500	38	0.0034	28	0.0002	13
0.0700	16	0.0019	51	0.0009	50
0.6900	26	0.0171	19	0.0011	6
0.3800	22	0.0015	16	0.0011	100
0.1790	19	0.0017	12	0.0081	12
				0.0027	16
				0.0003	8
				0.0026	15
				0.0006	13
				0.0004	26
				0.0007	23
				0.0007	12
				0.0003	99
				0.0014	28
				0.0010	11
				0.0010	41
				0.0007	8
				0.0023	15
				0.0008	17
				0.0015	18
				0.0006	17
				0.0022	25
				0.0010	50
				0.0003	40
				0.0007	47
				0.0005	18
				0.0003	16
				0.0009	34
				0.0006	23
				0.0019	8
				0.0004	14
				0.0010	22
				0.0027	9
				0.0008	21
				0.0009	29
				0.0008	9
				0.0009	61
				0.0019	20
				0.0019	24
				0.0003	33
				0.0004	67
				0.0028	7
				0.0056	7
				0.0045	4
				0.0017	4
				0.0038	34
				0.0005	25



本実験で測定した破片のうち、画像上での破片と回収破片の対応が付いたものに対して、3-4-1-3 で破片の影の面積の平均値から求められた仮の破片質量と、回収した破片をはかりにかけて測定した質量との関係を図. 4-9 に示す。誤差棒は、各破片に対して得られた、最大最小の影の面積から求められた仮の破片質量を意味する。破片の回転にしたがって影の面積から推測される破片質量の最大値と最小値は 10 倍のばらつきを示す。したがって、追跡数の少ない破片や回転速度、破片速度の速い破片のよう動画上での追跡時間中に破片がわずかししか回転しないものに関しては、たまたま観測された領域での破片の向きにしたがって最大 3 倍の違いが発生する。

図 3-14 に示されるように、破片質量による破片形状の変化は認識できないので、影の面積の平均値から推定された仮の破片質量  $M_{\text{estimated}}$  と回収した破片の質量  $M_{\text{measured}}$  の間に比例関係が成り立つと仮定して曲線近似を行うと、破片質量が 10 mg から 1 g の範囲内で、次式が得られる。

$$M_{\text{measured}} = 0.38M_{\text{estimated}} \quad (4-2-1)$$

以上により、画像上の破片と回収された破片の対応が付けられなかった破片に関しては、観測された破片の影の面積の平均値から破片形状を球として仮の破片質量を求め(3-4-1-3)、これに 0.38 を乗じることにより破片質量とする。破片質量の推定精度は桁が求まる程度と低い、本研究で計測された早期放出破片群の質量は、0.1 mg 以下と推定されるものから 1 g に近いものまでと約 4 桁の範囲に渡っており、これを用いて傾向を論じることは十分に可能である。

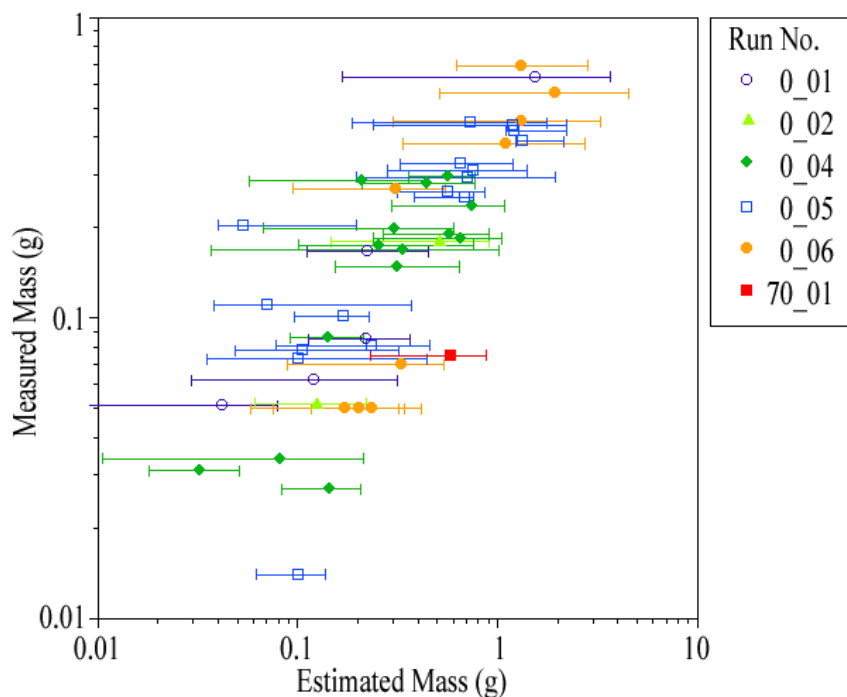


図 4-9. 画像から求めた仮の破片質量と回収破片の質量の関係: 誤差棒は画面上で求められた最大最小の影の面積から計算された仮の破片質量

**Fig. 4-9. Fragment mass estimated from the averaged area of fragment's silhouette and one measured with balance:** error-bar represents two ends of fragment mass estimated from max and minimum area of each fragment's silhouette.

#### 4-2-2-2. 後期群破片の質量推定

後期放出破片群においては、小さいものの占める割合が大きく、また回収した破片と直接対応をつけられるものもないので、その質量の推定は非常に困難である。たとえば、実験番号 0\_01 の衝突から 70 msec 後のコマにおいて輪郭のトレースを行った破片 424 個のうち、4 pixel 以下で構成されている破片が 80 %を占めている。3-4-1-3 において述べた様に、このサイズ領域においては破片の輪郭を検出する際のわずかな認識の差が破片質量に大きな影響を与えることになる(Table IX)。破片形状は 3-3-2 に述べた様に 1: 0.6: 0.8 であり、spall 破片と較べると比較的球に近く、破片形状の影響や破片回転の影響は輪郭の検出に伴う誤差よりも小さいと考えられる。したがって、後期放出破片群に対しては、破片形状に関する補正を用いない。

一方で、後期放出破片群に属する破片は圧密の影響を受けていると考えられる。なぜなら、これらの破片は密で粉に覆われた表面をしており、この特徴はこれらの破片の初期位置にもあたるクレーターの pit 領域の内壁と一致し、この pit を取り囲む領域のターゲット密度は 1300 kg/m<sup>3</sup> まで圧密を受けているからである(3-1-2)。また、後期群の初期位置である pit 領域は衝突点に非常に近い領域であり、ここから放出された破片が圧密を受けたと考えることは妥当である。

したがって、後期放出破片群に対しては、画面上で計測された破片の影の面積の平均値から破片形状を球であると仮定して求めた仮の破片質量に、圧密の効果 1300/920 をかけたものを破片質量として使用する。

#### 4-2-2-3. 動画から推定した破片の質量分布

高速度ビデオカメラを用いて取得した動画上の破片の影の面積を利用して破片のサイズを求め、破片群毎に補正を加えた推定破片質量を用いて、破片質量  $m_f$  とその質量より大きな破片の総数  $N(m_f)$  の関係を図. 4-10 に示す。3-4-2-4 で求めた垂直衝突の再構成データセットに対する破片の質量分布を図. 4-11 に示す。これらの図における「最大破片」とは、クレーターから放出された破片の中で最大のものを示し、衝突後のターゲット質量を示すものではない。比較的大きな破片のうち、回収された破片との対応がついたものに関しては、回収し、はかりで測定した質量を用いている。線の幅は、破片速度に対して露光時間が長いことによる破片の引き伸ばしの効果に伴う破片質量推定の誤差(3-1-4-3)を考慮したものである。破壊を受けた領域が有限であるため、確率の影響を強く受ける破片数が 10 より小さい部分と、破片検出力が下がり始める点より小さな破片(Table II、3-4-1-4 )を除き、破片群毎にあるいは全体を式(3-3-1)で曲線近似した時のべき係数の値は、回収した破片に対する値と同時に Table VIII に示した。

$$N(m_f) \propto m_f^b \quad (3-3-1)$$

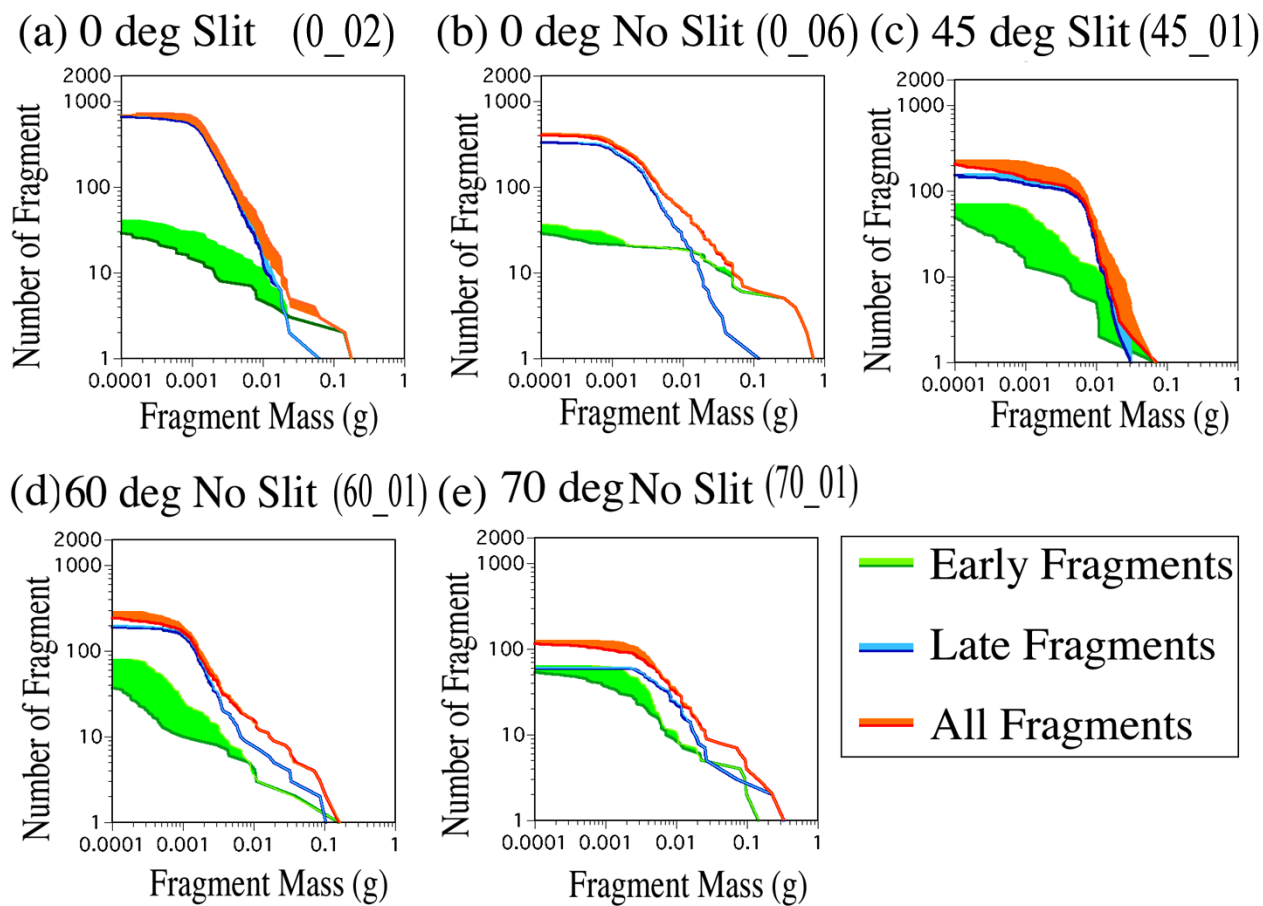


図 4-10. 動画から求めた破片の積算質量分布: 破片質量の小さいほうの端にある平らな領域は破片サイズの小さい領域での検出率の低下を表す(3-4-1-4)。最大破片はクレーターから放出された破片の中での最大である。(a) 0\_02: 垂直衝突、スリットあり (b) 0\_06: 垂直衝突、スリットなし (c) 45\_01: 衝突角度 45 度、スリット付き (d) 60\_01: 衝突角度 60 度、スリットなし (e) 70\_01: 衝突角度 70 度、スリットなし

**Fig. 4-10. Cumulative number-mass distributions of fragments measured through movies:** flat regions in the small fragment mass end represent detection limits for small fragments (3-4-1-4). The largest fragment means the largest one which ejected from the crater. (a) 0\_02: vertical impact with the slit, (b) 0\_06: vertical impact without the slit, (c) 45\_01: impact at an angle of 45 degrees with the slit, (d) 60\_01: impact at an angle of 60 degrees without the slit, (e) 70\_01: impact at an angle of 70 degrees without the slit.

スリットを用いた実験(0\_02, 45\_01)においては、大きな破片の放出が抑制されている。実験の設定によっては、測定できた破片の質量の範囲が 1 桁分程度しかなく(45\_01、0\_01 の後期群)、べき係数の値を求めるのに適さないものもある。また、衝突角度が大きな実験(60\_01、70\_01)においては、早期群と後期群の分離が不完全であるため、各破片群に対する質量分布に折れ曲がりが見られる。

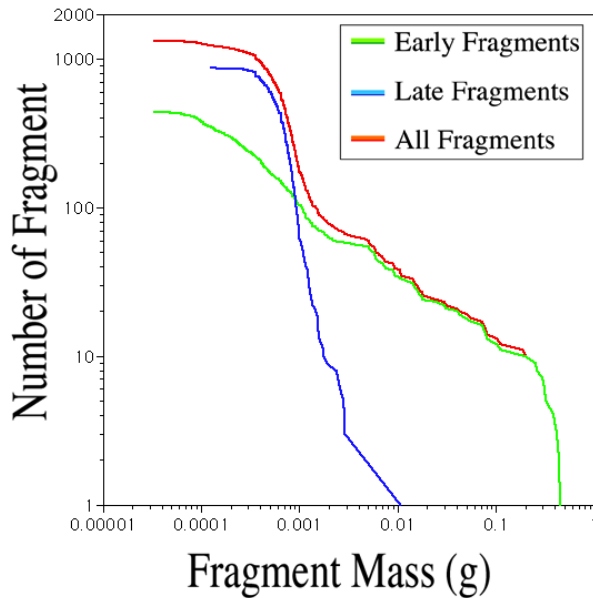


図 4-11. 垂直衝突の再構成の積算質量分布: 全破片には二つの破片群のどちらにも属さない分類不能な破片が含まれている。

Fig. 4-11. Cumulative number-mass distributions of fragments ejected at a reconstructed vertical impact: the all fragments include those, which belong to neither early fragments nor late fragments.

これらを含めた全ての実験において、早期放出破片群の質量分布のべき係数は、後期放出破片群のべき係数よりも小さな値を取っており、その値は-0.23 から-0.55 である。この値は、3-3-1 に示した回収された spall 破片のみの積算質量分布におけるべき係数-0.58、-0.66 に近く、早期放出破片群が spall 破片から成り立つという仮定に調和的である。また、このべき係数は破片の検出限界に至るまで、破片質量の小さな領域においても明確な変化が認められない。本実験によって放出された破片のうち、破片質量の大きなものから 10 個程度は spall 破片であるので、破片質量の大きな領域においては早期群の質量分布の曲線と破片全体の質量分布の曲線はほぼ一致する。

測定できた破片質量の範囲が狭く、破片の質量分布のべき係数を求めるのに適さないもの(0\_01、45\_01)を除くと、後期放出破片群のべき係数は、-0.84 から-1.66 であり、これも実験番号 45\_04 で回収された破片を篩にかけて求めたべき係数-1.27 と調和的である。実験によりばらつきはあるが、後期放出破片群の中で最も大きな破片は、早期放出破片群に属する破片のそれよりも、質量にして約 1 桁小さくなっている。spall 破片とは逆にべき係数の絶対値が大きいので、破片質量が小さい領域においては、全体の質量分布を表す曲線は、後期群の質量分布を表す曲線に近づく。

早期群のみを計測した実験番号 0\_04 と、測定できた破片質量の幅が狭すぎる実験番号 45\_01 を除くと、動画から求めた破片の質量分布全体のべき係数は、-0.96 から-1.55 となり、早期群と後期群のべき係数の間の値を取る。また、実験番号 0\_06 ならびに垂直衝突の再構成においては、破片の数が少ない領域での急な立ち上がりの後に、比較的大きな破片が示す緩やかな傾きと、破片質量が比較的小さい領域において示される急な傾きとの間に折れ曲がりが見られる。破片

質量の大きな領域においては、spall 破片がほとんどを占め、破片質量の小さい領域においては後期放出破片群の数が支配的となることから、この折れ曲がり、早期群と後期群の破片の質量分布のべき係数が異なることに帰することができると考えられる。

#### 4-2-2-4. 既存の破片の質量分布との比較

玄武岩に対する高速度衝突破壊実験において回収された破片の質量分布に折れ曲がり点が存在することは、Fujiwara et al. (1977)に述べられている。また、Takagi et al. (1984)は、玄武岩、葉蠟石の破壊実験を行い、回収された破片の質量分布はその傾きにより 3 領域に分けられることを述べている。図 4-12(a)に Takagi et al. (1984)において求められた破片の質量分布を、(b)に本研究で回収破片から求められた実験番号 0\_04 の質量分布を示す。本研究で回収された破片から得られた破片の質量分布においても、動画を用いて推測された破片質量の分布においても、Takagi et al. (1984)に述べられた 3 領域が存在する。Takagi 氏らの破壊実験結果は多数あるが、その中でも破壊の程度の低く、かつ測定された破片数が多く、かつ折れ曲がりのはっきり見えるものを例としてあげた。実験番号 0\_04 において回収された破片に対しては篩を用いた解析を行わなかったため、0\_04 の破片の質量分布では領域 III の端の部分が見えるに過ぎない。

これらの破片の質量分布は、破片数の少なく破片質量の大きな領域(領域 I)においては、急激な増加を示す。これは、破片の形成される領域が有限であることによる効果であると考えられている(Melosh et al., 1992)。また、今回のクレーター形成実験においてはこのような大きな破片が放出されるか否かに関しては、個々の破片について非常に確率的であり、本研究においても、0.1 g 以上の比較的大きな破片が 20 個近く放出された実験(0\_05、0\_06)と、放出の少ない実験(0\_07 など)が存在する。クレーター形成実験においてこの領域 I が顕著に表れるのは、偶発的にこれらの大きな破片が多い実験においてである。

これに続く領域 II は比較的なだらかな傾きを持つ。図 4-12(a)に示した Takagi らの実験におけるべき係数の値は-0.23 であるのに対し、本研究で回収破片から得られたものは-0.62、画像解析から得られたものは-0.23 から-0.55 であり、やや大きな値になっている。本研究により得られたべき係数の値は、各実験において spall 破片からなる早期放出破片群に対して求められた値に近い。

領域 III においては、破片の質量分布の傾きは再び急になり、Takagi らの実験では-0.53、本研究の回収破片からは-0.86、画像解析からは-0.96 から-1.55 の値を取る。本研究により得られた領域 III でのべき係数は、Takagi et al. (1984)に示された-0.5 から-0.6 や、Kato et al. (1995)により得られた値-0.7 から-0.9 と較べるとかなり大きな傾きとなっている。これは、多孔質物質を粒子とそれをつなぐ梁により表現し、この梁の引っ張り強度や曲げ強度と質量分布のべき係数の関係をシミュレーションにより調べた Kun and Herrmann (2005)に述べられている様に、砕かれた物質の物性に依存している可能性がある。Kun and Herrmann (2005)では、この梁の引っ張り強度や曲げ強度が弱い場合にべき係数の絶対値が大きくなると述べている。本研究により得られた破片の質量分布における、領域 III に相当する領域のべき係数は、各実験において剪断破壊破片か

らなる後期放出破片群に対して求められた値またはこれより絶対値のやや小さな値になっている。

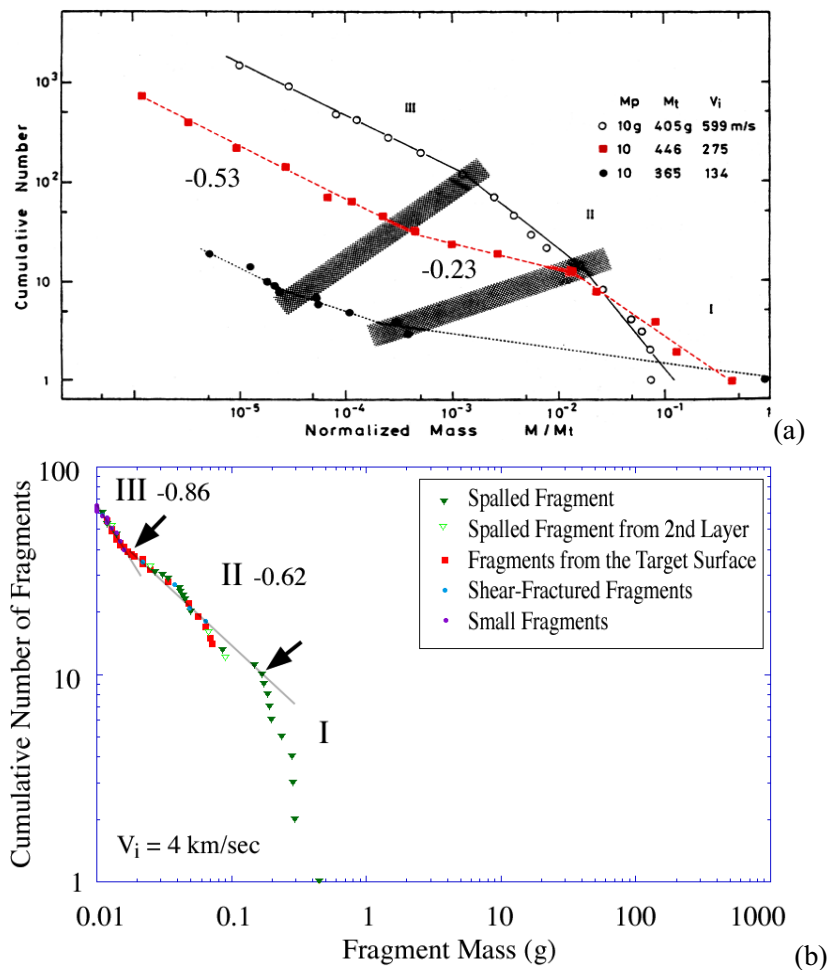


図 4-12. 回収破片に対する破片質量－積算個数の分布: (a) Takagi et al. (1984)から引用した、玄武岩の低速度衝突破壊により放出された破片の質量分布 (b) 実験番号 0\_04 において回収された破片の質量分布。最大破片は、クレーターから放出された破片のうち最大のものを意味する。

**Fig. 4-12. Fragment mass-cumulative number distributions for collected fragments:** (a) quoted from Takagi et al. (1984), impact disruption experiment at low impact velocity range. (b) mass-No. distribution of collected fragments in experimental run No. 0\_04 The largest fragment means the one ejected from the crater.

破片の積算質量分布における領域 II と領域 III のべき係数を較べると、必ず領域 III のべき係数の絶対値の方が大きくなっている。これは、spall 破片と剪断破壊破片の「破壊の次元」の違いに起因するものである可能性がある。Kadono et al. (1997)は、ガラスや石膏の薄板を高速衝突ならびに低速度衝突により破壊する実験を行い、回収した破片の質量分布を求めた。その結果、薄板への衝突破壊により得られた破片のうち、もとの薄板の表面と裏面を共に含む「2次元破片」に対するべき係数が、-0.1 から-0.3 であるのに対して、対照実験として行われたガラス球に対する衝突破壊実験において形成された3次元破片の質量分布のべき係数は-0.5であり、薄板に対する衝突により得られたものよりも大きな値を示している。Åstrom et al. (2005)は、

板に対する衝突により得られたものよりも大きな値を示している。Åstrom et al. (2005)は、クラックの進展の様子をシミュレートすることにより、破片の質量分布のべき係数を、2 次元的な破壊によるもの、3 次元的な破壊によるものそれぞれに対して、-0.5、-0.7 としている。

衝突クレーター形成で放出される spall 破片はターゲットの表面に近い部分が、薄く剥ぎ取られて放出されるもので、時として 2 層目の破片の放出が見られることはあるが、基本的にターゲット表面を含む破片であり、これを薄板の破壊のような 2 次元的な破壊と関連付けることが可能である。一方で、pit 領域から放出される剪断破壊破片は、衝突点近傍で圧縮破壊により形成されたもので、破片のもととなった領域が 3 次元的に広がっていることから、これが 3 次元的な破壊と結び付けられる可能性が高い。

したがって、2 次元的な破壊により形成され、早期放出破片群として放出された spall 破片の質量分布におけるべき係数-0.23 から-0.55 と較べて、3 次元的な領域に渡る剪断破壊により形成され、後期放出破片群として放出された剪断破壊破片の質量分布におけるべき係数-0.96 から-1.55 の絶対値のほうが大きいという本実験の結果は、具体的な値は異なるものの Kadono et al. (1997)や Åstrom et al. (2005)の主張と調和的である。

### 4-2-3. 既存の実験、モデルとの比較

本研究で得られた、衝突クレーター形成において放出された破片の速度、質量の分布を、過去の研究により得られたものと比較する。破片の放出時刻、ならびに後期放出破片群に対する Z-モデルとの比較以外に関しては、先行研究がないため、節を改めて 4-3 に記すことにする。

#### 4-2-3-1. 異なるターゲットへのクレーター形成における破片速度と

#### 破片群の定義

本研究で求められた破片の速度、放出角度の関係と、先行研究に示されたものとの比較を図. 4-13 に示す。Gault et al. (1963)の玄武岩に対する衝突クレーター形成実験によるものを本研究の予備実験の結果とともに図. 4-13 (a)に、Cintala et al. (1999)による砂に対する高速度衝突における放出速度を図. 4-13 (b)に、Onose et al. (1998)による石膏の衝突破壊により放出された破片の放出速度を図. 4-13(c)に示す。本実験における 2 回の実験結果から合成された垂直衝突の再構成データセットも、比較のため図. 4-13 (d)に示す。

Gault et al. (1963)の玄武岩に対する高速度衝突クレーター形成実験において放出された破片に、本研究の予備実験において計測された玄武岩のデータを重ねたものを図. 4-13(a)に示す。Gault et al. (1963)においては、アルミニウム飛翔体による 6.1 km/sec での衝突であるのに対し、本研究の予備実験においては、ナイロンの飛翔体による 4.2 km/sec での衝突であり、衝突条件は互いに異なるが、双方とも高速度衝突であること、放出破片に関するスケール則が確立していないことから、双方とも規格化を行わず生データのまま示した。Gault et al. (1963)は、衝突クレーター



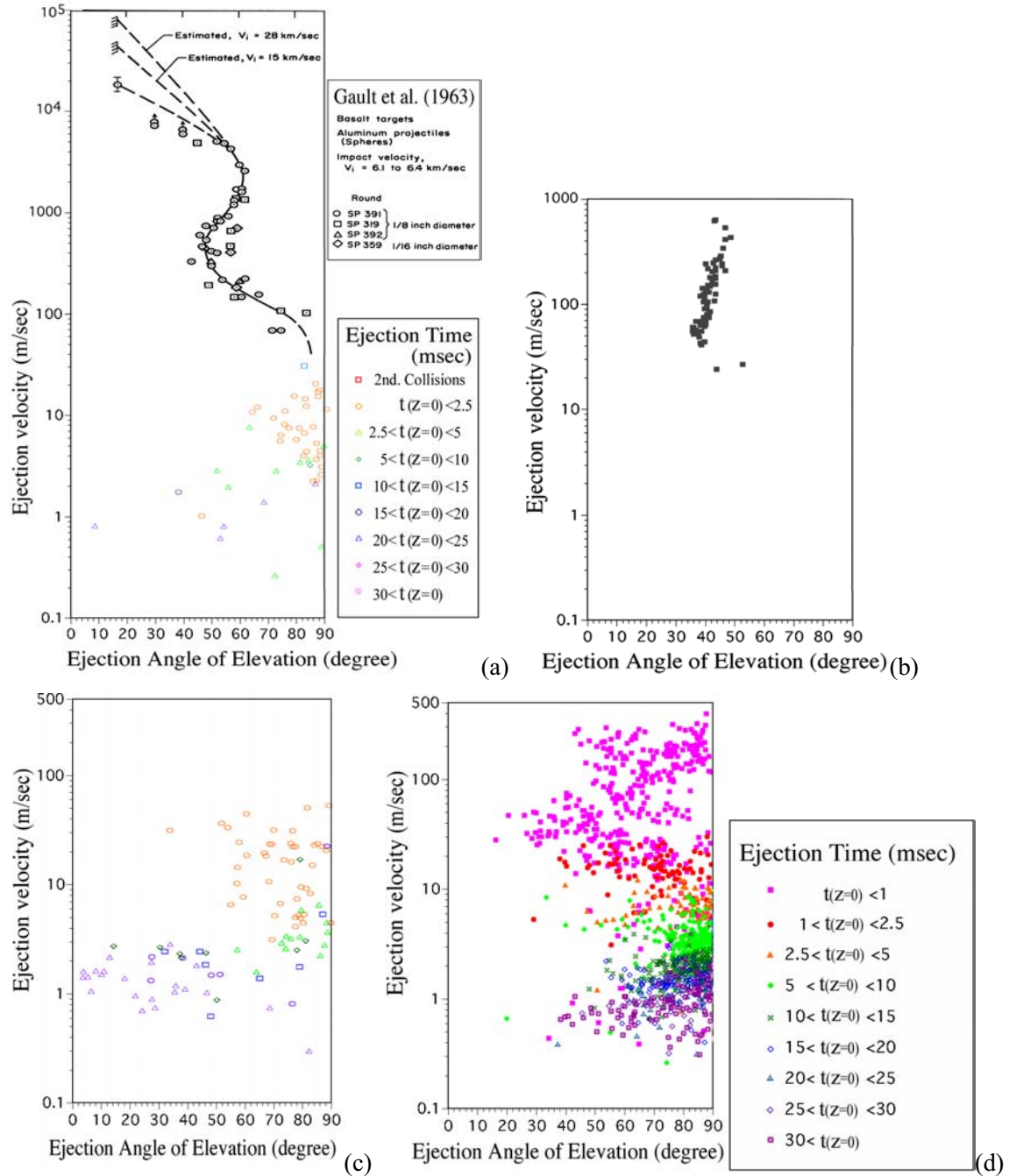


図 4-13. 衝突により放出された破片の放出速度と角度の関係: 放出角度はターゲット表面に添う方向を 0 度、これと直交する方向を 90 度とする。(a) 玄武岩に対する衝突クレーター形成において放出される破片: Gault et al. (1963)より高速度領域を、本研究の予備実験より低速度領域を示す(ナイロン球、4.2 km/sec) (b) Cintala et al. (1999)の砂に対する衝突クレーター形成により放出された破片 (c) 石膏に対する衝突速度 4.2 km/sec での衝突破壊 (Onose et al. 1998) (d) 石膏に対する垂直衝突の再構成(図. 3-26)の再掲

**Fig. 4-13. Ejection velocity and angle of fragments:** 0 degree and 90 degree in the ejection angle mean directions parallel and perpendicular to the target's surface. (a) Impact cratering on basalt targets: empirical data from Gault et al. (1963) are quoted with ones obtained in my preliminary experiment (Nylon-Basalt impact at 4.2 km/sec). (b) Impact cratering on a sand target quoted from Cintala (1999). (c) Impact disruption of a gypsum target at 4.2 km/sec, (d) reconstructed data-set of fragments ejected at one vertical impact cratering on gypsum at 4.2 km/sec



形成において放出される破片には、衝突の極初期に高速度、低角度で放出される jet があり、その後、急速に放出角度が大きくなった後に放出角度 45 度程度の逆円錐形の放出があり、最後に再び放出角度が大きくなる様子が見られるとしている。彼らの実験は速い破片に注目したもので、測定された破片のうち最も遅いものの放出速度でも約 100 m/sec である。そこで本研究で石膏破片の速度測定を行った速度領域での動向を調べるために、玄武岩に対する予備実験を行いそのデータを重ねた。予備実験のため、衝突に際してターゲットの一方の端が欠けてしまったり、照明条件が不十分だったため、使用可能なデータの数はいくつか少ないが、本予備実験において得られた速度データのうち高速度のものと、Gault et al. (1963)の低速度領域のデータとは調和的な値を示している。

これらの玄武岩に対する衝突クレーター形成実験において観測された破片速度と、本研究で得られた石膏に対するそれとを比較すると、以下のことが示唆される。

1. 玄武岩では見られた高速度、低角度の jet に相当する放出が、本研究の石膏に対する垂直衝突においては、動画上の破片を追跡する手法からも、観測窓への 2 次衝突を用いて計測する手法からも確認されなかった。これは、Love et al. (1993)におけるガラスビーズ焼結体に対する高速度衝突クレーター形成実験において、jet が確認されなかったことと調和的であり、jet の発生におけるターゲットの空隙率への依存性が示唆される。Onose (1996)の、密度 917 kg/m<sup>3</sup> の氷に対する低速度衝突においては、垂直衝突の場合にもターゲットと飛翔体の接点からターゲット表面に沿って放出される jet が確認されており、ターゲット密度の効果に関しては否定的であると考えられる。

2. jet に引き続く放出速度領域において見られる、やや高角度の放出と、これに引き続くやや低角度で逆円錐形の放出は、玄武岩、石膏への双方の衝突において確認される。ただし、逆円錐形の放出が観測される放出速度は、玄武岩の場合が 200 から 800 m/sec であるのに対し、石膏の場合は 20 から 80 m/sec であり、石膏の場合においては放出速度が 1 桁小さい。石膏においては、放出角度もやや低いことが認められる。石膏において観測された、この速度領域の破片は早期放出破片群であり、spall 破片と関連付けられるので、この速度領域の破片に関しては低速度の spall 破片の挙動を含み 4-2-3-2 に述べる。

3. 逆円錐方向の放出の後、Gault et al. (1963)では放出角度が増加する傾向が見られており、この傾向は本研究により得られた石膏に対する高速度クレーター形成における後期群の放出とも調和的である。一方で、本研究の後期群が放出速度 10 m/sec 以下かつ放出時刻 5 msec 以降であるのに対し、玄武岩において観察された垂直方向へ放出される破片の速度は 100 m/sec 近いものを含む、1 桁大きい値を示す。さらに、本予備実験の玄武岩への衝突において計測された破片の放出時刻は、そのほとんどが衝突から 2.5 msec 以内であり、この放出時刻は石膏ターゲットの後期群と較べて 1 桁小さい。しかしながら、玄武岩に対する実験において計測された後期群の破片数は石膏のものと較べてまだ非常に少ない。したがって、はっきりとしたことを述べるためには玄武岩に対する衝突クレーター実験で得られた破片の放出時刻、放出位置を含む詳細なデータが必要である。

このように、石膏と玄武岩のターゲットに対する衝突クレーター形成実験においては、放出

速度の変化に伴い放出角度の変化が認められるという類似点が認められる。そこで、岩石などの脆性固体に対する衝突クレーター形成実験で確認される破片群の定義を以下のように拡張する。衝突の直後、jet に続いて見られる逆円錐形の、比較的高速度の放出を早期放出破片群とし、この破片群に属する破片のうち少なくとも比較的大きなものは spall 破片に対応付けられる。この早期放出破片群に続いて観測される、比較的低速度で、クレーターの pit 領域から、ターゲット表面とほぼ垂直方向へ放出される破片を後期放出破片群とする。

Cintala et al. (1999)での砂に対する 1.9 km/sec の垂直衝突(run No. 4207, Al sphere, 4.76 mm in diameter)におけるフラッシュを用いた写真撮影により得られた破片放出速度と放出角度の関係を図. 4-13 (b)に示した。Cintala et al. (1999)においては放出時刻の計測は行われていない。放出速度が大きくなるにつれ、破片放出角度がやや小さくなる傾向が見られるが、放出角度は 45 度付近に留まり、ターゲット表面に添う方向に放出される jet も、低速度の破片がターゲット表面と垂直な方向に放出されることも、確認されていない。Gault et al. (1968)においては、砂への 6 km/sec での衝突クレーター形成実験が行われ、放出の様子が撮影された。放出状況を撮影した一連の写真からは、衝突から 81 msec を経過した後も放出が継続している様子が確認されている。しかし、その放出方向は、ばらついてはいるが 45 度を中心としたものであり、石膏に対する衝突クレーター形成でほぼ同じ時刻において確認される、ターゲット表面に垂直な方向への放出とは異なった様相を示している。ガラスビーズへの衝突クレーター形成の様子を、ターゲットの上方から撮影し、レーザーカーテンを横切る粒子の反射光を捕らえることにより、粒子の速度を計測した実験に Anderson et al. (2004)が挙げられるが、彼女らの一連の実験においてもターゲット表面に対して垂直な方向への放出は認められていない。以上から、砂への衝突クレーター形成においては、石膏、玄武岩への衝突クレーター形成において見られる、放出速度領域による放出角度の変化はない。

図 4-13 (c)には Onose et al. (1998)の石膏ターゲットに対する 4.2 km/sec の衝突による破壊により放出された破片の放出速度-放出角度の分布を示す。早期放出破片群に相当する速度領域に、衝突から 2.5 msec 以内に放出された破片が観測される。ターゲット表面から放出される spall 破片の形も、動画上において確認することができる。したがって、石膏の衝突破壊においても早期放出破片群は存在するとして良い。

比較的大きな破片が視野の脇に移動した後は、ターゲットの内部に端を発する破片が、ターゲットの衝突を受けた面から「放出」されることなく、ほぼ自由落下を示す様子が観測される。石膏の衝突破壊実験においても、放出速度が 12 m/sec 以下、放出角度が 75 度以上の後期放出破片群と同じ速度領域への放出が認められる。しかしながら、衝突クレーター形成においては放出された全破片に占める後期群破片の割合が 60 %を超えるのに対し、この破壊実験においてこの速度領域に放出された破片の割合は 7 %に過ぎない。この実験は、もともとは衝突クレーター形成における 20 m/sec 以下の破片を計測することを目的としたものである。放出速度が 1 から 3 m/sec の破片の放出角度は、クレーター形成においてはターゲット表面に垂直な方向が主であるが、破壊においては重力により下向きの速度を得て、ターゲット表面と大きな角度をなさない

方向に放出される破片の数のほうが多くなっている。したがって、衝突破壊において後期放出破片群は認められないと考えられる。

Gault et al. (1963)には、岩石に対する衝突クレーター形成において放出される破片の速度に見られる特徴は、砂に対するそれとは全く様相が異なることが述べられている。本研究においても、固まりである石膏と玄武岩とでは放出速度や放出時刻は異なるものの、放出速度の変化に伴う放出角度の変化が認められるなどの類似点が認められる。一方で、砂等の粒体に対する衝突クレーター形成においては、Gault et al. (1963)以降に行われた研究も含め、現存する研究を見る限りにおいては、破片の放出速度の変化に伴う放出角度の変化は認められなかった。このことは、ターゲット表面に垂直な方向への放出である後期放出破片群の有無は、ターゲットが固まりであるか粒体であるかに依存していることを示唆している。また、衝突破壊においては後期放出破片群が観測できないことから、後期放出破片群の放出にはターゲットが破壊されるか否かが重要であることが示唆される。

#### 4-2-3-2. 早期放出破片群の特徴と spall モデルとの比較

Melosh (1984)、Melosh (1989)に述べられている衝突クレーター形成において放出される spall 破片速度の特徴には、破片の初期位置と放出速度の間に相関があること、破片の速度と質量の間に相関があることが挙げられる(1-2-3-2)。この節では、本研究において計測され、分離された早期放出破片群の特徴が spall 破片のそれと矛盾しないことを示す。

spall 破片は、衝突によりターゲット表面からの深さ  $D_{eq}$  の地点に形成された半径  $r_0$  圧力  $P_{core}$  の等圧核からターゲット内部を減衰率  $\beta$  で減衰しながら伝播する衝撃波が、ターゲット表面で反射されることにより、等圧核の中心からの距離  $r$  である点において、衝撃波面直後での粒子速度  $u_{pt}(r)$  の約 2 倍の速度  $v_{spall}$  で、ターゲット表面を含む破片が放出されたものである(Melosh, 1989)。等圧核の中心から距離  $r$  である点の圧力  $P_t(r)$  は式(4-1-31)で表される。

$$P_t(r) = P_{core} \left( \frac{r_0}{r} \right)^\beta \quad (r > r_0) \quad (4-1-31)$$

(4-1-31)の左辺に、圧力をあらわす Rankine-Hugoniot 方程式(4-1-8)と粒子速度  $u_{pt}(r)$  と衝撃波速度  $U_t$  の線形関係を定数  $C_t$ 、 $s_t$  を用いて表す(2-1-2)を代入すると、距離  $r$  での衝撃波内での粒子速度  $u_{pt}(r)$  は、式(4-2-2)で表される。

$$U_t = C_t + s_t u_{pt}(r) \quad (2-1-2)$$

$$\rho_{0t} u_{pt}(r) (C_t + s_t u_{pt}(r)) = P_{core} \left( \frac{r_0}{r} \right)^\beta \quad (r > r_0) \quad (4-2-2)$$

このとき  $\rho_{0t}$  は圧縮を受ける前のターゲット密度である。衝撃波のターゲット表面と垂直な成分がターゲット表面において反射される際に spall 破片が放出されるので、破片の放出速度に寄与するのは粒子速度のうちターゲット表面に垂直な成分のみである。したがって、spall 破片の速度  $v_{spall}$  は粒子速度の 2 倍の速度ベクトルのターゲット表面に垂直な成分に等しいと考えられる。

$$v_{spall} = 2u_{pt}(r) \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{s}{D_{eq}}\right)^2}} \quad (4-2-3)$$

$$r = \sqrt{s^2 + D_{eq}^2} \quad (4-2-4)$$

本研究において行われた 4.2 km/sec の垂直衝突により石膏ターゲット内に発生した圧力は、4-1-3 より 14 GPa である。等圧核の厚みを飛翔体半径の 0.6 から 1.2 倍であると仮定すると 2.2 から 4.3 mm となり、このときの減衰率は、剪断破壊領域の外側の境界における圧力を 12 MPa と置くと、4-1-4 よりそれぞれ 3.2、4.8 となる。衝撃波の定数  $C_t$ 、 $s_t$  を Simakov et al. (1974) より 2490、1.70 とおき、爆発中心の深さ  $D_{eq}$  がターゲット断面からの近似値 12.5 mm であると仮定した時の、破片の初期位置と速度の関係を図. 4-14 に示す。

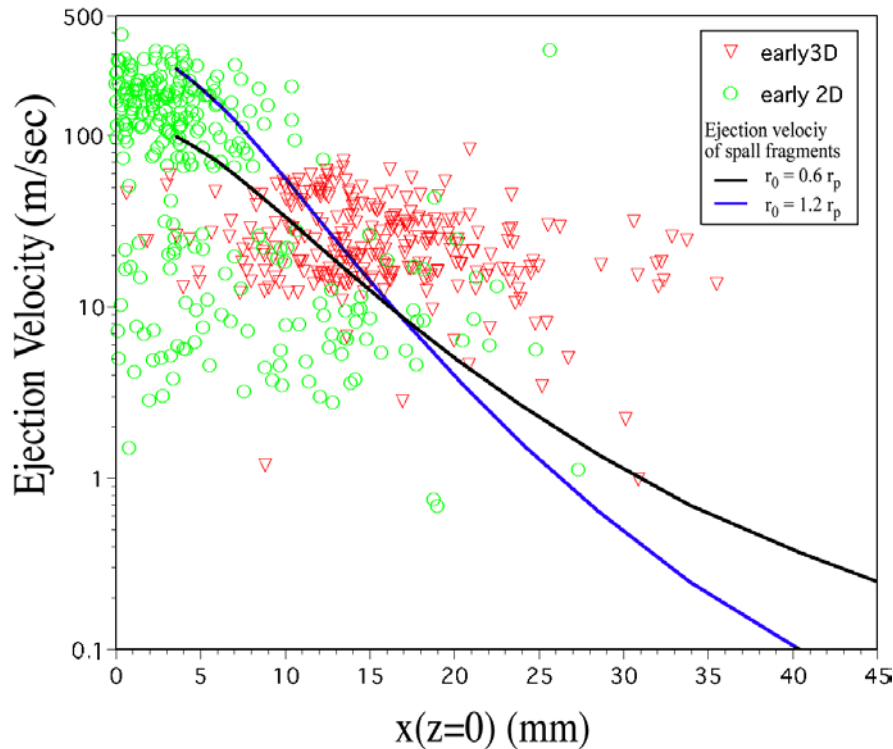


図 4-14. 早期放出破片群と spall 破片の初期位置と放出速度の関係: 破片の 3 次元速度はスリット付きターゲット容器を用いて測定したものと、2 台のカメラを用いて測定したものが含まれる。黒と青の実線は Melosh (1989) のモデルにしたがい、本研究で得られた、爆破中心の深さ 12.5 mm、衝突発生圧力 14 GPa、等圧核半径 2.2、4.3 mm、減衰率 3.2、4.8 を代入したもの。

**Fig. 4-14. Initial positions and ejection velocities of early fragments:** 3-D velocities were measured both with the target box having the slit and with two cameras. Black and blue lines represent velocity of spalled fragments from each given initial position, which was calculated using Melosh (1989). The equivalent center of burst was set 12.5 mm in depth, and the pressure of the isobaric core was set 14 GPa, as measured and estimated in this study. Radii of the isobaric core were assumed to be 2.2 and 4.3 mm, and they result in attenuation ratio as 3.2 and 4.8, respectively.

早期放出破片群に属する破片の数は、後期放出破片群のそれよりも少なく、また、初期位置の値が 20 mm 以上である破片の数はひとつの実験につき高々10 個であるので、本研究で行われた衝突速度 3.5 km/sec から 4.6 km/sec での垂直衝突実験全てにおいて得られた早期放出破片群の破片速度データを載せてある。スリットを用いて、また 2 台のカメラを用いて 3 次元速度の得られたものを赤い点で(0\_01, 0\_02, 0\_04)、1 台のカメラにより 2 次元速度を計測したものを緑の点で示した(0\_04(対応のつかなかったもの), 0\_05(超高速カメラ Shimazu HPV-1 での撮影を含む), 0\_06)。本研究により得られた各値を Melosh (1989)の式に代入して求められた曲線と比べると、本実験により得られた値は、ばらつきが大きいものの、これと調和的である。

また、Melosh (1989)より、爆破中心からの距離  $r$  において放出される spall 破片の厚さ  $l_s$  は、放出速度  $v_{spall}$ 、飛翔体直径  $D_{proj}$ 、ターゲットの引っ張り強度  $T_t$ 、ターゲットの密度と縦波音速  $\rho_{0t}$ 、 $c_{Lt}$  を用いて以下のように表される。

$$l_s \rho_{0t} v_{spall} = T_t \frac{D_{proj}}{c_{Lt}} \quad (r > r_0) \quad (4-2-5)$$

左辺は放出される spall 破片の持つ運動量を、右辺はこれに与えられる力積を表している。spall 破片の形を Polansky and Ahrens (1990)の斑レイ岩の高速衝突で発生した spall 破片の軸比と同じ 1: 1: 0.2 の直方体と仮定すると、spall 破片の質量  $m_{spall}$  は  $0.2 \rho_{0t} l_s^3$  であり、これと(4-2-5)を合わせると、spall 破片の速度と質量の間に以下のような関係が成り立つと考えられる。

$$v_{spall} = T_t \frac{D_{proj}}{c_{Lt}} \left( \frac{0.2}{\rho_{0t}^2} \right)^{\frac{1}{3}} m_{spall}^{-\frac{1}{3}} \quad (4-2-6)$$

本研究における、石膏に対する衝突速度 4 km/sec 付近での垂直衝突クレーター形成実験において測定された全ての早期放出破片群に属する破片の放出速度と質量を図 4-15 に表す。3 次元速度の計測に成功した破片を三角で、2 次元速度のみ取得された破片を円で表す。また、画面上の破片と回収破片の対応が付き、破片質量を実際に測定することができた破片は、塗りつぶし点で表してある。グラフ全体を通して破片質量が増加するにつれ破片速度が低下している様子が確認される。破片質量と破片速度の関係を式(4-2-7)を用いて曲線近似する。

$$v_{spall} \propto m_{spall}^k \quad (4-2-7)$$

全ての破片に対する  $k$  の値は-0.26 であり、破片質量が実測されたもののみに対しては-0.29 となる。これらの値は共に Melosh (1984)により理論的に求められた値-1/3 に近いが、データ点のばらつきが大きく、かつ傾きの絶対値が小さいため、相関係数  $R$  の値はそれぞれ 0.18, 0.23 である。

そこで、破片質量の推定の誤差が大きい 1 mg 以下の破片を切り捨て、2 倍ごとの破片質量ビンに入る破片の速度の平均値を求めたのが図 4-16 である。46 mg を中心とするビンにおける、破片速度の減少は、影の面積から破片の質量を求める際に行った露光時間の長さによる破片の引き伸ばしの補正に関連する可能性がある。これらの平均値に対して式(4-2-7)で曲線近似を行うと、その値は-0.26±0.04 となり、その相関係数  $R$  の値は 0.94 となる。より破片質量の決定精

度の良い 60 mg 以上の破片に対して、同様にビン毎の平均値を曲線近似するとその傾きは-0.43で、相関係数 R は 0.99 となる。

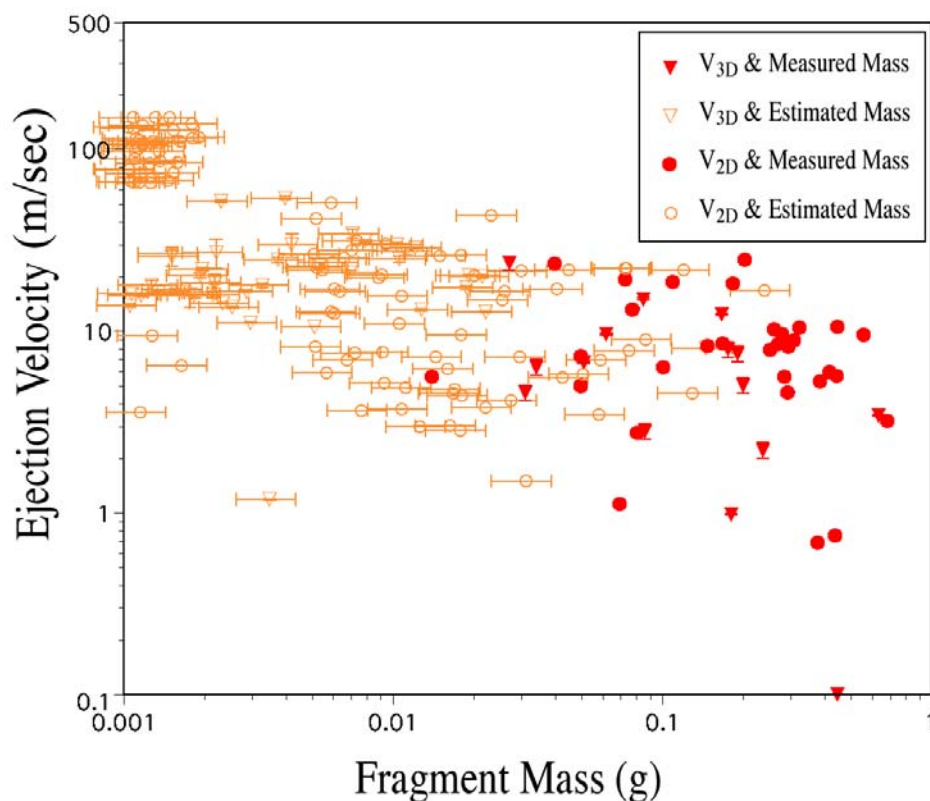


図 4-15. 早期群破片の速度-質量関係: 3 次元速度の得られたものを三角で、2 次元速度を得られたものを丸で表す。画面上の破片と回収破片の対応がつけられたものを塗りつぶして、影の面積から推定されたものを枠線で表す。

**Fig. 4-15. Mass-velocity relation of early fragments:** triangles and circles represent fragments those 3-D and 2-D velocities were measured, respectively. Open and closed symbols represent ones those masses were measured and estimated, respectively.

破片質量の推定が困難であること、またデータ自身のばらつきが大きいことから、データの処理の方法により、傾き  $k$  の値は-0.26 から-0.43 の範囲で変化するが、これらの値は、Melosh (1984)で求められた値-1/3 を中心として分布しており、矛盾するとはいえない。また、Nakamura and Fujiwara (1991)の高速度衝突破壊実験より求められた値-0.34 とも調和的である。

以上により本研究における早期放出破片群のデータは、Melosh (1984)に示された spall 破片の特徴、破片の初期位置と放出速度の間に相関があること、破片の速度と質量の間に相関があることの双方と調和的であり、この事実もまた早期放出破片群が spall 破片であることを支持する。

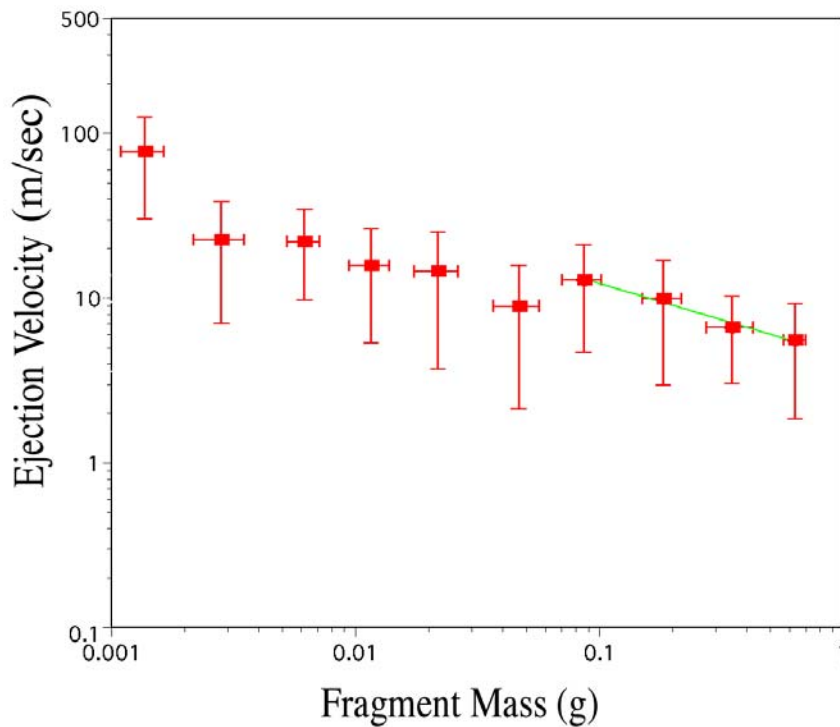


図 4-16. 破片質量ビン毎に平均した破片の質量-速度分布

Fig. 4-16. Mass-velocity relation of averaged fragments for each fragment mass bin.

#### 4-2-3-3. 後期放出破片群と Z-モデルとの比較

砂などの粒体に対する衝突クレーター形成において放出される破片と、岩石などの固まりに対するそれで放出されるものとは本質的に異なることを 4-2-3-1 で述べた。しかし、この Z-モデルは、既存のクレーター形成理論において、クレーター体積の大部分の放出を説明付ける唯一のモデルとして位置しているので、念のため、本実験により得られた後期群破片との比較検討を行った。

砂などの粒体に対する衝突クレーター形成における破片の流線や放出速度場を表すために、Z-モデルが良く用いられている。これは、1-2-3-3 に述べた様に、Maxwell(1977)により作られた垂直衝突クレーター形成における放出物の流線を示すモデルであり、1. ターゲット内部での物質流は非圧縮、2. ターゲット表面から放出された物質は互いに干渉しない、3. 地下での粒子速度の爆破中心を基点とする動径方向の成分  $U_R$  は爆破中心からの距離  $R$ 、各流管の流れの強さを表す時間の関数  $\alpha(t)$  およびべき係数  $Z$  を用いて式(4-2-8)で与えられる。という仮定のもとに成り立つ(図. 4-17 (a))。

$$U_R = \frac{\alpha(t)}{R^Z} \quad (4-2-8)$$

べき係数  $Z$  の値はクレーター形成流の形をあらわす。 $Z$  が大きくなると流線の曲率半径が小さくなり、ターゲット表面で放出される時の仰角は大きくなる。Maxwell (1977)ではターゲットと垂直方向の運動量を保存し、重力の影響を無視するという仮定の下で、爆破クレーター形成に

において最も適切な  $Z$  の値は 2.7 であるとしている。また、Maxwell (1977)は各流管が非圧縮性であり、 $\alpha(t)$ ならびに  $Z$  が定数であり、爆破中心がターゲット表面にあると仮定すると、ターゲット表面での放出速度の鉛直方向の成分  $u_V$ 、水平方向の成分  $u_H$ 、ならびにターゲット表面からの放出角  $\theta_e$ は以下のような形で表されるとした。

$$u_V = \frac{\alpha(t)}{s^Z} \quad (4-2-9)$$

$$u_H = (Z-2)u_V \quad (4-2-10)$$

$$\tan \theta_e = Z-2 \quad (4-2-11)$$

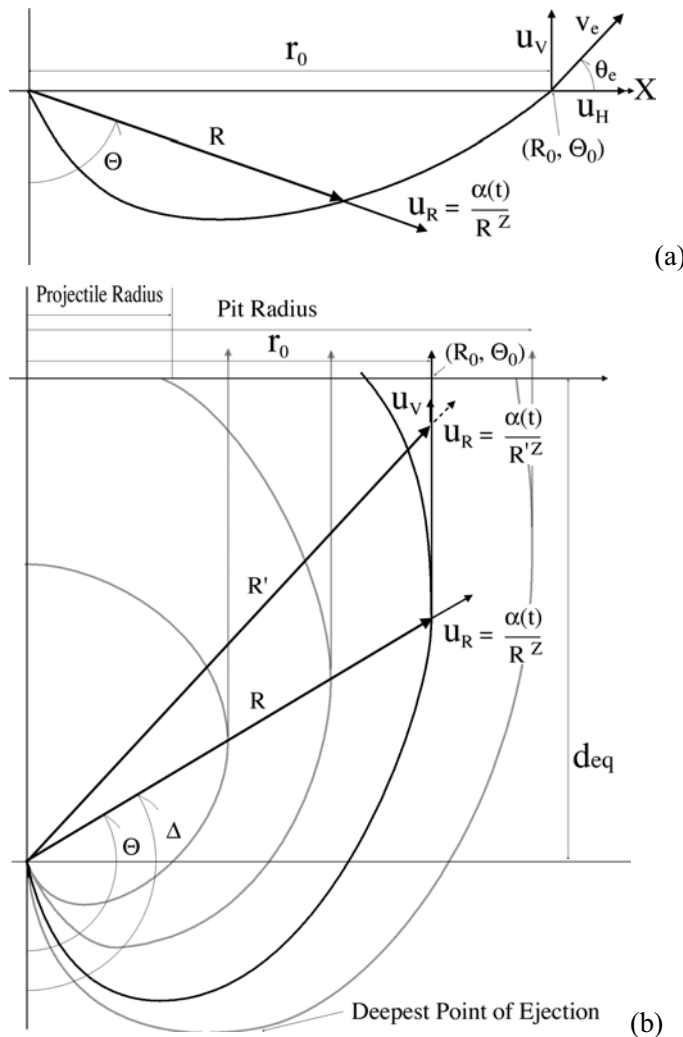


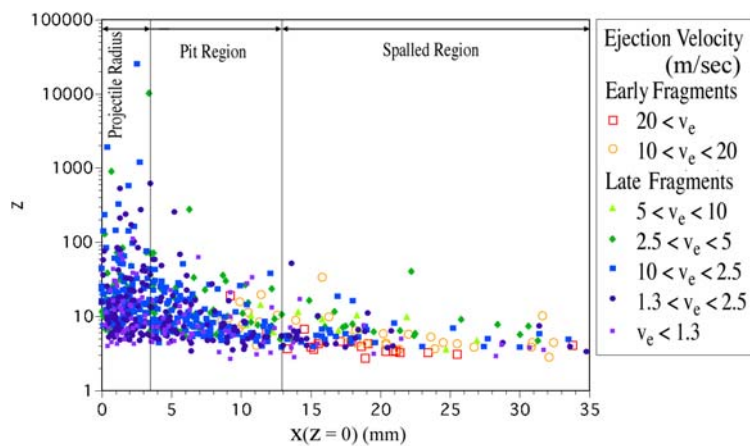
図 4-17. Z-モデルに関する模式図：(a) Maxwell (1977)に基づく爆破中心がターゲット表面にあるオリジナルの Z-モデル (b) Croft (1980)により拡張された、爆破中心を埋めた場合の Z-モデル(ただし、Croft 本人の図より爆破中心の埋め深さを大きくしてある)

**Fig. 4-17 Schematic figures of Z-model:** (a) Original type of Z-model whose explosive center was set on the surface. (b) Z-model modified by Croft (1980) whose explosive center was buried. Its buried depth was a little larger than the one in Croft (1980).

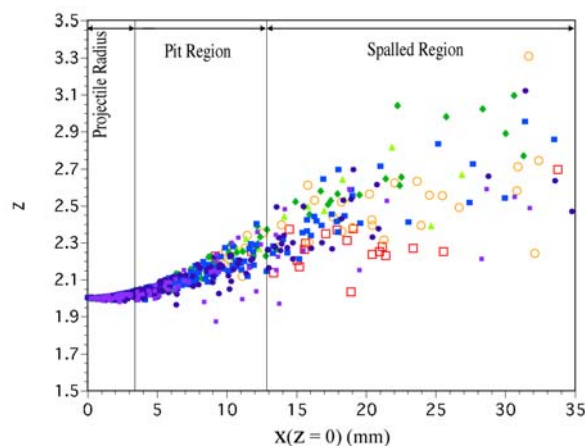


スリット付きターゲット容器を用いて破片の 3 次元速度を計測した、実験番号 0\_02 における後期放出破片群に対し、個々の破片のターゲット表面からの放出角をもとに、式(4-2-11)を用いて  $Z$  の値を計算したのが図. 4-18 (a)である。後期放出破片群の放出角度はターゲット表面と垂直な方向に近く、したがって、求められた  $Z$  の値は、砂に対する適切な値 2.7 と較べて、遥かに大きな値を示している。

爆破中心が浅く埋められていた場合に関して  $Z$ -モデルを拡張し(図. 4-17(b))、この爆破中心の深さが大きいほど、破片放出の仰角が大きくなることを示したのが Croft (1980)である。しかしながら、この Croft(1980)の行った拡張が適応できるのは、爆破中心の深さがクレーター半径の 0.03 以下の場合に対してのみである。Anderson et al. (2004)に示されているように、 $Z=3$  の条件でも、爆破中心の深さを大きくすると、 $Z$ -モデルでは、爆破中心に向かう流れを予測してしまうことになる。



(a)



(b)

図 4-18. 各破片の初期位置と放出角から求めた  $Z$  の値: 実験番号 0\_02 の破片データを用いた。(a) 爆破中心がターゲット表面にあると仮定した場合 (b) 爆破中心がターゲット表面から 12 mm の深さにあると仮定した場合

Fig. 4-18. Initial position and  $Z$  of each fragment estimated from its ejection angle: fragments' data are obtained by empirical run No. 0\_02. (a) an explosive center is set on the target's surface, (b) an explosive center is buried 12 mm from the target's surface.

爆破中心の位置が十分に浅い場合、放出角  $\theta_e$  は  $Z$  と爆破中心から放出位置を見上げる角度  $\Delta$  を用いて(4-2-12)のように書ける。また、これを逆に解くと放出角度と爆破中心の深さから  $Z$  の値を求めることが出来る(4-2-13)。

$$\tan \theta_e = \frac{\frac{\tan \Delta}{\cos \Delta} - \tan^2 \Delta + (Z - 2)}{\frac{1}{\cos \Delta} - \tan \Delta (Z - 1)} \quad (4-2-12)$$

$$Z = \frac{\tan \theta_e (1 + \cos \Delta \tan \Delta) - \tan \Delta + \cos \Delta \tan^2 \Delta + 2 \cos \Delta}{\cos \Delta (\tan \theta_e \tan \Delta + 1)} \quad (4-2-13)$$

爆発中心が深さ 12 mm にあると仮定した時の、個々の破片の放出角から予測される  $Z$  の値を、式(4-2-13)を用いて求めたものを図. 4-18 (b)に示す。 $Z$  の値自身は Maxwell (1977)が砂に対する値として示した 2.7 に近い値を取る一方、748 個中 137 個の破片に対して、 $Z$  の定義域から外れた 2 以下の値が算出される。

爆破中心の深さと  $Z$  の値を変化させた時の流線、クレーターの輪郭、ならびに破片の放出速度ベクトルを図. 4-19 に示す。爆破中心が 12 mm のとき、 $Z=2.2$  とすると実際の放出速度ベクトルと、予測される流線の向きが調和的になるが、 $Z$ -モデルが予測する、クレーター中心部からの放出速度がクレーター周辺部からのそれよりも桁で小さくなる現象は、実際の放出では見られなかった。さらに、流線による掘削深さも、実際のクレーターの輪郭の上半分に過ぎない。 $Z$  を大きくしたり、爆破中心の深さを大きくしたりすればより深い掘削が得られるが、Anderson et al. (2004)に示されているように、このような極端な条件においては、 $Z$ -モデルから爆破中心に向かう流れが予測されることになり、 $Z$ -モデルの適応範囲外であることを示している。

この様に、本研究で求められた後期放出破片群を  $Z$ -モデルを用いて説明付けるのには無理がある。これは、 $Z$ -モデルが、そもそも非圧縮性流体近似が成り立つ場合のモデルであるのに対し、本実験で用いた石膏ターゲットは圧密の効果を強く受ける固体であることに起因すると思われる。また、砂に対する衝突クレーター形成においては、クレーター直径に対する飛翔体直径の割合は 3 %であり、衝突点近傍に形成された高圧領域を点源と仮定することが可能であるが、本研究で形成された pit の直径に対する飛翔体直径の割合は 26 %であり、衝突により形成された高圧領域を、もはや点源として仮定できないことにも関連すると思われる。

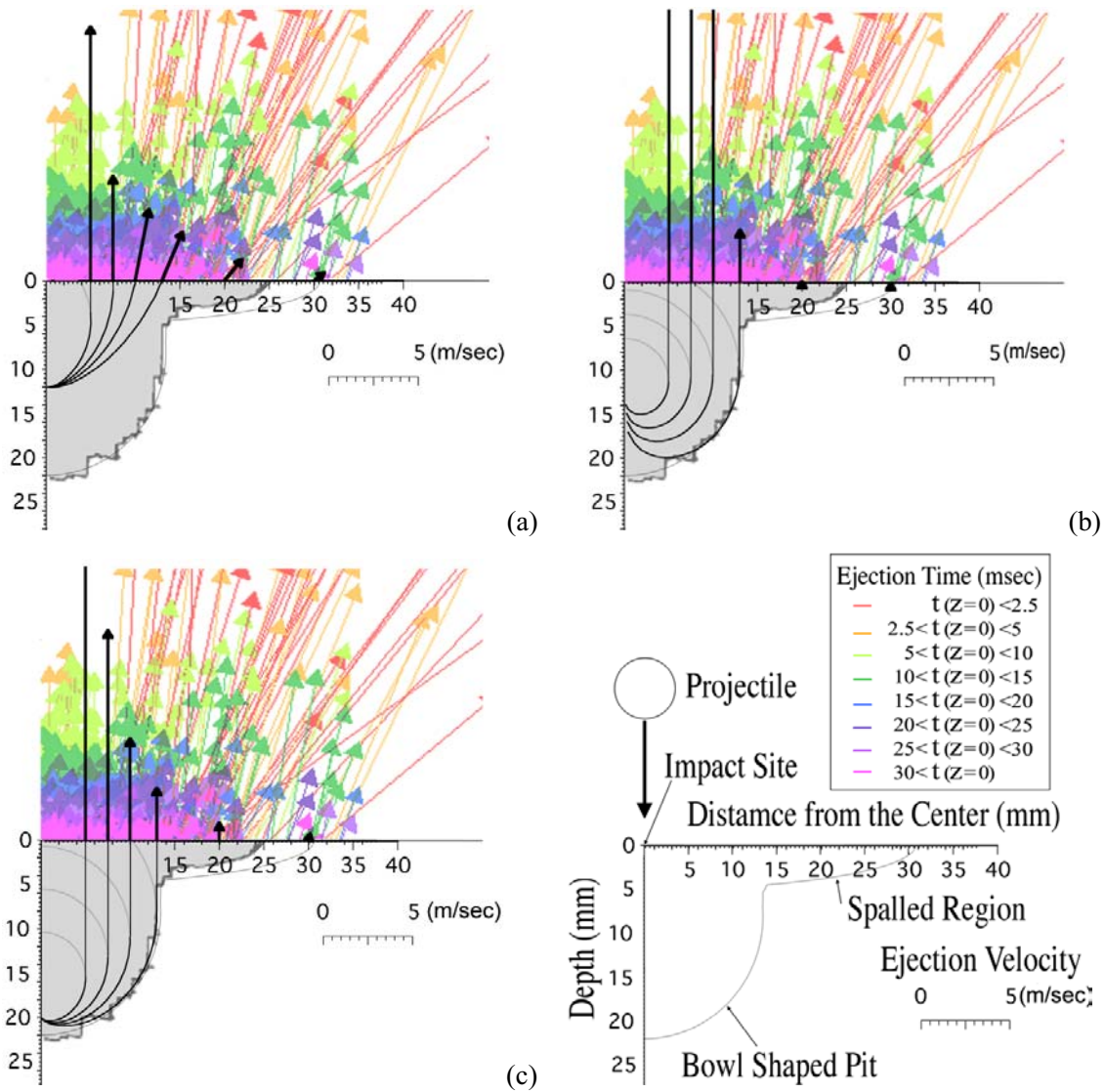


図 4-19. Z-モデルから求められる流線、放出速度と、実験から得られたクレーターの輪郭、放出速度ベクトルの比較: クレーターの輪郭、ならびに放出速度ベクトルは実験番号 0\_02 のもの。縦軸にターゲット表面からの深さを、横軸にクレーター中心からの距離を取る。(a)  $D_{eq} = 12$ ,  $Z = 2.2$ , (b)  $D_{eq} = 12$ ,  $Z = 8$ , (c)  $D_{eq} = 20$ ,  $Z = 2.5$ .

**Fig. 4-19. Streamlines and ejection velocities estimated from Z-model and the outline of the crater and fragments' velocity vectors obtained by the experiment run No. 0\_02:** vertical and horizontal axes represent depth from the target's surface and distance from the center of the pit, respectively. (a)  $D_{eq} = 12$ ,  $Z = 2.2$ , (b)  $D_{eq} = 12$ ,  $Z = 8$ , (c)  $D_{eq} = 20$ ,  $Z = 2.5$ .

### 4-3. 後期放出破片群の特徴と放出機構のモデル化

本節では、本実験で定義された後期放出破片群の特徴を詳述し(4-3-1)、衝突により発生した圧縮波に対するターゲットの弾性的応答を用いた後期群破片の放出モデルを提案し(4-3-2)、このモデルに基づいて後期群の放出時刻が衝突から 5 msec から 50 msec にわたる理由について考察する(4-3-3)。

#### 4-3-1. 後期放出破片群の特徴

本研究において定義された後期放出破片群は、クレーター中心にある深い pit 領域から、剪断破壊を受けた破片が、衝突から 5 msec 以降に、ターゲットとほぼ垂直な方向に、12 m/sec 以下の速度で放出されるものであり、そのほとんどが直径 2 mm 以下である(3-4-2-2、4-2-1)。まず、一回の垂直衝突において放出される破片を再構成したデータセットにおける破片の初期位置と放出速度の関係を、早期放出破片群のものとともに図. 4-20 に示す。後期群に属する破片は、

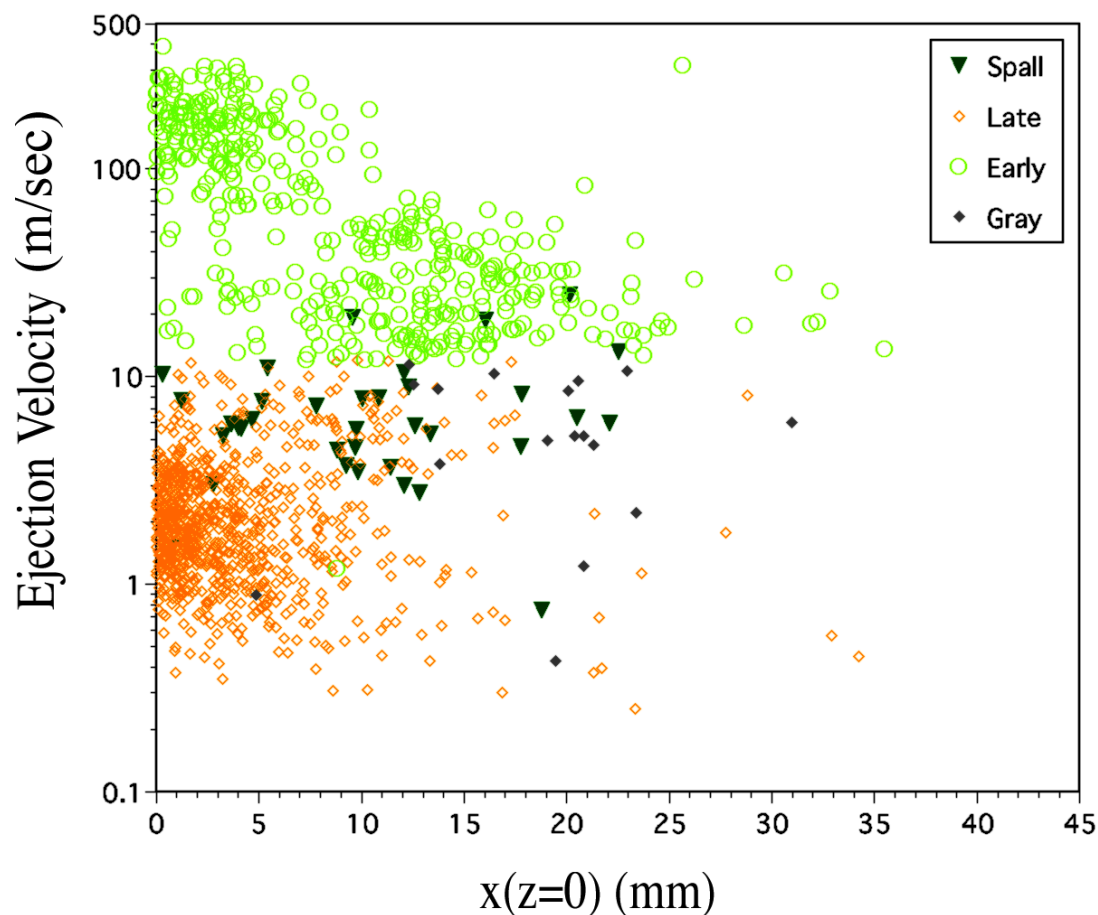


図 4-20. 破片の初期位置と放出速度: spall は動画上の破片の形から spall 破片と確認されたもの。2 次元射影速度の計測が多い。Early は超高速カメラ HPV-1 で計測されたものを含む。

**Fig. 4-20. Initial positions and ejection velocities of fragments:** spall fragments means those were recognized as spalled ones from the shape of its silhouettes. This group includes fragments measured in two dimensionally. Early fragments contain those measured with hyper-velocity camera, HPV-1.

クレーターの中心部にある pit(半径 13 mm)から、比較的低速で放出されているのが認められる。破片放出位置と放出速度との間にばらつきは大きいものの関連性が示唆される早期放出破片群に対して、後期放出破片群の初期位置は衝突点を中心とする  $1\sigma$  が 5.8 mm の領域に集中しており、その速度も 1 から 5 m/sec の狭い領域に集中している。2 次元射影速度のみを計測した大きくて遅い spall 破片の中には、見かけ上これと同じ軌道を取るものが存在する。Gray と称されているものは、早期放出破片群の定義にも後期放出破片群の定義にも当てはまらなかった破片であり、他の破片と衝突した危険性があるもの、この図では少ないが、速度計測を 2 次元で行ったものにおいては手前から、あるいは手前に向かって放出されたものが含まれている。

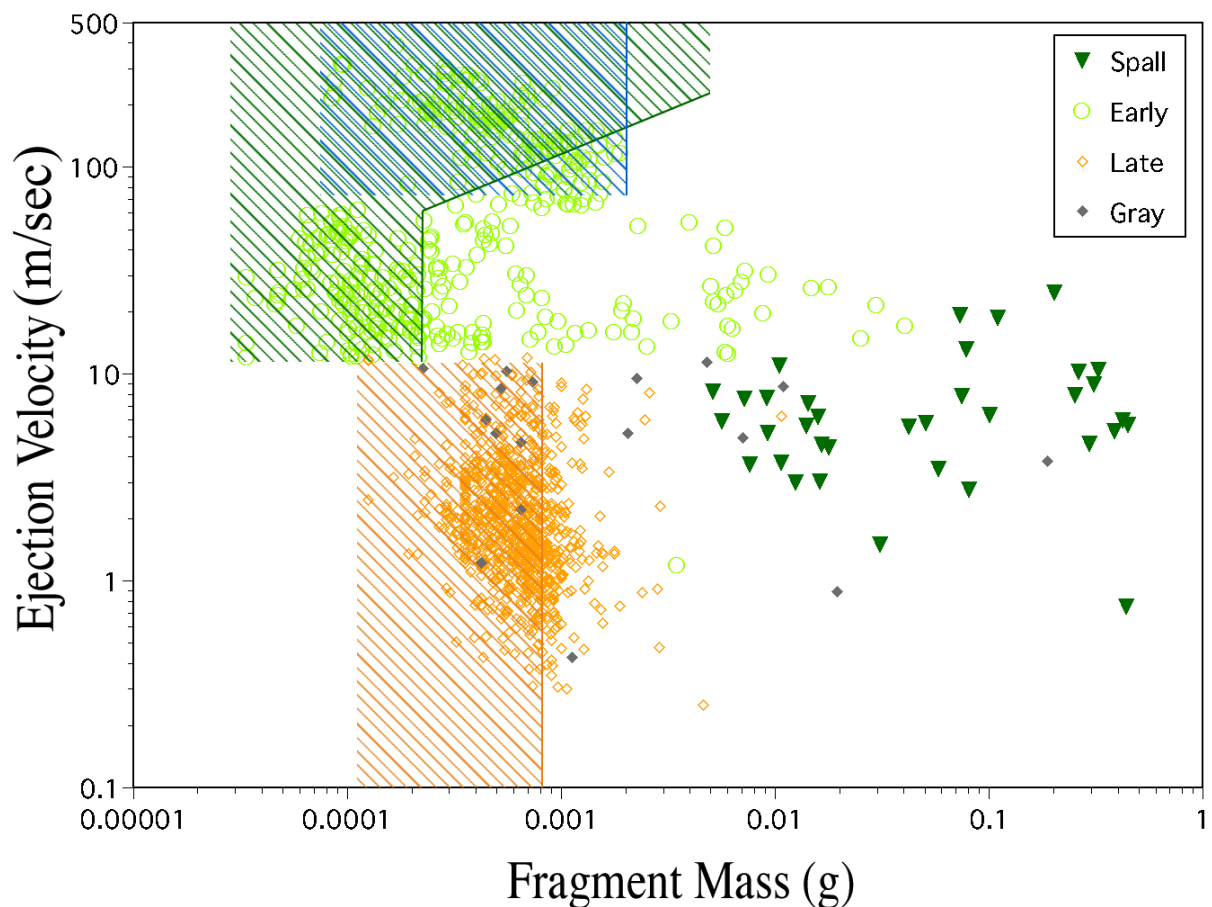


図 4-21. 再構成された一回の垂直衝突により放出される破片の質量—速度分布: この再構成のもととなった実験における検出限界は、2pixel よりやや低めである。青色の斜線は超高速カメラ HPV-1 において、破片の検出漏れが発生する領域、緑、朱の斜線は高速カメラ E-2 における検出漏れが発生する領域である。早期群では破片の影の面積から計算した破片質量に 0.35 を乗じ、後期群では破片の影の面積から計算した破片体積に密度  $1.3 \text{ g/cm}^3$  を乗じたものであるので、両群に属する破片の検出限界には差が生じる。

**Fig. 4-21. Mass-velocity relation of fragments listed in reconstructed data set simulating all fragment ejected in one vertical impact:** fragments smaller than 2 pixel shows a decrease in mass-cumulative number distribution which represents detestability of fragments fall here. Blue, green, and red hatching means detect ional limit of the hyper-velocity video camera(HPV-1), the high-speed video camera(E-2) for early and late fragments respectively. The mass of early and late fragments obtained by multiplying 0.35 and  $1300/920$ , respectively.



続いて、破片質量と破片速度の関係について考える(図. 4-21)。ここでも、早期放出破片群では破片質量と放出速度の間に関連が見られるが、後期放出破片群は遅くて細かい領域に集中しており、本実験において検出可能な領域においては破片の速度と質量の間に関係は見られない。後期群破片は、画面上で 4 pixel よりも小さいものがほとんどであり、このようなサイズ領域では破片質量の推定精度が低くなる(3-4-1-3、Table IX)。破片の検出効率が低下し始めるのが、破片の影の面積の平均値が 2 pixel より小さい破片サイズ領域であるとする、図. 4-21 における斜線部分は破片の検出効率が落ち、また破片質量の推定が非常に困難になっている領域を示している。ただし、これらの細かい破片も、そのほとんどが5 駒以上で追跡されており、破片速度を求めるためには十分な情報が得られている。

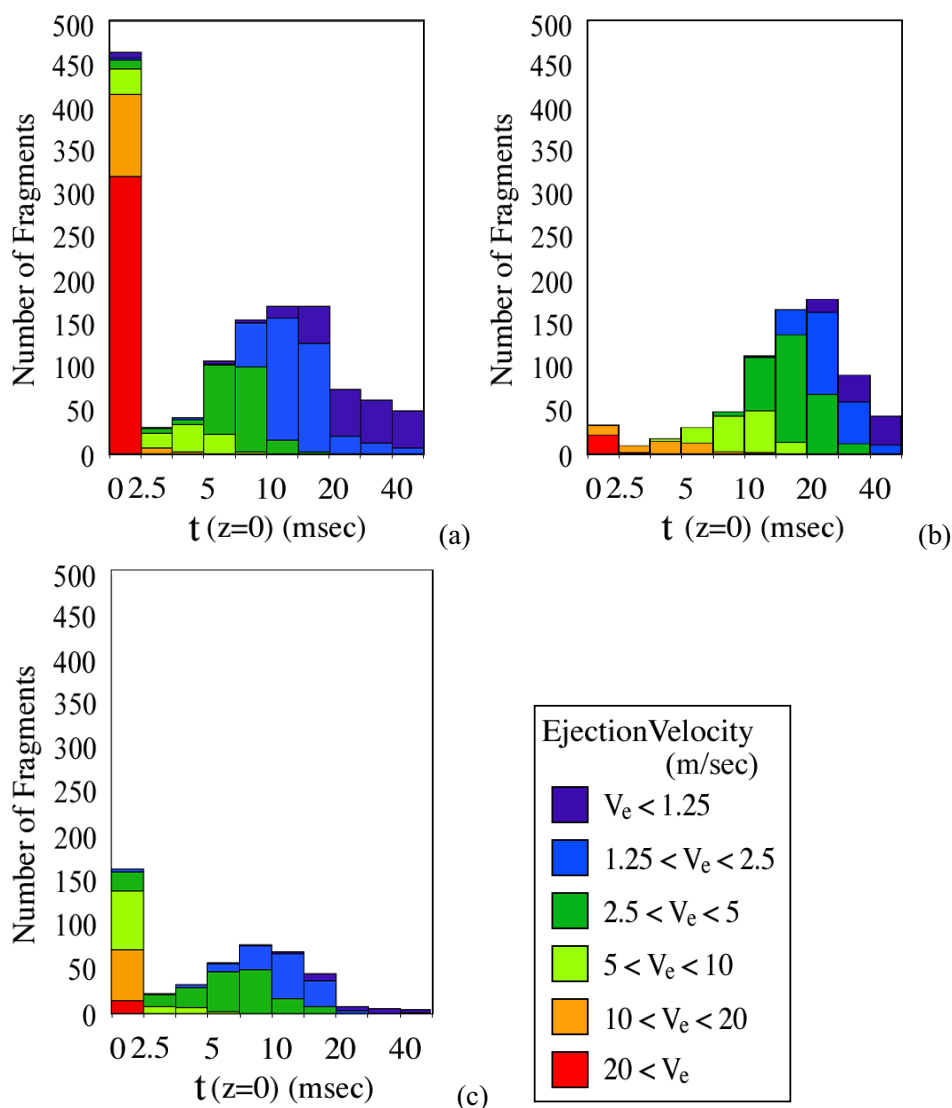


図 4-22. 放出速度別破片数: 破片速度毎に分割した。(a) 垂直衝突一回分の再構成データセット (b) 実験番号 0\_02 (c) 実験番号 0\_21

Fig. 4-22. Histogram of ejection time bin: (a) reconstructed data set made by one vertical impact. (b) 0\_02, (c) 0\_21

また、後期放出破片群はその面積重心がターゲット表面から離れる時刻が遅いことによって特徴付けられる。図 4-22 に、破片放出時刻ビン毎に放出された破片数ならびに破片速度の構成を示した。垂直衝突の再構成には、新しい高速度カメラならびに、超高速度カメラを用いて測定された高速度破片が含まれるため、検出された早期群破片の数が他の実験と較べて極端に多くなっている。全ての垂直衝突実験において、放出速度が 10 m/sec 以下の破片は、そのいずれもが 5 msec から 40 msec の比較的遅い時刻に放出されており、この値はターゲットの厚さ 18 cm の 2 倍を石膏の音速 2200 m/sec で除した値 0.16 msec の 30 倍から 300 倍に相当する。また、比較的早い時刻に放出される破片は、その速度も比較的速いのにに対し、比較的遅い時刻に放出される破片は、その速度も比較的遅くなっている。垂直衝突の再構成と実験番号 0\_02 の放出時刻の違いに付いては、実験番号 0\_02 においては、Slit 付きターゲット容器の中における石膏ターゲットの位置がずれていたことが示唆されている(Appendix D)。

破片速度ビン毎に後期放出破片の数を求めると、図. 4-23 の様に破片速度が 2 m/sec から 4 m/sec の位置にピークを持つ。この破片速度の範囲においては、破片の軌跡の曲線近似における破片位置のばらつきより求めた破片速度の誤差を平均すると、破片速度の 4 %未満である。スリットを用いた実験において、遅い破片の放出がスリットにより妨害され始めるのは、その破片の初期位置をクレーターの底とすると、0.9 m/sec よりも遅い場合であるので、破片速度が 2 m/sec から 1 m/sec の領域における破片数の減少は実験条件に起因するものではないと考えられる。また、破片速度の大きい領域における検出力の減少が始まる速度は、この中で最も条件の悪いもので 20 m/sec であり、後期放出破片群の速度のしきい値は 12 m/sec であるので、これらの影響を受けている可能性も低いと考えられる。小さな飛翔体を用いた実験 0\_21 における放出速度分布全体が、直径 7 mm ナイロン球を用いた実験に対して、やや速度の速い領域に存在する傾向があるが、全体としてばらつきも大きいため、また実験番号 0\_21 は、回収後のターゲットが二つに割れていた、クレーター形成と破壊の境界にある例であることから、はっきりとした結論を得るためには、実験データの充実が望まれる。

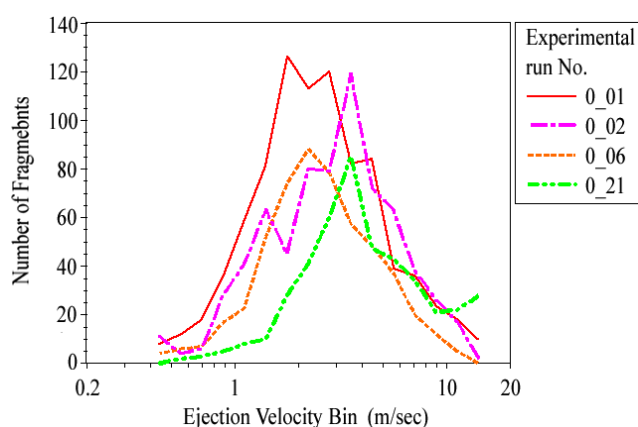


図 4-23. 後期放出破片群の放出速度と破片数: 0\_01、0\_02、0\_06 は直径 7 mm ナイロン球の飛翔体による衝突、0\_21 は小さな飛翔体による衝突である。

**Fig. 4-23. Ejection velocity and number of late fragments:** in empirical run No. 0\_01, 0\_02, and 0\_06, nylon spheres, 7 mm in diameter, were employed as projectiles. In the empirical run No. 0\_21, a polycarbonate sabot shot the target.

#### 4-3-2. ターゲットの弾性的応答モデル

剪断破壊された領域からターゲットの表面と垂直方向への低速度での後期群の放出を、Z-モデル等の既存のモデルにより説明することは困難である(4-2-3-3)。また、4-2-3-1 でも述べた様に、広義の後期放出破片群が観測されるのは、岩石や石膏などの引っ張り強度を持つターゲットに対する衝突クレーター形成においてのみである。引っ張り強度を持たない粒体ターゲット(砂、ガラスビーズなど)に対する衝突クレーター形成や、クレーターの底に相当する部分が複数の破片に分離してしまう破壊実験においては、広義の後期群の放出を確認することは出来なかった。したがって、後期放出破片群の放出に際しては、クレーターの周囲に存在する、衝突後もなお引っ張り強度を有するターゲット物質の存在が重要な役割を果たしていることが強く示唆される。そこで本節では、Onose and Fujiwara (2006a)で示した様に、ターゲットの引っ張り強度を有する部分が、衝突により発生した圧縮波に対し弾性的に応答することにより後期群が放出されたと仮定したモデルを構築し、これを検証する。衝突クレーター形成時に、これが弾性的反跳をした可能性については、Dence (2004)によるカナダの直径 52 km の Charelevoix クレーターの観測においても示唆されている。また、Kadono et al. (2005)においても、低速度衝突破壊において弾性的放出が見られることが報告されている。

##### 4-3-2-1. モデルの概要

衝突クレーター形成実験後のターゲットの断面には、クレーターの周囲をターゲットの圧密された領域や剪断破壊された領域が同心円状に取り囲んでいる様子が観察される。その剪断破壊された領域の外側に広がる遠方領域(3-1-2)には、数本の **radial-crack** が確認されるのみであり、実際に **crack** の走っている局所的な領域以外においては、引っ張り応力に対しても弾性的に応答することが可能である。石膏に対する衝突クレーター形成において、後期放出破片群が放出される過程を段階的に描いた模式図と、ターゲットの断面図(図. 3-5 の再掲)を図. 4-24 に示す。

このモデルにおいては、ターゲットを剪断破壊された領域と、その外側を取り囲む引っ張り応力に対して弾性的に振舞うことの可能な遠方領域とに分割する。この剪断破壊された領域と遠方領域との境界を、今後 SF-面(the outer boundary of the shear-fractured region)と呼ぶ。具体的には、この面は図. 4-24 (a) (図. 3-5 の再掲)のターゲット断面上に示される白い円を断面とする球殻の一部である。模式図(b)から(d)においては、桃色の太線で描かれた半円が SF-面を示す。衝突により形成された衝撃波は、石膏ターゲット中を減衰しながら伝播し、SF-面に至った時点でターゲットの一軸圧縮破壊強度まで減衰したと考えられる。まず、この圧縮波が SF-面に入射すると、ターゲットの遠方領域は半径方向外向きに縮みひずみを与えられるとともに、これと直交する周方向には伸びひずみを与えられる(図. 4-24 (b))。圧縮波の継続とともに、これらのひずみは SF-面に外接する遠方領域に蓄積される。やがて希薄波が SF-面に至り、これに加わっていた圧縮応力を取り去られると、SF-面に外接する遠方領域に蓄積されたひずみが弾性的に回復する(図. 4-24 (c))。ひずみの回復にしたがって、SF-面全体に半径方向内向きの速度が発生し、この動きが剪断破壊された石膏粉中を伝わり、その出口側の表面に達したときに、ここから剪断破



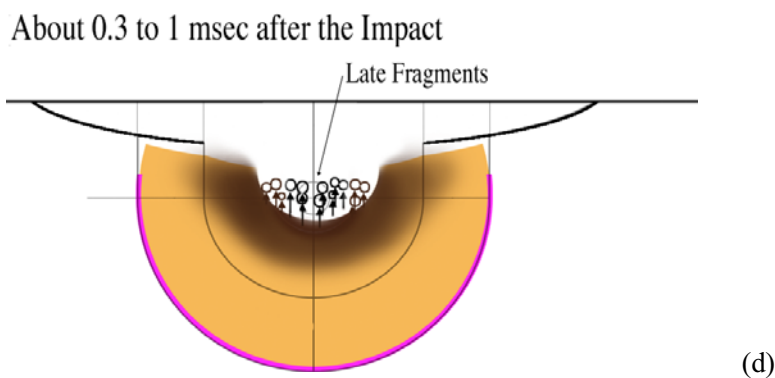
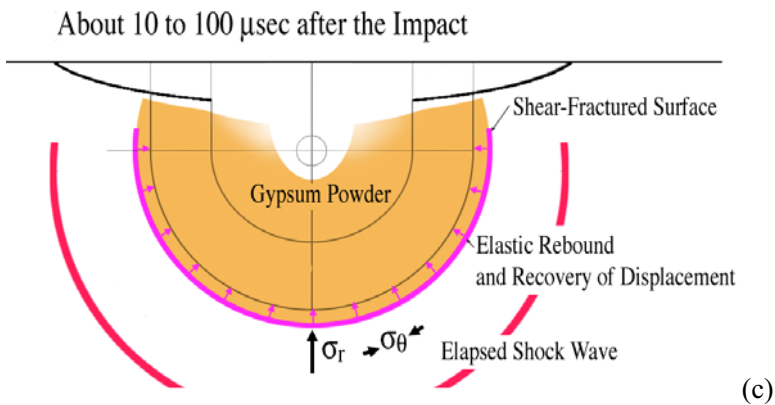
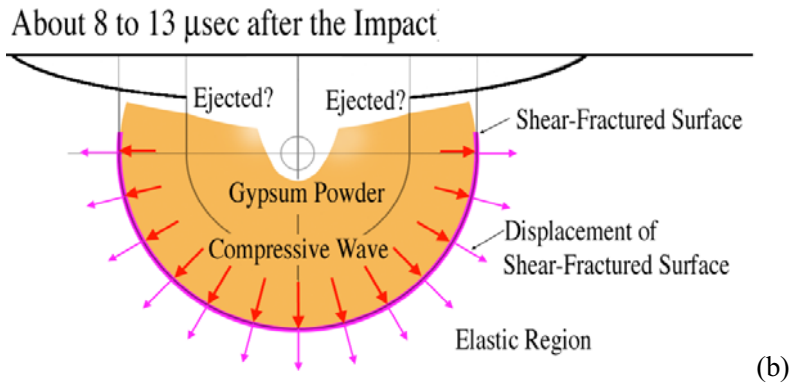
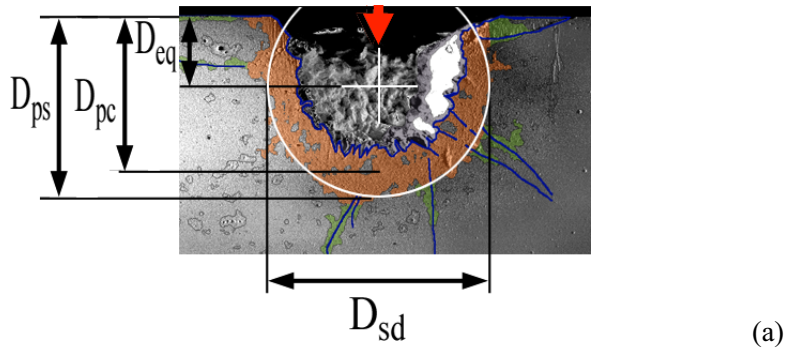


図 4-24. 後期群の放出メカニズムの模式図: (a) ターゲット断面に見られる特徴と変数の定義(図. 3-5 の再掲) (b) SF-面への圧縮波の入射 (c) 圧縮波からの開放と SF-面付近に蓄えられたひずみの回復 (d) SF-面の動きの石膏粉表面への到達と後期群の放出

Fig. 4-24. Schematic figure of an ejection mechanism of late fragments: (a) cross section of the crater and definitions of variables. (b) input of the compressive wave on SF-surface (shear-fractured surface), (c) release from the compaction wave and elastic rebound of the SF-surface, (d) ejection of late fragments

壊された石膏粉が後期放出破片として表面に近いものから順に放出される(図. 4-24 (d))と仮定する。実際の石膏ターゲットにおける SF-面の形状はターゲット表面に垂直な軸に関して対称であるので、SF-面において発生した内向きの速度のうちターゲット表面と垂直な成分以外は互いに打ち消し合うことになる。したがって、後期放出破片群として観測される破片の放出はターゲット表面に対してほぼ垂直なものに限られることになる。

本稿においては、まず 4-3-1-2 で SF-面に入射する圧縮波を見積もり、これを矩形波で仮定する。続いて 4-3-1-3 においては、SF-面の外にあるターゲットの引っ張り強度を保持した部分を、球形の空洞を持つ無限弾性体で近似し、これを Green 関数を用いて記述する。最後に、4-3-1-2 で仮定した圧縮波を、4-3-1-3 で記述した Green 関数に代入することにより、SF-面の跳ね返りの速度ならびにその継続時間を算出し、これを本研究によって得られた実験結果と比較する(4-3-1-4)。

#### 4-3-2-2. 圧縮波のモデル化

多孔質物質への衝突により発生する実際の圧縮波の形は、空隙の破壊と圧密に有限な時間がかかるために、その立ち上がりは鈍くなるとされている。また、希薄波に伴う圧力の減少も緩やかであると考えられている。たとえば Bonnan et al. (1998)は、多孔質アルミニウムに対する 201 m/sec から 350 m/sec での衝突実験を行い、厚さ 5 mm の試料の前面と背面での圧力ならびに衝突後の試料背面の速度を計測した。この実験により、空隙率が 9 %、17 %であるとき、試料背面での衝撃波の立ち上がりにかかる時間は、それぞれ  $500 \pm 40$  nsec、 $380 \pm 20$  nsec であることを示した。また、Xu and Thadhani (2004)は、空隙率が 50%の Ni-Ti の混合粉末に対する、500 m/sec から 1000 m/sec での衝突実験を行い、試料の前面と背面とでの圧力を計測した。衝突速度が 1000 m/sec のとき、厚さ 3 mm の試料を通過した後の衝撃波の立ち上がり時間は 40.5 nsec であり、これは衝突面での立ち上がり時間の約 6 倍になっている。

このように、多孔質金属粉末や火薬に対する衝突に関しては、衝撃波の立ち上がりに必要な時間の計測における様々な報告がある。しかしながら、既存の研究において衝撃波の立ち上がり時間が計測された物質、空隙率、衝突速度、ならびに試料の厚さ等の実験条件は、本研究で必要とされる、速度 4.2 km/sec での衝突において形成された衝撃波が、空隙率 60%の石膏内部を距離 22 mm 伝達する場合とは大きく異なっており、本研究で求めている圧縮波を予測するために、直接これらを用いることは困難である。しかしながら、本研究で使用した石膏においても、衝撃波が多孔質物質内を伝播することにより、比較的長い立ち上がり時間を持つと考えることは既存の研究と矛盾しない。

このように、SF-面に入射する圧縮波の形状は 0.5 から数 $\mu$ sec 以上の立ち上がり時間を伴うことが予想されるが、本モデルにおいてはこれを矩形波で近似した。これは、本研究で必要とする圧縮波の形状を正確に予測することが困難な上、矩形波以外の形状を仮定することにより、モデルが煩雑になるのを避けるためである。

圧縮波の圧力  $P_1$  は、ターゲットの一軸圧縮破壊強度に等しいと仮定した。4-1-4 でも示した様

に、物質の破壊強度にはひずみ速度依存性があることが知られているが、ここでは測定値の 12 MPa を用いた。また、破片放出速度ならびにその継続時間に与える、圧縮波の圧力の影響を評価するため、これが 1 桁大きいあるいは小さい場合の計算を行った。

継続時間  $t_1$  に関しては、これを具体的に評価することは非常に困難であるが、少なくとも飛翔対直径を衝撃波が往復するのに必要な時間と較べて大きい値であろうと考えられる。本実験において用いた飛翔体の密度は  $1146 \text{ kg/m}^3$ 、衝撃波を表す定数  $C_p$ 、 $s_p$  の値はおのこの 3945, 1.171 である(LASA Shock Hugoniot Data より)。衝突において飛翔体内部に発生した圧力は式(4-1-28)と表すことができる。

$$P_{Hp} = \rho_{0p} (C_p + s_p u_{pp}) u_{pp} \quad (4-1-28)$$

ここで 4-1-3 より、ナイロンの石膏に対する  $4.2 \text{ km/sec}$  の衝突により発生した圧力は  $14.4 \text{ GPa}$  程度であるので、飛翔体内部の粒子速度  $u_{pp}$ 、ならびに衝撃波の速度  $U_p$  は、おのこの  $2200 \text{ m/sec}$ 、 $6500 \text{ m/sec}$  と見積もられる。したがって、衝突により発生した衝撃波が飛翔体の直径は  $7.1 \text{ mm}$  を往復するのに必要な時間は  $1.1 \mu \text{ sec}$  程度である。そこで、SF-面に圧縮波が作用する時間  $t_1$  は  $1 \mu \text{ sec}$  ならびに、これが多孔質石膏内部を伝播することにより引き伸ばされた値を模するため  $3 \mu \text{ sec}$ 、 $10 \mu \text{ sec}$  を用いて計算を行った。これらの値を、計算に用いたほかの変数とともに Table XVI に示す。

**Table XVI Elastic response of the target to compressive wave**

Material	Material properties						Size	Compressive wave		Out put	
	Density	Sound velocity	Young's modulus	Poisson's ratio	Lame's parameter		SF-radius	Pressure	Duration	Velocity	Duration
	$\rho_{0t}$ kg/m <sup>3</sup>	$c_{Lt}$ m/sec	E Pa	$\sigma_t$	$\lambda$ Pa	$\mu$ Pa	a m	P <sub>1</sub> Pa	t <sub>1</sub> sec	v <sub>re_max</sub> m/sec	t <sub>0.1vremax</sub> sec
Gypsum											
Basic	920	2200	4.0E+09	0.2	1.2E+09	1.9E+09	0.02	1.2E+07	3.0E-06	1.5	2.0E-05
Young's Modulus	x0.920	696	4.0E+08	0.2	1.2E+08	1.9E+08	0.02	1.2E+07	3.0E-06	1.7	6.5E-05
	x10.920	6957	4.0E+10	0.2	1.2E+10	1.9E+10	0.02	1.2E+07	3.0E-06	1.1	6.2E-06
SF-radius	/2.920	2200	4.0E+09	0.2	1.2E+09	1.9E+09	0.01	1.2E+07	3.0E-06	2.5	1.0E-05
	x1.5.920	2200	4.0E+09	0.2	1.2E+09	1.9E+09	0.03	3.0E+06	3.0E-06	0.26	3.0E-05
Pressure	x0.1.920	2200	4.0E+09	0.2	1.2E+09	1.9E+09	0.02	1.2E+06	3.0E-06	0.15	2.0E-05
	x10.920	2200	4.0E+09	0.2	1.2E+09	1.9E+09	0.02	1.2E+08	3.0E-06	15	2.0E-05
Duration	/3.920	2200	4.0E+09	0.2	1.2E+09	1.9E+09	0.02	1.2E+07	1.0E-06	0.55	1.8E-05
	x3.920	2200	4.0E+09	0.2	1.2E+09	1.9E+09	0.02	1.2E+07	1.0E-05	3.2	1.7E-05
Basalt											
Basic	2650	5418	7.0E+10	0.2	2.2E+10	3.2E+10	0.02	1.6E+08	3.0E-06	5.5	8.0E-06
radius	/2.2650	5418	7.0E+10	0.2	2.2E+10	3.2E+10	0.01	1.6E+08	3.0E-06	7.7	3.4E-06

#### 4-3-2-3. Green 関数を用いた空間のモデル化

本節では、野村(1962)、犬井(1957)をもとに、Green 関数を用いた弾性体ターゲットのモデル化を行う。Green 関数  $G(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau)$  は、ある時刻  $\tau$  において一点  $\mathbf{p}$  に加わった力により引き起こされる、時刻  $t$  での点  $\mathbf{r}$  における変形を数学的に定式化したものである。

外力  $f(\mathbf{r}, t)$  の作用する系の振動の方程式は、位置  $\mathbf{r}$ 、時刻  $t$  での変位  $w(\mathbf{r}, t)$  を用いて、式(4-3-1)の様に表される。

$$\frac{\partial^2 w(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = C_t^2 \nabla^2 w(\mathbf{r}, t) + f(\mathbf{r}, t) \quad (4-3-1)$$

ここで、 $C_t$  は音速であり、ターゲットのヤング率  $E_t$  と密度  $\rho_{0t}$  を用いて式(4-3-2)で表される。

$$C_t = \sqrt{\frac{E_t}{\rho_{0t}}} \quad (4-3-2)$$

いま、境界面  $S$  上の条件が式(4-3-3)で表され、 $t = 0$  のとき式(4-3-4)が成り立ち、無限遠において  $w$  は発散波の表示を取るものとする。ここで、 $\Phi(\mathbf{r}, t)$ 、 $h_1$ 、 $h_2$  ( $h_1, h_2 > 0$ ) は、境界条件を表す変数である。また、 $h_1$  が 0 であるときは自由端であることを、 $h_2$  が 0 であるときは固定端であることを意味する。 $\nu$  は境界面  $S$  に垂直であり外側を向く単位方向ベクトルである。

$$h_1 w(\mathbf{r}, t) + h_2 \frac{\partial w(\mathbf{r}, t)}{\partial \nu} = \Phi(\mathbf{r}, t) \quad (4-3-3)$$

$$w(\mathbf{r}, t) = f(\mathbf{r}), \quad \frac{\partial w(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = F(\mathbf{r}) \quad (4-3-4)$$

一般に、境界面のある場合の Green 関数  $G(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau)$  は、自由空間における Green 関数である主要解  $G_0$  と、境界条件を示す斉次境界条件  $G_1$  の和で表される。自由空間、すなわち境界面のない無限に広い領域における Green 関数  $G_0$  は、 $\delta$  関数を用いた式(4-3-6)の主要解である。

$$\frac{\partial^2 G_0(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau)}{\partial t^2} - C_t^2 \nabla^2 G_0(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{p}) \delta(\tau - t) \quad (4-3-6)$$

また、斉次境界条件  $G_1$  は、式(4-3-7)を満たし、かつ  $G = G_0 + G_1$  が  $t = \tau$  における条件式(4-3-8)、および境界  $S$  上の条件式(4-3-9)を満たすような解である。

$$\frac{\partial^2 G_1(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau)}{\partial t^2} - C_t^2 \nabla^2 G_1(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau) = 0 \quad (4-3-7)$$

$$G(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau) = 0, \quad \frac{\partial G(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau)}{\partial t} = 0 \quad (4-3-8)$$

$$h_1 G(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau) + h_2 \frac{\partial G(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau)}{\partial \nu} = 0 \quad (4-3-9)$$

任意の時刻  $t$  ( $t > \tau$ )、位置  $\mathbf{r}$  における ( $\mathbf{r}$  は定義域内の点) 変位  $w(\mathbf{r}, t)$  は、以上の条件を満たす Green 関数  $G(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau)$ 、ならびに外力  $f(\mathbf{r}, t)$  を用いて、式(4-3-10)で表すことができる。

$$w(\mathbf{r}, t) = \iint G(\mathbf{r}, t; \mathbf{p}, \tau) f(\mathbf{p}, \tau) d\mathbf{p} d\tau \quad (4-3-10)$$

次に、本研究における弾性体ターゲットの形状とその端の境界条件を記述する。本モデルにおいては、SF-面の外側を取り囲み、弾性体としてのふるまいをすることが可能であるターゲットの遠方領域を、中心部に球孔を持つ無限体で近似する。この球孔の中心は、ターゲット断面から求められた爆破中心に、その半径は SF-面の半径 20 mm に、それぞれ一致するものとする。

実際の石膏ターゲットは半無限体であり、精密な議論を行うためにはターゲットの衝突実験を行った面が自由端であることを考慮する必要がある。しかしながら、本石膏クレーターの場合は、SF-面の半径約 20 mm に対して、12.5 mm と比較的深い位置に爆破中心が存在することから、また、単純化のため、ここではターゲットの表面の影響を無視する。閉殻の剛性は、開殻のそれと較べて大きいことが報告されているので(鈴木 et al., 2003)、SF-面を閉曲面としてモデル化することにより、ターゲットの剛性を過大評価している可能性がある。また、実際のターゲットにおいては、SF-面の内側には剪断破壊された石膏が存在するが、本モデルにおいては球孔の内側を自由端であると仮定した。なぜなら、剪断破壊を受け、粉流体となったこれらの剪断破壊を受けた領域の挙動を記述することは、非常に困難だからである。

ターゲット形状に関しては、SF-面の半径のみを変数とし、SF-面の跳ね返り速度とその継続時間のこれに対する依存性を評価した。Table XVI に記すとおり、実際に 4.2 km/sec の垂直衝突によりクレーター形成されたターゲットの断面に見られる剪断破壊された領域の外周を円で近似した時の半径 20 mm を基本とし、これが 1/2 倍であったときの場合を計算した。また、SF-面の外側に存在する radial-crack の影響を考え、より外側の面の弾性的反応を考えるために、半径が 30 mm である場合についても計算を行った。30 mm とは、半径方向の応力 $\sigma_r$ が 4-1-4 で述べたように減衰するとき、周方向の応力 $\sigma_\theta$ の値が石膏の準静的引っ張り破壊強度(約 1MPa)を超えなくなる位置に近い。SF-面の半径が 30 mm とした時の計算では、入射する圧縮波の圧力 $\sigma_r$ として 3 MPa を与えた。

無限体に、内側が自由端である球孔がある場合、この球孔の中心を原点とする極座標において、球孔の半径  $a$  よりも大きい任意の半径  $r$  ( $r > a$ )における、時刻  $t$  での変位  $w(r, t)$  は野村(1952)より、次式のように表すことができる。

$$w(r, t) = \frac{C_t a}{r} e^{-\frac{C_t}{a} \left( t - \frac{r-a}{C_t} \right)} \int_0^{t - \frac{r-a}{C_t}} \Phi(\tau) e^{\left( \frac{C_t}{a} \right) \tau} d\tau \quad (4-3-11)$$

ここで、 $a$ 、 $C_t$  は、それぞれ SF-面の半径と石膏の音速である。 $\Phi(\tau)$  は、球孔の内側に加わる外力をあらわす境界条件であり、式(4-3-12)で表される。これは、具体的には SF-面への圧縮波の入射を表している。本モデルにおいては単純化のためこの圧縮波を式(4-3-13)で表される矩形波として仮定した。この表記を用いると、圧縮波の応力が増加する場合や、圧縮波の継続時間が増加する場合に矩形波からのずれが見られるので、計算を行う衝撃波継続時間は 3  $\mu\text{sec}$  までとした。

$$\Phi(\tau) = -\frac{\partial w(r, t)}{\partial r} \quad (4-3-12)$$

$$\Phi(\tau) = \begin{cases} \frac{P_1}{\lambda - 2\mu} & (0 < \tau < t_1) \\ 0 & (\tau \leq 0, t_1 \leq \tau) \end{cases} \quad (4-3-13)$$

ここで、 $P_1$ 、 $t_1$  は、それぞれ圧縮波の圧力と継続時間を、 $\lambda$ 、 $\mu$  は石膏の Lamé's 係数を表すとする。式(4-3-13)を積分すると、任意の半径  $r$  ( $r > a$ )における、時刻  $t$  での変位  $w(r, t)$  は次式で表さ

れる。

$$w(r,t)=\begin{cases} 0 & \left(t \leq \frac{r-a}{C_t}\right) \\ \frac{a^2 P_1}{r(\lambda+2\mu)} e^{-\frac{C_t}{a}t + \frac{r}{a}-1} \left( e^{\frac{C_t}{a}t - \frac{r}{a}+1} - 1 \right) & \left( \frac{r-a}{C_t} < t < \frac{r-a}{C_t} + t_1 \right) \\ \frac{a^2 P_1}{r(\lambda+2\mu)} e^{-\frac{C_t}{a}t + \frac{r}{a}-1} \left( e^{\frac{C_t}{a}t_1} - 1 \right) & \left( \frac{r-a}{C_t} + t_1 \leq t \right) \end{cases} \quad (4-3-14)$$

式(4-3-14)を、時刻  $t$  で偏微分することにより、 $w(r, t)$ での速度が求められる。

$$\frac{\partial w(r,t)}{\partial t} = \begin{cases} 0 & \left(t \leq \frac{r-a}{C_t}\right) \\ \frac{a C_t P_1}{r(\lambda+2\mu)} e^{-\frac{C_t}{a}t + \frac{r}{a}-1} & \left( \frac{r-a}{C_t} < t < \frac{r-a}{C_t} + t_1 \right) \\ \frac{a C_t P_1}{r(\lambda+2\mu)} e^{-\frac{C_t}{a}t + \frac{r}{a}-1} \left( e^{-\frac{C_t}{a}t_1} - 1 \right) & \left( \frac{r-a}{C_t} + t_1 \leq t \right) \end{cases} \quad (4-3-15)$$

本モデルにおいて必要なのは SF-面の移動速度とその変位の回復に必要な時間なので、 $r = a$  とすると、この変位、ならびに移動速度は、式(4-3-16)、式(4-3-17)で表される。

$$w(a,t)=\begin{cases} 0 & (t \leq 0) \\ \frac{a P_1}{(\lambda+2\mu)} \left( 1 - e^{-\frac{C_t}{a}t} \right) & (0 < t < t_1) \\ \frac{a P_1}{(\lambda+2\mu)} \left( e^{\frac{C_t}{a}(t_1-t)} - e^{-\frac{C_t}{a}t} \right) & (t_1 \leq t) \end{cases} \quad (4-3-16)$$

$$\frac{\partial w(a,t)}{\partial t} = \begin{cases} 0 & (t \leq 0) \\ \frac{C_t P_1}{(\lambda+2\mu)} e^{-\frac{C_t}{a}t} & (0 < t < +t_1) \\ \frac{C_t P_1}{(\lambda+2\mu)} e^{-\frac{C_t}{a}t} \left( e^{-\frac{C_t}{a}t_1} - 1 \right) & (t_1 \leq t) \end{cases} \quad (4-3-17)$$

式(4-3-14)を中心からの距離  $r$  で偏微分すると式(4-3-18)となる。

$$\frac{\partial w(r,t)}{\partial r} = \begin{cases} 0 & \left( t \leq \frac{r-a}{C_t} \right) \\ \frac{aP_1}{r(\lambda+2\mu)} \left\{ \left( \frac{a}{r} - 1 \right) e^{-\frac{C_t}{a}t + \frac{r}{a} - 1} - \frac{a}{r} \right\} & \left( \frac{r-a}{C_t} < t < \frac{r-a}{C_t} + t_1 \right) \\ \frac{aP_1}{r(\lambda+2\mu)} \left( \left( 1 - \frac{a}{r} \right) e^{-\frac{C_t}{a}t + \frac{r}{a} - 1} \left( e^{\frac{C_t}{a}t_1} - 1 \right) \right) & \left( \frac{r-a}{C_t} + t_1 \leq t \right) \end{cases} \quad (4-3-18)$$

これを用いると、半径方向ならびに周方向の応力、 $\sigma_r(r, t)$ 、 $\sigma_\theta(r, t)$ は、式(4-3-19)、式(4-3-20)で表される。

$$\sigma_r(r,t) = \begin{cases} 0 & (t < 0, t_1 < t) \\ -P_1 \left\{ 1 - \frac{2\lambda}{\lambda+2\mu} \left( 1 - e^{-\frac{C_t}{a}t} \right) \right\} & (0 \leq t_1 \leq t) \end{cases} \quad (4-3-19)$$

$$\sigma_\theta(r,t) = \begin{cases} 0 & (t < 0, t_1 < t) \\ \frac{P_1}{\lambda+2\mu} \left\{ (\lambda+2\mu) - 2(\lambda+\mu) e^{-\frac{C_t}{a}t} \right\} & (0 \leq t_1 \leq t) \end{cases} \quad (4-3-20)$$

ターゲットの密度ならびに縦波音速に関しては、本実験で使用したものと同時期に、同じ手法で作成した石膏を切りだし、計測したものを用いる。石膏ターゲットの密度は  $920 \pm 44 \text{ kg/m}^3$  であり、縦波音速は  $2170 \pm 150 \text{ m/sec}$  であった。Poisson's 比 $\sigma_{pt}$ を 0.2 とするとき、石膏のヤング率は式(4-3-21)を用いて求めることが可能である。

$$E_t = \frac{(1 + \rho_{0t} C_t^2)(1 - 2\rho_{0t} C_t^2) \sigma_{pt}}{1 - \rho_{0t} C_t^2} \quad (4-3-21)$$

また、Lame's 係数 $\lambda$ 、 $\mu$ は、式(4-3-22)、(4-3-23)で表される。

$$\lambda = \frac{\rho_{0t} C_t^2 \sigma_{pt}}{(1 + \sigma_{pt})(1 - 2\sigma_{pt})} \quad (4-3-22)$$

$$\mu = \frac{\rho_{0t} C_t^2}{2(1 + \sigma_{pt})} \quad (4-3-23)$$

本モデルにおいては、SF-面の動きのターゲット物性依存性を考えるために、実際の石膏ターゲットから計測された密度と音速を用いて算出したヤング率  $E_t = 4 \times 10^9$  を基本とし、この 0.1 倍と 10 倍に対して計算を行った。また、比較のために、一般的な玄武岩におけるヤング率、密度、一軸圧縮強度を用いた計算も行った。変数は全て Table XVI に記す。

#### 4-3-2-4. SF-面の反跳速度とその継続時間

SF-面への圧縮波の入射から、これに対するターゲットの弾性的応答に伴う SF-面の速度が観

測された破片の放出速度と較べて十分に小さくなるまでの、SF-面半径の推移とこの面の移動速度を、外側に向かう方向を正として、図. 4-25 に示す。矩形波で表された圧縮波により SF-面に外向きの応力が加わる段階においては、時刻の増加に伴い変位が増加し、ここにひずみが蓄積されていることを示す。また、SF-面の速度は外向きで、その大きさはここに入射する圧縮波の強度に依存する。矩形波を表すのに式(4-3-13)を用いているため、圧縮波の応力が増加する場合や、圧縮波の継続時間が増加する場合には矩形波からのずれが見られる。SF-面が圧縮波から開放されると、SF-面の周辺に蓄えられたひずみの回復が始まり、SF-面の速度は負の方向、つまり、中心に向かう方向となる。SF-面の跳ね返り速度の最大値は、これが圧縮波から解放された瞬間の値であり、ここから、蓄積されたひずみの回復とともに単調減少し 0 に漸近する。

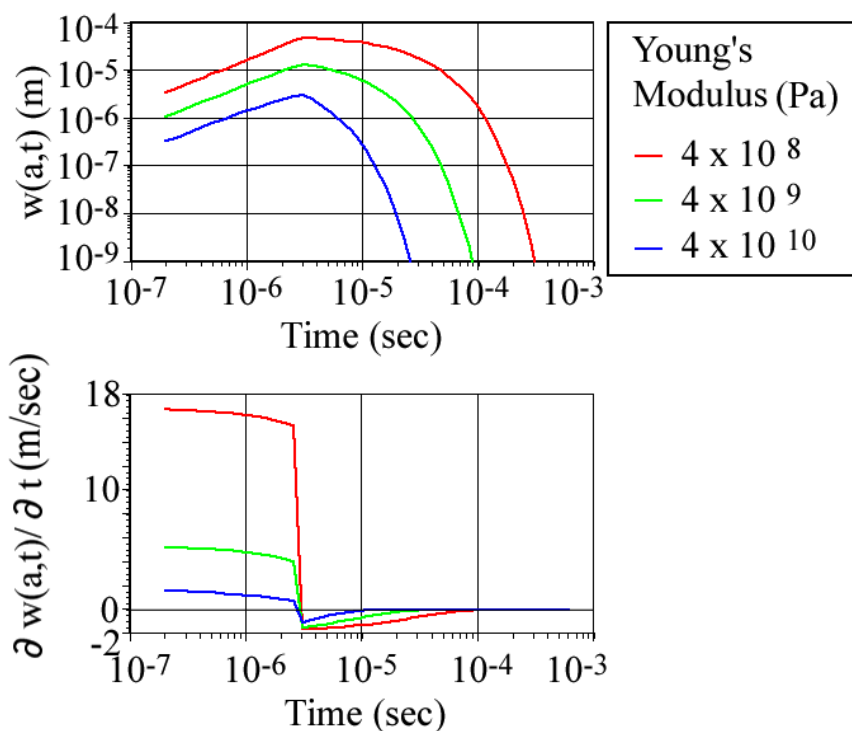


図 4-25. SF-面の変位と速度の時間的推移

Fig. 4-25. Displacement and velocity of the SF-surface

本研究においては、SF-面の跳ね返り速度の最大値  $v_{\max}$  と、これが最大値の 1/10 まで減衰するのに要する時間  $\tau_{0.1v_{\max}}$  をアウトプットの変数として用いた。跳ね返りの継続時間を SF-面の速度がその最大値の 0.1 倍に減衰するまでとした理由は、後期放出破片群の放出速度は約 1 桁の幅に収まっているからである(図. 4-23)。Table XVI に挙げた条件における  $v_{\max}$  と  $\tau_{0.1v_{\max}}$  の値を図. 4-26 に示す。まず、基本となる初期条件であるヤング率  $4 \times 10^9 \text{Pa}$  のターゲットに形成された、直径 20 mm の SF-面に、強度 12 MPa、継続時間 3  $\mu\text{sec}$  の圧縮波が入射した場合の跳ね返り速度は 1.5 m/sec であり、本実験で求められた後期群破片の速度と調和的である。一方で、跳ね返り継続時間は 0.02 msec であり、実際に観測される後期群の放出時間の遅さ、ならびにそのばらつきに較べると極端に小さい値である。



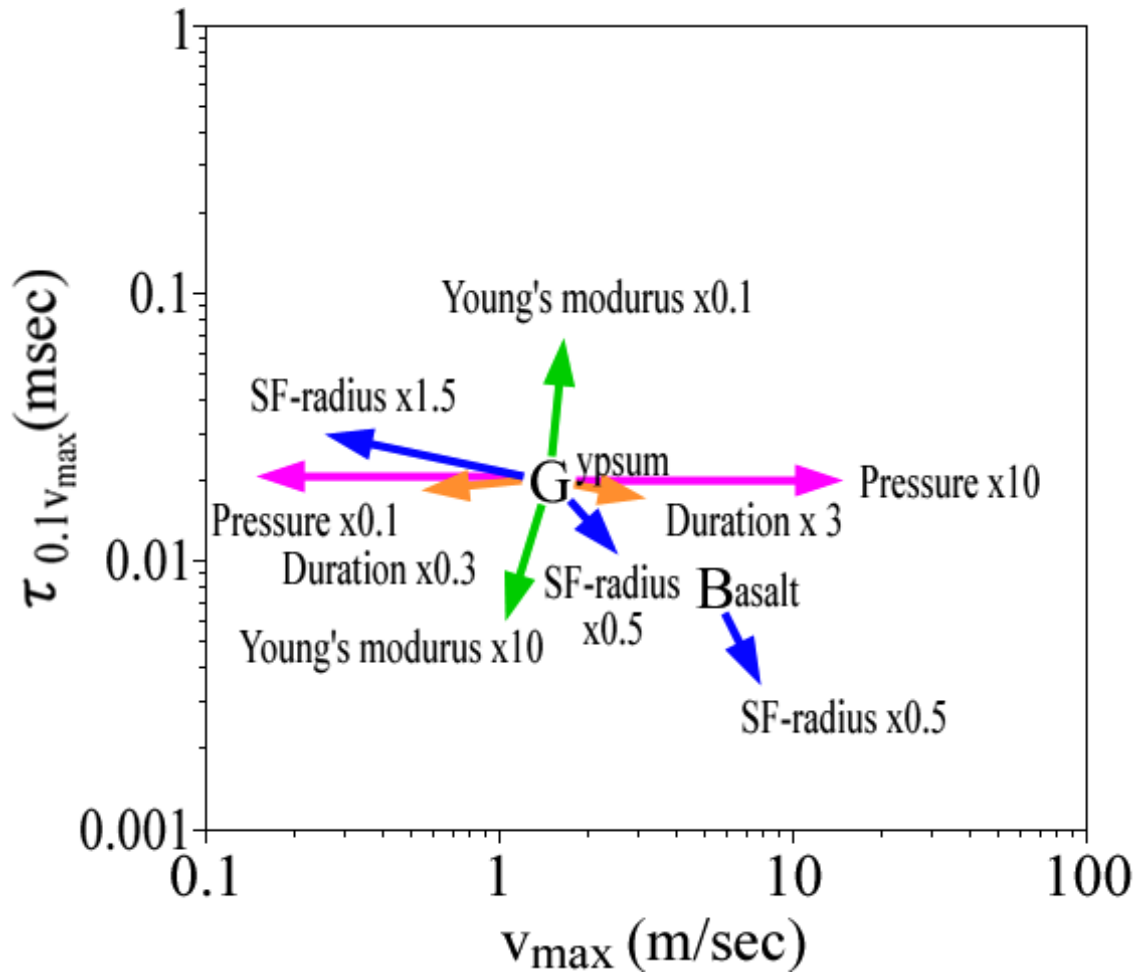


図 4-26. SF-面の跳ね返り速度の最大値とこれが最大値の 0.1 倍になるまでの跳ね返り継続時間: G は石膏に対する 4.2 km/sec での衝突を模した基本となる初期条件に対する計算結果。玄武岩に対する 4.2 km/sec の衝突を模した初期条件における計算結果を B で示す。

Fig. 4-26. Velocity and duration of the rebound of the SF-surface: G and B represent each result calculated to simulate impact cratering on gypsum and basalt target at an velocity of 4.2 km/sec, respectively.

ターゲットのヤング率が 1 桁小さくなった場合、放出継続時間が約 3 倍となる。Ai and Ahrens (2004)は、衝突によりクレーターが形成されたターゲットを、一辺 1cm の立方体に切断し個々の音速を測定し、場所によっては音速が衝突前の 1/4 になることを示した。Ai and Ahrens (2004)において測定されたのは局所的な音速であり、本実験において必要とされるのはターゲット全体のヤング率であるので安易な外挿は危険であるが、本研究においても衝突破壊に伴いターゲットのヤング率が低下し、放出継続時間がやや延びた可能性は否定できない。

SF-面の半径が半分になった場合、跳ね返り速度は 1.7 倍になり、その継続時間は 0.5 倍になる。すなわち、その他の条件が同じならば、より小さなクレーターではより速い破片が短い時間で放出されることが示唆される。これは、小さな飛翔体を用いた実験番号 0\_21 において計測された後期放出破片群の放出速度の個数分布における最頻値がやや放出速度の速い方向に寄っていること(図. 4-23)と調和的であるが、これを確かめるためには更なるデータの蓄積が必要で

ある。

石膏の値に対して、ヤング率が 18 倍、圧縮破壊強度が 13 倍である玄武岩に対する直径 7 mm のナイロン球の 4.2 km/sec での衝突を模した初期条件を与えると、その跳ね返り速度は 3.8 倍、放出継続時間は約半分になった。さらに、Gault et al. (1963)で用いられた 3 mm 球による玄武岩に対する衝突により形成されたクレーターを想定した変数を代入するとその放出速度は 5.5 倍、放出の継続時間は 1/10 になった。このことは、これは、玄武岩への衝突クレーター形成における後期放出破片群の速度が石膏におけるものよりも大きく、また、放出時刻も短いことに調和的であるが、これを確かめるためには、更なるデータの蓄積が必要である。

圧縮波の圧力ならびに継続時間はおもに放出速度に影響を与える。たとえば、圧縮波の強度が 10 倍になれば跳ね返り速度も 10 倍になり、圧縮波の強度が 1/10 倍になれば破片の放出速度も 1/10 倍となる。したがって、小惑星が石膏より 1 桁圧縮強度の低い多孔質の物質で形成されていると仮定すると、このモデルにより計算される跳ね返りの速度は 0.15 m/sec となり、後期群として放出された破片が小天体に再集積することが可能性である。また、SF-面の半径が大きくなると跳ね返り速度が小さくなることから、衝突クレーター形成の規模が大きくなると共に小天体上に再集積することのできる破片の割合が増加し、より効果的にレゴリスを形成する。

### 4-3-3. 後期群破片の放出時刻に関する考察

#### 4-3-3-1. 軌跡から外挿した初期深さならびに改定初期深さ

後期放出破片群のターゲット表面からの放出が、衝突から 5 msec から 40 msec 後まで継続する理由として、深い位置からの放出に伴うもの(4-3-3-1)、多孔質物質内を伝播する衝撃波の散逸に伴うもの(4-3-2-2)、SF-面の跳ね返りに有限の時間が必要であること(4-3-2-4)、そして SF-面で生じた跳ね返りの動きが石膏粉の中を伝わるのに必要な時間(4-3-3-2)が考えられる。

まず始めに、深い位置から低速度で放出されることに伴う破片の移動時間を検討する。衝突の瞬間から軌跡の計測に至るまで破片には重力のみが働くものと仮定して、個々の破片の軌跡を衝突の瞬間まで外挿し、これらの初期深さを求めた。高速度カメラの画像から衝突時刻を求めることに伴う破片放出速度の見積もりのずれは、高々 0.3 msec であり、これに伴う初期位置の誤差は 5 m/sec の破片で 1.5 mm、1 m/sec の破片では 0.3 mm であり、クレーター深さ 24 mm と較べると十分に小さい。外挿により得られた値は、図. 4-27 に示す様に実験による程度の違いはあるが、クレーター深さよりも深い領域にも及ぶことが示された。これは、後期放出破片群の放出時刻が、深い位置から低速度で放出されたことによる破片の移動時間のみでは説明付けられないことを示している。

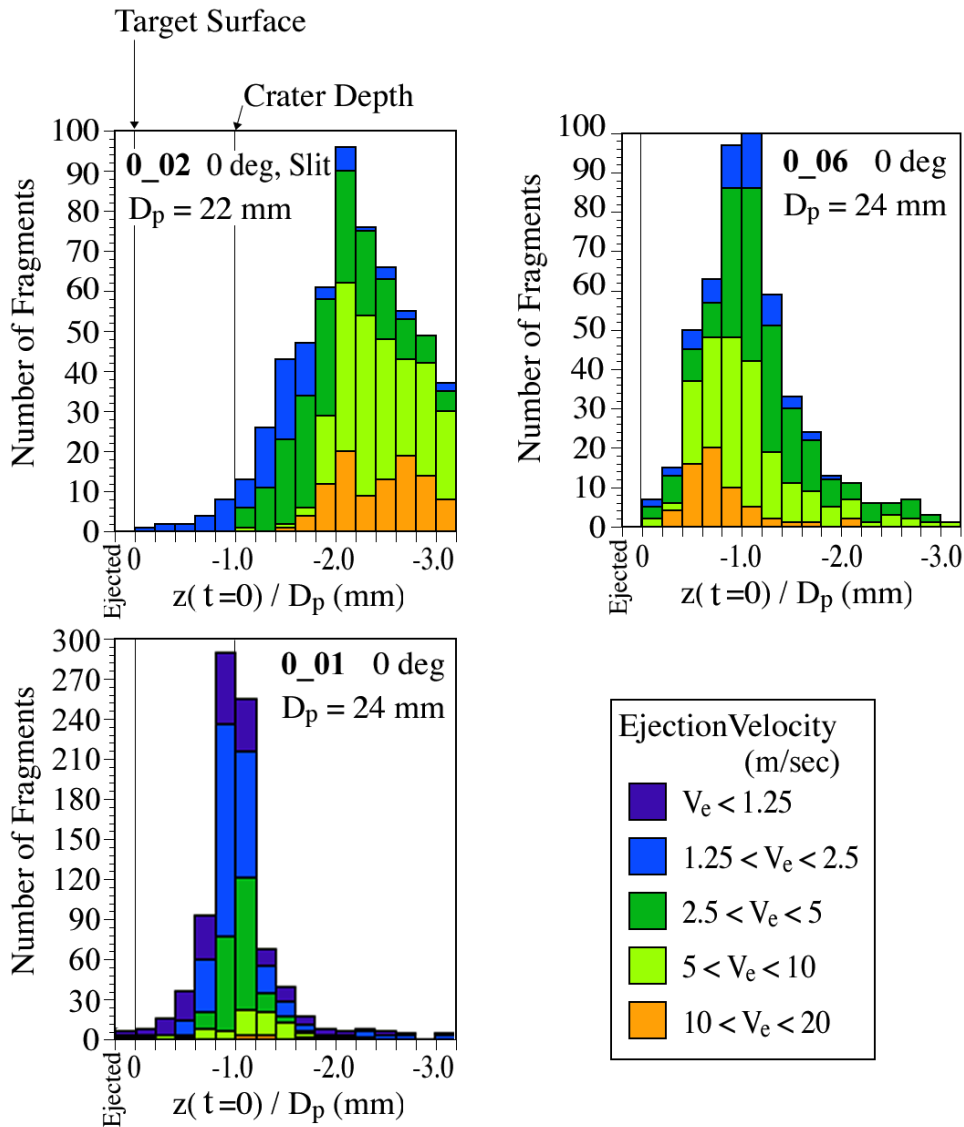


図 4-27. 破片の軌跡より外挿して求めた  $t=0$  での破片の深さ

Fig. 4-27. Initial depth of fragments at  $t = 0$ , extrapolated from their trajectories

飛翔体の前面に存在したターゲット物質が、衝突に際し 1 次元的に圧密を受けた後、表層に位置するものから順に放出された場合について考察する。このターゲットの 1 次元圧密モデルは 4-1-1 の図. 4-3 で示したものと同様で、圧密後の図における飛翔体貫入深さからクレーター深さまでの領域が、後期放出破片群として放出されたと仮定する。放出時刻の早いものは、放出速度も速く、また、同時期に放出される破片は似通った放出速度を持つものが多いことから(図. 4-22)、これらの破片の初期位置はその放出速度ビン毎に層序をなしていると考えることが可能である。ターゲット断面の計測を行っていない実験における剪断破壊された領域ならびに圧密を受けた領域の深さは、これらがクレーター深さに比例するものと仮定して求めた。また、破片速度ビン毎の初期位置の厚さは、破片速度計測を行うことのできた破片のうち各速度ビンに属するものの質量比に比例するものとした。このようにして求めた、各放出速度ビン毎に、こ

れに属する破片に対して求めた初期深さビンの上端を破片速度ビン別初期深さとする。

速度計測を行うことができた各破片の軌跡を破片速度ビン別初期深さまで外挿したときの時刻を、各破片に対する改定放出時刻とし、各破片速度ビン毎にこの平均を求めたのが Table XVII である。実験毎のばらつきはあるが、この圧密を考慮した初期深さからの放出を考えても、各放出速度ビンに属する破片の破片速度ビン別初期深さから移動を開始する時刻は、衝突から 1.5 msec から 7 msec であると計算され、ターゲット圧密後の深い位置からターゲット表面までの移動時間のみでは後期放出群破片の放出時刻の遅さを説明することはできない。

ターゲットの圧密にかかる時間に関しては、本実験に類似した条件における既存のデータがなく、これを詳細に評価することは不可能である。4-3-2-2 に示した火薬や金属粉の圧密において計測された衝撃波の立ち上がり時間は最大でも 0.5  $\mu$ sec であり、この値は後期群の放出までの平均時間と較べて 4 桁以上も小さな値である。

**Table XVII Modified ejection time of fragments from the buried depth for each velocity bin**

	Initial depth bin mm	Modified ejection time msec
0_01		
$v_e < 0.6$	23.7 - 24.1	-17.4 $\pm$ 30.5
$0.6 < v_e < 1.25$	20.2 - 23.7	5.2 $\pm$ 13.9
$1.25 < v_e < 2.5$	14.3 - 20.2	6.5 $\pm$ 6.8
$2.5 < v_e < 5$	11.3 - 14.3	4.0 $\pm$ 1.9
$5 < v_e < 10$	9.6 - 11.3	2.6 $\pm$ 1.6
$10 < v_e < 20$	9.5 - 9.6	1.6 $\pm$ 1.2
0_02		
$v_e < 0.6$	23.8 - 24.1	0.9 $\pm$ 2.8
$0.6 < v_e < 1.25$	21.8 - 23.8	5.0 $\pm$ 6.8
$1.25 < v_e < 2.5$	14.7 - 21.8	6.9 $\pm$ 7.0
$2.5 < v_e < 5$	9.8 - 14.7	4.2 $\pm$ 4.5
$5 < v_e < 10$	9.4 - 9.8	1.5 $\pm$ 1.8

#### 4-3-3-2. 粉体の音速と放出時刻の遅れ

本研究で提案した後期放出破片群の放出モデルにおいては、SF-面で始まった中心に向かう波が、剪断破壊領域内に存在する石膏粉の中を、開口部まで伝達される必要がある。本節ではこれに必要な時間を定性的に評価した。

Teramoto et al. (2004)は、直径 40  $\mu$ m から 220  $\mu$ m のガラスビーズの音速を真空中で計測し、これらが 92 m/sec から 171 m/sec と稠密な一般的なガラスの音速 5 km/sec と較べ著しく低い値を示すこと、また粉体中での音速  $C_{\text{powder}}$  の低下は粒径  $d_f$  に依存することを示した。彼のデータ(図. 4-28)を式(4-3-2-4)で曲線近似すると、係数の値  $\alpha_{\text{powder}}$ 、 $\beta_{\text{powder}}$  はそれぞれ、0.3 および 33 となる。

$$C_{\text{powder}} = \beta_{\text{powder}} d_f^{\alpha_{\text{powder}}} \quad (4-3-24)$$

本研究において考察を行っている石膏粉末は、Teramoto et al. (2004)が音速を測定した粉体と比較して、粒径、空隙率、粉を構成している物質の 3 点において異なり、そのまま外挿を行うことは本来困難であるが、あくまで目安としてまず粒径に関して考察を行う。本実験で得られた石膏粉末の粒径は  $1\mu\text{m}$  から  $10\mu\text{m}$  であり、これは Teramoto et al. (2004)が音速を測定したガラスビーズの粒径に比べ 1 桁以上小さい領域にあたる。式(4-3-24)に従い、これを粒径  $3\mu\text{m}$  まで外挿するとその音速は  $46\text{ m/sec}$  である。更に、粉を構成するもとの物質の音速が Teramoto et al. (2004)で用いられたガラス( $5\text{ km/sec}$ )に対し、本実験で用いた石膏は  $2\text{ km/sec}$  であり小さくなっている。粉体の音速に与えるもとの物質の音速の寄与に関してはまだ良くわかってはいないが、これが比例関係にあると仮定すると、石膏粉内を伝播する音速は  $18\text{ m/sec}$  程度であることが予測される。ここで SF-面から飛翔体の貫入深さまでの距離  $25\text{ mm}$  をバルク音速  $91\text{ m/sec}$  ならびに  $18\text{ m/sec}$  で伝達すると仮定するとその所要時間はおおの 0.3 msec ならびに 1.4 msec となる。

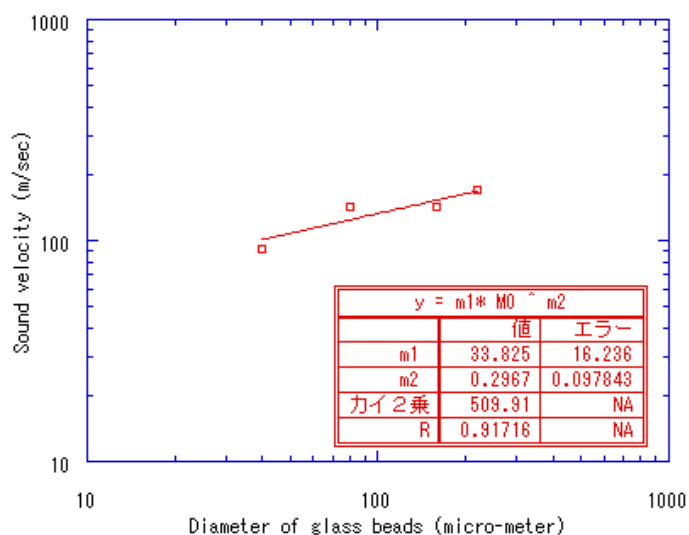


図 4-28. Teramoto et al. (2004)に示されたガラスビーズの粒径とバルク音速

Fig. 4-28. Diameter of glass beads and bulk sound velocity employing data from Teramoto et al. (2004)

後期放出破片群がターゲット表面から放出されるまでにかかる時間のうちの 8 割近くが、これらの破片が一度圧密を受けた、ターゲット内部からの放出であることにより説明付けられる。Table XVII に示した残差分の放出時刻のうちの 0.3 から 1.4 msec は、SF-面における圧縮波に対する弾性的応答に伴う内向きの速度が剪断破壊された石膏粉内部を伝播するのに必要な時間と関連付けられることが予測される。更に、SF-面での応答には有限の時間が必要である。4-3-2 で求めた、石膏クレーター形成に対する基本となる初期条件に対して計算された跳ね返りの継続時間は 0.02 msec であり、後期放出破片群の放出継続時間と較べると 3 桁以上小さいが、crack によるターゲットのヤング率低下や、SF-面での弾性的応答が石膏粉内部を伝播する際に更に引き伸ばされる可能性を考慮すると、実際の後期群の放出継続時間に近づく可能性がある。また、SF-面を閉殻でモデル化したことによる、形状に伴うターゲット剛性の過大評価の可能性を考慮すると、こちらも計算された後期群の放出継続時間を延ばす方向に働く。

#### 4-4. 衝突角度の効果

##### 4-4-1. 早期放出破片群

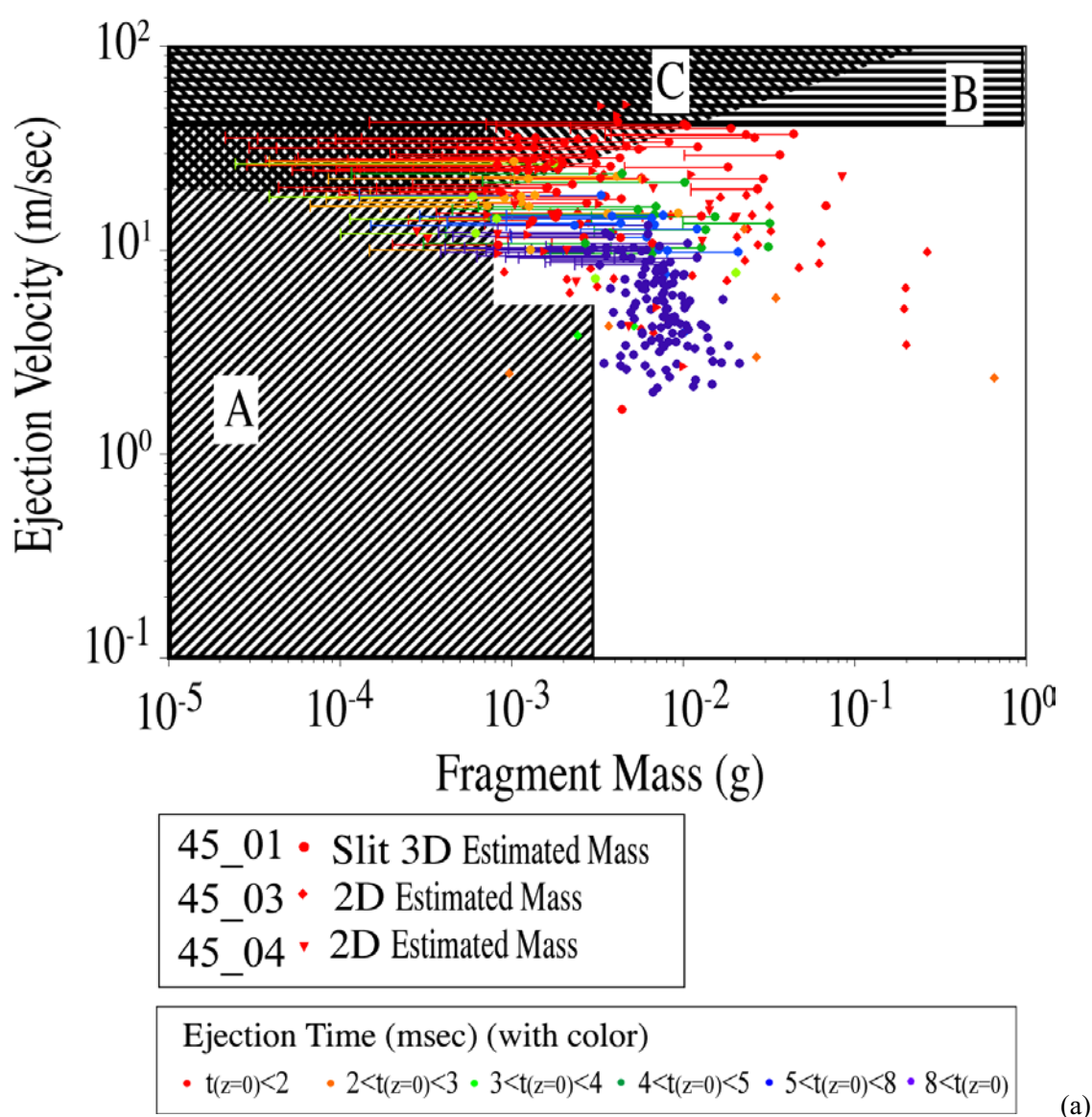
クレーターに残された spall 破片の放出痕には衝突角度の影響が強く見られる。この spall 破片の放出痕は pit 部分を取り囲んでおり、その領域の幅は飛翔体の衝突方向に対して上流、下流、側面の各方位角において、それぞれ異なる衝突角度依存性を示している(3-2-3, 図. 3-9 (g), (h), (i))。また、クレーター全体の体積が衝突角度のコサインの 1.3 乗に比例するのに対し、spall 領域から放出されたと算出される体積は衝突角度のコサインの 1.6 乗に比例し(図. 3-9(l))、この領域がより強い衝突角度依存性を持っていることを示している。

また、観測窓への 2 次衝突を利用した破片速度の計測からは、比較的高速度(40 から 300 m/sec)の破片の放出速度ならびに仰角が、斜め衝突においては、放出の方位角毎に異なっていることが認められる(3-4-2-1)。たとえば、衝突角度が 45 度の斜め衝突における側面方向への放出の仰角は、下流方向へのそれよりも小さくなっている。また、衝突角度が 70 度の衝突においては、60 m/sec 以上の速度で放出される破片は全て下流寄りの側面方向において観測されたものである。さらに、破片の放出される仰角の衝突角度依存性は単調なものではない。たとえば側面方向への放出に関しては、垂直衝突では 37.5 から 45 度のビンを中心としているのに対し、衝突角度 45 度の衝突においては 30 度を中心とし、衝突角度 70 度においては 30 度から 37.5 度を中心とするようになる。

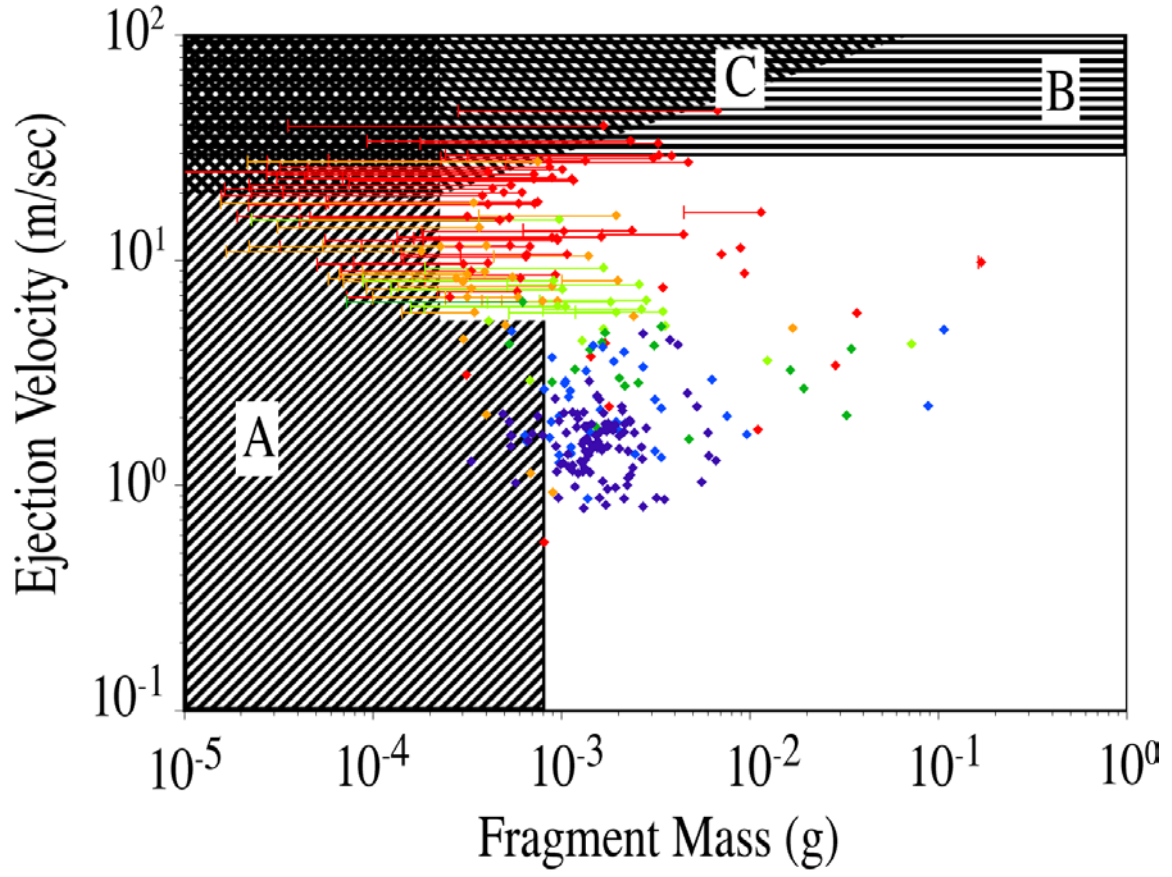
このように、クレーターの spall 領域の幅や、高速度放出物の放出角度に見られる複雑な衝突角度依存性を考察するためには、飛翔体の運動エネルギーがターゲット内に楕円形の等圧各として印加されるとするモデル(Melosh, 1989)や、点源である等圧核が衝突過程の進行に従って移動するモデル(Anderson et al. 2004)等の既存のモデルは十分ではない。Dahl and Schultz (1999)は、金属に対する斜め衝突実験を行い、衝突により形成される衝撃波の最大圧力ならびにその形状が飛翔体弾道に対する方位角ごとに異なっていることを示した。この実験により示された斜め衝突により形成された衝撃波の非等方性は、本研究ならびに Onose (1996)における氷に対する低速度斜め衝突実験の結果と調和的である。しかしながら、この実験に用いられたターゲットは金属であり、また、衝突点から離れた位置での圧縮波の形状を測定したものであることから、この実験結果をそのまま本研究に応用することはできない。また、様々な斜め衝突により形成された spall 領域の形状の観察からも(Onose 1996, Onose and Fujiwara 2004b)、たとえば、同じ衝突角度 70 度の衝突により形成されたクレーターであっても、衝突条件によって上流方向の spall 幅が広いもの、下流方向の spall 幅が広いもの、spall 破片の放出がないものなどが存在し、この高圧部の形状は衝突条件に強い依存性を持つことが示唆されているため、モデル化にあたっては慎重を期す必要がある。

一方で、早期放出破片群の質量と放出速度の関係や、破片の質量分布に関しては、斜め衝突により得られたものと、垂直衝突によるものとの間には明確な違いが認められなかった。図. 4-29 に斜め衝突における破片の破片質量-速度関係を衝突角度毎に記した。これらの図には、複数の実験により得られた破片データを重ねてある。なぜなら、一回の斜め衝突において放出され

る早期放出群に属する破片の数は、45 度の衝突を除き、非常に限られたものだからである。図. 4-30 には、衝突角度毎に色分けした早期放出群に属する破片を示した。本実験において観測することができた破片速度ならびに破片質量の範囲内においては、垂直衝突により得られた破片の質量と速度の関係と、斜め衝突によるものとの間に差異は認められなかった。ただし、斜め衝突において放出されるサイズの大きな破片の数が少ないこと、また、後期放出破片群の放出時刻が早まり破片群の分離が困難になることを考慮すると、詳細について考察するためには更なる実験的データの取得が必要である。破片の質量分布においては、この後期群の混入に伴うばらつきの影響や、測定できた質量範囲が狭いことによる端の影響の方が、衝突角度の影響よりも強く見られている(図. 4-10)。







60\_01 • 2D Estimated Mass

Ejection Time (msec) (with color)

•  $t(z=0) < 2$  •  $2 < t(z=0) < 3$  •  $3 < t(z=0) < 4$  •  $4 < t(z=0) < 5$  •  $5 < t(z=0) < 8$  •  $8 < t(z=0)$

(b)



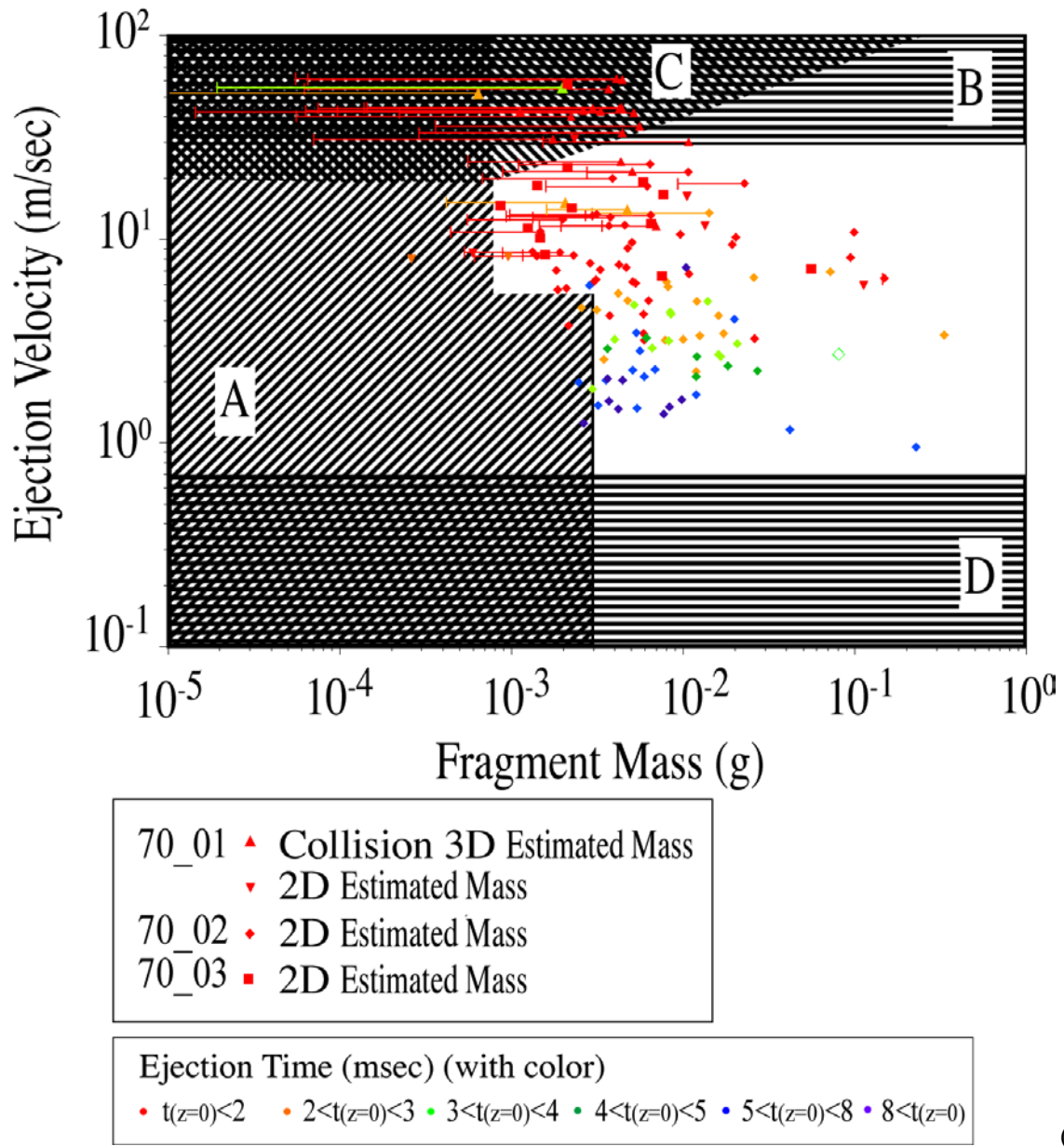


図 4-29. 斜め衝突により放出された破片の質量と速度の関係: 比較的大きな破片の数は特に斜め衝突においては非常に限られているため、同じ衝突角度の実験より得られた結果をまとめて表示した。斜線部は、破片の検出率ならびに質量の推定精度が低下する領域 (a) 衝突角度 45 度(実験番号 45\_01、45\_03、45\_04) (b) 衝突角度 60 度(実験番号 60\_01) (c) 衝突角度 70 度(実験番号 70\_01、70\_02、70\_03)

**Fig. 4-29. Mass-velocity relations of fragments ejected in oblique impact cratering:** some datasets from different experiments shearing the same impact angle are combined, in order to increase number of data points in large mass region. Hatched area represents those where detectability of fragment shows obvious decrease. (a) impacts at an angle of 45 degrees (45\_01, 45\_03, 45\_04), (b) an impact at an angle of 60 degrees (60\_01), (c) impacts at an angle of 70 degrees (70\_01, 70\_02, 70\_03)

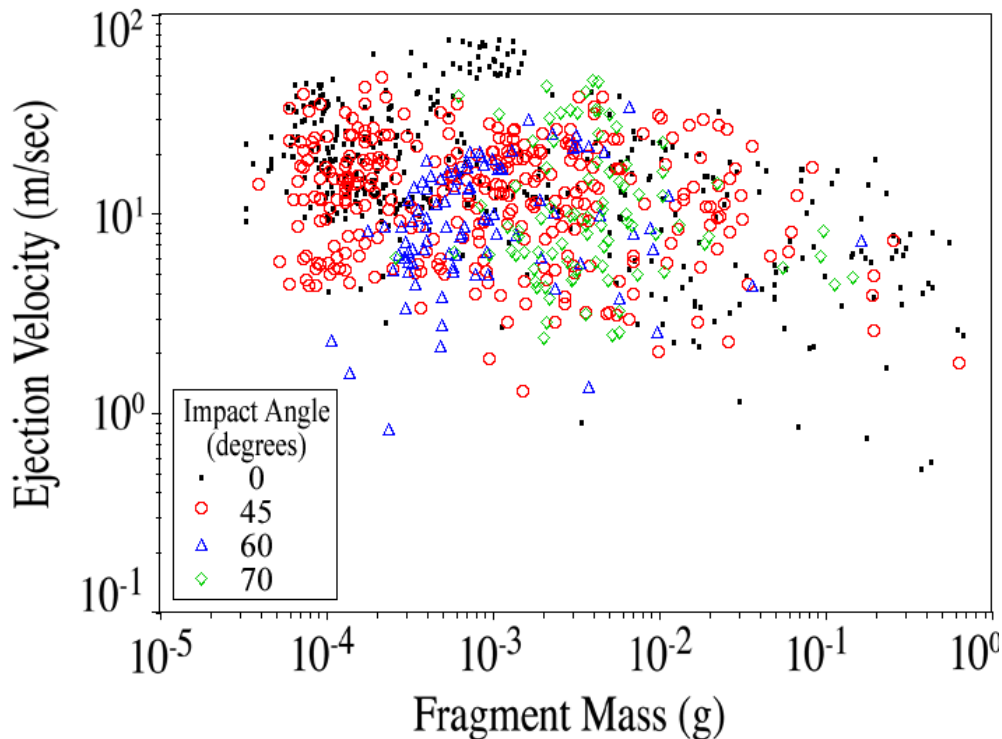


図 4-30. 衝突角度と破片の質量-速度関係

Fig. 4-30. Impact angle dependence of mass-velocity relation of fragments

#### 4-4-2. 後期放出破片群

クレーターの *pit* 部分の体積は、後期放出破片群としてターゲットの外側に放出された体積と、圧密という形でターゲット内部に押しやられた体積の合計であり、その衝突角度依存性は衝突角度のコサインの 1.0 乗である。これはクレーター全体の体積の衝突角度依存性がこれの 1.3 乗であるのに対し、やや小さい値である(3-2-3)。*pit* 体積に占める圧密相当分の体積は 35 から 60 % であり、この残りが後期放出破片群として放出されたものと考えられる。衝突角度が 45 度の衝突において *pit* 体積に占める圧密の割合がやや大きくなっていること以外には、*pit* 体積に占める圧密の割合には衝突角度依存性が明確でない (図. 4-1)が、衝突角度 70 度の斜め衝突により形成されたクレーターの体積は 4ml であり、これは、ターゲット質量の差から放出質量を見積もる際の誤差の最大値 2 g と近くなるため、結論を出すには慎重を要する(図. 4-31)。

動画からの破片速度の測定からは、斜め衝突では後期放出破片群の放出時刻が早まることにより早期群との放出時刻が近接し、これらの分離が困難になる傾向ならびに、クレーター形成過程自体が早めに終了する傾向が見られる(3-4-2-3)。これは、垂直衝突により形成されるクレーターの深さが(22 mm から 24 mm)と比較して、斜め衝突によるものが衝突角度 60 度の衝突によるクレーター深さが 15 mm と、小さいことに関連付けられる可能性がある。放出速度がほぼ同じ領域に渡っていると考えることが可能であれば、後期群の放出時刻は破片の初期深さに関連付けられるからである。また、本研究において提案した後期放出破片群の放出機構においては、

剪断破壊された領域の半径が小さくなるに従い、跳ね返りの継続時間が短くなる傾向が示されており、衝突角度の増加とともに pit 部分の横径が小さくなっていることとも関連付けられる可能性がある。

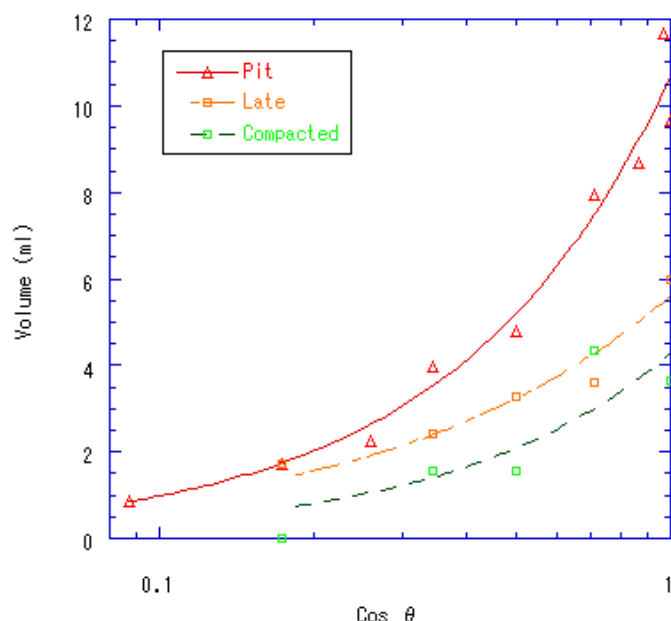


図 4-31. 後期群破片の放出に相当するクレーター体積の衝突角度依存性

Fig. 4-31. Impact angle dependence of evacuated volume, which thought to be responsible to late fragments

斜め衝突により放出される後期放出破片群の放出角度は、衝突角度が急になるにつれ下流方向に傾く傾向がある(図. 4-32)。この傾きは、衝突角度が垂直方向から 60 度のときにおいても、放出角度の平均値はターゲット表面から測って 75 度であり、その放出角度には小さな変化しか見られない。これは、衝突角度が 60 度の場合においても、後期放出破片群の放出機構には大きな変化がないことを表していると考えられる。衝突角度が 70 度の衝突(実験番号 70\_01)においても、画面上ではこのターゲット表面と垂直な方向から下流に傾いた方向への放出に相当するものが確認されているが、この実験においては早期群と後期群の分別が困難であり、ターゲットの上面に対する衝突であるために遅い破片の放出速度角度に大きなばらつきがでるため、この図には載せていない。

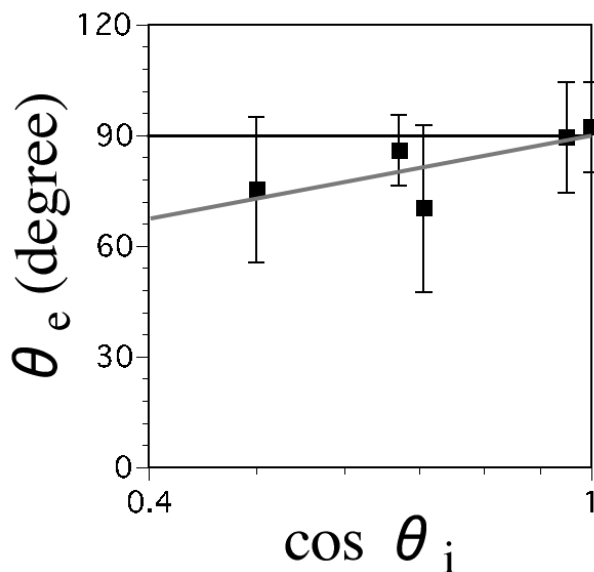


図 4-32. 後期群破片の放出角度の平均値の衝突角度依存性: 衝突角度は 0 度 45 度 60 度の 3 種類で、それぞれの実験での平均と  $1\sigma$  をずらして表記している。

**Fig. 4-32. Impact angle dependence of the averaged ejection angle of late fragments:** averaged data from impact experiments at angles of 0, 45, and 60 degrees are shown. Data sets for the 0 degree's impacts and 45 degrees' impacts are shifted a little.

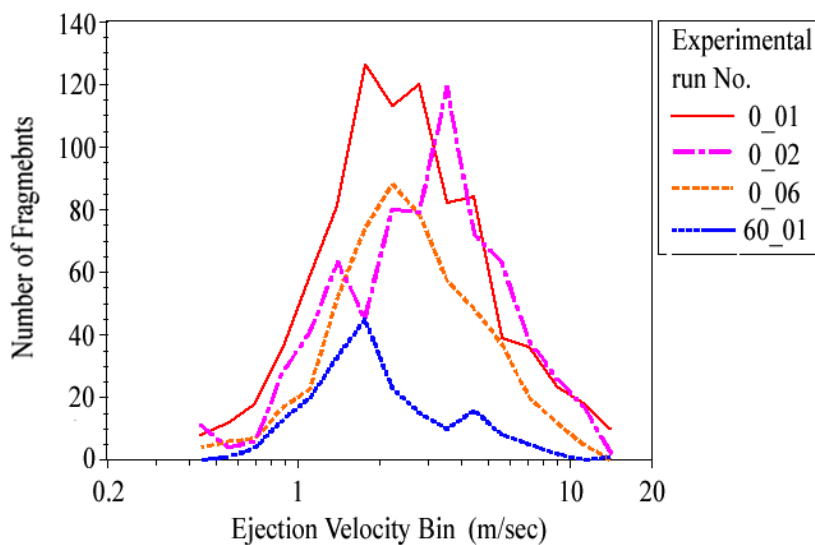


図 4-33. 後期放出破片群の放出速度分布と衝突角度: 赤が垂直衝突、青が 60 度の衝突

**Fig. 4-33. Impact angle dependence and ejection velocity of late fragments:** red and blue lines represents number of fragments ejected in each ejection velocity bin at a vertical impact and a 60-degrees'-impact, respectively.

垂直衝突ならびに衝突角度 60 度での斜め衝突によるクレーター形成により放出された後期放出破片群の、放出速度ビン毎の破片数を図. 4-33 に示した。両者とも、直径 7 mm ナイロン球による 4.2 km/sec での衝突であり、1 m/sec から 20 m/sec のあいだの速度を持つ破片に対する検出能力はほぼ等しい。衝突角度が 60 度の衝突においては後期放出破片群の放出速度がやや遅い領域にピークを持つ傾向が見られ、衝突角度の大きな衝突においては、後期群の放出速度が低下

する可能性を示唆している。しかしながら、後期群のうち本当に遅いものまでの検出に成功した実験は、斜め衝突では 60\_01 と小さい飛翔体を用いた 45\_21 しかなく、これを立証するためには更なる実験データの拡充が求められる。

このように、後期放出破片群の放出角度ならびに放出速度の平均値の衝突角度依存性の低さは、早期放出破片群においては、破片の放出方位角により、破片サイズ、放出速度ならびに放出角度が異なり、それぞれに異なった衝突角度依存性が見られることと対照的である。これは、衝突点直下では明確であった衝撃波の非等方性が、ターゲット内部を後期群放出の駆動力となる SF-面に至るまで伝播する間に、拡散され、均質化していくことに関連付けられる可能性がある。

#### 4-4-3. クレーターサイズに対する斜め衝突の効果と衝突条件

本実験により求められた、石膏に形成されたクレーターサイズの衝突角度依存性を、過去の実験により求められた、異なった衝突条件における、クレーターサイズの衝突角度依存性と比較した(Table XVIII)。Gault et al. (1973)は、Moore et al. (1965), Comerford(1967)などの高速度衝突クレーター形成のデータも加え、玄武岩や花崗岩に対する斜め衝突における放出物質量  $M_{\text{eject}}$ 、深さ  $D_p$ 、直径  $D_c$ 、そして深さ直径比に関するスケール則を、飛翔体とターゲットの密度  $\rho_{0p}$ 、 $\rho_{0t}$ 、飛翔体運動エネルギー  $E_{kp}$ 、衝突角度  $\theta_i$  のコサインそれぞれのべき乗の積という形で表した。もとの論文においては、ターゲット表面と平行な方向を 0 度、垂直な方向を 90 度とする衝突角度のサインが用いられており、表現も cgs 系であるが、本研究との整合性のため、ここでは垂直衝突を 0 度とする、mks 系で記述した。

$$M_{\text{eject}} = 10^{-13.061} \sqrt{\frac{\rho_{0p}}{\rho_{0t}}} E_{kp}^{1.133} (\cos \vartheta_i)^2 \quad (4-4-1)$$

$$D_p = 10^{-5.450} \rho_{0p}^{\frac{1}{6}} \sqrt{\frac{1}{\rho_{0t}}} E_{kp}^{0.357} (\cos \vartheta_i)^{0.66} \quad (4-4-2)$$

$$D_c = 10^{-4.823} \rho_{0p}^{\frac{1}{6}} \sqrt{\frac{1}{\rho_{0t}}} E_{kp}^{0.370} (\cos \vartheta_i)^{0.86} \quad (4-4-3)$$

$$\frac{D_c}{D_p} = 10^{0.617} E_{kp}^{0.013} (\cos \vartheta_i)^{0.2} \quad (4-4-4)$$

飛翔体のターゲットに対する密度比や、その衝突条件群の中の垂直衝突により形成されるクレーターの深さを飛翔体直径で規格化したものに対する、クレーターサイズの衝突角度依存性を表すコサインのべき乗の値の変化を、図. 4-34 に示した。飛翔体のターゲットに対する密度比が大きくなるにつれ、あるいはクレーター深さの飛翔体直径に対する比が大きくなるにつれ、クレーター体積の衝突角度依存性を表すべき係数の値が小さくなる傾向が見られる。このことは、ターゲット密度に対する飛翔体密度が大きくなるほど、クレーターサイズの衝突角度依存

性が小さくなることを示唆した Burchell and Mackay (1998)の金属に対する衝突実験の結果と調和的である。これらの実験においては、飛翔体のターゲットに対する貫入性が高い衝突においては、クレーター体積の衝突角度依存性が小さいことを示唆すると考えることも可能である。しかしながら、脆性の固形物に対する斜め衝突クレーター形成実験の数はまだ少なく、これらの実験は、飛翔体とターゲットの密度のみならず、衝突速度領域やターゲットの空隙率、クレーターにおける spall の発生傾向もそれぞれ異なる衝突条件における実験の結果を、統合することには慎重を期すべきである。

**Table XVIII Impact angle dependence and density ratio**

	Projectile		Target		Impact velocity	$V_c$	$D_p/D_{proj.}$
	material	density (g/cc)	material	density (g/cc)	km/sec		
This study	Nylon	1.2	Gypsum	1	4.2	$E_k^{1.0} \cos^{1.37} \theta_i$	3.4
Gault (1973)	Al	2.8	Basalt	3	6.25	$E_k^{1.13} \cos^{2.0} \theta_i$	3.1
Grey (2002)	Al	2.8	ice	1	5.2	$E_k^{1.2} \cos^{1.42} \theta_i$	9
Onose (1995)	ice	0.92	ice	1	0.5	$E_k^{2.3} \cos^{2.6} \theta_i$	2

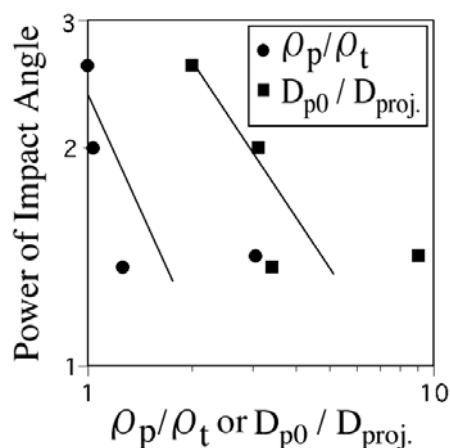


図 4-34. 衝突条件による、クレーターサイズの衝突角度依存性を示すべき係数の変化

Fig. 4-34. Crater depth's dependence on the impact angle and impact conditions

## 4-5. 放出速度毎の破片の質量分布

### 4-5-1. 破片放出速度と積算質量

本実験の衝突速度は 4.2 km/sec を中心とし、実際の小惑星帯での衝突速度と重なる衝突速度領域での実験であるが、飛翔体やターゲットとして使用したナイロンや石膏そのものは小惑星帯での衝突現象において普遍的な物質ではない。また、本実験により形成されたクレーターのサイズは直径 10 cm 程度であり、実際の小惑星上における広範囲にわたるサイズのクレーター形成、ならびにこれに伴うレゴリス形成に応用するためには、慎重を要することは論を待たない。本論文で示唆されている後期放出破片群の放出速度のクレーターサイズ依存性(4-3-2-4)も考慮すると、クレーターサイズに関して数桁に及ぶ外挿を行うことは、現在の段階においては、非常に困難である。しかしながら、本研究における一連の実験により得られた衝突クレーター形成において放出された破片の速度ならびに質量のデータを、小惑星上における衝突によるレゴリスの形成に関連付けられる形で提供することは有意義であろう。

与えられた速度以内で放出される破片を、遅いものから順に積算したものが図. 4-35 である。縦軸の最大値は、クレーター体積に圧密前のターゲット密度をかけて求めた総排出質量である。本実験で行った多孔質石膏に対するクレーター形成の場合、クレーター体積の 35%から 60%がターゲット物質の圧密により形成される。これらは「一度ターゲットの外に放出され再集積した破片」ではないが、衝突により形成された破片でありかつターゲット上に留まるもののため、放出速度 0 の破片に相当するものとして図示した。ターゲット断面の観察より、衝突により破壊された領域はこれより大きくなることが予測されるが、これらの剪断破壊された領域の体積を斜め衝突の場合においても定量的に評価することは困難であるためこの図には示していない。一回の垂直衝突により放出される破片の再構成は、実験番号 0\_01 と 0\_05 を用いたもの(3-4-2-4)と、実験番号 0\_02、0\_04 および 0\_06 を用いたもの(詳細は Appendix E を参照)を別に挙げた。両再構成において計測された後期放出破片群の積算質量は、0.58 g、2.8 g と大きく異なるが、これは後期放出破片群に属する破片のうちの多くが画面上で数 pixel に相当する小さな破片であるため、画面上からの破片質量の推定が困難であることが原因であると考えられる。一方で、早期放出破片群のうち大きなものは、その破片が放出されるか否かを確率に支配されていることによるばらつきが支配的である。一回の垂直衝突において放出される破片の再構成においては、早期放出破片群にも後期放出破片群にも分類が困難である破片が含まれているため、早期放出破片群、後期放出破片群に属する破片に、分類不能な破片も加えたものを全破片とした。

本研究における垂直実験において速度計測に成功した破片の合計質量は、クレーター体積から推定される総排出質量の 38 %から 50 %に相当する。実験番号 0\_01、0\_05 を用いた再構成において、5 m/sec 以下、1.25 m/sec 以下の速度で放出された破片の総質量は、速度計測を行うことのできた破片の総質量のそれぞれ 32 %、12 %に相当する。破片群別に表すと、早期群破片の総質量の 21 %、10 %に、後期群破片の総質量の 88 %、29 %の破片が、それぞれ 5 m/sec 以下、1.25 m/sec 以下の速度で放出されていることになる(Table XIX)。

**Table XIX Total mass of fragments ejected lower than the given ejection velocity in the reconstructed vertical impact**

	late	early	gray
	g	g	g
all	0.59	4.62	0.24
$v_e < 10$ m/sec	0.58	3.15	0.23
$v_e < 5$ m/sec	0.52	0.99	0.22
$v_e < 2.5$ m/sec	0.4	0.47	0.02
$v_e < 1.25$ m/sec	0.17	0.44	0.02

斜め衝突クレーター形成において観測された破片の合計質量のクレーター体積から計算される総排出質量に占める割合は、垂直衝突によるものと較べ小さくなっている。これは、図. 4-35 に例示した衝突角度 45 度の実験がスリットつきターゲット容器を使用したもののみから成り立っているため、比較的大きな spall 破片の観測数が少ないこと、また、衝突角度 60 度の衝突においては spall 破片の放出量自体が少ないことに関連付けられる。



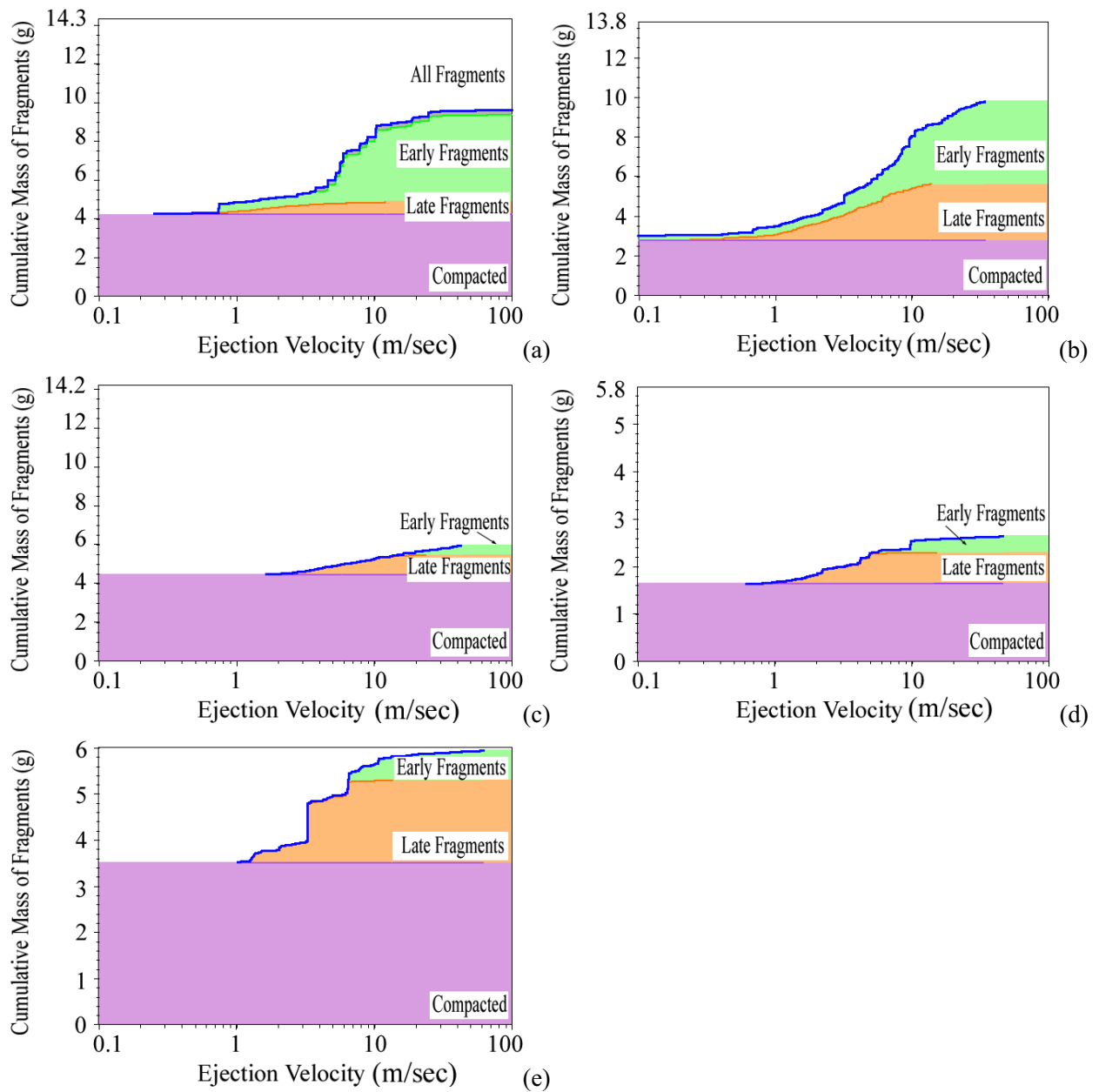


図 4-35. 任意の値以下の速度で放出された破片の積算質量: 縦軸の最大値はクレーター体積から計算された総排出質量である。圧密に相当する質量も衝突により破碎されかつターゲットに残留するという意味でこの図に併記した (a) 実験番号 0\_01 と 0\_05 から再構成された垂直衝突一回分の破片データ. (b) 実験番号 0\_02、0\_04、そして 0\_06 から再構成された垂直衝突一回分の破片データ. (c) 45\_01: 衝突角度 45 度、スリット付きターゲット容器使用. (d) 60\_01: 衝突角度 60 度、ターゲット下向き. (e) 70\_01: 衝突角度 70 度.

**Fig. 4-35. Cumulative mass of fragments ejected at a velocity lower than the given one.** Vertical axes represent the evacuated masses estimated from crater volumes. Parts of the evacuated mass corresponding to compaction are also indicated. (a) reconstructed data set for one vertical impact employing data from 0\_01 and 0\_05. (b) reconstructed dataset for one vertical impact employing data from 0\_02, 0\_04, and 0\_06. (c) 45\_01: impact experiment at an angle of 45 degrees employing the target box with the slit. (d) 60\_01: impact experiment at an angle of 60 degrees. (e) 70\_01: impact at an angle of 70 degrees.

#### 4-5-2. 破片放出速度別の破片の積算個数分布

与えられた速度以下で放出される破片のサイズ構成を評価するために、一回の垂直衝突により放出された破片のうち与えられた値以下の速度で放出された破片の質量分布(図. 4-36、図. 4-37)、サイズビン毎に放出された破片数(図. 4-38)ならびに各ビンの合計質量(図. 4-39)を示した。

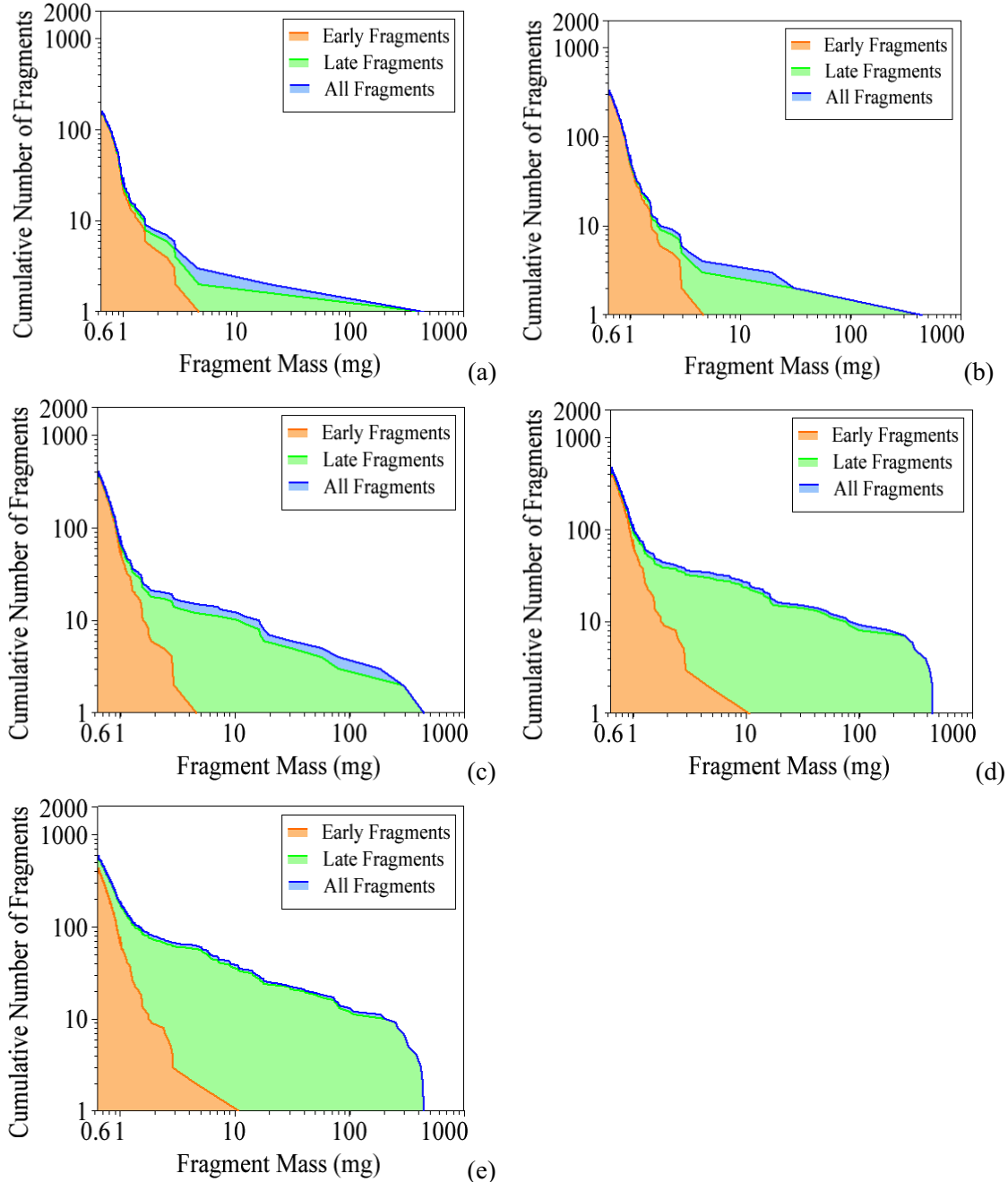


図 4-36. 実験番号 0\_01、0\_05 より再構成された、垂直衝突一回分のデータセットの放出速度毎の破片質量分布: (a) 1.25 m/sec 以下の速度で放出された破片のみ (b) 2.5 m/sec 以下の速度で放出された破片のみ (c) 5 m/sec 以下で放出された破片のみ (d) 10 m/sec 以下で放出された破片のみ (e) 全ての破片

**Fig. 4-36. Fragment mass-cumulative number distributions of fragments produced by a vertical impact reconstructed from empirical runs No. 0\_01, 0\_05:** (a)  $v_e < 1.25$  m/sec, (b)  $v_e < 2.5$  m/sec, (c)  $v_e < 5$  m/sec, (d)  $v_e < 10$  m/sec, (e) all fragments

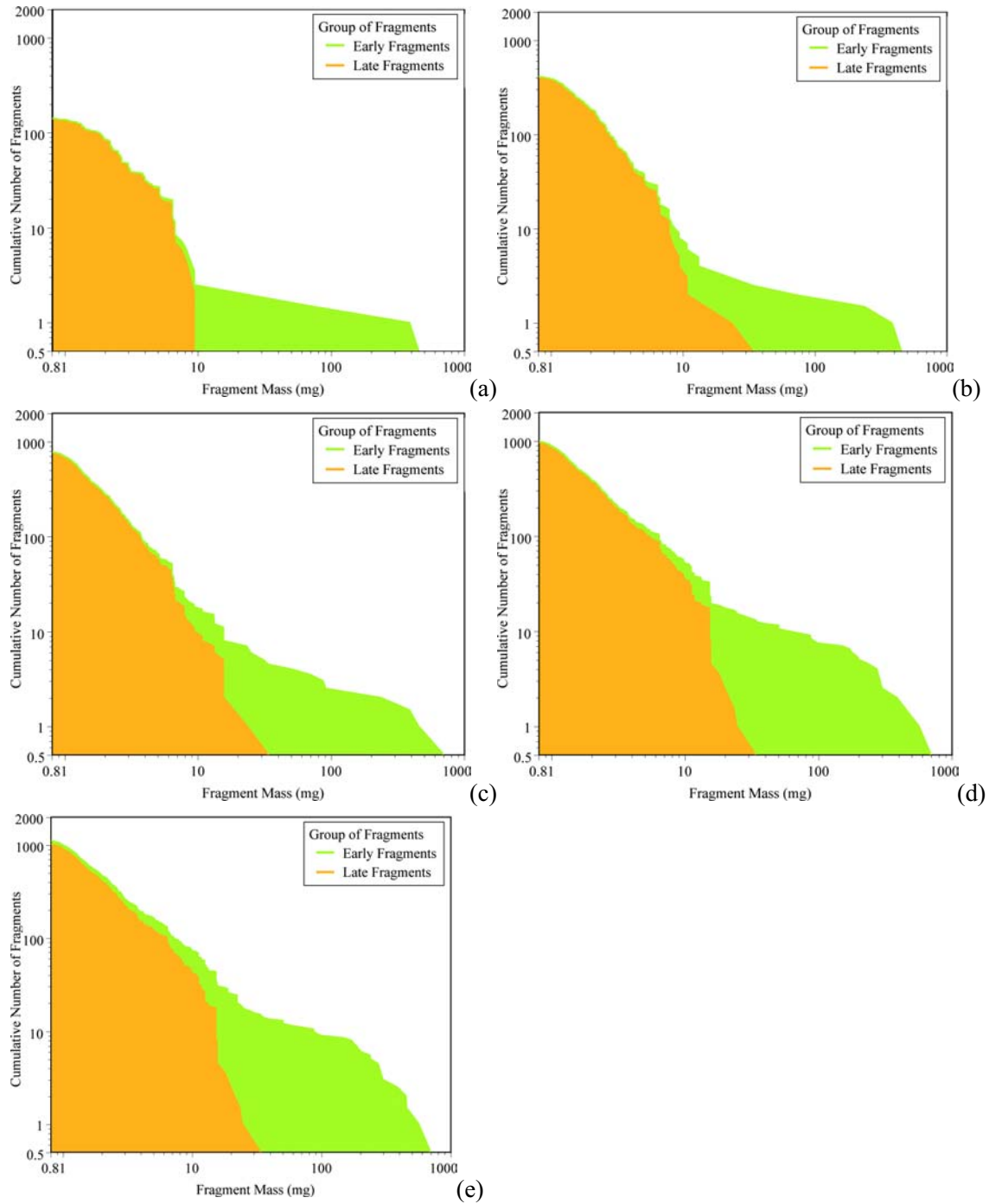


図 4-37. 実験番号 0\_02、0\_04、0\_06 より再構成された、垂直衝突一回分のデータセットの放出速度毎の破片質量分布: (a) 1.25 m/sec 以下の速度で放出された破片のみ (b) 2.5 m/sec 以下の速度で放出された破片のみ (c) 5 m/sec 以下で放出された破片のみ (d) 10 m/sec 以下で放出された破片のみ (e) 全ての破片

Fig. 4-37. Fragment mass-cumulative number distributions of fragments produced by a vertical impact reconstructed from empirical runs No. 0\_02, 0\_04, 0\_06: (a)  $v_e < 1.25$  m/sec, (b)  $v_e < 2.5$  m/sec, (c)  $v_e < 5$  m/sec, (d)  $v_e < 10$  m/sec, (e) all fragments

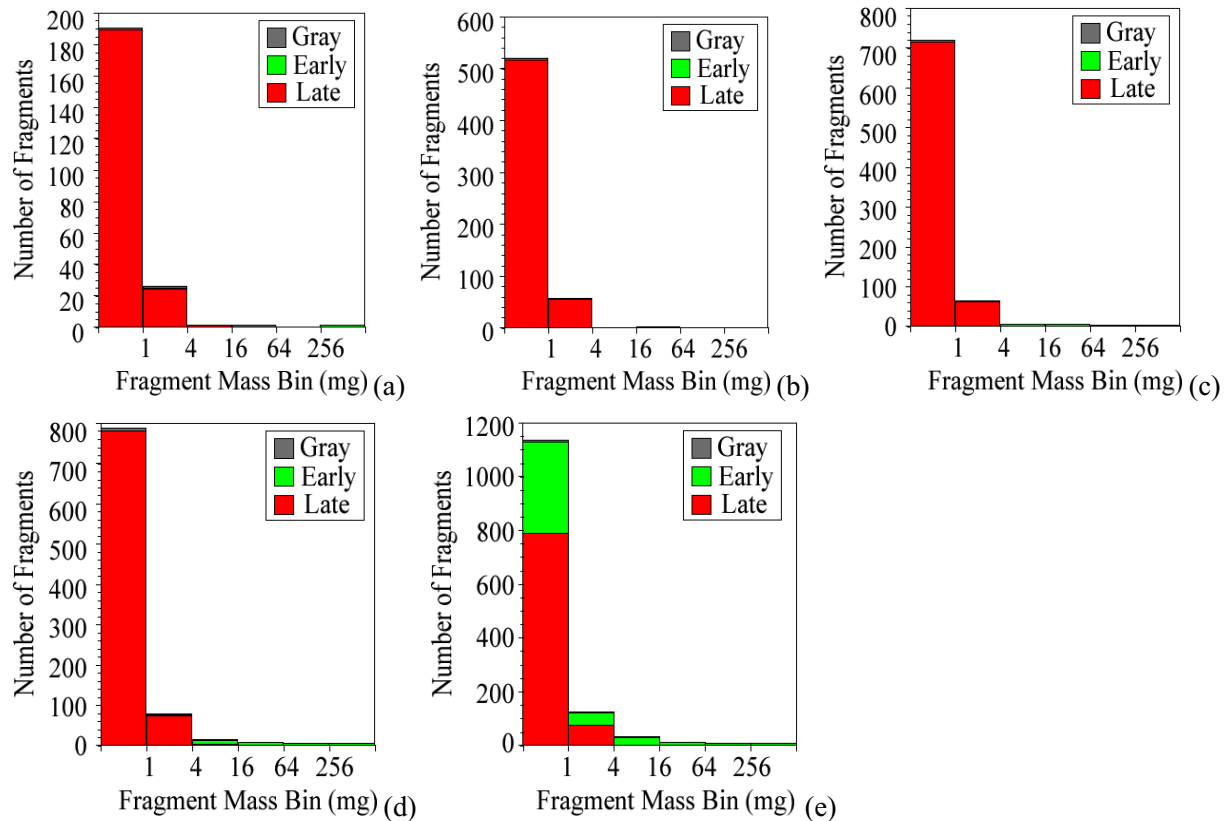


図 4-38. 各破片サイズビンに属する破片の数: (a) 1.25 m/sec 以下の速度で放出された破片のみ (b) 2.5 m/sec 以下の速度で放出された破片のみ (c) 5 m/sec 以下で放出された破片のみ (d) 10 m/sec 以下で放出された破片のみ (e) 全ての破片

Fig. 4-38. Number of Fragments belongs to each fragment mass bin: (a)  $v_e < 1.25$  m/sec, (b)  $v_e < 2.5$  m/sec, (c)  $v_e < 5$  m/sec, (d)  $v_e < 10$  m/sec, (e) all fragments

ここに示した破片質量は、そのほとんどが動画上での破片の影の大きさをもとに見積もられたものであり、小さなものに関してはその質量の推定誤差が大きいため注意が必要であるが、たとえば 2.5 m/sec 以下の低速度で放出された破片は、4 mg 以下の小さな後期放出破片群と 16 mg 以上の早期群破片のうち大きな物で構成されていることがわかる。これは、後期放出破片群が遅く破片サイズの小さな領域に集中しているのに対し、早期放出破片群は破片質量と破片速度の間に相関を持ち遅い破片のサイズが大きいことに関連している。したがって、放出速度の上限が 2.5 m/sec と低く設定されているときには、この速度以内で放出される破片の集合は、後期放出破片群からなる細かい破片と、大きな spall 破片により構成されることになり、破片サイズの二極化が見られる。放出速度の上限を上げるに従い、より細かな spall 破片もこれに含まれるようになり、中間のサイズの破片が見られるようになる。

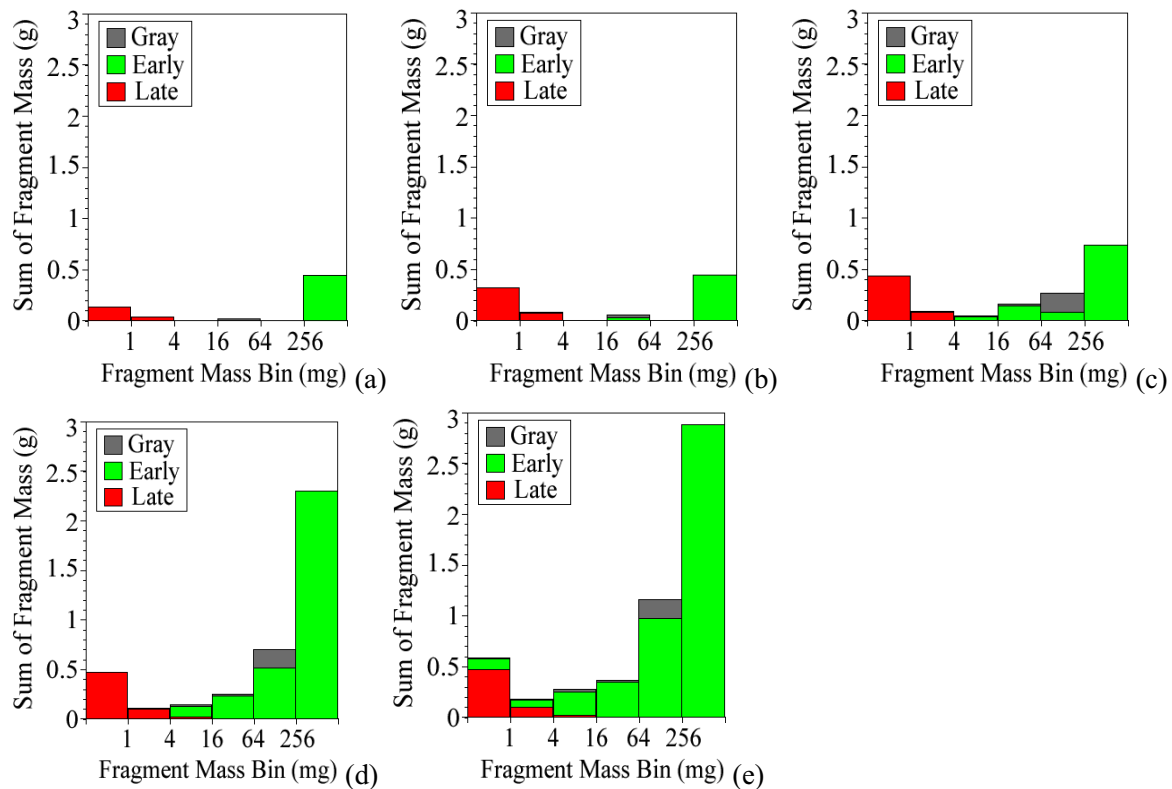


図 4-39. 各破片サイズビンに属する破片の合計質量: (a) 1.25 m/sec 以下の速度で放出された破片のみ (b) 2.5 m/sec 以下の速度で放出された破片のみ (c) 5 m/sec 以下で放出された破片のみ (d) 10 m/sec 以下で放出された破片のみ (e) 全ての破片

Fig. 4-39. Mass of Fragments belongs to each fragment mass bin: (a)  $v_e < 1.25$  m/sec, (b)  $v_e < 2.5$  m/sec, (c)  $v_e < 5$  m/sec, (d)  $v_e < 10$  m/sec, (e) all fragments

## 5. 結論

本研究においては、二段式軽ガス銃を用いて直径 7 mm ナイロン球の飛翔体を速度 4.2 km/sec まで加速し、石膏ターゲットに対する斜め衝突実験を行い、放出される破片の速度を画像解析により計測した。測定を行うことができた破片の速度ならびに質量の範囲は実験設定毎に異なるが、垂直衝突 0\_01 においては、影の面積から推定した破片質量が 0.03 mg 以上、放出速度が 0.18 m/sec から 83 m/sec の破片の軌跡を 1110 個計測することに成功した。このうち、動画上の破片の抽出率が十分に高い速度-質量領域は、破片質量 0.65 mg 以上、破片速度 1 から 70 m/sec の範囲である。本研究では、各破片の速度を計測すると同時に、その軌跡から各破片がターゲット表面から放出された時刻やターゲット表面における初期位置を、またその影の面積から大まかな破片質量を推定することが可能である。

石膏に対する衝突クレーター形成において放出される破片は、その初期位置、放出時刻ならびに速度の特徴から、早期放出破片群と後期放出破片群の 2 群に分けることが可能である。おのこの破片群は回収された破片の 2 群、spall 破片と剪断破壊破片に、更に、その初期位置からクレーターの spall 領域と pit 領域にそれぞれ対応付けられることが確認された。

早期放出破片群を、衝突から 5 msec 以内に放出された破片のうち、初期位置が pit 中心から 13 mm より外側の spall 領域にあるもので、かつ放出速度が 12 m/sec を超えるもの、または破片質量が 0.01 g 以上のものと定義した。回収された spall 破片のうち直径が 4 mm 以上のものに関しては、これらが衝突前のターゲットと同様に球形の気泡を内在した多孔質物質であり圧密を受けていないこと、軸比が 1: 0.68: 0.22 を平均とする板状であることが確認された(3-3-1)。動画から推測された早期放出破片群の質量分布のべき係数は、-0.23 から-0.55 であり、回収された spall 破片の積算質量分布におけるべき係数-0.58、-0.66 に近い(3-3-1)。spall 破片の速度的特徴には、破片の初期位置と放出速度の間に相関があること、破片の速度と質量の間に相関があることが挙げられる(Melosh, 1984、Melosh, 1989)が、これは、本研究において計測され、分離された早期放出破片群の特徴と矛盾しない。

後期放出破片群は、クレーター中心にある深い pit 領域から、剪断破壊を受けた破片が、衝突から 5 msec 以降に、ターゲットとほぼ垂直な方向に、12 m/sec 以下の速度で放出されるものであり、そのほとんどが直径 2 mm 以下である(3-4-2-2、4-2-1)。破片速度ビン毎に後期放出破片の数を求めると、破片速度が 2 m/sec から 4 m/sec の位置にピークを持つ。後期放出破片群のべき係数は、-0.84 から-1.66 であり、これも実験番号 45\_04 で回収された破片を篩にかけて求めたべき係数-1.27 と調和的である。

本研究において定義された後期放出破片群の特徴を、Z-モデル等の既存のモデルにより説明することは困難である(4-2-3-3)。また、4-2-3-1 でも述べた様に、後期放出破片群あるいはこれに相当する破片群が観測されるのは、岩石や石膏などの引っ張り強度を持つターゲットに対する衝突クレーター形成においてのみであり、後期放出破片群の放出に際しては、クレーターの周囲に存在する、衝突後も引っ張り強度を有するターゲット物質の存在が重要な役割を果たしていることが強く示唆される。そこで、ターゲットの引っ張り強度を有する部分が、衝突によ

り発生した圧縮波に対し弾性的に応答することにより後期群が放出されたと仮定したモデルを構築した。ターゲットを剪断破壊された領域と、その外側を取り囲む遠方領域とに分割し、その境界である SF-面に衝突により形成された圧縮波が入射すると仮定した。この圧縮波の通過後、遠方領域のターゲットの弾性的な振舞いにより SF-面は内向きの速度を得、この動きがクレーターの出口に向かう表面まで剪断破壊された石膏粉内を伝播し、石膏粉を表層にあるものから順に放出するとした。

4-3-2 においては、ターゲットの遠方領域の弾性的応答をグリーン関数を用いることにより解析的に求めた。本研究においては、SF-面の跳ね返り速度の最大値  $v_{\max}$  と、これが最大値の 1/10 まで減衰するのに要する時間  $\tau_{0.1v_{\max}}$  をアウトプットの変数として用いた。基本となる初期条件として、ヤング率  $4 \times 10^9 \text{ Pa}$  のターゲットに形成された、直径 20 mm の SF-面に、強度 12 MPa、継続時間 3  $\mu\text{sec}$  の圧縮波が入射した場合を計算すると、SF-面の跳ね返り速度は 1.5 m/sec であり、本実験で求められた後期群破片の速度と調和的である。一方で、跳ね返り継続時間は 0.02 msec であり、実際に観測される後期群の放出時刻、ならびにそのばらつきに較べると極端に小さい値である。

後期放出破片群の放出時刻ならびにその継続時間の長さは、これらが衝突圧密後の深い初期位置から低速度で放出されること、ならびに SF-面で発生した内向きの速度が石膏粉内を伝播する速度が遅いということとの関わりが示唆される。Teramoto et al. (2004)は真空中でガラスビーズの音速測定実験を行い、粉体の音速が稠密な物体のそれと較べて 1.5 桁小さくなること、ならびにより細かな粒子ではより音速が遅くなることを示した。ここで SF-面から飛翔体の貫入深さまでの距離 25 mm を Teramoto et al. (2004)において計測された直径 40  $\mu\text{m}$  のガラスビーズにおけるバルク音速 91 m/sec、ならびにこれを本研究の石膏粉に外挿して求めた 18 m/sec で、内向きの動きが伝達されると仮定すると、その所要時間はおおよそ 0.3 msec ならびに 1.4 msec となる。

斜め衝突の影響は、クレーターサイズ、形状以外にも、早期放出破片群の放出角度が非等方的であることなどに見られる。一方で、早期放出破片群の速度-質量関係には、衝突角度の影響を確認することは出来なかった。後期放出破片群に対する衝突角度の影響は、衝突角度の増加とともに放出角度がやや下流よりになること、放出時刻が早めになり、早期放出破片群との分別が困難になること、放出速度がやや遅くなることが挙げられる。

本研究において測定された破片から、与えられた速度以下で放出されたものについての積算質量、破片の積算質量分布ならびに各ビン毎の破片数、合計質量を求めた。後期放出破片群が遅くて細かな領域に集中しているのに対し、早期放出破片群には破片の速度と質量の間に相関があるため、たとえば 2.5 m/sec 以下の比較的低速度で放出される破片は、細かい後期群と早期放出破片群のうち大きくて遅いものから構成されることになり、破片サイズの二極化が見られる。