

研究論文

一自由面破碎の破壊プロセスに及ぼす圧力波形の影響に関する数値解析

趙 祥鎬^{*}, 三宅 秀和^{*}, 木村 哲^{**}, 金子勝比古^{*}

一自由面破碎における装薬孔内壁に作用する圧力の時間的変化させた数値解析を行い、圧力波形と破壊形態との関係について基礎的な検討を行った。その結果、圧力波形が異なると破壊形態は顕著に異なること、破壊形態は、主として圧力の立ち上がり時間に依存することを示した。また、亀裂進展と波面走時との関係から、破壊が終息するまでの時間は、作用圧力のピークに対応する反射波の到達時間で大略表現されることを明らかにした。さらに、圧力の立ち上がり時間を装薬孔中心への反射波初動の到達時間で除した無次元時間により種々の条件における解析結果を整理し、動的破壊～準静的・静的破壊への遷移領域が無次元時間 2.0-4.0 の範囲にあることを明らかにした。最後に、強度不均一性の程度が破壊形態に及ぼす影響の検討を加えた。

1. 緒言

穿孔発破では、破碎対象物や破碎目的に応じて薬種と装薬条件が選択される。また、穿孔発破と同様に、ポアホールを利用する破碎方法も多く存在し、近年では油圧式破碎法や放電を利用した破碎法など火薬類を用いない種々の方法も開発されてきている¹⁾。ここで発破において薬種・装薬条件を変化させた場合、さらに無発破破碎工法を用いた場合等を比較すると、それぞれの破壊形態は大きく異なることが知られている。ここで、発破との比較のため無発破破碎工法におけるポアホールも装薬孔と呼ぶことにすると、このような種々の火薬類・非火薬類を用いた破碎法における破碎形態の違いは、装薬孔に作用する圧力の大きさと時間的変化の相違であると考えることができる。

装薬孔内壁に動的内圧が作用すると、岩盤中に応力波が誘発され、これが岩盤中を伝播していく。そして、装薬孔内壁に作用する内圧の加圧速度が遅い場合には装薬孔壁から数本の放射状引張亀裂が生成されるが、内圧の加圧速度が速い場合には装薬孔壁から多くの放射状引張亀裂が生成されること、加圧速度が速く圧力も大きな場合には、装薬孔近傍に圧

縮破壊圏が形成され、その周囲に放射状引張亀裂が生成されること、などが知られている²⁾。これらの知見は、装薬孔内壁に作用する内圧の大きさと時間的変化により装薬孔周囲岩盤中の動的応力状態が変化し、その結果として、破壊プロセスと破壊形態が異なってくることを示しているが、これらの遷移条件について定量的に議論した例は少ない。

そこで本研究では、装薬孔内壁に作用する圧力の時間的変化(圧力波形)が形成される破壊にどのような影響を及ぼすかについて、基礎的な検討を行った。特に、最も一般的な一自由面破碎を対象として、異なる圧力波形の条件で解析を行い、それらの結果から破壊状況と圧力波形との関係を分析し、動的破壊から準静的・静的破壊への遷移条件とそのメカニズムについて検討を加えた。

2. 数値解析法及び解析条件

解析には、強度不均一性と亀裂の発生・進展を考慮した動的有限要素法を用いた。本解析では、岩石の破壊として引張破壊と圧縮破壊を考え、破壊基準はそれぞれ最大引張応力基準およびモール・クーロン基準を用いた。そして、引張破壊は要素境界辺に発生するものと仮定し、要素境界辺の引張強度をワイプ分布(均一性係数 m)で与えた。亀裂の発生・伸長は要素境界辺の分離として表現し、引張破壊と判定された要素境界は新節点を追加して要素を再分割した。また、亀裂プロセスゾーンの結合力は引張軟化則 1/4 モデルで与え、亀裂開口変位から結合力を求め、これを亀裂面上に節点力として作用させた。

2003年4月30日受付

2003年5月9日受理

*北海道大学大学院工学研究科環境資源工学専攻
〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目

TEL 011-706-6325

FAX 011-706-6325

E-Mail csh0724@netian.com

** (株)西松建設 技術研究所

〒242-8520 神奈川県大和市下鶴間 2570-4

TEL 0462-75-1135

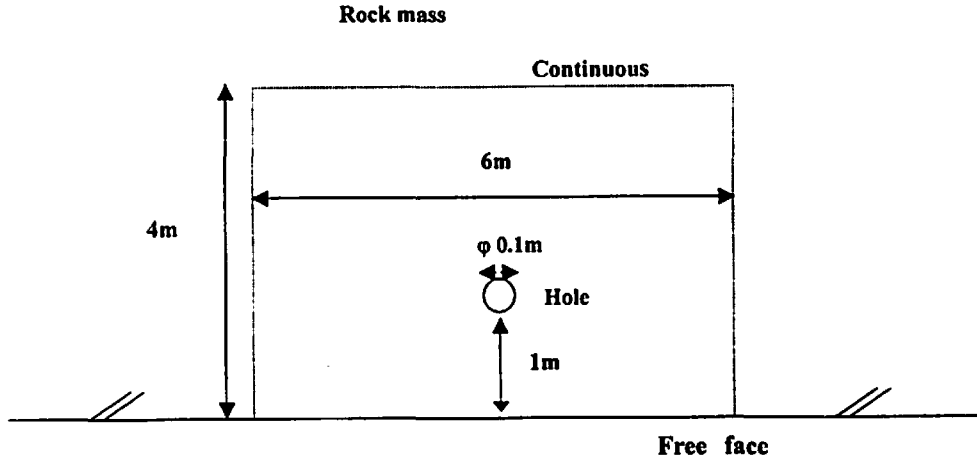


Fig.1 Geometry of analysis model.

また、圧縮破壊は要素の破壊として取り扱い、要素の圧縮強度は要素周囲境界辺の引張強度の平均値の定数倍で与えた。そして、破壊基準を上回る場合には、その過剰応力を符号反転させたものを要素初期応力として与え、この要素初期応力に対応する要素初期ひずみにより降伏後の塑性ひずみを表わした。なお、解析法の詳細については参考文献 3)を参照されたい。

本研究では、一自由面破碎で装薬孔に垂直な断面を想定した2次元モデルを用いて解析を行った。Fig. 1にモデルの形状・寸法を示す。解析領域は縦4m、横6mとし、最小抵抗線長を1m、装薬孔径を0.1mと設定した。有限要素モデルの初期総節点数は14540、総要素数は28552であり、解析に用いた物性値及び初期条件等はTable 1に示すようである。また、装薬孔壁に次式の関数で与えられる圧力を作用させた。

$$P(t) = P_0 \zeta [\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)] \quad (1)$$

ただし、 P_0 は最大圧力、 α および β は定数である。また、 t_0 は圧力最大値までの時間(以下、立ち上がり時間と呼ぶ)、 ζ は正規化定数であり、 $t_0 = \log(\beta/\alpha) / (\beta - \alpha)$ 、 $\zeta = 1 / [\exp(-\alpha t_0) - \exp(-\beta t_0)]$ で与えられる。この圧力波形はFig. 2に示すようであり、最大圧力までの時間は t_0 により、最大圧力後の減衰傾向は β/α の値で表現される。そこで、これらを、 $t_0 = 10\mu\text{s}$ 、 $100\mu\text{s}$ 、 $500\mu\text{s}$ 、 $1000\mu\text{s}$ 、 $\beta/\alpha = 1.5$ 、 100 とそれぞれ変化させて解析を行った。また、本解析では、圧力の時間的变化に注目し、最大圧力 P_0 は100MPaと一定にした。ただし、装薬孔壁に与えられる力積((1)式の積分値)は t_0 と β/α の値に依存し、岩盤に投入されるエネルギーもこれらの値により異なる。

Table 1 Parameters of analysis model.

Parameter	Value
P-wave velocity V_p ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	5000
S-wave velocity V_s ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	2890
Density ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	2700
Poisson's ratio ν	0.25
Elastic modulus E (GPa)	56.4
Fracture energy G_f ($\text{Pa}\cdot\text{m}$)	300
Compressive strength S_c (MPa)	75
Tensile strength S_t (MPa)	5.0
Time step Δt (μs)	1.0
Coefficient of uniformity m	7

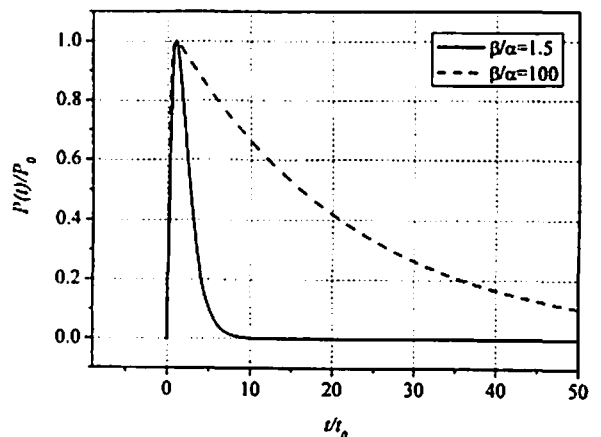


Fig.2 Pressure-time curves for the waveforms of applied pressure when $\beta/\alpha = 1.5$ and $\beta/\alpha = 100$.

3. 圧力波形と主応力分布及び破壊プロセスとの関係
解析結果の一例として、 β/α を1.5と一定とし、立ち上がり時間を $t_0 = 10\mu\text{s}$ 、 $100\mu\text{s}$ 、 $500\mu\text{s}$ 、 $1000\mu\text{s}$

と変化させた場合の、時間の進行に伴う最大主応力分布の変化と破壊の進展プロセスを Fig. 3 に示す。図には主応力の値を色の变化で、亀裂を黒線で示している。また、圧縮破壊域は表示されていないが、(a)および(b)において、装薬孔近傍で亀裂が発生していない領域が圧縮破壊域に対応している。ここで、装薬孔から半径方向に伝播する直接波に対しては、半径方向応力は常に圧縮であるため、最大主応力は接線方向応力に対応していることに注意されたい。これらの図を比較すると、圧力の最大値が一定の場合でも、その立ち上がり時間により装薬孔周囲岩盤中の動的応力状態が異なり、これにより破壊の進展プロセスも異なることが分かる。そこで、まず、最大主応力分布を見ると、 $t_0=10\mu\text{s}$ および $t_0=100\mu\text{s}$ の場合は、装薬孔を中心として最初に接線方向圧縮の波が、続いて接線方向引張の波が同心円状に伝播しているが、 $t_0=500\mu\text{s}$ の場合は最初の接線方向圧縮応力の値が小さくなり、 $t_0=1000\mu\text{s}$ になると、最初の接線方向圧縮の波がほとんど認められないことが分かる。その結果、 $t_0=10\mu\text{s}$ および $t_0=100\mu\text{s}$ の場合は、装薬孔壁近傍に圧縮破壊域が形成され、その周囲に引張亀裂が伸長するが、 $t_0=500\mu\text{s}$ 、 $1000\mu\text{s}$ の場合は装薬孔壁から引張亀裂が生成・伸長していく。また、応力波が自由面で反射した後は自由面近傍に引張応力域が現れるが、 $t_0=10\mu\text{s}$ の場合は自由面垂直方向が最大主応力となるが、 $t_0=100\mu\text{s}$ の場合は自由面平行方向が最大主応力となる。これは、 $t_0=10\mu\text{s}$ の場合は自由面平行方向の引張亀裂(スポーリング破壊に対応する)が生成するが、 $t_0=100\mu\text{s}$ の場合は自由面垂直方向の引張亀裂が生成することから確認できる。これは応力波の波長が最小抵抗線長に比較して十分長くなると、スポーリング破壊から自由面垂直方向の引張亀裂発生に移行することを示している⁹⁾。また、 $t_0=10\mu\text{s}$ の場合は応力波の拡散に伴って応力波後方の領域の応力が急激に低下するため、装薬孔周囲の破壊域も狭いが、 $t_0=100\mu\text{s}$ の場合は、波長が長いので、引張応力領域も広くなり、装薬孔周囲の破壊域も大きくなること分かる。さらに、 $t_0=500\mu\text{s}$ 、 $1000\mu\text{s}$ になると、応力波の通過後に準静的応力場が形成され、これに伴って、装薬孔壁から伸長する亀裂の数が減少することが分かる。なお、Fig. 3 には示されていないが、 $t_0=500\mu\text{s}$ 、 $1000\mu\text{s}$ の条件では、作用圧力がピークに近付くと(一軸圧縮強度以上となると)、装薬孔近傍に圧縮破壊が発生する(この圧縮破壊域は Fig. 4 に示されている)。ただし、この段階では亀裂が長く伸びていて、装薬孔の変形も大きくなっているため、実際の破碎において、圧縮破壊

を生じさせるまで圧力を作用させることは少ないと思われる。

次に、装薬孔壁に作用する圧力が最大値に達した後の圧力の減衰傾向が破壊形態に及ぼす影響を検討するために、上記の圧力の立ち上がり時間について、 $\beta/\alpha=1.5$ 、 150 と変化させた場合の、解析された最終的な破壊形態を Fig. 4 に示す。Fig. 4 より、立ち上がり時間の短い $t_0=10\mu\text{s}$ の場合は、 β/α の値の増大に伴って、装薬孔周囲破壊域は拡大し、自由面近傍の破壊も自由面に平行な引張破壊から自由面に垂直な引張破壊に移行する。これは圧力持続時間の増大に伴って、装薬孔壁に与える力積が増大(投入エネルギーの増大)すること、および応力波の波長が長くなることに関係している。これに対し、立ち上がり時間 $t_0=100\mu\text{s}$ の場合は、 β/α の値の増大に伴って、装薬孔周囲の引張亀裂の長さが若干長くなるが、その変化は小さい。これは、装薬孔壁に与える力積がある程度以上となると、破壊域寸法は最大圧力値と岩盤の物性・幾何形状に関係した一定の値に収束していくことを示している。そして、立ち上がり時間が長い $t_0=500\mu\text{s}$ 、 $1000\mu\text{s}$ の場合には、破壊形態は以上とは顕著に異なるが、亀裂の最大長さは β/α の値にほとんど依存しないことが分かる。これは静的な圧力が作用する場合の破壊域寸法は、作用圧の大きさと岩盤の物性・幾何形状のみにより決まることに対応している。

また、破壊形態は、立ち上がり時間が比較的短い場合は、発破における破壊形態に類似し、立ち上がり時間がある程度以上長い場合は、コンクリート破碎器や蒸気圧破碎剤などにおける破壊形態に類似していることが分かる。したがって、本解析により、これら破碎法による破壊形態の差が表現されていることが分かる。また、以上の解析結果から、破壊形態は、主として圧力の立ち上がり時間に依存していることも分かる。

4. 破壊形態の変化に関する考察

4.1 破壊形態変化のメカニズム

圧力の立ち上がり時間による破壊形態の変化のメカニズムを検討するために、応力波伝播と亀裂伸長との関係を分析した。すなわち、 $\beta/\alpha=1.5$ の条件で立ち上がり時間が $100\mu\text{s}$ 、 $500\mu\text{s}$ 、 $1000\mu\text{s}$ の場合の解析結果(Fig. 4 (b) (c) (d))において、特定の亀裂に注目し、応力波の波面位置および亀裂先端位置と時間との関係を Fig. 5 に示す。図中の距離(横軸)は装薬孔中心から自由面平行方向の距離である。また、対象とした亀裂は、Fig. 4 中に矢印で示した自由面とほぼ

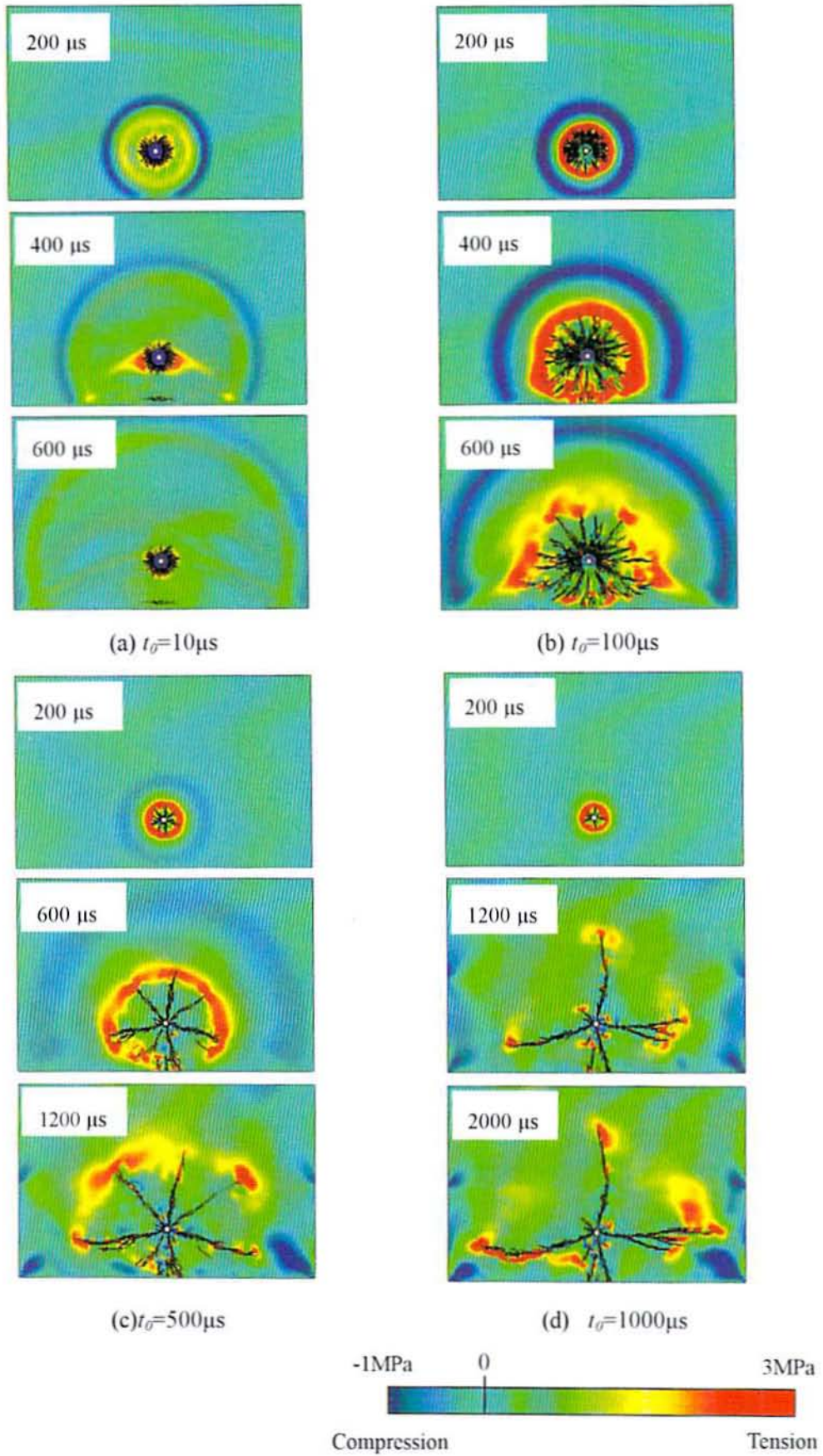


Fig.3 Maximum principal stress distribution and crack propagation when $\beta/\alpha = 1.5$.

平行な方向に伸長する亀裂である。さらに、応力波面としては、直接波の初動波面 $D_0(t=x/C_p)$ とそれから時間 t_0 後の波面 $D_1(t=x/C_p+t_0)$ 、自由面からの反射波の初動波面 $R_0(t=(x^2+4w^2)^{1/2}/C_p)$ とそれから時間 t_0 後の波面 $R_1(t=(x^2+4w^2)^{1/2}/C_p+t_0)$ のそれ

ぞれを示している(ただし、 x : 装薬孔壁からの距離、 w : 最小抵抗線長である)。なお、上記の波面走時は破壊が発生しない場合の走時で代表させている。

Fig.4 から、亀裂の伸長に伴って、亀裂伸長速度(図中の傾きの逆数)が低下すること、圧力の立ち上り

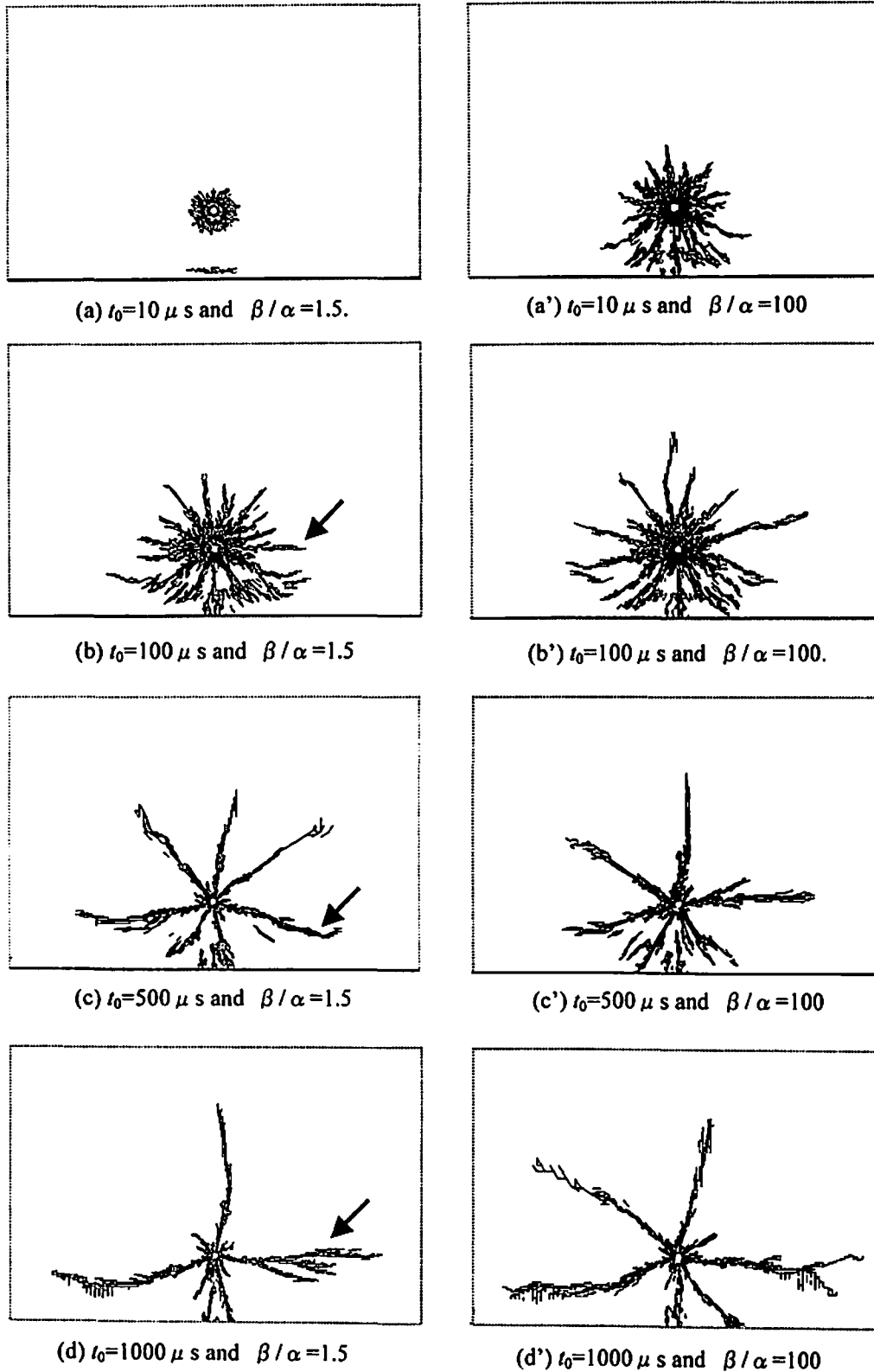


Fig.4 Fractures patterns with different pressure waveforms.

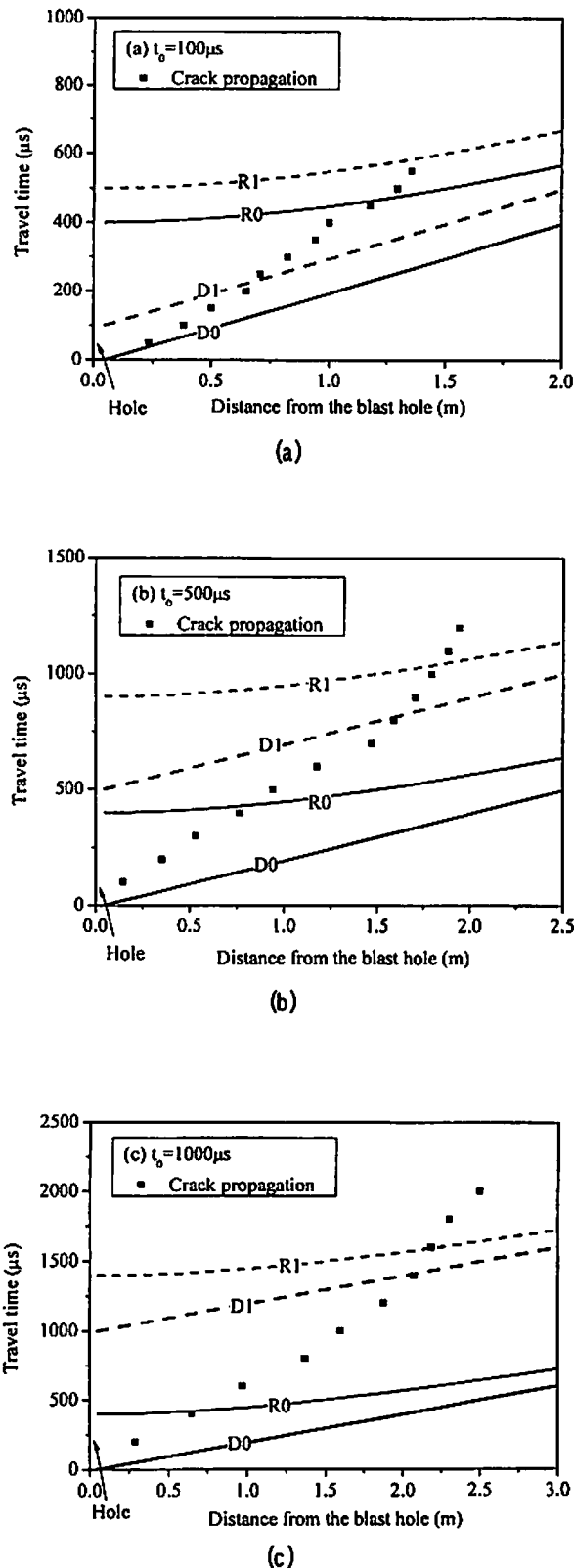


Fig.5 Relationship between crack and stress wave propagations when (a) $t_0=100 \mu s$, (b) $t_0=500 \mu s$ and (c) $t_0=1000 \mu s$: D0: Front phase of direct stress wave, D1: Peak phase of direct stress wave, R0: Front phase of reflected stress wave and R1: Peak phase of reflected stress wave.

時間が長くなると、全体として亀裂伸長速度が低下していくこと、などが分かる。また、いずれの場合も波面 R_1 が到達した時刻付近で亀裂の伸長が止まることがわかる。これは、亀裂の伸長が停止するまでの時間、言い換えれば、破壊が終息するまでの時間は、装薬孔に作用させた圧力のピークに対応する反射波面の到達時間で大略近似できることを示している。この考えに基づくと、 t_0 が十分大きな場合 ($t_0 > (x^2 + 4w^2)^{1/2} / C_p$) には、波面 R_1 の到達時刻は t_0 で近似できることから、破壊終息時間は t_0 のみで表現されることになる。これは、破壊域がその時に装薬孔壁に作用している圧力の大きさにより決まることを示し、静的な加圧における破壊に相当する。以上から、破壊の終息時間は、波面 R_1 の到達時間に関係し、 t_0 が比較的小さい場合は、主として最小抵抗線長と P 波伝播速度に依存するが、 t_0 が大きくなると t_0 のみ、すなわち、装薬孔内圧の加圧速度のみに依存すると考えることができる。そして、前者が動的破壊の条件であり、後者が静的破壊の条件であるとも考えることができる。なお、ここでは自由面に平行な方向の亀裂を対象として分析を行ったが、他の方向の亀裂に対しても基本的に同様な議論ができる。

以上では、波面と亀裂との関係を示したが、応力場の観点からは次のように考えることができる。すなわち、波面 $D_0 \sim D_1$ 間もしくは波面 $R_0 \sim R_1$ 間の距離は応力波の波長に比例する量として取り扱えることから、これら波面間距離の増大に伴って波面間の領域の応力状態は静的応力状態に近付いていくと考えることができる。

また、破壊形態の変化は次のように説明することができる。前述のように、立ち上がり時間が短い場合は、装薬孔近傍のほぼ全周に引張亀裂が生成し、これらの亀裂が伸長していく段階で、伸長する亀裂の数が減少して幾つかの卓越した亀裂に収束していくが、立ち上がり時間が長くなると、早い段階で亀裂数が減少し、卓越伸長する亀裂の数が少なくなる。ここで、強度不均一性が存在する場合には、装薬孔から同心円状の亀裂群が生成する場合でも、隣接する複数の亀裂が同時に伸長することではなく、それぞれの亀裂伸長に強度差に応じた時間差が生じる。この結果として、いずれかの亀裂が先行して伸長することになる。そして、先行して伸長した亀裂の周囲では応力が解放されるため、この亀裂に隣接する亀裂の伸長が抑制される。したがって、装薬孔周囲には多くの亀裂が発生するが、卓越伸長する亀裂の数は少なくなる。また、この先行する亀裂の伸長による応力解放は弾性波速度で周囲に伝達されることか

ら、亀裂進展速度が遅くなる程、隣接亀裂に対する抑制効果が発現されやすくなる。したがって、立ち上がり時間が長くなると、初期の段階からこの抑制効果が現れるため、亀裂の数が少なくなる。

4. 2 破壊形態の遷移条件

3.において、圧力の立ち上がり時間の増大に伴って破壊形態が動的破壊から準静的・静的破壊の形態に変化することを示し、4.1において、この破壊形態の遷移のメカニズムについて論じた。そこで、次に、この破壊形態の遷移条件の定量化を試みた。

前述のように、反射波の到達時間は、自由面に平行方向の亀裂に対しては、最小抵抗線長 w 、装薬孔壁からの距離 x 、P波速度 C_p と立ち上がり時間 t_0 で表現できるが、装薬孔中心位置 ($x=0$) を考えれば w 、 C_p と t_0 のみで表現できる。そこで、立ち上がり時間 t_0 を装薬孔中心への反射波初動の到達時間 w/C_p で除した無次元時間 $C_p t_0/w$ を考え、 $C_p t_0/w$ と最終破壊形態との関係を分析した。なお、この無次元時間は、応力波の代表波長 $C_p t_0$ と一自由面破砕の代表寸法 w との比であると解釈することもできる。

以上の考えのもとに、上記と同様のモデル(最小抵

抗線長 $w=1\text{ m}$) および立ち上がり時間 ($t_0=10\mu\text{s}, 100\mu\text{s}, 500\mu\text{s}, 1000\mu\text{s}$) について、P波速度を $C_p=2\text{ km/s}, 3\text{ km/s}, 4\text{ km/s}$ 、と変化させた解析を行った。なお、物性値および解析条件は、P波速度を変化させたこと以外は全て同様であり、圧力の減衰傾向を表す β/a の値も 1.5 と一定にした。Fig. 6は、最終的な破壊形態と立ち上がり時間 t_0 およびP波速度 C_p 関係を示している。とくに、無次元時間 $C_p t_0/w$ の値をそれぞれの図中に示している。図より、無次元時間 $C_p t_0/w$ の増大に伴って破壊形態が変化していくことが明瞭に読みとれる。なお、無次元時間 $C_p t_0/w$ が同一であっての破壊形態が異なる例が示されているが、これは本解析では亀裂の非線形挙動が考慮されていることに関係している。

図より、無次元時間 $C_p t_0/w$ の増大に伴って、装薬孔から伸長する亀裂の数が減少していき、発破等で見られる破壊形態から、コンクリート破砕器、蒸気圧破砕剤さらに静的破砕剤などを用いた場合の破砕形態に移行していく様子を見ることが出来る。一般に静的加圧の条件では亀裂は最小抵抗線方向と自由面平行方向の数本程度の亀裂が伸長することを考慮すると、静的破壊形態への遷移条件は無次元時間

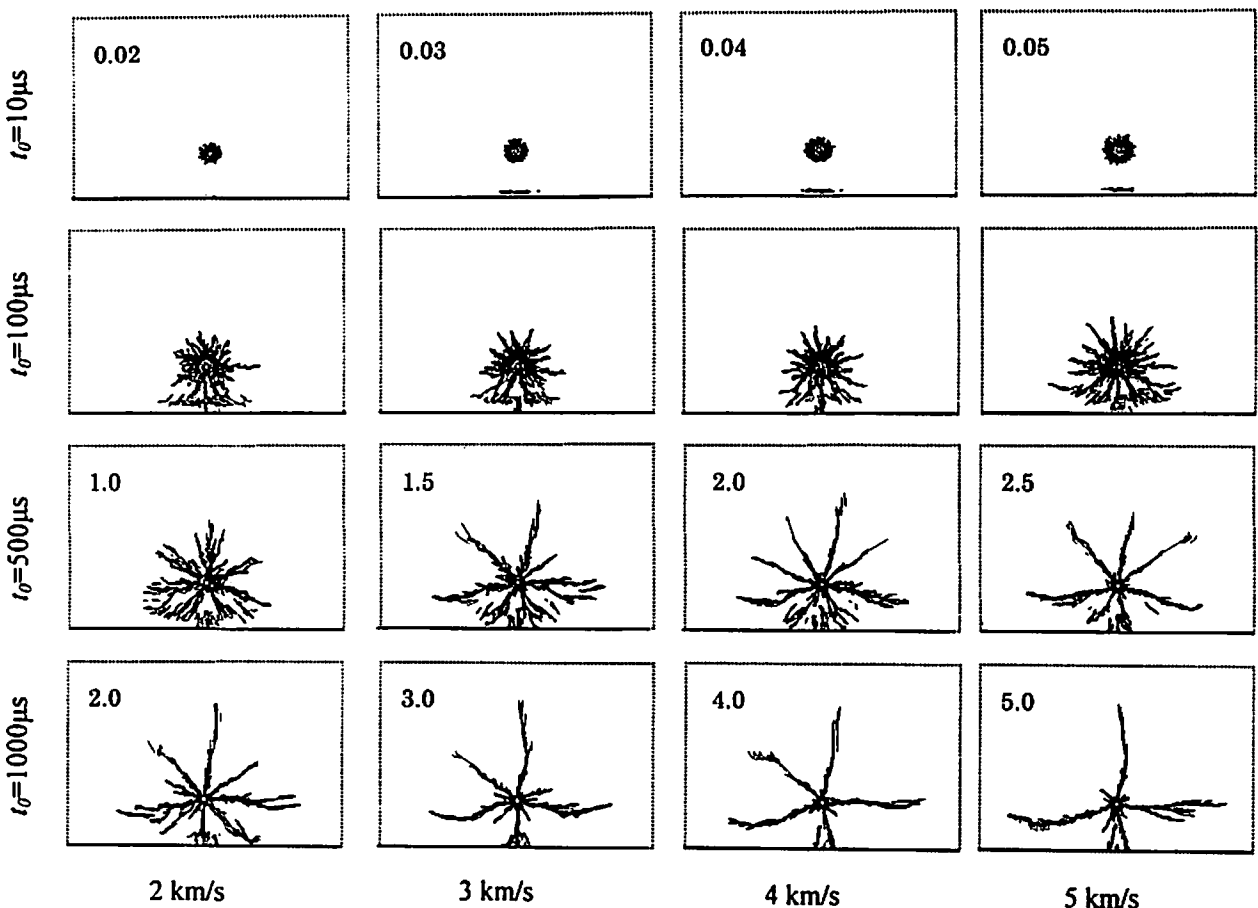


Fig.6 Fractures patterns in variation of rising time and P-wave velocity..

$C_p t_0/w=3.0\sim 4.0$ 程度であると考えることができる。

以上では、岩盤の強度不均一性に関しては、均一性係数 $m=7$ の一定の条件で解析を実施した。そこで、

強度不均一性の程度が破壊形態に及ぼす影響を検討するために、均一性係数 $m=28$ の条件において解析を実施し、これらを前出の結果と比較した。 $\beta/\alpha=1.5$, $t_0=10\mu s$, $100\mu s$, $500\mu s$, $1000\mu s$ の条件について、 $m=28$ の場合の最終破壊形態を Fig. 7 に示す。Fig. 7 と Fig. 6 における同一加圧条件の結果とを比較すると、両者の結果は類似していることがわかる。ただし、詳細に見ると、 $m=28$ の場合は $m=7$ の場合に比較して、装薬孔周囲で亀裂が密集する領域が若干広く卓越亀裂への収束が若干遅くなっていること ($C_p t_0/w=0.5$ の場合)、卓越亀裂が伸長する時に亀裂の枝別れ (forking) が少なくなること ($C_p t_0/w=5.0$ の場合)、などがわかる。

ここで、4.1 において、装薬孔周囲のほぼ全周に亀裂が生成した後、幾つかの卓越した亀裂に収束していくプロセスが、先行して伸長した亀裂の応力解放による隣接亀裂の伸長抑制効果に起因することを示したが、上記の傾向も同様な考えで説明することができる。装薬孔から同心円状の亀裂群が生成する場合、それぞれの亀裂伸長には強度差に応じた時間差があるが、均一性係数が高くなると、この時間差は小さくなるため、隣接亀裂に対する伸長抑制効果が発現される時刻が遅くなり、結果として、特定の卓越亀裂に収束する時刻が遅くなる。したがって、不均一性の程度により、装薬孔周囲の亀裂群の様相は若干異なる。しかし、卓越亀裂に収束する亀裂進展プロセスは基本的に同一であり、最終的な亀裂長さは強度平均値により定まるため、最終的な破壊形態に顕著な相違が現れることはない。

以上の解析結果および考察から、Fig. 6 に示した動的破壊から静的破壊への遷移傾向は、特定の均一性係数の値に限定されるものでなく、不均一材料に対して一般的に成立すると考えることができる。

なお、趙⁹⁾らは、ホプキンソン効果実験の数値解析を行い、ホプキンソン効果による亀裂の進展プロセスはひずみ速度によって顕著に異なることを示し、そのひずみ速度の依存性は岩石の微視的強度の不均一性に起因することを明らかにしている。したがって、立ち上がり時間が短い場合には、自由面近傍のスポーリング破壊においてこの影響が現れる可能性を指摘することができる。この点を明確にするためには、 $C_p t_0/w < 0.1$ の条件について、自由面近傍の要素を細分割して解析を実施する必要があると思われる。ただし、本論文における解析結果から判断すると、スポーリング破壊が発生するような加圧条件は、破碎の観点からは望ましい条件ではないと思われる。

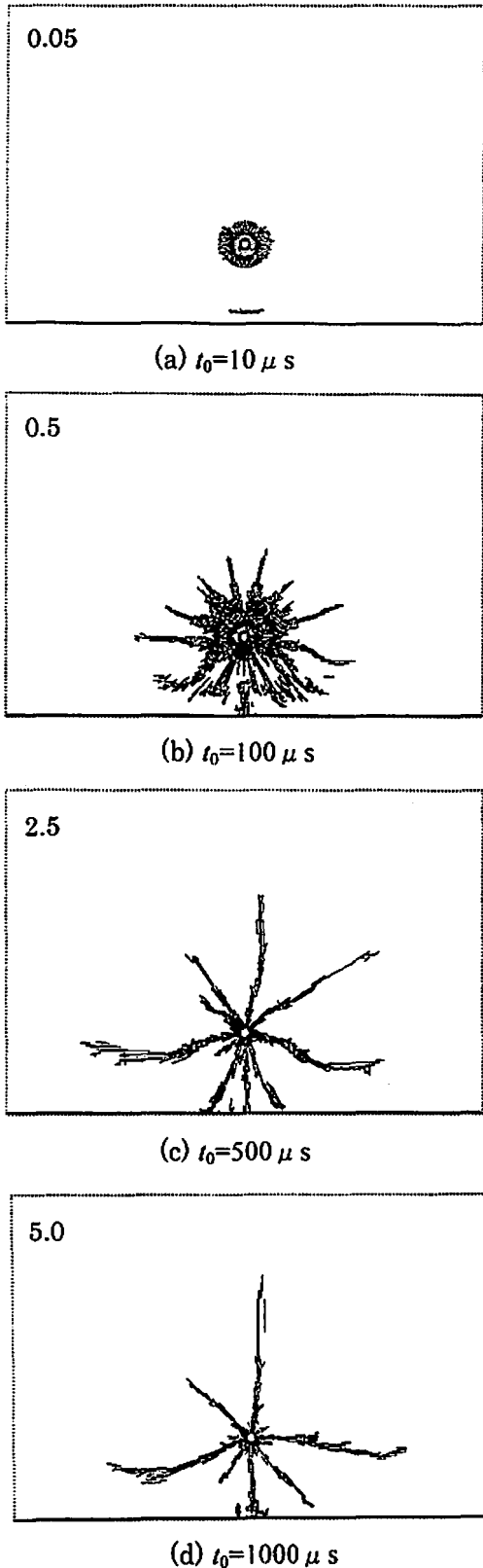


Fig.7 Fracture patterns in different pressure waveforms when the coefficient of uniformity $m=20$.

5. 結 言

本研究では、一自由面破砕における岩石の破壊プロセスを数値解析し、その解析結果に基づいて、入射圧力波形が破壊プロセスと破壊形態に及ぼす影響について考察した。その結果、圧力波形が異なると破壊形態は顕著に異なること、破壊形態は、主として圧力の立ち上がり時間に依存することを示した。すなわち、立ち上がり時間が短い場合は、装薬孔近傍のほぼ全周に引張亀裂が生成し、これらの亀裂が伸長していく段階で、伸長する亀裂の数が減少して幾つかの卓越した亀裂に収束していくが、立ち上がり時間が長くなると、早い段階で亀裂数が減少し、卓越伸長する亀裂の数が少なくなる。また、亀裂進展と波面走時との関係から、破壊が終息するまでの時間は、作用圧力のピークに対応する反射波の到達時間で大略表現され、圧力の立ち上がり時間が比較的小さな場合は主として最小抵抗線長とP波伝播速度に依存するが、圧力の立ち上がり時間が大きくなると立

ち上がり時間のみに依存することを明らかにした。さらに、圧力の立ち上がり時間を装薬孔中心への反射波初動の到達時間で除した無次元時間により種々の条件における解析結果を整理し、動的破壊～準静的・静的破壊への遷移領域が無次元時間2.0-4.0の範囲にあることを明らかにした。

文 献

- 1) 例えば、ジェオフロンテ研究会、割岩工法および割岩工法併用発破に関する技術資料(2002)
- 2) 例えば、「火薬ハンドブック」,(2001), 共立出版株式会社
- 3) 金子勝比古, 松永幸徳, 山本雅昭, 火薬学会誌, 56, 207-215 (1995)
- 4) 伊藤 一郎 佐々 宏一, 日本鉱業会誌, 80(907), 2-6 (1964)
- 5) 趙 祥鎮, 野原清香, 金子勝比古, 火薬学会誌, 64, 87-96 (2003)

Effect of the waveform of applied pressure on rock fracture process in one free-face model

Sang Ho Cho^{*}, Hidekazu Miyake^{*}, Tetsu Kimura^{**}, and Katsuhiko Kaneko^{*}

To investigate rock fracture process due to various applied pressure to a charge hole in one free-face, rising and decay time for the waveforms of the applied pressures were varied. The fracture processes were simulated by a numerical method, based on dynamic finite element method and fracture mechanics. It was cleared that the fracture processes were affected by rising time increasing. From the comparisons between stress wave propagations and crack propagations at various rising times, it was realized that the crack-arrested time could be expected from the propagation time of reflected wave peak phase. The transition between quasi-static and dynamic fracture process was discussed with non-dimensional time $C_p t_0 / w$, in which C_p is P-wave velocity, t_0 is the rising time and w is burden. The transition existed at 2.0-4.0 non-dimensional times. The influence of rock inhomogeneity on fracture process was also investigated.

(^{*}Division of Environment and Resources Engineering Graduate school of Engineering, Hokkaido University Sapporo 060-8628, JAPAN TEL +81-11-706-6325 FAX +81-11-706-6325 E-Mail csh0724@netian.com)

(^{**}Nishimatsu Construction Co. Ltd. TEL +81-462-75-1135)