

断層運動を模擬する岩石すべり破壊実験の有限要素解析

坪井利弘¹・三浦房紀²

¹学生会員 工修 山口大学大学院博士後期課程 システム工学専攻(〒755宇部市常盤台2557)

²正会員 工博 山口大学教授 工学部知能情報システム工学科

地震断層のすべりの生成・伝播過程などの動特性は室内で行われる岩石の固着すべり実験で観察される摩擦の構成則や破壊先端域の動特性で説明されることが明らかとなりつつある。本研究はこの室内実験から得られた固着すべりに対する構成則を非線形動的有限要素法に導入し、この手法を用いて岩石実験のシミュレーションを試みたものである。そして、岩石実験結果との比較を通してその精度の検証および適用限界を明らかにし、本解析手法によるすべり破壊運動解析の有用性を検討し、地震断層運動解析への適用性を示す。

Key Words: nonlinear finite element method, fault model, rock friction, fault motion, stick-slip experiment

1. まえがき

1994年 Northridge 地震, 1995年兵庫県南部地震はともに大都市域に存在する活断層の活動によって生じた直下型地震であり, これらの地震による被害は想像を絶するものであった。これらの甚大な被害は, 断層上あるいはその近傍における地震動の予測が耐震工学上, 極めて重要であることを改めて認識させるものであった。

一般に, 構造物の耐震設計用入力を念頭においた地震動の推定は, 統計確率論的方法と決定論的方法に大別できる。前者は地震を点震源で表わしており, 断層の空間的広がりが考慮に入られていない。また, 統計的に求められている距離減衰式も断層直上あるいは近傍のデータを含まないものであるから, 断層上あるいはその近傍の地震動を推定するには無理がある。

このような背景にあって最近では決定論的手法により地震動を評価しようとする研究が多くなされるようになってきた。これらの手法は, 1) Haskell モデル¹⁾に代表される解析的手法, 2) 中小地震記録(前震や余震といった記録)を用いる半経験的方法²⁾, 3) FEM や BEM の数値解析手法を適用した方法, の3通りに分類される。

まず一番目の解析的手法は, 断層面上のくい違いの時空間関数と各面要素の破壊により発生した波動場のグリーン関数の合積により求めるものである。この方法は主に FAR-FIELD における長周期地震動の再現性はよいが, NEAR-FIELD の工学上重要な短周期地震動の再現は現在のところ困難である。

二番目の半経験的方法は, 一番目の手法の問題点を改善しようとして工学分野で発展した手法である。この方法も地震動を面的に広がる断層上の動的破壊過程として捉え, 断層面をいくつかの小領域に分割し, それぞれの小領域から射出された中小地震波をグリーン関数とし, これらの寄与の総和として地震動を表現するものである。断層面上のスリップは時空間的に与えられる運動学的モデルに基づくものである。この評価方法は, 対象とする地震の断層面付近に震源をもつ前震あるいは余震といった中小規模地震の記録がなければ解析できないという問題点を含み, さらに評価精度は中小規模地震の震源特性にも左右される。

三番目の方法においては, FEM を適用した例として, Toki and Miura による逆断層運動の解析³⁾がある。彼らは断層運動が不連続面での動的滑動現象であるとの認識から断層を非線形ジョイント要素で表現し, ジョイント要素の構成関係は動力学的モデ

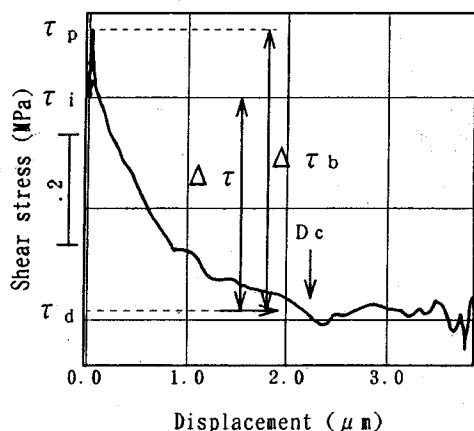


図-1 固着すべり過程における破壊先端域の構成関係⁹⁾

ルを採用している。また運動学的モデルを導入した手法として、僧理ら⁴⁾の strike slip に関する三次元解析の研究が挙げられる。一方、BEMによる例として、久田ら⁵⁾による断層震源に Haskell モデル (strike slip, dip slip) を用いた周波数領域型二次元地震動解析がある。また阿部ら⁶⁾の運動学的モデルを用いた時間領域型三次元問題の定式化があり、Loma Prieta 地震を対象とした解析によって断層近傍の地動応答解析法の適用可能性を検討している。

一方、断層面上での急激なすべり破壊を実際に確かめることは不可能であるため、自然地震の断層運動のすべり過程を明らかにするという観点から、実験室において岩石の急激なすべり過程を観測し、すべりの発生機構を解明するための摩擦実験が精力的に行われている。Ohnaka et al.^{7)~9)}は岩石試料に切断面(既存断層面に相当)を与え、この面に固着すべりを発生させ、そのすべり破壊の生成・伝播過程や破壊先端域の動的挙動を実験的に詳しく研究し、多くの知見を得ている。

そこで、本研究は実験で得られた固着すべりの構成則をできるだけ忠実にジョイント要素の構成式に導入し、断層の破壊メカニズムを考慮に入れた断層近傍の地震動推定を有限要素法を用いて統一的に扱うことを試みたものである。

本論文はその第一歩として、実験結果に基づいてジョイント要素の構成関係を構築し、すべり特性に関してパラメトリックスタディを行う。そして、解析結果と実験結果のすべり特性を比較検討することによって、本研究で提案する手法の精度および適用限界を明らかにする。さらに、この結果に基づいて、断層運動への本手法の適用性も検討する。

2. すべり面のモデル化

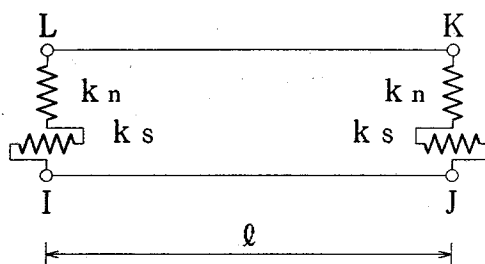


図-2 修正ジョイント要素

(1) 実験によるすべり面の構成関係

本研究で用いるジョイント要素の構成関係のモデル化について説明する前に、実験によって得られているすべり面の構成関係を簡単に説明する。

Ohnaka et al. は筑波産花崗岩試料 $28\text{cm} \times 28\text{cm} \times 5\text{cm}$ に2軸応力を加え、固着すべりを発生させた。試料には予め切断面を与えているので、この面ですべりが発生する。

岩石実験によるせん断応力～すべり量関係の典型的な例⁹⁾を図-1に示す。この関係は実験によってある程度のばらつきが観測されるが、基本的にはこの図に示される構成関係で表わされる。すなわち、初期応力 τ_i から破壊応力 τ_b に達するとき、極めて僅かではあるが相対変位が存在し、 τ_b に達した直後はすべりの進行とともに急激に応力は低下し、やがてほぼ一定値 τ_d となる。ここに、破壊が始まる応力レベル τ_b が静摩擦力に、 τ_d が動摩擦力に相当する。

この静摩擦力から動摩擦力レベルまで降下する際のすべり量を臨界変位量 (critical slip displacement) D_c 、初期応力から動摩擦応力までを応力降下量 (stress drop) $\Delta\tau$ と称し、静摩擦応力から動摩擦応力までを破損応力降下量 (breakdown stress drop) あるいは実効応力 (effective stress) $\Delta\tau_b$ と称す。これらの τ_b 、 τ_d 、 D_c が構成関係を特徴づけるパラメータといえる。以下、本論文では静摩擦力を最大せん断強度、動摩擦力を残留強度と称する。

(2) 修正ジョイント要素による断層面のモデル化

本研究では1のまえがきで述べたように、切断面(断層)を図-2に示す修正ジョイント要素³⁾でモデル化する。この要素は2組の節点対I-L、J-Kのそれぞれに鉛直ばね kn 、せん断ばね ks を結合することによって、要素の両側で別々に応力が評価でき、破壊の判定およびその後の処理ができるものである。

この修正ジョイント要素の剛性マトリックス $[K]$ は次式で与えられる。

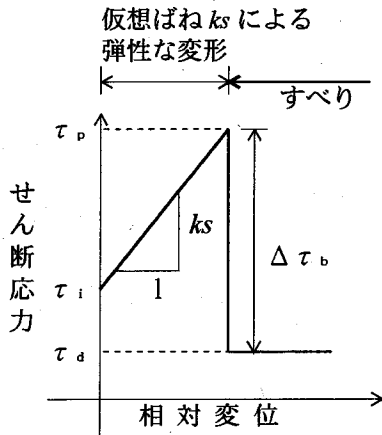


図-3 Toki and Miura によって用いられた構成関係

$$[K]_j = \frac{\ell}{2} \begin{bmatrix} ks & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -ks & 0 \\ kn & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -kn \\ ks & 0 & -ks & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ kn & 0 & -kn & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ ks & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ kn & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \text{Symm.} & & & & & & ks & 0 \\ & & & & & & kn & 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

ここに、 ℓ は修正ジョイント要素の長さである。以下、修正ジョイント要素をジョイント要素と呼ぶ。

Toki and Miura の解析で用いられた構成関係は、Ida¹⁰⁾ によっても仮定されたもので、図-3に示すように、応力が最大せん断強度 τ_p に達すると瞬時に残留強度 τ_0 まで降下する単純なものであった。また、ばね定数 ks はソリッド要素の弾性変形量に対してジョイント要素の弾性変形量が工学的に無視でき、数値解析上問題にならない範囲でできるだけ大きくとってある。すなわち、この時点ではジョイント要素のばね定数は断層面上の応力を算定するために便宜上導入した仮定のばねであり、物理的な根拠を持つものではなかった。しかし、本研究では以下に述べるように実験結果から得られた構成関係に基づいてせん断ばね定数を決定する。すなわち、物理的な意味を持たせる。

初期応力から最大せん断強度にかけて、極めて僅かなすべり量の増加に伴い応力が増加するスリップハードニングの領域が存在することは既に述べた。この領域の応力増加を線形挙動と仮定すれば、ジョイント要素のせん断ばね定数 ks は最大せん断強度に達する変位量 ε を用いて物理的な意味をもって次式で与えられる。

$$ks = \frac{\tau_p - \tau_1}{\varepsilon} \quad (2)$$

最大せん断強度に達した後の構成関係は岩石実験

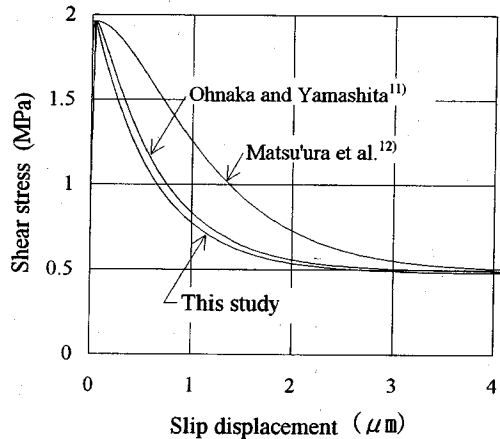


図-4 本研究で構築した構成則

結果を参考に、

$$\tau_y = A \exp(-\eta D) + B \quad (3)$$

の形で与える。ここに、 A 、 B 、 η は定数、 D はすべり量であり、定数 A 、 B は、

$$\left. \begin{aligned} \tau_y &= \tau_p \text{ at } D = \varepsilon \\ \tau_y &= \tau_0 \text{ at } D = D_0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

を満足するものである。 η は実験結果より $\eta D_0 = 5$ の一定値とする¹¹⁾。

本研究ではこれら式(2)、(3)で与えられる構成関係が破壊の全過程を支配することになる。

一方、実験から得られたせん断応力～すべり量関係を、Ohnaka and Yamashita は次のように与えている¹¹⁾。

$$\tau_y = (\tau_1 - \tau_0) [1 + \alpha \log(1 + \beta D)] \exp(-\eta D) + \tau_0 \quad (5)$$

ここに、 α 、 β 、 η は定数、 D はすべり量である。Matsuura et al. は、

$$\tau_y = \tau_p (w/w_p) \exp(1 - w/w_p) \quad (6)$$

を提案した¹²⁾。ここに、 w はすべり量で、 w_p は D_0 の5分の1が仮定されている。式(5)、(6)はいずれもすべり量の増加にともない強度の増加する領域も併せて表していることが特徴である。そして最大せん断強度に達した後の応力はすべり量の増大にともない指数関数的に減少する。スリップウィークニングの領域の応力低下は、本質的に本研究の構成式と同形となっている。

本研究で用いた構成式(2)、(3)と他の構成式(5)、(6)の関係を比較すると図-4のようになる。曲線は $\tau_1 = 0.98 \text{ MPa}$ 、 $\tau_p = 1.96 \text{ MPa}$ 、 $\tau_0 = 0.49 \text{ MPa}$ 、 $D_0 = 3 \mu\text{m}$ 、 $\varepsilon = 0.01 D_0$ の条件で描いたものである。式(6)については、 $w_p = D_0/5$ 、 $\tau_p = 1.47 \text{ MPa}$ で描いた曲線を条件に合うように平行移動したものである。最大せん断強度に達した後の応力の減少の

④初回の調整外力 $f_{n,1}$ を不釣り合い応力 $\Delta\tau_1$ に等価な節点力として次式により与える。

$$f_{n,1} = \frac{\rho}{2} (\tau_1 - \tau_0) = \frac{\rho}{2} \Delta\tau_1 \quad (8)$$

最初の下添字はステップ数, 2番目の添字は繰り返し数である。

⑤以上の手順を経て得られた調整外力 $f_{n,1}$ を $(n-1)$ ステップの外力ベクトル $\{F(n-1,s)\}$ に加え, n ステップでの等価外力 $\{F(n,s)\}$ とする。すなわち,

$$\begin{aligned} \{F(n,s)\} &= \{F(n-1,s)\} + \{\Delta F_n\} + \{f_{n,1}\} \\ &= \{F(n-1,s)\} + \{\Delta F_n\} + \left\{ \frac{\rho}{2} \Delta\tau_1 \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

ここに, ΔF_n は $(n-1)$ ステップから n ステップへの外力の増分であり, $\tau_1 - \tau_0$ に対応する。

式(9)で与えられる外力項のもとで, n ステップの第2回目として運動方程式(7)を解き, その結果得られたせん断応力を τ_2 とする。

⑥ $\tau_2 \leq \tau_c$ あるいは $\Delta\tau_2 = \tau_2 - \tau_1$ が許容誤差内に入れば, 収束したとして $(n+1)$ ステップに進む。もしそうでなければ, 外力項に調整外力 $\frac{\rho}{2} \Delta\tau_2$ を加え, 初期応力を $\tau_0 - \Delta\tau_1 - \Delta\tau_2$ とする。

以後全く同様な計算を応力 τ_j が収束するまで繰り返す。ここで, j は繰り返し回数である。なお, ここで注意しなければならないのは, τ_j が D の関数であるということである。すなわち, 繰り返し計算中に τ_j も変化するということである。

$(n+1)$ ステップの計算は, n ステップで最終的に収束した点 Q の τ_0 を初期せん断応力 τ_0 として繰り返し計算を行えばよい。

4. シミュレーション (実験結果との比較)

(1)解析モデルと解析ケース

a)有限要素モデル

Ohnaka et al. が使用した岩石供試体を5mmメッシュ3192要素の有限要素網に分割し, 切断面には56個のジョイント要素を配してすべり面を表現した。自由度は6612である。そのモデル図を図-6に示す。有限要素モデルのS波速度 V_s , P波速度 V_p , ポアソン比 ν , 単位体積重量 γ は, 供試体の材料定数をもとにそれぞれ $V_s=2900\text{m/s}$, $V_p=4400\text{m/s}$, $\nu=0.12$, $\gamma=2.378\text{tf/m}^3$ と設定した。ここで, メッシュサイズ l (5mm)は以下の式を用いて決定した。

$$l = \frac{1}{8} \lambda = \frac{V_p}{8f} = \frac{4400}{8 \times 10^5} = 0.005\text{m} \quad (10)$$

すなわち, 1波長 λ を8要素で表現することとし,

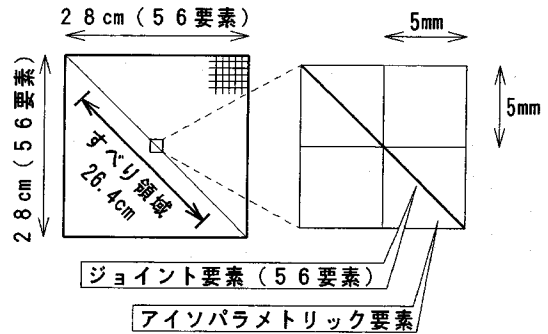


図-6 解析モデル図

$V_p=4400\text{m/s}$, f としては岩石実験から得られた波動の上限周波数100kHzを用いたものである。

また, 計算が収束し, かつ安定であるための解析時間ステップ幅 Δt は振動系の最短固有周期の0.32倍以下であることが必要とされている¹⁵⁾。P波が2要素を進行するのに要する時間が系の最短固有周期に相当すると考えられるので, Δt としては

$$\Delta t = \frac{2l}{V_p} \times 0.32 = 7.2 \times 10^{-7} \text{(s)} \quad (11)$$

を得る。したがって, 本解析では $\Delta t=5 \times 10^{-7}$ sとした。また, これより小さな Δt を使っても精度は変わらないことを予め確かめている。

b)構成関係を規定するパラメータ

解析に際して, すべり面の構成関係を規定する初期せん断応力 τ_i , 最大せん断強度 τ_p , 残留強度 τ_a , 最大せん断強度に達するすべり量 ε そして臨界変位量 D_c の各パラメータを決定しなければならない。以下, これらの設定について述べる。

①初期せん断応力 τ_i , 最大せん断強度 τ_p , 残留強度 τ_a について

図-7, 図-8は岩石実験に関する文献調査を行い, クラック進展距離 ΔL に伴う破損応力降下量 $\Delta\tau_0$ と応力降下量 $\Delta\tau$ の分布⁹⁾を示したものである。縦軸は図-7が破損応力降下量, 図-8は応力降下量で, 横軸はクラック進展距離である。破損応力降下量はある幅をもってばらついているものの, クラックの進展にともない大きくなる傾向にあることが分かる。一方, 応力降下量はクラック進展距離が2.5cmまでは増大するが, それより大きくなるとほぼ一定とみなすことができる。実験結果から得られた破損応力降下量と応力降下量はいずれも相対値表示となっており, τ_i , τ_p , τ_a の絶対値は明らかではない。したがって, τ_i , τ_p , τ_a のうちの1つを何らかの方法で決定もしくは仮定しなければ

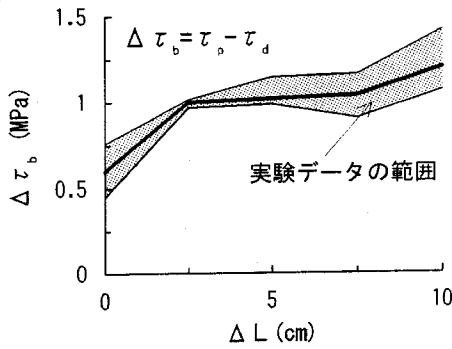


図-7 実験から得られるクラック進展距離と破損応力降下量との関係

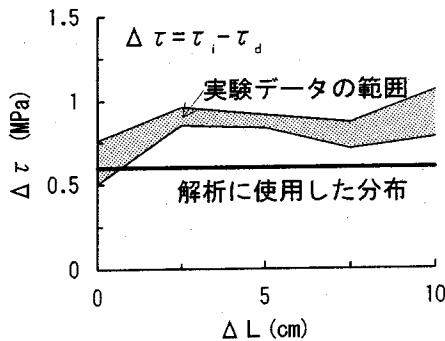


図-8 実験から得られるクラック進展距離と応力降下量との関係

他の2パラメータを決めることができない。

本解析においては、破損応力降下量は図-7に示される太実線のような折れ線で近似し、 τ_p 分布を算出する。このときすべり面の τ_d の値は一樣であると仮定する。これは τ_d の空間分布が分からないため第一近似的に一樣な分布を仮定したものである。また、 $\Delta\tau$ は図-8の太実線のように一定値を仮定する。これは破壊開始領域($\Delta L=0$)で $\Delta\tau_b = \Delta\tau$ とする必要があること、また式(7)および式(8)で与えられる外力項に直接関与するのは $\Delta\tau_b$ であって、 $\Delta\tau$ は直接関与しないからこれも第一近似的に直線近似としたものである。

以上のように仮定した $\Delta\tau_b$ 、 $\Delta\tau$ の分布において、 $\tau_d=0.98\text{MPa}$ としたときの τ_p の分布は図-9のとおりである。図の縦軸は断層面に沿った距離で、破壊進展距離に対応する。横軸はせん断応力である。極太実線が τ_d を、細実線が τ_p を示している。ここで、 τ_p 分布は断層面中央部を中心とする対称な形状としている。これは破壊開始点(縦軸の-21cm付近)から破壊が両側へ広がっていくことを表現す

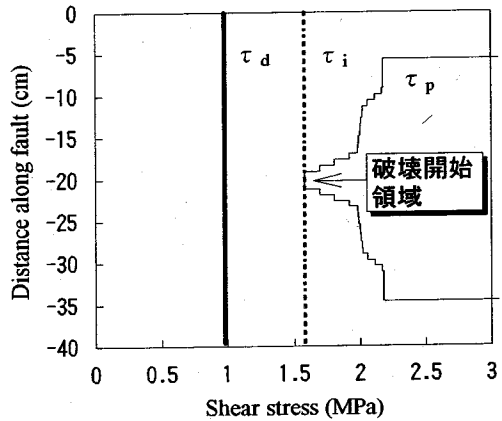


図-9 初期せん断応力 τ_i 、最大せん断強度 τ_p 、残留応力 τ_d の分布

るためのものである。破壊開始要素端から破壊進展距離が10cm間の τ_p 分布は図-7の太実線から求め、同10cmから約13.4cmまでは10cmにおける τ_p の値を保持させている。そして、13.4cm以上すなわち縦軸の距離に換算すると-5cm以上、同-35cm以下の領域は τ_p を大きく設定して破壊が進行しないようにしている。これは、岩石実験では、ひずみの集積している場所は有限であり、そのため破壊は止まる。この現象を表すため、最大せん断強度を大きくして破壊を止めるようにしたものである。実験結果では、クラックの進展距離10cmまでが計測されているので、この範囲より若干広くすべり領域を設定したものである。

初期せん断応力分布について説明する。図-8に示したように、実験による応力降下量の分布はクラック進展距離に関わらず一定と仮定した。したがって、残留強度 τ_d を一定としているので初期応力 τ_i はすべり面全域で一樣な分布となる。また、破壊の開始はある要素の初期せん断応力 τ_i が予め最大せん断強度 τ_p に達していることを初期条件として解析する必要がある。図-9にそのように選んだ場合の初期せん断応力分布(破線)を示す。

破壊はすべり面中央部の3要素すなわちサイズにして約2.1cmの弱領域が初期破壊を起こし、破壊核を形成するものとする。破壊が開始する要素の数については破壊が進行するように試行錯誤的に決めたものである。

②臨界変位量 D_c について

臨界変位量 D_c は最大せん断強度から残留強度まで応力が解放されるのに必要なすべり量で、岩石実験より得られたクラックの進展距離 ΔL と D_c の関係⁹⁾を図-10に示す。縦軸が臨界変位量、横軸が

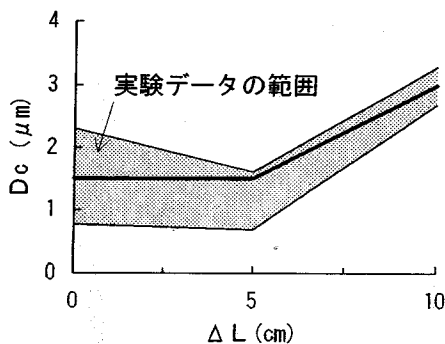


図-10 実験から得られるクラック進展距離と臨界変位量との関係

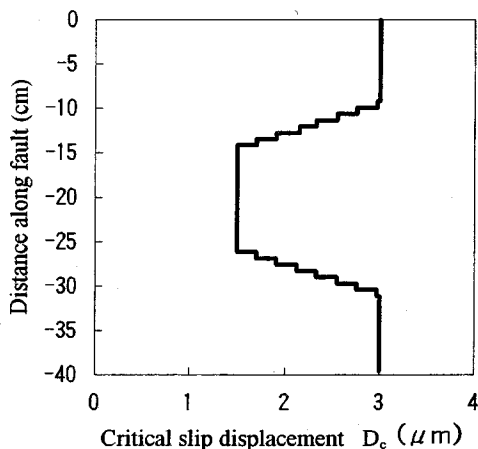


図-11 解析に用いられる臨界変位量の分布

クラック進展距離である。本解析では、 D_c を図中の太線のような折れ線で近似し、この線に基づいて図-11のように決定している。破壊伝播の進展距離が10cm以上となる領域では、10cmでの D_c の値、すなわち $D_c = 3\mu\text{m}$ を保持すると仮定している。

③最大せん断強度に達するすべり量 ε について

すべり量 ε は実験結果から臨界変位量 D_c の0.01~0.04倍の範囲にあることが分かっている。後述するように、倍数を変えてパラメトリックスタディを実施する。

c)解析ケース

ここでは、設定した解析モデルについて述べる。すべり過程を規定するパラメータ D_c 、 τ_i 、 τ_p 、 τ_a 、 ε のうち、臨界変位量 D_c は図-11に示すように決定している。しかし、破損応力降下量から求められる最大せん断強度 τ_p は仮定した残留強度 τ_a に基づいて定めている。したがって、残留強度に任意性があり、さらに最大せん断強度に達するすべり量 ε もある幅を有している。そこで、

①減衰定数 h

②初期せん断応力から最大せん断強度に達するまでのすべり量 ε

③残留強度 τ_a

の3つのパラメータに対していくつかの値を仮定し、これらの値が結果に及ぼす影響を検討するために以下に示す解析Caseを設定する。

①減衰定数 h

実験から得られているすべり速度波形のスペクトルのコーナー周波数が5kHz~13kHzにあることを勘案し、減衰定数は7.5kHzに対して $h=2\%$ 、5%の2種類を仮定する。なお、減衰はレイリー減衰を仮定するが、質量マトリックスに比例する項はゼロとして解析している。

②最大せん断強度に達するすべり量 ε

実験における ε は、臨界変位量 D_c の0.01~0.04倍の範囲にあるので、 $\varepsilon = 0.01 \times D_c$ 、 $0.025 \times D_c$ 、 $0.04 \times D_c$ の3通りを想定する。

式(2)から明らかのように、 ε を変化させることは物理的な意味をもって決定しているばね定数を変化させることとなり、すべり量分布などの解析結果に影響を与える重要なパラメータになるものと思われる。

③残留強度 τ_a

もし、破壊過程が最大せん断強度と残留強度の絶対値にあまり依存せず、両者の差である破損応力降下量にのみ依存すればモデル化がずいぶん楽になる。このような観点から、 τ_a は0.49MPa、0.98MPa、1.96MPaの3通りを仮定する。

以上より、解析は表-1に示す6Caseを設定して行う。これらの解析Caseとパラメータの関係をまとめると表-2のとおりである。Case1とCase2では減衰定数による比較が、Case1とCase3、4は ε による比較が、そして、Case1とCase5、6は τ_a による比較ができることになる。すなわち、Case1がここでの基本Caseとなる。

ここで、せん断ばね定数 ks について述べる。せん断ばね定数 ks は既に述べたように、 τ_i 、 τ_p 、 ε で表されるが、 ε を3通り仮定したので ks の分布も3通りとなる。Case1、Case3そしてCase4がそれらである。これらのCaseにおけるせん断ばね定数の分布を図-12に示す。ただし、破壊開始要素では $\tau_i = \tau_p$ であるので、式(2)を用いるとせん断ばね定数はゼロとなる。しかしながら、くい違い量に対応して応力を算定する必要があることからこれらの要素においては隣接する要素のせん断ばね定数を代用している。極太線がCase1を、太実線ならびに

表-1 モデルパラメータと解析ケース

	γ (tf/m ²)	Vs (m/s)	Vp (m/s)	ν
媒質	2.378	2900	4400	0.12

解析	解析パラメータ				
	ϵ	τ_a (MPa)	τ_i (MPa)	h	ηD_c
Case 1	0.01 × D _c	0.98	1.58	2 %	5
Case 2	0.01 × D _c	0.98	1.58	5 %	5
Case 3	0.025 × D _c	0.98	1.58	2 %	5
Case 4	0.04 × D _c	0.98	1.58	2 %	5
Case 5	0.01 × D _c	0.49	1.09	2 %	5
Case 6	0.01 × D _c	1.96	2.56	2 %	5

表-2 影響因子と解析ケースの対照

注目因子	条件	解析ケース
減衰定数	h= 2 %	Case 1
	h= 5 %	Case 2
ϵ の分布	0.01 × D _c	Case 1
	0.025 × D _c	Case 3
	0.04 × D _c	Case 4
τ_a の分布	0.49 MPa	Case 5
	0.98 MPa	Case 1
	1.96 MPa	Case 6

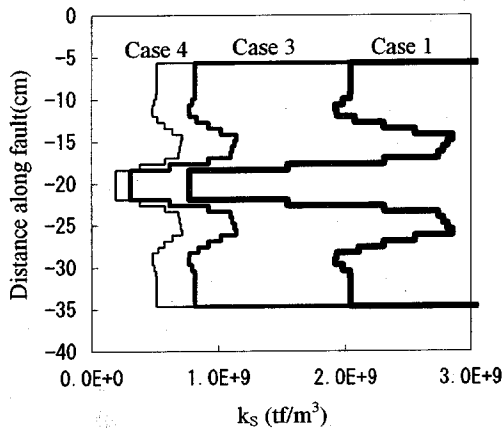


図-12 解析に用いられるせん断ばね定数の分布

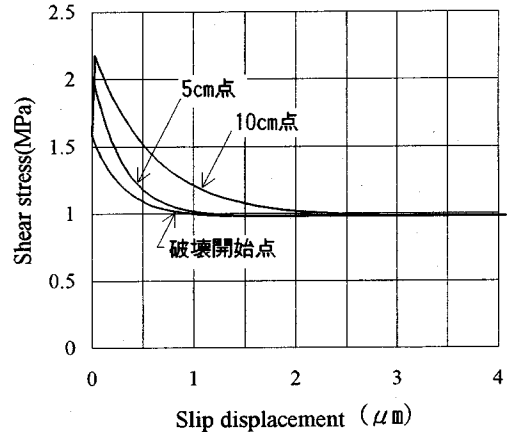


図-13 解析で得られたせん断応力～すべり量の関係

細線がそれぞれ Case3, Case4である。Case3, 4のばね定数は Case1のばね定数のそれぞれ1/2.5倍, 1/4倍となっている。分布は破壊開始付近が最も小さく、急激に大きくなり極大となった後、再び小さくなるという複雑な形状となっている。断層に沿った距離 -5cm以上と -35cm以下では、 τ_p は非常に大きな値を設定しているため、それを反映して大きくなっている。当然のことながら、Case2と Case5, 6のせん断ばね定数は Case1と同じ設定となる。また、各 Caseとも鉛直ばね定数 k_n は 6.6×10^9 tf/m³ なる大きな定数の一様分布としている。

Case1の τ_i , τ_p そして τ_a の分布は図-9に示したとおりであるが、Case2, 3, 4も同じ分布である。一方、Case5, 6については、Case1の分布に対してそれぞれ -0.49MPa, +0.96MPa 分だけ平行移動させた分布となる。

(2)解析結果と考察

本節では、まず、解析から得られた破壊すべり過程のせん断応力～すべり量関係が本研究で構築した構成則に従っていることを確認し、次いで、パラメトリックスタディによってパラメータが結果に与える影響を検討する。そして、実験と数値解析の結果を比較検討することによって解析手法の精度と適用限界を明らかにし、解析手法の有用性を議論する。

a) 仮定した構成関係の検証とすべり量の分布

図-13は Case1における破壊開始点(この点における $D_c = 1.5 \mu m$)と、開始点から 5cm(同 $D_c = 1.5 \mu m$) および 10cm(同 $D_c = 3.0 \mu m$) の各点におけるせん断応力～すべり量の関係を示したものである。この図によれば、破壊開始点が示す構成関係は破壊直後からすべり量の増大とともに応力は $D_c = 1.5 \mu m$ で残留強度 $\tau_a = 0.98MPa$ となるように指

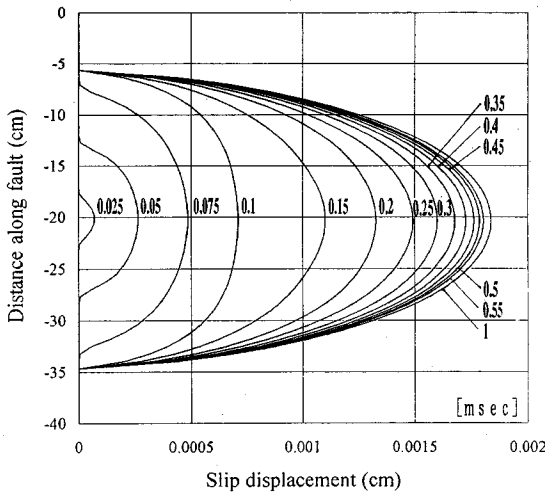


図-14 解析で得られたすべり生成過程

数関数的に減少している。他の2点はすべり量の増大とともに応力は初期応力から増大し、 $\epsilon = 0.01 \times D_c$ なるすべり量でピークに達する。その後、それぞれ与えられた値である $D_c = 1.5 \mu m$ (5cm地点), $3 \mu m$ (10cm地点) で $\tau_a = 0.98MPa$ となるように指数関数的に低下する。これらのことから解析で得られる破壊過程は、規定したせん断応力～すべり量の構成関係を満足していることが確認できる。

図-14は Case1におけるすべり破壊面でのすべり生成過程を見たものである。初期応力、最大せん断強度、残留強度そして臨界変位量の各分布は破壊開始点を中心とする対称形であるため、得られるすべり量も対称でなければならない。図-14を見ると、破壊開始点から対称形を保ちながら両側へ破壊が広がっていることが確認できる。また、すべり量の時間的推移を見ると、すべり破壊面端部には0.1m秒程度という短時間で破壊が到達していること、すべり破壊面の変位は0.1m秒までは中央部は比較的フラットな分布を示すが、その後変位は増大し、最終的には二次曲線のようなすべり量分布となること、0.4m秒でほぼ破壊が終了していること、などが特徴として挙げられる。

b) 減衰定数 h による影響

破壊開始点から10cmまでの約2.5cm間隔の5節点におけるすべり量とすべり速度の時刻歴を図-15に示す。図(a)が $h=2\%$ 、(b)が $h=5\%$ に対するものである。またすべり速度はすべり量を数値微分して求めたものである。図-15の上段に示す Case1と Case2のすべり量を比較すると、破壊開始から0.2m秒程度までは減衰定数の影響が現れて、Case2の方が Case1よりもすべり量はやや小さい。しかし、

0.3m秒程度になると両者の差はほとんど見られなくなっている。具体的には、0.1m秒では、Case2のすべり量は Case1の場合の86~81%となり影響が明らかに現われているが、0.2m秒では同96%程度、0.3m秒では99%程度と破壊の進行につれて両者の差は小さくなっていく。これはほぼ破壊が終了に近づいているためと考えられる。

次に、図-15の下段に示すすべり速度は破壊開始点では非常によく似た時刻歴を示すが、破壊開始点から離れるとそのピークは Case2の方が Case1より小さく、尖鋭度も低く、しかも、ピークを示す時刻も遅れていることが分かる。Case2の最大すべり速度は Case1より20~24%小さく、その発生時刻も0.011~0.012m秒遅れている。

図-16は破壊伝播過程の時空間分布を示したものである。横軸は断層面に沿った距離を、縦軸は破壊開始の時刻を示している。明らかに、Case2の破壊フロントの到達時刻は Case1より遅れている。しかし、両 Case ともある程度破壊が進むと同じ勾配、すなわち同じ破壊伝播速度となり、この場合その大きさは2250m/sとなる。

以上より減衰定数は破壊進行過程初期段階に生じるすべり量に影響を及ぼし、そのためすべり速度のピークやその発生時刻に影響がみられる。しかし、最終のすべり量の分布に対しては影響がみられない。また破壊伝播時間は影響を受けるものの破壊伝播速度は変わらない。

c) 最大せん断強度に達するすべり量 ϵ の影響

ここで比較の対象となる Case は表-2に示したように、Case1 ($\epsilon = 0.01D_c$)、Case3 ($\epsilon = 0.025D_c$) として Case4 ($\epsilon = 0.04D_c$) である。Case3と Case4におけるすべり量とすべり速度の時刻歴を図-17の上下段に示す。これらと図-15(a)の Case1とを比較すると、いずれの節点においても相違はほとんど認められない。ちなみに、0.1m秒でのすべり量の差は1%未満であり、0.2m秒以上ではほぼ一致している。

Case3, 4における破壊進行過程を Case1とともに図-18に示す。この図から、Case1と Case3, 4の破壊フロントの到達時間に有意な差は認められない。

以上から、 ϵ の範囲が D_c の0.01倍から0.04倍まで変化しても、すべり量、すべり速度、破壊伝播時間そして破壊伝播速度といったすべり動特性は変わらないことがわかる。

d) 残留強度 τ_a のレベルの影響

表-2に示したように、Case1 ($\tau_a = 0.98MPa$)、Case5 ($\tau_a = 0.49MPa$) として Case6 ($\tau_a = 1.96MPa$) を比較検討する。Case5と Case6のすべり量

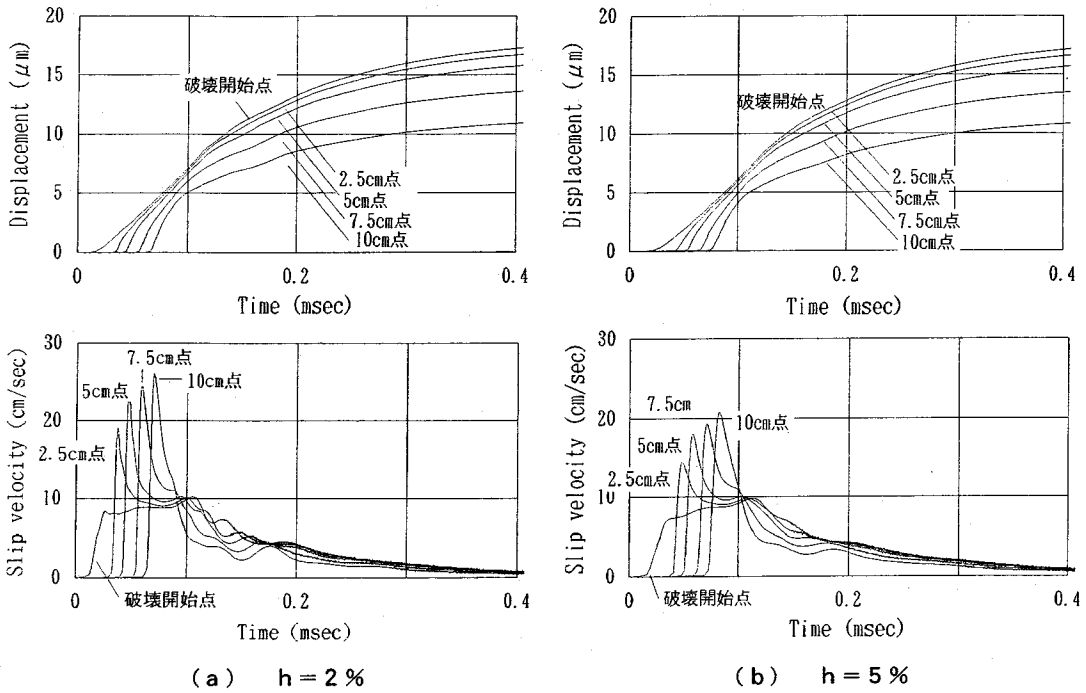


図-15 減衰定数によるすべり量とすべり速度の相違

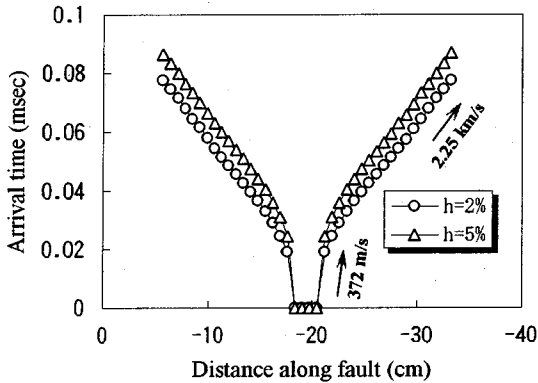


図-16 減衰定数による破壊伝播過程の時空間分布の比較

とすべり速度の時刻歴を図-19の上下段に示す。この図と図-15に示したCase1を比較すると、すべり量についてはCase5とCase1はほとんど相違はみられない。Case6は、0.1m秒におけるすべり量がCase1のそれに比べて約2%大きい、それ以後の時間ではほとんど相違が見られない。一方、すべり速度については3Caseとも差はなく、最大で0.5%の差である。

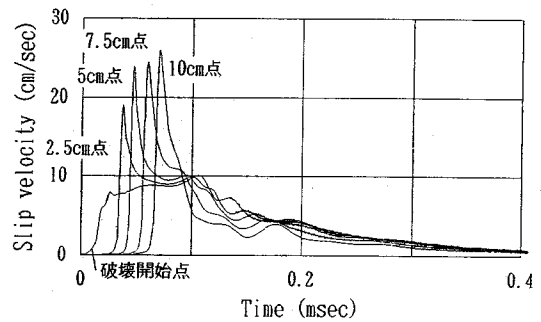
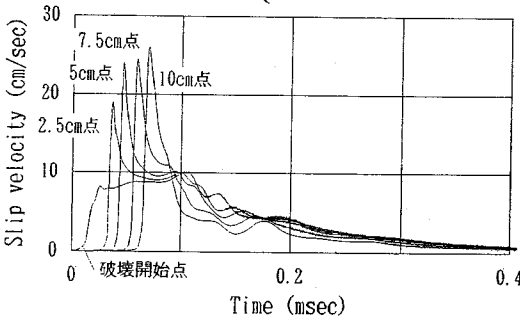
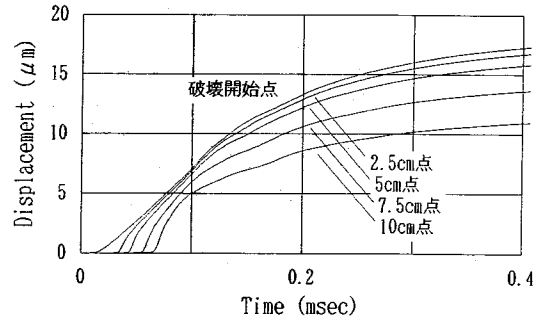
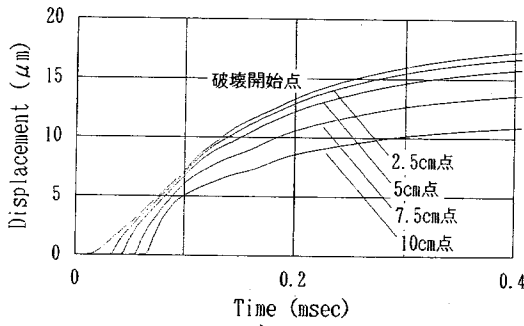
図-20はCase1, Case5, Case6の破壊進行過程の時空間分布を示したものである。 τ_a が大きくなるにつれて破壊フロントの到達時間は僅かながら速

く出現する傾向にある。しかし、3Caseとも勾配すなわち破壊伝播速度は同じである。

以上より、破壊初期段階のすべり量は τ_a のレベルによってわずかに異なるが、この程度の差は無視できると考えられる。この結果は本解析手法において極めて重要な意味を持つ。すなわち、本解析手法ではすべり面の構成関係を規定するのに、 τ_i , τ_p , τ_a の大きさが必要であるが、現実には、これらは実験あるいは断層運動の観測から求まる $\Delta\tau = \tau_p - \tau_a$, $\Delta\tau = \tau_i - \tau_a$ という関係から相対的な値が求まるだけである。したがって、 τ_i , τ_p , τ_a の値をどれか仮定して他の2つの値を決めざるを得ないが(本研究では τ_a を仮定)、その仮定した値に解析結果が依存しないのであるから、 τ_a は任意に仮定してよいということになる。もし、仮定した値に解析結果が依存するということになればこれらの絶対量を求めなければ本解析手法は使えないということになり、事実上、本解析手法の使用は現段階では困難となってしまふからである。

(3) 固着すべり実験結果との比較

以下では、実験と本解析によるすべり破壊の諸特性の相互比較を行う。比較に用いる解析Caseはパラメトリックスタディの6ケース間の違いは大きくなかったことから、Case1とする。



(a) $\epsilon = 0.025 \times D_c$

(b) $\epsilon = 0.04 \times D_c$

図-17 ϵ によるすべり量とすべり速度の相違

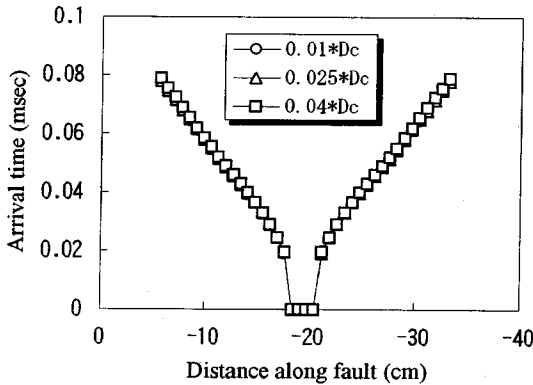


図-18 ϵ による破壊伝播過程の時空間分布の比較

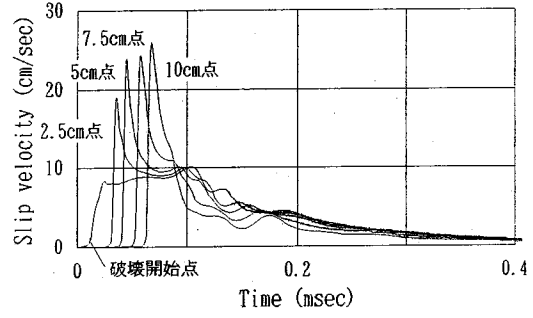
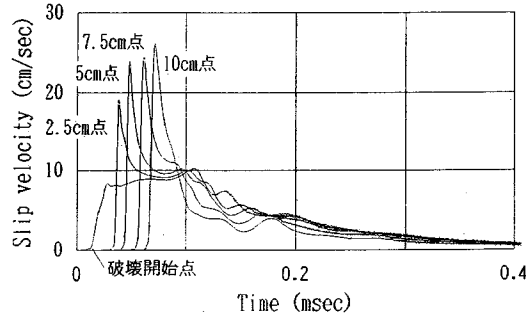
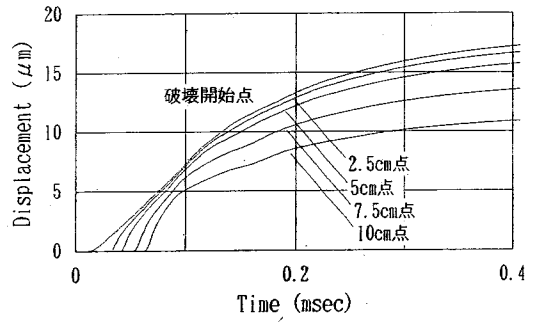
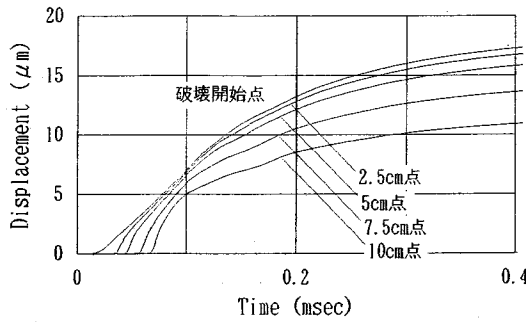
a)せん断応力

図-21は岩石実験および解析によって得られたせん断応力の時刻歴の変化を比較したものである。図(a)は実験結果⁹⁾、図(b)はグリーン関数を用いて芝崎によって行われた実験のシミュレーション結果¹⁰⁾、そして、図(c)が本解析で得られたものである。図(b)は式(6)の構成関係を用いてすべり量を未知数とする非線形積分方程式を解いたものである。また、同図(a)におけるch1~6は試料切断面に沿って設置したセンサーの位置(2.5cm間隔)であり、同図(b)(c)は実験の計測点に対応する位置にお

ける結果である。なお、縦軸について、図(a)は相対値表示、(b)(c)は絶対値表示となっている。また、時間軸は統一されていない。

図(a)の実験結果から次のことが分かる。まずch5と6の間で破壊が始まり(図中の▼印)、ゆっくりと応力を解放しながら破壊が進展していく。この間、これらの点では応力は徐々に低下しているが、その反面解放された応力は周囲(例えばch4)に伝わり応力を増大させ、最大せん断強度に達し、新たな破壊を生じさせる。そのような過程を繰り返しながら破壊は外側へ伝播(ch3→2→1)し、ch1に近づくにつれて伝播速度は高速(S波速度と同程度)となる。その際、応力の増大も急になり、最大せん断強度に達すると応力降下も急激になる。ここで実験による破壊の成長過程は、nucleation zoneとzone of dynamic rupture propagationに分類されている⁹⁾。前者はch5のような破壊のゆっくりとした成長過程で、phase-II、後者はch1のように、破壊が高速伝播する領域のことで、phase-IIIと称される。また、nucleation zoneが生じるまでの破壊核形成の準静的な成長過程はphase-Iと称されているが、本研究では、phase-IIとIIIを対象に議論する。

本手法で得られた時刻歴(c)は、ch5で破壊が始まり、最初、ゆっくりとした応力低下が生じ、約0.01m秒でやや高速の破壊へと移行し、急速な応力



(a) $\tau_d = 0.49\text{MPa}$

(b) $\tau_d = 0.98\text{MPa}$

図-19 τ_d によるすべり量とすべり速度の相違

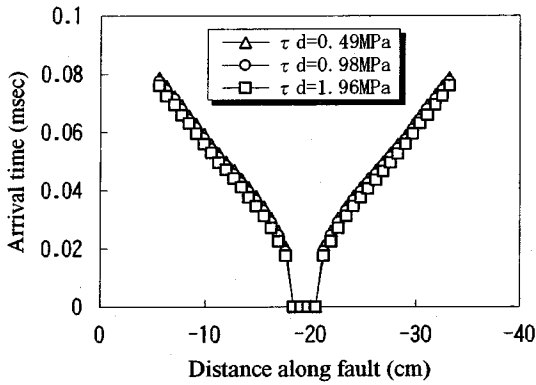


図-20 τ_d による破壊伝播過程の時空間分布の比較

低下を伴って残留強度に達する。このとき応力降下によって解放されたエネルギーは外側へ伝播することになる。破壊開始点の隣のch4の位置では、このエネルギーの伝播により応力が増加し、約0.03m秒で最大せん断強度に達して破壊を生じている。この時、ch5より急激な応力の低下を示しながら残留強度まで減少し、応力を解放している。そして、破壊は順次伝播し、ch2, 1ではそれぞれ約0.05m秒および0.06m秒に最大せん断強度に達し、破壊が始まっている。実験結果と比較すれば破壊開始点や破壊の高速伝播領域の応力の低下の傾向はよく再現され

ている。同図(b)の芝崎による結果も本手法の結果と傾向は同じである。しかし、岩石実験や芝崎による方法と本手法の結果は phase- II の長さが異なる点である。これについては破壊伝播速度に関連しているため、c)の破壊進行過程で再度述べることにする。

なお、phase- I は最初の破壊が始まるまでの応力の蓄積プロセスのことであり、本解析手法では初期の破壊の開始時点から扱うため、解析の対象とはならない。

b)すべり量およびすべり速度

図-22はすべり量とすべり速度の時刻歴で、図-21と同じ位置のものである。同図(a)は実験結果⁹⁾、図(b)が芝崎による結果¹⁶⁾、図(c)が本解析手法による結果である。図中に記されているすべり速度はすべり変位を数値微分したものである。

まず、実験結果を見る。ch5, 6でほぼ同時に破壊が始まり、ゆっくりとした応力低下が生じているため、すべり量の立ち上がりはゆっくりとした、ランプ関数状となっている。したがって、すべり速度は比較的小さく、裾の広い山型の形状を呈する。これに対し、破壊の高速伝播している phase- III 領域のch1ではすべり量は急激に増加する。そのため、すべり速度は破壊直後に大きく鋭い顕著なピークをもつことが特徴となっている。最終すべり量として

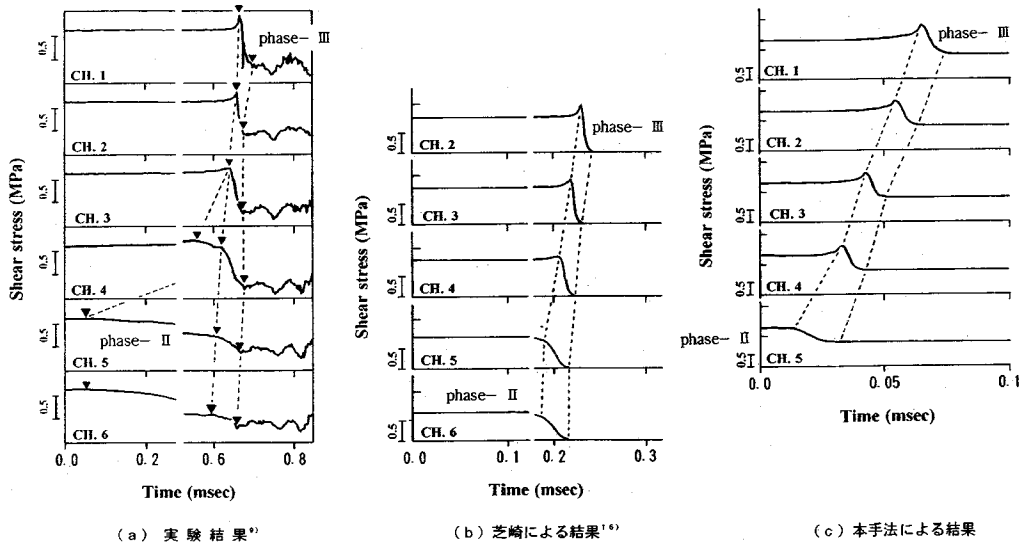


図-21 せん断応力の時刻歴の比較

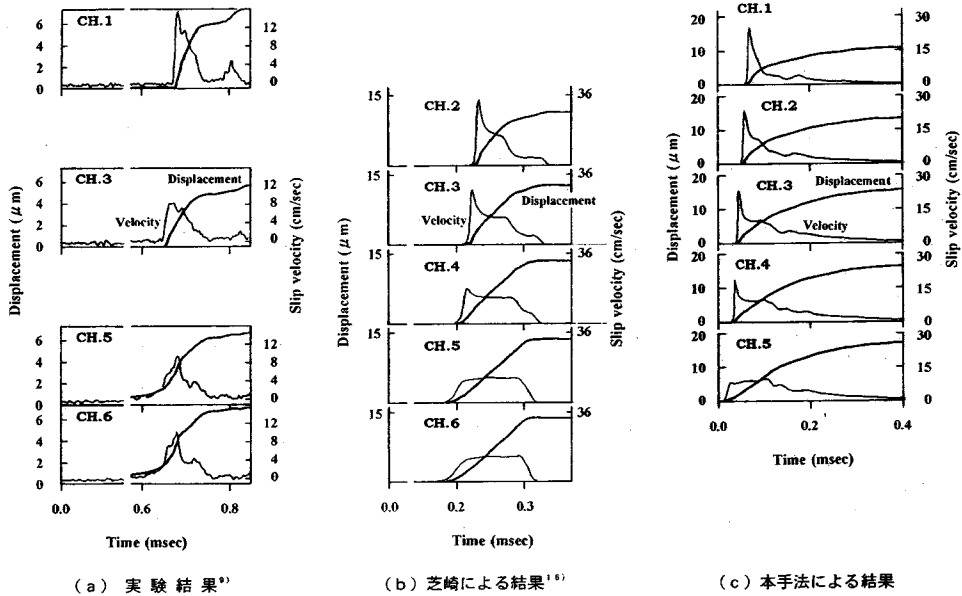


図-22 すべり量とすべり速度の時刻歴の比較

は5~10 μ m程度が観察されている。一方、すべり速度は20cm/s程度以下であるが、phase-IIの速度はphase-IIIより相対的に低くなっている。

次に、本手法の結果を見ると実験結果を比較的良好に再現していることが分かる。すなわち、破壊開始点(ch5)ではゆっくりとしたすべり量を示すため、すべり速度は顕著なピークを示さず、その大きさも相対的に小さい。破壊が高速で伝播するにしたがい、すべり量の立ち上がりは急激となり、すべり速度は破壊開始直後に顕著なピークをもつようになり、そ

の大きさも増大することが分かる。最終的なすべり量は、11~18 μ m程度、すべり速度はphase-IIで10cm/s程度、phase-IIIで25cm/s程度が得られている。実験によって得られる値よりも多少大きな傾向にあるが、実験と数値解析という手法の大きな違いを勘案すれば妥当な結果と言えよう。一方、図(b)の芝崎による方法は本解析手法と非常によく似た傾向が得られているが、すべり量は15 μ m程度とやや小さく、すべり速度は36cm/s程度とやや大きめの値が得られている。したがって、本手法は実

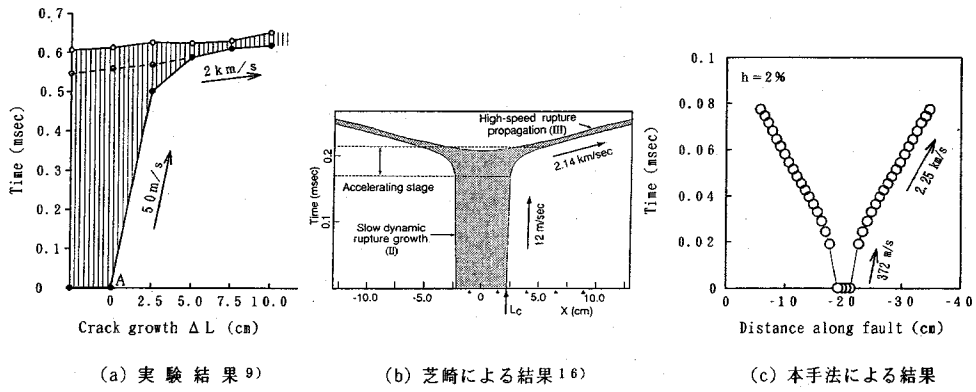


図-23 破壊伝播過程の時空間分布の比較

験結果を現象的にはうまく再現しているが、定量的には実験結果よりもやや大きく、ほぼ芝崎による方法と同じ程度の結果となっている。

c) 破壊進行過程

図-23は図-21, 22に用いた同じデータをもとに破壊進行過程を時空間図上に表したものである。図(a)が実験結果⁹⁾, 図(b)が芝崎による方法¹⁶⁾, 図(c)が本手法による結果である。実験結果を見ると、phase-IIで50m/sの低速度で伝播した破壊が、急に速度を増して、phase-IIIで2km/sで伝播している。一方、芝崎による方法ではphase-IIで12m/s, phase-IIIでは2.14km/s, これに対し、本手法ではphase-IIが372m/s, phase-IIIでは2.25km/sとなっている。実験と本数値解析を比較すれば、phase-IIIではほぼ同様の結果が得られているが、phase-IIにおける速度は本手法による方がかなり高速の値となっている。この理由の1つとして、すべり破壊現象の複雑さが挙げられる。例えば、実際のすべり破壊においては接触面の両側で材料の破壊に伴う大きなエネルギー損失が考えられる。これに対し、本解析ではこのようなエネルギー損失は考慮に入っていない。

実験結果に見られるphase-IIのゆっくりした破壊伝播現象を表現するためにはさらなる工夫が必要となる。しかしながら、地震学的にはphase-IIの形成過程は重要な課題の1つと考えられるが、地震工学的にはむしろphase-IIIの領域が重要である。なぜならば、振幅の大きい地震動はこの領域で生成されるからである。したがって、本研究は工学上十分に使える可能性があるものと考えられる。

d) 破壊先端域における最大すべり加速度

Ohnaka and Yamashitaは式(5)に基づいたすべり量とせん断応力間の構成関係を用いて、定常伝播するすべり先端域における最大すべり加速度 \ddot{D}_{max} を以

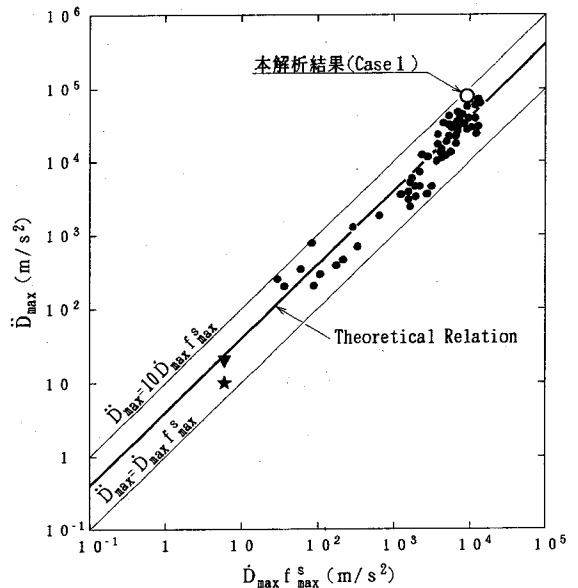


図-24 破壊過程で生じる最大すべり加速度 (文献11に加筆)

下のように導いている¹¹⁾。

$$\ddot{D}_{max} = k \dot{D}_{max} f_{max}^s \quad (11)$$

ここに、 \dot{D}_{max} は最大すべり速度、 f_{max}^s は最大せん断強度から残留強度まで低下に要する時間の逆数(周波数の次元となる)である。また、 k は初期応力 τ_i と最大せん断強度 τ_p の比 τ_i / τ_p に依存する量であり、 $0.5 \leq \tau_i / \tau_p \leq 0.8$ に対して $3.6 \leq k \leq 4.4$ の値をとる。

図-24はOhnaka and Yamashitaによる最大すべり加速度 \ddot{D}_{max} と $\dot{D}_{max} f_{max}^s$ の関係を岩石実験の結果とともに示したものである。また、適度な大きさをもつ実地震での推定値が▼印、★印で示されているが、

これらの2つのプロットもほぼ太実線上にある。このことは仮定した構成関係が実際の地震に対してスケールリングでき、適用できることを示唆するものである。図中に本解析手法によって Case1 に対して得られた \ddot{D}_{max} と $\dot{D}_{max} f_{max}^s$ の関係を○印で示す。ここで、 \ddot{D}_{max} は \dot{D} を数値微分して得た値を用いている。本解析手法による結果もほぼ太実線にあり、実際の地震断層の解析へ応用できる可能性を示唆するものと考えられる。

5. 結論

本研究は実験で得られた構成則を組み込んだ非線形動的有限要素法により岩石の固着すべり破壊過程をシミュレーションし、実験結果と比較することにより本手法の有用性の検討、そして実際の断層運動への適用性を検討したものである。

具体的には岩石の切断面を修正ジョイント要素で表現し、この構成関係に実験で観測された構成則をモデル化して与えた。そして、減衰定数、最大せん断強度に達するすべり量、残留強度についてパラメトリックスタディを行った。最後に、岩石実験の結果と解析結果を比較検討してその妥当性と限界を明らかにした。

研究の結果得られた知見は以下ようになる。

(1) 岩石の固着すべり実験に基づく構成則をジョイント要素に適用した。この構成則は降伏後瞬時に残留強度になるのではなく、すべり量に対して指数関数的に応力降下が起こるもので、スリップウィークニングモデルに属するものである。

(2) スリップウィークニングに先だって、応力とすべり量がほぼ線形関係にあるスリップハードニングの領域が存在するが、この線形関係を修正ジョイント要素のせん断ばね定数で表し、ジョイント要素のせん断ばねに物理的意味をもたせた。

(3) 減衰定数の違いによる影響は破壊初期段階に現れ、 $h=5\%$ のすべり量は $h=2\%$ より 81~86% 程度小さくなる。破壊が進行するにつれて両者の差は小さくなり、最終的なすべり量はほぼ同一となる。 $h=5\%$ のときの最大すべり速度は $h=2\%$ のときより 20% 程度小さく、その生起する時刻もほぼ 0.011~0.012m 秒遅れる。しかし、破壊伝播速度は変わらない。

(4) 最大せん断強度に達するすべり量 ε は臨界変位量の 0.01~0.04 倍の範囲、すなわちジョイント要素のせん断ばね定数にして最大 4 倍大きくしても、得られるすべり量、すべり速度、破壊伝播速度など

のすべりに直接関わる動特性に与える影響はほとんど認められない。

(5) 残留強度 τ_0 の大きさを 0.49MPa, 0.98MPa, 1.96MPa とこれも 4 倍変えても得られるすべり量、すべり速度、破壊伝播速度などのすべりに直接関わる動特性に与える影響はほとんど認められない。

(6) 本手法で得られたせん断応力、すべり量そしてすべり速度の時刻歴および破壊進行過程を実験の観測結果と比較すると以下のとおりである。

① 解析による phase- II, III におけるせん断応力の時刻歴は実験結果の形状とは一致していたが、phase- II における破壊伝播速度は実験より高速となった。一方、工学的に重要な phase- III での伝播速度は実験とほぼ一致していた。

② すべり量の立ち上がり状況やすべり速度の分布は岩石実験結果をよく再現している。すべり量などの大きさは解析の方が実験より大きくなる傾向にあるが、すべり過程の複雑性を簡単な構成関係で表していることや、実験と解析手法という手法の違いを考えれば定量的にも満足できる結果と言える。

③ 解析で得られた最大すべり加速度は、実験的に求まった最大すべり加速度とほぼ一致していた。

④ これらのことから、本研究で構築した構成則を用いて解析された破壊の先端域の動特性は実験結果をよく再現しており、本手法の有用性は確認できたものと考ええる。

実験結果を実際の断層運動解析へ適用する事が次の重要なテーマであるが、これには図-7, 8, 10 で示されるように、クラック進展距離の関数として設定された構成関係を実際のものに変換する必要がある。その際、実験と実断層の長さのディメンションに比例させて構成関係を仮定する手法¹⁶⁾と、地殻内応力や温度から決定しようとする手法¹⁷⁾とがある。今後はこれらの手法を用いて実際の断層運動の解析を試みる予定である。

謝辞：東京大学地震研究所大中康譽教授ならびに山下輝夫助教授には岩石実験についてご教示いただきました。また防災科学技術研究所芝崎文一郎博士には解析手法についてご教示いただきました。ここに深く感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Haskell, N. A. : Elastic displacements in the near field of a propagating fault, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, Vol. 59, No. 2, pp. 865-908, 1969.
- 2) 村松郁栄, 入倉孝次郎: 余震・前震など小地震記録の合成による本震時の強震動の予測(その2), 文部省

- 科学研究費自然災害特別研究成果「東海地方における大地震の被害予測に関する研究」(代表者 村松郁栄), pp. 33-46, 1981.
- 3) Kenzo TOKI and Fusanori MIURA : Simulation of a fault rupture mechanism by a two-dimensional finite element method, *J. Phys. Earth.*, Vol. 33, pp. 485-511, 1985.
 - 4) 僧理栄司, 東田豊彦, 加藤史郎, 武藤 至, 杉山 武 : 有限要素法による断層を考慮した地震動伝播解析(その1, その2), 日本建築学会大会学術講演梗概集B構造I(北陸), pp. 297-300, 1992.
 - 5) 久田嘉章, 山本俊六, 谷 資信: 沖積平野または堆積盆地内で発生する LOVE 波を合成する解析手法, 日本建築学会構造系論文報告集, 第419号, pp. 135-134, 1991.
 - 6) 阿部和久, 吉田 裕, 中村智樹: 時間領域境界要素法による三次元地震断層解析, 土木学会論文集, No.471 / I -24, pp. 125-133, 1993.
 - 7) Mitiyasu OHNAKA, Yasuto KUWAHARA and Kiyohiko YAMAMOTO : Constitutive relations between dynamic physical parameters near a tip of the propagating slip zone during stick-slip shear failure, *Tectonophysics*, 144, pp. 109-125, 1987.
 - 8) Mitiyasu OHNAKA, Yasuto KUWAHARA and Kiyohiko YAMAMOTO : Nucleation and propagation processes of stick-slip failure and normal stress dependence of the physical parameters of dynamic slip failure, *Journal of Natural Disaster Science*, Vol. 9, No. 1, pp. 1-21, 1987.
 - 9) Mitiyasu OHNAKA and Yasuto KUWAHARA : Characteristic features of local breakdown near a crack-tip in the transition zone from nucleation to unstable rupture during stick-slip shear failure, *Tectonophysics*, 175, pp. 197-220, 1990.
 - 10) Yoshiaki IDA : Stress concentration and unsteady propagation of longitudinal shear cracks, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 78, pp. 3418-3429, 1973.
 - 11) Mitiyasu OHNAKA and Teruo YAMASHITA : A cohesive zone model for dynamic shear faulting based on experimentally inferred constitutive relation and strong motion source parameters, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 94, No. B4, pp. 4089-4104, 1989.
 - 12) Mitsuhiro MATSUURA, Hiroshi KATAOKA and Bunichiro SHIBAZAKI : Slip-dependent friction law and nucleation processes in earthquake rupture, *Tectonophysics*, 211, pp. 135-148, 1992.
 - 13) 例えば, 土木学会編: 動的解析の方法, pp. 55, 技報堂出版, 1989.
 - 14) 土岐憲三, 佐藤忠信, 三浦房紀: 強震時における地盤と構造物の間の剥離と滑動, 土木学会論文集, pp. 31-41, No.302, 1980.
 - 15) 例えば, 戸川隼人: 有限要素法概論, pp. 246-251, 培風館, 1981.
 - 16) Bunichiro SHIBAZAKI : Transition process from nucleation to high-speed dynamic rupture -scaling of laboratory experiments to natural earthquakes-, 東京大学学位請求論文, 1992.
 - 17) Mitiyasu OHNAKA : Earthquake source nucleation : a physical model for short-term precursors, *Tectonophysics*, 211, pp. 149-178, 1992.

(1995. 6. 6 受付)

SIMULATION OF STICK-SLIP SHEAR FAILURE OF ROCK MASSES BY A NONLINEAR FINITE ELEMENT METHOD

Toshihiro TSUBOI and Fusanori MIURA

The purpose of this study is to develop a nonlinear finite element method to simulate the results from experiments on stick-slip shear failure of rock masses. First, we introduced the constitutive relations obtained from the experiments into joint elements which we employed to model the fault of rock masses. Then we performed parametric study to investigate the effect of parameters which control the constitutive relations on the rupture propagation. Finally, we compared the results obtained from the proposed method and those obtained from the experiments and discussed the validity of the method to simulate the rupture mechanism of faults.