

修士論文

# 地震の動的初期破壊過程

東京大学大学院理学系研究科  
地球惑星物理学専攻修士課程  
亀伸樹

1995年2月

# 要旨

浅い大地震の観測波形の  $P$  波の立ち上がりの部分は、相対的に低周波で低振幅の初期フェーズ  $P_1$  ではじまり、その後に高周波で大振幅の  $P_2$  フェーズが見える。この初期フェーズはゆっくりとした動的破壊成長から高速破壊伝播へ加速してゆく過程と密接に関係していると考えられ、破壊速度と応力降下量が一定の単純な震源モデルでは説明できない。本研究では、地震が発生する場所としての断層破碎帯をモデル化して、地震の動的初期破壊過程について理論的に考察した。

第2章では、断層破碎帯の地学的構造を平行帯分布する亀裂群として理論的モデリングを行なった。地震を断層破碎帯で発生する破壊現象として捉えると、破碎帯内での破壊成長は亀裂間の相互作用が大きく影響すると考えられる。亀裂間の相互作用には二通りあり、面外分布する亀裂は破壊の成長を抑制し、面内分布する亀裂は破壊の成長を加速する。この亀裂間の相互作用を厳密に取り扱うため、モデルの定式化にあたっては境界積分方程式法を採用した。さらに第3章では、初期破壊過程を扱うために、亀裂間相互作用による地震発生直前の不均質な静的応力状態を厳密に扱う手法を開発した。

第4章では、動的破壊を始めた亀裂が相互作用しながら破壊成長する過程についてシミュレーションを行なった。その結果、破碎帯で破壊がどのように成長するかを明らかにした。面外相互作用が卓越するような破碎帯内で始まった破壊の成長は、はじめ相対的に遅く進展し、立ち上がりのゆるい弾性波を放出する。その後、雪崩的な亀裂間結合により突然面内相互作用が卓越するようになり急激に破壊の成長速度が増大し、この過程により高エネルギーの高周波弾性波を発生する。

第5章では、この結果をもとに亀裂間相互作用という観点で震源破壊現象を解釈した。地震観測により一般的に浅い大地震の発生前には、将来の震源域では地震活動が静穏化することが知られている。このことは破壊成長が全体的に抑制されていることを示し面外相互作用の卓越している状態と考えられる。観測波形に見られる初期フェーズは、面外相互作用が卓越する断層破碎帯で地震破壊が始まったと考えると自然に説明できることになる。また、ブライトスポットと呼ばれる震央近傍の高周波発生域も静穏期の面外相互作用が優位な状態でのゆっくりとした破壊成長段階から、亀裂間合体を経て面内亀裂間相互作用が相対的に卓越し高速破壊成長する段階への移行する場所として説明がつくことになった。

# 目次

要旨	i
図目次	iv
1 はじめに	1
2 モデルと定式化	7
2.1 断層破碎帯のモデル	7
2.2 定式化	9
3 動的初期破壊過程の数値解法	14
3.1 数値計算のテスト	14
3.2 初期破壊問題の取り扱い	16
3.2.1 静的平衡状態と破壊基準について	16
3.2.2 静的平衡状態からのすべり速度の計算方法	19
4 破碎帯で起きる動的破壊過程	21
4.1 破碎帯における亀裂成長	21
4.2 地震波形の初期フェーズ	30
5 地震のブライトスポットの生成機構	35
5.1 地震発生前に卓越している相互作用モード	35
5.2 新しいブライトスポットモデル	36
6 結論	40
謝辞	41
参考文献	42



# 目次

1.1	地震波形の初期フェーズ	2
1.2	亀裂間相互作用による静的応力場 1	5
1.3	亀裂間相互作用による静的応力場 2	6
2.1	断層破碎帯のモデル	8
2.2	光円錐	12
3.1	数値計算のテスト 1; 粘性の効果	15
3.2	数値計算のテスト 2; 解析解と数値解の比較	17
3.3	破碎帯における動的破壊発生前の応力場	20
4.1	モデル A のスナップショット	23
4.2	モデル A の亀裂先端位置の時間プロット	24
4.3	モデル B のスナップショット	25
4.4	モデル B の亀裂先端位置の時間プロット	26
4.5	モデル C のスナップショット	27
4.6	モデル C の亀裂先端位置の時間プロット	28
4.7	モデル S の亀裂先端位置の時間プロット	29
4.8	モデル A の変位波形と速度波形	31
4.9	モデル B の変位波形と速度波形	32
4.10	モデル C の変位波形と速度波形	33
5.1	地震静穏期における亀裂分布状態	38
A.1	亀裂面上の要素の位置	49

# 第1章

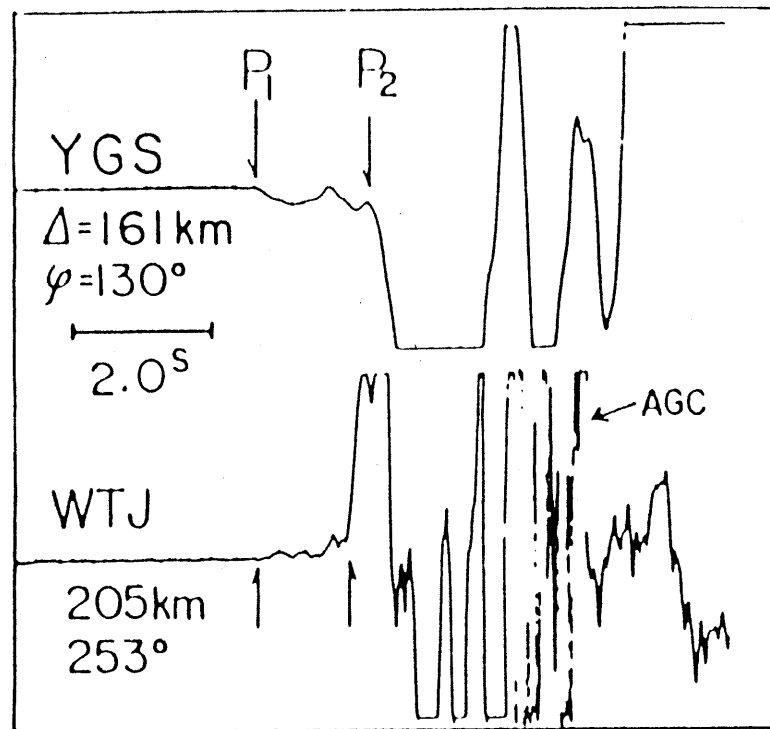
## はじめに

浅い大地震の観測波形の  $P$  波の立ち上がりの部分は、相対的に低周波で低振幅の初期フェーズ  $P_1$  ではじまり、その後に相対的に高周波で大振幅の  $P_2$  フェーズが見える (図 1.1 参照) ことが指摘されている (Umeda 1990,1992; Abercrombie and Mori 1994; Ellsworth and Beroza 1995)。この初期フェーズはゆっくりとした動的破壊成長から高速破壊伝播へ加速してゆく過程と密接に関係していると考えられ、破壊速度と応力降下量が一定の単純な震源モデルでは説明できない (Iio 1992、Shibazaki and Matsu'ura 1992)。

従来、震源の動的破壊モデルは一枚の断層面を仮定し断層面上で強度の不均質を与えることにより震源過程の複雑さを表現してきた (例えば、Das and Aki 1977; Mikumo and Miyatake 1978; Miyatake 1980)。震源過程の複雑さを説明するため導入されたこの強度の不均質はバリアー (Das and Aki 1977b) やアスペリティー (Lay and Kanamori 1981) と呼ばれているが、その物理的実体は依然として不明な点が多い。初期フェーズを説明する動的破壊モデルとして、Shibazaki and Matsu'ura (1992) がある。彼等のモデルでは一枚の断層面上で空間的に不均質な構成則を与えている。しかし、相互作用のある複合断層系を考えることにより震源過程の複雑をより自然に説明できる可能性が指摘されている (Yamashita and Umeda 1994)。

地震が発生する場所は、プレート境界や地殻内の活断層など力学的弱面であることが多く、これらの場所では地震が繰り返し発生してきたために、断層帯と呼ばれ

## (A) 1984 Western Nagano Eq.



## (B) 1990 Philippine Eq.

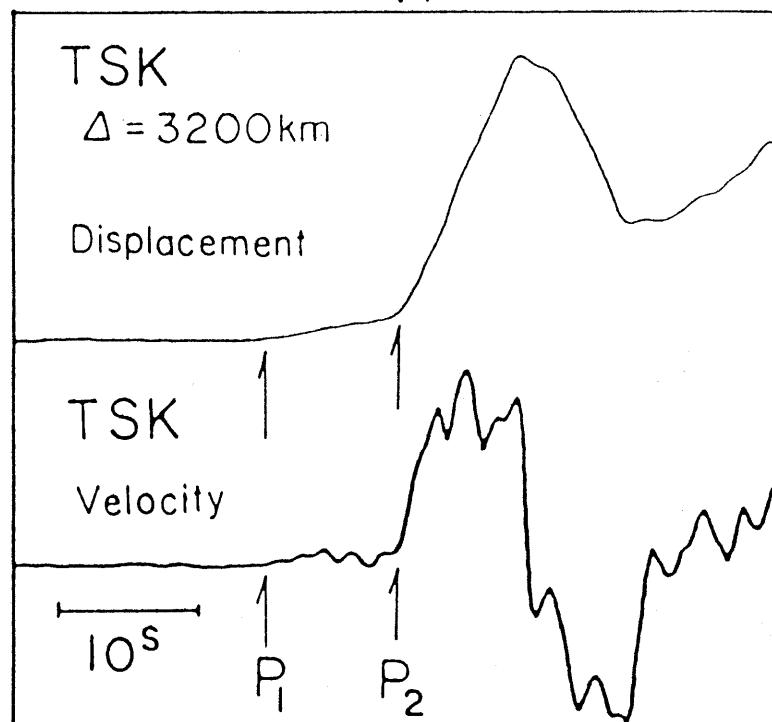


図 1.1: 観測波形上下動成分の  $P$  波の立ち上がりの部分。相対的に低周波で低振幅の初期フェーズ  $P_1$  ではじまり、その後に相対的に高周波で大振幅の  $P_2$  フェーズが見える。二つの地震でそれぞれ上が変位波形、下が速度波形である。(A)1984 年長野県西部地震、 $M = 6.9$  (B)1990 年フィリピン地震、 $M = 7.8$  (Umeda 1992)。

る一種の破碎帯が形成されている。実際、地表に出現した地震断層を見てみると断層は決して一枚の連続した平面ではなく、巨視的には一定の配列形態を持った数本ないし 10 数本の断層セグメントからなる断層帯を構成している (Tchalenko 1970)。このような地震が発生する場所の地学的構造から、近年、地震破壊を孤立系として扱うことが不適當であることが理論的モデリングからも地震観測からも明らかになってきた (Scholz 1990, Reasenberget al. 1992, Yamashita 1993, Yamashita and Umeda 1994, Yamashita 1995)。

断層破碎帯の微細構造はどのようなものであるのだろうか。Leary et al. (1987) は、カリフォルニアの断層帯近傍のボアホールで観測された地震波の  $S$  波偏向異方性の解析から断層破碎帯には小さな亀裂が断層帯と平行な向きに非常に高い密度で分布していることを示した。またボアホール内の直接観察 (Malin et al. 1988) から、断層破碎帯には断層と平行な向きに亀裂が非常に密分布していることが確認されている。断層破碎帯は亀裂密度が高く、加えて地震発生前の震源域では応力腐蝕により準静的に成長し動的不安定を起こす大きさにはほぼ達した亀裂が分布していると考えられる (Yamashita and Knopoff 1992)。地震を断層破碎帯で発生する破壊現象として捉えると、断層破碎帯内ではじまった破壊成長はこれら密分布する亀裂間の相互作用が大きく影響すると考えられる。

亀裂間の相互作用とは、互いに接近した亀裂により引き起こされる弾性変形のことである。これを理解するために、二つの  $SH$  型の静的亀裂が相互作用して作り出す応力場を見てみよう。亀裂が  $x$  軸方向に重ならず分布する場合 (図 1.2A) には、内側の亀裂端付近では互いに孤立している場合に比べてより大きな応力集中が起こり、互いの破壊を励起しあうことになる。この応力集中の度合は亀裂間距離が一定の場合、両亀裂が一直線上にある場合が最も大きくなる。これとは対照的に、重なるように分布した亀裂の場合 (図 1.2B) には、内側の亀裂端の応力集中はより小さくなり、互いの成長を抑制しあうことになる。どちらかの亀裂が一方向的に長い場合 (図 1.3) には相互作用もほとんど一方向的になる。すなわち、大きな亀裂は小さな亀裂の影響をほとんど受けなくなる。したがって大きな亀裂により作られる応力減少



域に小さな亀裂があれば、その亀裂の成長は全く抑制されてしまうことになる。

地震の動的破壊過程を孤立系ではなく相互作用系として取り扱ったモデルはほとんどなく、Harris et al.(1991), Harris and Day (1993), Yamashita and Umeda (1994)に見られるだけである。前二者は、面外分布する2枚の既存断層面の  $P-SV$  問題を考え下面で生じたすべりが作りだす剪断、圧縮型の応力の効果で上面の断層にすべりを励起できるかどうかを断層の相互位置関係から論じている。後者では、主亀裂が亀裂前方に作りだす応力集中が面外に新たな破壊面を励起する可能性を論じ、互いに動的に成長している最大3個の亀裂の間の相互作用を  $SH$  問題で数値解析している。

本研究は、地震発生直前の震源付近の断層破碎帯を準静的に成長し動的不安定に達しようとしている亀裂の集合体としてモデル化する。準静的成長のメカニズムとしては応力腐蝕破壊があげられよう (Atkinson 1982, 1984)。その中のある亀裂先端から動的破壊が始まった場合に亀裂間相互作用しながら動的破壊はどのように成長していくのか、またその地震の動的初期過程は地震波形としてどのように観測されるかということを理論的に解析し、自然地震波形にみられる初期フェーズの物理機構を明らかにすることが本研究の目的である。

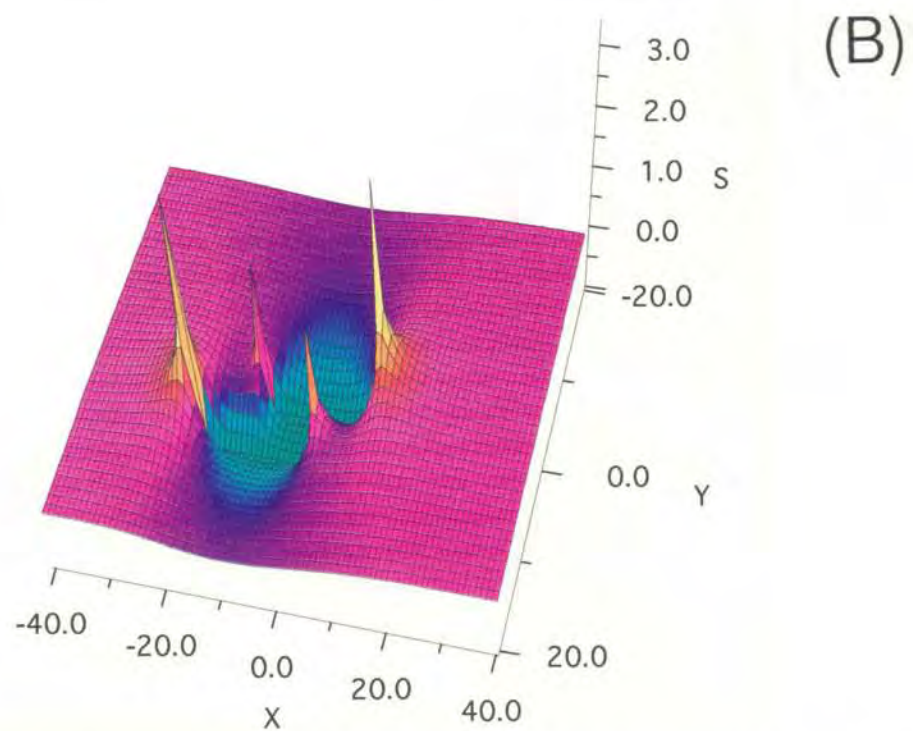
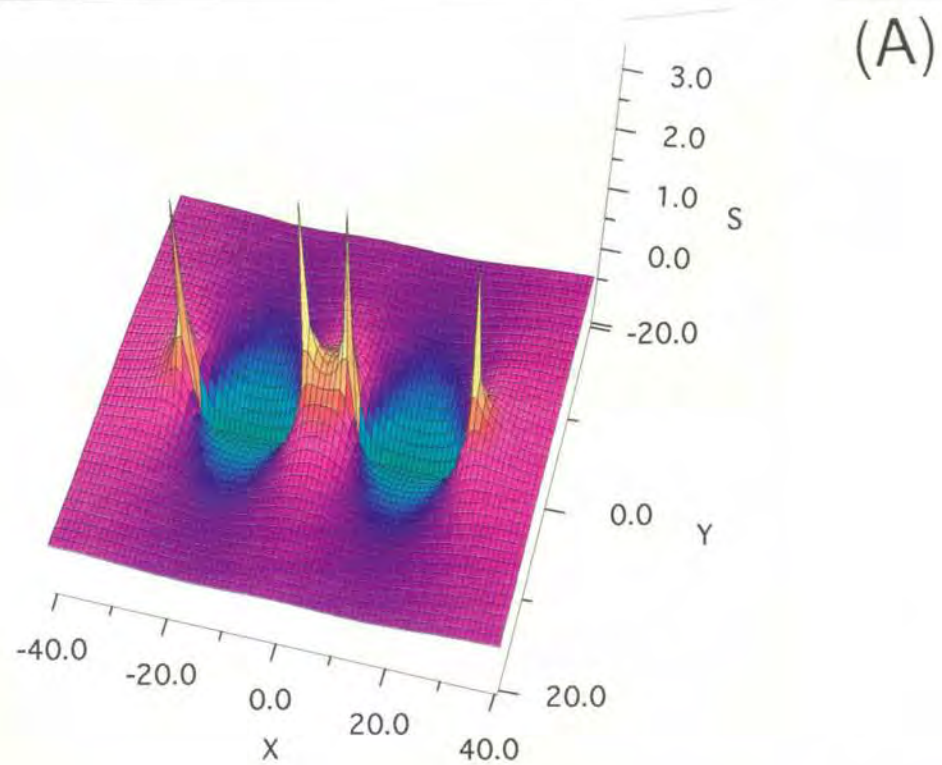


図 1.2: 亀裂間相互作用による静的応力場 1。座標軸は無次元化してある。(A) $X$ 軸方向に亀裂が重ならない場合の応力場。内側の亀裂先端は成長しやすくなっている。(B) $X$ 軸方向に亀裂が重なる場合の応力場。内側の亀裂先端は成長が抑制される。

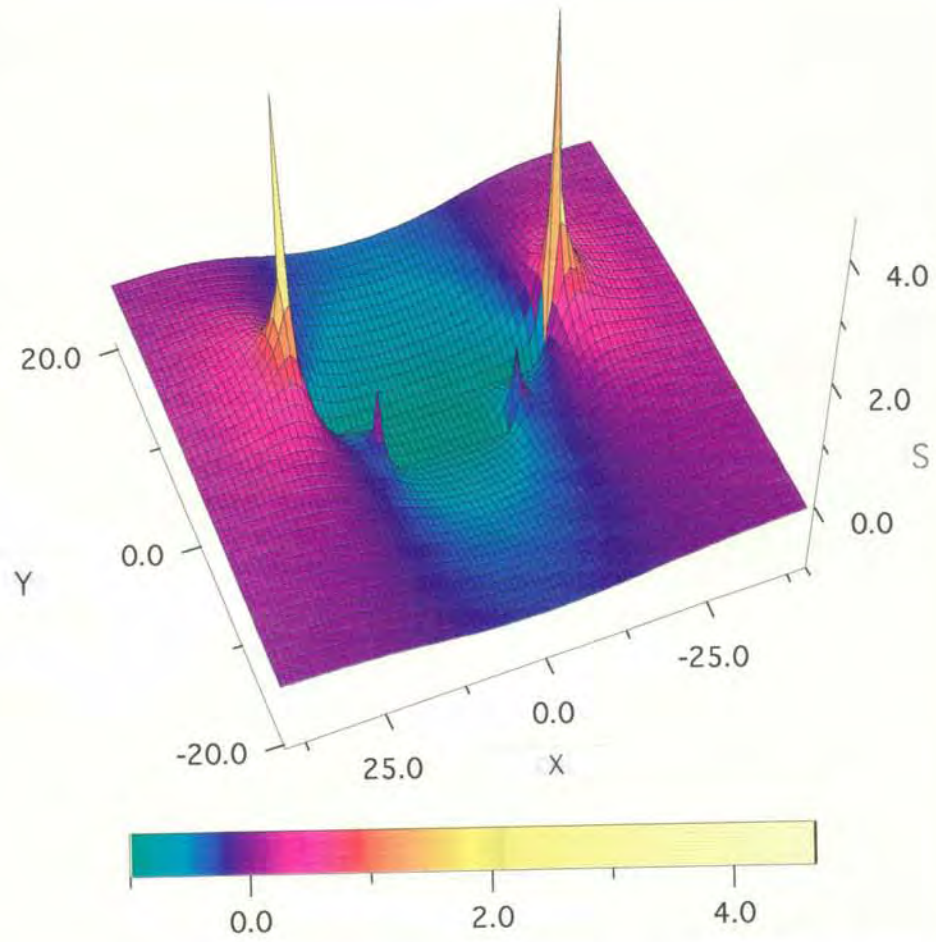


図 1.3: 亀裂間相互作用による静的応力場 2。大きな亀裂の影に小さな亀裂がある場合の応力場。大きな亀裂の応力減少域にあるため、小亀裂先端の応力集中は小さくなっている。

## 第2章

# モデルと定式化

### 2.1 断層破砕帯のモデル

前章では地震が発生する地殻の地学的構造として断層破砕帯を挙げた。前述の通り、断層破砕帯には亀裂が密分布しており断層に平行な向きに並ぶものが卓越している。そこで2次元均質等方無限弾性体において、Malin et al. (1988) や Leary et al. (1987) らの観測結果にもとずき  $SH$ 型亀裂が平行分布する帯状領域として断層破砕帯をモデル化する(図 2.1参照)。以下、この領域を破砕帯と称する。なお、本研究で仮定する状況は地震発生直前であり、応力腐蝕破壊などにより既存の各小亀裂は準静的に成長を行い、ある程度亀裂長が拡大した状態であると考えられる。  $y = 0$  を破砕帯の中心面にとり、破砕帯は各々の亀裂のサイズに比べて  $x$  軸方向に十分大きな広がりを持ち、  $N (\gg 1)$  個の亀裂を含むとする。ここで各亀裂に番号を振り、  $p (= 1, 2, \dots, N)$  番目の亀裂を亀裂  $p$  と呼ぶことにし、その中心座標を  $(x_p, y_p)$  で表すことにする。簡単のため、亀裂長は全て同一とし、  $x$  軸方向に等間隔に並んでいる。破壊は  $x$  軸方向にのみ成長するとしている。  $t \leq 0$  では無限遠方  $|y| = \infty$  に一様な応力が作用しており、各亀裂面上で応力降下が生じ静的平衡状態にあるものとする。なお、応力、変位の基準として遠方応力が作用して一様な応力状態(各亀裂面上で応力降下が生じる前)をとる。即ち、この基準状態からの変位や応力を以下で計算することになる。

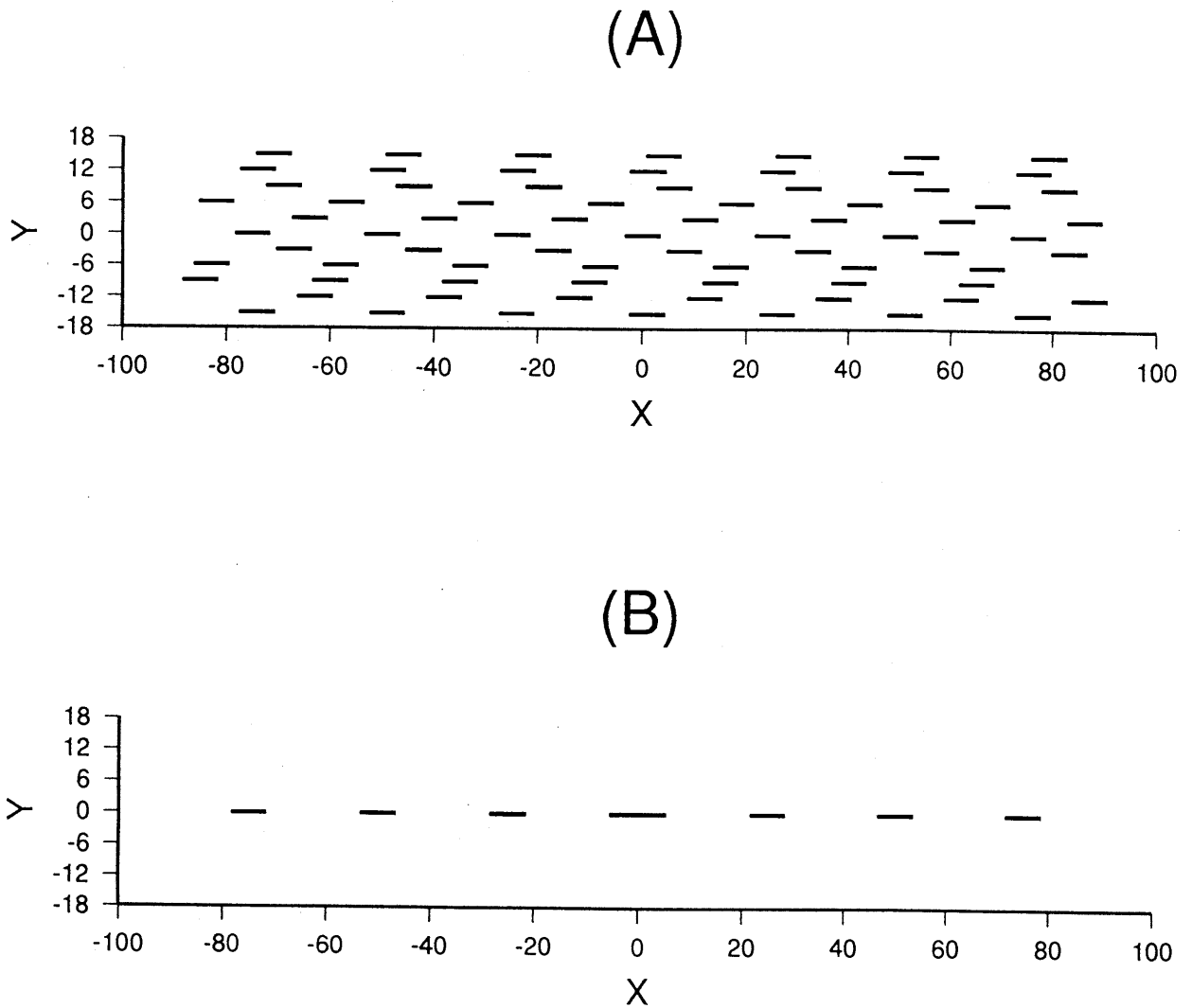


図 2.1: 断層破碎帯のモデル。各々、数値計算に用いたものである。座標系は無次元化してある。(A) 破碎帯幅が 30 のモデル。亀裂長 7、X 軸方向に 25・Y 軸方向に 3 の中心間隔で分布する。(B) 一直線上に亀裂がならぶ幅のないモデル。亀裂長は中央のみ 11、他は 7 である。X 軸方向に中心間隔 25 で分布する。

## 2.2 定式化

計算には時間領域の境界積分方程式法を用いる。以下 Cochard and Madariaga (1994) の方法に従い離散境界積分方程式の定式化をおこなうが、解の安定化のため本研究独自の方法を採用する。さらに、本研究では彼等の方法を任意の  $y$  方向に面外分布する相互作用亀裂群を取り扱えるように拡張している。

$SH$ 問題において、0でない変位成分は  $u_z(x, y, t)$  のみであり以後は単に  $u$  と書く。0でない応力成分は  $\sigma_{yz}$  と  $\sigma_{zx}$  である。なお、媒質の剛性率を  $\mu$ 、密度を  $\rho$ 、 $S$  波速度を  $\beta$  とする。

運動方程式は、

$$\frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \nabla^2 u \quad (2.1)$$

であり、一様応力状態を基準に取り各亀裂面上での境界条件を

$$\sigma_{yz}(x, y_p, t) = -\Delta \sigma_p(x, t) < 0 \quad (\Gamma_p \text{ 面上で}) \quad (2.2)$$

$$\Delta u_p(x, y_p, t) = 0 \quad (\Gamma_p \text{ 面外で}) \quad (2.3)$$

で与える。なお  $\Gamma_p$  は  $p$  番目の亀裂面を示す。この混合境界値問題 (2.1), (2.2), (2.3) の解は離散化した境界積分方程式法を用いて数値的に求める。この方法はグリーン関数を用いて  $N$  個の亀裂間相互作用を厳密に取り扱える利点がある。

まず Betti の表現定理から始める。弾性体中での変位は各亀裂面  $\Gamma_p$  ( $p = 1, 2, \dots, N$ ) 上でのすべり量  $\Delta u_p = u(x, y_p + 0, t) - u(x, y_p - 0, t)$  を用いて次のように表現される (Aki and Ricards 1980)。

$$u(x, y, t) = \sum_{p=1}^N \left[ - \int_{\Gamma_p} \int_0^t \Delta u_p(\xi, \tau) \mu \frac{\partial}{\partial y} G(x, y - y_p, \xi, t - \tau) d\xi d\tau \right] \quad (2.4)$$

ここで、 $G$  は 2 次元グリーン関数

$$G(x, y, \xi, t) = \frac{1}{2\pi\mu} \frac{H(t - r/\beta)}{\sqrt{t^2 - r^2/\beta^2}} \quad (2.5)$$

であり、 $r = \sqrt{(x - \xi)^2 + y^2}$ 、 $H(\cdot)$  はヘビサイド関数である。(2.4) 式より応力の $\sigma_{yz}$ 成分は

$$\begin{aligned}\sigma_{yz}(x, y, t) &= \mu \frac{\partial}{\partial y} u(x, y, t) \\ &= - \sum_{p=1}^N \int_{\Gamma_p} \int_0^t \Delta u_p(\xi, \tau) \mu^2 \frac{\partial^2 G}{\partial y^2}(x, y - y_p, \xi, t - \tau) d\xi d\tau \quad (2.6)\end{aligned}$$

となる。グリーン関数に対する波動方程式

$$\mu \left[ \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial y^2} \right] = \rho \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

を用いて、微分操作 $\frac{\partial^2}{\partial y^2}$ を $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ と $\frac{\partial^2}{\partial t^2}$ で置換し、部分積分を行なうと以下の正規化された(積分可能な積分核を持つ)積分方程式(2.9)を得る。

$$\begin{aligned}\sigma_{yz}(x, y, t) &= -\frac{\mu}{2\pi} \sum_{p=1}^N \left[ \frac{1}{\beta^2} \int_{\Gamma_p} d\xi \int_0^{\tau_m} \frac{\partial}{\partial \tau} \Delta \dot{u}_p(\xi, \tau) \frac{d\tau}{\sqrt{(t - \tau)^2 - r^2/\beta^2}} \right. \\ &\quad \left. + \int_{\Gamma_p} \frac{x - \xi}{(x - \xi)^2 + (y - y_p)^2} d\xi \int_0^{\tau_m} \frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \dot{u}_p(\xi, \tau) \frac{t - \tau}{\sqrt{(t - \tau)^2 - r^2/\beta^2}} d\tau \right]. \quad (2.8)\end{aligned}$$

ここで $\cdot$ は時間 $\tau$ に関する偏微分を表わす。時間に関する積分の上限は、

$$\tau_m = \max(0, t - \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - y_p)^2}/\beta) \quad (2.9)$$

であり光円錐の内側で積分することを意味する。

任意の単位長さ $L$ 、剛性率 $\mu$ 、 $S$ 波速度 $\beta$ を用いて物理量を無次元化し、以下無次元化した座標系 $X = x/L, Y = y/L, T = \beta t/L$ 、無次元化した応力、変位、すなわち $S = \sigma_{yz}/\mu, U = u/L$ を用いる。無次元化した積分方程式は

$$\begin{aligned}S(X, Y, T) &= -\frac{1}{2\pi} \sum_{p=1}^N \left[ \int_{\Gamma_p} d\zeta \int_0^{\eta_m} \frac{\partial}{\partial \zeta} \Delta \dot{U}_p(\zeta, \eta) \frac{d\eta}{\sqrt{(T - \eta)^2 - R^2}} \right. \\ &\quad \left. + \int_{\Gamma_p} \frac{X - \zeta}{(X - \zeta)^2 + (Y - Y_p)^2} d\zeta \int_0^{\eta_m} \frac{\partial}{\partial \zeta} \Delta \dot{U}_p(\zeta, \eta) \frac{T - \eta}{\sqrt{(T - \eta)^2 - R^2}} d\eta \right], \\ \eta_m &= \max(0, T - \sqrt{(X - \zeta)^2 + (Y - Y_p)^2}) \quad (2.10)\end{aligned}$$

となり、亀裂面 $\Gamma_p$ 上での境界条件は

$$S(X, Y_p, T) = -\Delta S_p(X, T) < 0 \quad (2.11)$$

と書き直される。次に積分方程式(2.10)の離散化の手順をしめす。 $Y = Y_p (= j_p \Delta X)$ での $XT$ 平面上で滑り速度場を空間間隔 $\Delta X$ 、時間間隔 $\Delta T$ で分割し、箱型要素 $\Delta X \Delta T$ で一定値として以下のように離散化する。

$$\Delta U_p(X, Y_p, T) = \sum_{i,k} D_{i,k}^{j_p} d(X, T; X_i, T_k) \quad (2.12)$$

ここで $d(X, T; X_i, T_k)$ は、

$$\begin{aligned} d(X, T; X_i, T_k) &= H(X - X_i)H(T - T_k) - H(X - X_{j+1})H(T - T_k) \\ &\quad - H(X - X_i)H(T - T_{k+1}) - H(X - X_{j+1})H(T - T_{k+1}) \end{aligned} \quad (2.13)$$

と定義される $X_i \leq X \leq X_{i+1} = X_i + \Delta X, T_k \leq T \leq T_{k+1} = T_k + \Delta X$ の箱型要素で1の値を取る関数である。以下の計算では、 $\Delta X = 2\Delta T = 1$ としている。式(2.10)に離散化した速度場(2.12)を代入すると、無次元で離散化された積分方程式

$$S_{i,k}^j = -\frac{1}{2\pi} \sum_{p=1}^N \sum_{n=0}^k \sum_l D_{l,n}^{m_p} V_{i-l,k-n}^{j-m_p} \quad (2.14)$$

を得る。 $l$ に関する和は滑りを起している要素に対してとる。ここで、 $S_{i,k}^j$ は $X = i\Delta X + \Delta X/2, Y = j\Delta X, T = T_k + \Delta T$ 上での応力成分であり、 $V_{i,k}^j$ は

$$\begin{aligned} V_{i,k}^j &= R_{i,k+1}^j - R_{i,k}^j - R_{i-1,k+1}^j + R_{i-1,k}^j, \\ R_{i,k}^j &= \frac{i+1/2}{(i+1/2)^2 + j^2} \sqrt{k^2/4 - (i+1/2)^2 - j^2} + \sin^{-1} \frac{i+1/2}{\sqrt{k^2/4 - j^2}} \end{aligned} \quad (2.15)$$

で与えられる係数定数であり、応力積分核と呼ぶ。積分核(2.15)の表現は積分の際、滑り速度要素が光円錐の内側に完全に含まれる場合のものである。光円錐の外側では0、光円錐をまたぐ場合には光円錐の内側だけの寄与を考慮したものになることに注意されたい(図2.2参照)。例えば、光円錐の頂点を含む三角形 $V_{0,0}^0 = \pi$ である。



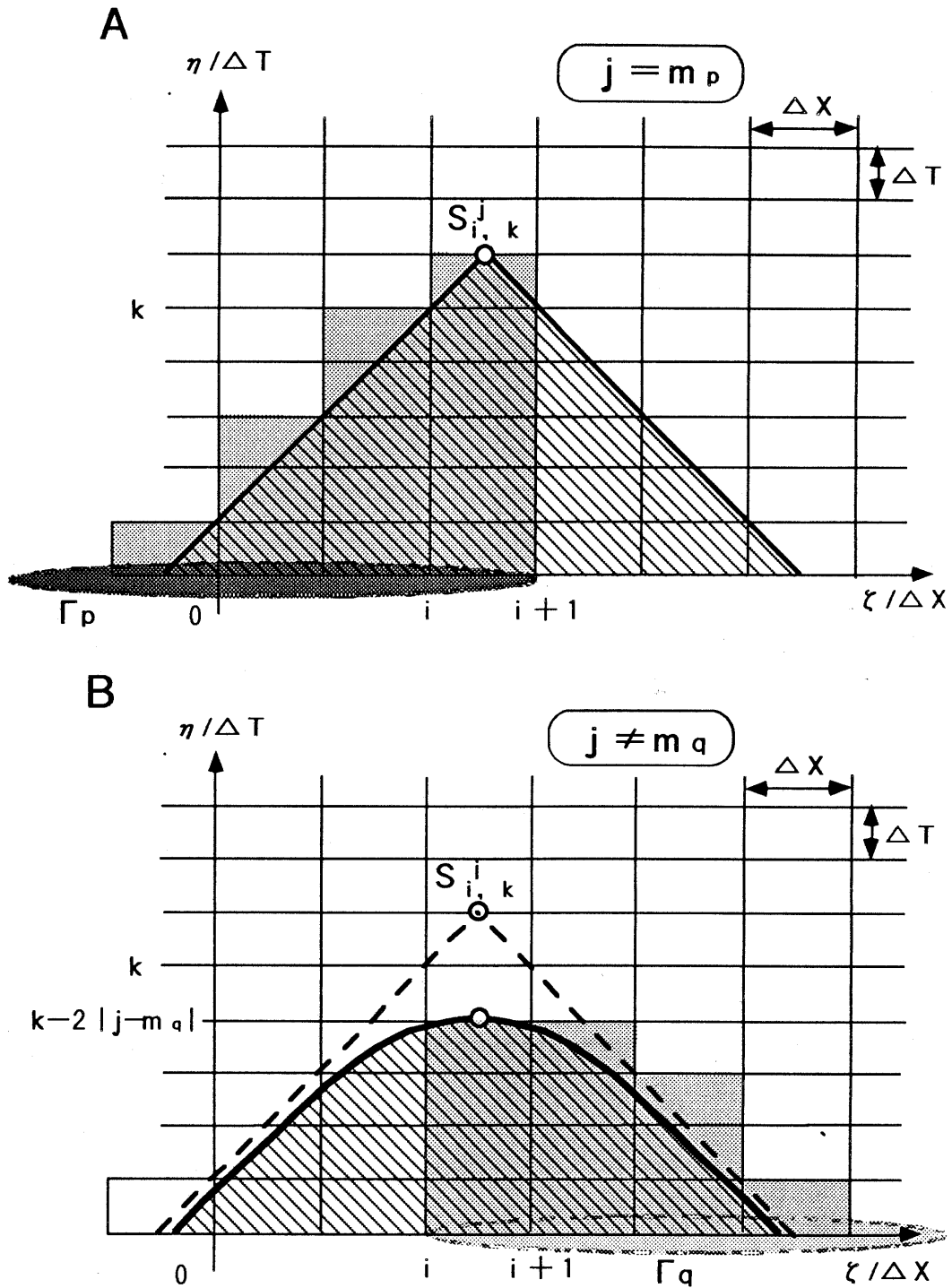


図 2.2: 積分領域をしめす光円錐：(A) 面内要素の場合、(B) 面外要素の場合

応力が各亀裂面 $\Gamma_p$ 上の要素で境界条件として

$$S_{i,k}^{j_p} = -\Delta S_{i,k}^{j_p} < 0 \quad (2.16)$$

と与えられている場合、 $k$ ステップ目の滑り速度は $k-1$ ステップまでのすべり速度を用いて、式(2.14)より

$$D_{i,k}^{j_p} = \frac{2\pi}{V_{0,0}^0} \Delta S_{i,k}^{j_p} - \frac{1}{V_{0,0}^0} \sum_{q=1}^N \sum_{n=0}^{k-1} \sum_l D_{l,n}^{m_q} V_{i-l,k-n}^{j_p-m_q} \quad (2.17)$$

で求められる。

一度、亀裂面上の $D_{i,k}^{j_p}$ が求めれば、任意の観測点での応力は式(2.14)より計算することができる。また、観測点での変位波形は、式(2.4)を正規化した積分方程式

$$u(x, y, t) = \sum_{p=1}^N \frac{y - y_p}{2\pi} \int_0^t \int_{\Gamma_p} \frac{\sqrt{(t-\tau)^2 - r^2/\beta^2}}{(x-\xi)^2 + (y-y_p)^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \Delta \dot{u}_p(\xi, \tau) d\xi d\tau \quad (2.18)$$

を無次元離散化した

$$H_{i,k}^j = \frac{\Delta X}{2\pi} \sum_{p=1}^N \sum_{n=0}^k \sum_l D_{l,n}^{m_p} W_{i-l,k-n}^{j-m_p} \quad (2.19)$$

から計算できる。応力の場合と同様に、 $H_{i,k}^j$ は $X = X_i + \Delta X/2, Y = Y_j, T = T_k + \Delta T$ での変位をしめす。 $W_{i,k}^j$ は変位積分核であり、

$$\begin{aligned} W_{i,k}^j &= Q_{i,k+1}^j - Q_{i,k}^j - Q_{i-1,k+1}^j + Q_{i-1,k}^j, \\ Q_{i,k}^j &= -j \sin^{-1} \frac{(i+1/2)}{\sqrt{k^2/4 - j^2}} + \frac{jk}{2|j|} \tan^{-1} \frac{k}{2|j|} \frac{i+1/2}{\sqrt{k^2/4 - j^2 - (i+1/2)^2}} \end{aligned} \quad (2.20)$$

で与えられる。

## 第3章

# 動的初期破壊過程の数値解法

### 3.1 数値計算のテスト

前章で導いた手法で亀裂間相互作用が精度良く計算されているかテストを行なった。2面の亀裂を亀裂の半長重なるように面外配置し、 $T = +0$ で瞬間的に亀裂面全体で応力降下1を起したとしている。下側亀裂面上のすべり速度を図(3.1A)に示す。上側亀裂と多重反射を起こしているのが特徴的である。 $T = 100$ すなわち数値計算の200ステップぐらいから短周期のノイズが顕著になり、ついには解が不安定になる。孤立亀裂の場合には、この手法による数値解は非常に精度良く解析解と一致し、面外の相互作用する亀裂の計算に見られる数値不安定も生じない(図3.2参照)。

定式化の方法が異なる境界積分方程式法(Andrews 1985,1994;Das and Aki 1977a; Das and Kostrov 1987;Koller et al. 1992)においても、同様の数値不安定が報告されている。しかし、Andrewsの方法では孤立亀裂の計算に対してすら時間ステップ200ぐらいから短周期のノイズが現われ不安定に達しており手法になんらかの問題がありそうである。ノイズの原因については不明であるとしている。

本研究の場合、面外亀裂からの反射により亀裂面上のすべり速度に逆方向の急激な変化が生じ、これが不安定の原因になっていると考えられる。そこで本研究では式(3.1)に示す人工的な粘性項を導入し、この不安定を防ぐことにする。

$$D_{i,k}^{jp} = \frac{2\pi}{V_{0,0}^0} \Delta S_{i,k}^{jp} - \frac{1}{V_{0,0}^0} \sum_{q=1}^N \sum_{n=0}^{k-1} \sum_l D_{l,n}^{mq} V_{i-l,k-n}^{jp-mq} + \alpha(D_{i-1,k}^{jp} + D_{i+1,k}^{jp} - 2D_{i,k}^{jp}) \quad (3.1)$$

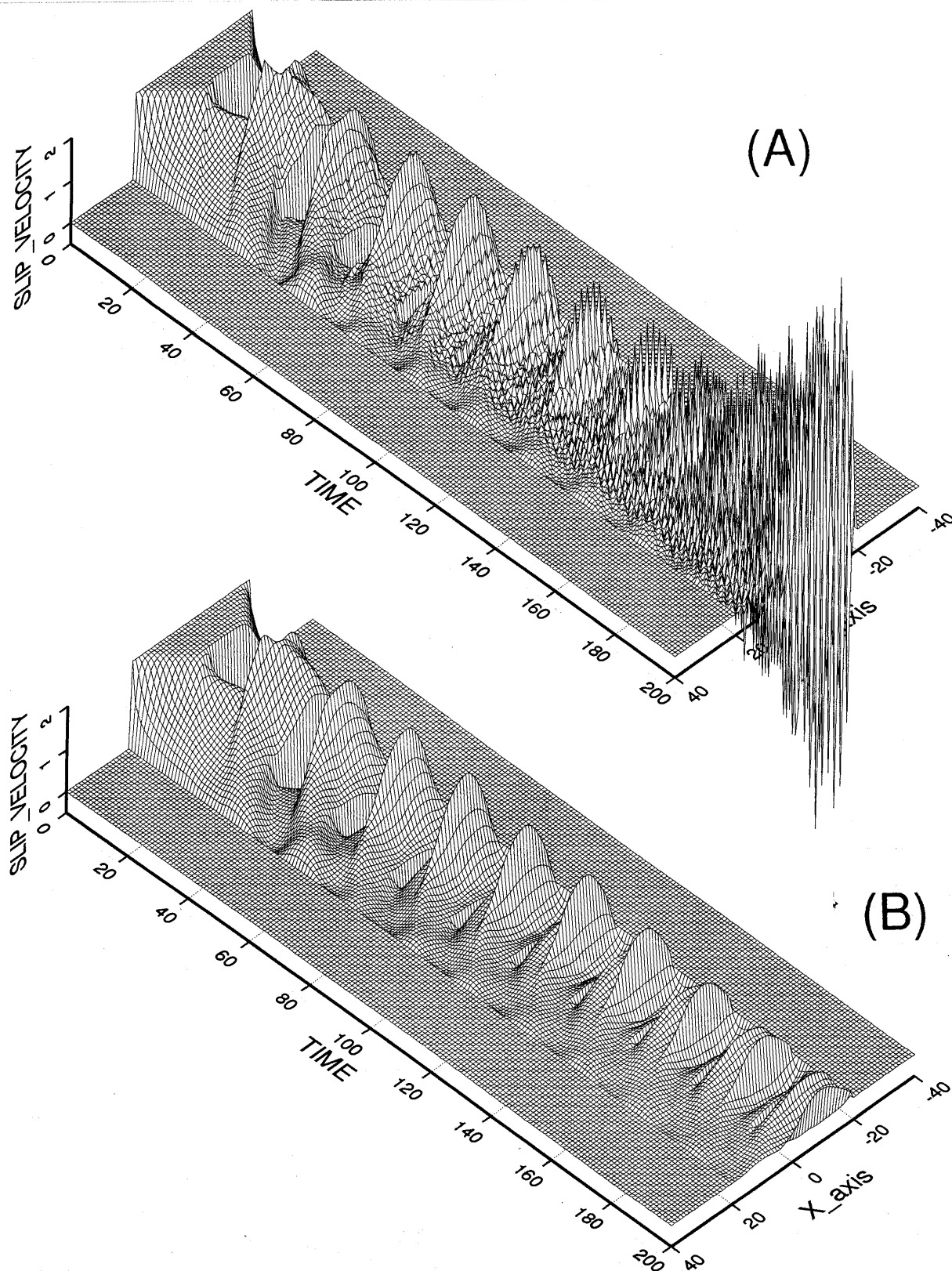


図 3.1:  $T = +0$  に突然現れた 2 面の亀裂面が作りだす亀裂面上のすべり速度の時間変化。上側亀裂面が  $Y = 9, 0 \leq X \leq 20$ , 下側亀裂面が  $Y = 0, -10 \leq X \leq 10$  にある。図は下側亀裂面のすべり速度である。(A)  $\alpha = 0$  の場合 (B)  $\alpha = 0.5$  の場合

ここで  $\alpha$  は粘性の強さをしめす正の定数である。図 (3.1B) に粘性項を導入した計算結果をしめす。粘性の導入により空間的にも時間的にも短周期の振動が抑えられていることがわかる。

図 (3.2A) は、孤立亀裂面上で  $T = +0$  に瞬間的に単位応力降下が生じたときの亀裂の中央におけるすべり速度の時間変化である。亀裂端からの回折波が中央を通過し、それがもう一度亀裂端で回折したものが再び中央に到着するまでは解析解が求まっている (Burridge 1969)。亀裂両端からの最初の回折波はこの例の場合  $T = 100$  に同時に到着し、次にそれがもう一度亀裂端で回折したものが  $T = 300$  にきている。粘性係数の大小にかかわらず解析解と良い一致を示すが、 $\alpha$  の値が小さい程、解析解との一致の程度は良い。試行錯誤の結果、如何なる亀裂の配置に対しても安定した解が求まるためには  $\alpha = 0.5$  が必要であった。そこで、以下の計算には粘性係数として  $\alpha = 0.5$  を用いる。

## 3.2 初期破壊問題の取り扱い

### 3.2.1 静的平衡状態と破壊基準について

用いた破砕帯モデルについて説明する。相互作用の効果に大きな関心があるので亀裂の初期長さや間隔は全て同じとしてある。亀裂の長さ  $7$  で  $X$  軸方向に間隔  $25$ 、 $Y$  方向に間隔  $3$  で分布する。ただし、 $X$  軸に平衡な各面での亀裂の位置については一様ランダムなずれを与え、破砕帯の幅は  $30$  とする (図 2.1A 参照)。応力降下量は全ての亀裂面上で等しく  $1$  としている。面外相互作用の働きについて理解するために、亀裂が一直線上にのみ分布するモデルに対しての結果を比較に用いている。このモデルは破砕帯幅が薄い極限の場合に対応する。このモデルでは破壊基準値を破砕帯モデルと等しくするために、中央の亀裂のみ長さを  $11$  にしている (図 2.1B 参照)。

亀裂群の多重相互作用を考慮に入れて動的初期破壊過程を計算するためには、静的平衡状態にある既存の亀裂を仮定する必要がある。数値計算においてこれを満すために、先ず  $N$  個の亀裂が応力降下を起こし、静的平衡に達した状態での各亀裂  $\Gamma_p$  面

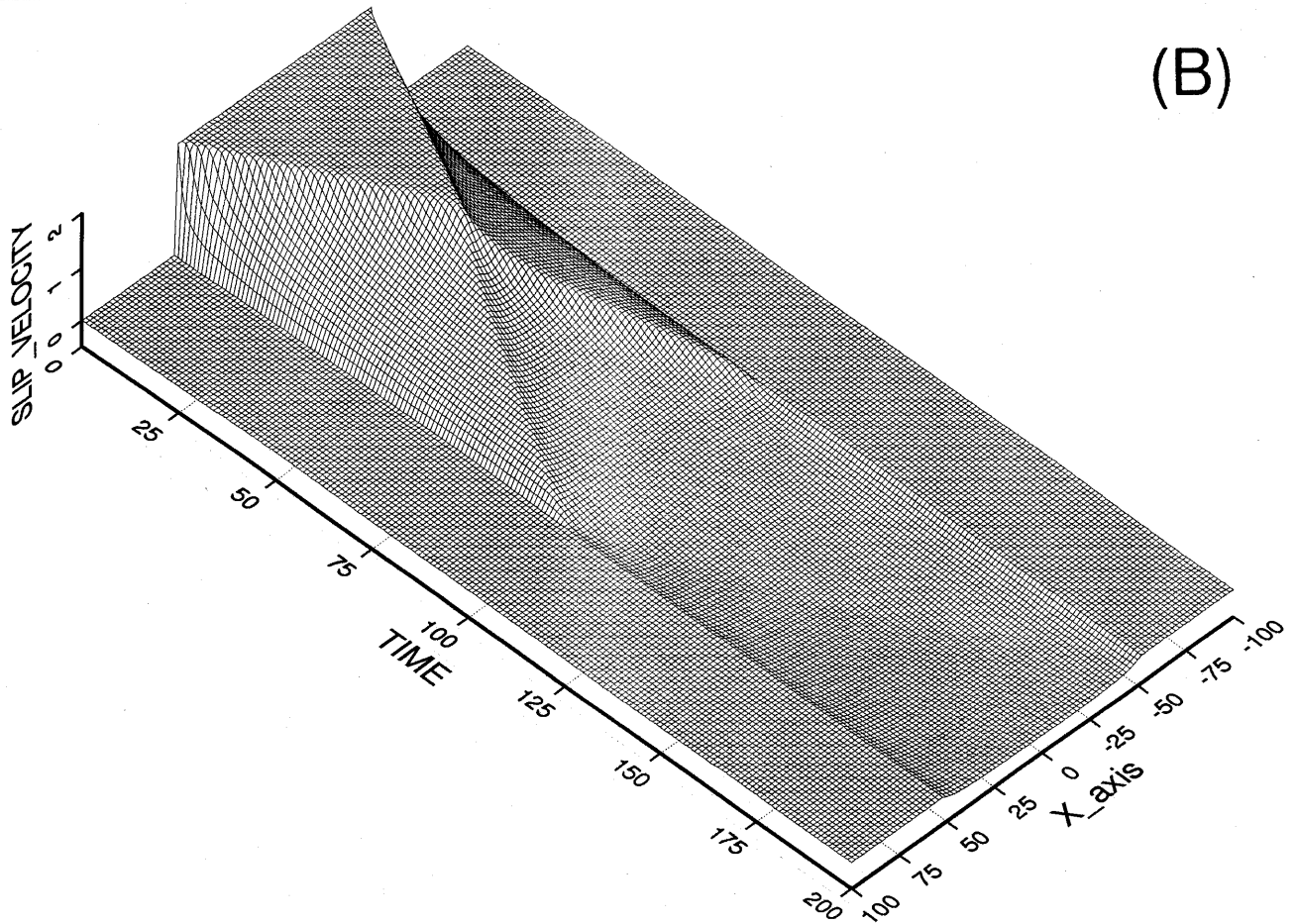
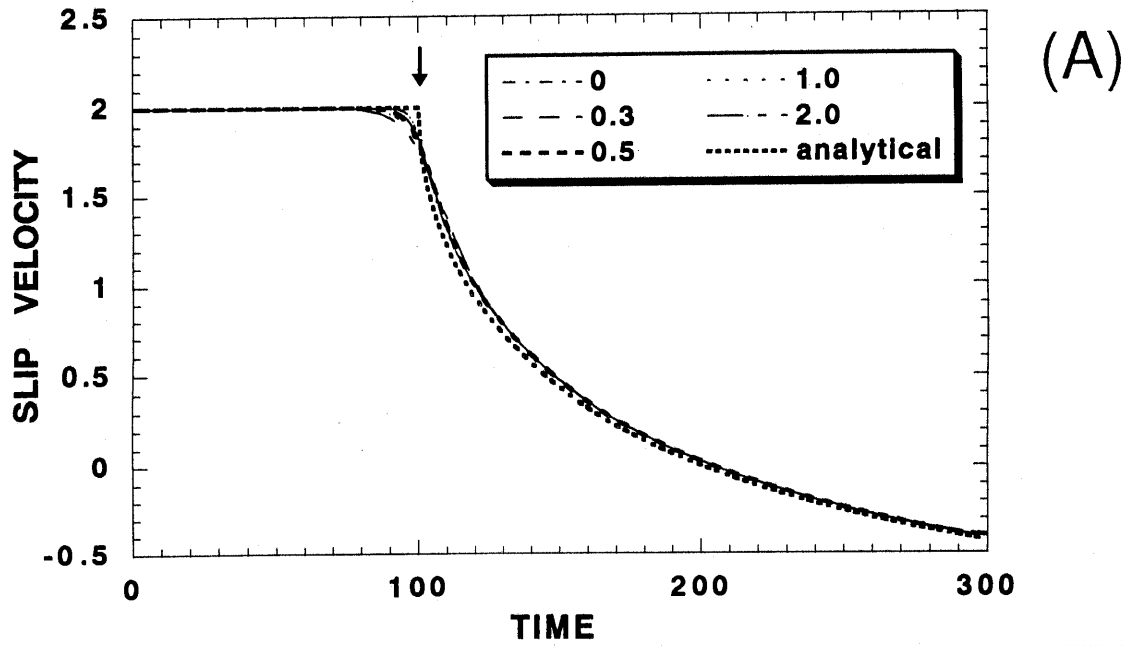


図 3.2:  $T = +0$  に突然現れた孤立亀裂面中央のすべり速度。(A) 解析解と数値解の比較。(B)  $\alpha = 0$  の場合のすべり速度場。孤立亀裂の場合は粘性なしで計算は安定である。

上の静的すべり量  $D_{i,static}^{jp}$  を求める (付録 A 参照)。亀裂面上にこの静的平衡すべり量を与えると動的破壊開始直前のすべり静止状態が実現できる。次にこの静的平衡状態における破砕帯での応力場を計算する。図 3.3A はこうして計算した静的平衡状態にある地震発生直前の破砕帯中の応力場である。一直線上に並ぶ亀裂により生ずる応力場 (図 3.3B) と比較すると、幅のある破砕帯内では亀裂間相互作用により非常に複雑な応力場が形成されていることがわかる。

破壊条件として応力基準を用い、亀裂はグリフィス的に取り扱う。すなわち、亀裂先端での応力が応力基準値  $M$  を越えると破壊が進展し、新たな亀裂面では瞬間的に応力降下するものとする。本研究においては、破壊強度は空間的に一定値である。ただし、破砕帯幅中央 ( $Y = 0$  面上) の亀裂から破壊が始まるようにするためそこだけわずかに敷居値を空間的に不均質な値に設定してある。以下は、敷居値の設定方法である。

- 静的平衡状態における各亀裂先端の応力値を求める。
- $Y \neq 0$  面上での各亀裂先端応力値の最大値を  $M_{max}$  とし  $M_{max}$  よりわずかに大きな値  $M_{sub}$  を空間一定の破壊基準値にする。
- $Y = 0$  面上では破壊基準値を、この面上の各亀裂先端の応力値の最大値よりわずかに小さな値  $M_{main}$  にする。

こうして設定した基準応力値を動的計算の最初のステップに適用することで、静的平衡状態から動的破壊を  $Y = 0$  面上の亀裂で開始させている。なお、この決め方では応力基準値は亀裂長が同じでも亀裂の分布によって変化する量であることに注意が必要である。孤立亀裂の場合は、(亀裂程先端の応力値)  $\propto$  (亀裂長)<sup>1/2</sup>  $\times$  (応力降下量) の簡単な関係にある (Knopoff 1958)。応力降下量を同じにすると、モデルによって (すなわち亀裂長と分布位置) 破壊基準応力値が異なるという問題点がある。しかし破壊基準応力値をモデル間で同じにするためには応力降下量を変化させる必要があり、破壊基準応力値と応力降下量は異なるモデルで両方同じ値にはできない点に注意が必要である。とはいうものの、破壊強度の違いは同じ亀裂長ならば異なる

分布のモデルでせいぜい5%程度であり、従来の動的破壊過程の強度の不均質に用いられた250%~600%という値 (Das and Aki 1977b) と比較すると破壊強度は全てのモデルではほぼ同じとみなせる値である。また、いくつかのシミュレーションを行い、その統計的特性を調べればこの程度の不均質の影響は十分克服できると考える。このことから本研究で用いているモデルの破壊強度は空間的に一様とみなすことができ、強度の不均質の影響を取り除いた相互作用の効果のみによる破壊過程の不均質性を議論することができる。

### 3.2.2 静的平衡状態からのすべり速度の計算方法

$T = +0$  で亀裂先端の応力値が破壊基準値を越え動的破壊が始まるものとする。静的すべり量  $D_{i,static}^{j_p}$  による静的応力場を考慮すると、動的破壊による亀裂面上でのすべり速度は、

$$D_{i,k}^{j_p} = \frac{2\pi}{V_{0,0}^0} \Delta S_{i,k}^{j_p} - \frac{1}{V_{0,0}^0} \left( \sum_{q=1}^N \sum_{n=0}^{k-1} \sum_l D_{l,n}^{m_q} V_{i-l,k-n}^{j_p-m_q} + \sum_{q=1}^N \sum_{l_0} D_{l_0,static}^{m_q} V_{i-l_0,\infty}^{j_p-m_q} \right) \quad (3.2)$$

で求まる。ここで  $l_0$  は初期亀裂の存在する範囲についての和をとる。この計算中用いている応力は一様応力状態を基準に取っていることに注意されたい。上式は  $T \geq 0$  で動的破壊が起きない (新たに応力降下する要素がない) 場合にはすべり速度 0 を与えるのみ、すなわち静的平衡を満したままの状態を与える。なお式 (3.2) では簡単のため粘性項を省いて書いてある。いったん動的破壊によるすべり速度が求まれば、任意の観測点における変位波形は静的すべり量の寄与を加えずに動的な破壊過程でのすべり速度だけを用いて式 (2.19)

$$H_{i,k}^j = \frac{\Delta X}{2\pi} \sum_{p=1}^N \sum_{n=0}^k \sum_l D_{l,n}^{m_p} W_{i-l,k-n}^{j-m_p}$$

から計算できる。こうして得られた変位では、動的破壊発生直前の静的平衡状態が基準値 0 となっている。これは、実際、地震波形として観測されるのは静的平衡状態からの変化分だけであることに対応している。



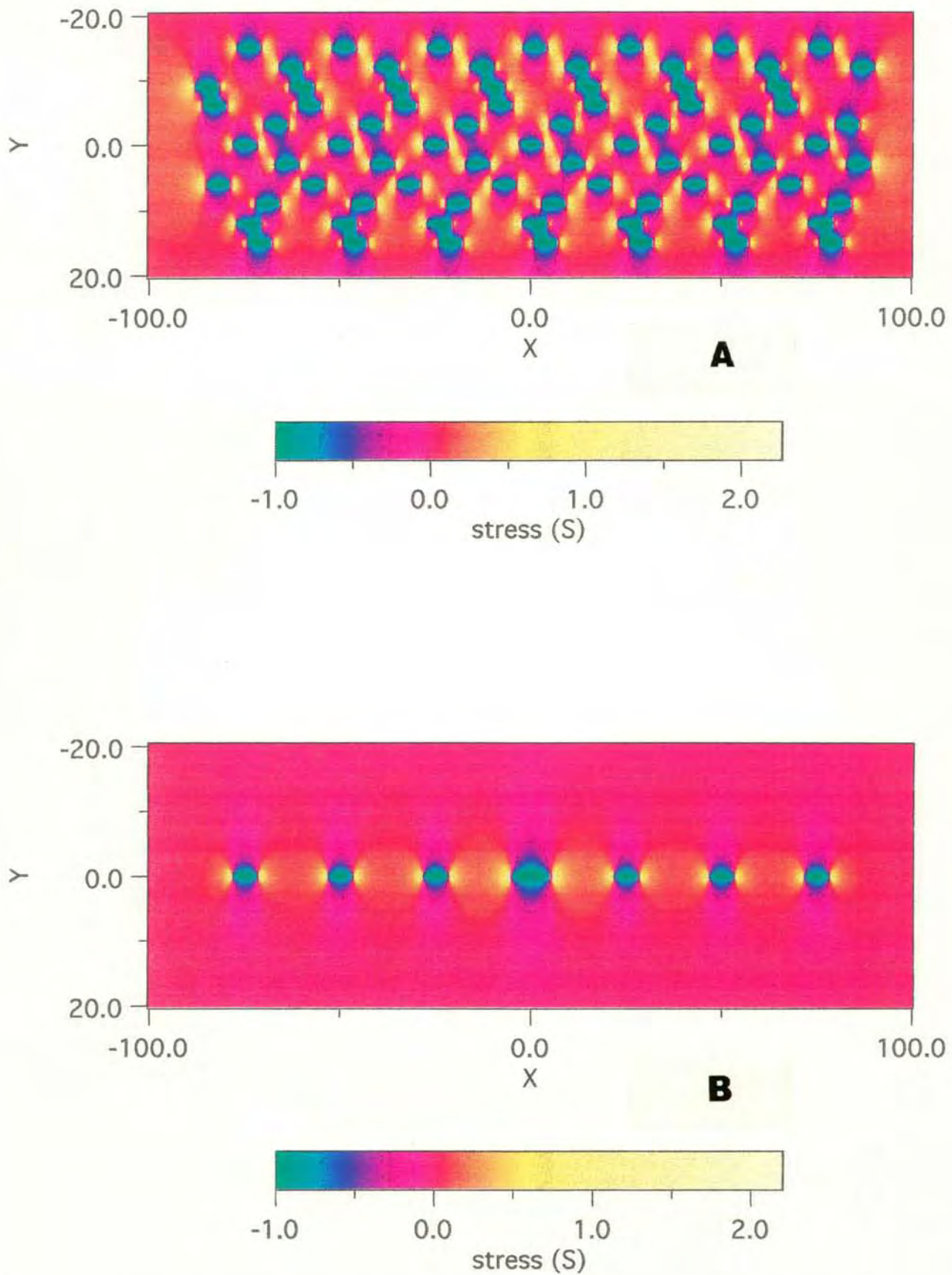


図 3.3: (A) 破砕帯における動的破壊発生直前の応力場。非常に複雑な場になっている。(B) 一直線上に並ぶ亀裂による応力場。

## 第4章

# 破砕帯で起きる動的破壊過程

本章では破砕帯で動的破壊が亀裂間相互作用しながらどのように成長していくのか、またその初期破壊過程からでてくる地震波形はどのようなものかについて、数値シミュレーションの結果について述べる。

### 4.1 破砕帯における亀裂成長

亀裂分布を設定し、それぞれの亀裂分布モデルに対し数値計算を行なった。このうち代表的な3例を見ていくことにする。破壊強度は各モデルで空間的にほぼ一定値である。 $T = +0$  に動的破壊が始まった後、 $T = 10, 20, \dots, 80$  での亀裂分布についてのスナップショットが図4.1, 4.3, 4.5である。また動的破壊する亀裂先端位置を時間でプロットしたものが図4.2, 4.4, 4.6である。以下、「主亀裂」は $Y = 0$  面上における亀裂、「副亀裂」は $Y \neq 0$  面上の亀裂を指すものとする。また、動的成長をおこなっている主亀裂を「主破壊」と呼ぶ。

破砕帯モデルAの場合は、副亀裂の破壊は励起されず主亀裂間の動的合体のみが起きている(図4.1参照)。これは、副亀裂先端の応力集中+主破壊が作りだす応力が副亀裂先端面先端付近の破壊強度を越えるに至らなかったためである。

破砕帯モデルBでは、亀裂中心が(12, 3)と(37, 3)にある副亀裂の破壊成長が励起されるものの、副亀裂どうしで結合は生じず、破壊面の乗り変えには至っていない(図4.3参照)。まず、主破壊により中心位置(12, 3)の副亀裂が励起され成長を開

始する。成長を開始した副亀裂の影に主破壊の先端が入り、主破壊の成長は抑制されるが、停止するにはいたらない。主破壊の成長は続き、隣の亀裂との結合により突然破壊面が大きくなる。すると今度は成長している副亀裂が主破壊面の影に完全に入ってしまい副亀裂の破壊成長は完全に停止する(図 4.4参照)。次に主破壊は中心位置(37, 3)の副亀裂の破壊を励起するが、これも主破壊が隣の亀裂と結合することにより影に入ってしまい、副亀裂の成長は停止してしまう。

破砕帯モデル C は副亀裂の破壊の励起とその結合による破壊面の乗り移りが特徴的である(図 4.5参照)。この例では、主破壊による亀裂前方の応力集中により、 $Y = -3$  上の亀裂が破壊を励起され成長を始める。この副亀裂の破壊成長により、 $Y = -6$  面上の亀裂が更に破壊励起され成長を開始している。 $X$ 軸負の方向に進む破壊はしばらくは共に進むが、時間の経過に従い  $Y = -3$  面上の亀裂間の動的結合により大きな亀裂面が出現し、 $X$ 軸負の方向にはやがてこの面上での破壊が卓越するようになる。この結果、 $Y = -3$  面上の破壊面の影に入った  $Y = -6$  面上の破壊は完全に停止し、主破壊の伝播速度は大幅に減速される(図 4.6参照)。これは、面外亀裂の影では破壊成長が弱められる方向に相互作用が働くためである。

破壊速度について .

面外亀裂がないモデル A の場合、面上分布する亀裂間相互作用は破壊を強め合う方向に働くだけである。破壊成長が最初に開始した主亀裂は成長開始後、破壊成長を抑制する要因はないのですみやかに加速し、その成長速度は  $S$ 波速度になる。しばらくすると隣りあう両側の亀裂と合体するが、合体した情報は  $S$ 波速度で亀裂内を伝わり、他端に達すると再び  $S$ 波速度で成長し始める。この間、破壊は  $S$ 波速度で進んでいると解釈できる。その後、面上亀裂との動的合体を繰り返し  $S$ 波速度で進展を続ける。 $S$ 波速度は  $SH$ 型の破壊の取り得る最高速度である(Kostrov 1966)ので、破壊速度がこれ以上加速されることはない(図 4.7参照)。

これに対し、破砕帯モデルにおいて最初に破壊成長を開始した主亀裂は相対的にゆっくり成長していくのが特徴的である。これは、面外分布する亀裂間相互作用により破壊が抑制されていることを反映している。しかし、一旦亀裂間の結合が起こ

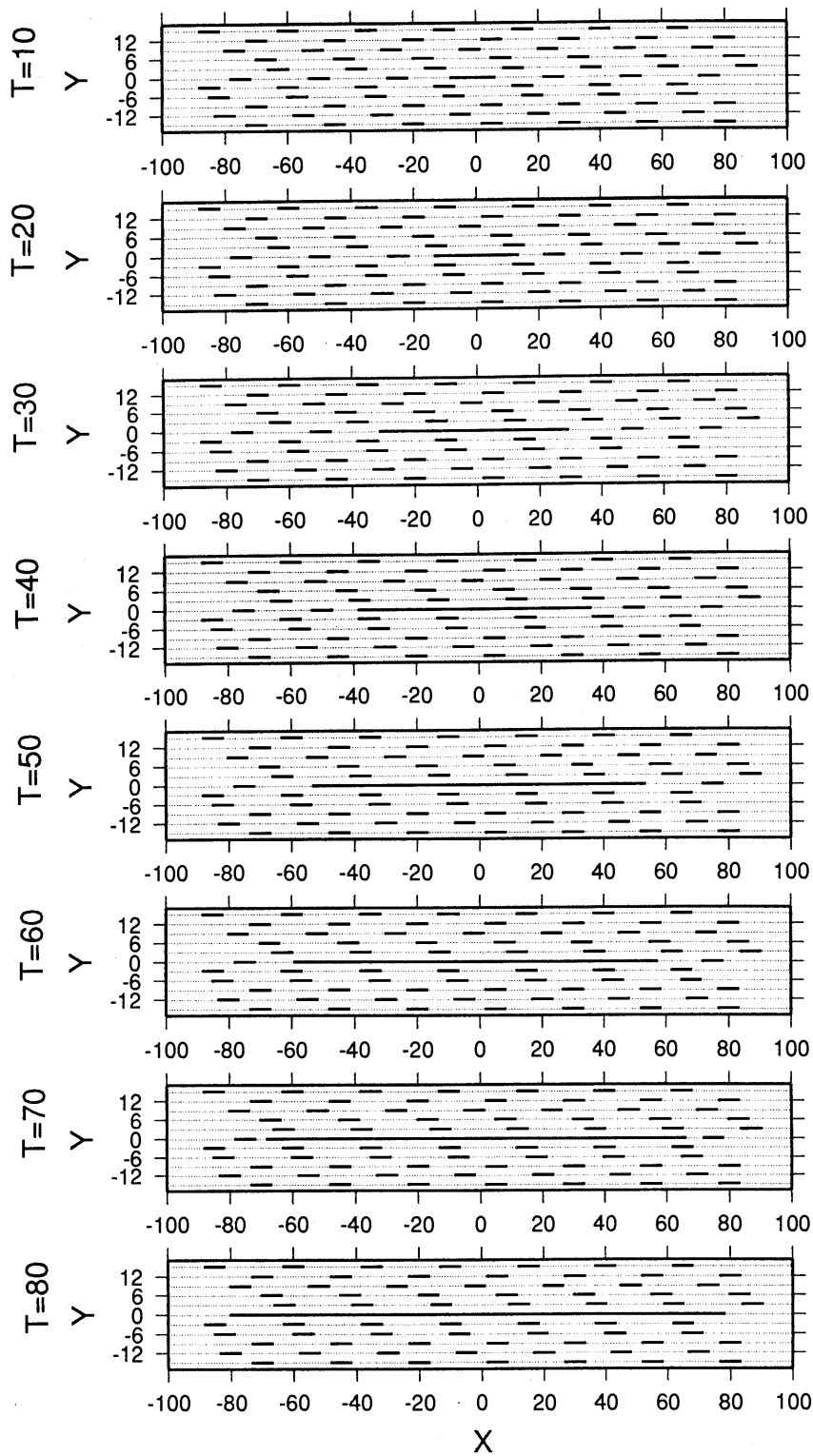


図 4.1: モデル A のスナップショット。 $Y = 0$  面上でのみ破壊成長している。  
 $M_{main} = 2.03, M_{sub} = 2.14$

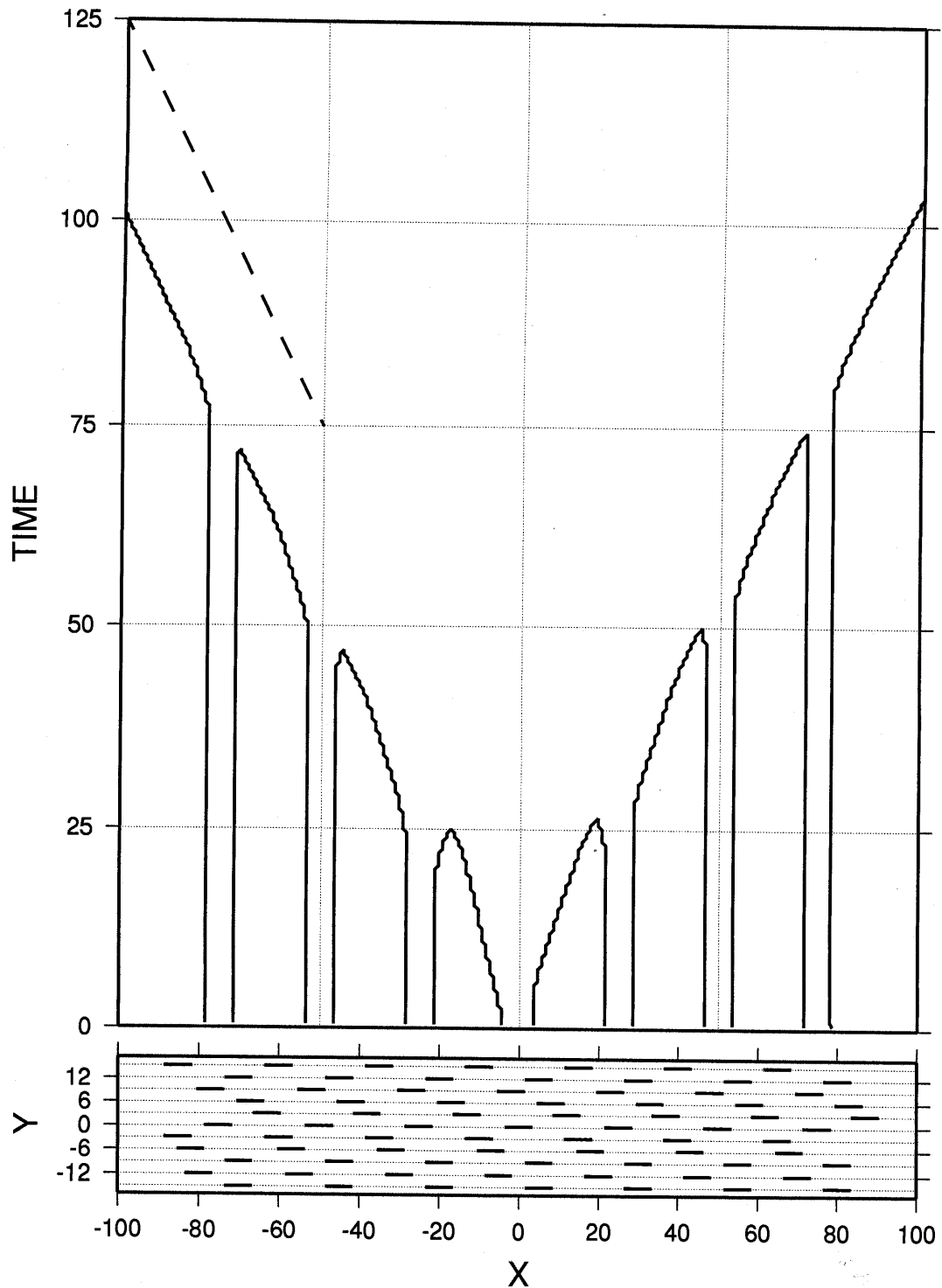


図 4.2: モデル A の亀裂先端位置の時間プロット。破壊成長が最初に開始した亀裂はゆっくりと成長している。二回目の結合前に破壊速度はほぼ S 波速度に達している。点線は S 波速度を示す。

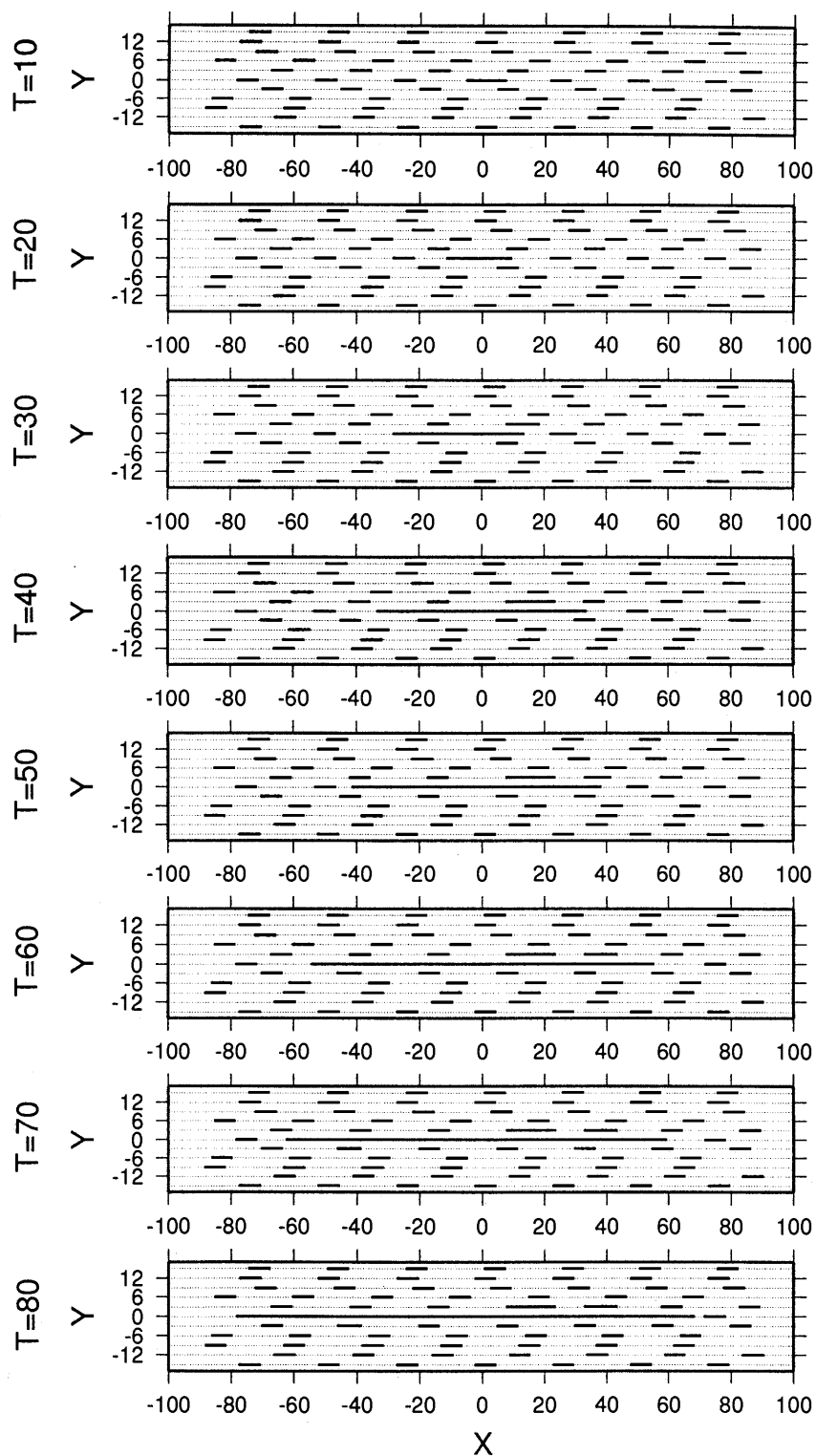


図 4.3: モデル B のスナップショット。 $Y = 3$  面上の副亀裂の破壊が励起されるが、主破壊の影に入ると成長は停止してしまう。 $M_{main} = 2.27, M_{sub} = 2.12$

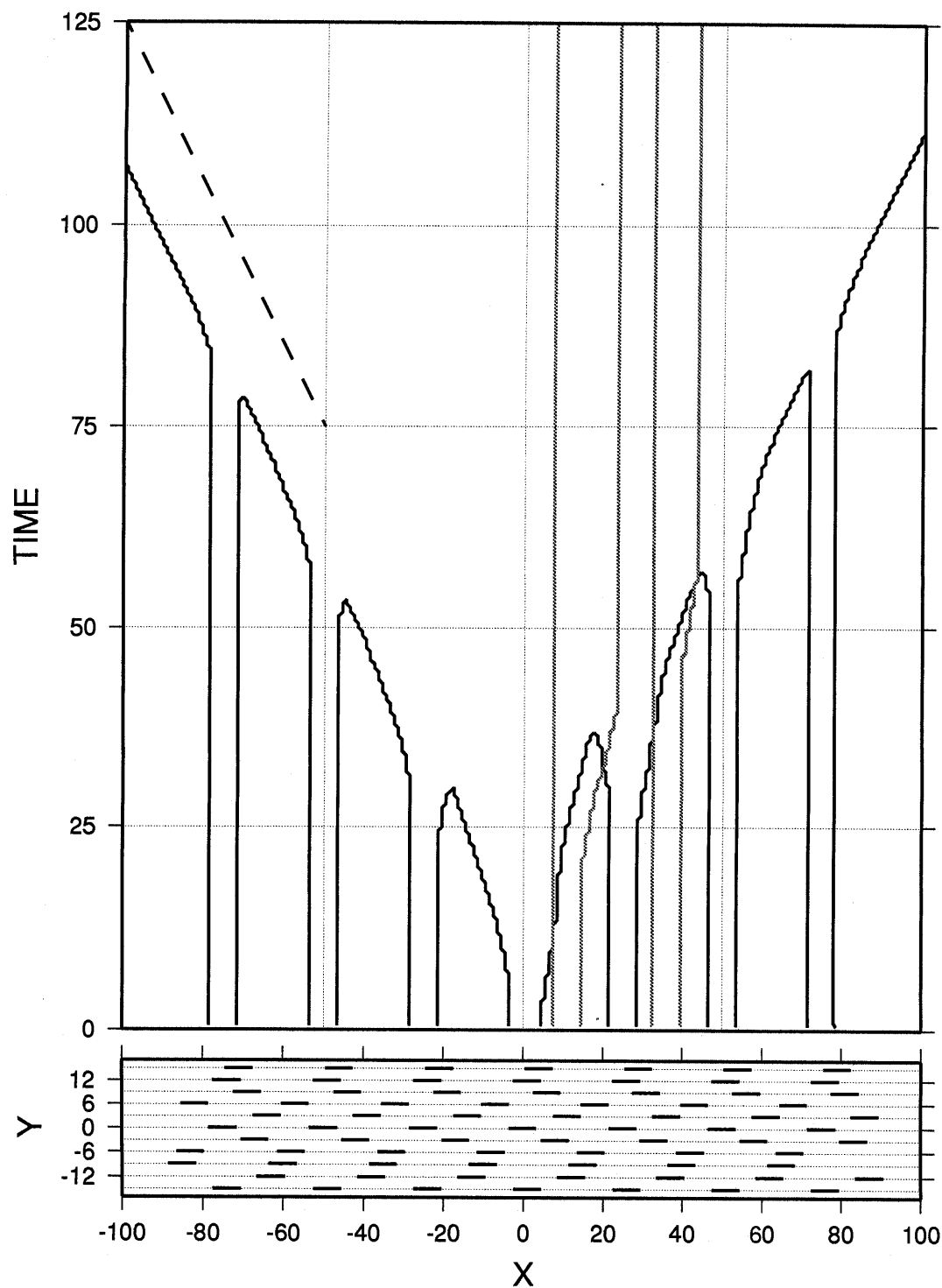


図 4.4: モデル B の亀裂先端位置の時間プロット。主破壊のうちで破壊成長が最初に開始した亀裂はゆっくりと成長し、一回目の結合前に  $Y = 3$  面上の副亀裂の破壊成長を励起している。これにより、主亀裂の破壊速度は遅くなっている。主亀裂が結合するとその影に入った副亀裂の破壊成長は停止してしまう。二つ目の副亀裂の破壊成長も主亀裂の影に入ると停止してしまう。点線は S 波速度を示す。

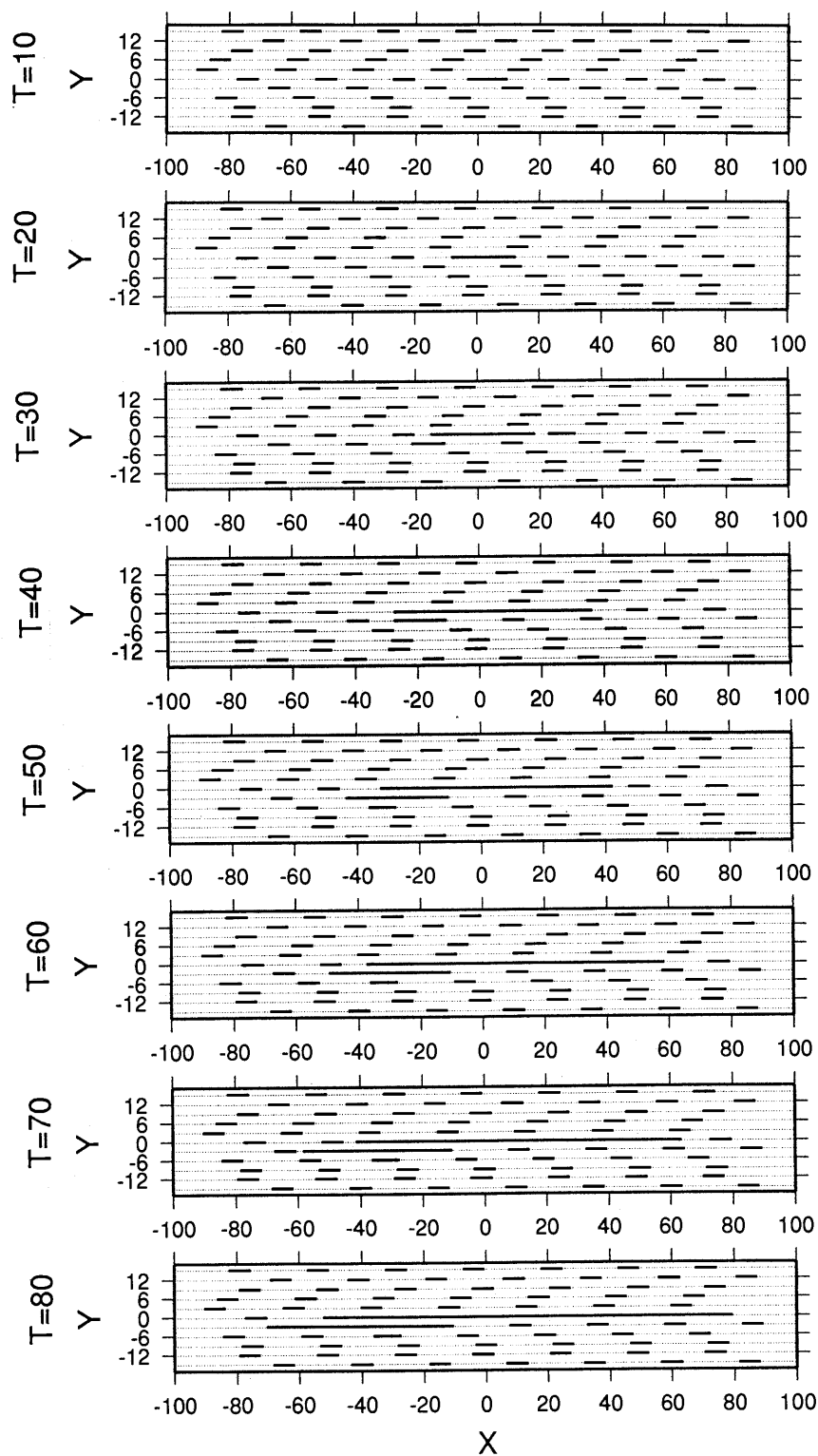


図 4.5: モデル C のスナップショット。Y = -3 面上の破壊が励起され、更に隣の亀裂と結合している。その結果、左側では破壊面の乗り移りが生じている。  
 $M_{main} = 2.31, M_{sub} = 2.27$



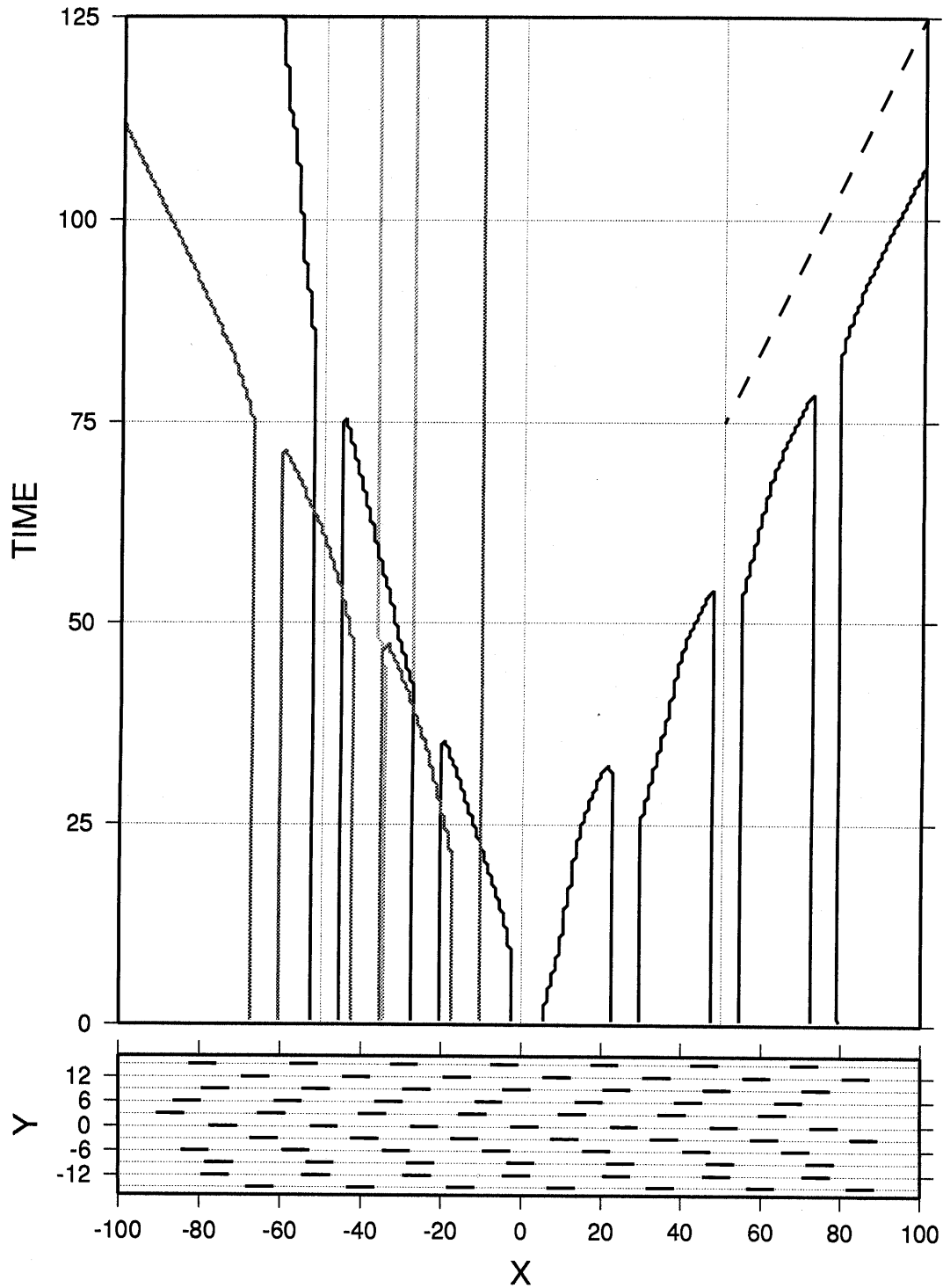


図 4.6: モデル C の亀裂先端位置の時間プロット。主亀裂のうちで破壊成長が最初  
に開始した亀裂はゆっくりと成長し、副亀裂の破壊成長を励起する。副亀裂は主亀  
裂の影に入ることなく成長を続け隣の亀裂と結合する。結合して大きくなった副亀  
裂の影に入った主破壊の左端の成長速度は大変遅くなっている。点線は S 波速度を  
示す。

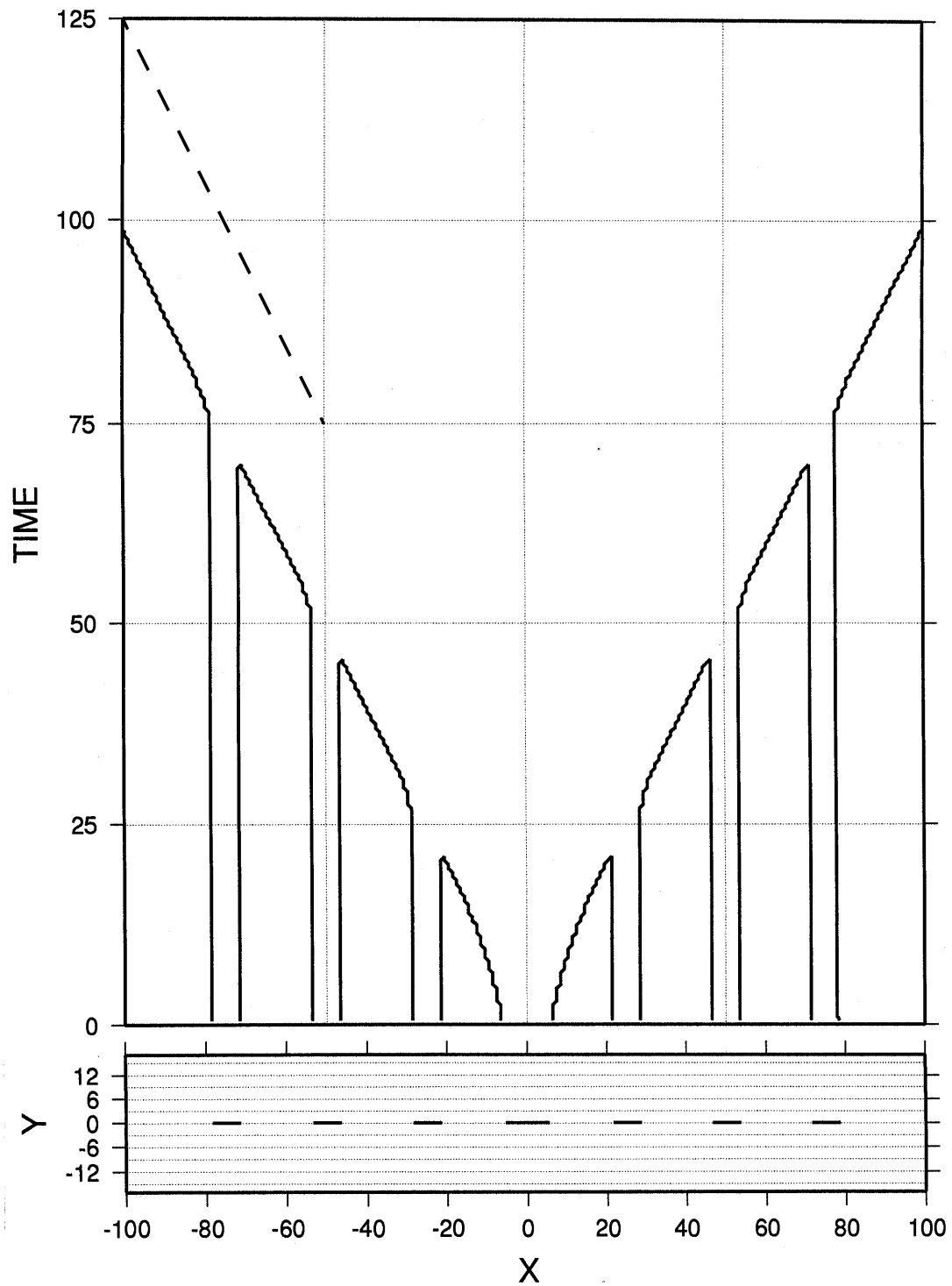


図 4.7: モデル  $S$  の亀裂先端位置の時間プロット。破壊はすみやかに加速し  $S$  波速度に達する。しかし、これ以上は加速されない。点線は  $S$  波速度を示す。  $M_{main} = 2.21$

り見かけの亀裂長 (破壊進行中の亀裂のうち一番左の亀裂端から一番右の亀裂端までの長さ) が大きくなると、面外亀裂からの抑制効果が相対的に弱まり、みかけの破壊速度は加速の割合が高まる。そして、 $T = 60$  になるころにはどのモデルも  $S$  波速度に達する (図 4.2、4.4、4.6 参照)。相対的に大きくなった主亀裂に対して、面外分布する小亀裂では破壊抑制の相互作用はその成長に対しほとんど抑制効果を働かせなくなる。

## 4.2 地震波形の初期フェーズ

破砕帯で起きた破壊成長による変位波形と速度波形を図 4.8, 4.9, 4.10 に示す。波形は破砕帯の外側の位置  $X = 20, Y = 100$  で計算したものである。速度波形は変位波形の差分により求め、時間軸上隣接 5 点の移動平均をとり平滑化してある。図中の点線は面外亀裂の全くない場合の破壊過程から放射された波形である。どの破砕帯モデルでも波形は始めゆるやかに立ち上がりその後急に立ち上るのが特徴的である。破砕帯が幅を持たないモデルにおいて速度波形は、はじめから急に立ち上る。

破壊成長のはじまりでは亀裂長は全て同じであり面外亀裂との相互作用の影響が相対的に強いため、亀裂はゆっくり成長し、その結果波形はゆるやかに立ちあがる。このゆるい立ち上がりは面外亀裂が全くない、すなわち面内亀裂の相互作用がのみのモデルからは出てこない。速度波形の  $T = 125 \sim 130$  付近にみられる急な立ち上がりのフェーズは、フェーズの到着時刻から破壊成長を最初に開始した亀裂が隣接亀裂と動的結合を起こすことにより放射されたものと理解される。一度、結合が生じると突然大きな亀裂が出現するので、相対的に面内亀裂との相互作用が優位になる。これは大亀裂は隣接する面外小亀裂からの相互作用の影響を感じにくくなるのと、大きい亀裂は相対的に面内亀裂との相互作用が増大し、それと結合しやすくなるからである。速度波形に見られる急激な変化は最初の亀裂結合でしかみえない (すなわち  $T = 125 \sim 130$  付近でしか見えない)。速度波形の時間微分はすなわち加速度であり、最初の亀裂結合で卓越的な高周波弾性波が放射されていることを示す。その後の亀裂の結合ではこのような大きな変化は起きない。主破壊は最初の亀裂間結

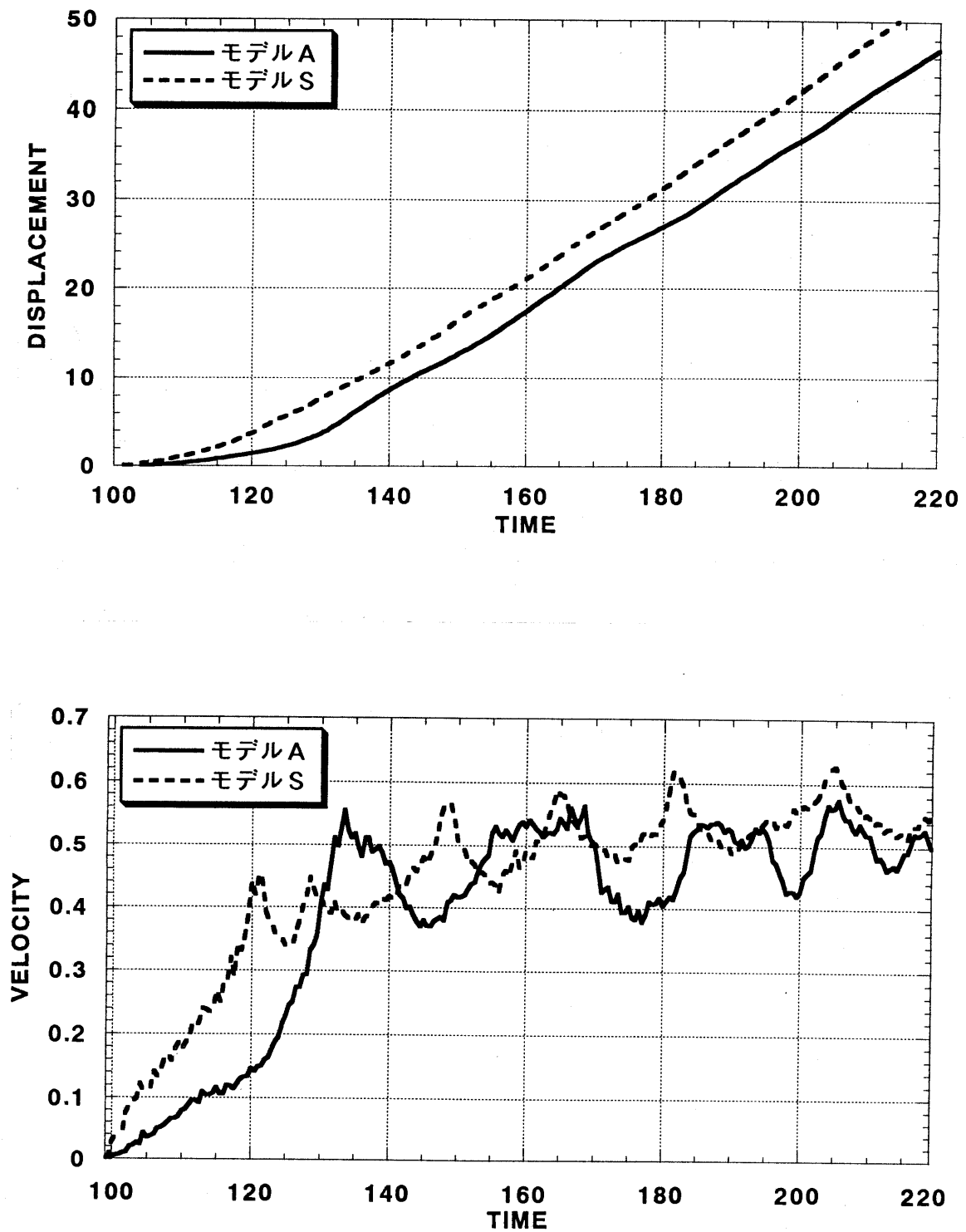


図 4.8: モデル A(主亀裂面上でのみ亀裂結合が起きたモデル)の変位波形と速度波形。点線はモデル S(面外に亀裂のないモデル)の波形である。

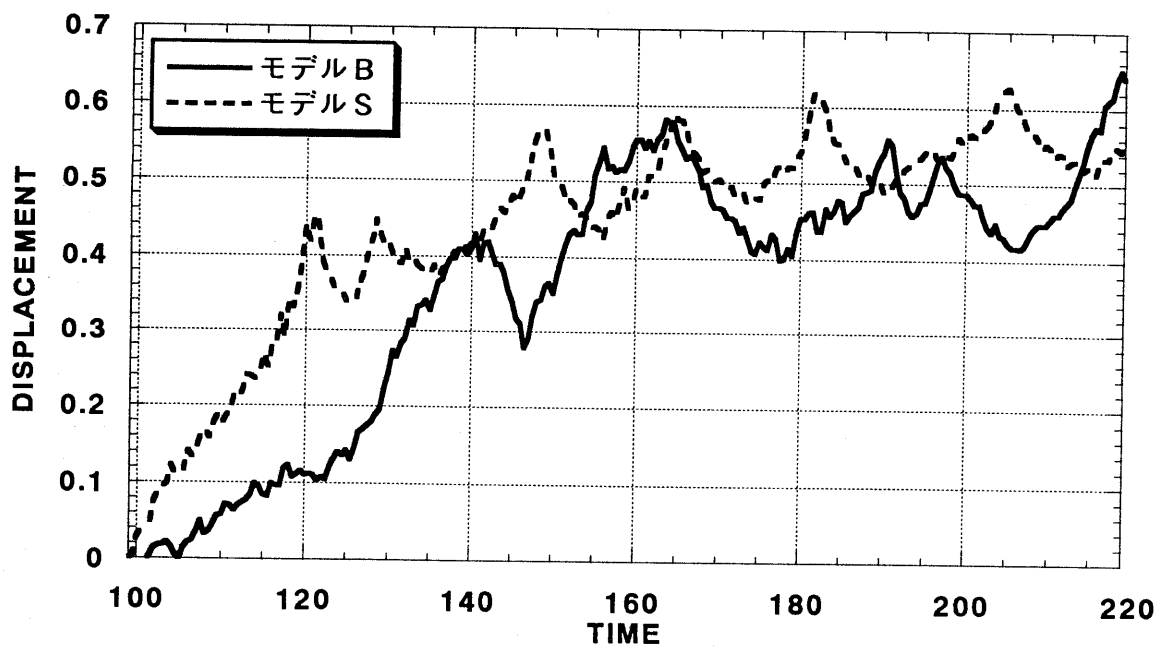
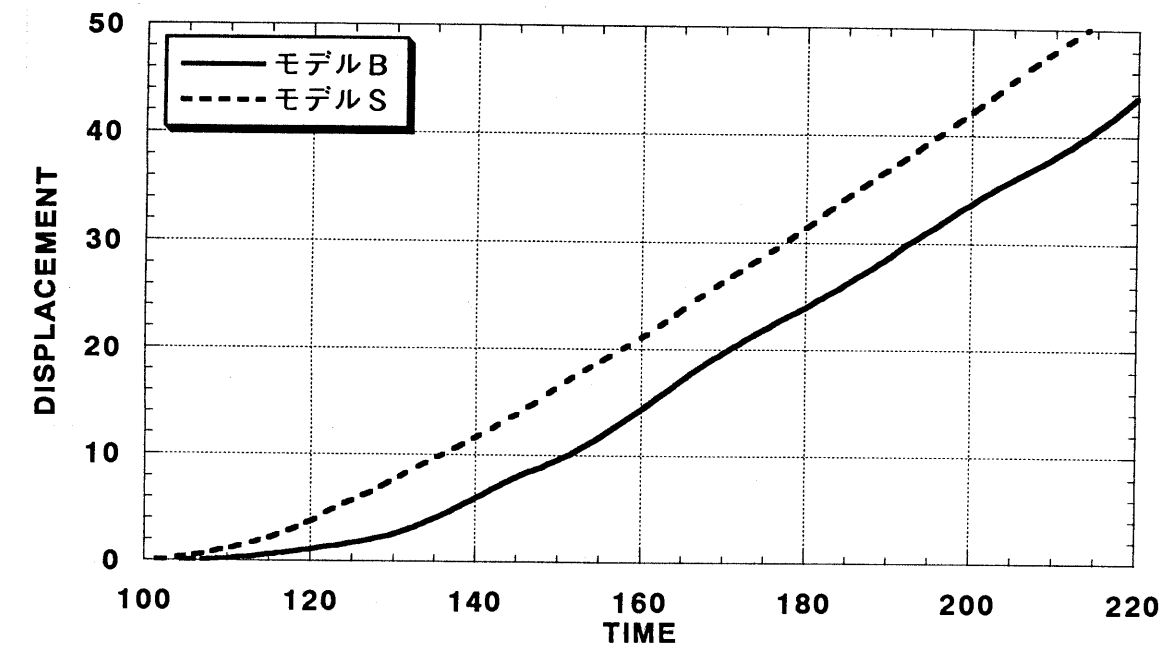


図 4.9: モデル B(副亀裂の破壊成長の励起は起きたが、破壊面の乗り移りは起きなかったモデル)の変位波形と速度波形。点線はモデル S(面外に亀裂のないモデル)の波形である。

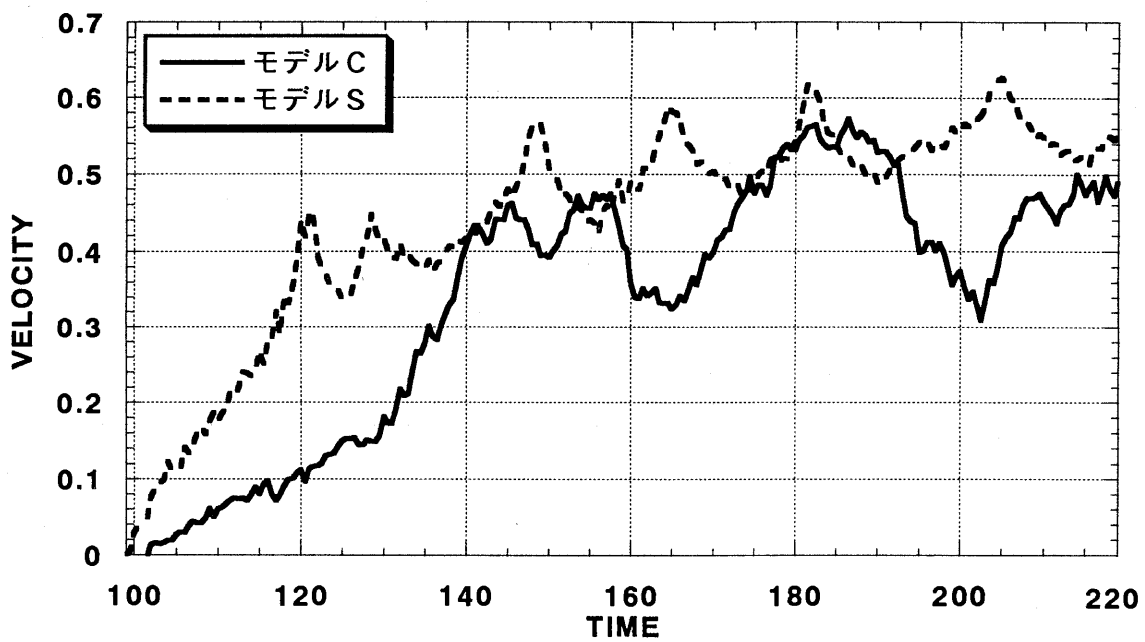
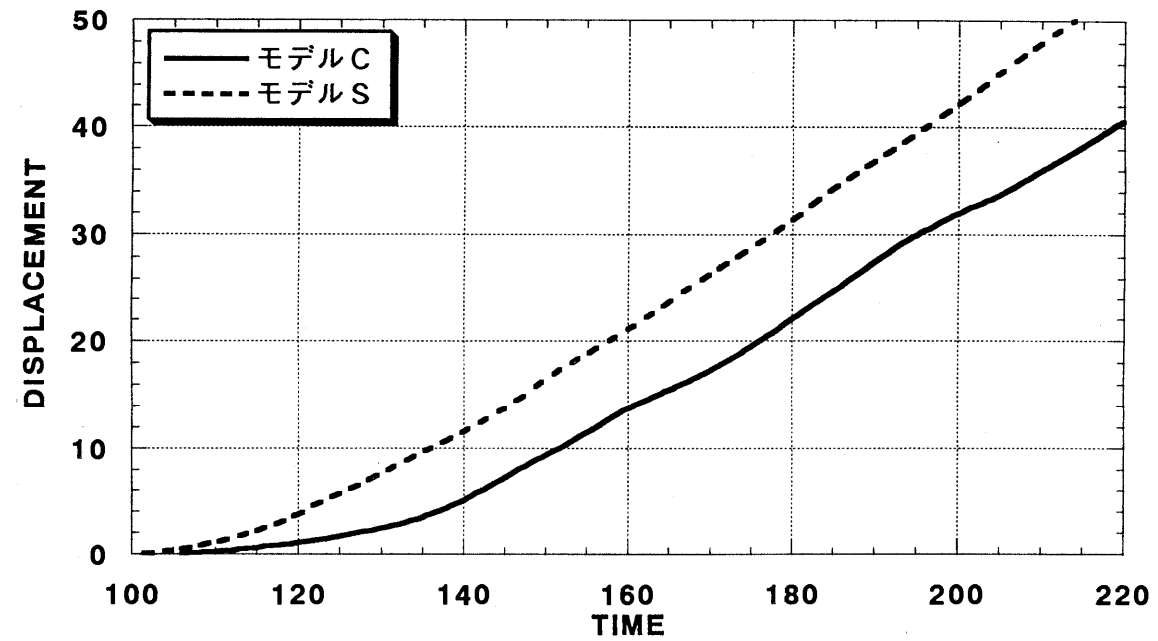
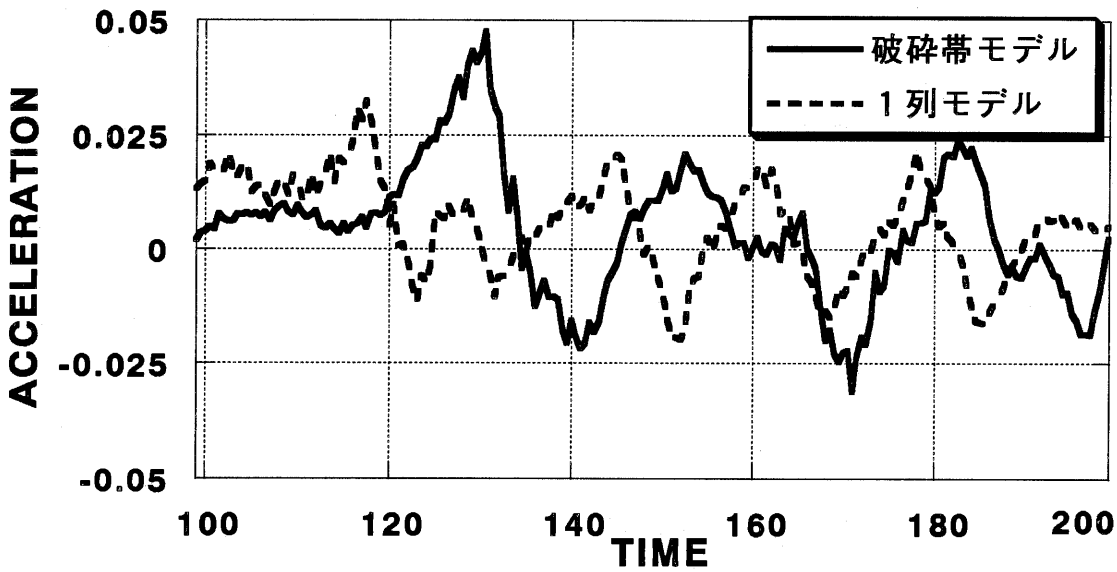
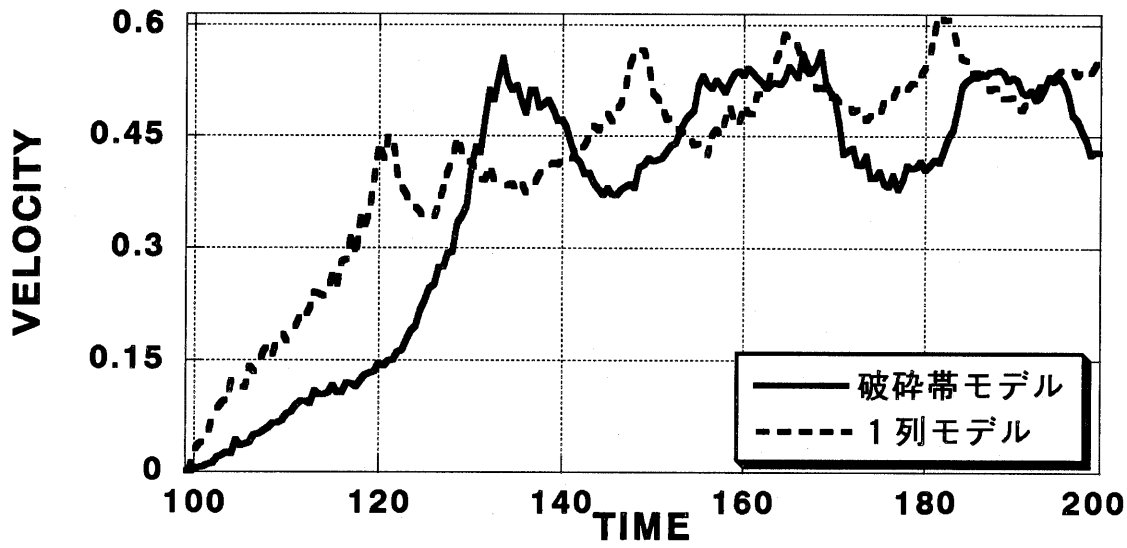
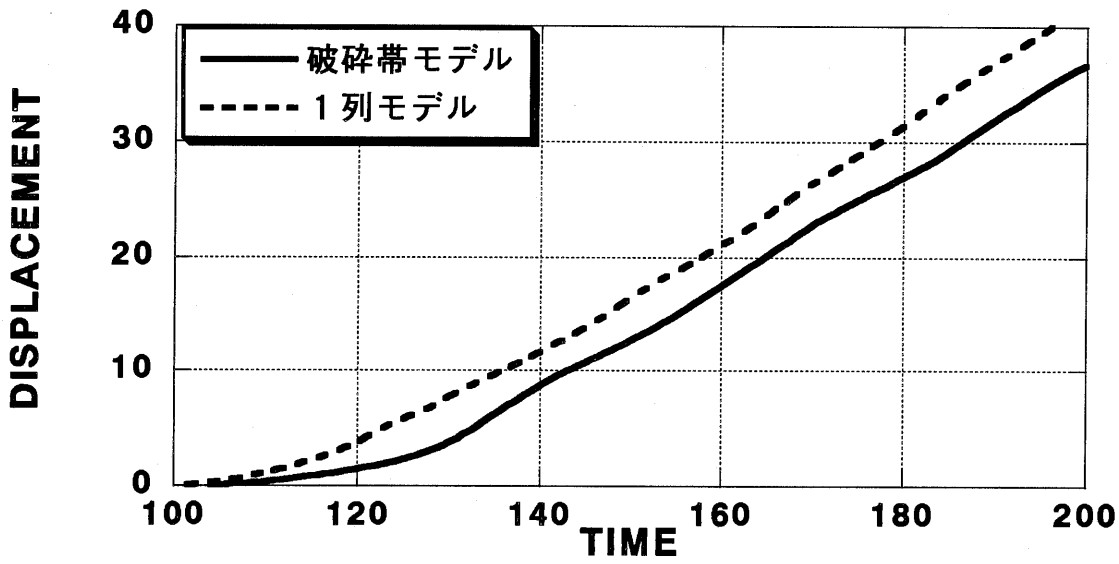


図 4.10: モデル C(破壊面の乗り移りが起きたモデル)の変位波形と速度波形。点線はモデル S(面外に亀裂のないモデル)の波形である。



合の直後に破壊速度が突然大きくなり  $S$  波速度に近くになる。前にも述べたように、この速度は  $SH$  型の破壊で許される最大破壊伝播速度であり、2 回目の結合前には破壊伝播速度は既にほぼ  $S$  波速度に達しているため、結合をしてもこれ以上加速されない。亀裂先端の進展速度の不連続の程度が大きい程、励起される高周波弾性波のエネルギーは大きくなること Madariaga (1978), Yamashita (1983) 等によって示されている。それゆえ、その後の結合では亀裂先端での速度変化が相対的に小さくなるので強い高周波が生成されないと解釈できる。

今回、数値計算において亀裂面上のすべり速度にはなにも制約を加えていない。従来、孤立亀裂の動的破壊成長の数値計算では亀裂面上のすべり速度が減速し 0 になった時点で静摩擦力によりすべりが停止するとして取り扱ってきた(例えば Madariaga 1976)。しかし、相互作用する亀裂の破壊においてはすべり方向の逆転が起こる可能性がある。ある亀裂が成長して大きな歪エネルギーを解放したときには、その応力の解放域にある小亀裂ではすべり方向の逆転が十分に起こり得るだろう。



## 第5章

# 地震のブライトスポットの生成機構

前章では、破碎帯で起こった動的破壊は面外亀裂間の相互作用が優位のなかゆっくりと成長する段階から亀裂間結合を経て面内亀裂間相互作用が卓越し高速破壊へ移行するという初期過程をたどることが数値シミュレーションから示された。

### 5.1 地震発生前に卓越している相互作用モード

これまで本研究では地震の動的破壊過程のみを考えてきた。つまり地震発生前のままに破壊がはじまろうとしている亀裂の分布はアприオリに仮定している。この仮定した分布において破碎帯は面外亀裂間相互作用が卓越する状態になっていたが、このような分布は実際の地震発生前の断層帯にもあてはまるのだろうか。地震観測により一般的に浅い大地震の発生前には、将来の震源域では地震活動が静穏化することが知られている (Allen et al. 1965; Fedotov 1965; Mogi 1969; Ohtake 1976, 1977)。このことは破壊成長が全体的に抑制されていることを示す。亀裂間相互作用の概念によると、この抑制効果は面外相互作用の卓越によりもたらされるはずである。実際 Yamashita and Knopoff (1992) は応力腐蝕による準静的な破壊成長に対して亀裂間相互作用を考えた数値シミュレーションを行ない、面外亀裂が多数存在し互いに破壊を抑制しているときに地震活動の静穏期になることを示した。面外亀裂間相互作用が弱いと亀裂は容易に動的破壊してしまい地震活動は静穏化しないのである。それゆえ、地震の発生直前に面外相互作用が卓越しているという仮定はもっともだ

といえよう。図 1.1 に示したような観測波形に見られる初期フェーズは、面外相互作用が卓越する破砕帯で地震破壊が始まったと考えると自然に説明できることになる。

## 5.2 新しいブライトスポットモデル

Umeda(1990,1992) は、浅い大地震の観測波形には、最初に相対的に低周波数で低振幅のフェーズ  $P_1$  があり、その後に高周波数で大振幅のフェーズ  $P_2$  があることを指摘している。大地震発生後の地震断層の野外調査によると、震央から数  $km$  離れた所で石が飛んだ形跡が見つかることがある。これは、重力加速度を越える程の強震動があったことを示唆する。Umeda はこのような強い高周波発生領域をブライトスポットと呼んだ。ブライトスポットは、本震の震源領域に較べて局所的な部分であることが特徴的である。例えば長野県西部地震 ( $M_{JMA} = 6.8$ ) の場合、地震波解析から求めた断層長  $12km$  に比べて野外調査からのブライトスポットは震央から  $0.5 \sim 1km$  程度離れたところに位置する  $1 \times 3km$  程度の領域である。Umeda は地震の成長段階として地震波の  $P_1$  フェーズは地震のはじまりに、 $P_2$  フェーズはその後のブライトスポットの励起に対応していると考えた。本研究のモデルはこのブライトスポットの性質を自然に説明できる結果となった。不均質度が高く面外相互作用が優位な状態では動的破壊はゆっくりはじまる ( $P_1$  フェーズに対応)。しかし、その後雪崩的に亀裂間結合し高速破壊へ転じ、高周波弾性波を生成する ( $P_2$  フェーズに対応)。不均質度が低ければ、面外亀裂の抑制効果がなく動的破壊開始後直ちに高速破壊へ転じゆっくりとした初期破壊成長はみられない。今回の破砕帯モデルでは、第一回目の亀裂合体で卓越的な高周波高エネルギー弾性波が発生する。これは、二回目以降の結合では亀裂の破壊速度変化がより小さいからである。なお、前にも述べたように理論的解析によれば、放射される高周波エネルギーの大きさは、破壊速度の変化に比例することが知られている (Madariaga 1978, Yamashita 1983)。本研究では破壊速度を減少させる効果は面外亀裂による抑制効果だけである。しかし、前章で述べたように、主破壊が面外小亀裂より相対的に大きくなれば面外亀裂の抑制効果はほとんど効かない。したがって、破壊長がある程度大きくなると破壊速度はほぼ  $S$  波

速度のまま、減速せずに成長する。このモデルから放射される  $P_2$  フェーズ、すなわち第一回目の亀裂合体がブライトスポットの物理的実体と解釈すべきであろう。このことは、震央近傍の非常に局地的な範囲で高周波弾性波を発生するというブライトスポットの性質を良く説明できる。Yamashita and Umeda (1994) は亀裂間相互作用のシミュレーションよりブライトスポットの物理的実体は局所領域での集中的な副亀裂の励起や合体による高周波弾性体の生成であるとしているがこれでは不十分である。彼等のモデルでは、これは別に地震の始まりで起きる必然性はなく、どこで起きてもよいことになるからである。しかし、観測波形によると高周波地震波は  $P_2$  フェーズに関係しており、これは初期破壊過程でこそ生じているのである。

ブライトスポットとは直接関係づけていないが、Abercrombie and Mori(1994) は Landers 地震 ( $M_w = 7.3$ ) の地震波解析より  $P_1$  フェーズの発生源と  $P_2$  フェーズ発生源の位置関係を求め、震央より  $1\text{km} \sim 4\text{km}$  離れた所でおもな地震エネルギーが解放し始めることを示した。このことは、しばらくゆっくりとすべりの小さな破壊が続き、あるところで突然大きなすべりを起こす破壊に転じたことを示している。つまり、本研究のモデルと同じ破壊過程を起こしたと考えればうまく説明がつく。そこで、たいへん試験的なものではあるが、このモデルを解析結果へ適用し、地震発生前の破砕帯の状態の推定を試みることにする。本研究のモデルでは亀裂長 7、隣接する亀裂の先端の間隔 18 である。最初に破壊成長を開始した亀裂が第一回目の亀裂間結合までの距離 18 が  $1\text{km} \sim 4\text{km}$  に対応すると考えると、初期破壊亀裂の長さは  $400\text{m} \sim 1500\text{m}$  となる。これまでの計算では第一回目の亀裂結合で  $P_2$  フェーズが放射されていた。現実の地震を考える場合、亀裂長一定で等間隔な亀裂で断層破砕帯をモデル化しているところに若干の無理があるかもしれない。Yamashita and Knopoff(1992) は相互作用を考慮した準静的な応力腐蝕過程をシミュレーションし、面外相互作用する亀裂が破壊を抑制している状態が地震活動の静穏期をもたらす結果を得たが、その状態での亀裂分布は本研究のものとは異なり、図 5.1 のようになっている。準静的に成長した大きな亀裂はその先端では、空間的に破壊強度が高い所である効果 (強度分布は一様ランダムに与えている) と面外の大きな亀裂の影の効

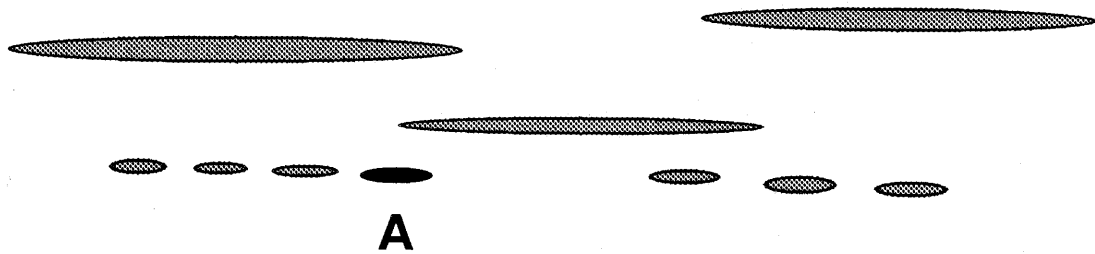


図 5.1: 地震静穏期における亀裂分布状態。Yamashita and Knopoff(1992)

果で応力腐蝕による破壊成長の割合が低くなっている。大きな亀裂上ではすでに応力が解放されているので、ひろく応力解放域となって破壊を抑制している。この場合 A の位置にある小亀裂から動的破壊がはじまったとしよう。このとき亀裂 A には十分に応力が蓄積しているか、亀裂 A 上の強度が相対的に弱いことになる。この場合、面外亀裂による成長抑制効果が本研究のモデルよりも大きいので第 1 回目の結合では  $P_2$  フェーズは放射されず、何回か結合を繰り返して比較的大きい亀裂になってから初めて  $P_2$  フェーズが放射されることになる可能性がある。ゆえに、亀裂間相互作用の破壊を抑制する効果が卓越する段階から破壊が強めあう効果が卓越する段階への移行で  $P_2$  フェーズが放射されるのであっても、それが第一回目の亀裂間結合でかならず起きるとは限らないと考えられる。したがって、今回の破碎帯モデルを Abercrombie and Mori の結果に適用すると初期破壊亀裂の大きさが過大評価となっている可能性がある。

## 第6章

### 結論

断層破碎帯は断層と平行な向きに亀裂が帯状に分布している地域として特徴づけられる。断層破碎帯内で始まる破壊成長は、これら分布する亀裂間に働く二つの相反する相互作用に支配されている。一つは破壊を抑制し、他方は破壊を加速するように働く。抑制の効果は面外亀裂により、加速の効果は面内亀裂により生じる。

本研究ではこれらの相互作用を厳密に取り扱った動的初期破壊過程の理論的シミュレーションを行ない次のことを明かにした。面外亀裂間の相互作用が卓越するような破碎帯中ではじまった破壊は初め、ゆっくりと進む。この破壊成長過程は立ち上がりのゆるやかな弾性波を放射する。面内亀裂と動的合体が起きることにより破壊成長は突然加速され、高エネルギーの高周波の弾性波を放射する。破壊成長が高速になったあとの亀裂間結合では始めの結合の時ほど高エネルギーの高周波弾性波は放射されなくなる。これは破壊速度の変化がもはやほとんど起きないことに起因する。

この結果をもとに亀裂間相互作用という観点で震源破壊現象を解釈すると、観測波形に見られる初期フェーズは、静穏期を経て面外相互作用が卓越する断層破碎帯で地震破壊が始まったと考えると自然に説明できることになる。また、ブライトスポットと呼ばれる震央近傍の高周波発生域も静穏期の面外相互作用が優位な状態でのゆっくりとした破壊成長段階から、亀裂間合体を経て面内亀裂間相互作用が相対的に卓越し高速破壊成長する段階へ移行する破壊開始点に近い局所的な領域として説明がつくことになった。

## 謝辞

東京大学地震研究所の山下輝夫助教授には、研究テーマの設定から計算の方法、結果の考察にいたるまで、あらゆる面でご指導御助言を頂きました。心から感謝の意を表します。河原純博士と村井芳夫氏には、有益な御助言を頂きました。ここに深く感謝いたします。なお、数値計算には京都大学化学研究所の CRAY Y-M P2E/264 を利用した。

## 参考文献

- Abercrombie,R. and Mori,J.(1994), Local observations of the onset of a large earthquake:28 June 1992 Landers, California, Bull. Seism. Soc. Am. ,84,725-734
- Aki,K. and Richards,P.G.(1980), Quantitative seismology,theory and methods, (Freeman, San Francisco) ,Vol.1,39pp
- Allen,C.R.,Amand,P.S.,Richter,C. and Nordquist,J.(1965), Relationship between seismicity and geologic structure in Southern California, Bull. Seism. Soc. Am. ,55,753-797
- Andrews,D.J.(1985), Dynamic plane-strain shear rupture with a slip-weakening friction law calculated by a boundary integral method Bull. Seism. Soc. Am. ,75,1-21
- Andrews,D.J.(1994), Dynamic growth of mixed-mode shear cracks, Bull. Seism. Soc. Am. ,84,1184-1198
- Atkinson,B.K.(1982), Subcritical crack propagation in rocks:Theory,experimental results and applications,J. Struct. Geol. ,4,41-56
- Atkinson,B.K.(1984), Subcritical crack growth in geological materials, J. Geophys. Res. ,89,4077-4114
- Burridge,R.(1969), The numerical solution of certain integral equations with nonintegrable kernels arising in the theory of crack propagation and elastic wave



- diffraction, *Phil. Trans. R. Soc.* ,A265,363-381
- Cochard,A. and Madariaga,R.(1994), Dynamic faulting under rate-dependent friction, *Pure Appl. Geophys.* ,142,419-445
- Das,S. and Kostrov,B.V.(1987), On the numerical boundary integral equation method for three-dimensional dynamic shear crack problems, *J. Appl. Mech.* ,109,99-104
- Das,S. and Aki,K.(1977a), A numerical study of two-dimensional spontaneous rupture propagation, *Geophys. J. R. Astr. Soc.* ,50,643-668
- Das,S. and Aki,K.(1977b), Fault plane with barriers:a versatile earthquake model, *J. Geophys. Res.* ,82,5658-5670
- Ellsworth,W.L. and Beroza,G.C.(1995), Seismic evidence for an earthquake nucleation phase, submitted to *Science*
- Fedotov,S.A.(1965), Regularities in the distribution of strong earthquakes in Kamchatka, the Kurile Islands, and northeastern Japan, *Tr. Inst. Fiz. Zemli, Akad.Nauk.* ,36,66-93
- Harris,R.A.,Archuleta,R.J. and Day,S.M.(1991) Fault steps and the dynamic rupture process:2-d numerical simulations of a spontaneously propagating shear fracture, *Geophys. Res. Lett.* ,18,893-896
- Harris,R.A. and Day,S.M.(1993) Dynamics of fault interaction:parallel strike-slip faults *J. Geophys. Res.* ,98,4461-4472
- Iio,Y.(1992), Slow Initial Phase of the P-Wave Velocity Pulse Generated by Microearthquakes, *Geophys. Res. Lett.* ,19,477-480.

- Knopoff,L.(1958), Energy release in earthquakes, *Geophys. J. R. Astr. Soc.* ,1,44-52
- Koller,M.G. ,Bonnet,M. and Madariaga,R.(1992), Modelling of dynamical crack propagation using time-domain boundary integral equations, *Wave Motion* ,16,339-366
- Kostrov,B.V.(1964), Selfsimilar problems of propagation of shear cracks, *J. Appl. Math. Mech.* ,28, 1077-1087.
- Kostrov,B.V.(1966), Unsteady propagation of longitudinal shear cracks, *J. Appl. Math. Mech.* ,30, 1241-1248.
- Leary,P.C.,Li,Y.G.and Aki,K.(1987), Observation and modelling of fault-zone fracture seismic anisotropy - I.*P,SV* and *SH* travel times, *Geophys. J. R. astr. Soc.* ,91,461-484
- Lay,T. and Kanamori,H.(1981), An asperity model of great earthquake sequences,in earthquake prediction, vol. 4(eds. Simpson, D. W.,and Richards, P. G. (American Geophysical Union,Maurice Ewing Series )pp.579-592
- Madariaga,R.(1976), Dynamics of expanding circular fault, *Bull. Seismol. Soc. Am.* ,66,639-666
- Madariaga,R.(1978), High frequency radiation from crack (stress drop) models of earthquake faulting,*Geophys. J. R. astr. Soc.* ,51,625-651
- Malin,P. E. ,Waller,J. A. ,Borcherdt,R. D. ,Crawshaw,E. ,Jensen,E. G. and Van Schaack,J.(1988), Vertical seismic profiling of Oroville microearthquakes: Velocity spectra and particle motion as a function of depth, *Bull. Seismol. Soc. Am.* ,78,401-420

- Miyatake, T. (1980), Numerical simulations of earthquake source process by a three-dimensional crack model. Part 1. Rupture process, *J. Phys. Earth*, 28, 565-598
- Mikumo, T. and Miyatake, T. (1978), Dynamic rupture process on a three-dimensional fault with non-uniform frictions and near-field seismic waves, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 54, 417-438
- Mogi, K. (1969), Some features of recent seismic activity in and near Japan (2): Activity before and after great earthquakes, *Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ.*, 47, 395-417
- Ohtake, M. (1976), Search for precursors of the 1974 Izu-Hanto-oki earthquake, Japan, *Pure Appl. Geophys.*, 114, 1083-1093
- Ohtake, M., Matsumoto, T. and Latham, G.V. (1977), Seismic gap near Oaxaca, Southern Mexico, as a possible precursor to a large earthquake, *Pure Appl. Geophys.*, 115, 375-385
- Reasenberg, P. A. and others (1992), Remote seismicity triggered by the M7.5 Landers, California, earthquake of June 28, 1992, *EOS, Trans, Amer. Geophys. Union*, 73, supplement, 392
- Shibazaki, B. and Matsu'ura, M. (1992), Spontaneous process for nucleation, dynamic rupture propagation, and stop of earthquake rupture, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 1189-1192
- Scholz, C.H. (1990), Earthquakes as chaos, *Nature*, 348, 197-198
- Tchalenko, J.S. (1970), Similarities between shear zones of different magnitudes, *Bull. Geol. Soc. Am.*, 81, 1620-1640
- Umeda, Y. (1990), High-amplitude seismic waves radiated from the bright spot of an earthquake, *Tectonophysics*, 175, 81-92

- Umeda, Y. (1992), The bright spot of an earthquake, *Tectonophysics*, 211, 13-22
- Yamashita, T. (1983), High-frequency acceleration radiated by unsteadily propagating cracks and its near-source geometrical attenuation, *J. Phys. Earth*, 31, 1-32
- Yamashita, T. (1993), Application of fracture mechanics to the simulation of seismicity and recurrence of characteristic earthquakes on a fault, *J. Geophys. Res.*, 98, 12019-12032
- Yamashita, T. (1995), Simulation of seismicity due to ruptures on non-coplanar intertective faults, *J. Geophys. Res.*, in press
- Yamashita, T. and Knopoff, L. (1992), Model for intermediate-term precursory clustering of earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 97, 19873-19879
- Yamashita, T. and Umeda, Y. (1994) Earthquake rupture complexity due to dynamic nucleation and interaction of subsidiary faults *Pure Appl. Geophys.*, 143, 89-116

# Appendix A

## 静的平衡問題の解法

例えば、亀裂面上ですべり速度が  $k = 0, 1, \dots, M$  の時間ステップの間でのみ値をもった、すなわち  $k = M + 1$  ステップ以降、亀裂面は相対変位したまま静止している状況を考えよう。このすべり速度が時間ステップ  $k (\gg M)$  に観測点につくりだす応力は式 (2.14) より

$$S_{i,k}^j = -\frac{1}{2\pi} \sum_{p=1}^N \sum_{n=0}^M \sum_l D_{l,n}^{m_p} V_{i-l,k-n}^{j-m_p} \quad (\text{A.1})$$

となる。ここで、 $k = +\infty$  の極限を考える。応力積分核  $V_{i-l,k-0}^{j-m_p}, V_{i-l,k-1}^{j-m_p}, \dots, V_{i-l,k-M}^{j-m_p}$  はすべて  $V_{i-l,\infty}^{j-m_p}$  に収束する。 $V_{i,\infty}^j$  は式 (2.15) より

$$V_{i,\infty}^j \equiv \lim_{k \rightarrow \infty} V_{i,k}^j = \frac{1}{2} \left( \frac{i+1/2}{(i+1/2)^2 + j^2} - \frac{i-1/2}{(i-1/2)^2 + j^2} \right) \quad (\text{A.2})$$

の形をした時間依存性のない、空間座標のみの関数となる係数である。こうして得られた  $k = +\infty$  の応力を静的応力と呼び  $S_{i,static}^j$  と書くことにする。静的応力に効くのは次式 (A.3)

$$\begin{aligned} S_{i,static}^j &= -\frac{1}{2\pi} \sum_{p=1}^N \sum_l \left( \sum_{n=0}^M D_{l,n}^{m_p} V_{i-l,\infty}^{j-m_p} \right) \\ &= -\frac{1}{2\pi} \sum_{p=1}^N \sum_l D_{l,static}^{m_p} V_{i-l,\infty}^{j-m_p} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

より、すべり速度の時間に関する総和  $D_{l,static}^{m_p} \equiv \sum_{n=0}^M D_{l,n}^{m_p}$  であり、これを亀裂面上の静的すべり量と呼ぶことにする (正確には、すべり量は  $\Delta T$  を掛けたものである)。

式(A.3)は各亀裂面 $\Gamma_p$ 上の離散要素における静的すべり量 $D_{l,static}^{m_p}$ が観測点に静的応力場を $S_{i,static}^j$ 作りだすものと解釈できる。逆に、各亀裂面 $\Gamma_p(p=1,2,\dots,N)$ 上で応力値が境界条件として $S_{i,static}^{j_p} = -\Delta S_i^{j_p}$ であたえられ亀裂面上ですべり量 $D_{i,static}^{j_p}$ が生じて静的に釣り合っているとき、このすべり量を求めることを考えよう。議論を簡単にするため、各亀裂は同じ長さ $L\Delta X$ であるとする。亀裂面 $\Gamma_p$ 上の離散点の位置を左端から $(i_{p1}, j_p), (i_{p2}, j_p), \dots, (i_{pL}, j_p)$ とする(図A.1参照)。亀裂面上の $LN$ 点に対して式(A.3)を立てると、

$$\begin{aligned} \Delta S_{i_{pr}}^{j_p} &= \frac{1}{2\pi} \sum_{q=1}^N \sum_{s=1}^L D_{l_{qs},static}^{m_q} V_{i_{pr}-l_{qs},\infty}^{j_p-m_q} \\ (p &= 1, 2, \dots, N) \\ (r &= 1, 2, \dots, L) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

となり $LN$ 個の未知すべり量に関する $LN$ 連立一次方程式が得られる。これを解けば、静的平衡状態にある $N$ 個の亀裂面上のすべり量が得られる。亀裂面上のすべり量が求めれば、式(A.3)を用いて $N$ 個の亀裂が相互作用して作りだす静的応力場が計算できる。

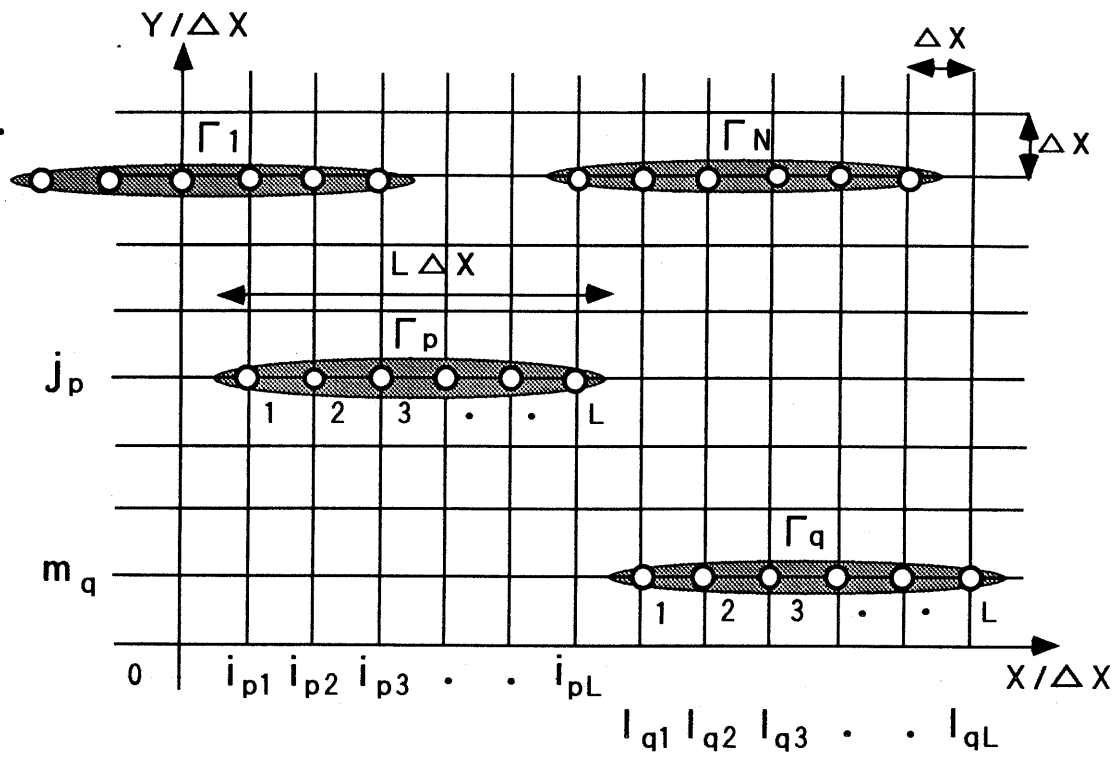


図 A.1: 亀裂面上の要素の位置