

せん断を受ける地盤における局所変形の 3 次元的发展

Three Dimensional Development of Localized Deformation in Foundation under Shear

西原照雅*・岩熊哲夫**・後藤文彦***・中沢正利****

Terumasa NISHIHARA, Tetsuo IWAKUMA, Humihiko GOTOU and Masatoshi NAKAZAWA

*正会員 修(工) 国土交通省北海道開発局(〒060-8511 札幌市北区北 8 条西 2 丁目)

**正会員 PhD 東北大学大学院教授 工学研究科土木工学専攻(〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06)

***正会員 博(工) 秋田大学助手 工学資源学部土木環境工学科(〒010-8502 秋田市手形学園町 1-1)

****正会員 工博 東北学院大学教授 工学部土木工学科(〒985-8537 多賀城市中央 1-13-1)

When a strike-slip occurs, the base bedrock itself slides uniformly, but on the ground surface so-called echelon faults, which are periodical oblique faults, emerge. In order to examine such characteristics of propagation of localized deformation in foundation, 3D-FEM analysis is carried out. Constitutive law of the soil in the foundation is expressed by the void damage theory. Various finite elements are analyzed in order to investigate change of the echelon pattern influenced by the scale of analyzed region and the material property.

Key Words : 3D-FEM, echelon mode, void damage theory, strike-slip fault, Riedel shear

1. はじめに

1995 年 1 月 17 日に発生した兵庫県南部地震では、淡路島北部に分布する野島断層上に斜め右横ずれ断層変位に伴う特徴的な地表地震断層が出現し、地下レーダー法探査やトレンチ・ボーリング調査等、地盤内部の変形構造を対象とした詳細な調査¹⁾²⁾が行われた。我が国には数多くの活断層が存在しており、活断層による断層破壊の進展や活断層を被覆する堆積層の挙動を正確に予測することは、重要構造物の設計等に不可欠である。

地震断層については 100 年以上前からフィールド調査や室内模型実験が行われているが、地震断層は断層運動の種類や基盤を被覆する堆積層の物性等が複雑に絡み合って発生するために、現象を完全に解明するには至っていない。例えば横ずれや斜めずれ断層運動が起こった場合、地表面には断層線に対して傾いた向きに、やや周期的に発達する雁行断層が現れることが分かっている。このリアルせん断の調査は近年詳細に^{3),4)}なっており、地盤表層や岩表面での現象のみを取り扱った 2 次元の数値解析も盛んである。

しかし、この横ずれ断層問題は 3 次元問題として取り扱わなくてはならず、最近になって 3 次元での研究例が報告され始めた段階である。例えば、横ずれ地震断層模型実験においてせん断層の 3 次元内部構造を X 線 CT を用いて観察して雁行断層の形成構造を明らかにしたもの⁵⁾や、砂岩での観察⁴⁾および、堆積層の構造や物性の不均一性を考慮した 3 次元弾塑性確率有限要素法を用いた数値シミュレーションによる雁行断層の再現⁶⁾等が挙

げられる。

本研究ではこの文献⁶⁾の結果を別の側面から眺め、ボイド損傷理論⁷⁾を用いて局所変形分布の雁行パターン発生と進展を数値的に再現することを目的とする。特に周期境界の大きさの違いによる雁行パターン発生の違いに着目し、無限領域で発生し易い雁行パターン周期についても検討を深める。ただし、このような雁行パターンの発達と分岐現象との関係についても考察したいので、敢えて幾何学的非線形性を排除した微小変形理論の枠組の中で解析する。

ボイド損傷理論は材料内部に蓄積した損傷を空隙率(ボイド体積分率)に置き換えた連続体理論であり、地盤材料内の空隙等の弱点部を簡単なモデルで考慮できる。この理論は多孔質延性材料を対象としたものであるが、最近では内部に空隙を含む脆性材料であるコンクリートに対して適用した例⁸⁾もある。またフィールド調査から雁行断層は第四紀層のような延性的性質が比較的に強い地盤に発生することも確認⁹⁾されており、このような材料特性のモデル化にボイド損傷理論が比較的容易に適用できそうである。このモデルを 3 次元の 8 節点アイソパラメトリック 6 面体有限要素に組み込み、数値解析を行う。ただしこの構成モデルには平均応力(静水圧)による塑性特性が含まれる以外には、例えば内部摩擦角や粒子性のような「土」としての特性が全く含まれていないことを注記しておく。いわゆる金属塑性論に平均応力の影響を含めた損傷理論で、どこまで問題が扱えるかが主な関心事である。

2. ボイド損傷理論とその構成則

2.1 ボイド損傷理論と Tvergaard の降伏関数

Gurson¹⁰⁾の理論を Tvergaard⁷⁾が拡張したものを本研究では用いる。その具体的な構成則関連の表現は文献⁸⁾にあるものと同じなので、ここでは基本的なものだけを列挙し、その特徴だけを示しておく。以下、直角座標で記述する。

Tvergaard による降伏関数は、ボイドを含んだ延性材料の引張試験結果を用いて Gurson のそれを拡張したものであり

$$\Phi = \frac{\bar{\sigma}^2}{\sigma_M^2} + 2q_1 f \cosh\left(\frac{q_2 \sigma_{kk}}{2 \sigma_M}\right) - (1 + q_3 f^2) \quad (1)$$

と与えられる。ここに f はボイド体積分率 (空隙率), σ_M は材料全体からボイドを除いた母材そのものの微視的応力状態を示す相当引張り流れ応力あるいは後続降伏応力, $\bar{\sigma}$ は $\bar{\sigma} \equiv (3/2 s_{ij} s_{ij})^{1/2}$ で定義した巨視的相当応力, s は巨視的応力の偏差成分である。また, q_1, q_2, q_3 が Gurson の降伏関数を拡張するためのパラメータで, その値は Tvergaard がミクロレベルでの破壊機構を対象とした数値解析との比較に基づいて, $q_1 = 1.5, q_2 = 1.0, q_3 = q_1^2$ としている。ここで「巨視的応力」と書いたのは, ボイドを含んだ連続体内部に生じている応力であることを明示したものである。

2.2 ボイド体積分率の変化について

材料中のボイド体積分率の変化は, 初期状態から存在するボイドの成長と, 負荷による材料の変形に伴って新たに発生するボイドと, 隣り合うボイドの境界が破壊してボイド同士が結合して生じるものと和

$$\dot{f} = (\dot{f})_{\text{growth}} + (\dot{f})_{\text{nucleation}} + (\dot{f})_{\text{failure}} \quad (2)$$

で与えられるとしている。ここに上付きドットは増分を示している。

まず, 母材が塑性的に非圧縮性であるとするれば, ボイド成長によるボイド体積分率の増分は

$$(\dot{f})_{\text{growth}} = (1 - f) \dot{\eta}_{kk}^p \quad (3)$$

と与えられる。ここに $\dot{\eta}_{ij}^p$ は巨視的ひずみ増分の塑性成分である。以下, 本研究では材料全体のひずみ (巨視的ひずみ) を “ η ”, ボイドを除いた母材のひずみ (微視的ひずみ) を “ ϵ ” と表記する。

新たなボイドの発生は, 母材粒子界面の剥離や粒子そのものの破壊により起こるものと考えられている。本解析では Needleman と Rice¹¹⁾が提案したボイド発生則の一部分を, 以下のように採用する。

$$(\dot{f})_{\text{nucleation}} = \mathcal{A} \dot{\sigma}_M \quad (4)$$

式 (4) 中のパラメータ $\mathcal{A}$ は, 材料中のボイドの発生が正規分布に従うとして決定されるが, ボイドの発生が塑性ひずみによって支配されるような材料に対して,

Chu と Needleman¹²⁾が提案した以下の式を本研究では用いる。

$$\mathcal{A} = \left(\frac{1}{E_t} - \frac{1}{E} \right) \frac{f_N}{s\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_M^p - \epsilon_N}{s} \right)^2 \right] \quad (5)$$

for $\epsilon_M^p = (\epsilon_M^p)_{\text{max}}$ and $\dot{\epsilon}_M^p > 0$

ここで f_N は塑性変形に伴ってボイドを発生させるような介在物の初期体積分率, s は標準偏差, ϵ_N はボイドの発生率が最大となる時のひずみの平均値である。また ϵ_M^p は母材の相当塑性ひずみで $\epsilon_M^p \equiv \int \sqrt{2/3} \dot{\epsilon}_{ij}^p \dot{\epsilon}_{ij}^p dt$ と定義されている。また E はヤング率, E_t は各応力レベル σ_M における母材の一軸応力ひずみ曲線の勾配, すなわち接線ヤング率である。

また, ボイドの破壊による増加も

$$(\dot{f})_{\text{failure}} = \begin{cases} \mathcal{E} \dot{\sigma}_M, & \text{for } f > f_c \\ 0, & \text{for } f \leq f_c \end{cases} \quad (6)$$

としている。ここで, $\mathcal{E}$ は

$$\mathcal{E} = \left(\frac{1}{E_t} - \frac{1}{E} \right) \frac{f_u - f_c}{\epsilon_c} \quad (7)$$

で与えられている。 f_u はボイド体積分率の限界値で, 材料が耐荷力を喪失する時の f の値である。つまり, 式 (1) において $\bar{\sigma} = \sigma_{kk} = 0, f = f_u$ とすることによって $2f_u q_1 - 1 - q_3 f_u^2 = 0$ となり, $q_1 = 1.5, q_3 = q_1^2$ に対して $f_u = 2/3$ と得られる。本研究でもこの値を用いる。

母材の応力ひずみ関係は, 相当引張り流れ応力 σ_M と相当ひずみ ϵ_M との間の

$$\epsilon_M = \begin{cases} \frac{\sigma_M}{E} & \text{if } \sigma_M \leq \sigma_Y \\ \frac{\sigma_Y}{E} \left(\frac{\sigma_M}{\sigma_Y} \right)^n & \text{if } \sigma_M > \sigma_Y \end{cases} \quad (8)$$

というべき乗則の関係で与えられるものとする。ここに相当ひずみ ϵ_M は $\epsilon_M \equiv (2/3 \epsilon_{ij} \epsilon_{ij})^{1/2}$ と定義されている。 n は硬化指数で, 接線ヤング率 E_t は $\dot{\epsilon}_M^p = (1/E_t - 1/E) \dot{\sigma}_M$ から定義する。

2.3 ボイド体積分率の影響を考慮した弾塑性構成式

微視的な量と巨視的な量は相当塑性仕事によって等値されると Gurson はしており

$$\sigma_{ij} \dot{\eta}_{ij}^p = (1 - f) \sigma_M \dot{\epsilon}_M^p \quad (9)$$

と置いている。この関係を用い, 巨視的なひずみ増分の弾性成分が Hooke の法則に従えば, 増分型の巨視的な弾塑性応力ひずみ関係は

$$\dot{\eta}_{ij} = B_{ijkl} \dot{\sigma}_{kl} \quad (10)$$

となる。ここに B は弾塑性コンプライアンスで

$$B_{ijkl} = \left[\frac{1}{E} \{ (1 + \nu) \delta_{ik} \delta_{jl} - \nu \delta_{jk} \delta_{il} \} + \frac{1}{H} \left(\frac{3}{2} \frac{s_{ij}}{\sigma_M} + \alpha \delta_{ij} \right) \left(\frac{3}{2} \frac{s_{kl}}{\sigma_M} + \alpha \delta_{kl} \right) \right] \quad (11)$$

であり、さらに硬化係数 H は

$$H = \frac{1}{1-f} \frac{EE_t}{E-E_t} \left(\frac{\bar{\sigma}^2}{\sigma_M^2} + \alpha \frac{\sigma_{kk}}{\sigma_M} \right) \left\{ \frac{\bar{\sigma}^2}{\sigma_M^2} + \alpha \frac{\sigma_{kk}}{\sigma_M} - \left(\mathcal{A} + \mathcal{C} \right) \frac{\sigma_M}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial f} \right\} - 3\alpha(1-f) \frac{\sigma_M}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial f} \quad (12)$$

と与えられ、 α はボイドの存在に関係したもので

$$\alpha = \frac{f}{2} q_1 q_2 \sinh \left(\frac{q_2}{2} \frac{\sigma_{kk}}{\sigma_M} \right) \quad (13)$$

となる。 δ_{ij} は Kronecker のデルタである。式 (11) を見ればわかるように関連流れ則になっている。なお、ボイドを考慮しない場合、すなわち $f = 0$ とした場合は拡張 Prandtl-Reuss の式になり、初期降伏での硬化係数 H は $H = EE_t/(E - E_t)$ の簡潔な形に帰着する。

雁行パターンの発生は一種の分岐現象であるとの報告⁶⁾もあるため、式 (10) の応力増分は Cauchy 応力の Jaumann 率等を用いる方がいいかもしれないが、ここでは敢えてそれを避けた。それは次の解析手法でも指摘するように、幾何学的非線形性を敢えて考慮しない場合であっても変形の局所帯が生じるかどうかを知りたいためである。これは、いわゆる分岐現象としてこの問題を捉えるべきかどうかを推量するために置かれた措置である。以下、特に断らない限り用いる材料パラメータは、ヤング率 $E = 20$ GPa, ボアソン比 $\nu = 1.667$, $\sigma_{YT} = 2$ MPa, $\sigma_{YC} = 20$ MPa であり、比較検討のために文献⁶⁾と同一とした。ここで、 σ_{YT} , σ_{YC} はそれぞれ引張と圧縮の初期降伏応力であり、地盤材料のように引張と圧縮で降伏応力が異なる材料に対応している。また、 $n = 10$, 初期ボイド体積分率は 0 である。その他のパラメータは $f_N = 0.04$, $s = 0.10$, $\epsilon_N = 0.30$, $f_C = 0.15$, $\epsilon_C = 0.40$ とした。

3. 解析モデルおよび解析手法

文献⁶⁾との比較を容易にするために、文献と同じく図-1 に示した大きさの領域を対象とする。上述の材料定数を持つこの図のモデルを以下「基本モデル」と呼ぶことにする。有限要素は 3 次元の 8 節点アイソパラメトリック 6 面体要素で、微小変位・微小変形理論の枠組の中でコーディングした。その要素分割は、文献では $21 \times 7 \times 7$ の分割であったものを $24 \times 6 \times 5$ と若干少なくしたが、Linux 計算機メモリ能力と計算時間の制約からであり、それ以外には力学的意図はない。

材料非線形に関しては、解が影響を受けない程度まで小さい増分を設定した上で、単純な増分の重ね合わせによって履歴の計算をしており、繰り返し計算は行っていない。節点座標値の更新を数値的な乱れの導入として用いているが、後述の結果の図からも分かるように生じるひずみは微小であり 6 面体がいびつになることはな

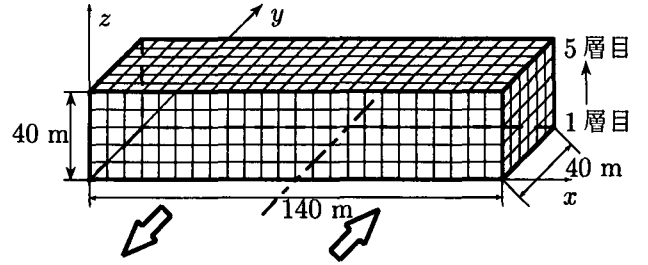


図-1 解析対象の「基本モデル」

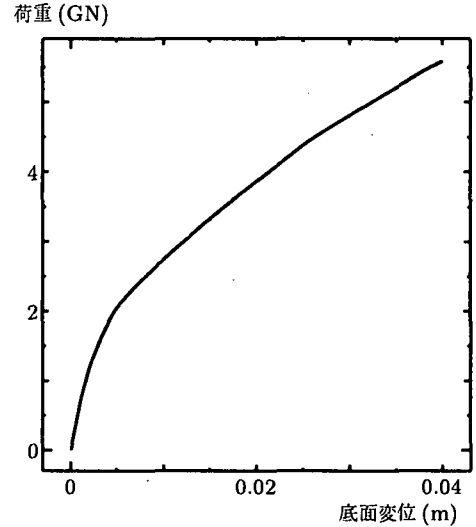


図-2 基本モデルの荷重変位曲線

かった。またそのひずみも微小変位理論の定義を用いているため、幾何学的非線形性は考慮されていないと考えるてよい。

境界条件は、底面は横ずれ成分のみが作用するように z 方向を拘束し、図-1 に示した矢印のように、中心である $x = 70$ m より左側の全節点には y 方向の負の向きに、中心より右側の全節点には y 方向の正の向きにそれぞれ一様な強制変位を与える。 $x = 70$ m の位置には文献⁶⁾のようなスリットは設けない等、特殊な措置は特に採っていない。側面は一番下面 ($z = 0$) の節点のみ x 方向変位を拘束する。この両側面は周辺の地盤から弾性的に拘束されているはずであるが、これは近似せざるを得ない。ここでは x 方向の変位をこの両側面すべてで拘束するのは過大な抵抗を与えてしまうと考える、敢えて自由表面とした。上面は自由表面、前面と背面は周期境界である。

4. 数値解析結果

4.1 基本モデルについて

図-2 に荷重変位曲線を示した。荷重変位曲線の縦軸の「荷重」は、モデルの中心 ($x = 70$ m) より右側に位置する底面の全節点の y 方向の反力の和である。底面変位が 0.003 m 付近で荷重変位曲線の傾きが大きく変化した。

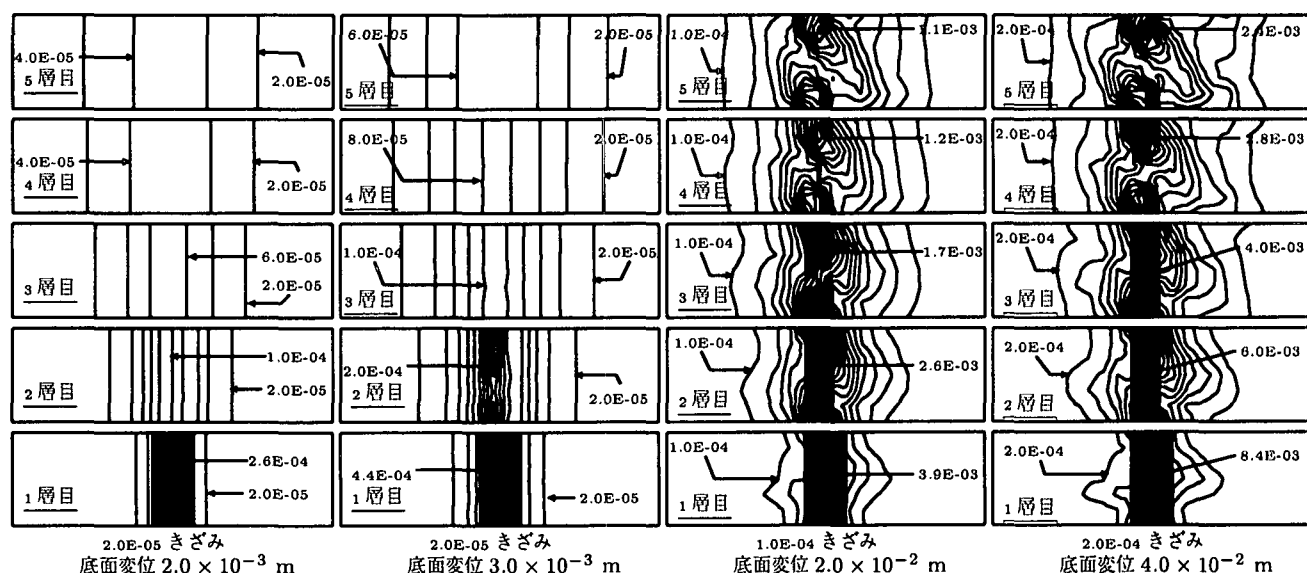


図-3 文献⁶⁾と比較するための各層のせん断ひずみ ϵ_{xy} の分布

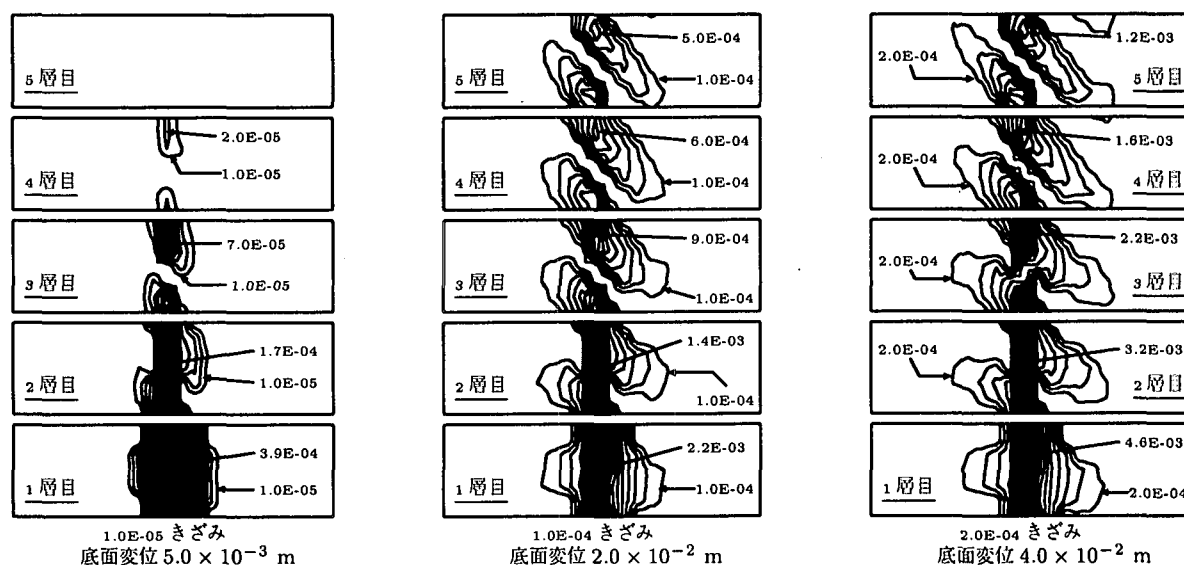


図-4 各層での相当塑性ひずみで表した局所変形分布

ているが、全体的には用いたべき乗則の構成モデルに似た滑らかな曲線である。幾何学的非線形性を含まない微小変形理論の枠組の中での定式化であり、分岐のような現象が見られないのは当然と考えられる。増分剛性行列も正值のまま計算されていた。

これに対して文献⁶⁾にならい、図-3にはせん断ひずみ ϵ_{xy} の分布を示した。右の図ほど底面変位が大きい。以下同様の分布図では、図-1に示したように下から1層目・2層目と数え、それを下から縦に並べて表示してある。荷重変位曲線図-2で傾きが大きく変化した付近前後、つまり底面変位が0.002 mと0.003 mになった時の分布図を比較すると、前者では単純せん断状態でコンターも一様だったのが、後者では乱れが生じ、ひずみ状態が非一様になっている。

さらに底面変位を大きくし、底面変位が0.02 m, 0.04

mになった時のせん断ひずみ分布図-3の右2図を見ると、底面に近い層では強制変位を与えている面に近いために中央付近にせん断ひずみが集中しているが、上層ではy軸（奥行き方向）から傾いた向きにせん断ひずみが集中分布している部分が見られ、これが実際の雁行パターン（割れ目）の特徴を良く表している。ひずみ分布の全体的な傾向は文献⁶⁾の結果と良く一致している。

本解析では、破壊としてではなく『局所化した塑性変形』として雁行パターンを捉えるため、各変形状態を相当塑性ひずみ分布で図-4に描き直した。下層では当然y方向にのみ伸びた相当塑性ひずみ分布になっている。底面変位を大きくするに従って相当塑性ひずみの分布が上層へ伝達する。上層に伝達されるに従ってその分布形態は斜めになる。ただし、その向きが実際の観察とは異なり主せん断面に対して45度方向であることに注意

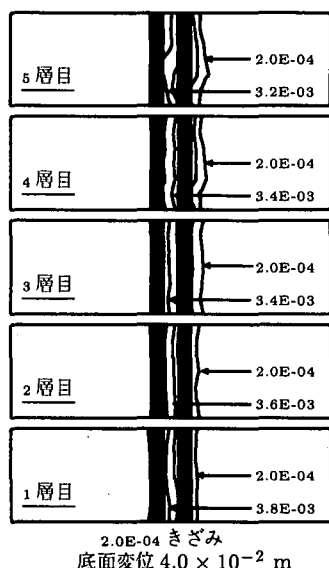


図-5 比較的剛な材料の場合の相当塑性ひずみ分布

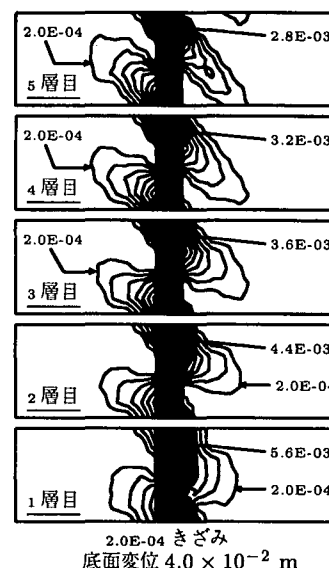


図-6 比較的延性な場合の相当塑性ひずみ分布（初期空隙率 50%）

する。また図には示していないが、さらに底面変位を大きくしても雁行パターンそのものはほとんど変化せず、底面断層線付近に集中する単純なせん断パターンが上層に伝達し、この純せん断変形モードが大きくなっていく（後述の図-6の分布に似てくる）だけである。

なお、図-2に示した変形状態の範囲内では、ボイド体積分率はせいぜい 10^{-6} 程度の大きさにしか成長せず、その分布は図-4の相当塑性ひずみ分布によく似ていた。したがってボイドの存在は、ここまでに対象とした解析の結果にはほとんど影響していない。

4.2 比較的剛な地盤の場合

フィールド調査等に基づいた文献⁹⁾によると、第四紀層のように固結度が低く延性の性質が比較的強い地盤材料に比べて、より剛な（文献では‘stiff’と呼んでいる）地盤では基盤の活断層の純せん断変形がそのまま地表面に伝達するだけで雁行パターンは発生しないとされている。そこで、塑性的に剛な材料を模擬するために、式(12)の硬化係数 H を大きくする。基本的な構成式は式(8)のべき乗則なので、 n の値を変化させれば塑性的に剛な材料にできるが、より容易にかつ数値上効果的に剛にするためにヤング率 E を大きくした。元の E の10倍の200 GPaとした場合の、底面変位が0.04 mの時の相当塑性ひずみ分布を図-5に示す。

すべての層に塑性変形が伝達しているが、そのパターンは底層の純せん断パターンのみが卓越しており、乱れは若干あるものの、雁行パターンにはなっていない。すなわち、前節の「基本モデル」の材料パラメータが文献⁶⁾で非常に巧みに選ばれたものであることがわかる。

「基本モデル」では雁行パターンが先行してその後純せん断状態が増幅するが、より剛な材料では雁行パターンが現れる前に純せん断状態に達する。あるいは、この若干の乱れが雁行パターンに相当しているとする、剛な

材料の場合は雁行パターンの規模が小さいのではないかと考えられる。

4.3 延性の大きな地盤の場合

逆に、より柔な場合を想定し、このボイド損傷理論の原理的な特徴を利用して、少し非現実的ではあるが初期ボイド体積分率が極端に大きく0.5であるような、空隙だらけの材料を対象にする。損傷理論の「ボイド」を「空隙」と捉えると確かに非現実的ではあるが、一種の材料パラメータと解釈してこの値を設定した。実は初期ボイド体積分率が0.3くらいまでは初期ボイド体積分率を0とした「基本モデル」の場合と比較して顕著な差は見られなかった。図-6に、底面変位が0.04 mになった時の相当塑性ひずみ分布を示した。

図-6は、基本モデルの図-4の右端図と同じ底面変位状態における分布であるが、延性材料の場合には、雁行パターンも現れているものの、同時に断層線直上に相当塑性ひずみが集中する純せん断モードが5層目まで支配的になり、2つのモードが共存している。また最下層においても、図-4の場合に比べても顕著にその局所変形の向きが傾いているのも興味深い。また同じレベルのコンター線が図-4のそれよりも広がっており、局所化の程度がやや小さくなっている。

4.4 解析対象の幅を狭くした場合

解析モデルの境界条件の設定の節でも述べたように、ここでの解析対象の左右側面は底辺の節点を除いて自由表面で近似してある。この影響を境界条件の影響として検討するために、解析対象領域の幅を変化させる。基本モデルの幅140 mに対して105 m、70 mの幅にした場合で、同じ底面変位0.04 mに達した時の相当塑性ひずみ分布を図-7に、その荷重変位曲線を図-8に示した。

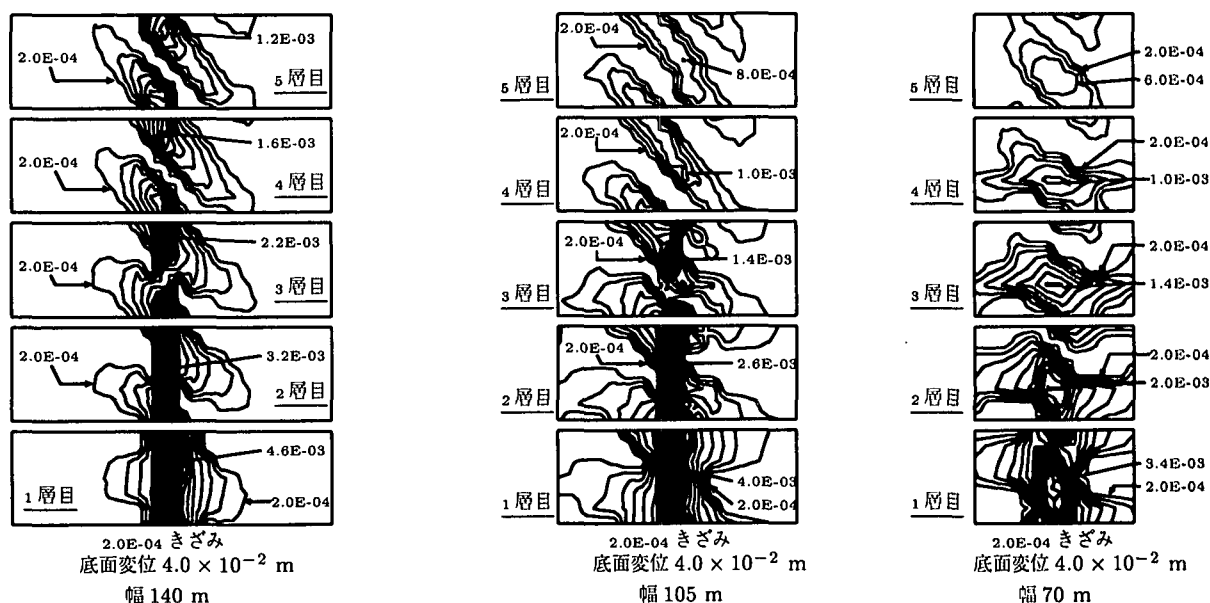


図-7 3種類の幅の領域における相当塑性ひずみの分布

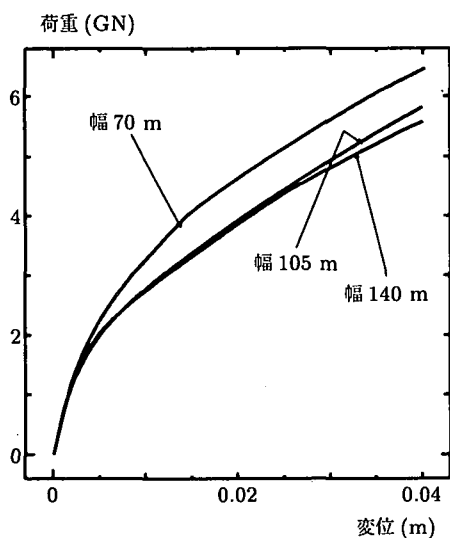


図-8 幅を変えた場合の荷重変位曲線

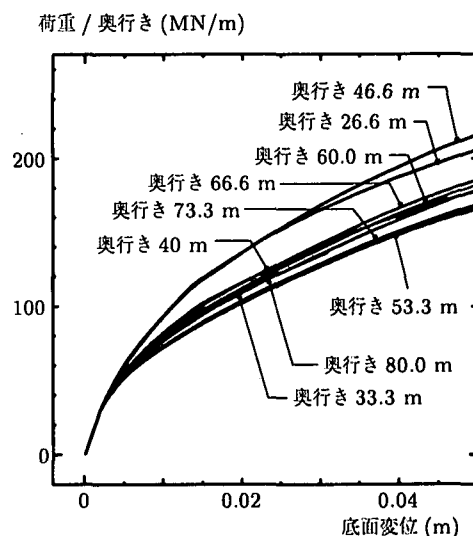


図-9 奥行きを変えた場合の荷重変位曲線

ひずみ分布図では比較のために、同じ相当塑性ひずみ値 2×10^{-4} のコンターを最小の線として表示してある。

幅が 105 m 程度であれば、基本モデルとほぼ同様の荷重変位履歴をたどる。逆に言えば、幅を 140 m 以上にとっても、その挙動はほとんど同じであることを示唆している。また当然の結果ではあるが、幅が狭い場合の方が同じ変形を生じさせるには大きな荷重を必要とする。これは、長さの異なる両端固定梁の曲げを想定すれば容易に理解できる。

相当塑性ひずみ分布図-7 で明らかなように、若干幅の狭い 105 m の場合には底面に近い層での分布が基本モデルの場合より広がっており、変形の局所化の程度が小さくなっているが、表層でのパターンと分布の広がりとはほぼ同様の様子を示している。これに対して図の右端に示した最も幅の狭い領域を解析した場合には、このコンターレベルでの局所変形が左右側面にまで達しており、

強く境界の影響を受けているはずである。しかしながら表層でのパターンは、その分布は広がって局所化の程度が小さくなってはいるものの、分布形状や周期性は基本モデルとほとんど同じ性質を示している。

もちろんこの側面での境界条件の影響を除外するためにはできるだけ幅を広く取ることが必要である。しかし、ここで比較した狭い幅のモデルであっても、少なくとも第5層つまり表層での相当塑性ひずみ分布のパターンにはあまり影響が無いことが明らかになった。

4.5 雁行パターンの周期について

周期境界を用いた有限要素解析は、実際には無限領域を正しくモデル化したとは言えず、当然、その選択した領域の大きさを基本（最長）周期とした解しか求まらない。ここでは実際の無限領域での雁行パターンの発生周期について検討するために、対象とする領域の奥行き

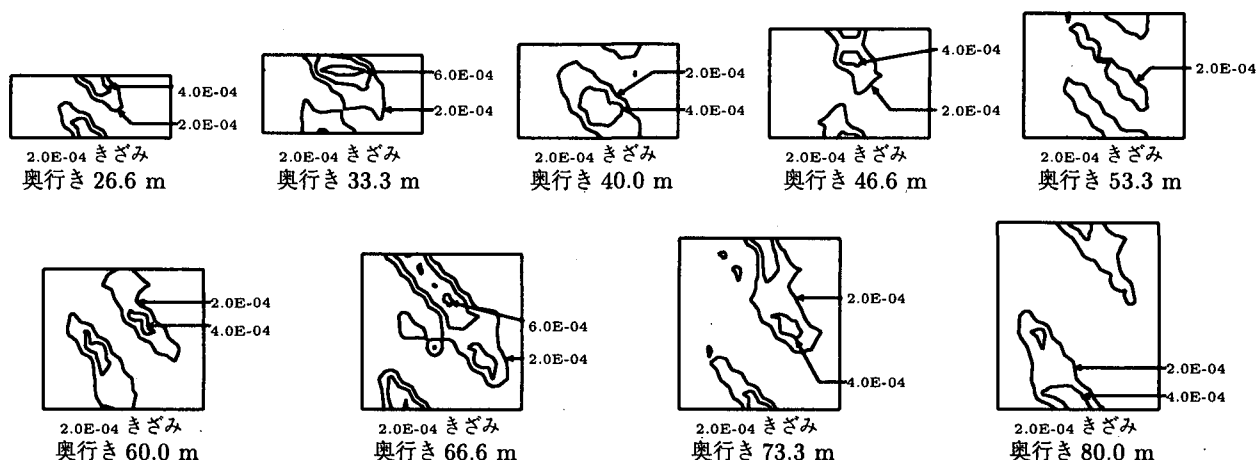


図-10 各奥行きモデルにおける表層での相当塑性ひずみ分布 (底面変位 = 0.03 m)

方向の『要素数』を4要素から12要素まで変化させ、26.6, 33.3, 40.0, 46.6, 53.3, 60.0, 66.6, 73.3, 80.0 mの9種類の挙動を比較する。これも計算機の能力の制限から一番幅の狭い70 mの領域を対象とするが、前節の結果から、幅が狭い場合でも、少なくとも表層でのパターン形成に及ぼす両側面の影響は小さいので、ここでも狭い領域を用いた。

図-9に奥行きが26.6～80.0 mの各モデルの荷重変位曲線を、図-10には各奥行きモデルで底面変位が0.03 mになった時の表層(5層目)の相当塑性ひずみ分布を示した。ただし比較を容易にするために、荷重変位曲線の縦軸は底面の中央より右側にある全節点の反力の和をモデルの奥行きで除して正規化してある。

各モデルの相当塑性ひずみ分布の最大値はほぼ同じレベルにある。しかし、奥行きが小さい場合には領域一周期に相当塑性ひずみの極大点がひとつしか現れないのに対し、奥行きが大きくなると複数個所の極大点が現れ易くなっている。また奥行きが大きい場合、微妙に折れ曲がった相当塑性ひずみ分布となり、必ずしも解析対象の奥行きの半分等の低次周期が卓越したパターン形成にはなっていないものもある。確かに野鳥断層の航空写真で確認された雁行パターンの形状も複雑多岐にわたっており、ここで得られた分布に近いものも見られる。しかしこの数値結果からは、80 mといった長周期パターンは発生し難いことが推測できるだけかもしれない。

つまり、もし雁行パターンの周期が物性と発生領域および境界条件とで決まるとすると、種々の奥行きを持つ解析対象の数値結果の中で、最も低い荷重レベルで生じている雁行パターンが現実には発生し易いと考えるのは、エネルギー的観点からも素直であろう。そこで図-11に、底面変位が0.03 mに達した状態での各奥行きモデルでの荷重レベルを縦軸に、その状態での表層での雁行パターンの周期を横軸にして示した。ただし、奥行きが46.6 mまでのものはその奥行きそのものを雁行周期にし、それ以上深い奥行きの場合には図-10の観察か

荷重 / 奥行き (MN/m)

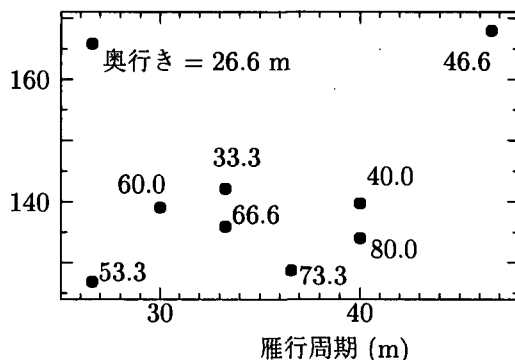


図-11 各奥行きモデルで底面変位が0.03 mに達した時の荷重レベル

ら、領域に2組の局所帯があるものとやや主観的に解釈して奥行きの半分の長さを近似の雁行周期とした。この図-11が下に凸の分布になることを期待したが、必ずしもそういう分布にはならなかった。例えば奥行きが26.6 mの場合には奥行き方向が4要素と、有限要素数が少ないことによって荷重レベルが高い可能性もあるからである。しかしここでもやや主観的に述べると、ほぼ30～40 mのピッチ、つまり「基本モデル」で全幅の約半分70 mまで伸びた雁行断層幅の半分程度の周期で雁行断層が現れる可能性が高いことを示している。

5. まとめ

本研究では、ボイド損傷理論を用いて3種類の材料特性を模擬し、雁行パターンの発生の違いを数値的に示した。結果は既存の実験や数値解析とほぼ同様の特性を捉えている。特にボイド損傷を仮想的に導入して柔にした材料の場合に、主せん断パターンと雁行とが同時に生じることを示すことができた。また表層での雁行パターンの違いを解析対象の大きさごとに比較して、無限領域に実際に生じるパターンの周期が物性と境界条件で決まる

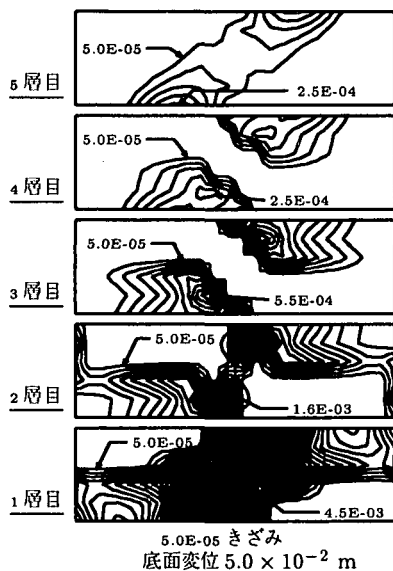


図-12 自由表面で囲まれた非周期境界条件の場合の相当塑性ひずみ分布

可能性を示すことができた。ただし、解析は材料的非線形性はべき乗則の弾塑性モデルで考慮しているが、幾何学的非線形性は無視した枠組の中で行った。しかも、このべき乗則の構成モデルは材料的にはかなり安定であると考えられることから、雁行パターンの発生が何らかの安定規準による不安定の発生としての分岐現象ではないとも推測される。また柔らかい地盤の解析結果のように、純せん断パターンと雁行パターンとが重複して現れることも、分岐現象でないことを示唆している。

つまり、文献²⁾の分類によるリーデルせん断の発生は単純に3次元的な応力状態が引き金になって発生し得るものと考えられる。しかし、低角リーデルせん断や共役なリーデルせん断のように主リーデルせん断線を結ぶものや付随するものは、その発生が複雑なことから、何らかの幾何学的非線形性も含む非線形性に起因するのかもしれない。また、主せん断面から30度程度にしか傾かない実際のリーデル線³⁾と異なり、ここでの数値解の塑性変形集中帯の向きが45度になっているのは、地盤材料特性の内部摩擦角のような項が構成モデルに含まれていないことが原因と考えられる。ちょうど、古典的なすべり線理論でのすべり線方向が内部摩擦角の影響で直交しなくなること¹³⁾に対応していると考えられる。ただし、これは推測であり、今後の更なる研究が必要である。

さて図-12に示したのは、解析対象領域の前面と背面の周期境界条件を無くし、領域全周が自由表面であるとした場合の相当塑性ひずみ分布である。底面では単純せん断状態であるのに対し、表層では左右側面と前面・背面が自由表面であることから、応力主軸の向きが x, y 方向に近づいている。そのため、底面での純せん断の向きが45度回転して、すべり線のような局所変形集中帯が斜めになっていると考えられる。本研究で対象とした周

期境界の場合でも同様のことが起こっているのではないだろうか。なお、4面が自由表面である図-12の表層での塑性変形分布の斜めの向きが、周期境界の場合のそれと90度逆向きになっていることは興味深い。

参考文献

- 1) 谷和夫・阿部信太郎・鈴木浩一・西真幸・林泰幸・遠藤理：野島断層上に発達した変形帯の調査結果—第四紀地盤地域で見られた地盤内部の断裂構造—，第2回阪神淡路大震災に関する学術講演会，土木学会，pp.41-48，1997。
- 2) 谷和夫・上田圭一・阿部信太郎・仲田洋文・林泰幸：野島地震断層で観察された未固結な表層地盤の変形構造，土木学会論文集，No. 568/III-39，pp.21-39，1997。
- 3) Davis, G. H., Bump, A. P., Garcia, P. E. and Ahlgren, S. G.: Conjugate Riedel deformation band shear zones, *J. Struct. Geology*, Vol. 22, pp.169-190, 1999。
- 4) Ahlgren, S. G.: The nucleation and evolution of Riedel shear zones as deformation bands in porous sandstone, *J. Struct. Geology*, Vol. 23, pp.1203-1214, 2001。
- 5) 谷和夫・上田圭一：砂地盤内に形成されるせん断層の3次元構造のX線CTによる観察—横ずれ断層模型実験を例として—，地盤破壊の三次元的評価に関するシンポジウム，地盤工学会，pp.161-168，1995。
- 6) 中川英則・堀宗朗・マチューイ=アンドレ：地表地震断層シミュレーションのための弾塑性確率有限要素法とその計算例，応用力学論文集，土木学会，Vol. 4，pp.453-458，2001。
- 7) Tvergaard, V.: Influence of voids on shear band instabilities under plane strain condition, *Int. J. Fracture*, Vol. 17, pp.389-407, 1981。
- 8) 内海和仁・中沢正利・岩熊哲夫：鋼桁-RC橋脚剛結部の拘束効果と材料劣化の三次元解析，応用力学論文集，土木学会，Vol. 4，pp.317-324，2001。
- 9) Bonilla, M. G.: Minimum earthquake magnitude associated with coseismic surface faulting, *Bull. Assoc. of Engrg. Geol.*, Vol. XXV, pp.17-29, 1988。
- 10) Gurson, A. L.: Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth/ part I—yield criteria and flow rules for porous ductile media, *J. Eng. Mater. Tech.*, Vol. 99, pp.2-15, 1977。
- 11) Needleman, A., and Rice, J. R.: Limits to ductility set by plastic flow localization, *Mechanics of Sheet Metal Forming*, pp.237-267, 1978。
- 12) Chu, C. C., and Needleman, A.: Void nucleation effects in biaxially stretched sheets, *J. Eng. Mater. Tech.*, Vol. 102, pp.249-256, 1980。
- 13) Oda, M. and Iwashita, K. (eds.): *Mechanics of Granular Materials; An Introduction*, A. A. Balkema, pp. 118-125, 1999。

(2002年4月19日 受付)