

地盤の不安定挙動解析に対する変形局所理論の応用

LOCALIZED DEFORMATION IN INSTABLE BEHAVIOR OF GEOMATERIALS

白戸真大*, 岩熊哲夫**, S. Nemat-Nasser***

Masahiro SHIRATO, Tetsuo IWAKUMA and S. Nemat-Nasser

*東北大学大学院 工学研究科土木工学専攻 (〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉)

**Ph.D. 東北大学教授 工学部土木工学科

***Ph.D., Professor, University of California, San Diego

It is well-known that shear bands and sliding surfaces emerge at collapse of geomaterials. Although the ultimate states with such mechanisms have been well studied by, for example, the slip-line theory, the processes toward the final states from their virgin configuration have not been traced successfully by numerical methods. The most important behavior to be predicted is so-called the localization of deformation which is supposed to start developing in earlier stages of deformation than the ultimate state. We model such localization by incipience of shear bands which is also one of the bifurcation models in order to examine possibilities of existence of localized deformation in geomaterials. As for the incremental elasto-plastic constitutive relations, the non-coaxiality in flow is taken into account. Numerical results show that the tendencies of localization characteristics are similar to those of experiments and of inverse tsunami analyses.

Key Words : localization, shear bands, geomaterials, non-coaxiality, tsunami, bifurcation, silent earthquake

1. まえがき

日本海中部地震などの津波では、沿岸への到達時刻が数値予測と実測とで合わない¹⁾²⁾など、津波発生条件としての海底の地盤挙動を正確に予測していない可能性を示している。近年、地震学では非地震型変形や断層の分岐構造が提案され、日本海中部地震津波においてもこれらを考慮した新しい波源モデルが提案されている¹⁾²⁾。しかし、断層の発生は地盤の破壊を伴う終局状態であり、地震の発生は避けられない。ところが、津波から逆算して求められた津波発生位置の付近には、ほとんど余震が観測されていない。このことは、終局状態に至る前に大きな塑性変形が起こった可能性を示唆しており、クリープによる変形を原因とする研究¹⁾もある。事実、津波が発生してから地震が起こったという報告もある¹⁾²⁾。

また、未固結な地盤に立地する重要構造物にとって、その直下あるいは近隣の基盤岩に断層が存在する場合、断層変位によって発生する地盤の挙動を予測することは重要である。特に発電施設の場合には、地表の変位挙動予測が重要視されている。しかし逆断層に対する模型実験を対象にした数値シミュレーション³⁾では、変位に対してはオーダーの異なる結果しか得られていない。しかも従来の完全塑性により求められるすべり線場の理論が、正断層や低角な逆断層に対して正確なすべり線を予測できないことも実験結果は示している⁴⁾。

以上のような現象では、終局に至るまでの間に多くの

局所化した変形が随所に発達することを考慮する必要性を示している。このような局所化された変形を塑性軟化等の構成則を用いた有限要素法で予測する研究もあるが、ある種の分岐現象としてとらえる手法も古くから用いられている。例えば Hill and Hutchinson⁵⁾ は、均質な平面引っ張り状態から解の唯一性が崩れる点を探す分岐解析を行うことでせん断帯の方向を計算できることを示した。同じ分岐条件を用いて引張試験片のどこに変形が集中するかを Iwakuma and Nemat-Nasser⁶⁾ は半解析的に予測している。ここでも後者の方法を用い、地盤の中で変形が局所化する可能性の高い部分の拡がり簡単な数値解析で示す。

ここで用いる変形局所化の条件は、もちろん構成則に大きく左右され、特にせん断弾性係数のオーダーと分岐応力のそれとがほぼ同じになることが解っている。そのため、ここでは非共軸性を有する非関連流れ則 J_2 塑性理論で地盤を近似する。もちろん構成関係を実測したわけではないのでひとつのモデルである。

2. せん断帯の発生規準

有限変形の枠組みの中での基礎支配方程式を列挙し、せん断帯の発生条件を定義する。

2.1 基礎方程式

空間固定のデカルト座標 $(x_i, i = 1, 2, 3)$ を定義し、ある変形状態を現配置とし、そこからの増分応力を

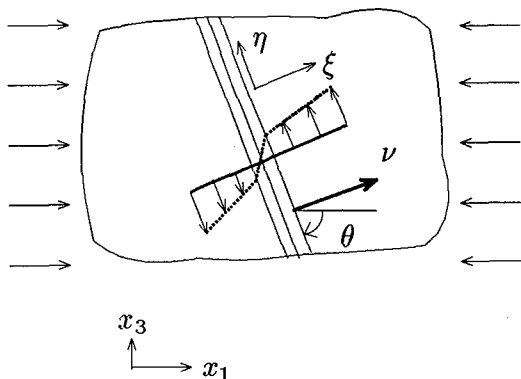


図-1 セン断帯の模式図

nominal 応力速度で記述すれば、物体力が無い場合の増分つり合い式は、

$$\dot{n}_{ji,j} = 0, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (1)$$

となる。ここに下付きコンマは次の添字座標に関する微分を表し、上付きドットは物質微分を表す。nominal 応力速度は構成則によく用いられる Cauchy 応力の Jaumann 速度と次の関係がある。

$$\dot{n}_{ji} = \overset{\nabla}{\sigma}_{ji} - D_{jk}\sigma_{ki} + W_{ik}\sigma_{kj} + D_{kk}\sigma_{ji} \quad (2)$$

ここに D_{ji}, W_{ji} は、それぞれ変形速度テンソルおよびスピントンソルである。

材料特性を記述する弾塑性構成則は、一般に仕事の観点から双対関係にあるもの同志を関係づけるのが望ましいため、一般には nominal 応力速度と速度勾配、あるいは、Cauchy 応力速度と変形速度という組合せを用いることが多い。これについての具体形は後述する。

増分境界条件は、幾何学的なものが例えば、

$$v_i = \text{given} \quad \text{on surface} \quad (3)$$

であり、力学的境界条件は nominal 応力速度を用いて、

$$\nu_j \dot{n}_{ji} = \dot{f}_i \quad (4)$$

で表わしてよい。ここに ν は標構での境界表面の外向き単位法線ベクトルであり、 $\dot{f}$ はその表面に作用する外力増分ベクトルを表す。

2.2 不連続面の存在

いわゆるせん断帯とは、ある不連続面をまたいでせん断変形速度に不連続があるものである。これを模式的に図-1 に示した。せん断帯は、その法線方向を ν で与えた帯の法線方向に速度勾配が「飛び移り」を有するモードでモデル化される。図-1 のような帯をまたいでその法線方向 ξ 方向に速度勾配の不連続が存在することから空間固定座標系の速度勾配で表した分岐モードは、

$$\langle v_{i,j} \rangle = \left\langle \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right\rangle = \left\langle \frac{\partial v_i}{\partial \xi} \right\rangle \frac{\partial \xi}{\partial x_j} = g_i \nu_j, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (5)$$

と表される。ここで g_i は不連続量であり、 g と ν は、ともに一様でない変形場における空間座標の関数である。また $\langle \cdot \rangle$ は不連続面前後のずれ量を示している。

このような不連続場が連続体中で可能であるためには、その不連続面をまたいで速度そのものが連続し、さらに、表面力増分が連続していなければならない。従って、式 (4) の力学的境界条件式より、

$$\langle \dot{n}_{ji} \rangle \nu_j = 0 \quad (6)$$

が成立しなければならない。これに構成則と速度勾配の不連続条件式 (5) を代入し、非零の g_k が存在する条件が、その点で局所化発生条件となる。

2.3 平面ひずみ問題におけるせん断帯発生規準

ここでは、地盤解析を行う際にもっとも簡単な問題として平面ひずみ問題を取り上げ、前節の規準を用いてせん断帯の発生条件の具体形を示す。

例えば弾塑性構成則が次のように表されるものとする。

$$\begin{aligned} \overset{\nabla}{\sigma}_{11} &= a_1 D_{11} + 2a_2 D_{13} + a_3 D_{33} \\ \overset{\nabla}{\sigma}_{33} &= b_1 D_{11} + 2b_2 D_{13} + b_3 D_{33} \\ \overset{\nabla}{\sigma}_{13} &= c_1 D_{11} + 2c_2 D_{13} + c_3 D_{33} \end{aligned} \quad (7)$$

これを式 (2) に代入し、式 (6) の局所化発生条件に代入すると、 g_1, g_3 に対する連立同次方程式になるが、 g_1, g_3 が非零解を持つための条件から、局所化発生条件の具体形は、

$$\begin{aligned} &[(a_1 c_2 - c_1 a_2) + \tau(a_1 + t c_1)](\nu_1)^4 \\ &+ [(a_1 b_2 - b_1 a_2 + a_1 c_3 - c_1 a_3) \\ &+ \tau\{2a_2 + t(a_1 + b_1 + 2c_2)\}](\nu_1)^3 \nu_3 \\ &+ [(a_1 b_3 - b_1 a_3 + c_1 b_2 - b_1 c_2 + a_2 c_3 - c_2 a_3) \\ &+ \tau\{(a_3 - b_1) + t(2b_2 + 2a_2 + c_1 + c_3)\}](\nu_1)^2 (\nu_3)^2 \\ &+ [(a_2 b_3 - b_2 a_3 + c_1 b_3 - b_1 c_3) \\ &- \tau\{2b_2 - t(a_3 + b_3 + 2c_2)\}]\nu_1 (\nu_3)^3 \\ &+ [(b_3 c_2 - c_3 b_2) - \tau(b_3 - t c_3)](\nu_3)^4 = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

となる。ここに、

$$\tau = \frac{1}{2}(\sigma_{11} - \sigma_{33}), \quad t = \frac{\sigma_{13}}{\tau} \quad (9)$$

とした。非圧縮性材料の場合は構成則が式 (7) に静水圧速度成分を含んだ形で表わされるが、局所化条件の誘導は同様の方法で可能なので、ここでは割愛する。

3. 地盤材料のモデル

砂や岩などの地盤材料の構成モデルとして、通常の J_2 流れ理論に拘束圧依存性と体積変化の塑性成分を考慮した塑性モデルはいくつか提案されている。ここでは、地盤挙動をより良く表現し得るように非共軸の塑性流れ則も考慮し修正を加えたものを用いる。

金属で標準的に用いられる基礎的塑性理論の J_2 流れ理論に、拘束圧依存性と塑性体積変化とを考慮した構成則はいくつかあるが、ここではさらに非共軸性を加えたモデルの一つとして、次のようなモデル⁶⁾を用いた。

これは、非関連流れ則の一種で、降伏関数 f 、塑性ポテンシャル g を次式で与えている。

$$\begin{aligned} \text{降伏関数: } f &\equiv \bar{\sigma} - F(I_1, \Delta^p, \bar{\epsilon}^p), \\ \text{塑性ポテンシャル: } g &\equiv \bar{\sigma} - G(I_1, \Delta^p, \bar{\epsilon}^p) \end{aligned} \quad (10)$$

ここに、

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}^2 &= J_2 \equiv \frac{1}{2} \sigma'_{ij} \sigma'_{ij}, \quad I_1 \equiv \frac{1}{3} \sigma_{kk}, \\ \Delta^p &= \int_0^{\theta} \frac{\rho_0}{\rho} D_{kk}^p d\theta, \quad \bar{\epsilon}^p = \int_0^{\theta} (2D_{ij}^{p'} D_{ij}^{p'})^{1/2} d\theta. \end{aligned} \quad (11)$$

であり、添字 p は塑性部分を意味し、 ρ と ρ_0 はそれぞれ変形後と初期の密度、 Δ^p は初期形状に対する塑性体積ひずみ、そして $\bar{\epsilon}^p$ は相当塑性せん断ひずみ、 θ は履歴に関するパラメータを意味する。そして、 D_{ij}^p は変形速度テンソルの塑性成分、 $D_{ij}^{p'}$ はその偏差成分であり、 σ'_{ij} は偏差応力成分である。また $\bar{\sigma}$ は相当応力とも呼ばれ、 I_1 は応力の第一不変量である。変形速度テンソルの弾性部分 D_{ij}^e は、Hooke の法則で与えられるものとすれば、

$$D_{ij}^e = \frac{1}{4\mu} (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \sigma'_{kl} + \frac{1}{3\kappa} \delta_{ij} \delta_{kl} \frac{\nabla \sigma_{kl}}{3} \quad (12)$$

という関係になる。ここに、 μ と κ はせん断弾性係数と体積膨張率である。

塑性ひずみによる変形速度テンソル D_{ij}^p は、式 (10) を用いると、

$$D_{ij}^p = \frac{1}{H} \left(\frac{\sigma'_{ij}}{2\bar{\sigma}} + \frac{\beta}{3} \delta_{ij} \right) \left(\frac{\sigma'_{kl}}{2\bar{\sigma}} + \frac{\alpha}{3} \delta_{kl} \right) \frac{\nabla \sigma_{kl}}{3} \quad (13)$$

となる。ここに、 H は硬化係数であり、

$$H \equiv 3 \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial G}{\partial I_1} \frac{\partial F}{\partial \Delta^p} + \frac{\partial F}{\partial \bar{\epsilon}^p} \quad (14)$$

さらに、

$$\alpha \equiv -3 \frac{\partial F}{\partial I_1}, \quad \beta \equiv 3 \frac{\partial G}{\partial I_1} \quad (15)$$

と定義した。 α は内部摩擦係数、 β はダイレタンシー係数と呼んでもよい。

式 (13) は、応力増分テンソルと変形テンソルの塑性成分とが共軸性を有している。しかし、すべりと変形の局所化に対する非共軸性の影響は大きいというのが一般的に良く知られており、特に地盤材料ではよく考慮されている特性のひとつである。このことは、降伏曲面に角点が存在することによる塑性ひずみ増分方向の多様化等で解釈されることもある。この非共軸性を滑らかな塑性ポテンシャルの存在のもとで、例えば、塑性増分仕事をしないようにモデル化することもできる。

すなわち、式 (13) に非共軸性を加えた構成モデルとして次のように修正する。

$$\begin{aligned} D_{ij}^p &= \frac{1}{H} \left(\frac{\sigma'_{ij}}{2\bar{\sigma}} + \frac{\beta}{3} \delta_{ij} \right) \left(\frac{\sigma'_{kl}}{2\bar{\sigma}} + \frac{\alpha}{3} \delta_{kl} \right) \frac{\nabla \sigma_{kl}}{3} \\ &+ A \left\{ \sigma'_{ij} - \frac{1}{2\bar{\sigma}^2} \sigma'_{kl} \nabla \sigma_{kl} \sigma'_{ij} \right\} \end{aligned} \quad (16)$$

ここに、右辺第一項は式 (13) と同じものであり、第二項目が新たに加えた非共軸性を代表する項である。 A は材料定数、あるいは変形履歴依存の係数である。

$D_{ij} = D_{ij}^e + D_{ij}^p$ に式 (12) と式 (16) とを代入して次の式が導かれる。

$$\begin{aligned} \nabla \sigma_{ij} &= \left\{ \bar{\mu} (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) + \left(\kappa - \frac{2}{3} \bar{\mu} \right) \delta_{il} \delta_{jk} \right\} D_{kl} \\ &+ (\mu - \bar{\mu}) \frac{1}{\bar{\sigma}^2} \sigma'_{ij} \sigma'_{kl} D_{kl} \end{aligned} \quad (17)$$

$$- \frac{1}{H + \mu + \kappa \beta \alpha} \left\{ \mu \frac{\sigma'_{ij}}{\bar{\sigma}} + \kappa \beta \delta_{ij} \right\} \left\{ \mu \frac{\sigma'_{kl}}{\bar{\sigma}} + \kappa \alpha \delta_{kl} \right\} D_{kl}$$

ここに、

$$\frac{1}{\bar{\mu}} \equiv \frac{1}{\mu} + 2A \quad (18)$$

と定義した。式 (17) 第 1 項目より明かなように $\bar{\mu}$ は見かけ上の接線せん断係数であり、非共軸性がせん断抵抗を低くしている。式 (17) と式 (7) を比較すれば a_i , b_i , c_i を求めることができ、それを式 (8) に代入することによって局所化の条件を得る。

4. 数値解析例

前章の構成則を用いて式 (8) を満足する ν を求めるが、同式は材料定数および応力に依存しており、現配置における応力状態を知る必要がある。厳密には増分方程式を荷重とともにその履歴を求める必要があるが、ここではある応力状態にある地盤の分岐点のみに対象を限定していることから、もっと単純な概算を試みる。例えば文献⁶⁾では静力学的許容場を用いているが、ここでは対象を Hooke の線形弾性体として微小変位理論の枠内の有限要素法から求まる応力で近似する。実際には局所化が起らなければ、零次近似的な応力分布と考えられるが、局所化が部分的に発生しても系全体が不安定になるような終局段階でない限り、その大局的な応力状態はそれ程急変しないとも予想されるため、このような近似を用いる。ここでは応力分布を知るためだけなので平面ひずみの定ひずみ三角形要素を用いた。

4.1 日本海中部地震における海底地盤挙動への適用

日本海中部地震津波の発生した海底地盤で、局所化された大きな塑性変形によって二次的な津波が起こる可能性を検討する。

(1) 有限要素モデルと材料定数

日本海中部地震において震源と考えられている断層のうち南主断層をモデル化し、図-2 に示すような有

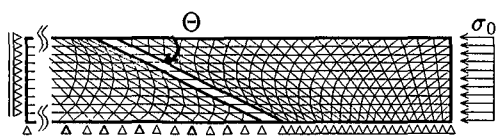


図-2 有限要素メッシュ・1

表-1 日本海中部地震発生地盤における材料定数

深さ (km)	E (GN/m ²)	ν
0 ~ 2.0	11	0.27
2.0 ~ 7.0	78	0.26
7.0 ~ 14.0	120	0.25
14.0 ~	180	0.26

有限要素モデルにした。境界の影響をできるだけ低減させるために、解析対象は対象地盤の深さ h の4倍程度とし、文献⁷⁾等の余震分布から具体的には $14 \text{ km} \times (56 + 14/\tan \Theta) \text{ km}$ の矩形領域を、880要素で解析している。ここに Θ は断層が地表面となす角度で、地表面を規準に時計周りを正としている。メッシュに尖り点が生じないこと、せん断帯の発生レベルの低い場所である程度の精度を保持するため図-2に示すような形状とし、深さ方向に10分割、断層を挟んだ両側面の境界から断層までをそれぞれ20分割している。メッシュ形状に細長い三角形があつて精度に問題が出そうだが、ここでは単純な線形解析なので簡単なメッシュパターンを用いた。また、三角形の向きも結果に影響を与えるが、地盤挙動の定性的な性質を把握する上で問題はなかった。境界条件については、断層を含む地盤の右端面で σ_0 の圧縮力を加えた。岩盤各層の弾性波速より材料定数を求めたのが、表-1である。

断層そのものはすべり摩擦のみを持つ厚さの無い領域でモデル化するのが望ましいと考えられるが、その摩擦抵抗則も明らかになっていない点を考慮し、簡単のために、ここでは柔らかい Hooke 弾性材料でモデル化した。具体的には、

$$E = 10 \text{ (MN/m}^2\text{)}, \quad \nu = 0.26 \quad (19)$$

としている。このヤング率は表-1にある地盤材料のそれより小さいオーダーのものを数種類用いて試算したが、局所化発生の際の外力レベル、せん断帯の向き及び発生位置はこのヤング率を式(19)のオーダーより小さくしても結果にほとんど差が生じないことから設定したものである。

(2) 局所化開始に対する材料定数の影響

材料定数を我々は実測していないので、まず各パラメータの影響を調べる。材料の影響のみの検討なので層

構造にせず、一様な材料を対象とした。弾性係数は表-1のうちの一つを用い、塑性に関しては、

$$0 \leq \alpha \leq 0.1, \quad 0 \leq \beta \leq 0.01, \quad (20)$$

$$0.001 \leq \frac{\bar{\mu}}{\mu} < 0.1, \quad 0.001 \leq \frac{H}{\mu} < 0.1$$

の範囲で変動させた。この値は文献⁶⁾で用いた金属材料のものであるが、参考として用いた。その結果、この範囲内で局所化に最も影響を及ぼすのは $\bar{\mu}/\mu$ 、つまり非共軸性パラメータであった。言い換えると、みかけの接線せん断係数が十分小さくならないと、この理論で求まる分岐荷重は現実的にならない。残念なことに、実際の岩盤のこのようなパラメータは測定されておらず、以上の結果から、ここでは文献⁶⁾で用いたある種の高張力鋼の材料定数モデル

$$\alpha = 0, \quad \beta = 0, \quad (21)$$

$$\frac{\bar{\mu}}{\mu} = 0.028, \quad \frac{H}{\mu} = 0.0015$$

を用いることにした。この選択に必然性は全くない上に、後2者の値に結果が敏感であることを注記しておきたい。

(3) 局所化可能性の分布と日本海中部地震津波の波源予測

非地震性津波の発生源を、この局所化された変形域として捉えられないかを検討したい。もちろんここではせん断帯発生後の挙動を記述していないため、実際に津波源となるような変形が生じるか否かの検討はできない。いわば発生源の必要条件として求める。まず、層構造を無視した平均場で検討する。

津波の平均変動水量と断層パラメータとの関係式から、断層付近の剛性率が $\mu = 30 \sim 40 \text{ (GN/m}^2\text{)}$ と求められている⁷⁾が、これは表-1の μ の層構造の層厚加重平均値、 $35.6 \text{ (GN/m}^2\text{)}$ とほぼ等しい。ヤング率、ポアソン比も同様な方法で加重平均し、

$$E(\text{平均}) = 89 \text{ (GN/m}^2\text{)}, \quad \nu(\text{平均}) = 0.26 \quad (22)$$

とした。断層の傾きは余震分布をもとに $\Theta = 20$ 度を設定し、その幅を 4.2 km とした。

図-3に各地点でせん断帯発生条件式(8)を満足する最小の外力 σ_0 の値をコンターラインで示した。同図においてコンターラインは $280, 420, 560, 700 \text{ MPa}$ の値について描かれている。最初に局所化するのは図中の点Pで、せん断帯の向きは $\theta = 33.4$ 度、 -42.7 度である。ここに θ も図-2の Θ と同様、時計周りを正とした。主断層のすべりに伴い、基部からせん断帯が発生するが、その向きは必ずしも主断層に 90 度の方向とは限らない。

せん断帯の発生条件は必要条件であるが、発生した帯内の構成則を実測できていないため、最初の帯発生後の履歴を追うことはできない。つまり、最も低い応力状態で局所化が発生すると考えられる場所以外は意味をなさないかもしれない。なぜなら現実には、もしこの変形が

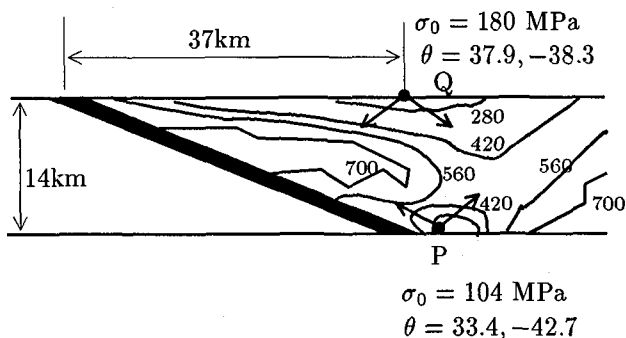


図-3 均一層の場合の限界応力 σ_0 のコンターライン

真実だとすると、ここに別のメカニズムや大きな塑性変形が生じ、応力場もここで用いた場とは異なるはずである。しかし、根拠がないことではあるが、せん断帯の伝播則も明らかでない現状で、この局所化された変形は局所的にではなく巨視的にはそれ程大きな応力場の乱れを発生しないと考える。

津波発生源となりうる海底面に注目すると、点Pの外力レベルより少し高いレベル $\sigma_0 = 180$ MPa で点Qに局所化が発生する。つまり、活断層が動き、点Pで大きな変形が発生するものの、その動的な変動と併行してほぼ同じ様な外力レベルで、海底面も変形が局所化する可能性を示している。この点Qは、海底面に現れた活断層中心から秋田側に約37 kmの位置にあたるが、ここは文献¹⁾²⁾による津波の数値逆解析から求まる津波発生源位置(秋田側40 km)に非常に近い。このせん断帯が、地震を起さないくらいゆっくりかつ津波を起す程の大きさの変形をすれば、津波源になり得ると考える。

文献⁸⁾に比較されている各断層モデルから算定される地震による地殻開放応力は $\Delta\sigma = 2.5 \sim 17.5$ (MPa) になる。通常全ての地殻応力が一地震で開放されるとは考えておられず、実際に作用している地殻応力は $\Delta\sigma$ の一つオーダーの大きい程度と考えられている。従って実測とモデルから推定される地殻応力 σ_0 は $25 \sim 175$ MPa のオーダーであり、図-3に示されたせん断帯発生応力の180 MPaがそれ程非現実的な値ではないことは明らかである。もちろんこの値は塑性パラメータに依存していることは注記したい。とくに $\bar{\mu}$ の値を2倍程度にすると分岐外力 σ_0 も50%増くらいになる。

(4) 層構造を考慮した場合

次に表-1で示したような三層構造になっている場合を解析したのが図-4である。 σ_0 に対するコンターラインの値は、125, 200, 275, 350, 425 MPaについて示した。塑性のパラメータは、各層とも均一層の場合と同じにした。

この場合は海底面の点Qの方が先に局所化するが、その位置は活断層中心から秋田側へ13.5 kmと、津波からの予測とは合わない。結局層状にしたことにより、

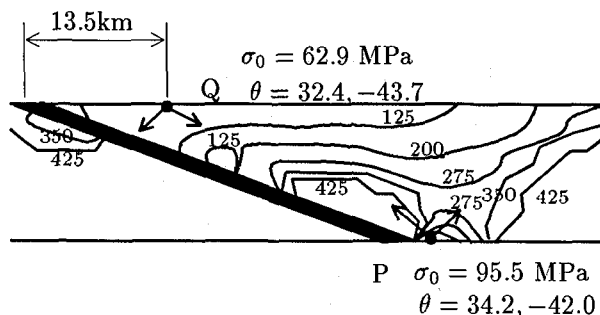


図-4 層構造の場合の限界応力 σ_0 のコンターライン

応力レベル分布が変化し、最上層内で図-3の単一層と同じことが起ったため、位置が活断層端に近づいていると考えられる。ただ、変形の局所化が起る外力レベルはかなり下がり、現実的な値となったことは興味深い。

(5) 活断層の分岐断層

活断層が海底に現れた所でない場所で津波が起る原因を論じるとき、剛塑性体等の双対すべり線がこの活断層に直交する方向へ発生し、その延長線上でもう一つの海底地形変動が起るとする説もあるようだ。しかし、ここでの結果を見る限り、一つのすべり線モデルとしてのせん断帯の発生方向は必ずしも活断層に直交せず、構成則に依存してかなり異なる方向を取る。しかも、活断層基部あるいは途中で発生したせん断帯がこのような応力場の中で直進するとも考え難く、分岐断層といったものに原因を求めるのは無理がある。またそのような予測のためにはやはり、活性化されたせん断帯内の構成則を知り挙動を追跡する必要がある。

4.2 活断層付近の地盤の局所化

活断層の近隣に構造物がある場合の地盤挙動に関する研究として図-5に示すような長さ165 cm、幅40 cm、高さ50 cmの土槽を用いた層厚40 cmの豊浦砂に対する縦ずれ断層の室内模型実験³⁾がある。実験では基盤の断層位置を境に右側底面に鉛直上向きに v 、水平左向きに $u = v/\tan\theta$ の強制変位を与えて断層角 θ の断層変位が発生したときの地盤挙動測定している。この場合、上層の砂層のどこに変形の局所化が発生するのかを予測することは、特に重要構造物の立地条件を考える場合に必要である。この問題でも、前節と同様の解析を試みる。

(1) 解析モデルと材料定数

解析モデルは図-6に示したように、左右の境界の影響を受けないように水平方向に十分な距離を取り、右側面は右底面と等しい強制水平変位をする鉛直ローラー支承、また、強制変位を与えない左側は底面を固定境界、側面は鉛直ローラー支持とした。有限要素メッシュは強制変位を与える向きにすべり難いように、断層と鋭角に

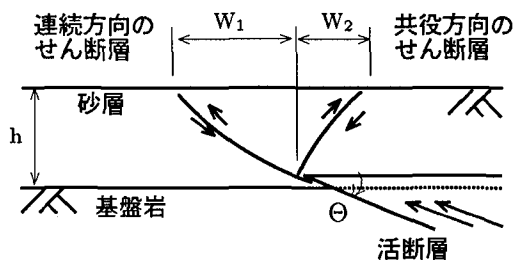


図-5 断層の室内模型実験の概略

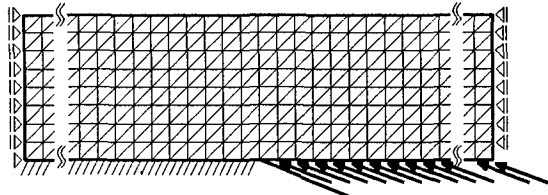


図-6 有限要素メッシュ

なるような三角形を用い、深さ方向には8分割である。

構成則は前節と同じ非共軸モデルを用いるが、パラメータは実験結果から与える。文献³⁾の平面ひずみ圧縮試験結果を大略に描いたのが図-7であるが、 $\sigma_3 = 49$ kPaとして実験は行われている。この図を $\sigma_1 \leftrightarrow \varepsilon_a$ の一軸圧縮試験結果とみなす。ダイレタンシーや圧縮性は砂にとっては重要な要因ではあるがここでは材料定数のオーダーを知るためだけに、簡単のため、式(16)の構成則で、

$$\kappa \rightarrow \infty, \quad \alpha \rightarrow 0, \quad \text{and} \quad \beta \rightarrow 0 \quad (23)$$

とし、非圧縮性でダイレタンシーと弾性での体積変化を無視すると式(16)は

$$\begin{aligned} \nabla \sigma_{ij} = & \frac{1}{\frac{1}{2\mu} + A} D_{ij} \\ & - \frac{1}{\frac{1}{2\mu} + A} \frac{\mu(1-2HA)}{\mu+H} \frac{\sigma'_{ij}\sigma'_{kl}}{2\sigma^2} D_{kl} + p \delta_{ij} \end{aligned} \quad (24)$$

となる。ここに、 p は静水圧成分である。この式から σ の一軸状態の接線係数を図-7に示した破線で近似することにより、

$$\begin{cases} \frac{H}{\mu} = 0, & \sqrt{3J_2} \geq \sigma_Y, \\ \frac{H}{\mu} = 0.02, & \sqrt{3J_2} < \sigma_Y \end{cases} \quad (25)$$

とした。Poisson比は仮定である。また図より、

$$\sigma_Y = 360 \text{ (GPa)} \quad (26)$$

とした。

再度非共軸性パラメータ A の影響を調べてみたのが表-2である。 A の値を変化させて、せん断帯が発生するときの断層変位量を比較したものである。実測では砂層のすべり線が地表に到達するのは、 $v_0/h = 3 \sim 6$

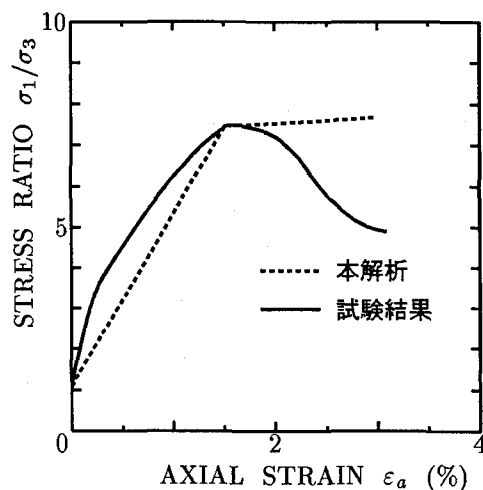


図-7 平面ひずみ圧縮試験の応力比 - 軸ひずみ関係

表-2 $\bar{\mu}/\mu$ の値と分岐レベル v_0/h の関係: 逆断層 15 度, $H/\mu = 0.02$

$\bar{\mu}/\mu$	1 ($A \equiv 0$)	0.1	0.01	0.001
v_0/h	0.82	0.082	0.025	0.0025
θ	64.4, -35.5	74.7, -45.6	-75.5	-75.5

%であったことを考えると、 $\bar{\mu}/\mu$ の値はある程度小さい材料としてモデル化されない限り、本手法は使えないことを示している。ちなみに、 $\bar{\mu}/\mu = 0.001$ と固定して α と β を前節にある範囲で変化させたが、結果への影響はほとんど見られなかった。

以上の結果から、この解析でも前節と同じパラメータを用いることにし、

$$\alpha = 0, \quad \beta = 0, \quad \frac{\bar{\mu}}{\mu} = 0.028 \quad (27)$$

とした。以下の図におけるコンターは、分岐を起こす鉛直断層変位 v_0 が 0 ~ 20 % の範囲にあるものだけを示している。

(2) 局所化発生域の拡がり

正断層の場合が図-8である。実験では断層の真上方向に向かう複数本のすべり線が確認されるが、本解析においてもほぼ真上方向と斜め左方向にコンターラインが集中して伸びている。ただ、有限要素のメッシュパターンによって異なる結果が出ることが分かっていて、例えばこの正断層 30 度の場合の結果を図-9に示した。点線は、活断層の向きを延長し、それに連続する向きを示したものである。その結果、局所化が最初に発生する位置やその分岐レベル v_0/h にそれほど変化は無いが、せん断帯の拡がる方向には影響を与えている。これについ

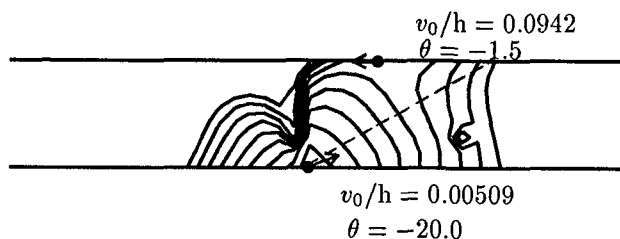


図-8 模型実験に対する解析, 正断層 30 度 v_0/h

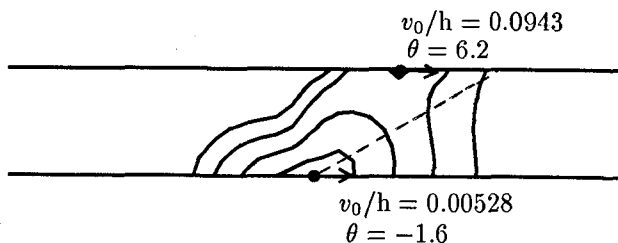


図-9 模型実験に対する解析, 逆向きの要素を使った場合, 正断層 30 度 v_0/h

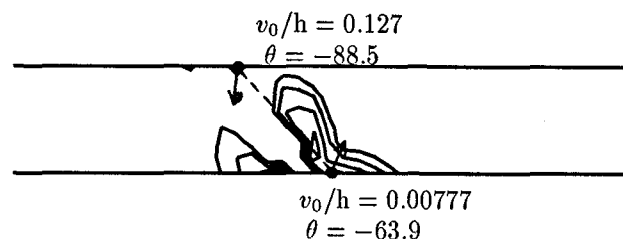


図-10 模型実験に対する解析; 逆断層 45 度 v_0/h

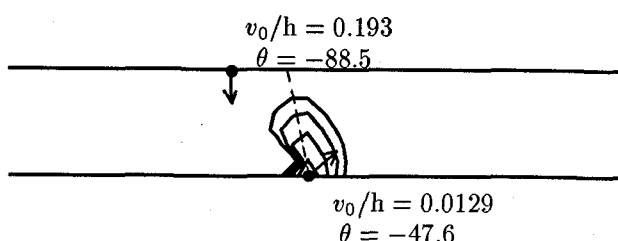


図-11 模型実験に対する解析; 逆断層 75 度 v_0/h

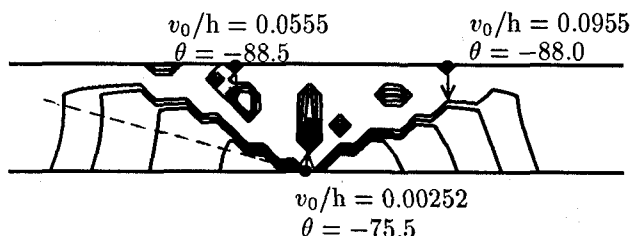


図-12 模型実験に対する解析; 逆断層 15 度

ては、メッシュを細かくすることや高次要素を用いることで解決すると期待できるが、元々近似解であり、限界変位には影響を及ぼさないでそれ以上の検討をしていない。

中角及び高角な逆断層の例として、45 度の場合を図-10 に、75 度の場合を図-11 に示す。せん断帯発生の可能性を示すコンターラインの位置は、もっと低角の 15 度の場合の図-12 に比べ集中した領域に生じている。また、中角、高角の逆断層では両者とも断層に共役な方向に進むコンターラインは見られないが、模型実験でも共役なすべり線は確認されていない。しかし、コンターラインの進む方向は実験に見られるような断層の延長線上には連続せず、特に、45 度の場合それを挟むような 2 領域で伸びて行く。

図-12 はきわめて低角の逆断層 $\theta = 15$ 度の場合の例である。下方基盤側の変形局所化がまず活断層地点で生じ左右上方に低角のまま広がっていく。その他の地表面での局所化は活断層変位がさらに 1 オーダー大きくなってから発生する。最初のせん断帯は、活断層と約

90 度の方向の -75.5 度に生じる。つまり、図-5 にも示したように、よく用いられるすべり線理論による共役な方向にすべるせん断帯の発生が計算でも予測されるが、その後のせん断帯発生位置はもっと低角の部分である。実はこれは模型実験でも観察されたことで、発達していくすべり線は活断層の延長方向のグループと、右方低角の方向に進むグループであった。つまり、ここで考えたような簡便な方法は低角逆断層のような特別な場合以外には使えないのかもしれない。また、定量的な予測も難しい。

(3) 地表での局所化位置

さらに文献³⁾では、すべり線の砂層表面の到達位置に対して実験結果と剛完全塑性理論に基づいた理論値との比較がなされている。本論文では、砂層表面で最も早くせん断帯が発生する可能性のある位置をその到達点とみなし、同様の比較を行ったのが図-13 である。この図は図-5 に示すように、断層と連続な方向を正とする砂層表面でのすべり線の到達位置の水平距離 W と断層の角度の関係を表したもので、同文献の実験値、理論値も示した。本解析では、明らかに砂層表面でせん断帯が最初に発生する位置は、実験値から得られるすべり線の到達位置とは異なっている。

一方、表-3 は、表面でのせん断帯発生位置の分岐レベル $(v_0/h)_s$ と、せん断帯がいちばん早く発生する場所での分岐レベル v_0/h を比較したものである。せん断帯発生開始点に比べかなり断層が動いてからしか変形の局所化が起らないことを示している。

表-3 砂層表面での分岐レベル $(v_0/h)_S$ と局所化開始点での分岐レベル v_0/h の比較

逆断層	15 度	45 度	75 度
$\frac{(v_0/h)_S}{v_0/h}$	22.0	16.3	15.0
正断層	60 度	30 度	
$\frac{(v_0/h)_S}{v_0/h}$	15.0	18.5	

5. 結語

地盤の終局強度を予測する場合、通常の完全塑性体のすべり線理論という極限解析の結果は、まさに終局状態しか予測しておらず、その状態に至るまでに多くの大きな変形や変形の局所化が発生していることを考慮にいていない。この研究では、有限要素法で求めた応力状態が現配置における応力状態であると近似し、その状態でせん断帯の発生条件を調べることで、どのような位置で局所化が発生する可能性があるかを検討した。

例として、日本海中部地震津波と基盤の断層変位に対する模型実験とを対象にした。日本海中部地震の場合、非常に大まかな均質材料でできた地盤でのシミュレーション結果は、津波の伝播から予測されるその発生源近くに変形の局所化の可能性を示した。さらに、実際に基づいた層構造で問題設定をした場合はその分岐外力レベルを現実的なオーダーまで下げることが示した。また砂地盤の模型実験については、低角な逆断層の場合に、実験結果に見られる変形局所化の位置に、コンターが密集しているということが見られた。面倒な非線形解析をしない方法であることを考えれば、適当な精度で大略な予測ができるものと確信する。本研究では構成則に非共軸性を取り入れないと分岐応力レベルが現実的なものにならないという知見を再確認できた。今後は、大変形と進行性を考慮した構成則の構築、解析法の研究が当然ながら必要である。

謝辞： この研究は平成 7 年度文部省科学研究費補助金・一般研究（代表者 岩熊哲夫）の一部として行なった。

参考文献

- 1) Shuto, N., Chida, K., Imamura, F.: Generation mechanism of the 1983 Nihonkai - Chubu earthquake

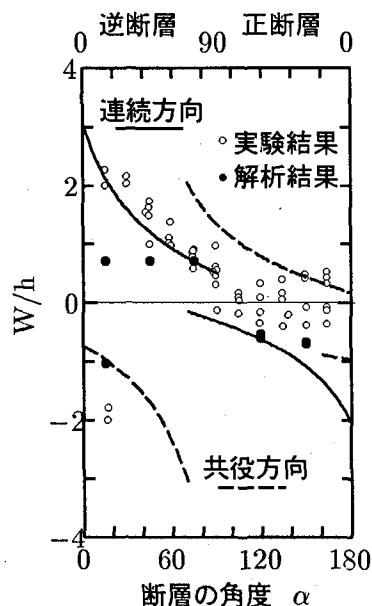


図-13 セン断層が砂層表面に到達する位置

tsunami, *Proceedings of the IUGG / IOC International Tsunami Symposium*, pp.9-21, 1993.

- 2) 千田 健一: 日本海中部地震津波の波源の再検討, 東北大学修士論文, 1993.
- 3) 谷 和夫: ジョイント要素を用いた FEM による逆断層の模型実験のシミュレーション, 地盤の破壊とひずみの局所化に関するシンポジウム発表論文集, 土質工学会, pp.215-222, 1994.
- 4) 谷 和夫: 基盤の断層変位に伴う砂層内の不連続面の形状と位置 (第 2 報), 土木学会第 46 回年次学術講演会, 土木学会, pp.512-513, 1994.
- 5) Hill, R. and Hutchinson, J. W.: Bifurcation phenomena in the plain tension test. *Int. J. Mech. Phys. Solids*, Vol.23, pp.421-441, 1975.
- 6) Iwakuma, T. and Nemat-Nasser, S.: An analytical estimate of shear band initiation in a necked bar. *Int. J. Solids Structures*, Vol.18, pp.69-83, 1982.
- 7) 首藤 伸夫 (研究代表者): 日本海中部地震津波の発生・増幅機構と破壊力, 文部省科学研究費自然災害特別研究成果, 1988.
- 8) 佐藤 良輔 編著: 日本の地震断層パラメータ・ハンドブック, 鹿島出版会, 1989.
- 9) 日本材料学会 編: 岩の力学, 丸善株式会社, 1994.

(1995 年 9 月 18 日 受付)