

## クリティカルテーパーモデル - 土質力学の基礎からの導入

高下 裕章<sup>1</sup>・野田 篤<sup>1</sup>

Koge Hiroaki and Noda Atsushi (2020) Critical taper model - Introduction from soil mechanics. *Bulletin of the Geological Survey of Japan*, vol. 71 (1), p. 49–61, 13 figs.

**Abstract:** Critical taper model was based on soil mechanics and devised to explain the relationship among the prism form of the fold-and-thrust belt or the accretionary wedge and the friction of the décollement. With this mechanical model, regarding the friction of the décollement, we can discuss (1) the comparison of each subduction zones, (2) the spatial distribution within a single subduction zone, or (3) the time change of single cross-section. However, this critical taper model has few users in the geological research in Japan. This might be because that critical taper is needed to learn soil mechanics, which is mainly used in the field of civil engineering in Japan, or there is almost no detailed review written in Japanese. In this paper, in order to help for the understanding of critical taper model, first, we introduce critical taper model from the basics of Mohr-Coulomb failure criteria in soil mechanics and show how it was used and calculated in three cases.

**Keywords:** Subduction zone, critical taper model, soil mechanics, structural geology

### 要 旨

クリティカルテーパーモデルはプレート収束域に向かって先細る楔形を示すfold-and-thrust beltや付加体の断面形状と断層強度の関係を理解するためのモデルとして土質力学を基礎に考案された。この理論モデルを用いることで、地形パラメータから(1)沈み込み帯同士の比較、(2)単一沈み込み帯内での空間分布の比較、(3)単一沈み込み帯内での時間変化の比較が可能となる。ただし、本理論は日本における地質分野では利用者が少ない。これは日本語による解説がほとんどないこと、土質力学を基礎とすることによると考えられる。本解説では、クリティカルテーパーモデルについての読者の理解の助けとなることを目的として、まず土質力学におけるモール・クーロンの破壊基準から一般的なクリティカルテーパーモデルを導入し、さらに最新の論文でどのように活用されているか、その計算方法までを紹介する。

### 1. はじめに

クリティカルテーパーモデル(Critical taper model, Critical taper theoryや臨界尖形理論などと称されるが、ここでは最も一般的な名称を用い、かつ日本語のものを使用して上述のように呼称する)は、プレート収束域に向かって先細る楔形(以下、ウェッジと呼ぶ)を示すfold-and-thrust

belt(褶曲・衝上断層帯)や付加体の断面形状と断層強度の関係を理解するためのモデルとして土質力学と地盤力学を基礎に考案された(Chapple, 1978; Davis *et al.*, 1983; Dahlen *et al.*, 1984)。クリティカルテーパーモデルは、その上面(付加体の海溝陸側斜面に相当)の傾斜 $\alpha$ とその底面(デコルマ面)の傾斜 $\beta$ が力学的に安定・不安定の境界となる臨界値を持ち、同一の力学条件下(主にデコルマとウェッジ内部の摩擦条件)ではウェッジが臨界状態(せん断破壊の局面)の形状を保って成長することを前提条件としている。つまり、ウェッジ形状から力学的なバランスを把握することができるため、このモデルを用いることで、(1)沈み込み帯同士の比較、(2)単一沈み込み帯内での空間分布の比較、(3)単一沈み込み帯内での時間変化の比較が可能となる。

このようにクリティカルテーパーモデルを用いることでウェッジ形状から力学条件を説明することができるが、斎藤ほか(2009)や小川(2010)を除いて日本語による解説がほとんどないこともあり、国内の地質分野では利用者が少ない。本解説は、クリティカルテーパーモデルの導入から活用までを詳しく紹介することで、クリティカルテーパーモデルについての読者の理解の助けとなることを目的としている。ここでは、まずモール・クーロンの破壊条件にはじまる土質力学の基礎部分を紹介した後に、クリティカルテーパーモデルを導入する。さらに、モー

<sup>1</sup>産業技術総合研究所 地質調査総合センター 地質情報研究部門(AIST, Geological Survey of Japan, Research Institute of Geology and Geoinformation)

\* Corresponding author: KOGE, H., Central 7, 1-1-1 Higashi, Tsukuba, Ibaraki 305-8567, Japan, Email: koge.h@aist.go.jp

ル・クーロンの破壊条件から拡張された土圧理論(例えば, Lehner, 1986)を導入することで, クリティカルテーパーモデルをより定性的に理解する. クリティカルテーパーモデルを土質力学から導入するに当たり本稿は式を多く含むので, 煩雑に感じた場合, 定性的な理解のために3.3節から読むのも良いと思われる. 最後に, 本研究に深く関連した先行研究例を用いて, 実際どのように計算を進めて議論するかを解説する.

## 2. 土質力学の導入

土及び岩石は, 圧縮とせん断に強く, 引張に弱い物質である. その強度を決定しているのは, 粒子の形, 圧密と続成の進行具合, 粒径分布である. それらの3つ要素は内部摩擦力と粘着力という2つの力に反映される. 内部摩擦力は土の噛み合いと摩擦による力であり, 粘着力は土を構成する粒子同士のファンデルワールス力によるものを指している(Jumkis, 1967). 土質力学は, このような内部摩擦力と粘着力で強度が決定する物質を対象にする.

低速度な堆積物で構成されているウェッジは内部摩擦力と粘着力で強度が決まるとみなすことが可能であるため, 土質力学の対象と近い条件と仮定することができる. このため, 土質力学を基礎とするクリティカルテーパーモデルの適用が十分可能と考えられる. 本節ではまずモール円を導入して, ブロックの任意面上の応力をブロック全体が受けている応力で記述する方法を導入する. 次に, 破壊条件におけるすべり面上の応力をブロック全体が受けている応力で記述することで, モール・クーロンの破壊条件を導く.

### 2.1 モール円

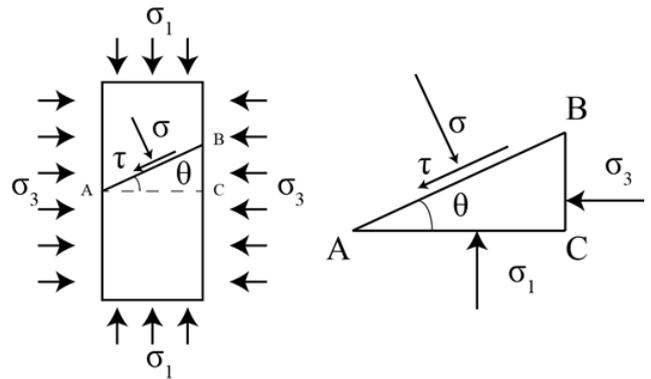
側方に無限に連続する土や岩石のブロックを仮定したとき, その任意の面ACから傾き $\theta$ を持つ面で受ける力 $\sigma$ と $\tau$ をブロックの外からの応力 $\sigma_1, \sigma_3$ で記述するためのモール円を導入する(第1図). ここで,  $\sigma$ は垂直応力,  $\tau$ はせん断応力,  $\sigma_1$ と $\sigma_3$ はそれぞれ最大主応力と最小主応力である. また, ここでは圧縮を正とする.  $\theta$ という面について考えるとき,  $AB=1$ とすると $AC=\cos\theta$ ,  $BC=\sin\theta$ が成立する.

ここで $\sigma_1, \sigma_3$ を第2図のように分解し,  $\sigma$ 方向と $\tau$ 方向でそれぞれつりあい式を使って整理する. まず $\sigma$ 方向について

$$\begin{aligned} \sigma \cdot AB &= \sigma_1 \cos\theta \cdot AC + \sigma_3 \sin\theta \cdot BC & (1) \\ \sigma &= \sigma_1 \cos^2\theta + \sigma_3 \sin^2\theta & (2) \end{aligned}$$

ここで半角の公式を確認すると

$$\sin^2 \frac{\alpha}{2} = \frac{1 - \cos\alpha}{2}$$



第1図 初期条件の模式図. 最大主応力と最小主応力 $\sigma_1, \sigma_3$ を受けるブロックの中で,  $\theta$ 傾いた面で受ける垂直応力 $\sigma$ , せん断応力 $\tau$ を考察する.

Fig. 1 Schematic diagram of initial conditions. The vertical stress  $\sigma$  and the shear stress  $\tau$  received on the  $\theta$  inclined surface can be described with the maximum and minimum principal forces  $\sigma_1$  and  $\sigma_3$ .

$$\cos^2 \frac{\alpha}{2} = \frac{1 + \cos\alpha}{2}$$

式(2)は

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_1 \frac{1 + \cos 2\theta}{2} + \sigma_3 \frac{1 - \cos 2\theta}{2} \\ &= \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} + \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \cos 2\theta \end{aligned} \quad (3)$$

となる. 同様に $\tau$ 方向についても計算する.

$$\begin{aligned} \tau \cdot AB &= \sigma_1 \sin\theta \cdot AC - \sigma_3 \cos\theta \cdot BC & (4) \\ \tau &= \sigma_1 \sin\theta \cos\theta - \sigma_3 \cos\theta \sin\theta \end{aligned}$$

$$= \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \sin 2\theta \quad (5)$$

(3), (5)より

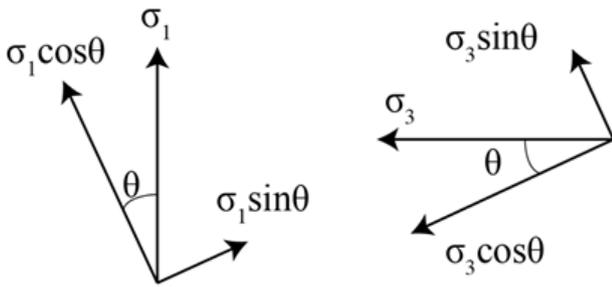
$$\left(\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}\right) \cos 2\theta = \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} - \sigma\right) \quad (6)$$

$$\left(\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}\right) \sin 2\theta = \tau \quad (7)$$

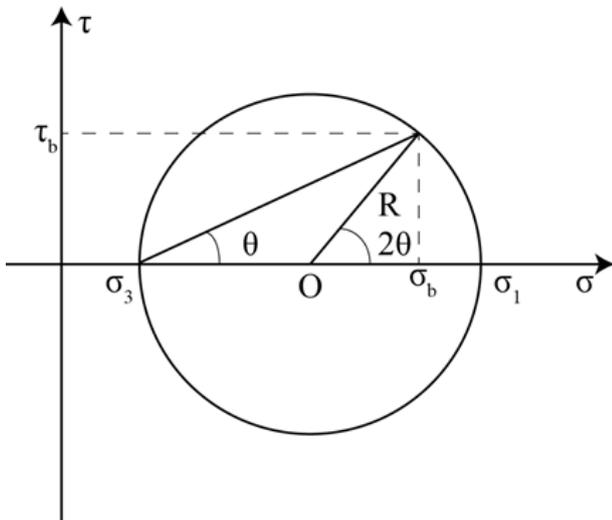
(6), (7)より

$$\left(\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}\right)^2 = \tau^2 + \left(\sigma - \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2}\right)^2 \quad (8)$$

この式は軸が $\sigma$ と $\tau$ なる関数とすれば, 半径 $R=(\sigma_1 - \sigma_3)/2$ , 中心 $O((\sigma_1 + \sigma_3)/2, 0)$ である円の方程式に他ならない. これがモール円である. この円は,  $(\sigma_1, \sigma_3)$ という応力が働いているとき, ブロックの任意の断面における $(\sigma, \tau)$ を



第2図 ベクトルの分解  
Fig. 2 Decomposition of the vector.



第3図 モール円.  
Fig. 3 Mohr's circle.

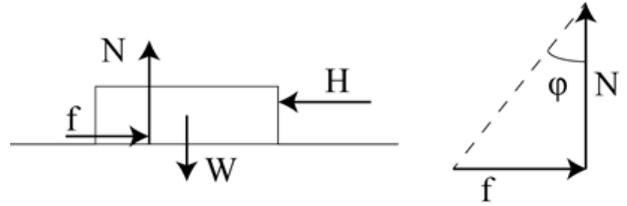
すべてプロットしたという意味を持つ。

たとえば、最初の例に使った $(\sigma_1, \sigma_3)$ なる力をブロックが受けていて、すべり面が水平から $\theta$ という角度をなすという条件のとき、その円は第3図のようになり、すべり面での垂直応力とせん断応力は具体的に $(\sigma_b, \tau_b)$ で示される。

## 2.2 クーロンの破壊基準(クーロン式)

電磁気学で非常に有名なクーロンは18世紀に土の圧縮試験を通じて、破壊時に観測された $\sigma, \tau$ をプロットすると直線になることを発見した(例えば、山口・西松, 1967)。これを定式化したのがクーロン式であり、式(9)のようになる。さらに約100年後、モールが材料にかかる応力の記述方法を幾何学的手法から提案した。これが先に述べたモール円である。これら2式を組み合わせることで、材質にかかる応力と強度の議論が可能になる。これをモール・クーロンの破壊条件という。

$$\tau = \sigma \cdot \tan\phi + C \quad (9)$$



第4図 内部摩擦の概略図. W: 重さ, H: 水平に押される力, N: 垂直応力, f: 摩擦力,  $\phi$ : 内部摩擦角

Fig. 4 Schematic diagram of internal friction. W: Weight, H: Force pressed horizontally, N: Normal stress, f: Friction force,  $\phi$ : Internal friction angle.

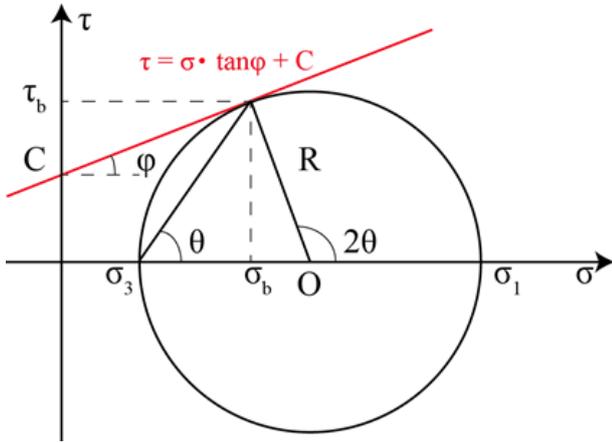
ここで、 $\tau$ : せん断応力,  $\sigma$ : 垂直応力,  $\phi$ : 内部摩擦角,  $\tan\phi$ : 内部摩擦係数( $\mu$ とも書く), C: 粘着力である。土・岩石はこの直線を超える応力状態では破壊する。内部摩擦角は粒子間の摩擦を表すパラメータだが、第4図のような一般的な摩擦における垂直応力と摩擦力のなす角と近似して考えることができる。

式(9)からわかることは、破壊に対する土のせん断応力は内部摩擦と粘着力によって記述されるということ、内部摩擦力は垂直応力に比例すること、粘着力は垂直応力に対して独立ということである。一般的に巨大な地質構造を対象とする場合、 $\sigma$ のオーダーが大きいため粘着力Cを無視することができる。逆に粘土のような内部摩擦角 $\phi$ がほぼ0という物質を扱う場合には、 $\tau$ はCのみに依存するとして考えてよい。

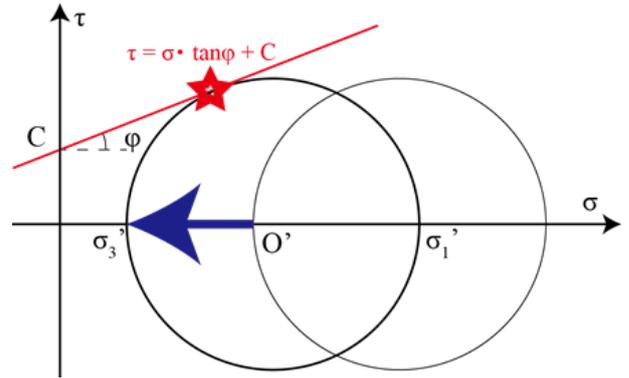
## 2.3 モール・クーロンの破壊条件

ここまでで、モール円(8)とクーロン式(9)の2つの式を説明してきた。モール円は $(\sigma_1, \sigma_3)$ という応力を受けた状態での任意の面における応力状態を示しており、クーロン式は、せん断すべりが発生するときの応力状態を示している。どちらも横軸が $\sigma$ 、縦軸が $\tau$ というすでに統一しているデカルト座標系で表示されているため、この2つの式は、同じ平面上に図示することができる(第5図)。

2つの式で示された直線と円は状況によって、交点を2つ持つ、接点を持つ、交点を1つも持たない、という3つの場合分けが存在する。クーロン式がものの破壊を支配する方程式であり、モール円はものが受けている応力を示している。つまり、この円が直線と共有点をもっている場合は、その応力状態は破壊条件を満たしているということになる。逆に、円が直線と共有点をもっていない場合は、応力が破壊条件を満たしておらず、破壊が起こらない(安定状態)。土や岩石の外から作用するせん断応力がある直線で与えられた時、破壊が始まる最小の応力は円とこの直線が接するところになる。よって、外から受ける応力 $(\sigma_1, \sigma_3)$ から破壊が起きる際のすべり面にかかる応力を次の式で表すことができる(例えば、



第5図 モール・クーロンの破壊条件  
Fig. 5 The Mohr-Coulomb failure criterion.



第6図 間隙水圧の効果. 間隙水圧 $p_f$ (青矢印)が大きければ、有効応力 $\sigma_1$ と $\sigma_3$ は小さくなり( $\sigma'_1$ と $\sigma'_3$ )、モール円が直線と接する。

Fig. 6 Effect of pore fluid pressure on the failure criterion. If the pore fluid pressure (blue arrow) is large, the effective stresses  $\sigma_1$  and  $\sigma_3$  will be small ( $\sigma'_1$  and  $\sigma'_3$ ), and the Mohr's circle will be in contact with the straight Coulomb line.

岡, 2003).

$$\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} \sin\phi + C \cdot \cos\phi \quad (10)$$

本式は接点をモールの幾何から算出すると( $\sigma_b, \tau_b$ ) =  $(\frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} - \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \sin\phi, \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \cos\phi)$ であり、これをクーロン式(9)に代入することで得られる。

## 2. 4 破壊における間隙水圧の効果

自然界の摩擦について議論する際、間隙水圧の影響は無視できない(Terzaghi, 1951)。そもそも土・岩石の強度は、排水条件に大きく左右されることが三軸圧縮せん断試験等から一般に知られている。排水条件とは、その地盤・岩石が水を透過する能力がどれくらいあるかということである。地盤・岩石は、その透水性が高ければ内部に水が存在したとしても強度への影響は小さいが、透水性が低ければ強度は弱くなり、低い外力でも破壊しやすくなる。

この間隙水圧の効果を断層に適用した場合、ハイドロプレーニング現象(車が高速走行中に水たまりの上を走ると、タイヤと道路の水が十分に排水されず、摩擦を弱めてスリップしてしまう現象)などと同様に、間隙水圧が有効応力を低下させることで、断層の摩擦は小さくなる。例えば、アルプスのような巨大な造山帯においても、この間隙水圧の影響を受けて造山運動が進行していることが知られている(Hubbert and Rubey, 1959)。アルプスと同じfold-and-thrust beltの1つである沈み込み帯も例外ではなく、間隙水圧を考慮することは地震・断層の特徴を考える際に不可欠である。

間隙水圧が応力に与える影響を式で書くと、

$$\sigma'_i = \sigma_i - p_f \quad (i = 1, 3) \quad (11)$$

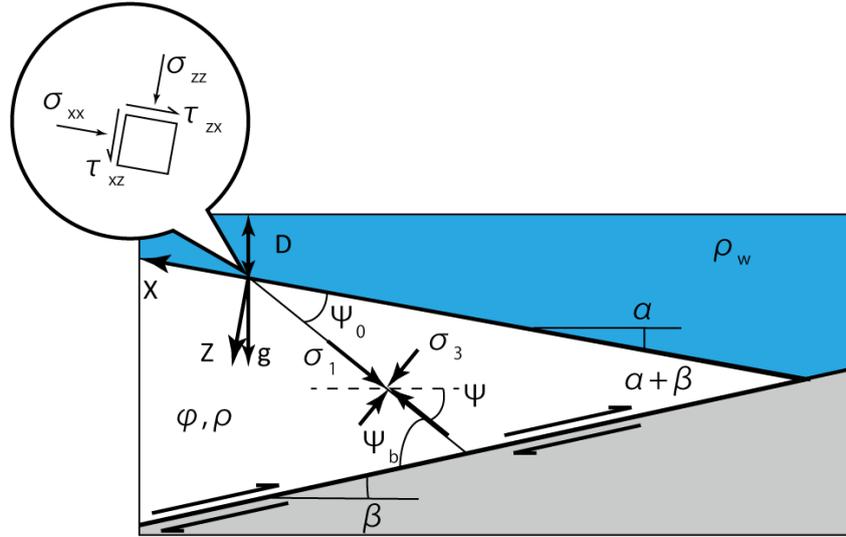
ここで $\sigma'_i$ : 有効応力、 $\sigma_i$ : 全応力、 $p_f$ : 間隙水圧である。地盤全体が反作用として出す力が全応力、有効応力はその中で土や岩石などのフレームにかかっている力、間隙水圧は水が負担している力である。水が負担する力が増えるとフレームの負担が少なくなり、モールの円が左に移動し、破壊条件に到達しやすくなる(第6図)。

## 3. クリティカルテイパーモデル

クリティカルテイパーモデル(例えば, Davis *et al.*, 1983, Dahlen *et al.*, 1984, Dahlen, 1990)は付加体ウェッジの重要な特徴をシンプルに示すことができるモデルとして提案されたものであり、基本的に今まで説明してきたモール・クーロンの破壊条件をもとに考えられた(Lehner, 1986)。当初はブルドーザーで堆積物が押されるような圧縮状態のみを仮定していた(Davis *et al.*, 1983)が、Lehner (1986)と Dahlen (1984)で圧縮状態のみならず、伸長状態における臨界状態も考慮できるように拡張された。

これらの研究では「付加する堆積物は非粘性で、また必ず先細った楔形を達成しており、その内部応力は臨界状態(せん断破壊の局面)である(Critical taper)」という仮定が置かれる。

3.1節においてDahlen (1990)とLehner (1986)に基づいて計算のアウトラインを導入する。3.2節で各パラメータと式のエッセンスをまとめる。さらに3.3節ではクリティカルテイパーモデルの基となった土質力学における土圧理論を導入し、クリティカルテイパーモデルはどういう力のつり合いを仮定して成立しているかを理解していただければと思う。式の理解が難しい場合は先に3.2節と3.3節を読んでいただければと思う。



第7図 クリティカルテイパーモデルの模式図.  $\alpha$ : 斜面傾斜角,  $\beta$ : デコルマ傾斜角,  $\psi$ : 最大主応力軸とX軸のなす角,  $\psi_0$ : 主応力方向と斜面のなす角,  $\psi_b$ : 主応力方向とデコルマのなす角,  $D$ : 水深,  $\sigma_1$ : 最大主応力,  $\sigma_3$ : 最小主応力,  $\rho$ : ウェッジを構成する物質のバルクの密度,  $\rho_w$ : 水の密度.  $\sigma_{xx}$ : X軸方向の応力,  $\sigma_{zz}$ : Z軸方向の応力,  $\tau_{xz}$ : X軸方向のせん断力

Fig. 7 Cross-sectional sketch of the submarine non-cohesive Critical Taper theory.  $\alpha$ : Slope angle,  $\beta$ : Décollement dip,  $\psi$ : the angle between principal stress direction and the X-axis at any point in the wedge,  $\psi_0$ : the angle between principal stress direction and slope,  $\psi_b$ : the angle between principal stress direction and basement,  $D$ : Water depth,  $\sigma_1$ : Maximum principal stress,  $\sigma_3$ : Minimum principal stress,  $\rho$ : Bulk density of the material constituting the wedge,  $\rho_w$ : Water density.  $\sigma_{xx}$ : stress in the X-axis direction,  $\sigma_{zz}$ : stress in the Z-axis direction,  $\tau_{xz}$ : shear force in the X-axis direction.

### 3.1 クリティカルテイパーモデルの導入

以下では、非粘性を仮定した場合のクリティカルテイパーモデル (Dahlen, 1990) の計算方法を簡潔にまとめる。モール・クーロンの破壊基準の式 (9) において、力学的ななみ合いを意味する  $\sigma \cdot \tan \phi$  は  $\sigma$  が存在することによりそのスケール依存性が認められる。一方、粘着力を表す項  $C$  はスケール依存性が存在しない。そのため、クリティカルテイパーモデルで扱うような km オーダーの大地形を対象とする時、粘着力の項は式全体の中で微小項となり、非粘性を仮定することが可能となる。

側方に無限遠に連続するウェッジ (上盤) と沈み込む海洋プレート (下盤) があるとき、デカルト座標系における X-Z 座標で上盤の応力状態を整理すると第7図のようになる。

ウェッジに作用する力は重力と摩擦力なので、ウェッジ内の任意の点における X 軸方向と Z 軸方向の応力のつり合い式は  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{zz}$ ,  $\tau_{xz}$  を、それぞれ X 軸方向の応力, Z 軸方向の応力, X 軸方向のせん断力とすると、第7図より、

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} - (\rho - \rho_w)gz \sin \alpha = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + (\rho - \rho_w)gz \cos \alpha = 0 \quad (13)$$

となる。ここで  $\rho_w gz$  が上2式で引かれているのは、間隙

水圧の効果を示している。ここで後のために Hubbert-Rubey (1959) の間隙水圧比  $\lambda$  を導入する。

$$\lambda = \frac{p_f - \rho_w g D}{|\sigma_{zz}| - \rho_w g D} \quad (14)$$

ウェッジ内の任意の点における最大主応力軸  $\sigma_1$  と X 軸のなす角を  $\psi$  と定義すると、粘性がない状態でモール・クーロンの破壊条件に従う場合、ウェッジ内の応力状態は第8図を満たさなければならない。

モール円に注目する。モール円における中心点を  $C(k, 0)$ 、半径を  $R$  おくと  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{zz}$ ,  $\tau_{xz}$  は図より以下の式を満たす。

$$\sigma_{xx} = k + R \cos 2\psi \quad (15)$$

$$\sigma_{zz} = k - R \cos 2\psi \quad (16)$$

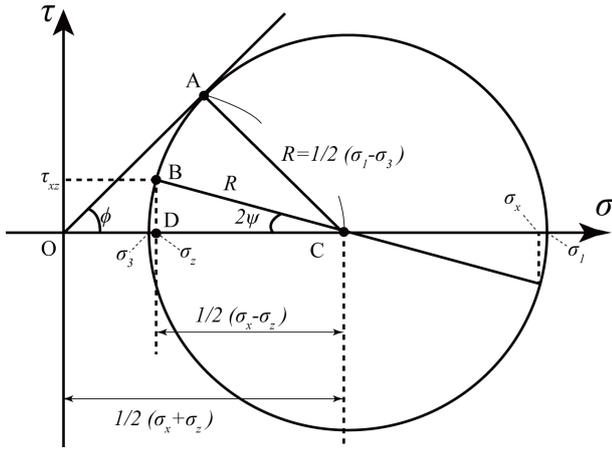
$$\tau_{xz} = R \sin 2\psi \quad (17)$$

ここですべり面の角度が  $\psi$  にも関わらず  $2\psi$  が使われていることで混乱されることがある。2.1 節におけるモール円の導入で、 $\theta$  傾いた面に対する各応力で  $2\theta$  が使われていることを確認していただくと混乱が解けると思う。

これと同様に  $\sigma_1$ ,  $\sigma_3$  も以下の式を満たす。

$$\sigma_1 = k + R \quad (18)$$

$$\sigma_3 = k - R \quad (19)$$



第8図 XZ軸に注目したモール・クーロンの破壊条件

Fig. 8 The Mohr-Coulomb failure criterion focused on the XZ axis.

(15), (16) より  $k$  と  $R$  は以下ようになる。

$$k = \frac{1}{2}(\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) \quad (20)$$

$$R = \frac{1}{2}(\sigma_{xx} - \sigma_{zz}) / \cos 2\psi = \frac{1}{2}(\sigma_{xx} - \sigma_{zz}) \sec 2\psi \quad (21)$$

式(20), (21) を式(18), (19) に代入することで,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_3$  はそれぞれ  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{zz}$  に置き換えることができる。

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{1}{2}(\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) + \frac{1}{2}(\sigma_{xx} - \sigma_{zz}) \sec 2\psi \\ &= \sigma_{zz} + \frac{1}{2}(\sigma_{xx} - \sigma_{zz}) + \frac{1}{2}(\sigma_{xx} - \sigma_{zz}) \sec 2\psi \end{aligned} \quad (22)$$

$$\therefore \sigma_1 = \sigma_{zz} + \frac{1}{2}(\sigma_{xx} - \sigma_{zz})(1 + \sec 2\psi)$$

$$\sigma_3 = \sigma_{zz} + \frac{1}{2}(\sigma_{xx} - \sigma_{zz})(1 - \sec 2\psi) \quad (23)$$

クーロンの破壊条件の直線に注目すると, 三角形AOCにより以下が成立する。

$$\sin \phi = R/k \quad (24)$$

破壊時において, モール円で考えられる応力状態は同時にクーロンの破壊条件も成立するため, ここで考える有効応力  $\sigma'$ ,  $\tau'$  は同時に両条件式を満たす。そのため, 式(24)に改めてモール円から得られた式を代入し, 整理していく。

$$\sin \phi = \frac{R}{\sigma'_{zz} + R \cos 2\psi}$$

$$\sin \phi = \frac{1}{\sigma'_{zz}/R + \cos 2\psi}$$

$$\frac{\sigma'_{zz}}{R} + \cos 2\psi = \frac{1}{\sin \phi}$$

$$\frac{\sigma'_{zz}}{R} = \csc \phi - \cos 2\psi$$

$$\frac{R}{\sigma'_{zz}} = \frac{1}{\csc \phi - \cos 2\psi}$$

$$\therefore R = \frac{\sigma'_{zz}}{\csc \phi - \cos 2\psi}$$

$$\frac{1}{2}(\sigma'_{xx} - \sigma'_{zz}) \sec 2\psi = \frac{\sigma'_{zz}}{\csc \phi - \cos 2\psi}$$

$$\frac{1}{2}(\sigma'_{xx} - \sigma'_{zz}) = \frac{\sigma'_{zz}}{\csc \phi \cdot \sec 2\psi - 1} \quad (25)$$

またクーロンの破壊条件より  $\tau'_{xz} = \sigma' \tan 2\psi$  が成り立つことから

$$\tau'_{xz} = \frac{1}{2}(\sigma'_{xx} - \sigma'_{zz}) \tan 2\psi$$

$$\therefore \tau'_{xz} = \frac{\tan 2\psi \cdot \sigma'_{zz}}{\csc \phi \cdot \sec 2\psi - 1} \quad (26)$$

が成立する。これより主応力差を求めることができた。改めてこの2式をまとめると以下ようになる。

$$\frac{1}{2}(\sigma'_{xx} - \sigma'_{zz}) = \frac{\sigma'_{zz}}{\csc \phi \cdot \sec 2\psi - 1} \quad (25)$$

$$\tau'_{xz} = \frac{\tan 2\psi \cdot \sigma'_{zz}}{\csc \phi \cdot \sec 2\psi - 1} \quad (26)$$

### 3.1.1 境界条件：ウェッジ表面

一般的に主応力方向というのはウェッジの中で, 場所によって変化することが予想される。しかしながら, ウェッジが均質かつ非粘着であるとき, ウェッジ内部に一律の強度条件を仮定することができる。そのため, ウェッジ内の任意の位置における主応力方向は常に一定の定数  $\psi = \psi_0$  となる。ここで,  $\psi_0$  は斜面傾斜角  $\alpha$  と最大主応力  $\sigma_1$  のなす角である。 $\sigma'_{zz}$  は有効応力であり, 以下のように記述することができる。

$$\sigma'_{zz} = \sigma_{zz} - p_f \quad (27)$$

ここで  $p_f$  は間隙水圧であり,  $u(z)$  を静水圧から外れる過剰間隙水圧 (excess pore fluid pressure または overpressure) とすると,  $p_f = \rho_w g D + \rho_w g z \cos \alpha + u(z)$  と表される。上盤斜面表面における応力のつり合いは以下ようになる(式(12), (13)より)。

$$\frac{\partial \tau'_{xz}}{\partial z} = (\rho - \rho_w) g z \sin \alpha \quad (28)$$

$$\frac{\partial \sigma'_{zz}}{\partial z} = (\rho - \rho_w) g z \cos \alpha \quad (29)$$

$p_f = \rho_w g D$  が  $z = 0$  で成り立つので, 式(28)と(29)は次の条件を満たす。

$$\tau'_{xz} = \sigma'_{zz} = 0 \quad (30)$$

式(29)より,

$$\sigma'_{zz} = -\rho_w g D - \rho g z \cos \alpha \quad (31)$$

であるため, 式(31)と(14)から, Z軸方向の有効応力は,

$$\sigma'_{zz} = -(1-\lambda)\rho g z \cos \alpha \quad (32)$$

と表される. また, せん断応力は以下の式で満たすことができる.

$$\tau_{xz} = (\rho - \rho_w) g z \sin \alpha \quad (33)$$

ここで式(26)と式(31), (32)を比べると,

$$\frac{\tau_{xz}}{\sigma'_{zz}} = \frac{\tan 2\psi_0}{\csc \phi \sec 2\psi_0 - 1} = \left( \frac{1 - \rho_w/\rho}{1 - \lambda} \right) \tan \alpha \quad (34)$$

式(34)は応力方向 $\psi_0$ を $\alpha$ から与えるので, これを書き直すと,

$$\psi_0 = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left( \frac{\sin \alpha'}{\sin \phi} \right) - \frac{1}{2} \alpha' \quad (35)$$

ここで $\alpha'$ は斜面傾斜を以下の式から定義したものである.

$$\alpha' = \tan^{-1} \left[ \left( \frac{1 - \rho_w/\rho}{1 - \lambda} \right) \tan \alpha \right] \quad (36)$$

ウェッジが水面より上にある場合, 乾燥していると仮定できるため $\lambda = 0$ であり,  $\rho_w = 0$ でもあるから, この時 $\alpha' = \alpha$ となる.  $\psi = \psi_0$ で特徴づけられたストレスの状態が破壊基準の境界条件と一致している.

### 3.1.2 境界条件: ウェッジ底面

次は底面における応力条件を検討する. 底面のすべり面と平行に作用するせん断応力 $\tau_b$ は, 底面摩擦係数 $\mu_b = \tan \phi_b$ 及び底面間隙水圧 $p_f^b$ によって決まる.

$$\tau_b = -\mu_b(\sigma_n + p_f^b) \quad (37)$$

ここで $\sigma_n$ は底面垂直応力である. 底面摩擦係数 $\mu_b = \tan \phi_b$ 及び底面間隙水圧比は以下によって定義される.

$$\lambda_b = \frac{p_f^b - \rho_w g D}{|\sigma_z| - \rho_w g D} \quad (38)$$

有効底面摩擦係数 $\mu'_b = \tan \phi'_b$ を以下のように定義する.

$$\mu'_b = \mu_b \left( \frac{1 - \lambda_b}{1 - \lambda} \right) \quad (39)$$

上式を用いて底面の境界条件(37)は以下のように書き直すことができる.

$$\tau_b = -\mu'_b \sigma'_n \quad (40)$$

ここで $\sigma'_n = \sigma_n + p_f^b$ は, デコルマ直上の有効底面垂直応力を示す. 一般的に, ウェッジの存在には, 少なくとも

$$0 \leq \mu'_b \leq \mu \quad (41)$$

が成立する. これを満たさない条件( $\mu < \mu'_b$ )の場合では, 底面強度がウェッジより強くなるため, ウェッジが底面に削り取られていくような構造侵食が卓越する条件となる. ここで, 底面のデコルマの傾斜を $\beta$ と定義したとき, X-Z座標で表した応力にモールの応力円を用いて座標変換することで有効底面せん断応力を書き下すことができる.

以下ではモール円を用いた変形と同義であるが, 回転行列による応力の座標変換を簡単な理解のために書き下した.

まず, 底面に沿う方向とそれに直交する方向の応力成分を抽出する.

$$\Omega = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xz} \\ \tau_{zx} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}, \quad \Omega' = \begin{bmatrix} \sigma'_{xx} & \tau_b \\ \tau_b & \sigma'_{zz} \end{bmatrix} \quad (42)$$

$$\Omega' = A^T \Omega A$$

これより,

$$\begin{bmatrix} \sigma'_{xx} & \tau_b \\ \tau_b & \sigma'_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\alpha + \beta) & \sin(\alpha + \beta) \\ -\sin(\alpha + \beta) & \cos(\alpha + \beta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xz} \\ \tau_{zx} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\alpha + \beta) & -\sin(\alpha + \beta) \\ \sin(\alpha + \beta) & \cos(\alpha + \beta) \end{bmatrix} \quad (43)$$

これから,

$$\tau_b = \frac{1}{2} (\sigma_{zz} - \sigma_{xx}) \sin 2(\alpha + \beta) + \tau_{xz} \cos 2(\alpha + \beta) \quad (44)$$

$$\sigma'_n = \sigma'_z - \tau_{xz} \sin 2(\alpha + \beta) - \frac{1}{2} (\sigma_{zz} - \sigma_{xx}) [1 - \cos 2(\alpha + \beta)] \quad (45)$$

これら2式は境界条件を考慮すると,

$$\alpha + \beta = \psi_b - \psi_0 \quad (46)$$

と書ける.  $\beta$ は第7図を見ると簡単な幾何学的条件によるものであり, 式(46)は三角形の2つの内角( $\alpha + \beta$ ,  $\psi_0$ )の和は反対側の外角( $\psi_b$ )と等しいことを示しているに過ぎないことが改めて理解できる.  $\psi_b$ の値は $\sigma_1$ と $\beta$ のなす角を表す.

この式(44)と(45)を境界条件の式(46)に代入し, 式(25)と式(26)を用いて整理する.

$$\frac{\tan 2\psi_b}{\csc \phi \sec 2\psi_b - 1} = \mu'_b \quad (47)$$

ただし, 本論ではモールの応力円を日本では一般的な右側の第一・四象限に描いているので, 式(26)の正負がDahlen (1984)の式と逆になっており, これを考慮した式

変形を行っている。この $\psi_b$ という角度は式(46, 47)によって定義されるが、共役な破壊角を持つために2つ得られる。ここでは、一般的な内部摩擦の定義と $\phi = \tan^{-1}\mu$ と共役断層の関係 $2\theta + \phi = \pi/2$ を用いた。この2つの $\psi_b$ に応じた底面の有効摩擦係数が得られることになる。

$$\psi_{b1} = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left( \frac{\sin \phi'_b}{\sin \phi} \right) - \frac{1}{2} \phi'_b \quad (48)$$

$$\psi_{b2} = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \sin^{-1} \left( \frac{\sin \phi'_b}{\sin \phi} \right) - \frac{1}{2} \phi'_b \quad (49)$$

ここから式(25, 26)より、

$$\frac{1}{2}(\sigma_{zz} - \sigma_{xx}) = \tau_{xz} \cdot \frac{1}{\tan 2\psi_0} \quad (50)$$

これを式(44)に代入し式(46)を適用すると(途中、加法定理を用いた)、底面せん断応力の単純な式が得られる。

$$\begin{aligned} \tau_b &= \tau_{xz} \left( \frac{\sin 2(\alpha + \beta)}{\tan 2\psi_0} + \cos 2(\alpha + \beta) \right) \\ &= \tau_{xz} \frac{\sin 2(\alpha + \beta) \cdot \cos 2\psi_0 + \cos 2(\alpha + \beta) \cdot \sin 2\psi_0}{\sin 2\psi_0} \\ &= \tau_{xz} \frac{\sin 2(\alpha + \beta + \psi_0)}{\sin 2\psi_0} \\ &= \tau_{xz} \frac{\sin 2\psi_b}{\sin 2\psi_0} \\ &= (\rho - \rho_w)gz \sin \alpha \left( \frac{\sin 2\psi_b}{\sin 2\psi_0} \right) \end{aligned} \quad (51)$$

$\alpha$ ,  $\beta$ はウェッジ形状によって定義されるために一定の値を持つ。また $\psi_0$ も式(35)のように一定値から導くことができるパラメータであるため、それぞれ一定の値であることから、クリティカルテイパーモデルによって導かれる底面破壊の条件 $\psi_b$ はウェッジの大きさに依存せず、自己相似的になる。

ここで $\rho_w = 0$ であるとき、 $\tau_b = (\rho - \rho_w)gz \sin \alpha$ は、Elliott (1976)がスラストシートの底面のせん断応力を使用した式と同様になる。

### 3.2 図学的な理解

モール・クーロンの破壊基準から導入する非常に図学的なアプローチも存在する(Lehner, 1986)。今回は3.1節で導出した式を使い、一部を説明するにとどめる。

非粘性クリティカルテイパーモデルの式(44)は、実は第7図において、 $\alpha + \beta$ と $\psi_0$ の2角を含む三角形に外角の定理を適用すると $\alpha + \beta + \psi_0 = \psi_b$ となり、すぐに導くことができる。式(35)から $\psi_0$ は $\alpha$ ,  $\phi$ ,  $\lambda$ ,  $\rho$ など既知または一定としたパラメータによって成立しているため、 $\psi_b$ は式(21)によってすぐに求まることがわかる。さらに $\psi_b$ は式(46)から底面の摩擦に対応するパラメータであるので、ウェッジの形状と底面の摩擦係数との力学関係を表している。

### 3.3 土圧理論によるクリティカルテイパーモデルの定性的な理解

土圧理論はモール・クーロンの破壊基準を発達させたものである。崖や盛り土の側面が崩れ落ちるのを防ぐために、通常の工事では擁壁を設置する。擁壁を押し込みすぎると(第9図Aの $Pa$ が大きくなる場合)と圧縮の力を受けた地盤が破壊されてしまう。このような圧縮の破壊が起きるような極限平衡状態では、第9図Bのような力関係が成り立つ。 $W$ は破壊によって形成される楔型のブロックの重さ、 $Pa$ は受働土圧合力(擁壁を押し込む際の力をこう呼ぶ)、 $F$ は内部摩擦から得られる抵抗の力である。破壊時にはこの3つの力が静的に釣り合うために力のベクトルは閉じることから三角形を描くことになる。楔の形状・密度・内部摩擦角から $W$ と $F$ が求められるので、最終的には $Pa$ が得られることになる。この3つの力のつり合いに関してはDahlen (1990)における式(10)などで触れられている。この $Pa$ を擁壁とすべり面の境界に対して垂直・平行成分に分離する。この2つの力のベクトルを改めて垂直応力と摩擦力と再解釈する(第9図C)と、内部摩擦角の定義と同様に角度 $\delta$ が摩擦を示すパラメータとして解釈できる。

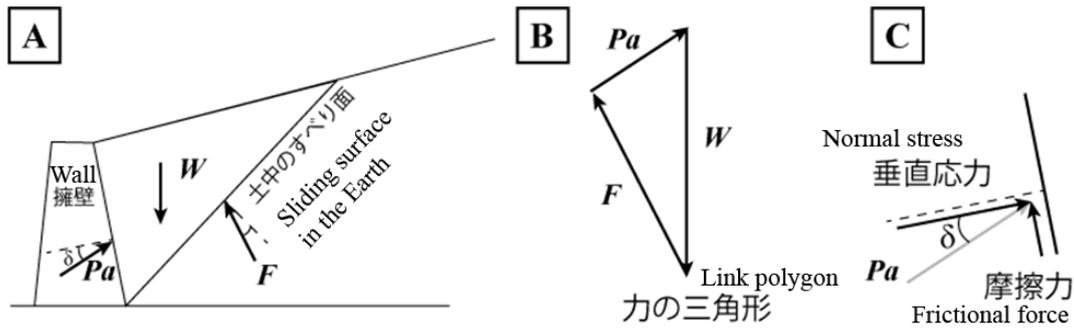
この第9図Aを上下につぶしたアスペクトの図を想像していただくと、擁壁＝下盤として解釈できる。下盤が沈み込むことで上盤が圧縮されて破壊するという条件を考えると、土圧理論と同様に形状( $\alpha + \beta$ )と密度( $\rho$ )と内部摩擦角( $\phi$ )から下盤に作用する摩擦力(せん断応力 $\tau$ )が得られることになる。要するに、クリティカルテイパーモデルは非常に単純な3つの力のつり合いから得られることを、この土圧理論との関連で理解していただけたらと思う。

## 4. 研究事例

以下ではこれまで公表されている論文で用いられている具体的な計算方法を紹介する。

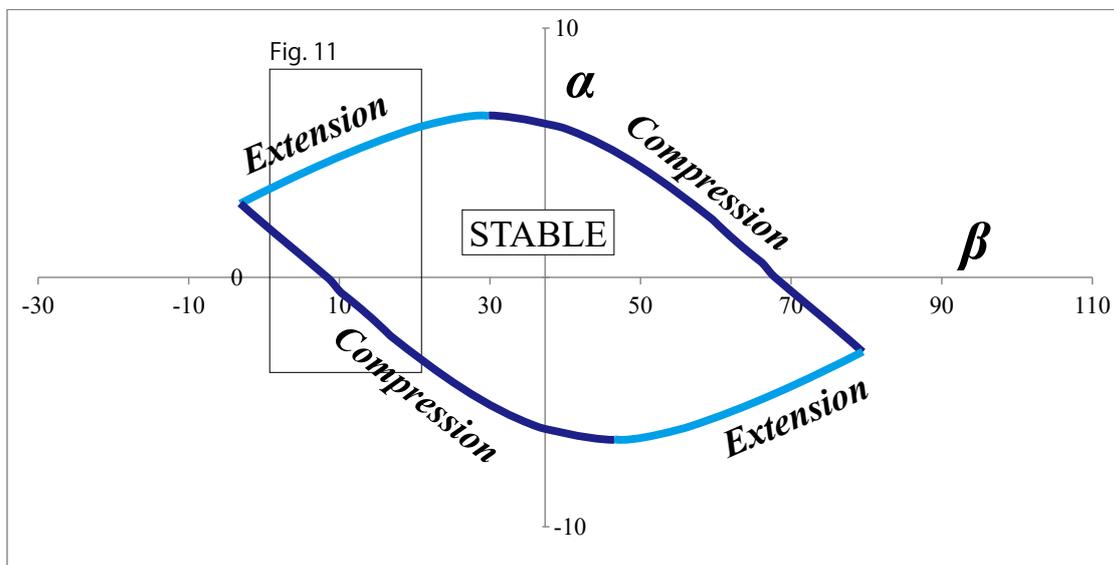
### 4.1 研究事例1：沈み込み帯の比較

沈み込み帯間におけるウェッジの形状比較はDahlen (1984)でも行われているが、ここではより新しいLallemant *et al.* (1994)における沈み込み帯間の比較について述べた研究例を紹介する。沈み込み帯におけるウェッジは、上盤の堆積物が不足しているか過剰にあるか、ということを判断基準に、付加型(Accretionary wedge)と侵食型(Non-accretionary wedge)と、その中間にあたる中間型(Intermediate accretionary wedge)の3つに分類される。世界の海溝域で精力的に調査が進められた結果、現在では世界の半分以上の海溝域で構造侵食作用が卓越していることが判明し、沈み込み帯では付加体形成ではなく構造侵食こそが一般的な現象であると認識されるに至っている(例えば、Kukowski and Oncken, 2006)。



第9図 土圧理論(受働土圧時)の模式図

Fig. 9 The Sketch of earth pressure theory (at the passive condition).



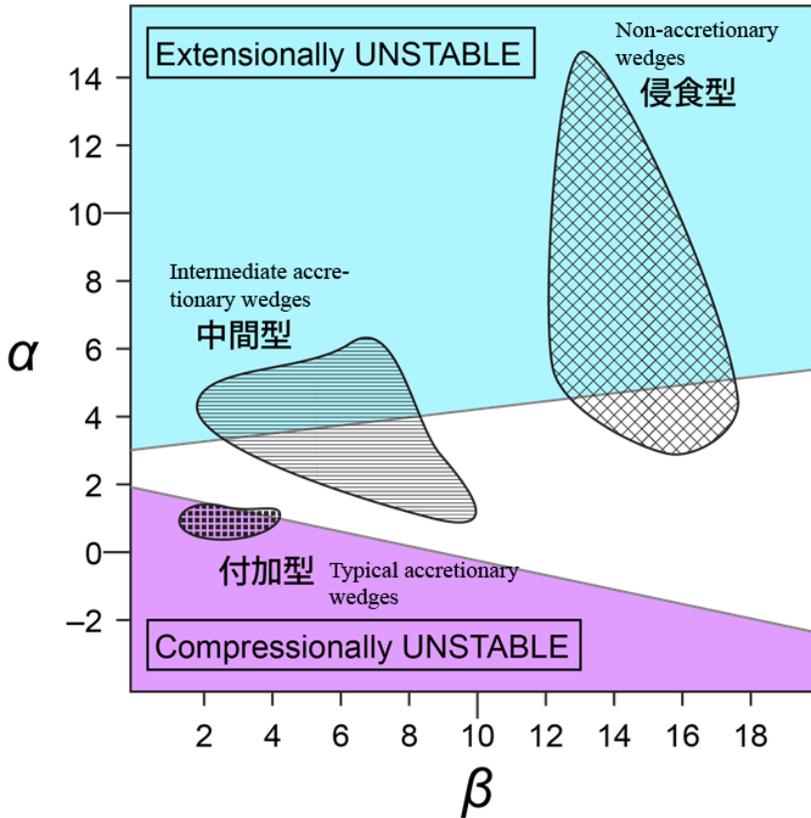
第10図 Critical Envelope. Lallemand *et al.* (1994)を参考に計算し, 作成 ( $\rho = 2,300 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_w = 1,030 \text{ kg/m}^3$ ,  $\mu = 0.52$ ,  $\mu_b = 0.24$ ,  $\lambda = \lambda_b = 0.88$ ). クリティカルテーパーモデルを用いて描く  $\alpha$  と  $\beta$  のグラフであり, 土質力学に基づきウェッジ形状が安定・不安定かを論じるに適している. 境界となる臨界状態には圧縮性と伸張性の2種類があり, それぞれ紫と水色で線を色分けした.

Fig. 10 Critical Envelope calculated with following parameters;  $\rho = 2,300 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_w = 1,030 \text{ kg/m}^3$ ,  $\mu = 0.52$ ,  $\mu_b = 0.24$ ,  $\lambda = \lambda_b = 0.88$  (in Lallemand *et al.* 1994). This graph is focused on  $\alpha$  and  $\beta$  for Critical taper model, and it is suitable for discussing whether the wedge shape is a stable or unstable condition. There are two types of critical states, compressibility (purple line) and extensibility (light blue).

Lallemand *et al.* (1994)ではウェッジの特徴を捉えるために沈み込み帯ウェッジの形状(斜面傾斜角 $\alpha$ とプレート境界断層傾斜角 $\beta$ )を整理し, 内部摩擦係数 $\mu = 0.52$ , 底面有効摩擦係数 $\mu'_b = 0.24$ , 間隙水圧比 $\lambda = 0.88$ の条件からCritical envelopeを計算した. 本節では同じ計算条件を用いて作成したグラフを示す(第10, 11図). Critical envelopeとは, クリティカルテーパーモデルにおいて沈み込み帯のウェッジ形状が力学的に安定・不安定状態にあるかどうかを論じる際に用いられるダイアグラムである. 第10図では, ウェッジの形状を決める $\alpha$ と $\beta$ がSTABLEと表示されている内側の領域にプロットされて

いれば, そのウェッジは力学的に安定であるとみなせる. 一方, ウェッジの形状が外側の領域にプロットされる時は, 力学的に不安定な状態, つまり圧縮されすぎている状態(図中ではCompression)または伸長しすぎている状態(図中ではExtension)を指す. 付加型・中間型・侵食型の3種類の沈み込み帯を, それぞれウェッジ形状( $\alpha$ ,  $\beta$ )に基づきプロットすると, 第11図のように分類される.

具体的な計算方法としては以下の通りとなる.  $\psi_b$ は前述した通り $\psi_{b1}$ と $\psi_{b2}$ の2つのパラメータを持ち,  $\psi_0$ は圧縮と伸長で2種類あるため,  $\psi_b$ と $\psi_0$ の組み合わせが4通りになる. 代表例として $\psi_{b1}$ と圧縮条件の $\psi_{0\text{comp}}$ で説明す



第11図 第10図の拡大図(Lallemand *et al.*, 1994を基に作成). 各沈み込み帯の形状が安定かどうか, 不安定であるならば圧縮性(紫部分)か伸張性(水色部分)のどちらかを調べている.

Fig. 11 Enlarged view of Fig. 10 (created based on Lallemand *et al.*, 1994). This figure shows whether the wedge shape of each subduction zone is stable or not. There are two types of critical states, compressibility (purple line) and extensibility (light blue).

る。まず $\mu$ ,  $\mu_b$ ,  $\lambda$ ,  $\lambda_b$ が得られているとすると, 式(46)から $\psi_{b1}$ はパラメータから一意的に得られる。

$$\psi_{b1} = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left( \frac{\sin \phi'_b}{\sin \phi} \right) - \frac{1}{2} \phi'_b \quad (52)$$

ここで次に $\psi_0$ は式(35)のように $\alpha$ の関数であることから,  $\alpha$ を $-90^\circ$ から $90^\circ$ まで変化させた時は, それに対応した $\psi_{0comp}$ が得られる。

$$\psi_{0comp} = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left( \frac{\sin \alpha'}{\sin \phi} \right) - \frac{1}{2} \alpha' \quad (53)$$

次に式(44)を変形すると,

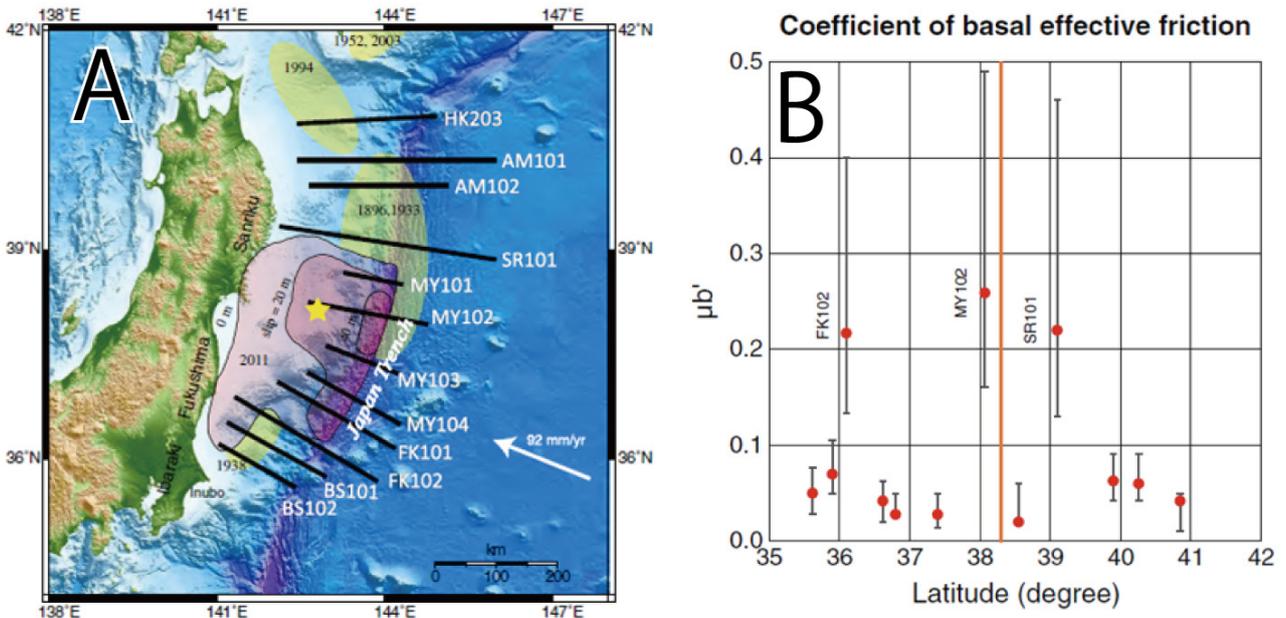
$$\beta = \psi_{b1} - \psi_{0comp} - \alpha \quad (54)$$

となり, 既に $\alpha$ から $\psi_{b1}$ ,  $\psi_{0comp}$ が得られているため, これらパラメータから式(51)を用いて $\beta$ も求めることができる。以上からプロットするべき $\alpha$ と $\beta$ の算出がなされたので, 第10図における圧縮条件における曲線が1つ描けたことになる。 $\psi_{b2}$ についても同様に計算することで2つ目の曲線が描け, 更に伸長条件 $\psi_{0ext}$ についても同様に2つの $\psi_b$ で計算し, 合計4つの曲線に囲まれた安定領域を得ることができる(第10図)。

#### 4.2 研究事例2: 単一の沈み込み帯内におけるプレート境界断層の強度空間分布

こちらでは単一の沈み込み帯の中での比較例を紹介する。Fagereng (2011)はニュージーランド北島沖のヒ克蘭ギ沈み込み帯における3つの反射法地震探査断面で得られたウェッジ形状の比較を行い, 南北におけるプレート境界断層の強度の違いを論じた。ヒ克蘭ギでは, 反射法地震探査断面から沈み込み帯のウェッジ形状を比較すると南北にバリエーションがあることが知られており, Fagereng (2011)では海溝軸に沿った北側・南側その間で得られた3つの断面にクリティカルテーパーモデルを適用し, ウェッジの強度とプレート境界断層の強度分布を論じた。ヒ克蘭ギ沈み込み帯の南側ではテーパー角が小さく, 底面摩擦が弱いことが示唆される。一方で北側ではウェッジが太く, 南側より断層強度が強いことが示唆された。

Koge *et al.* (2014)は日本海溝を対象に単一沈み込み帯内での摩擦係数の空間分布を議論している。過去に取られた日本海溝の反射法地震探査断面を用いて, 沈み込むプレートで海山やホルストグラベンなどの地形的な凹凸が顕著なエリアでは, 海溝付近のプレート境界断層の摩擦が高いこと, さらに2011年の地震時の海溝付近の滑り分布と地形に関連があることが示された(第12図)。



第12図 (A) 日本海溝の地形図と(B)クリティカルテーパーモデルを用いた12測線の有効摩擦係数の緯度分布. 左図は2011年東北地方太平洋沖地震(星印が震央)におけるプレート境界断層の変位量を赤色の濃淡で表す. また, 過去の地震の発生領域を黄色の楕円で示す. 右図はプレート境界断層の有効摩擦係数の南北バリエーションを示す(Koge *et al.*, 2014).

Fig. 12 (A) Location map of the Japan Trench and the index of 12 profiles from seismic surveys across the trench axis before the 2011 Tohoku-Oki earthquake. The star represents the epicenter of the earthquake. The yellow ellipses represent the slip areas of past major earthquakes and the estimated ages are given. A simple contour represents the slip area of the 2011 Tohoku-Oki earthquake. (B) North-south variation of the effective coefficient of basal friction (Koge *et al.*, 2014).

#### 4.3 研究事例3: 動的な解釈及び間隙水圧の導入

Wang and Hu (2006) 及び Wang *et al.* (2010) ではクリティカルテーパーモデルをA: 地震直後の伸長状態, B: 定常状態, C: 地震直前の圧縮状態, D: 構造侵食状態と段階を分けて, 沈み込み帯のプレート境界断層の強度変化を議論した. 特に計算上の工夫として, Wang and Hu (2006) はプレート境界断層の強度を算出するために,  $\lambda$ ,  $\mu'_b$  をクロスプロットすることで, プレート境界断層の摩擦の算出を行う手法を提案し, その変化を議論している(第13図). ただし, この計算では構造侵食が起きるときの条件として, プレート境界断層の摩擦係数  $\mu'_b$  がウェッジ内の有効摩擦係数と等しいと仮定する.

$$\mu'_b = \mu(1 - \lambda) \quad (55)$$

構造侵食は, 沈み込みに伴い上盤プレートの底面を下盤プレートが削り取ることを指す. 結果的に, 海底面の沈降と海溝軸の陸側への移動をもたらす. 先行研究からチリ, コスタリカ, ペルー, 日本海溝でその存在が推定されている. このような構造侵食は, 下盤の強度が上盤の強度よりも大きいときに発生する.

本手法の簡単な計算手順を記述する. まず  $\lambda$  を0から

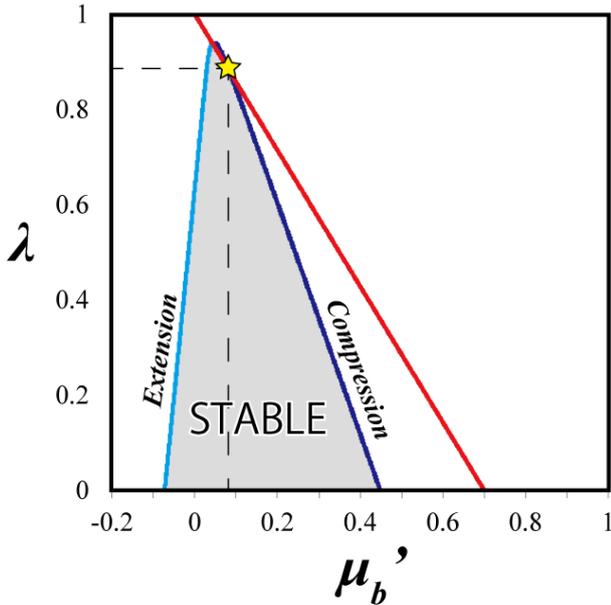
1まで変化させ, 先述の式から  $\alpha' \rightarrow \psi_0 \rightarrow \psi_{b1,2} \rightarrow \mu'_{b1,2}$  という順番で処理し,  $\lambda$ ,  $\mu'_b$  を軸にクロスプロットすると, 第13図のようなグラフが得られる. ここでは Kimura *et al.* (2012) と同じパラメータである  $\phi = 35^\circ$ ,  $\rho = 1,600 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_w = 1,000 \text{ kg/m}^3$  を例として計算した.

曲線左側(水色)が伸長状態であり, 曲線右側(紫)が圧縮状態を指す. 赤線は構造侵食の臨界条件(底面境界断層の強度とウェッジの強度が同じになる条件)  $\mu'_b = \mu(1 - \lambda)$  を示し, この線に交わった部分が両条件を満たす破壊条件となる. 例えば, 今回であれば, 底面有効摩擦係数  $\mu'_b = 0.03 - 0.07$  が直線より上にあるので破壊状態であり, 間隙水圧比  $\lambda = 0.87 - 0.95$  である. 直線と曲線の交差する範囲が狭いほど, 構造侵食が起こりにくい安定しているウェッジと判断できる.

#### 5. むすび

本解説では日本ではユーザーが少ないクリティカルテーパーモデルの普及を目指し, 土質力学から解説を行い, 沈み込み帯を対象とした最新研究での使われ方と実際の計算方法を示した. 特に式変形に関してはもともと論文よりも丁寧に式変形を示した.

本解説に当たって作図した4節での計算結果は



第13図 Wang *et al.* (2010)に基づいた計算例。青と紫の曲線がクリティカルテーパーモデルから得られる臨界状態を表す曲線であり、赤線は式(52)を示す。クリティカルテーパーモデルは圧縮性(紫部分)と伸張性(水色部分)という2つの臨界状態に対応し、曲線の内部が安定状態を示す。クリティカルテーパーモデルの曲線が赤線と交差する点(星印)から有効摩擦係数と間隙水圧比を求めることができる。

Fig. 13 The mechanically critical value of the wedge shape in the purple and light-blue diagrams based on Wang *et al.* (2010). All extensionally critical states form the light-blue limb of the curve, and all compressively critical states form the purple limb. Stable field coincides with the critical-state curve. The intersects to the critical-state curve ideal the assumed pore fluid pressure ratio.

Microsoft社の表計算ソフトExcelで計算・グラフの作図を行い、別のソフトで見やすく加工したものである。また、LibreOfficeのような無料配布されているOfficeソフトに含まれる表計算機能でも同様の計算が可能であることを確認した。つまり、一般的な表計算ソフトであれば計算を行うことができる。そのため、本手法の利点として「ウェッジ形状から力学的な安定・不安定を考察することができる」という本質的な特徴に加え「高度な演算言語の習得や特別なソフトの使用が必要ない」という実利的に有用という点も本手法の利点として挙げられるだろう。

本手法はヨーロッパの研究者が行っている造山運動分野においても進展がみられているが、ここではクリティカルテーパーモデルの導入が目的であり、日本で馴染みやすい付加体の話題にとどめることにして割愛した。

本手法に関する今後の課題として、計算に使用している地形パラメータに関する議論が今後必要であると考え

られる。反射法地震探査データを用いた深度断面処理において、プレート境界断層の深度が速度モデルに大きく依存することから、地形パラメータ $\beta$ の値に影響を与える。そのため数kmのオーダーであればPSDM (Pre-stack depth migration, 重合前深度マイグレーション)のような深度方向への処理が高精度に行われた反射法地震探査断面や、またより広範囲を対象とする場合は屈折法を組み合わせた正確な速度構造を得た反射断面で比較されなければ、研究事例1, 2ともに比較という点に関して信頼性が低くなってしまふ。これまでのコンパイルでは深度方向に対する精度が十分に議論されていなかった。また、断面のどの部分を用いて具体的な角度を取得しているかという記載も論文の中ではほとんどなされていない。そのため著者自身が現在取り組んでいる課題の一つとして、地形パラメータ $\alpha$ ,  $\beta$ の値を正確かつ高い再現性で取得するための手法の改善を図ることを考えている。

謝辞：本解説をまとめるに当たり、木村 学東京海洋大学特任教授、芦寿一郎東京大学准教授の各氏には多くの指導をいただきました。また、査読者である大坪 誠主任研究員の有益なコメントにより、本稿は大幅に改善されました。皆様に篤く謝意を表します。

## 文献

- Adam, J. and Reuther, C. D. (2000) Crustal dynamics and active fault mechanics during subduction erosion. Application of frictional wedge analysis on to the North Chilean Forearc. *Tectonophysics*, **321**, 297–325.
- Chapple, W. M. (1978) Mechanics of thin-skinned fold-and-thrust belts. *Geol. Soc. Am. Bull.*, **89**, 1189–1198.
- Dahlen, F. A. (1984) Noncohesive critical coulomb wedges: An exact solution. *Jour. Geophys. Res.: Solid Earth*, **89**, 10125–10133.
- Dahlen, F. A. (1990) Critical taper model of fold-and-thrust belts and accretionary wedges. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **18**, 55–99.
- Dahlen, F. A., Suppe, J. and Davis, D. (1984) Mechanics of fold - and - thrust belts and accretionary wedges: Cohesive Coulomb theory. *Jour. Geophys. Res. Solid Earth*, **89**, 10087–10101.
- Davis, D., Suppe, J. and Dahlen, F. A. (1983) Mechanics of fold - and - thrust belts and accretionary wedges. *Jour. Geophys. Res. Solid Earth*, **88**, 1153–1172.
- Elliott, D (1976) A Discussion on natural strain and geological structure-The energy balance and deformation mechanisms of thrust sheets. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **283**, 289–312.
- Fagereng, Å. (2011) Wedge geometry, mechanical strength,

- and interseismic coupling of the Hikurangi subduction thrust, New Zealand. *Tectonophysics*, **507**, 26–30.
- Hubbert, M. and Rubey, W. W. (1959) Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting: I. Mechanics of fluid-filled porous solids and its application to overthrust faulting. *Geol. Soc. Am. Bull.*, **70**, 115–166.
- Jumikis, A. R. (1967) *Introduction to Soil Mechanics*, Affiliated East, New York, 436p.
- Kimura, G., Hina, S., Hamada, Y., Kameda, J., Tsuji, T., Kinoshita, M. and Yamaguchi, A. (2012) Runaway slip to the trench due to rupture of highly pressurized megathrust beneath the middle trench slope: the tsunamigenesis of the 2011 Tohoku earthquake off the east coast of northern Japan. *Earth and Planetary Science Letters*, **339**, 32–45.
- Koge, H., Fujiwara, T., Kodaira, S., Sasaki, T., Kameda, J., Kitamura, Y., Hamahashi, M., Fukuchi, R., Yamaguchi, A., Hamada, Y., Ashi, J. and Kimura, G. (2014) Friction properties of the plate boundary megathrust beneath the frontal wedge near the Japan Trench: an inference from topographic variation. *Earth, Planets Space*, **66**, 153.
- Kukowski, N. and Oncken, O. (2006) Subduction Erosion—the “Normal” Mode of Fore-Arc Material Transfer along the Chilean Margin? In Oncken O. *et al.* eds., *The Andes*, Springer, Berlin, Heidelberg, 217–236.
- Lallemand, S. E., Schnürle, P. and Malavieille, J. (1994) Coulomb theory applied to accretionary and nonaccretionary wedges: Possible causes for tectonic erosion and/or frontal accretion. *Jour. Geophys. Res. Solid Earth*, **99**, 12033–12055.
- Lehner, F. K. (1986) Comments on “Noncohesive critical Coulomb wedges: An exact solution” by F. A. Dahlen. *Jour. Geophys. Res. Solid Earth*, **91**, 793–796.
- 小川勇二郎 (2010) 付加体形成をめぐる諸問題. 地学雑誌, **119**, 153–172.
- 斎藤実篤・木村 学・堀 高峰 (2009) 付加体の理論と地震発生. 木村 学・木下正高 (編), 付加体と巨大地震発生帯: 南海地震の解明に向けて. 東京大学大出版会, 東京, 186–213.
- Suppe, J. (1985) *Principles of Structural Geology*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 537p.
- Terzaghi, K. (1951) *Theoretical Soil Mechanics*. Chapman and Hall, Limited, London, 526p.
- Wang, K. and Hu, Y. (2006) Accretionary prisms in subduction earthquake cycles: The theory of dynamic Coulomb wedge. *Jour. Geophys. Res. Solid Earth*, **111**, B06410, doi: 10.1029/2005JB004094.
- Wang, K., Hu, Y., Von Huene, R. and Kukowski, N. (2010) Interplate earthquakes as a driver of shallow subduction erosion. *Geology*, **38**, 431–434.
- 山口梅太郎・西松裕一 (1973) 岩石力学入門. 東京大学大出版会, 東京, 331p.
- ( 受 付 : 2019年7月24日 ; 受 理 : 2019年11月8日 )

