



膨潤性地盤材料の構成則開発とベントナイト緩衝材の品質評価への適用

伊藤, 真司

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2020-09-25

(Date of Publication)

2021-09-01

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第7876号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1007876>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

膨潤性地盤材料の構成則開発と
ベントナイト緩衝材の品質評価への適用

2020 年 7 月

神戸大学大学院 工学研究科

伊藤 真司

目次

1.	序論.....	1
1-1	膨潤性地盤材料	1
1-2	緩衝材としての利用	2
1-3	再冠水過程における緩衝材の力学挙動	3
1-4	力学モデル化に関する既往の検討	5
1-5	研究目的・論文の構成	8
	参考文献.....	9
2.	塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル.....	12
2-1	飽和ベントナイトの力学特性	12
2-2	構成モデルの定式化	14
2-3	応力ひずみ関係	18
2-4	K_0 圧密・膨潤理論式の導出.....	20
2-5	室内試験との比較による提案モデルの妥当性検証.....	24
2-6	結語.....	27
	参考文献.....	28
3.	膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル.....	29
3-1	はじめに.....	29
3-2	構成モデルの定式化	29
3-2-1	有効飽和度変化に伴う剛性変化	29
3-2-2	構成モデルのコンセプト	31
3-2-3	応力ひずみ関係の導出	33
3-2-4	関数 β の定式化	36
3-3	不飽和材料パラメータの推定手法	38
3-4	クニゲル V1 を対象とした不飽和材料パラメータの推定	44
3-5	一次元膨潤変形シミュレーション	53
3-5-1	参照試験概要	53

3-5-2	解析手法および条件	54
3-5-3	再現解析結果	56
3-6	結語.....	57
	参考文献.....	58
4.	飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション	60
4-1	はじめに.....	60
4-2	既往の研究	60
4-3	シミュレーション概要	63
4-4	解析条件.....	63
4-5	解析パラメータの決定	67
4-6	解析結果.....	71
4-6-1	MX-80.....	71
4-6-2	クニゲル V1 珪砂混合材料	80
4-7	2 材料における膨潤変形速度の比較	87
4-8	結語.....	88
	参考文献.....	89
5.	壁面摩擦の影響を考慮した膨潤圧試験シミュレーション	90
5-1	はじめに.....	90
5-2	シミュレーション概要	91
5-2-1	ジョイント要素	91
5-2-2	透水係数モデル	92
5-3	解析条件およびパラメータ	93
5-4	解析結果.....	96
5-4-1	異なる初期条件における摩擦の影響	96
5-4-2	異なる供試体サイズにおける摩擦の影響.....	102
5-5	結語.....	104
	参考文献.....	105
6.	結論.....	106

A1 静的不飽和土／水連成有限要素法の定式化	108
A 1-1 はじめに.....	108
A 1-2 各相における質量保存則	109
A 1-3 連続条件式.....	110
A 1-4 連成場における支配方程式	111
A 1-5 弱形式化.....	112
A 1-6 空間離散化.....	114
A 1-7 時間離散化.....	118
参考文献.....	119
A2 硬化則の定式化に関する注意点	120
参考文献.....	122

1. 序論

1-1 膨潤性地盤材料¹²⁾

本論文では、膨潤性粘土鉱物であるスメクタイトを含む地盤材料のことを膨潤性地盤材料と呼ぶが、特に、スメクタイトの一種であるモンモリロナイトを主成分とするベントナイトを本研究の対象とする。図-1.1 に示されるように、モンモリロナイトの単位結晶は、2 枚の四面体シートと 1 枚の八面体シートからなる構造をしている。八面体シート内にある三価の陽イオンの Al が、部分的に二価陽イオンの Mg などと置換されるため、単位結晶層は負の電荷を帯びている。この負電荷に見合うように、結晶層間には陽イオンが取り込まれており、この層間陽イオンの種類により、Na 型ベントナイトや Ca 型ベントナイトなどと区別して呼ばれている。モンモリロナイトと水が接触すると、層間陽イオンに水分子が水和してモンモリロナイトの層間距離が広がるため、ベントナイトは吸水に伴って膨張する性質（膨潤性）を示す。また、ベントナイトは、層間内の陽イオンが他の陽イオンと交換される性質（陽イオン交換性）を有している。近年では、ベントナイトが持つ特徴的な性質により、放射性廃棄物を地層処分する際のバリア材として検討されている。

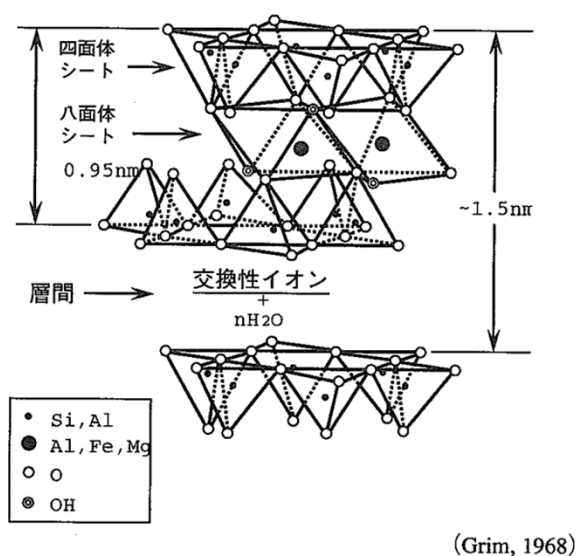


図-1.1 モンモリロナイトの結晶構造³⁾

1-2 緩衝材としての利用³⁾⁴⁾⁵⁾

原子力発電の運転，または使用済燃料の再処理に伴って発生した放射性廃棄物は，それぞれの放射能レベルに応じた処分方法が行われる．放射性廃棄物は，「高レベル放射性廃棄物」と「低レベル放射性廃棄物」に大きく分類され，高レベル放射性廃棄物と低レベル放射性廃棄物の一部は地下 300m より深い地層中に埋設処分されることが法律により定められている．図- 1.2 に，高レベル放射性廃棄物の地層処分において，検討されているレイアウトの 1 つである処分孔縦置き方式の処分場断面を示す³⁾．地層処分では，人工的に施された複数の障壁（人工バリア）と長期にわたり安定した天然岩盤（天然バリア）を組み合わせた多重バリアシステムより，長期的に放射性物質を地層中に封じ込め，人間の生活環境から隔離される．人工バリアは，ガラス固化した廃棄物とそれを格納する金属製の容器（オーバーパック），その周りを覆う緩衝材によって構成される．

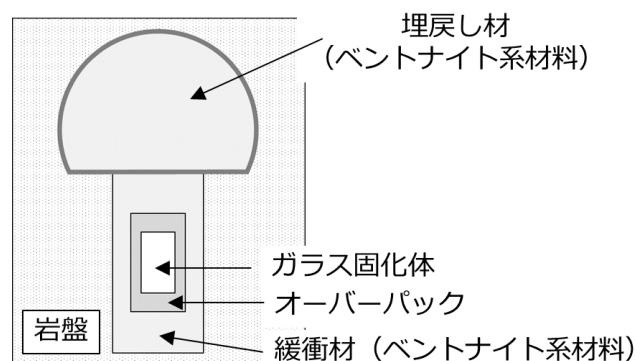


図- 1.2 処分孔縦置き方式の処分場断面

緩衝材の候補材料として，高密度に締固められた圧縮ベントナイトの利用が検討されている．水の浸潤に伴うモンモリロナイトの膨潤性により，圧縮ベントナイトは，土骨格が形成する間隙を満たすことによる難透水性や，周辺岩盤との間に生じた施工上の隙間を充填する自己シール性を発揮し，放射性核種の移行抑制が期待されている．また，モンモリロナイトの陽イオン交換性により，圧縮ベントナイトは放射性核種を吸着する能力も有している．これらの性質により，ベントナイトは緩衝材として最も有力であると考えられている．

緩衝材の機能に影響を及ぼす事象を，①処分場の建設・操業時，②処分場閉鎖後の緩衝材飽和化過程（再冠水過程），③再冠水後から超長期の 3 段階に分けて述べる．

はじめに，①処分場の建設・操業時では，施工時の外的作用による力学的影響，ガラス固化体の発熱に伴う熱的影響が緩衝材に作用すると想定されている．

次に、②再冠水過程では、地下水の浸潤に伴って不飽和状態にあった緩衝材が徐々に飽和化する。この不飽和状態から飽和状態への遷移過程では、緩衝材が膨潤し、また剛性や強度といった力学的特性や透水性等の水理学的特性が大きく変化する。

最後に、③再冠水後から超長期においては、岩盤のクリープ変形や飽和後のオーバーパックの腐食膨張変形などの影響を受ける。また、ベントナイトに含まれる鉱物の変質・溶解といった化学的な現象が生じ、それに伴い、緩衝材の力学・水理学的性能も変化すると考えられている。

①から③までの段階を総合的に考えると、熱、力学、水理学、化学的な現象が、緩衝材の性能に影響を及ぼすと考えられている。

1-3 再冠水過程における緩衝材の力学挙動

核燃料サイクル開発機構による技術報告書「わが国における高レベル放射性廃棄物地層処分の技術的信頼性—地層処分研究開発第2次取りまとめ—」³⁾では、緩衝材に対する要求性能として、①地下水の移動の抑制、②溶解した核種の収着、③コロイドの移動の防止、④地下水環境の変動の緩和、⑤施工、その他で生じた隙間等を充填できること、⑥施工可能な特性を有すること、⑦応力緩衝性を有すること、⑧オーバーパックを力学的に安定に支持できること、⑨ガラス固化体および緩衝材の変質の抑制が挙げられている。そして、室内試験より得られたデータ、または緩衝材と他バリア材料の相互作用を考慮しながら、各要求性能に対して緩衝材の乾燥密度や厚さの範囲が設定されており、その範囲を基に緩衝材仕様が検討されている。そのため、緩衝材が目標品質に達しているかの判断に乾燥密度は重要な指標となっている。

一方で、緩衝材を施工する上で生じる、周辺岩盤と緩衝材との間に存在する隙間や緩衝材内の不均一な乾燥密度分布は、再冠水過程を通して隙間は充填され、乾燥密度の不均一は解消し、乾燥密度は均質化すると考えられてきた。そのため、施工時に、緩衝材全体の平均的な乾燥密度が目標とする品質を満たしていれば、再冠水後には要求品質を満足すると考えられてきた。また、再冠水後から超長期にわたる緩衝材の性能評価において、初期条件、すなわち再冠水後における緩衝材の乾燥密度分布は均一であると仮定されている場合がある。

しかし、既往の報告⁶⁾⁷⁾⁸⁾では、意図的に設けた隙間を供試体が充填する過程で、平衡状態に至った状態でも供試体内の応力および乾燥密度分布に不均一が残留していることを示している。密度分布の均質化に関する実験的検証においても、密度分布を有する供試体が均質化する傾向は見られるものの、不均一性は完全に解消されないことが示されている⁹⁾。これらの知

見は、再冠水後において緩衝材が全体的には目標品質を満足していたとしても、満足していない領域が局所的に生じる可能性を示唆している。また、再冠水後における緩衝材の乾燥密度分布の均一と不均一の違いは、超長期にわたる緩衝材の変質現象にも影響を及ぼし、その結果、緩衝材が持つ力学・水理学特性にも影響を与えることが数値解析により得られている¹⁰⁾。

以上より、再冠水後においても要求性能を満足する緩衝材品質を確保するためには、施工時品質が再冠水過程を経てどのように変遷するか評価する手法が不可欠である。また、その評価手法は、緩衝材の長期性能評価に向けてより現実的な緩衝材の状態を提示するためにも必要である。この評価手法の一つとして数値解析的アプローチは有用であると考えられ、その構築にあたって、再冠水過程を通して緩衝材が示す力学挙動を記述できる力学モデルが必要となってくる。

図-1.3 に、再冠水過程で想定される緩衝材の力学挙動について示す。

地下水の浸潤に伴って緩衝材は不飽和状態から飽和状態へ遷移するため、ベントナイトの膨潤挙動により膨潤圧が発生し、また力学特性変化が生じる。

施工時に生じた隙間を充填する過程では、まず初めに地下水と接触する隙間に近い領域が膨潤することにより、隙間を埋めることが予想される。その後、地下水が緩衝材内部に徐々に浸透していくと、その膨潤挙動により、初期に膨張していた領域が圧縮を受けることが考えられる。

施工後の緩衝材に密度不均一が存在する場合について述べる。乾燥密度が大きいほど、飽和状態に発生する膨潤圧は大きいことがわかっているため、密であった領域は膨張し、一方、緩い状態にあった領域は圧縮を受けることが考えられる。

以上を示した緩衝材の力学挙動を通して、緩衝材の力学モデルに要求される条件として、飽和化に伴う膨潤挙動、力学特性変化の表現だけではなく、圧縮・膨張、すなわち載荷・除荷過程の応力ひずみ関係を記述できることが必要であると言える。

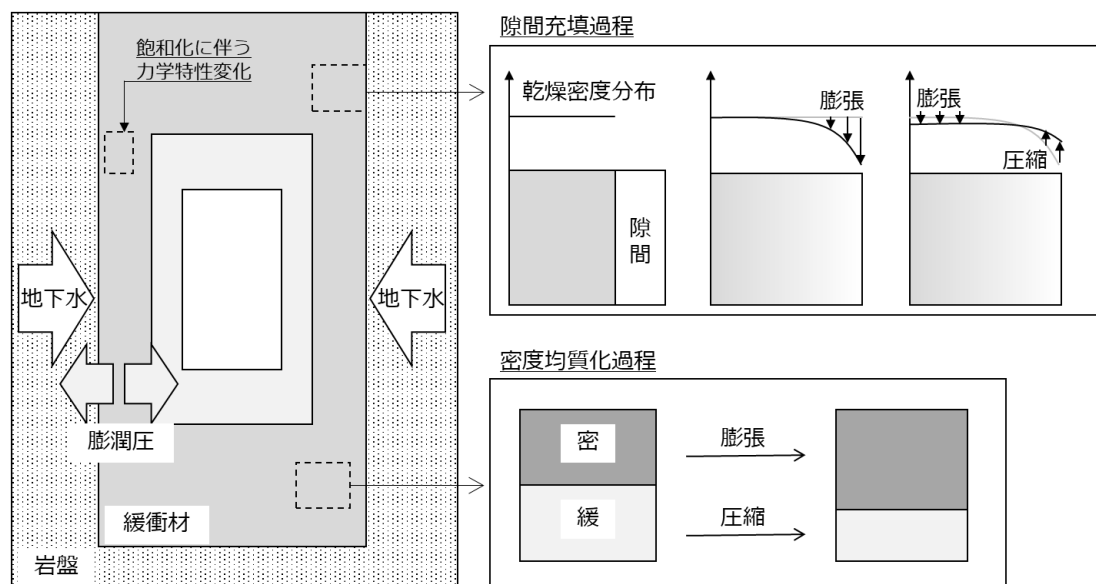


図-1.3 再冠水過程で想定される緩衝材の力学挙動

1-4 力学モデル化に関する既往の検討

膨潤性地盤材料の力学挙動を表現するために様々なモデルが考案されている。いくつかの研究グループでは、拡散二重層理論に基づいた手法が提案され、物理化学的な効果によって結晶層間に作用する反力および斥力を算出することにより、締固められたベントナイトにおいて室内試験で得られた膨潤圧を精度よく再現している¹¹⁾¹²⁾¹³⁾。

一方で、弾塑性理論に基づいた構成モデルの適用についても数多くの研究が行われている。膨潤性地盤材料への適用がなされる以前より、乾燥過程における収縮挙動や浸水に伴うコラプス変形挙動などの不飽和土が示す力学挙動の表現を目的とした弾塑性構成モデルの研究が数多く行われている¹⁴⁾¹⁵⁾¹⁶⁾。しかし、これらの構成モデルは非膨潤性地盤材料を念頭にモデル化されているため、飽和化に伴う著しい膨潤変形といった膨潤性地盤材料特有の力学挙動を表現できない。それゆえ、既存の構成モデルをそのまま、膨潤性地盤材料に適用することができない。そのため、膨潤性地盤材料を対象とした構成モデルを構築するにあたって、上記に述べた先駆的に開発されてきた構成モデルのフレームワークと、膨潤性地盤材料特有の挙動を表現する新しいコンセプトを組み合わせたアプローチが行われている。

その新しいコンセプトの一つとして、膨潤性地盤材料の間隙構造を土粒子骨格から形成される間隙（マクロ間隙）と結晶層間に存在する間隙（ミクロ間隙）に区別する手法が提案されている¹⁷⁾²⁰⁾²¹⁾。このコンセプトを基に導出される構成モデルにおいて重要となる数理モデ

ルは、(i) マクロ間隙における応力ひずみ関係式、(ii) ミクロ間隙における応力ひずみ間隙式、(iii) 2つの間隙構造間に働く相互作用を記述する関係式である。

Alonso and Gens¹⁷⁾のアプローチでは、(i) には非膨潤性地盤材料を対象とした既存の不飽和弾塑性構成モデル¹⁴⁾が使用されている。そして、(ii) には Gens and Alonso¹⁸⁾によるフレームワークが適用されている。Gens and Alonso¹⁸⁾によるフレームワークでは、ミクロ間隙構造は飽和状態にあり、等方変形挙動を示す弾性体と仮定している。そして、ミクロレベルの体積変化は Bishop¹⁹⁾による有効応力に基づいて記述されるため、サクシヨン変化に伴い有効応力が変化し、ミクロレベルの体積変化が促される。飽和状態に至る過程、つまりサクシヨンが低下する過程では、有効応力の低下に伴い、ミクロ間隙において膨潤変形が生じる。全体の体積変化は、マクロレベルとミクロレベルの体積変化の和で表現されるため、ミクロレベルの膨潤挙動が全体の挙動として現れ、膨潤性地盤材料特有の顕著な膨潤変形挙動が表現されている。また、上載圧一定条件下でサクシヨンを制御し、ベントナイト供試体に乾湿繰り返し履歴を与えると、膨潤または圧縮ひずみが蓄積し、塑性変形が生じることがわかっている。Alonso and Gens¹⁷⁾は、マクロ間隙構造に適用される構成モデル上でこの現象を解釈し、弾性領域内の挙動であっても塑性変形が生じると考察している。そこで、(iii) として、ミクロレベルの弾性体積ひずみ増分とマクロレベルの塑性体積ひずみ増分を結びつける関数を定義し、サクシヨン変化によるミクロレベルの変形挙動が、マクロレベルにおける塑性変形の発現に寄与するように工夫が施されている。

Mašin²¹⁾もまた、二重間隙構造を基に構成モデルを導出している。(i) には、Mašin and Khalili²²⁾による不飽和土を対象とした亜塑性モデルが適用され、(ii) には、Gens and Alonso¹⁸⁾のアプローチと同様の概念が適用されている。そして、(iii) として、サクシヨン低下に伴うミクロ間隙の膨潤によりマクロ間隙が閉塞する影響を考慮するために、ミクロレベルの体積ひずみ増分とマクロレベルの体積ひずみ増分との関係を記述する関数を定義している。

二重間隙構造を基に定式化される構成モデルの利点として、非膨潤性地盤材料を対象とした既存の構成モデルを、マクロ間隙構造の応力ひずみ関係式にそのまま適用できることが挙げられる。一方で、ミクロ間隙構造における体積弾性係数に関わるパラメータや、ミクロ・マクロレベルの応答を連成する関係式にパラメータが新たに加えられるため、決定されるべきパラメータ数が大幅に増えてしまう。また、これらのパラメータの同定は難しく、モデルの取り扱いが複雑であるという欠点が指摘されている²³⁾²⁵⁾。

一方で、室内試験から観察される力学的応答を基にし、膨潤性地盤材料の力学挙動を現象論的かつ巨視的に捉えた構成モデルの開発も行われている²³⁾²⁵⁾²⁷⁾。Sun and Sun²³⁾は

equivalent void ratio curve というコンセプトを新しく提案し、Sun et al.²⁴⁾らの構成モデルの拡張を行っている。また、Li and Yang²⁵⁾は、Sheng et al.²⁶⁾が提案する構成モデルをベースとし、そこに macro-structural neutral loading line というコンセプトを導入し、モデルの構築を行っている。この2つの構成モデルにおいて共通する考えは、膨潤性地盤材料に見られる著しい膨潤挙動は、塑性変形が支配的であると捉えていることである。ベースとなる構成モデルでは、サクシヨン低下による膨潤挙動は弾性領域内の応答として表現されていたが、それぞれ新しいコンセプトを導入することにより、塑性変形として更なる膨潤変形が生じるようにモデルの改良がなされている。また、Takayama et al.²⁷⁾は、膨潤性地盤材料の膨潤挙動を弾性的な応答として捉えており、弾性剛性に関する膨潤指数を飽和度の関数として記述している。そして、大野ら²⁸⁾が提案する不飽和弾塑性構成モデルに、このアイデアを適用し、膨潤性地盤材料が示す力学挙動も取り扱えるようにモデル構築を行っている。以上のように、巨視的なアプローチの中でも、顕著な膨潤挙動を塑性または弾性変形として解釈するかの2つの方法が存在する。

次に、巨視的なアプローチを基に記述される構成モデルの利害得失について述べる。このアプローチでは、非膨潤性地盤材料を対象とした構成モデルをベースとし、そこに新しいコンセプトが導入されている。そのため、ベースとなる構成モデルの導出に用いられる方程式（例えば、弾性構成式や硬化則）の定式化を見直す必要がある。既存の構成モデルをそのまま適用できる二重間隙構造のアプローチと比べて、構成モデルを導出する際に手間や工夫が必要となってくる。一方で、二重間隙構造のアプローチと比べて巨視的なアプローチでは、少ないパラメータ数で膨潤性地盤材料の力学挙動が表現されている。そのため、パラメータを同定しやすく、モデルの取り扱いが容易である。

本節では、サクシヨンや飽和度変化といった水理学的影響を考慮した既往の構成モデルを纏めたが、水理学的影響だけではなく熱影響を考慮した構成モデル²⁹⁾³⁰⁾や化学的影響を考慮した構成モデル³¹⁾³²⁾も提案されている。

1-5 研究目的・論文の構成

処分場近傍における熱、力学、水理学、化学的な現象を総合的に理解するための要素技術として、力学および水理学的な影響だけではなく、熱や化学的な効果を考慮した構成モデルの開発も必要であると認識しているが、本論文では、不飽和状態から飽和状態への遷移過程における緩衝材の力学的・水理学的挙動に焦点を当てた構成則開発を行う。さらに、既存の有限要素解析コードに開発した構成モデルを搭載し、再冠水過程における緩衝材の品質評価を目的とした数値解析手法の構築を行う。

第1章「序論」では、本研究の背景および目的について記した。

第2章と第3章では、膨潤性地盤材料を対象とした構成モデルの構築について述べる。それぞれの章の概要を以下に記す。

第2章「塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル」では、飽和状態にある膨潤性地盤材料の圧密特性に着目して、弾塑性構成モデルの構築を行い、また応力状態の予測・解釈に資する K_0 圧密・膨潤理論式を導出する。そして、室内試験の再現シミュレーションを実施し、開発した構成モデルが表現する圧密・せん断特性の妥当性検証を行う。

第3章「膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル」では、第2章で構築した弾塑性構成モデルに、既存の不飽和弾塑性構成モデルのフレームワークを適用することで、不飽和状態においても取り扱えるようにモデルを拡張する。また、モデルの記述するために、新たに追加されたモデルパラメータを推定する手法についても提案する。そしてシミュレーション結果と室内試験結果を比較することで、提案する構成モデルおよびパラメータ推定手法の妥当性の検証を行う。

第4章と第5章では、構築した構成モデルを不飽和土／水連成有限要素解析手法に適用し、応用問題を解く。それぞれの章の概要を以下に記す。

第4章「飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション」では、室内試験における供試体寸法レベルのベントナイト緩衝材を対象として、緩衝材と周辺岩盤との間に隙間が存在するような状況を想定し、緩衝材の膨潤による隙間の充填、そして、充填後の平衡状態に至るまでの変状を解析的に評価する。

第5章「壁面摩擦の影響を考慮した膨潤圧試験シミュレーション」では、ベントナイト系材料の膨潤特性を把握する目的で実施される膨潤圧試験を境界値問題として解く。試験結果にばらつきが生じる要因の一つとして考えられる、供試体と試験装置壁面との摩擦の影響を考慮した有限要素解析を実施し、試験結果へ及ぼす壁面摩擦の影響度やそのメカニズムを供

試体の内部状態に立ち入りながら検討する。

第6章「結論」では、第2章から第5章までの各章で得られた結果について総括を行う。

参考文献

- 1) クニミネ工業株式会社ホームページ, <https://www.kunimine.co.jp/> (最終閲覧日: 2020 年 7 月 10 日)
- 2) 株式会社ホージュンホームページ, <http://www.hojun.co.jp/> (最終閲覧日: 2020 年 7 月 10 日)
- 3) 核燃料サイクル開発機構: 地層処分研究開発第2次取りまとめ, 分冊2 地層処分の工学技術, JNC TN1400 99-022, 1999.
- 4) 原子力発電環境整備機構ホームページ, <https://www.numo.or.jp/> (最終閲覧日: 2020 年 7 月 10 日)
- 5) 電気事業連合会ホームページ, <https://www.fepc.or.jp/> (最終閲覧日: 2020 年 7 月 10 日)
- 6) Dueck, A., Goudarzi, R. and Börgesson, L.: Buffer homogenisation, status report, SKB TR-12-02, Svensk Kärnbränslehantering AB, 2011.
- 7) Dueck, A., Goudarzi, R. and Börgesson, L.: Buffer homogenisation, status report 2, SKB TR-14-25, Svensk Kärnbränslehantering AB, 2014.
- 8) Dueck, A., Goudarzi, R. and Börgesson, L.: Buffer homogenisation, status report 3, SKB TR-16-04, Svensk Kärnbränslehantering AB, 2016.
- 9) 原子力環境整備促進・資金管理センター: 平成25年度地層処分技術調査等事業 処分システム工学確証技術開発 報告書(第2分冊) —人工バリア品質/健全性評価技術の構築—, 平成26年3月.
- 10) S. Tachibana, S. Ito, A. Iizuka, H. Owada and D. Hayashi, H-M-C coupling analysis considering several scenarios of long-term alternation in cement-bentonite system, Proc. of 2nd Annual Workshop of the Cebama Project, Espoo, Finland, May 16-19, 2017
- 11) Komine, H., Ogata, N., 1996. Prediction for swelling characteristics of compacted bentonite. Can. Geotech. J. 33 (1), 11-22.
- 12) Tripathy, S., Sridharan, A., Schanz, T., 2004. Swelling pressures of compacted bentonites from diffuse double layer theory. Can. Geotech. J. 41 (3), 437-450.
- 13) Schanz, T., IbrarKhan1, M., Al-Badran1, Y., 2013. An alternative approach for the use of DDL theory to estimate the swelling pressure of bentonites. Appl. Clay Sci. 83-84, 383-390.

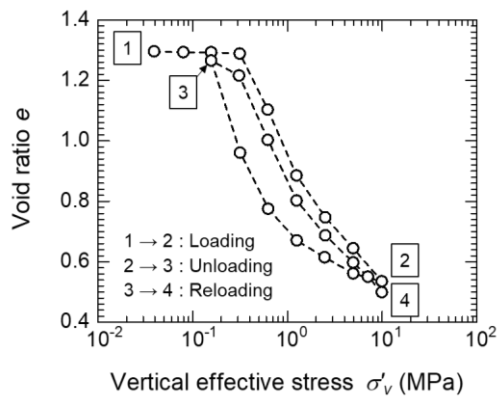
- 14) Alonso, E.E., Gens, A., Josa, A., 1990. A constitutive model for partially saturated soils. *Géotechnique* 40 (3), 405-430.
- 15) Kohgo, Y., Nakano, M., Miyazaki, T., 1993. Theoretical aspects of constitutive modelling for unsaturated soils. *Soils Found.* 33 (4), 49-63.
- 16) Karube, D., Kawai, K., 2001. The role of pore water in the mechanical behavior of unsaturated soils. *Geotech. Geol. Eng.* 19, 211-241
- 17) Alonso, E.E., Gens, A., 1999. Modelling the mechanical behaviour of expansive clays. *Eng. Geol.* 54 (1-2), 173-183.
- 18) Gens, A., Alonso, E.E., 1992. A framework for the behavior of unsaturated expansive clays. *Can. Geotech. J.* 29 (6), 1013-1032.
- 19) Bishop, A.W., 1959. The principle of effective stress, *Teknisk Ukeblad*, 106 (39), 859-863.
- 20) Sánchez, M., Gens, A., Do, L., Guimarães, N., 2005. A double structure generalized plasticity model for expansive materials. *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.* 29, 751-787.
- 21) Mašin, D., 2013. Double structure hydromechanical coupling formalism and a model for unsaturated expansive clays. *Eng. Geol.* 165, 73-88.
- 22) Mašin, D., Khalili, N., 2008. A hypoplastic model for mechanical response of unsaturated soils. *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.* 32(15), 1903-1926.
- 23) Sun, W., Sun, D., 2012. Coupled modelling of hydro-mechanical behaviour of unsaturated compacted expansive soils. *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.* 36, 1002-1022.
- 24) Sun, D.A., Sheng, D., Sloan, S.W., 2007. Elastoplastic modelling of hydraulic and stress-strain behaviour of unsaturated compacted soils. *Mech. Mater.* 39(3), 212-221.
- 25) Li, W., Yang, Q., 2017. A macro-structural constitutive model for partially saturated expansive soils. *B. Eng. Geol. Environ.* 76, 1075-1084.
- 26) Sheng, D., Fredlund, D.G., Gens, A., 2008. A new modelling approach for unsaturated soils using independent stress variables. *Can. Geotech. J.* 45(4), 511-534.
- 27) Takayama, Y., Tachibana, S., Iizuka, A., Kawai, K., Kobayashi, I., 2017. Constitutive modeling for compacted bentonite buffer materials as unsaturated and saturated porous media. *Soils Found.* 57, 80-91.
- 28) 大野進太郎, 河井克之, 橘伸也. 有効飽和度を剛性に関する状態量とした不飽和土の弾塑性構成モデル. *土木学会論文集*, Vol.63, No. 4, 1132-1141, 2007.
- 29) Dupray, F., François, B., Laloui, L., 2013. Analysis of the FEBEX multi-barrier system including thermoplasticity of unsaturated bentonite. *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.* 37, 399-422.

- 30) Sánchez, M., Gens, A., Villar, M.V., Olivella, S., 2016. Fully coupled thermo-hydro-mechanical double-porosity formulation for unsaturated soils. *Int. J. Geomech.* 16 (6).
- 31) Guimarães, N., Gens, A., Sánchez, M., Olivella, S., 2013. A chemo-mechanical constitutive model accounting for cation exchange in expansive clays. *Géotechnique* 63 (3), 221-234.
- 32) Kyokawa, H., Ohno, S., Kobayashi, I., 2020. A method for extending a general constitutive model to consider the electro-chemo-mechanical phenomena of mineral crystals in expansive soils. *Int. J. Numer. Anal. Met.* 44 (6), 749-771.

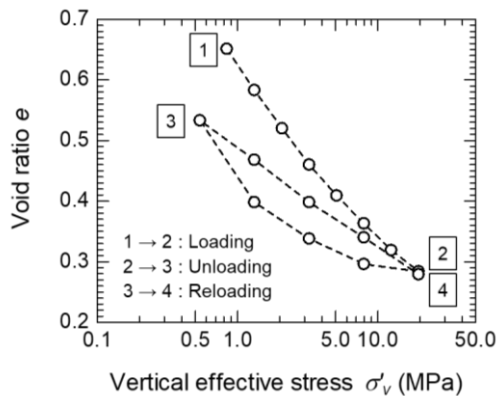
2. 塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル

2-1 飽和ベントナイトの力学特性

飽和状態にあるベントナイト系材料の圧密特性において、一般的な粘土とは異なる挙動を示すことがわかっている。以下に、Na 型ベントナイトであるクニゲル V1 を用いた圧密試験¹⁾ (図-2.1(a))、クニゲル V1 と珪砂の混合材料を用いた圧密試験²⁾ (図-2.1(b)) より得られた載荷－除荷－再載荷過程の間隙比 e と有効上載圧 σ'_v の関係を示す。まず特徴的である挙動として、除荷時の著しい膨潤挙動が挙げられる。一般的な粘土では、除荷過程において有効上載圧の対数と間隙比の変化が線形的になるが、一方、膨潤性を持つ地盤材料では過圧密化が進行するほど除荷経路の勾配が急になり、非線形的な経路が示される。また、再載荷経路は除荷経路と大きく異なり、ヒステリシスループが顕著に現れる。除荷時の顕著な膨潤挙動、除荷経路と再載荷経路の非可逆性といった特徴的な圧密特性は、膨潤性地盤材料の力学特性をモデル化する上で無視することができない。



(a) クニゲル V1



(b) クニゲル V1 + 珪砂

図-2.1 一次元載荷・除荷・再載荷過程の $e - \ln \sigma'_v$ 関係¹⁾²⁾

図-2.2 に示すように、一般的な粘土を対象として広く使用されている修正 Cam-clay モデル³⁾では、 $e - \ln p'$ 平面上の載荷側に弾性限界を規定する正規圧密線 (NCL) が存在し、正規圧密線上を辿る等方載荷過程では塑性圧縮を伴う応答となる。これに対し、先行圧密応力 p'_c よりも小さな応力レベルである過圧密状態では、除荷・再載荷過程ともに、膨潤線 (Swelling line) 上を辿る弾性応答となる。したがって、過圧密状態における除荷・再載荷の経路は一致することになり、膨潤性地盤材料の圧密特性に顕著に現れるヒステリシスループを表現すること

2. 塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル

はできない。そのため、膨潤指数 κ を過圧密比の関数で定式化することにより、モデルの拡張を試みている研究もある⁴⁾⁵⁾。

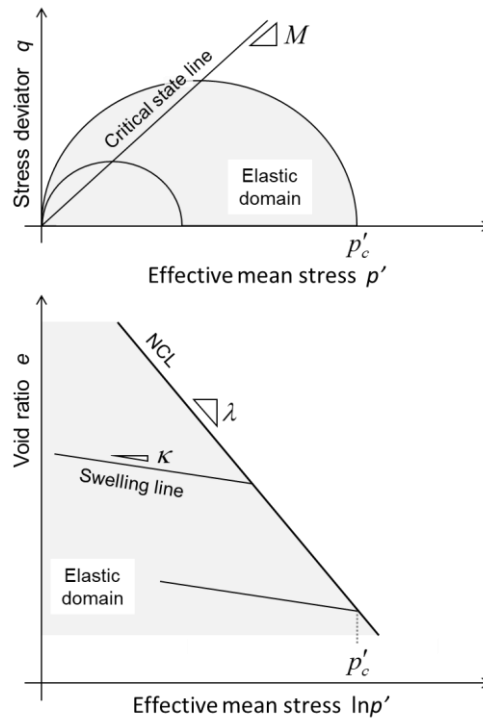


図-2.2 修正 Cam-clay モデルの概念図

また、小林ら⁶⁾は、クニゲル V1 の一次元圧密試験（図-2.1 (a)）においてみられる除荷過程で先行圧密応力が低下する現象は、モンモリロナイトの層間膨潤挙動によって応力履歴を記憶している土骨格構造が崩壊し、過去の応力履歴を忘失することによって引き起こされると考察している。硬化パラメータに塑性体積ひずみを採用する Cam-clay モデルにおいては、過去の履歴を忘失することは塑性体積ひずみが減少することに相当し、除荷過程における膨潤変形に塑性成分が含まれていることを意味する。一般的な粘土においても、地盤材料の内部構造の変化により除荷過程の膨潤挙動には塑性変形が含まれているという考えがいくつか存在し、Amerasinghe and Kraft⁷⁾は、塑性膨潤（Plastic rebound）という概念を基にその影響を巨視的かつ現象論的に弾塑性構成モデルの中で表現している。

本研究では、修正 Cam-clay モデルに塑性膨潤の効果を導入し、膨潤性粘土鉱物の微視的な構造変化には立ち入らず、弾塑性論の枠組みで飽和状態にある膨潤性地盤材料の力学的応答の表現を試みる。

2-2 構成モデルの定式化

図-2.3 に示すように、除荷側にも弾性限界を規定する塑性膨潤線（PRL）を新しく定義し、正規圧密線（NCL）だけではなく塑性膨潤線（PRL）によって弾性域が制限される。降伏曲面は楕円形の形状を持ち、降伏関数は次式で表される。

$$f(p', q, p'_c, p'_s) = \frac{q^2}{\tilde{M}^2} + (p' - p'_c)(p' - p'_s) = 0 \quad (2-1)$$

ここに、 $\tilde{M}$ は材料定数であり、降伏曲面の楕円率を規定する。また、 p' ：平均有効応力、 q ：偏差応力であり、それぞれ以下のように定義される。

$$p' = \text{tr} \boldsymbol{\sigma}' / 3, \quad q = \sqrt{3/2} \|\mathbf{s}\|; \quad \mathbf{s} = \boldsymbol{\sigma}' - p' \mathbf{1} \quad (2-2)$$

ここに、 $\boldsymbol{\sigma}'$ ：有効応力テンソル、 $\mathbf{s}$ ：偏差応力テンソル、 $\mathbf{1}$ ：2 階の単位テンソルであり、 p'_c と p'_s はそれぞれ、等方载荷が寄与する降伏応力、等方除荷が寄与する降伏応力である。

次に、定式化において 2 つの仮定を設ける。① $e - \ln p'$ 平面上において、膨潤線は勾配 κ を持つ直線とする。② $e - \ln p'$ 平面上で正規圧密線と塑性膨潤線は直線であり、互いに平行であると仮定し、その勾配を λ とする。これらの仮定により、 p'_c と p'_s の比が常に一定になることになり、次式に示す関係を常に満たす。

$$\frac{p'_s}{p'_c} = \frac{\zeta}{1 + \zeta} \quad (2-3)$$

ここに、 ζ は材料定数であり、正規圧密線と塑性膨潤線の間隔を規定する。 ζ はゼロ以上の値をとり、 $\zeta = 0$ の場合は降伏応力 p'_s と $q - p'$ 平面上の原点が一致するため、修正 Cam-clay モデルに帰着する。また、限界状態線（Critical state line）の勾配 M は幾何学的な関係により次式で表される。

$$M = \frac{\tilde{M}}{1 + 2\zeta} \quad (2-4)$$

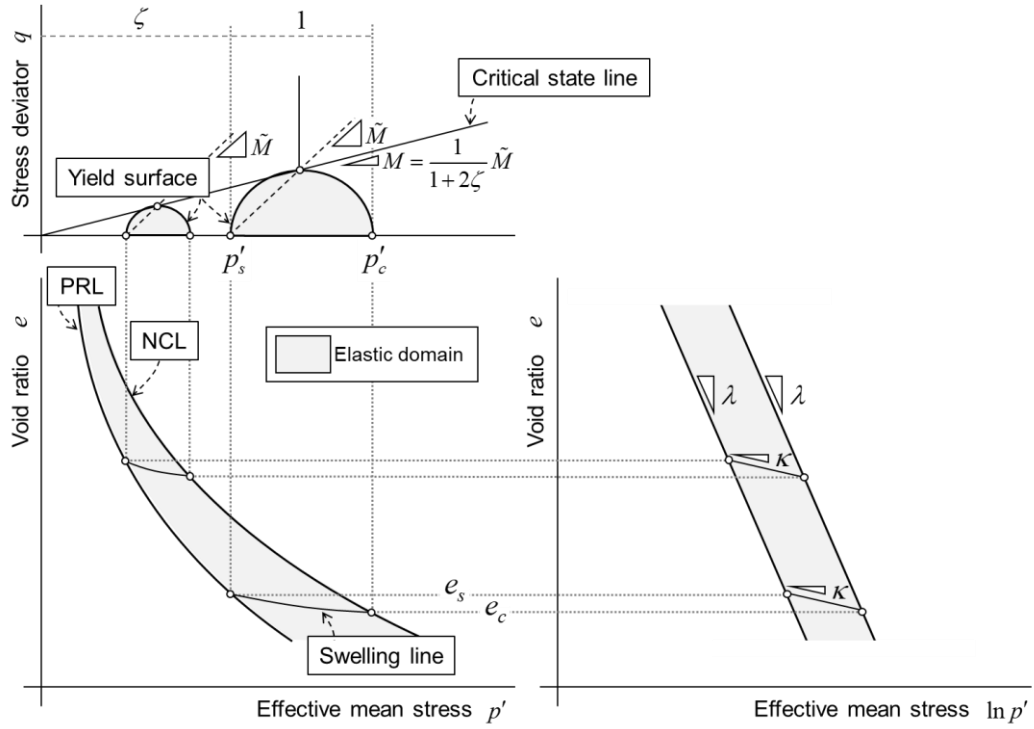


図-2.3 提案する構成モデルの概念図

次に、載荷・除荷過程のモデルが示す応答を説明する．図-2.4 に、載荷過程における有効応力経路（ $q-p'$ 平面）および状態点の移動経路（ $e-\ln p'$ 平面）を示す．初期状態は降伏曲面内に応力点が存在し、膨潤線上を状態点が移動しながら僅かな圧縮変形が生じる．その後、降伏すると弾性状態から弾塑性状態に移行し、塑性体積ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_v^p$ が関連流れ則（ $\Delta \varepsilon_v^p = \gamma \partial f / \partial p'$ ； $\gamma > 0$ ）で記述されると仮定すると、降伏曲面の右側（ $\partial f / \partial p' > 0$ ）に応力点が位置するため塑性圧縮（ $\Delta \varepsilon_v^p > 0$ ）が生じる．そして、状態点は正規圧密線に沿うように移動し、降伏曲面は、平均有効応力 p' が増加する方向へ位置を変えながら拡大する．この過程における間隙比変化 Δe は以下のように導かれる．

$$\begin{aligned} \Delta e &= e - e_{ini} = (e - e_c) + (e_c - e_{c0}) + (e_{c0} - e_{ini}) \\ &= -\kappa \ln \frac{p'}{p'_c} - \lambda \ln \frac{p'_c}{p'_{c0}} - \kappa \ln \frac{p'_{c0}}{p'_{ini}} = -(\lambda - \kappa) \ln \frac{p'_c}{p'_{c0}} - \kappa \ln \frac{p'}{p'_{ini}} \end{aligned} \quad (2-5)$$

この間隙比変化に含まれる弾性成分 Δe^e と塑性成分 Δe^p は、以下のように表される．

$$\Delta e^e = -\kappa \ln \frac{p'}{p'_{ini}} \quad (2-6)$$

$$\Delta e^p = \Delta e - \Delta e^e = -(\lambda - \kappa) \ln \frac{p'_c}{p'_{c0}} \quad (2-7)$$

2. 塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル

p'_c と p'_s の関係式 (式(2-3)) を式(2-7)に適用すると、間隙比変化の塑性成分 Δe^p について次のよう関係が得られる。

$$\Delta e^p = -(\lambda - \kappa) \ln \frac{p'_c}{p'_{c0}} = -(\lambda - \kappa) \ln \frac{p'_s}{p'_{s0}} \quad (2-8)$$

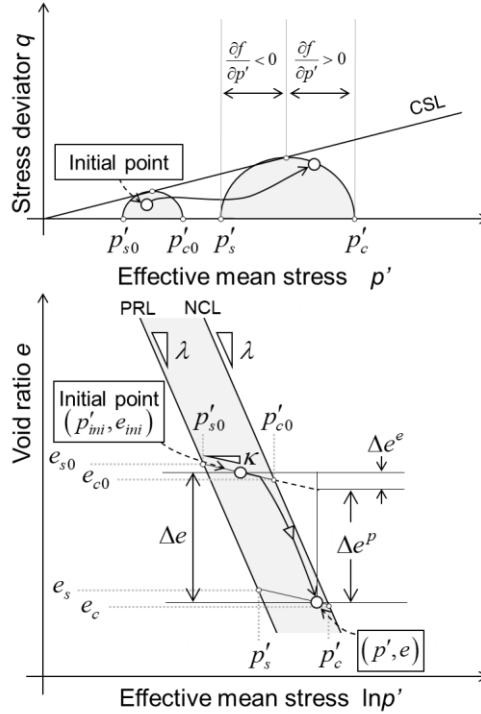


図-2.4 荷重過程におけるモデル応答

次に、図-2.5 に、除荷過程における有効応力経路 ($q-p'$ 平面) および状態点の移動経路 ($e-\ln p'$ 平面) を示す。初期状態は降伏曲面内に応力点が存在し、膨潤線上を状態点が移動しながら僅かな膨潤変形が生じる。その後降伏すると弾性状態から弾塑性状態に移行し、降伏曲面の左側 ($\partial f / \partial p' < 0$) に応力点が位置するため塑性膨張 ($\Delta \varepsilon_v^p < 0$) が生じる。そして、状態点が塑性膨潤線に沿うように移動し、降伏曲面は縮小しながら平均有効応力 p' が減少する方向へと位置を移す。この過程における間隙比変化 Δe は次式のように表される。

$$\begin{aligned} \Delta e &= e - e_{ini} = (e - e_c) + (e_c - e_{c0}) + (e_{c0} - e_{ini}) \\ &= -\kappa \ln \frac{p'}{p'_c} - \lambda \ln \frac{p'_c}{p'_{c0}} - \kappa \ln \frac{p'_{c0}}{p'_{ini}} = -(\lambda - \kappa) \ln \frac{p'_c}{p'_{c0}} - \kappa \ln \frac{p'}{p'_{ini}} \end{aligned} \quad (2-9)$$

この間隙比変化に含まれる弾性成分 Δe^e および塑性成分 Δe^p は、以下のように記述される。

$$\Delta e^e = -\kappa \ln \frac{p'}{p'_{ini}} \quad (2-10)$$

$$\Delta e^p = \Delta e - \Delta e^e = -(\lambda - \kappa) \ln \frac{p'_c}{p'_{c0}} \quad (2-11)$$

との関係式 ((2-3)) を式(2-11)に適用すると、間隙比変化の塑性成分 Δe^p は式(2-8)と同様の関係が得られる。

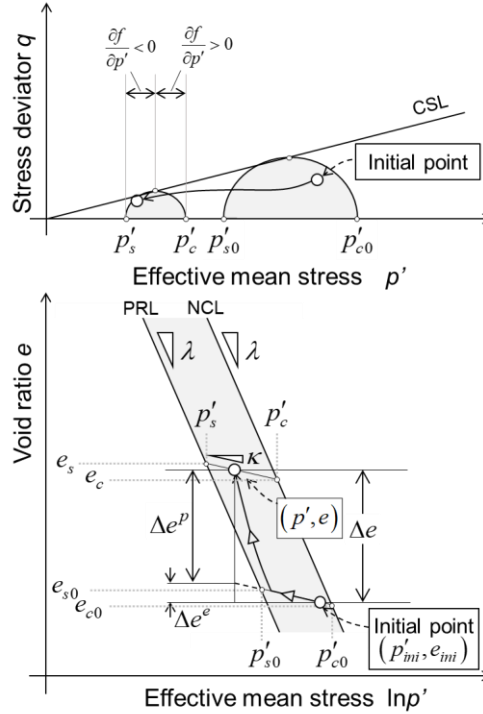


図-2.5 除荷過程におけるモデル応答

以上のように、間隙比の弾性成分 Δe^e および塑性成分 Δe^p は、経路に依らず一意的に決定される。また、間隙比変化の塑性成分 Δe^p (式(2-8)) を用いて、塑性体積ひずみ ε_v^p と圧縮降伏応力 p'_c 、除荷降伏応力 p'_s の関係は次のように表される。

$$\varepsilon_v^p = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_{c0}} \ln \frac{p'_c}{p'_{c0}} = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_{c0}} \ln \frac{p'_s}{p'_{s0}} \quad (2-12)$$

式(2-12)からもわかるように、除荷過程では塑性体積ひずみが減少 ($\Delta \varepsilon_v^p < 0$) することにより、除荷降伏応力 p'_s だけではなく載荷降伏応力 p'_c も低下する。このことは除荷開始時に持っていた応力履歴を忘失することに相当し、前述した小林ら⁹⁾による解釈に整合する。また、再載荷過程を考えると、図-2.4 に示す $e - \ln p'$ 平面上の経路からわかるように、まず膨潤線上を辿る弾性挙動が示されるため、除荷経路と再載荷過程が異なりヒステリシスループを描くこととなる。以上より、塑性膨潤線を導入することにより、除荷時の顕著な膨潤挙動、除荷経路と再載荷経路の非可逆性を単純明快に表現することができる。また、モデルの

2. 塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル

構築にあたり，ベースとなっている修正 Cam-clay model のパラメータに新しく 1 つのパラメータ（塑性膨潤パラメータ ζ ）を加えるだけなので，取り扱いやすいモデルとなっている．

2-3 応力ひずみ関係

はじめに，弾性状態における応力ひずみ関係を導出する．式(2-10)で示される間隙比変化の弾性成分 Δe^e を用いて，弾性体積ひずみ ε_v^e は式(2-13)で表され，また ε_v^e の増分は式(2-14)で記述できる．ただし，微小変形ひずみを仮定している．

$$\varepsilon_v^e = \frac{-\Delta e^e}{1+e_{c0}} = \frac{\kappa}{1+e_{c0}} \ln \frac{p'}{p'_{ini}} \quad (2-13)$$

$$\Delta \varepsilon_v^e = \frac{\kappa}{1+e_{c0}} \frac{\Delta p'}{p'} \quad (2-14)$$

式(2-14)を整理すると次式のようになる．

$$\Delta p' = K \Delta \varepsilon_v^e; \quad K = \frac{1+e_{c0}}{\kappa} p' \quad (2-15)$$

ここに， K ：体積弾性係数である．等方フック則を仮定すると，弾性状態における応力ひずみ関係は次式で表される．

$$\Delta \boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{D}^e : \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^e \quad (2-16)$$

$$\mathbf{D}^e = \left(K - \frac{2}{3} G \right) \mathbf{1} \otimes \mathbf{1} + 2G \mathbf{I}, \quad G = \frac{3(1-2\nu')}{2(1+\nu')} K \quad (2-17)$$

ここに， $\mathbf{D}^e$ ：弾性剛性テンソル， G ：せん断弾性係数， ν' ：有効ポアソン比である．

次に，弾塑性構成式を構築するために必要な諸式を以下に示す．

① 降伏関数（式(2-1)を参照）

② 関連流れ則：塑性ひずみ増分 $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p$ の表現に，塑性ポテンシャルと降伏関数を同一視した関連流れ則を用いる．

$$\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p = \gamma \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'}; \quad \gamma > 0 \quad (2-18)$$

ここに， γ ：塑性乗数である．

③ ひずみの弾塑性分解：全ひずみ増分 $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}$ は，弾性ひずみ増分 $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^e$ と塑性ひずみ増分 $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p$ に加算分解されると仮定する．

$$\Delta \boldsymbol{\varepsilon} = \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^e + \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p \quad (2-19)$$

④ 弾性構成式（式(2-16)を参照）

- ⑤ 適応条件：塑性変形が生じている間、現応力点は常に降伏曲面上に存在する。したがって降伏関数中にあるすべての変数に関する全微分は次式を満足しなければならない。

$$\Delta f = \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \Delta \boldsymbol{\sigma}' + \frac{\partial f}{\partial p'_c} \Delta p'_c + \frac{\partial f}{\partial p'_s} \Delta p'_s = 0 \quad (2-20)$$

- ⑥ 硬化則：式(2-12)より、塑性体積ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_v^p$ は以下のように表される。

$$\Delta \varepsilon_v^p = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_{c0}} \frac{\Delta p'_c}{p'_c} = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_{c0}} \ln \frac{\Delta p'_s}{p'_s} \quad (2-21)$$

したがって、降伏応力の増分 $\Delta p'_c$ 、 $\Delta p'_s$ は以下のように書き表される。

$$\Delta p'_c = \frac{(1 + e_{c0}) p'_c}{\lambda - \kappa} \Delta \varepsilon_v^p, \quad (2-22)$$

$$\Delta p'_s = \frac{(1 + e_{c0}) p'_s}{\lambda - \kappa} \Delta \varepsilon_v^p \quad (2-23)$$

次に、弾塑性状態における応力－ひずみ関係を導出する。弾性構成式（式(2-16)）に、ひずみの弾塑性分解（式(2-19)）と関連流れ則（式(2-18)）を適用すると次式が得られる。

$$\Delta \boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{D}^e : \left(\Delta \boldsymbol{\varepsilon} - \gamma \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \right) \quad (2-24)$$

適応条件式（式(2-20)）中にある $\Delta \boldsymbol{\sigma}'$ に式(2-24)、 $\Delta p'_c$ に式(2-22)、 $\Delta p'_s$ に式(2-23)を代入し、塑性乗数について解くと次式のようになる。

$$\gamma = \frac{1}{H} \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \mathbf{D}^e : \Delta \boldsymbol{\varepsilon} \quad (2-25)$$

式(2-24)に式(2-25)を代入すると、次式に示すように弾塑性状態における応力－ひずみ関係が記述される。

$$\Delta \boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{D}^{ep} : \Delta \boldsymbol{\varepsilon} \quad (2-26)$$

$$\mathbf{D}^{ep} = \mathbf{D}^e - \frac{1}{H} \left(\mathbf{D}^e : \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \otimes \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \mathbf{D}^e \right) \quad (2-27)$$

$$H = \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \mathbf{D}^e : \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} - \frac{1 + e_{c0}}{\lambda - \kappa} \frac{\partial f}{\partial p'_c} \left(\frac{\partial f}{\partial p'_c} p'_c + \frac{\partial f}{\partial p'_s} p'_s \right) \quad (2-28)$$

ここに、 $\mathbf{D}^{ep}$ ：弾塑性剛性テンソルであり、また降伏関数 f に対する偏微分関数は以下の通りである。

$$\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} = \frac{2p' - (p'_c + p'_s)}{3} \mathbf{1} + \frac{3}{\tilde{M}^2} \mathbf{s} \quad (2-29)$$

$$\frac{\partial f}{\partial p'} = 2p' - (p'_c + p'_s) \quad (2-30)$$

$$\frac{\partial f}{\partial p'_c} = -(p' - p'_c) \quad (2-31)$$

$$\frac{\partial f}{\partial p'_s} = -(p' - p'_s) \quad (2-32)$$

2-4 K_0 圧密・膨潤理論式の導出

図- 2.6 に前節で導出した応力ひずみ関係を用いて計算される一次元圧密・膨潤過程における有効応力経路を示す。ただし、縦軸・横軸はそれぞれ、軸差応力 q ・平均有効応力 p' を初期の圧密降伏応力 p'_{c0} を用いて正規化している。圧密過程では、平均有効応力 p' と軸差応力 q がともに増加し、やがて応力比 $\eta (= q/p')$ が一定で原点を通る直線上を応力点が移動する。一方、膨潤過程では、はじめは平均有効応力 p' と軸差応力 q はともに減少するが、やがて応力比 η は一定となり原点へと向かう経路を辿る。このような有効応力経路は試験においてもみられる。Börgesson et al.⁸⁾ は Ca 型ベントナイトである Moosburg を用いて、一次元除荷・載荷過程において鉛直有効応力 σ'_v だけではなく、水平有効応力 σ'_h も測定している。図-2.7 に、計測結果を用いて描いた有効応力経路を示す。図- 2.7 からわかるように、載荷または除荷が進むと、応力比一定かつ原点を通るような有効応力経路を描いている。

ここでは、一次元圧密過程で応力比一定である状態を K_0 圧密状態、一方、一次元膨潤過程で応力比一定である状態を K_0 膨潤状態と呼び、それぞれの状態における K_0 理論式の導出を行う。一次元変形場での K_0 値（水平有効応力 σ'_h と鉛直有効応力 σ'_v の比）を理論的に得ることは、一般的に圧密試験において測定されない水平応力の予測や境界値問題で示される力学的応答の解釈に役に立つと考えられる。

2. 塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル

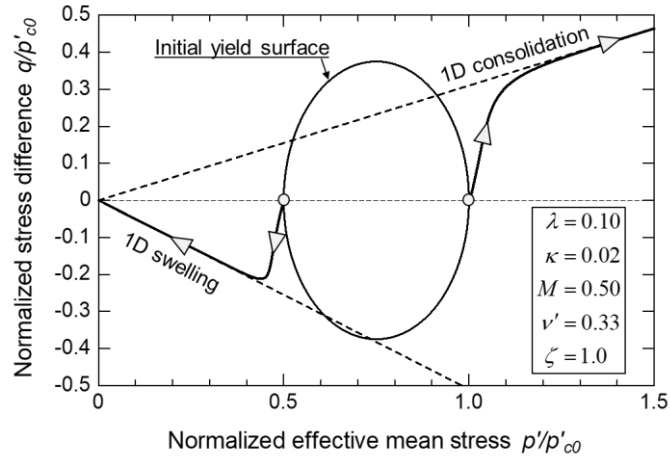


図-2.6 一次元圧密・膨潤過程の有効応力経路

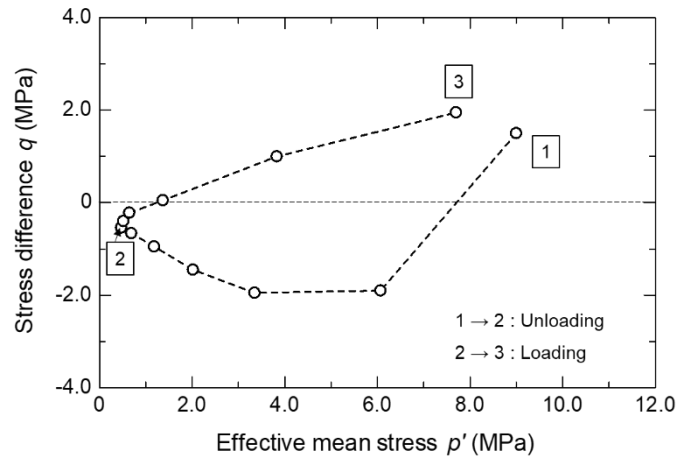


図-2.7 Moosburg を用いた一次元除荷・載荷過程において有効応力経路⁸⁾

まず，体積ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_v$ と偏差ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_s$ は以下のように表される．

$$\Delta \varepsilon_v = \Delta \varepsilon_a + 2\Delta \varepsilon_r, \quad \Delta \varepsilon_s = \frac{2}{3}(\Delta \varepsilon_a - \Delta \varepsilon_r) \quad (2-33)$$

ここに， $\Delta \varepsilon_a$ ：軸ひずみ増分， $\Delta \varepsilon_r$ ：側方ひずみ増分である．式(2-33)とひずみの弾塑性分解（式(2-19)）を用いて側方ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_r$ は次式のように記述できる．

$$\Delta \varepsilon_r = \frac{1}{3}(\Delta \varepsilon_v^e + \Delta \varepsilon_v^p) - \frac{1}{2}(\Delta \varepsilon_s^e + \Delta \varepsilon_s^p) \quad (2-34)$$

以下で，体積ひずみ増分の弾性成分 $\Delta \varepsilon_v^e$ ，塑性成分 $\Delta \varepsilon_v^p$ ，せん断ひずみ増分の弾性成分 $\Delta \varepsilon_s^e$ ，塑性成分 $\Delta \varepsilon_s^p$ を各々，応力パラメータで記述される形へ書き換える．はじめに，式(2-14)より

2. 塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル

弾性体積ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_v^e$ は次式で表される.

$$\Delta \varepsilon_v^e = \tilde{M} D \frac{1-\Lambda}{\Lambda} \frac{\Delta p'}{p'}, \quad (2-35)$$

ここに, D : ダイレイタンスー係数⁹⁾, Λ : 非可逆比であり以下のように定義される.

$$D = \frac{\lambda - \kappa}{\tilde{M}(1+e_{c0})}, \quad \Lambda = 1 - \frac{\kappa}{\lambda} \quad (2-36)$$

また, 弾性せん断ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_s^e$ は次式で表される.

$$\Delta \varepsilon_s^e = \frac{\tilde{M} D}{3\mu} \frac{1-\Lambda}{\Lambda} \frac{\Delta q}{p'}; \quad \mu = \frac{3(1-2\nu')}{2(1+\nu')} \quad (2-37)$$

次に, 式(2-22)より塑性体積ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_v^p$ は次式で表される.

$$\Delta \varepsilon_v^p = \tilde{M} D \frac{\Delta p'_c}{p'_c} \quad (2-38)$$

$\zeta > 0$ のとき, 降伏関数 (式(2-1)) と降伏応力 p'_c と p'_s の関係式より, p'_c は以下のように記述される.

$$p'_c = \frac{1+2\zeta+\alpha r}{2\zeta} p'; \quad r = r(\eta) = \sqrt{1-4\zeta(1+\zeta)\left(\frac{\eta}{\tilde{M}}\right)^2} \quad (2-39)$$

ここに, r は応力比 $\eta (= q/p')$ の関数であり, α は K_0 圧密状態で $\alpha = +1$, K_0 膨潤状態で $\alpha = -1$ となる変数である. 式(2-39)より降伏応力 p'_c の増分は次式に様になる.

$$\Delta p'_c = p'_c \frac{\Delta p'}{p'} - \alpha p'(1+\zeta) \frac{2\eta}{r\tilde{M}^2} \Delta \eta \quad (2-40)$$

式(2-38)に式(2-39)と式(2-40)を代入すると, 塑性体積ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_v^p$ が次式で得られる.

$$\Delta \varepsilon_v^p = \tilde{M} D \left[\frac{\Delta p'}{p'} - \alpha \frac{2\zeta(1+\zeta)}{1+2\zeta+\alpha r} \frac{2\eta}{r\tilde{M}^2} \Delta \eta \right] \quad (2-41)$$

また, 塑性体積ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_v^p$ と塑性せん断ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_s^p$ を関連流れ則 (式(2-18)) で記述すると, それぞれ次式のようになる.

$$\Delta \varepsilon_v^p = \gamma \frac{\partial f}{\partial p'}, \quad \Delta \varepsilon_s^p = \gamma \frac{\partial f}{\partial q} \quad (2-42)$$

したがって, 塑性せん断ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_s^p$ は次式で与えることができる.

$$\Delta \varepsilon_s^p = \Delta \varepsilon_v^p \frac{\partial f}{\partial q} / \frac{\partial f}{\partial p'} \quad (2-43)$$

以下に, 降伏関数 f に対する偏微分関数を示す.

2. 塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル

$$\frac{\partial f}{\partial q} = \frac{2q}{\tilde{M}^2} \quad (2-44)$$

$$\frac{\partial f}{\partial p'} = 2p' - (p'_c + p'_s) = -\frac{1+\alpha(1+2\zeta)r}{2\zeta(1+\zeta)} p' \quad (2-45)$$

式(2-43)に式(2-41)と式(2-44), 式(2-45)を代入すると, 塑性せん断ひずみ増分 $\Delta\varepsilon_s^p$ は次式で記述される.

$$\Delta\varepsilon_s^p = -\tilde{M}D \frac{2\zeta(1+\zeta)}{1+\alpha(1+2\zeta)r} \frac{2\eta}{\tilde{M}^2} \left[\frac{\Delta p'}{p'} - \alpha \frac{2\zeta(1+\zeta)}{1+2\zeta+\alpha r} \frac{2\eta}{r\tilde{M}^2} \Delta\eta \right] \quad (2-46)$$

式(2-35)と式(2-37), 式(2-41), 式(2-46)を式(2-34)に代入すると, 次式を得ることができる.

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_r = & \frac{1}{3} \left(\tilde{M}D \frac{1-\Lambda}{\Lambda} \frac{\Delta p'}{p'} + \tilde{M}D \left[\frac{\Delta p'}{p'} - \alpha \frac{2\zeta(1+\zeta)}{1+2\zeta+\alpha r} \frac{2\eta}{r\tilde{M}^2} \Delta\eta \right] \right) \\ & - \frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{M}D}{3\mu} \frac{1-\Lambda}{\Lambda} \frac{\Delta p'}{p'} \eta - \tilde{M}D \frac{2\zeta(1+\zeta)}{1+\alpha(1+2\zeta)r} \frac{2\eta}{\tilde{M}^2} \left[\frac{\Delta p'}{p'} - \alpha \frac{2\zeta(1+\zeta)}{1+2\zeta+\alpha r} \frac{2\eta}{r\tilde{M}^2} \Delta\eta \right] \right) \end{aligned} \quad (2-47)$$

一次元条件 ($\Delta\varepsilon_r = 0$) と応力比一定条件 ($\Delta\eta = 0$) を式(2-47)に適用し整理すると, 次のように書き表される.

$$\frac{1}{3\Lambda} - \frac{1-\Lambda}{2} \frac{1}{3\mu\Lambda} \eta - \frac{\zeta(1+\zeta)}{1+\alpha(1+2\zeta)r} \frac{2\eta}{\tilde{M}^2} = 0 \quad (2-48)$$

式(2-48)は応力比 η に関する方程式となるため, K_0 圧密状態 ($\alpha = +1$) および K_0 膨潤状態 ($\alpha = -1$) における応力比 η_0 を求めることができる. また, K_0 値と応力比 η_0 の関係は次式で与えられる.

$$K_0 = \frac{3-\eta_0}{3+2\eta_0} \quad (2-49)$$

2-5 室内試験との比較による提案モデルの妥当性検証

高治・鈴木²⁾によって実施された一次元圧密試験と非排水せん断試験の再現解析を行い、提案する構成モデルの妥当性検証を行う。これらの室内試験では、Na型ベントナイトのクニゲル V1 と珪砂を質量比 7 : 3 で混合した材料が使用されている。

以下に、解析に用いる構成モデルパラメータ（表-2.1）と非排水せん断試験シミュレーションの初期条件（表-2.2）を示す。ただし、表-2.2 に示すように、CU2-1 から CU2-5 の初期間隙比 e_{ini} は、推定した正規圧密線を用いて、文献²⁾で報告されている値（括弧内の値）から多少変更している。図-2.8 に、非排水せん断試験シミュレーションの初期状態と、解析で用いる正規圧密線、塑性膨潤線を一緒に示している。図-2.9 に一次元圧密試験シミュレーションと試験結果、図-2.10 と図-2.11 に非排水せん断試験シミュレーションと試験結果を示す。

解析に用いる構成モデルパラメータの決定について以下に説明する。CU2-1 から CU2-5 までの試験ケースでは、せん断過程の有効応力経路（図-2.10）において、平均有効応力 p' が低下しながら軸差応力 q が増加し、正規圧密状態のせん断特性を示している。そのため、CU2-1 から CU2-5 までの初期状態は正規圧密状態であると仮定し、図-2.8 に示すように正規圧密線を推定し、正規圧密線の位置を定める基準状態点 (e_{ref}, p'_{ref}) 、圧縮指数 λ を決定した。また、非排水三軸せん断試験の有効応力経路（図-2.10）から限界状態線を推定し、その勾配より限界状態パラメータ M を定めた。膨潤指数 κ および塑性膨潤パラメータ ζ は、非排水三軸せん断試験の有効応力経路（図-2.10）と一次元圧密試験結果の除荷経路（図-2.9）を要素シミュレーションで再現できるように値を決定した。また、有効ポアソン比 ν' は、非排水せん断試験結果の応力ひずみ関係（図-2.11）に整合するように決定された。

図-2.9 からわかるように、一次元圧密試験で観測される圧縮経路は $e - \ln \sigma'_v$ 上で下に凸な曲線となっている。このような傾向は、小林ら⁹⁾も報告している。一方、使用する構成モデルは $e - \ln \sigma'_v$ 上で正規圧密曲線を直線で近似するため、広範囲の応力レベルにおいて圧縮挙動を取り扱うことはできない。また、再載荷過程において、シミュレーションは実測に対して圧縮性が小さい挙動を与えている。この問題に対しては、弾性から弾塑性状態へと滑らかな遷移を表現する概念（例えば、下負荷面モデル¹⁰⁾）を導入することにより、軽減できると考えられる。

図-2.10 と図-2.11 より、非排水せん断試験シミュレーションと試験結果を比較すると、有効応力経路と応力ひずみ関係ともに概ね再現できている。

2. 塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル

表- 2.1 解析に用いる構成モデルパラメータ

λ	Compression index	-	0.14
κ	Swelling index	-	0.028
M	Critical state parameter	-	0.63
ζ	Plastic rebound parameter	-	0.45
ν'	Effective Poisson's ratio	-	0.40
e_{ref}	Reference combination on NCL	-	0.64
p'_{ref}		MPa	0.84

表- 2.2 非排水せん断試験シミュレーションの初期条件

Case	Effective mean stress p'_{ini}	Void ratio e_{ini}	OCR p'_{ini} / p'_{co}
CU2-0	0.457	0.685 (0.685)	1.47
CU2-1	0.943	0.627 (0.627)	1.00
CU2-2	1.437	0.568 (0.568)	1.00
CU2-3	1.882	0.530 (0.530)	1.00
CU2-4	2.405	0.496 (0.496)	1.00
CU2-5	2.840	0.472 (0.468)	1.00

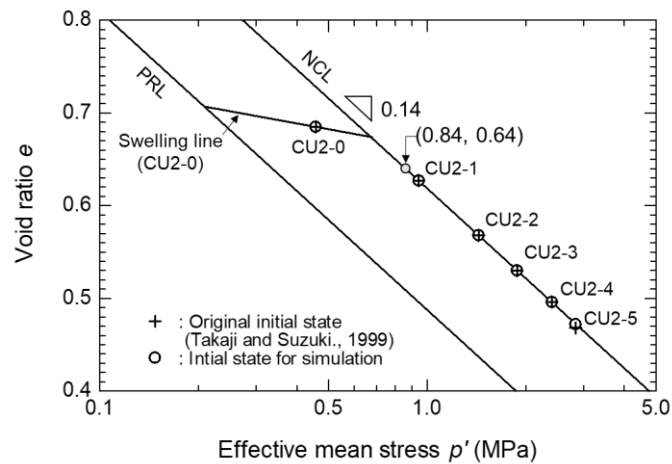


図-2.8 非排水せん断試験シミュレーションの初期状態点

2. 塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル

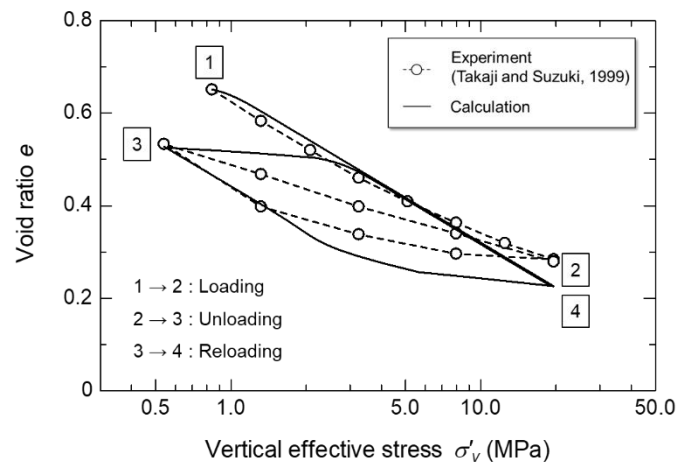


図-2.9 一次元圧密試験²⁾の再現シミュレーション

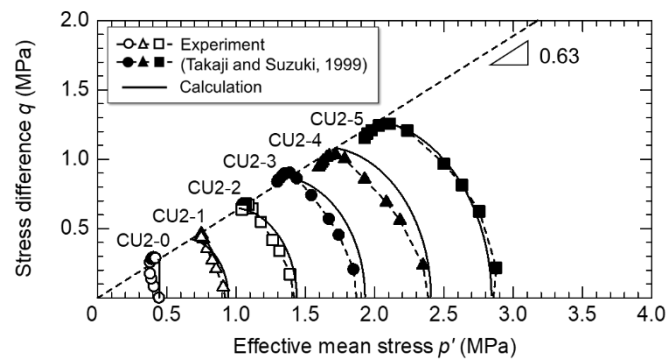


図-2.10 非排水せん断試験²⁾の再現シミュレーション（有効応力経路）

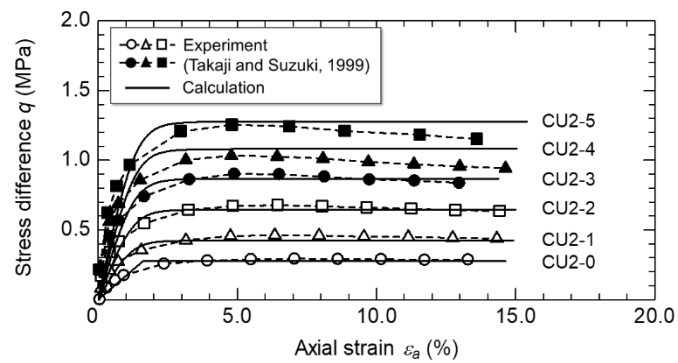


図-2.11 非排水せん断試験²⁾の再現シミュレーション（応力ひずみ関係）

2-6 結語

本章では，修正 Cam-clay モデルに塑性膨潤の概念を導入し，微視的な影響に立ち入らず，飽和状態にある膨潤性地盤材料の力学的応答を巨視的かつ現象論的に表現する構成モデルの構築を行った．微視的影響を考慮した構成モデルはパラメータ数が多く，モデルの取り扱いが難しいという点が指摘されているが，提案する構成モデルでは修正 Cam-clay モデルパラメータに新しく 1 つのパラメータを追加するだけなので，取り扱い易いモデルとなっている．

室内試験結果と再現シミュレーション結果を比較すると，除荷時の顕著な膨潤挙動や，除荷経路と再載荷経路の非可逆性といった膨潤性地盤材料の特徴的な圧密特性を表現し，またせん断特性についても概ね再現できていることを確認した．

参考文献

- 1) 笹倉剛, 畔柳幹雄, 岡本道孝. ベントナイト変遷挙動のモデル化のためのデータ取得及び調査. 核燃料サイクル開発機構契約業務報告書. JNC TJ8400-2002-025. 2002.
- 2) 高治一彦・鈴木英明. 緩衝材の静的力学特性, 核燃料サイクル開発機構報告書, JNC TN8400 99-041, 1999.
- 3) Roscoe, K.H., Burland, J.H., 1968. On the generalized stress-strain behavior of 'wet' clay. In: Heyman, J., Leckie, F.A. (Eds.), Engineering Plasticity. Cambridge Univ. Press, pp. 535–609.
- 4) 平井卓, 重野喜政, 飯塚敦. 膨潤性を有する緩衝材の弾塑性構成モデル化. 応用力学論文集, Vol. 8, 395-402, 2005.
- 5) Sahara, F., Murakami, T., Ito, H., Kobayashi, I. and Yokozeki, K., Development of a mechanical analysis system considering chemical transitions of barrier Materials, WM'06 Conference. 2006.
- 6) 小林一三, 戸井田克, 笹倉 剛, 太田 秀樹. 等含水比線と等飽和度線を用いた締固めベントナイトの圧縮・膨潤挙動の解釈. 土木学会論文集, Vol. 63, No. 4, 1065-1078, 2007.
- 7) Amerasinghe, S.F., Kraft, L.M., 1983. Application of a Cam-clay model to overconsolidated clay. Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech. 7, 173–186.
- 8) Börgesson, L., Johannesson, L.-E., Sanden, T., Hernelind, J., 1995. Modelling of the physical behaviour of water saturated clay barriers. Svensk Kärnbränslehantering AB.
- 9) 柴田徹. 粘土のダイラタンシーについて, 京都大学防災研究所年報 6 号, pp.128-134, 1963.
- 10) Hashiguchi, K., Subloading surface model in unconventional plasticity, Int. J. Solids Struct., Vol.25, 917-945, 1989.

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

3-1 はじめに

既存の不飽和弾塑性構成モデルのフレームワークを適用し、第2章で構築した弾塑性構成モデルを不飽和状態においても取り扱えるように拡張する。また、モデルを記述するために、新たに追加されたモデルパラメータを推定する手法についても提案する。そして、シミュレーション結果と室内試験結果を比較することで、提案する構成モデルおよびパラメータ推定手法の妥当性の検証を行う。

3-2 構成モデルの定式化

3-2-1 有効飽和度変化に伴う剛性変化

大野ら¹⁾は、降伏曲面の拡大・収縮に寄与する硬化則パラメータとして塑性体積ひずみだけではなく、有効飽和度を採用し、不飽和土にも適用できる弾塑性構成モデル（以下、 s_e -hardening model）を提案した。このモデルでは、不飽和化に伴う剛性増加やサクシヨン低下に伴うコラプス挙動が表現されている。平均有効応力 p' - 偏差応力 q - 間隙比 e の関係におけるモデルの概念図を図-3.1に示す。次式に示すように、この構成モデルでは、Bishop²⁾によって提案された有効応力式が用いられている。ただし、パラメータ χ に有効飽和度 s_e を使用している。

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma}^{net} + p_{suc} \mathbf{1}; \quad \boldsymbol{\sigma}^{net} = \boldsymbol{\sigma} - p_a \mathbf{1}, \quad p_{suc} = s S_e \quad (3-1)$$

ここに、 $\boldsymbol{\sigma}^{net}$: 基底応力テンソル、 p_{suc} : サクシヨン応力、 $\boldsymbol{\sigma}$: 全応力テンソル、 s : サクシヨンである。サクシヨン s と有効飽和度 s_e は次式で定義される。

$$s = p_a - p_w, \quad S_e = (S_r - S_{r0}) / (1 - S_{r0}) \quad (3-2)$$

ここに、 p_a : 間隙空気圧、 p_w : 間隙水圧、 S_r : 飽和度、 S_{r0} : $s \rightarrow \infty$ における飽和度である。有効飽和度変化に伴い、 $e - \ln p'$ 上で正規圧密線（NCL）は平行移動すると定式化されており、移動量を規定する変数として有効飽和度の関数 ξ が導入されている。また次式に示すように、降伏応力 p'_c は ξ と塑性体積ひずみの関数 $\bar{p}'_c(\varepsilon_v^p)$ の積で定式化されている。

$$p'_c = \xi(S_e) \times \bar{p}'_c(\varepsilon_v^p) \quad (3-3)$$

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

図-3.1 に示すように、弾性状態で飽和度変化がある場合、間隙比 e_c は変化せず、 p'_c が変化する。ただし e_c は p'_c と $\bar{p}'_c$ に対応する間隙比である。つまり、 e_c は塑性体積ひずみが生じて初めて変化する。 ξ の具体式として次式が提案されている。

$$\xi = \exp \left[(1 - S_e)^n \ln a \right] \quad (3-4)$$

また、有効飽和度変化によって降伏曲面は相似的に拡大および縮小するとし、楕円形の降伏曲面で定式化すると、降伏関数は次式で表される。

$$f(p', q, p'_c) = \frac{q^2}{M^2} + p'(p' - p'_c) = 0 \quad (3-5)$$

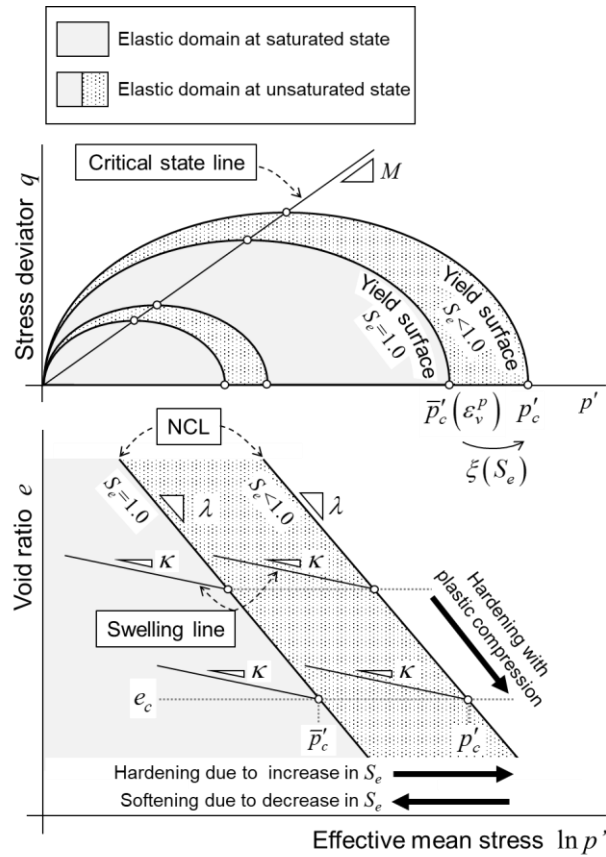


図-3.1 S_e - hardening model の概念図

3-2-2 構成モデルのコンセプト

第 2 章で構築した弾塑性構成モデルに、大野ら¹⁾が提案する「有効飽和度変化に伴う剛性変化」の概念を取り入れる。図-3.2 に示すように、有効飽和度変化に従って、 $e - \ln p'$ 上で正規圧密線（NCL）が平行移動するように定式化する。小林ら⁶⁾によって取得されたクニゲル V1 の等飽和度圧縮線を利用して、Takayama et al.⁴⁾は有効飽和度が硬化パラメータとしてふさわしいと述べている。また、不飽和化に伴う剛性の増加を表現するために、サクシオンが増加および飽和度が減少するにしたがって弾性域が拡大するという概念は、不飽和土を対象とした多くの弾塑性構成モデルの定式化において共通となっている¹⁴⁾¹⁵⁾¹⁶⁾。そのため提案する構成モデルにおいても、不飽和化に伴う弾性域拡大を促すために、有効飽和度の減少に従って塑性膨潤線（PRL）が左側に移動するように定式化する。 S_e - hardening model と同様に、硬化パラメータに塑性体積ひずみと有効飽和度を採用し、2 つの降伏応力 p'_c 、 p'_s を次式のように記述する。

$$p'_c = \xi_c(S_e) \times \bar{p}'_c(\epsilon_v^p) \quad (3-6)$$

$$p'_s = \xi_s(S_e) \times \bar{p}'_s(\epsilon_v^p) \quad (3-7)$$

ここに ξ_c と ξ_s はそれぞれ NCL および PRL の移動量を規定する有効飽和度の関数であり、 $\bar{p}'_c$ と $\bar{p}'_s$ は塑性体積ひずみの関数である。

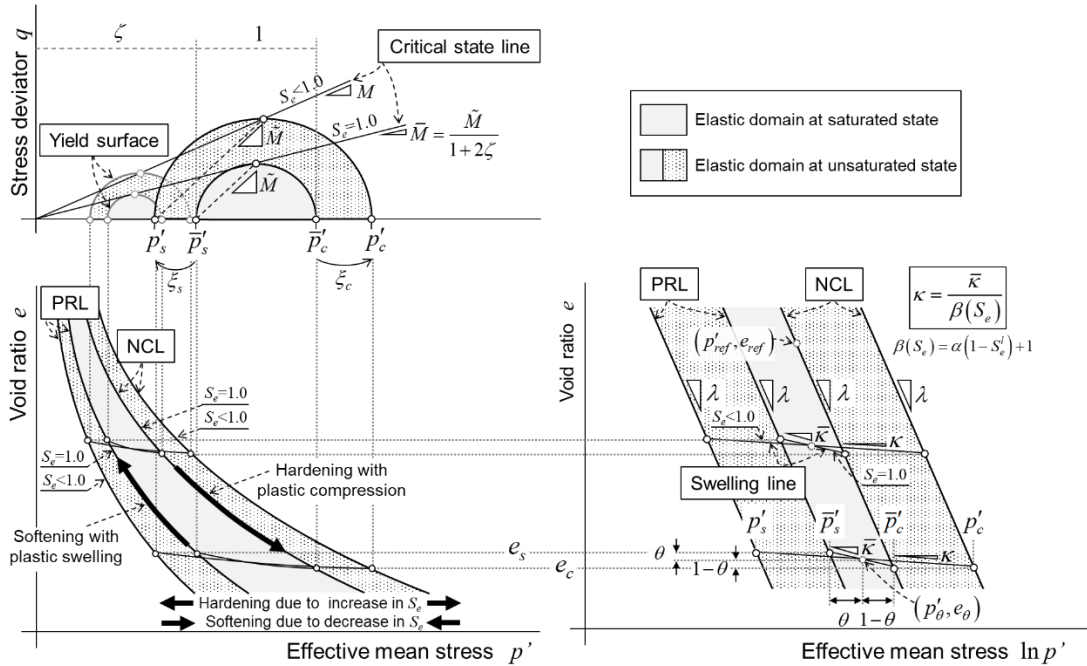


図-3.2 提案する構成モデルの概念図

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

式(2-1)と同様の形で、降伏関数を定式化すると次式のようになる．

$$f(p', q, p'_c, p'_s) = \frac{q^2}{\tilde{M}^2} + (p' - p'_c)(p' - p'_s) = 0 \quad (3-8)$$

限界状態パラメータ M は次のように記述できる．

$$M = \frac{(1+\zeta)\xi_c - \zeta\xi_s}{(1+\zeta)\xi_c + \zeta\xi_s} \tilde{M} \quad (3-9)$$

式(3-9)は、飽和状態では式(2-4)に帰着する．

図-3.3 に示すように、状態点 I（初期状態）と状態点 A まで弾性状態のまま飽和度変化がある挙動を考える．弾性状態では塑性ひずみが発生しないので、 $\bar{p}'_c$ と $\bar{p}'_s$ が変化しない．そのため、降伏時の間隙比 e_c と e_s が変化しない．したがって、式(3-6)と式(3-7)で示すように降伏応力を定式化すると、必然的に飽和度変化に伴って膨潤線の勾配 κ が変化し、飽和度が大きいほど、 κ が大きくなる．山本ら⁸⁾はサクシオンを制御した一次元圧縮試験で、 $e - \ln p'$ 上でサクシオンが大きくなるほど、膨潤線の傾きが小さくなることを報告している．そこで、膨潤指数 κ を次式のように定式化する．

$$\kappa = \frac{\bar{\kappa}}{\beta(S_e)} \quad (3-10)$$

ここに、 $\bar{\kappa}$ ：飽和状態における膨潤指数、 β ：膨潤指数の有効飽和度依存を表現する関数である．ただし β は単調減少関数であり、 $\beta(1)=1$ を満たす．そして、図-3.2 のように、 $(p', e) = (p'_\theta, e_\theta)$ を通るように膨潤線を定義する．ただし、 p'_θ は $\bar{p}'_c$ と $\bar{p}'_s$ を $\theta:1-\theta$ に内分する応力、 e_θ は e_c と e_s を $\theta:1-\theta$ に内分する間隙比、 θ は材料定数である．つまり p'_θ と e_θ は塑性体積ひずみが生じることにより変化する． ξ_c と ξ_s は次式で表される．

$$\xi_c = \exp \left[(\beta - 1) \ln \frac{1 + \zeta}{\theta + \zeta} \right] \quad (3-11)$$

$$\xi_s = \exp \left[(\beta - 1) \ln \frac{\zeta}{\theta + \zeta} \right] \quad (3-12)$$

β を介して ξ_c と ξ_s が変化し、有効飽和度変化に伴う降伏曲面の拡大・縮小（硬化・軟化）が表現される．

3-2-3 応力ひずみ関係の導出

弾性状態における応力－ひずみ関係を導出する．図- 3.3 に示すように，状態点 I（初期状態）と状態点 A における間隙比は次式で表される．

$$e_i = e_\theta - \frac{\bar{\kappa}}{\beta_i} \ln \frac{p'_i}{p'_\theta} \quad (3-13)$$

$$e = e_\theta - \frac{\bar{\kappa}}{\beta} \ln \frac{p'}{p'_\theta} \quad (3-14)$$

状態点 I から A までの間隙比変化は次式で表される．

$$\Delta e = e - e_i = -\frac{\bar{\kappa}}{\beta} \ln \frac{p'}{p'_\theta} + \frac{\bar{\kappa}}{\beta_i} \ln \frac{p'_i}{p'_\theta} \quad (3-15)$$

微小変形ひずみを仮定すると，弾性体積ひずみ ε_v^e は式(3-16)で表され，また ε_v^e の増分は式(3-17)で記述できる．

$$\varepsilon_v^e = \frac{-\Delta e}{1+e_{c0}} = \frac{1}{1+e_{c0}} \left(\frac{\bar{\kappa}}{\beta} \ln \frac{p'}{p'_\theta} - \frac{\bar{\kappa}}{\beta_i} \ln \frac{p'_i}{p'_\theta} \right) \quad (3-16)$$

$$\Delta \varepsilon_v^e = \frac{\kappa}{1+e_{c0}} \frac{\Delta p'}{p'} + \left(-\frac{1}{1+e_{c0}} \frac{\kappa}{\beta} \frac{\partial \beta}{\partial S_e} \ln \frac{p'}{p'_\theta} \right) \Delta S_e \quad (3-17)$$

式(3-17)を整理すると次式のようになる．

$$\Delta p' = K \Delta \varepsilon_v^e - K_{S_e} \Delta S_e \quad (3-18)$$

$$; K = \frac{1+e_{c0}}{\kappa} p', \quad K_{S_e} = -\frac{1}{\beta} \frac{\partial \beta}{\partial S_e} p' \ln \frac{(1+\zeta)p'}{(\theta+\zeta)p'_c} \quad (3-19)$$

ここに， K ：体積弾性係数である．

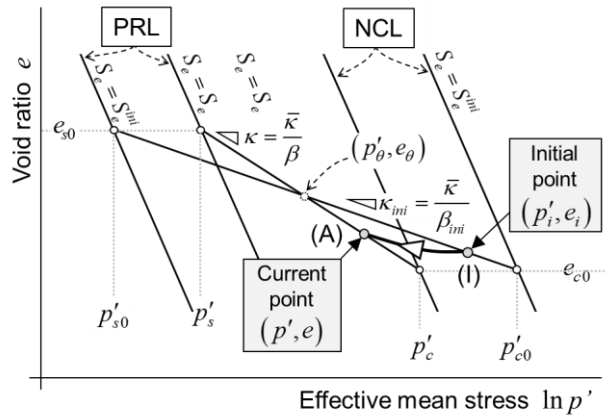


図- 3.3 弾性応答

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

等方フック則を仮定すると、有効応力－弾性ひずみ－有効飽和度の関係式は次式で表される。

$$\Delta \boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{D}^e : \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^e - K_{S_e} \Delta S_e \mathbf{1} \quad (3-20)$$

$$\mathbf{D}^e = \left(K - \frac{2}{3} G \right) \mathbf{1} \otimes \mathbf{1} + 2G \mathbf{I}, \quad G = \frac{3(1-2\nu')}{2(1+\nu')} K \quad (3-21)$$

ここに、 $\mathbf{D}^e$ ：弾性剛性テンソル、 G ：せん断弾性係数、 ν' ：有効ポアソン比である。

次に、弾塑性構成式を構築するために必要な諸式を以下に示す。

- ① 降伏関数（式(3-8)を参照）
- ② 関連流れ則：塑性ひずみ増分 $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p$ の表現に、塑性ポテンシャルと降伏関数を同一視した関連流れ則を用いる。

$$\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p = \gamma \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \quad (3-22)$$

ここに、 γ ：塑性乗数である。

- ③ ひずみの弾塑性分解：全ひずみ増分 $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}$ は、弾性ひずみ増分 $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^e$ と塑性ひずみ増分 $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p$ に加算分解されると仮定する。

$$\Delta \boldsymbol{\varepsilon} = \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^e + \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p \quad (3-23)$$

- ④ 弾性構成式（式(3-20)を参照）
- ⑤ 適応条件：塑性変形が生じている間、現応力点は常に降伏曲面上に存在する。したがって降伏関数中にあるすべての変数に関する全微分は次式を満足しなければならない。

$$\Delta f = \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \Delta \boldsymbol{\sigma}' + \frac{\partial f}{\partial p'_c} \Delta p'_c + \frac{\partial f}{\partial p'_s} \Delta p'_s = 0 \quad (3-24)$$

- ⑥ 硬化則： p'_c 、 p'_s の変化によって降伏曲面は拡大（硬化）・縮小（軟化）する。 p'_c と p'_s は、それぞれ式(3-6)、式(3-7)で表され、また β は有効飽和度の関数であることから、 p'_c と p'_s の増分は次式で記述できる。

$$\Delta p'_c = \frac{\partial p'_c}{\partial \beta} \frac{\partial \beta}{\partial S_e} \Delta S_e + \frac{\partial p'_c}{\partial \bar{p}'_c} \Delta \bar{p}'_c \quad (3-25)$$

$$\Delta p'_s = \frac{\partial p'_s}{\partial \beta} \frac{\partial \beta}{\partial S_e} \Delta S_e + \frac{\partial p'_s}{\partial \bar{p}'_s} \Delta \bar{p}'_s \quad (3-26)$$

$\Delta \bar{p}'_c$ と $\Delta \bar{p}'_s$ をそれぞれ式(2-22)、式(2-23)と同様の形式で表すと、式(3-25)、式(3-26)は次式のように表される。

$$\Delta p'_c = H_{cs} \Delta S_e + H_{ce} \Delta \varepsilon_v^p \quad (3-27)$$

$$\Delta p'_s = H_{ss} \Delta S_e + H_{se} \Delta \varepsilon_v^p \quad (3-28)$$

ただし,

$$H_{cs} = \frac{\partial p'_c}{\partial \beta} \frac{\partial \beta}{\partial S_e} = p'_c \ln \left(\frac{1+\zeta}{\theta+\zeta} \right) \frac{\partial \beta}{\partial S_e} \quad (3-29)$$

$$H_{ce} = \frac{\partial p'_c}{\partial \bar{p}'_c} \frac{1+e_{c0}}{\lambda-\kappa} \bar{p}'_c = \frac{1+e_{c0}}{\lambda-\kappa} p'_c \quad (3-30)$$

$$H_{ss} = \frac{\partial p'_s}{\partial \beta} \frac{\partial \beta}{\partial S_e} = p'_s \ln \left(\frac{\zeta}{\theta+\zeta} \right) \frac{\partial \beta}{\partial S_e} \quad (3-31)$$

$$H_{se} = \frac{\partial p'_s}{\partial \bar{p}'_s} \frac{1+e_{c0}}{\lambda-\kappa} \bar{p}'_s = \frac{1+e_{c0}}{\lambda-\kappa} p'_s \quad (3-32)$$

次に、弾塑性状態における応力－ひずみ関係を導出する．弾性構成式（式(3-20)）に、ひずみの弾塑性分解（式(3-23)）と関連流れ則（式(3-22)）を適用すると次式が得られる．

$$\Delta \boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{D}^e : \left(\Delta \boldsymbol{\varepsilon} - \gamma \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \right) - K_{S_e} \Delta S_e \mathbf{1} \quad (3-33)$$

適応条件式（式(3-24)）中にある $\Delta \boldsymbol{\sigma}'$ に式(3-33)、 $\Delta p'_c$ に式(3-27)、 $\Delta p'_s$ に式(3-28)を代入し、塑性乗数について解くと次式のようになる．

$$\gamma = \frac{1}{H} \left[\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \mathbf{D}^e : \Delta \boldsymbol{\varepsilon} - \left(\frac{\partial f}{\partial p'_c} K_{S_e} - \frac{\partial f}{\partial p'_c} H_{cs} - \frac{\partial f}{\partial p'_s} H_{ss} \right) \Delta S_e \right] \quad (3-34)$$

式(3-33)に式(3-34)を代入すると、次式に示すように弾塑性状態における応力－ひずみ関係が記述される．

$$\Delta \boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{D}^{ep} : \Delta \boldsymbol{\varepsilon} - \mathbf{D}_{S_e} \Delta S_e \quad (3-35)$$

$$\mathbf{D}^{ep} = \mathbf{D}^e - \frac{1}{H} \left(\mathbf{D}^e : \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \otimes \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \mathbf{D}^e \right) \quad (3-36)$$

$$\mathbf{D}_{S_e} = K_{S_e} \mathbf{1} - \frac{1}{H} \left(\frac{\partial f}{\partial p'_c} K_{S_e} - \frac{\partial f}{\partial p'_c} H_{cs} - \frac{\partial f}{\partial p'_s} H_{ss} \right) \mathbf{D}^e : \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \quad (3-37)$$

$$H = \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \mathbf{D}^e : \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} - \frac{\partial f}{\partial p'_c} H_{ce} \frac{\partial f}{\partial p'_c} - \frac{\partial f}{\partial p'_s} H_{se} \frac{\partial f}{\partial p'_s} \quad (3-38)$$

ここに、 $\mathbf{D}^{ep}$ ：弾塑性剛性テンソルであり、また降伏関数 f に対する偏微分関数は以下の通りである．

$$\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} = \frac{2p' - (p'_c + p'_s)}{3} \mathbf{1} + \frac{3}{\tilde{M}^2} \mathbf{s} \quad (3-39)$$

$$\frac{\partial f}{\partial p'} = 2p' - (p'_c + p'_s) \quad (3-40)$$

$$\frac{\partial f}{\partial p'_c} = -(p' - p'_s) \quad (3-41)$$

$$\frac{\partial f}{\partial p'_s} = -(p' - p'_c) \quad (3-42)$$

3-2-4 関数 β の定式化

本論文では、関数 β を次式で記述する．

$$\beta(S_e) = \alpha(1 - S_e^l) + 1 \quad (3-43)$$

ここに α, l は材料定数であり、 $\alpha > 0, l > 0$ の範囲を満たす．有効飽和度 S_e に対する β の変化を図-3.4 に示す．

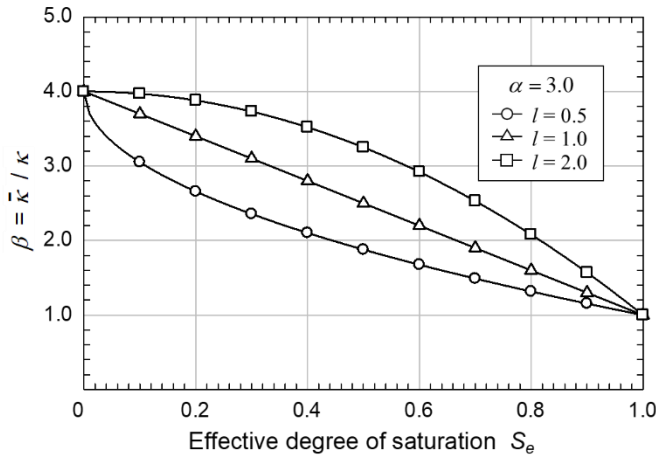


図-3.4 有効飽和度 S_e に対する β の変化

また、式(3-11)、式(3-12)より ξ_c および ξ_s は次式で表される．

$$\xi_c = \exp \left[(1 - S_e^l) \ln \left(\frac{1 + \zeta}{\theta + \zeta} \right)^\alpha \right] \quad (3-44)$$

$$\xi_s = \exp \left[(1 - S_e^l) \ln \left(\frac{\zeta}{\theta + \zeta} \right)^\alpha \right] \quad (3-45)$$

有効飽和度 S_e に対する ξ_c, ξ_s の変化を図-3.5 に示す．前述した応力ひずみ関係の導出にあたって、 β を有効飽和度 S_e で微分した項は次式で記述できる．

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

$$\frac{\partial \beta}{\partial S_e} = -\alpha l S_e^{l-1} \quad (3-46)$$

有効飽和度 S_e に対する $\partial \beta / \partial S_e$ の変化を図-3.6 に示す. β の関数の形やパラメータの値によっては $\partial \beta / \partial S_e$ が飽和状態付近で不安定になる場合がある. したがって β の関数の選び方には注意が必要である. 詳細については付録「A2 硬化則の定式化に関する注意点」に記す.

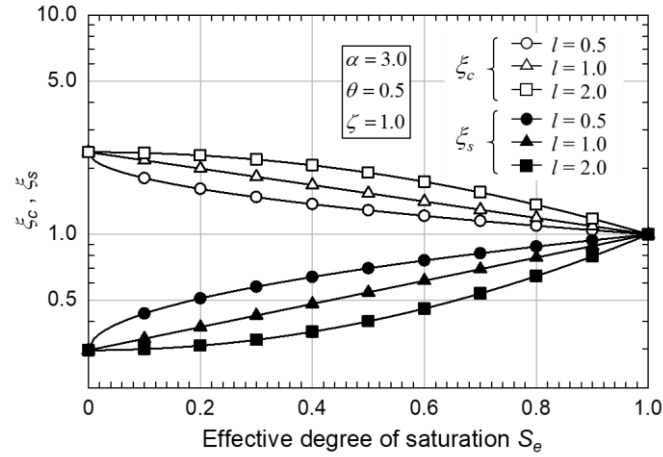


図-3.5 有効飽和度 S_e に対する ξ_c , ξ_s の変化

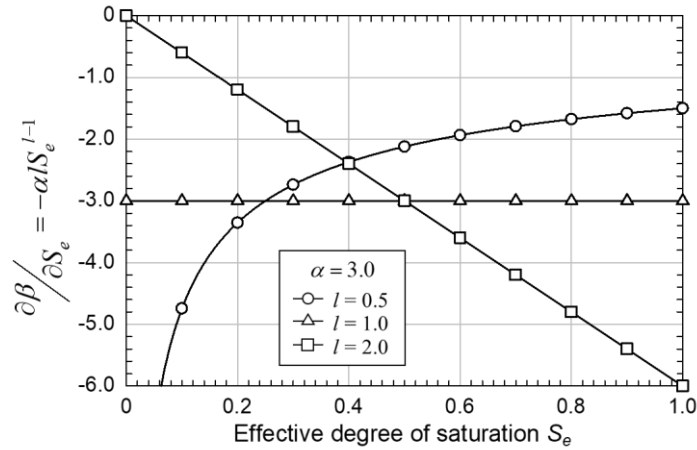


図-3.6 有効飽和度 S_e に対する $\partial \beta / \partial S_e$ の変化

3-3 不飽和材料パラメータの推定手法

提案する構成モデルには、圧縮指数 λ ，膨潤指数 $\bar{K}$ ，限界状態パラメータ $\bar{M}$ ，ポアソン比 ν' ，NCL の基準状態点 (e_{ref}, p'_{ref}) ，塑性膨潤パラメータ ζ ，不飽和材料パラメータ (α, θ, l) の 10 個のパラメータがある．第 2 章に示すように， α, θ, l 以外のパラメータは，一次元圧密試験や三軸せん断試験などから同定される．

正規圧密線と塑性膨潤線は等方応力条件下における弾性限界を規定する曲線であり，これらの曲線の飽和度変化に伴う移動量は不飽和パラメータと密接な関係にある．したがって，サクション制御のもと，等方載荷・除荷試験を行うことができれば，不飽和材料パラメータを決定できると考えられる．しかし，制御が難しいこともあり，豊富に実験データは得られていない．それに比べて，ベントナイトの膨潤特性を把握する目的として様々なベントナイトにおいて数多くの膨潤圧試験が行われている⁹⁾¹⁰⁾¹¹⁾¹²⁾¹³⁾．本章では，膨潤圧試験から不飽和材料パラメータを推定する手法を述べる．

まず初めに，体積一定条件で飽和化する過程において，以下に示すいくつかの仮定を設けて，不飽和材料パラメータが満たすべき理論的条件式を導出する．

① 試験開始時の拘束圧は等方的にゼロ

供試体を作成する過程において，圧縮成型された供試体を成型治具から取り出し，その後，膨潤圧試験装置に設置することを想定する．そのため軸圧だけではなく，側圧も作用していない応力状態を仮定する．

② 飽和状態で発生する膨潤圧は等方圧である．

工藤ら¹⁴⁾によって実施された膨潤圧試験結果を用いて，Tanaka and Watanabe¹⁵⁾は平衡状態における膨潤圧は等方的であると仮定している．一方で，Saba et al.¹⁶⁾と Jia et al.¹⁷⁾は，平衡膨潤圧には異方性があると報告している．様々な乾燥密度に対して軸圧に対する側圧の比率が取得されており，ほとんどのケースにおいてその比率が 0.8 から 1.0 の間に存在する．本研究では条件式を導出しやすくするために，応力状態を単純化し，平衡膨潤圧 p_{swel} は等方的に作用すると仮定する．

次に，初期状態と飽和状態における全応力と有効応力について述べる．有効応力の計算には，式(3-1)に示す有効応力式を，間隙空気圧 p_a がゼロ，等方応力条件下で変形した次式を用いる．

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

$$p' = p + p_{suc}; \quad p = \text{tr}\sigma / 3 \quad (3-47)$$

ここに、 p : 平均全応力, σ : 全応力テンソルである.

仮定①より, 初期状態において応力状態は $(p, p') = (0, p_{suc})$ となる. 飽和状態ではサクシヨン消失により $p_{suc} = 0$ であり, また仮定②より応力状態は $(p, p') = (P_{swel}, P_{swel})$ となる.

次に, 材料が持つ保水性による構成モデルが表現する応答の違いについて述べる. 図-3.7 に 2 種類の水分特性曲線を示し, 初期サクシヨン s^{ini} から $s=0$ までの経路を考える. 図-3.8 に $e - \ln p'$ 関係における状態変化を示す. 体積一定条件より経路 A, B とともに間隙比一定で有効応力が変化する. 経路 A では保水性が高く, 初期平均有効応力が大きいため, 飽和化に伴う弾性域の収縮により平均有効応力は減少する. 一方, 経路 B では保水性が低く, 初期平均有効応力が小さいため, 飽和化に伴う弾性域の収縮により平均有効応力は増加する. この 2 つの経路における不飽和材料パラメータが満たす理論的条件式 $g(\alpha, \theta, l) = 0$ を導出する.

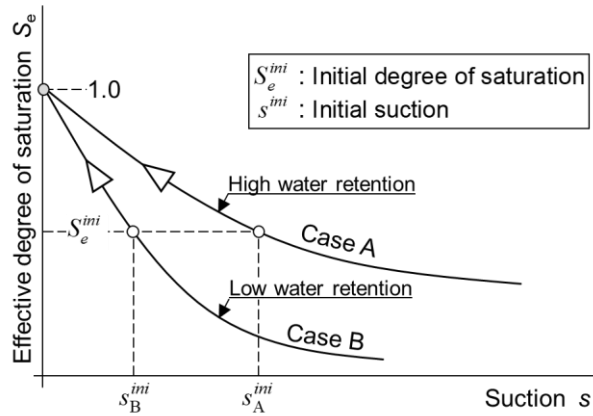


図-3.7 想定するサクシヨン・有効飽和度の経路

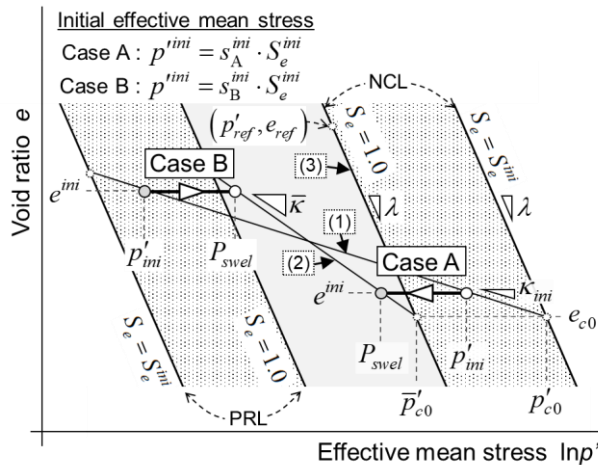


図-3.8 $e - \ln p'$ 関係における状態変化

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

図-3.8 に示す(1)～(3)の線に関する式，また導出に使用する諸式を以下に示す．

$$(1): e_{c0} = e^{ini} - \kappa_{ini} \ln \frac{p'_{c0}}{p'^{ini}} \quad (3-48)$$

$$(2): e_{c0} = e^{ini} - \bar{\kappa} \ln \frac{\bar{p}'_{c0}}{P_{swel}} \quad (3-49)$$

$$(3): e_{c0} = e_{ref} - \lambda \ln \frac{\bar{p}'_{c0}}{p'_{ref}} \quad (3-50)$$

$$\frac{p'_{c0}}{\bar{p}'_{c0}} = \exp \left[(\beta_{ini} - 1) \ln \frac{1 + \zeta}{\theta + \zeta} \right] \quad (3-51)$$

$$\frac{\bar{\kappa}}{\kappa_{ini}} = \beta_{ini} \quad (3-52)$$

$$\beta_{ini} = \alpha \left\{ 1 - (S_e^{ini})^l \right\} + 1 \quad (3-53)$$

経路によって解くべき式は変わらないので，経路によらず $g(\alpha, \theta, l) = 0$ はひとつに決定される．

式(3-49)と式(3-50)より式(3-54)，式(3-50)と式(3-51)より式(3-55)が導かれる．

$$\frac{e_{c0} - e^{ini}}{\bar{\kappa}} \left(\frac{\bar{\kappa}}{\kappa_{ini}} - 1 \right) + \ln \frac{p'_{c0}}{\bar{p}'_{c0}} - \ln \frac{p'^{ini}}{P_{swel}} = 0 \quad (3-54)$$

$$e_{c0} = \frac{\lambda \bar{\kappa}}{\lambda - \bar{\kappa}} \ln \frac{P_{swel}}{p'_{ref}} + \frac{\lambda e^{ini} - \bar{\kappa} e_{ref}}{\lambda - \bar{\kappa}} \quad (3-55)$$

式(3-54)に式(3-51)と式(3-52)を代入すると，次式のようになる．

$$\beta_{ini} - 1 = \left(\ln \frac{p'^{ini}}{P_{swel}} \right) / \left(\ln \frac{1 + \zeta}{\theta + \zeta} + \frac{e_{c0} - e^{ini}}{\bar{\kappa}} \right) \quad (3-56)$$

ここに式(3-53)と式(3-55)を代入すると，式(3-56)は次式で表される．

$$\begin{aligned} g(\alpha, \theta, l) &= \alpha \left\{ 1 - (S_e^{ini})^l \right\} - \left(\ln \frac{p'^{ini}}{P_{swel}} \right) / (h - \ln(\theta + \zeta)) = 0 \\ : h &= \ln(1 + \zeta) + \frac{\lambda}{\lambda - \bar{\kappa}} \left(\ln \frac{P_{swel}}{p'_{ref}} - \frac{e_{ref} - e^{ini}}{\lambda} \right) \end{aligned} \quad (3-57)$$

以上より，理論的条件式 $g(\alpha, \theta, l) = 0$ は式(3-57)のように記述できる．

次に， $g(\alpha, \theta, l) = 0$ の立式に必要な材料パラメータおよび初期状態における物理量の導出フローチャートを図-3.9 に示す．前述したとおり，構成モデルパラメータ λ ， $\bar{\kappa}$ ， e_{ref} ， p'_{ref} ， ζ は，圧密試験や三軸せん断試験などから決定される．また膨潤圧試験において，供試体の乾燥密度 ρ_d ，初期含水比 w^{ini} および平衡膨潤圧 P_{swel} は明確にされている．そのため土粒子比

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

重 G_s を用いて、乾燥密度 ρ_d 、初期含水比 w^{ini} から初期間隙比 e^{ini} および有効飽和度 S_e^{ini} を換算する。また初期平均有効応力 p'^{ini} の計算するためには、初期サクション s^{ini} を求める必要がある。本研究では、有効飽和度とサクションの関係を表現する水分特性曲線モデルに、杉井・宇野¹⁸⁾が提案するロジスティック曲線モデルを適用する。

$$S_e = \frac{1}{1 + s^B \exp A} \quad (3-58)$$

ここに、 A, B ：フィッティングパラメータである。

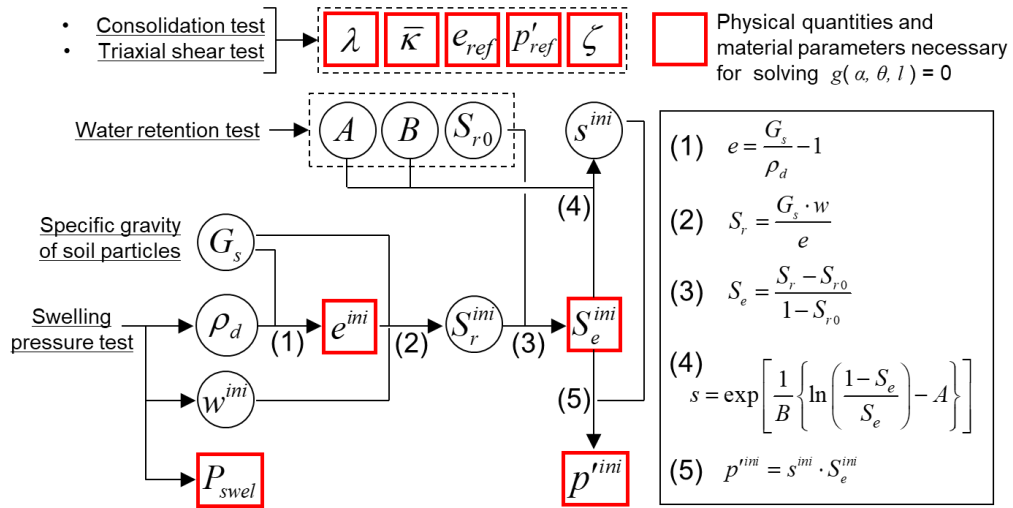


図-3.9 初期物理量の導出フローチャート

$g(\alpha, \theta, l) = 0$ には求めるべき未知数が3つあるため、異なる3つの初期状態に対する膨潤圧試験結果を用いて $g(\alpha, \theta, l) = 0$ を立式および連立することにより、 α, θ, l を求解する必要がある。膨潤圧試験は、同材料に対して異なる乾燥密度や初期含水比を持った複数の供試体を用意し、実施されていることが多いため、理論的条件式を3条件に対して立式することは容易であると考えられる。

次に3つの試験ケースについて $g(\alpha, \theta, l) = 0$ を立式し、変形することで α, θ, l を算出する手順を示す。乾燥密度や初期間隙比が異なると初期状態に関する諸量に変化するので、それぞれ添え字に数字を加え区別する。3つの試験ケースにおいて $g(\alpha, \theta, l) = 0$ は、次式のように記述される。

$$g_1 = \alpha \left\{ 1 - (S_{e,1}^{ini})^l \right\} - \left(\ln \frac{p_1'^{ini}}{P_{swel,1}} \right) / (h_1 - \ln(\theta + \zeta)) = 0 \quad (3-59)$$

$$g_2 = \alpha \left\{ 1 - (S_{e,2}^{ini})^l \right\} - \left(\ln \frac{p_2'^{ini}}{P_{swel,2}} \right) / (h_2 - \ln(\theta + \zeta)) = 0 \quad (3-60)$$

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

$$g_3 = \alpha \left\{ 1 - (S_{e.3}^{ini})^l \right\} - \left(\ln \frac{p_3^{rini}}{P_{swel.3}} \right) / (h_3 - \ln(\theta + \zeta)) = 0 \quad (3-61)$$

式(3-59)と式(3-60), また式(3-60)と式(3-61)において, α を消去して次式が導かれる.

$$\ln(\theta + \zeta) - \frac{h_1 \left\{ 1 - (S_{e.1}^{ini})^l \right\} \ln \frac{p_2^{rini}}{P_{swel.2}} - h_2 \left\{ 1 - (S_{e.2}^{ini})^l \right\} \ln \frac{p_1^{rini}}{P_{swel.1}}}{\left\{ 1 - (S_{e.1}^{ini})^l \right\} \ln \frac{p_2^{rini}}{P_{swel.2}} - \left\{ 1 - (S_{e.2}^{ini})^l \right\} \ln \frac{p_1^{rini}}{P_{swel.1}}} = 0 \quad (3-62)$$

$$\ln(\theta + \zeta) - \frac{h_2 \left\{ 1 - (S_{e.2}^{ini})^l \right\} \ln \frac{p_3^{rini}}{P_{swel.3}} - h_3 \left\{ 1 - (S_{e.3}^{ini})^l \right\} \ln \frac{p_2^{rini}}{P_{swel.2}}}{\left\{ 1 - (S_{e.2}^{ini})^l \right\} \ln \frac{p_3^{rini}}{P_{swel.3}} - \left\{ 1 - (S_{e.3}^{ini})^l \right\} \ln \frac{p_2^{rini}}{P_{swel.2}}} = 0 \quad (3-63)$$

式(3-62)と式(3-63)から未知数が l のみとなる式が以下のように導出できる.

$$h(l) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 e_{ijk} \left\{ 1 - (S_{e.i}^{ini})^l \right\} \left\{ 1 - (S_{e.j}^{ini})^l \right\} \left(\ln \frac{P_{swel.i}}{P_{swel.j}} + \frac{e_i^{ini} - e_j^{ini}}{\lambda} \right) \ln \frac{p_k^{rini}}{P_{swel.k}} = 0 \quad (3-64)$$

ただし, e_{ijk} は交代記号であり以下のように定義される.

$$e_{ijk} = \begin{cases} 1 & ((i,j,k) = (1,2,3), (2,3,1), (3,1,2)) \\ -1 & ((i,j,k) = (3,2,1), (2,1,3), (1,3,2)) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (3-65)$$

式(3-64)より l を算出し, 式(3-59)と式(3-62)を用いてその他のパラメータ θ, l を求める.

次に, 図- 3.10 に示すように不飽和材料パラメータ α, θ, l が求解された後, そのパラメータセットが以下に示す条件を満たしているか確認する必要がある.

Condition (1)

α, θ, l は, それぞれが持つ範囲を満たす必要がある.

Condition (2)

初期応力状態は降伏曲面上あるいは降伏曲面内に存在しなければならない. 理論的条件式の立式に使用した各テストケースにおいて, 求解された α, θ, l を用いて計算した降伏関数の初期値 f_{ini} はゼロ以下になる.

Condition (3)

間隙比一定条件下における $(p', S_e) = (p^{rini}, S_e^{ini})$ と $(p', S_e) = (P_{swel}, 1)$ の間における任意の平均有効応力は次式のように導出できる.

$$p'(S_e) = \exp \left[\frac{1 - S_e^l}{1 - (S_e^{ini})^l} \ln p^{rini} + \left(1 - \frac{1 - S_e^l}{1 - (S_e^{ini})^l} \right) \ln P_{swel} \right] \quad (3-66)$$

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

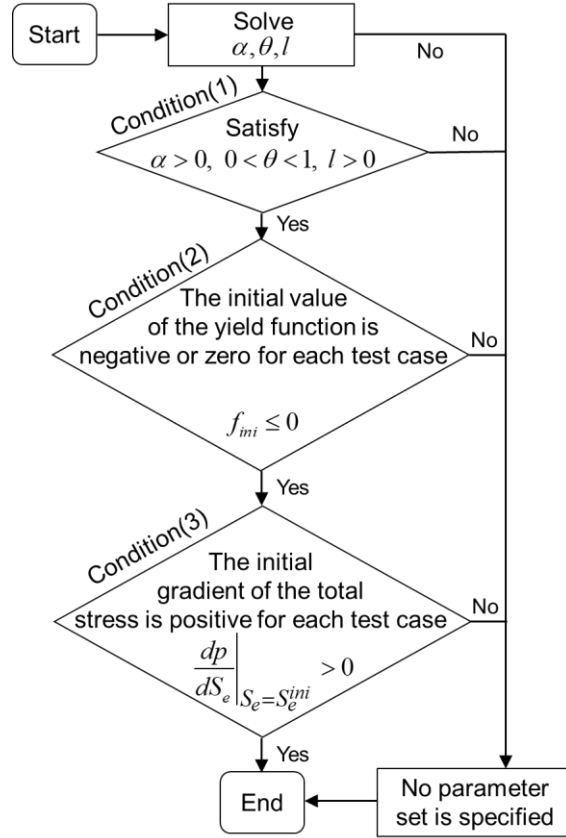


図- 3.10 不飽和材料パラメータ α, θ, l が満たすべき条件

また式(3-58)で記述される水分特性曲線モデルより，サクション応力は次式で表される．

$$p_{suc}(S_e) = s \cdot S_e = S_e \cdot \exp \left[\frac{1}{B} \left\{ \ln \left(\frac{1 - S_e}{S_e} \right) - A \right\} \right] \quad (3-67)$$

したがって間隙比一定条件下における平均主応力は，式(3-66)および式(3-67)を用いて次式のように有効飽和度の関数で記述できる．

$$p = p(S_e) = p'(S_e) - p_{suc}(S_e) \quad (3-68)$$

式(3-66)よりわかるように，不飽和材料パラメータ α, θ, l の中で l のみが，有効飽和度 S_e に対する平均主応力 p の変化には影響を与える．膨潤圧試験において，供試体が飽和化する過程で膨潤圧が発生し，膨潤圧と時間との関係において，膨潤圧曲線は単調増加する形状もあれば，ピークに達した後に減少に転じる形状もある．つまり，有効飽和度 S_e に対する全応力 p の勾配 dp/dS_e は，単調増加の形状であれば常に正の値をとり，ピークをとる形状であればピーク時を境に正から負へと変化する．一方で，試験開始直後は飽和化に伴い膨潤圧が発生する．そのため， dp/dS_e は初期有効飽和度に対して正の値をとると考えられる．図-3.11 に示すように，推定した l の値によっては，初期状態から飽和度が上昇すると膨潤圧が負の値をとる

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

場合がある．このような挙動を示すパラメータを回避するために，推定されたパラメータに対して有効飽和度 S_e に対する全応力 p の初期勾配 $\left. \frac{dp}{dS_e} \right|_{S_e=S_e^{ini}}$ がゼロ以上の値をとるか判断する条件を設ける．

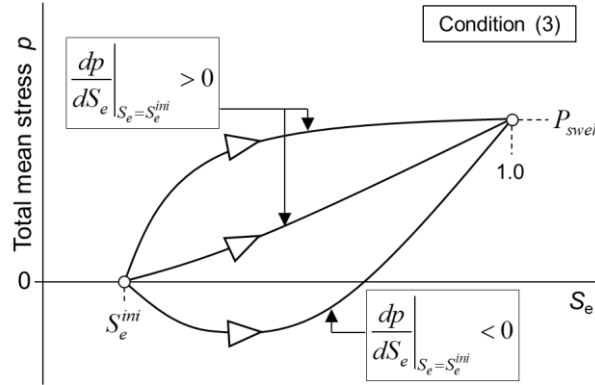


図- 3.11 有効飽和度 S_e に対する平均主応力 p の変化

3-4 クニゲル V1 を対象とした不飽和材料パラメータの推定

クニゲル V1 を対象として材料パラメータの推定を行う．提案する手法を用いて不飽和材料パラメータ α, θ, l の推定を行う前に， α, θ, l 以外の構成モデルパラメータおよび水分特性曲線パラメータの決定について述べる．

図- 3.12 に，笹倉¹⁹⁾によって実施された等方圧密試験結果と再現解析結果を示す．圧縮指数 λ は，圧縮経路において正規圧密状態と見做される経路（状態点 3 から 4）の勾配から，また膨潤指数 κ は，除荷初期における経路（状態点 4 から 5）の勾配から決定される．正規圧密線の基準状態点 e_{ref} ， p'_{ref} は，状態点 4 を参照し，一方，塑性膨潤線の位置は状態点 1 を通るように決定される．また塑性膨潤パラメータ ζ の値は，正規圧密線と塑性膨潤線の間隔より算出される．限界状態パラメータ $\bar{M}$ の値は，笹倉¹⁹⁾によって実施された三軸非排水試験結果より得られた値（0.491）を援用し，有効ポアソン比 ν' は仮定した値（0.40）を使用する．

水分特性曲線モデルパラメータ A, B, S_{r0} は，鈴木・藤田²⁾によって実施された保水性試験結果とおおよそのオーダーが合うように推定した．図-3.13 に，推定したパラメータを用いて描かれる水分特性曲線を示す．以上で決定した構成モデルパラメータおよび水分特性曲線パラメータを表- 3.1 に示す．

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

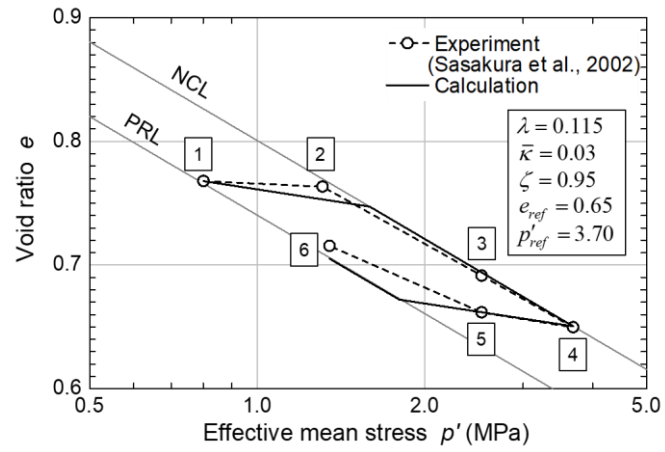


図-3.12 等方圧密試験¹⁹⁾の要素シミュレーション結果

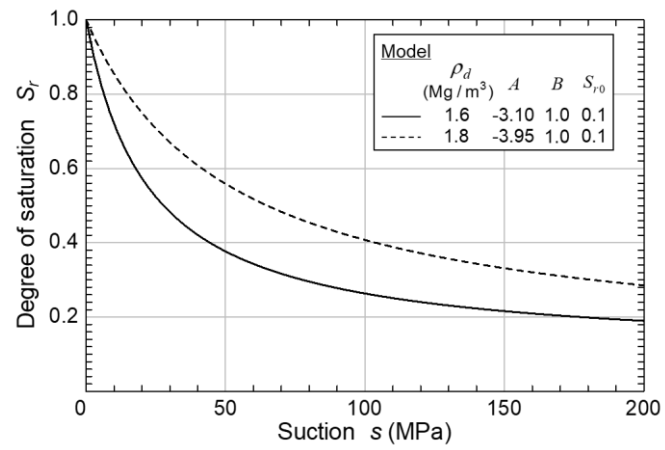


図-3.13 推定に用いる水分特性曲線

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

表- 3.1 クニゲル V1 に対する構成モデルパラメータおよび水分特性曲線パラメータ

Parameters for the constitutive model				
λ	Compression index	-		0.115
$\bar{\kappa}$	Swelling index at saturated state	-		0.03
M	Critical state parameter	-		0.491
ζ	Plastic rebound parameter	-		0.95
ν'	Effective Poisson's ratio	-		0.40
e_{ref}	Reference combination on NCL	-		0.65
p'_{ref}			MPa	3.70
Parameters of the water retention curve				
		Dry density (Mg/m ³)		
			1.6	1.8
A	Fitting parameter	-	-3.10	-3.95
B	Fitting parameter	-	1.0	1.0
S_{r0}	Residual degree of saturation	-	0.1	0.1

次に、提案するパラメータ推定手法を用いた不飽和材料パラメータ α, θ, l の決定について述べる。推定には 3 つの異なる初期条件における膨潤圧試験結果が必要であるので、渡邊・田中²¹⁾によって実施された膨潤圧試験結果の中で表- 3.2 に示す試験ケースを使用する。供試体の高さは 20mm、また直径は 60mm であり、供試体下端面より蒸留水が供給される。また、供試体下部に内蔵されている荷重計により膨潤圧が測定されている。各試験ケースにおける膨潤圧の経時変化を図-3.14 と図-3.15 に示す。また各試験ケースにおいて、 $g(\alpha, \theta, l) = 0$ の立式に必要な物理量の初期値を表- 3.3 に示す。これらの物理量は、図- 3.9 に示す導出フローチャートに従って算出される。図- 3.16 に、式(3-64)に示される関数 $h(l)$ と l の関係を示す。図- 3.16 からわかるように、 $l > 0$ の範囲において $h(l) = 0$ を満たす不飽和材料パラメータ l が存在しない。そのほかの不飽和材料パラメータ α および θ の計算には l の値が必要であるため、これらのパラメータも決定することができない。そこで、推定に使用する物理量に幅を持たせることによりパラメータを探索する手法について述べる。

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

表- 3.2 膨潤圧試験ケース

No.	Dry density ρ_d (Mg/m ³)	Initial water content w^{ini} (%)	Equilibrium swelling pressure P_{swel} (MPa)
1	1.599	9.53	1.92
2	1.582	19.81	1.73
3	1.802	9.98	10.64

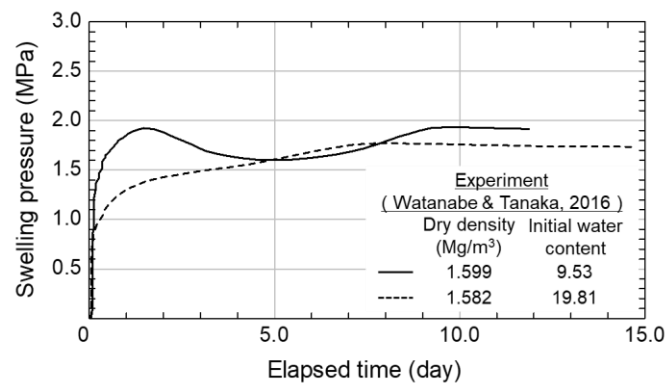


図- 3.14 膨潤圧の経時変化（乾燥密度：約 1.6 Mg/m³）

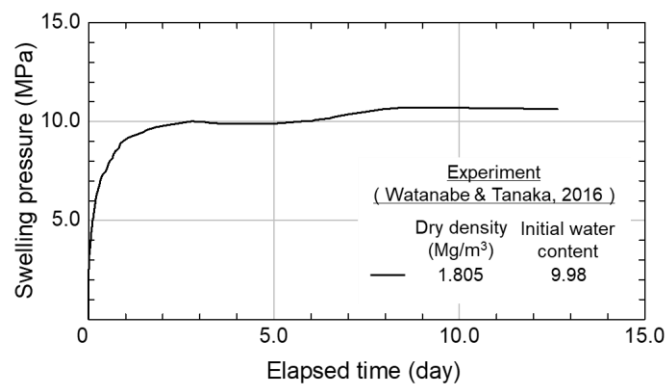


図- 3.15 膨潤圧の経時変化（乾燥密度：約 1.8 Mg/m³）

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

表- 3.3 各試験ケースにおける初期物理量

No.	Void ratio e^{ini}	Effective degree of saturation S_e^{ini}	Effective mean stress p'^{ini}
1	0.716	0.295	15.66
2	0.735	0.711	6.41
3	0.520	0.474	27.33

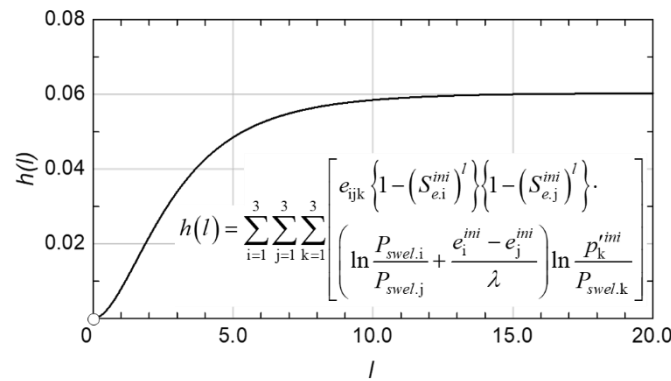


図- 3.16 関数 $h(l)$ と l の関係

式(3-64)に示すように、 $h(l)$ の立式に必要なものは圧縮指数 λ 、初期状態における物理量 S_e^{ini} 、 e^{ini} 、 p'^{ini} および平衡膨潤圧 P_{swel} である。初期状態における物理量は、膨潤圧試験条件である乾燥密度 ρ_d と初期含水比 w^{ini} より算出される。供試体を作成するにあたってこれらの物理量が持つばらつきは小さいと考えられる。一方で、推定に用いる平衡膨潤圧 P_{swel} は等方性を仮定していることもあり、平衡膨潤圧 P_{swel} と試験で計測される平衡膨潤圧には多少の差があると考えられる。したがって、平衡膨潤圧 P_{swel} の値を微小な範囲で幅を持たせ、再度パラメータの探索を試みる。表- 3.4 に示すように、推定に用いる各試験ケースの平衡膨潤圧値を $\pm 10\%$ の範囲で幅を持たせる。Case 1 では、試験ケース 1 における平衡膨潤圧値を -10% (1.73 MPa)から $+10\%$ (2.11 MPa)の間で 0.1% ずつに分割し、また試験ケース 2 および 3 における平衡膨潤圧値は、表- 3.2 に示される値を用いる。Case 1 と同様に、Case 2 および Case 3 についても、それぞれ試験ケース 2 および 3 における平衡膨潤圧値に幅を持たせ、そのほかの試験ケースの平衡膨潤圧値は固定される。

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

表-3.4 パラメータ探索ケース

Case	Equilibrium swelling	Equilibrium swelling	Equilibrium swelling
	pressure in test 1	pressure in test 2	pressure in test 3
	$P_{swel.1}$	$P_{swel.2}$	$P_{swel.3}$
1	[1.73 , 2.11]	1.73	10.64
2	1.92	[1.56 , 1.90]	10.64
3	1.92		[9.58 , 11.70]

Case 1, Case 2 および Case 3 におけるパラメータの探索結果を図- 3.17, 図- 3.18 および図- 3.19 に示す. Case 1 において, -10.0%から+1.5%の間では $h(l)=0$ を解くことができず, α , θ , l を算出することができない. また+1.5%から+5.0%の間および+8.6%から+10.0%の間では, $h(l)=0$ を解くことができ, α , θ , l を算出することはできたが, Condition 2 および Condition 3 に違反する. 一方, +5.0%から+8.6%の間では, 算出された α , θ , l は全ての条件を満たし, それぞれのパラメータは図- 3.17 に示す範囲に存在する. Case 2 において, -10.0%から-8.1%の間および-5.2%から+10.0%の間では, $h(l)=0$ を解くことができず, また-8.1%から-5.2%の間では, α , θ , l を算出することはできたが Condition 1 に違反する. Case 3 において, -1.6%から+8.6%の間では, $h(l)=0$ を解くことができず, また-10.0%から-1.6%の間および-8.6%から+10.0%の間では, 算出された α , θ , l は Condition 3 および Condition 1 に違反する.

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

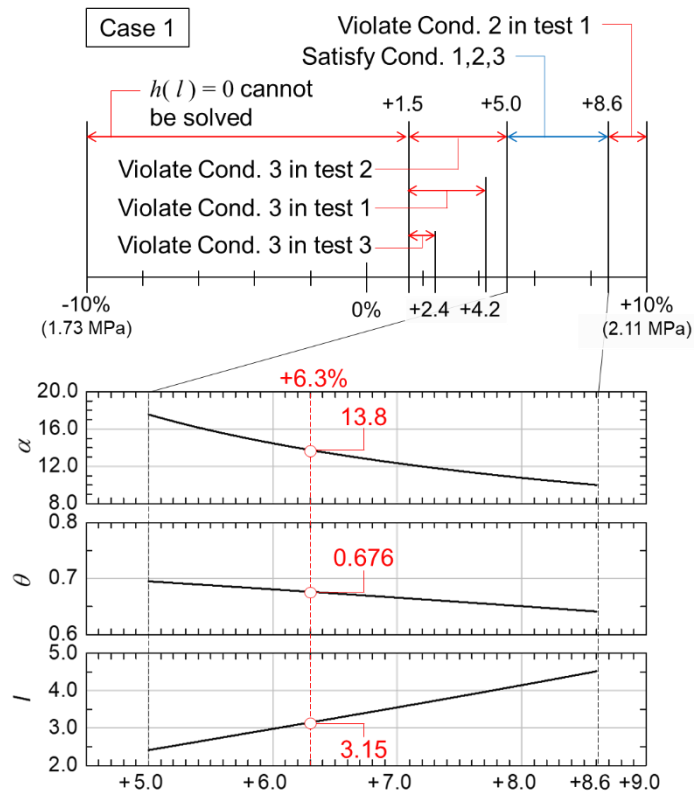


図- 3.17 パラメータ探索結果 (Case 1)

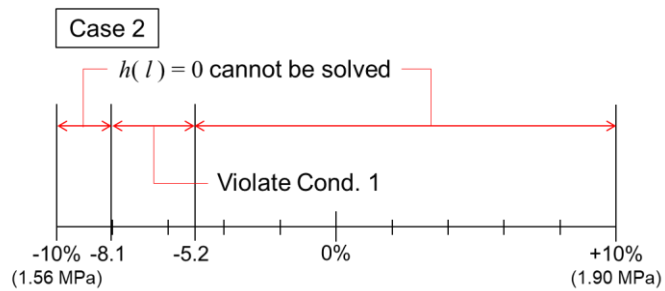


図- 3.18 パラメータ探索結果 (Case 2)

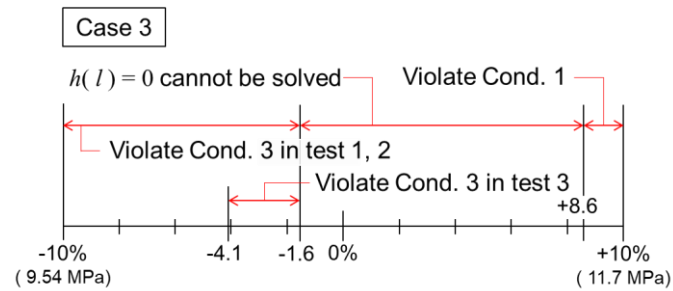


図- 3.19 パラメータ探索結果 (Case 3)

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

次に Case 1 で推定された不飽和材料パラメータ l と式(3-68)で表される平均主応力と有効飽和度の関係式を用いて、各試験ケースにおける飽和度と膨潤圧の関係を図-3.20、図-3.21 および図-3.22 に示す。図中に示す l の値 (2.41, 2.98, 3.55, 4.15, 4.58) は、図-3.17 の横軸に示す +5.0%, +6.0%, +7.0%, +8.0%, +8.6% に対応する。試験ケース 1 において、初期状態から飽和度が上昇する過程では、 l の値が大きいほど飽和度に対する膨潤圧の増加量が大きくなっている。その後、膨潤圧は減少に転じ、その時の膨潤圧値は l の値によって異なる。さらに飽和度が上昇すると、膨潤圧は再び増加に転じる。試験ケース 2 および試験ケース 3 では、 l がいかなる値であっても飽和度に対して膨潤圧は単調増加し、また l の値が大きいほど、飽和度に対する膨潤圧の増加量が大きくなっている。

推定されたパラメータセット群から、構成モデルのパフォーマンス検証に用いるパラメータセットを選ぶ。本章では、試験ケース 1 の試験結果および理論式による計算結果に見られる飽和化過程初期における膨潤圧のピーク値を比較することにより、パラメータセットを一つに絞る。膨潤圧試験は供試体の端面より飽和化が進むため、本来であれば試験結果と解析結果を比較するにあたって、有限要素法などの数値解析手法を用いて、境界値問題の解として計算される膨潤圧と試験で計測される膨潤圧を比較すべきである。しかし本稿では、試験で計測される膨潤圧の経時変化を、供試体が均一に飽和化する過程における膨潤圧変化と仮定する。その結果、図-3.17 に示すように $(\alpha, \theta, l) = (13.8, 0.676, 3.15)$ と決定される。また、このパラメータセットを用いたときの飽和度と膨潤圧の関係を図-3.20、図-3.21 および図-3.22 の赤線で示している。

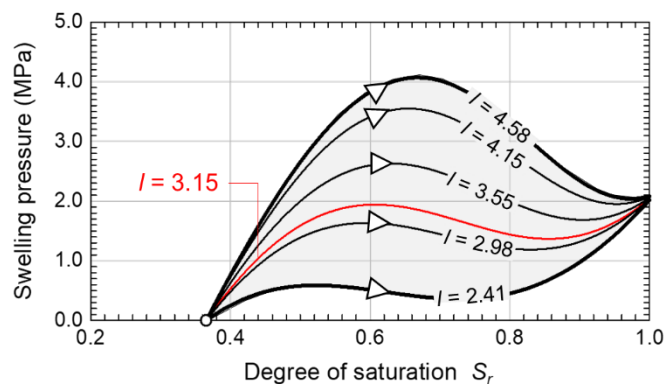


図-3.20 膨潤圧と飽和度 S_r の関係 (試験ケース 1)

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

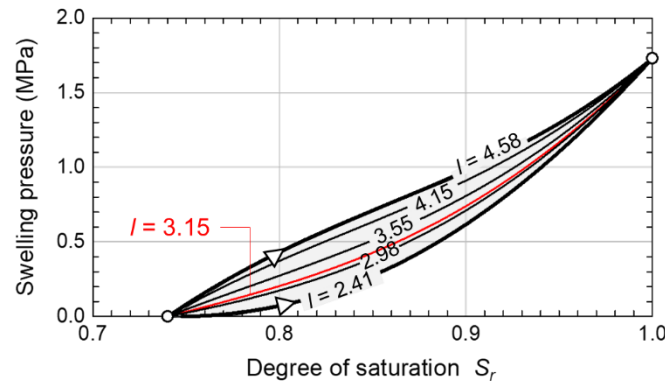


図- 3.21 膨潤圧と飽和度 S_r の関係（試験ケース 2）

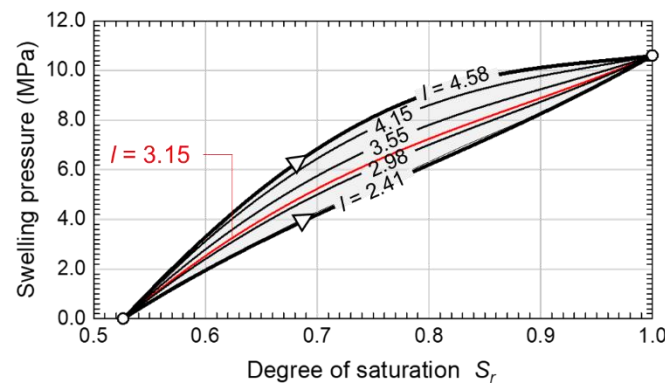


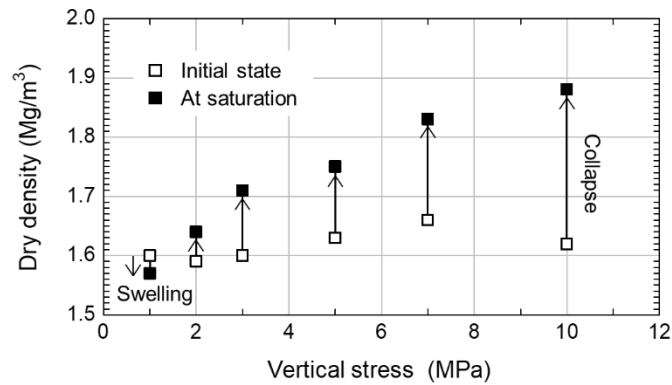
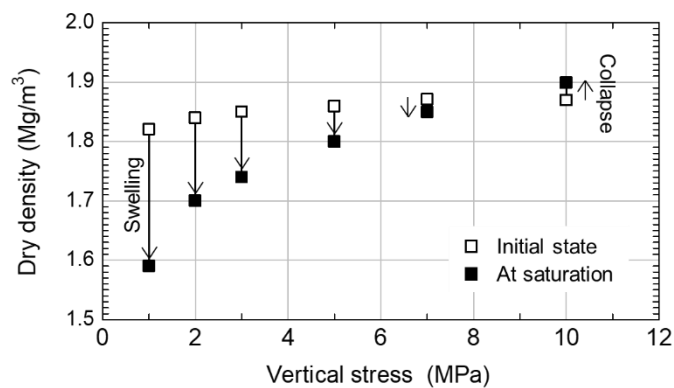
図- 3.22 膨潤圧と飽和度 S_r の関係（試験ケース 3）

本節では、図- 3.9 に示すフローチャートにおいてパラメータ α, θ, l が条件をすべて満たす組み合わせを探索するために、平衡膨潤圧の値に幅を持たせた。このような方法でもパラメータ α, θ, l が見つからない場合は、 $e - \ln p'$ 上で NCL と PRL に挟まれる領域の内側に、平衡膨潤圧（飽和時の平均有効応力）と間隙比の組み合わせが存在しない可能性が高い。パラメータの条件式を立式する際に、そのような状態点がひとつでも含まれるとフローチャートに示す条件を満たすことが不可能である。したがって、平衡膨潤圧の値に幅を持たせる方法でもパラメータ α, θ, l が決定できない場合は、膨潤圧試験結果から求められる飽和時の状態点と、NCL, PRL の位置関係より、パラメータ推定にふさわしくない膨潤圧試験データを判明させ、推定に用いるデータから除外するか、または NCL と PRL の位置関係を調節することにより状態点を NCL と PRL との間に位置させる必要がある。

3-5 一次元膨潤変形シミュレーション

3-5-1 参照試験概要

小栗ら²²⁾は、不飽和状態にあるベントナイト供試体に対して種々の鉛直圧条件および異なる初期乾燥密度を与え、供試体を飽和化させることにより、吸水過程におけるベントナイトの一次元変形特性を取得している。供試体は、直径 60 mm、高さ 10 mm の円柱形であり、静的荷重により上下 2 方向から締固められて作製された。乾燥密度は、1.6 および 1.8 Mg/m^3 を目標としている。また、供試体作成時における初期含水比は 7.65 % から 9.28 % の範囲にあった。一定の鉛直圧を作用させた状態で供試体下端より蒸留水を供給し、供試体の飽和化に伴う膨潤変形量を取得している。試験開始時から試験開始後 10000 分までの乾燥密度変化を、図-3.23 および図-3.24 に示す。

図-3.23 吸水に伴う乾燥密度の推移（初期乾燥密度：約 1.6 Mg/m^3 ）図-3.24 吸水に伴う乾燥密度の推移（初期乾燥密度：約 1.8 Mg/m^3 ）

3-5-2 解析手法および条件

再現解析に用いる方程式は、①構成関係、②水分特性曲線モデル、③有効応力式である。

① 構成関係

式(3-20)および式(3-35)に示す構成式は、軸対称条件下で次のように書き表される。

$$\begin{Bmatrix} \Delta\sigma'_a \\ \Delta\sigma'_r \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{aa} & D_{ar} \\ D_{ra} & D_{rr} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta\varepsilon_a \\ \Delta\varepsilon_r \end{Bmatrix} - \begin{Bmatrix} D_a^{S_e} \\ D_r^{S_e} \end{Bmatrix} \Delta S_e \quad (3-69)$$

ここに、 D_{aa} 、 D_{ar} 、 D_{ra} 、 D_{rr} ：剛性係数である。ただし、軸方向有効応力 σ'_a および側方向有効応力 σ'_r は、以下に示すように有効応力テンソルの成分に対応する。

$$\sigma'_a = \sigma'_{22}, \quad \sigma'_r = \sigma'_{11} = \sigma'_{33} \quad (3-70)$$

また軸方向ひずみ ε_a および側方向ひずみ ε_r についても同様である。

$$\varepsilon_a = \varepsilon_{22}, \quad \varepsilon_r = \varepsilon_{11} = \varepsilon_{33} \quad (3-71)$$

したがって剛性に関する係数は以下の通りとなる。

$$\begin{aligned} D_{aa} &= \mathbf{D}_{2222}, \quad D_{ar} = \mathbf{D}_{2211} + \mathbf{D}_{2233} \\ D_{ra} &= \mathbf{D}_{1122}, \quad D_{rr} = \mathbf{D}_{1111} + \mathbf{D}_{1133} \end{aligned} \quad (3-72)$$

ただし、弾性状態では式(3-21)、弾塑性状態では式(3-36)に示す剛性テンソルを参照する。また、 $D_a^{S_e}$ および $D_r^{S_e}$ は以下に示すとおりである。

$$\begin{aligned} D_a^{S_e} &= D_r^{S_e} = K_{S_e} \quad (\text{Elastic state}) \\ D_a^{S_e} &= \mathbf{D}_{22}^{S_e}, \quad D_r^{S_e} = \mathbf{D}_{11}^{S_e} \quad (\text{Elasto-plastic state}) \end{aligned} \quad (3-73)$$

② 水分特性曲線の増分関係式

以下に示すように、式(3-58)の増分形式化した式を用いる。

$$\Delta S_e = \frac{(Bs^{B-1}) \exp A}{(1 + s^B \exp A)^2} \Delta s \quad (3-74)$$

③ 有効応力式

以下に示すように、式(3-1)を間隙空気圧 p_a がゼロ、軸対称条件下で増分形式化された式を用いる。

$$\begin{Bmatrix} \Delta\sigma'_a \\ \Delta\sigma'_r \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \Delta\sigma_a \\ \Delta\sigma_r \end{Bmatrix} + \Delta s \begin{Bmatrix} S_e \\ S_e \end{Bmatrix} + \Delta S_e \begin{Bmatrix} s \\ s \end{Bmatrix} \quad (3-75)$$

ここに、 σ_a ：軸方向全応力、 σ_r ：側方向全応力である。

サクシオン増分 Δs に既知量 $\Delta \bar{s}$ を与え、側方向ひずみ増分 $\Delta \varepsilon_r$ がゼロ、軸方向全応力増分

3. 膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル

$\Delta\sigma_a$ がゼロという条件下で、式(3-69)、式(3-74)および式(3-75)を連立して解くことにより、未知数である物理量の増分が求められ、それぞれの物理量の値が更新される。そして飽和状態に至るまで、以上に述べた計算過程が繰り返される。構成モデルおよび水分特性曲線モデルに関するパラメータは、表- 3.1 に示す値を用いる。ただし、膨潤変形試験では吸水に伴う膨潤が進行するにつれて、供試体の乾燥密度は刻々と変化するため、乾燥密度依存性を考慮した水分特性曲線モデルを用いることが望ましいが、本解析では、図-3.13 に示すように、初期乾燥密度に応じた水分特性曲線を仮定する。また不飽和材料パラメータについては 前節で推定された組み合わせ $(\alpha, \theta, l) = (13.8, 0.676, 3.15)$ を用いる。シミュレーションにおける初期条件を表-3.5 および表-3.6 に示す。ただし、初期含水比は全ケースにて同一の値で 8.5%としている。また、鉛直圧が作用した状態を初期条件とし、初期の側圧は鉛直圧と同じ値と仮定する。

表- 3.5 解析条件（初期乾燥密度：約 1.6 Mg/m³）

Vertical stress σ_v	Initial dry density ρ_d^{ini}	Initial degree of saturation S_r^{ini}
1	1.60	0.326
2	1.59	0.321
3	1.60	0.326
5	1.63	0.341
7	1.66	0.357
10	1.62	0.336

表- 3.6 解析条件（初期乾燥密度：約 1.8 Mg/m³）

Vertical stress σ_v	Initial dry density ρ_d^{ini}	Initial degree of saturation S_r^{ini}
1	1.82	0.459
2	1.84	0.475
3	1.85	0.483
5	1.86	0.490
7	1.87	0.499
10	1.87	0.499

3-5-3 再現解析結果

初期乾燥密度が 1.6 Mg/m^3 および 1.8 Mg/m^3 における一次元膨潤変形シミュレーションの結果を、図-3.25 および図-3.26 に示す。図-3.25 からわかるように、初期乾燥密度が 1.6 Mg/m^3 においては、鉛直圧が 1.0 MPa のときは体積膨張し、それ以外のケースでは体積圧縮を示し、鉛直圧が増加するに伴い圧縮変形量は増加する。試験結果と比較して、飽和状態における乾燥密度を過小評価しているが、傾向は概ね正しく再現できている。一方、図-3.26 に示されるように初期乾燥密度が 1.8 Mg/m^3 において、すべてのケースにおいて体積膨張を示し、鉛直圧が減少するに従い膨張変形量が増加する。試験結果と比較して、鉛直圧が 10.0 MPa のケースでは反対の挙動を示すが、そのほかのケースでは飽和状態における乾燥密度を精度よく再現している。

クニゲル V1 だけではなく、緩衝材の候補材料となっている幾つかのベントナイト材料において、吸水に伴う変形特性へ及ぼす乾燥密度および鉛直圧の影響が調査されている²³⁾²⁴⁾。報告されている試験結果は、本シミュレーション結果と同様の傾向を示しているため、他材料においても提案する構成モデルの適用が期待される。

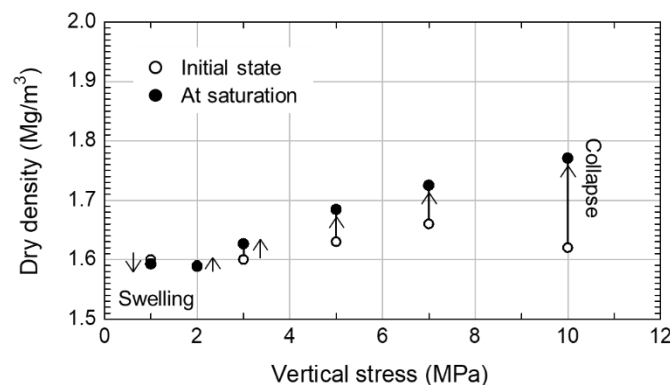


図-3.25 一次元吸水変形シミュレーション（初期乾燥密度：約 1.6 Mg/m^3 ）

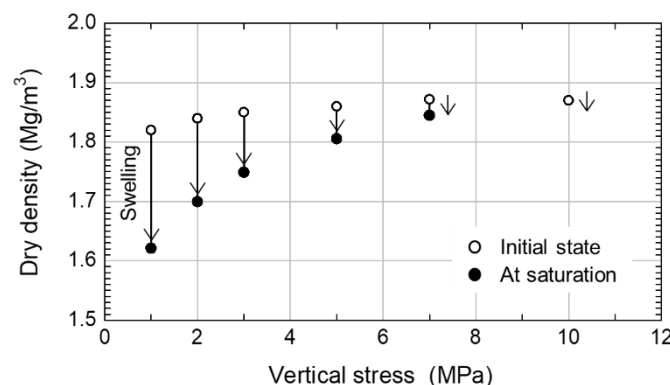


図-3.26 一次元吸水変形シミュレーション（初期乾燥密度：約 1.8 Mg/m^3 ）

3-6 結語

飽和状態だけではなく不飽和状態にある膨潤性地盤材料が示す力学的応答を表現するために、不飽和土を対象とした既存の構成モデルのフレームワークを援用し、塑性膨潤の概念を取り入れた構成モデルの拡張を行った。また、室内試験により取得された材料特性データを構成モデルパラメータに反映する手法を提案した。パラメータ推定に必要である膨潤圧試験は、数多くの材料に対して実施されている。そのため既往の試験結果を活用することで、様々な膨潤性地盤材料に対して本手法が適用できると考えられる。試験結果とシミュレーション結果を比較することで、提案する構成モデルは、飽和化に伴う膨潤圧の発現だけでなく、応力状態の違いにおける変形特性を再現できることが確認された。また、構成モデルパラメータは定体積条件下における理論式により推定されたが、変形を伴う力学挙動を表現する場合においても推定されたパラメータが妥当であることが確認された。提案する構成モデルは、膨潤性地盤材料の不飽和状態から飽和状態に伴う力学挙動を精度よく表現することができるため、地下水の浸潤に伴うベントナイト緩衝材の乾燥密度および応力状態の変化を予測し、地層処分場の設計および長期的安全性の評価への貢献が期待できる。

参考文献

- 1) 大野進太郎, 河井克之, 橘伸也. 有効飽和度を剛性に関する状態量とした不飽和土の弾塑性構成モデル. 土木学会論文集, Vol.63, No. 4, 1132-1141, 2007.
- 2) Bishop, A.W., 1959. The principle of effective stress, *Teknisk Ukeblad*, 106 (39), 859–863.
- 3) 小林一三, 戸井田克, 笹倉 剛, 太田 秀樹. 等含水比線と等飽和度線を用いた締固めベントナイトの圧縮・膨潤挙動の解釈. 土木学会論文集, Vol. 63, No. 4, 1065-1078, 2007.
- 4) Takayama, Y., Tachibana, S., Iizuka, A., Kawai, K., Kobayashi, I., 2017. Constitutive modeling for compacted bentonite buffer materials as unsaturated and saturated porous media. *Soils Found.* 57, 80–91.
- 5) Alonso, E.E., Gens, A., Josa, A., 1990. A constitutive model for partially saturated soils. *Géotechnique* 40 (3), 405-430.
- 6) Kohgo, Y., Nakano, M., Miyazaki, T., 1993. Theoretical aspects of constitutive modelling for unsaturated soils. *Soils Found.* 33 (4), 49–63.
- 7) Karube, D., Kawai, K., 2001. The role of pore water in the mechanical behavior of unsaturated soils. *Geotech. Geol. Eng.* 19, 211–241
- 8) 山本修一, 佐藤伸, 志村友行, Romero, E., 西村友良, 大和田仁. サクション制御試験に基づくベントナイト系人工バリア材の不飽和力学特性と保水特性. 土木学会論文集 C (地圏工学), Vol. 75, No. 3, 257-272, 2019.
- 9) Komine, H., Ogata, N., 1994. Experimental Study on Swelling Characteristics of Compacted Bentonite. *Can. Geotech. J.* 31 (4), 478-490.
- 10) Börgesson, L., Johannesson, L.-E., Sanden, T., Hernelind, J., 1995. Modelling of the physical behaviour of water saturated clay barriers. *Svensk Kärnbränslehantering AB*.
- 11) Lloret, A., Villar, M.V., 2007. Advances on the knowledge of the thermo-hydro-mechanical behaviour of heavily compacted “FEBEX” bentonite. *Phys. Chem. Earth Parts A/B/C* 32 (8-14), 701-715.
- 12) Schanz, T., Tripathy, S., 2009. Swelling pressure of a divalent-rich bentonite: Diffuse double-layer theory revisited. *Water Resour. Res.* 45 (5).
- 13) Ye, W.M., Chen, Y.G., Chen, B., Wang, Q., Wang, J., 2010. Advances on the knowledge of the buffer/backfill properties of heavily-compacted GMZ bentonite. *Eng. Geol.* 116 (1-2), 12-20.
- 14) 工藤康二, 田中幸久, 横倉俊幸, 北村至. 締固めたベントナイト試料の膨潤圧測定方法に関する検討, 第 40 回地盤工学研究発表会講演集, pp. 2573-2574, 2005.

- 15) Tanaka, Y., Watanabe, Y., 2019. Modelling the effects of test conditions on the measured swelling pressure of compacted bentonite. *Soils Found.* 59 (1), 136-150.
- 16) Saba, S., Barnichon, J.D., Cui, Y.J., Tang, A.M., Delage, P., 2014. Microstructure and anisotropic swelling behaviour of compacted bentonite/sand mixture. *J. Rock Mech. Geotech. Eng.* 6(2), 123-132.
- 17) Jia, L.Y., Chen, Y.G., Ye, W.M., Cui, Y.J., 2019. Effects of a simulated gap on anisotropic swelling pressure of compacted GMZ bentonite. *Eng. Geol.* 248, 155-163.
- 18) 杉井俊夫, 宇野尚雄. 新しい水分特性曲線のモデル化について, 土木学会第 50 回年次学術講演会概要集, pp.130-131, 1995.
- 19) 笹倉剛, 畔柳幹雄, 小林一三, 岡本道孝. ベントナイト変遷挙動のモデル化のためのデータ取得Ⅱ. 核燃料サイクル開発機構契約業務報告書. JNC TJ8400-2003-048. 2003.
- 20) 鈴木英明, 藤田朝雄. 緩衝材の不飽和水理特性, 核燃料サイクル開発機構報告書, JNC TN8430 99-010, 1999.
- 21) 渡邊保貴, 田中幸久. 微小変位制御によるベントナイトの膨潤圧試験, 土木学会第 69 回年次学術講演会, 2014.
- 22) 小栗光, 小峯秀雄, 村上哲. 高圧環境下における不飽和ベントナイトの吸水に伴う一次元変形特性に及ぼす初期乾燥密度の影響, 土木学会, 第 67 回年次学術講演会, 2012.
- 23) Villar, M.V., 2005. MX-80 bentonite. Thermo-hydro-mechanical characterisation performed at CIEMAT in the context of the Prototype project. *Informes Técnicos CIEMAT* 1053, Madrid.
- 24) Sun, D., Sun, W., Fang, L., 2014. Swelling characteristics of Gaomiaozi bentonite and its prediction. *J. Rock Mech. Geotech. Eng.* 6(2), 113-118.

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

4-1 はじめに

「1-2 緩衝材としての利用³⁾⁴⁾⁵⁾」に記したように、ベントナイト緩衝材に期待される機能として、施工時に生じる隙間を充填する自己シール性が挙げられる。この機能の発揮には、緩衝材の膨潤を要するため、緩衝材の乾燥密度の低下とトレードオフの関係にある。充填されるべき隙間量がある程度把握できれば、施工時における緩衝材の乾燥密度を用いて、隙間充填後における緩衝材の平均的な乾燥密度を算出することができる。しかし、一方で、隙間充填後の乾燥密度分布は完全に均一にならないことが知られている。緩衝材が長期にわたって有すべき性能は、平均的かつ局所的にも満足されることが望ましいため、膨潤・隙間充填過程の乾燥密度分布を予測・評価することが求められる。

本章では、室内試験における供試体寸法レベルのベントナイト緩衝材を対象として、緩衝材と周辺岩盤との間に隙間が存在するような状況を想定し、緩衝材の膨潤による隙間の充填、そして、充填後の平衡状態に至るまでの変状を解析的に評価する。そして、得られた結果より、乾燥密度や膨潤圧分布が変化するメカニズムを説明する。また、それと同時に、次節の「4-2 既往の研究」にて示す試験結果と解析結果を比較し、解析手法の妥当性検証を行う。

4-2 既往の研究⁸⁾

Dueck et al.⁸⁾は、飽和状態にあるベントナイト供試体が意図的に設けた隙間を充填し、平衡状態に至るまでの応力状態の変化を計測している。そして、試験終了後に供試体内部の乾燥密度分布を取得している。使用材料は Na 型ベントナイトの MX-80 である。以下に試験の手順および結果について述べる。

はじめに、供試体の作成過程について説明をする。所定の乾燥密度まで圧縮成型させたベントナイトブロックを体積拘束条件下で飽和化させる。その後、飽和状態にあるベントナイトブロックから円筒形の供試体がトリミング成型される。供試体寸法は直径 100 mm、高さ 40 mm で、初期乾燥密度は 1.666 Mg/m³ である。以上の過程で作成された供試体を試験装置にセットし、膨潤過程が開始される。図- 4.1 に、隙間膨潤過程で使用させる試験装置の概要を示す。供試体は上面より蒸留水が注水され、供試体上端面とピストンの間に 10 mm の隙間を設けることで供試体高さが 50mm になるまで膨潤が継続する。試験が終了するまでの約 70 日間、軸方向応力はピストンを介したロードセル、側方向応力は 3 箇所を設置された土圧計に

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

より連続的に測定される。また試験後は、供試体をスライスし、各スライス片の含水比から供試体の乾燥密度分布を取得している。

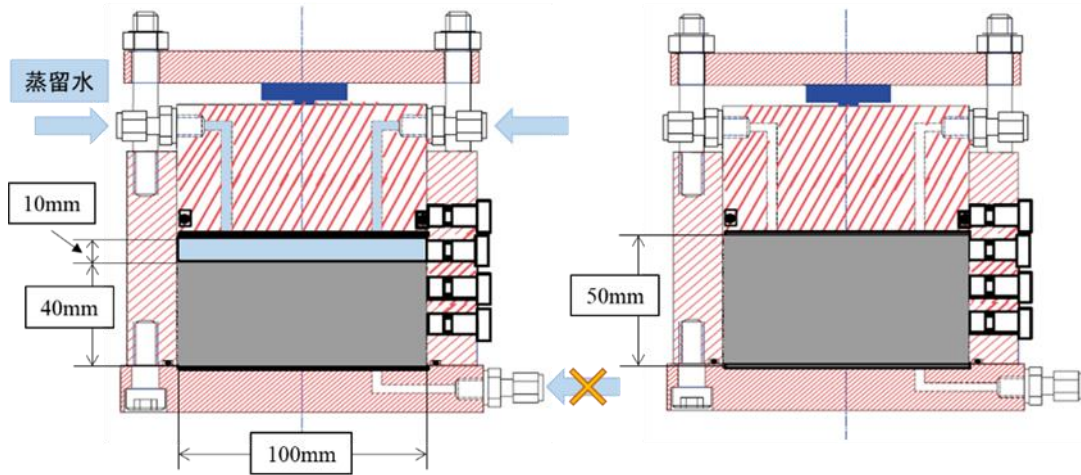


図-4.1 試験装置概要 8)に加筆

膨潤過程が開始してからの軸方向、側方向応力の経時変化を図-4.2に示す。図-4.2からわかるように、隙間が充填されるまでは供試体とピストンは接触していないため、しばらくの間、軸方向応力はゼロを示している。試験開始から3~4日経過後、軸方向応力が徐々に増加していることが読み取れるため、このタイミングで供試体が隙間を充填し、ピストンと接したと考えられる。軸方向圧力は単調増加を示し、測定開始から67日時点で約0.75 MPaほどの値に至るが、完全には収束しておらず今後も緩やかに値が増加していく傾向がみられる。下端面から15 mm地点で計測される側方向応力について、供試体が隙間を充填する以前に約2.0 MPaのピークに達し、その後緩やかに減少し約1.3 MPaの値に収束する。下端面から30 mm地点においては約2.2 MPaのピーク値をとった後、急激に応力が減少する。その後、再び増加に転じ、最終的には約1.0 MPaの値に収束する。下端面から45 mm地点において、試験開始時は供試体と土圧計が接していないため計測値はおおよそゼロを示しているが、徐々にその値が増加し67日時点で約1.2 MPaとなるが、軸方向圧力と同様に完全には収束しておらず徐々に値が増加していく傾向がみられる。以上のように側方向応力は、計測する地点によって経時変化および収束する値が異なっている。

次に、試験終了後に取得された供試体内部の乾燥密度分布を図-4.3に示す。給水面である供試体上端面に近くなるほど乾燥密度が小さくなり、不均一な乾燥密度分布が得られている。また最終的な平均乾燥密度は、初期の供試体重量と膨潤後の体積から算出することができ、その値は1.333 Mg/m³となる。しかし試験結果から平均乾燥密度を算出すると約1.26 Mg/m³

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

となり、理論的に求めた乾燥密度の値より小さくなっている。この原因として、乾燥密度を供試体から部分ごとに切り分けて測定する際に、若干の膨潤が生じた可能性があり、乾燥密度が全体的に小さくなっていると考えられる。

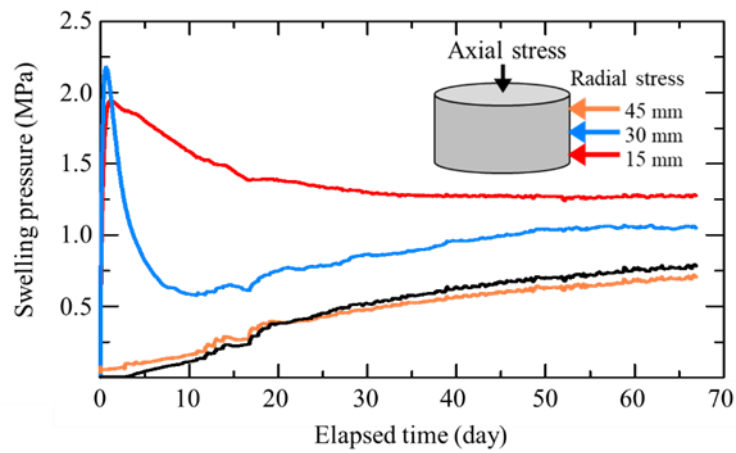


図-4.2 膨潤圧の経時変化⁸⁾

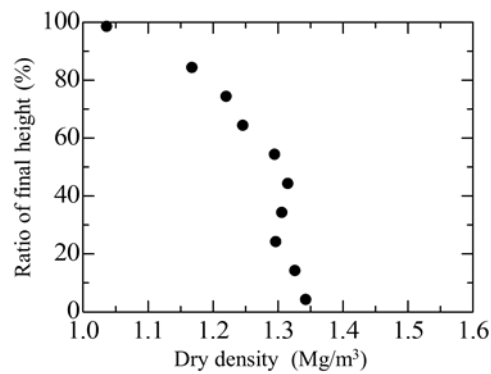


図-4.3 試験終了後の乾燥密度分布⁸⁾

4-3 シミュレーション概要

本シミュレーションでは、「4-2 既往の研究」と同様に円筒形の供試体が軸方向に膨潤し、隙間を充填する過程における応力変化や供試体内部の乾燥密度分布を解析的に評価する。シミュレーションには、土／水連成問題を取り扱う有限要素解析コード **DACSAR-I²⁾**を使用し、第2章で構築した弾塑性構成モデルによって土骨格の力学挙動が記述される。土／水連成問題における支配方程式、有限要素法への定式化は付録「A1 静的不飽和土／水連成有限要素法の定式化」に纏められている。シミュレーションの対象とする材料として、2種類のベントナイトを想定し、ひとつは既往の研究で用いられた **MX-80** (土粒子密度: 2.780 Mg/m^3) である。もうひとつは、Na型ベントナイトであるクニゲル **V1** と珪砂を質量比 7:3 で混合した材料 (土粒子密度: 2.736 Mg/m^3 。ただし、クニゲル **V1** の土粒子密度: 2.773 Mg/m^3 、珪砂の土粒子密度: 2.765 Mg/m^3) である。この混合材料は、日本におけるベントナイト緩衝材の候補材料として検討されている³⁾。

4-4 解析条件

ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーションにおいて設定した解析条件を記す。はじめに、想定するベントナイト供試体の寸法、初期乾燥密度および隙間幅について述べる。MX-80の供試体は、「4-2 既往の研究」と同様に、直径 100 mm、高さ 40 mm の円筒形とし、初期乾燥密度は 1.666 Mg/m^3 である。一方、クニゲル **V1** 珪砂混合材料の供試体は、既往の報告 (報告書⁴⁾における 3-66 頁、表 3.7.2-2 に記載の実験ケース UpH-B) を参考に、直径 110 mm、高さ 45 mm の円筒形とし、初期乾燥密度は 1.778 Mg/m^3 である。表-4.1 に、それぞれの材料における解析ケースとそれに対応する隙間幅、膨潤率、充填後の平均乾燥密度を示す。膨潤率とは、隙間幅を供試体初期高さで除し、その値を百分率で表したものである。解析対象の供試体材料が **MX-80** であれば、ケース名に「**MX**」の文字列を加え、一方、クニゲル **V1** 珪砂混合材料については「**KV**」としている。解析ケース **Case-2-MX** は、「4-2 既往の研究」と同材料・同じ隙間幅であるため、「4-6-1 MX-80」にて、解析結果と試験結果の比較から得られた共通点・相違点を示す。

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

表-4.1 解析ケース

ケース名	隙間幅 (mm)	充填後の平均乾燥密度 (Mg/m^3)	膨潤率 (%)
Case-1-MX	-	-	-
Case-2-MX	10	1.333	25
Case-3-MX	20	1.111	50
Case-4-MX	40	0.833	100
Case-1-KV	-	-	-
Case-2-KV	5	1.600	11.1
Case-3-KV	7.5	1.524	16.7
Case-4-KV	10	1.455	22.2

次に、解析する上で必要である初期条件について記す。初期条件は供試体が作成されるプロセスを考慮して決定される。図-4.4に、想定する供試体の作成プロセスを示す。締め固め過程(図-4.4の①)において、MX-80の供試体は乾燥密度が 1.666 Mg/m^3 (供試体高さ:40mm)、クニゲル V1 珪砂混合材料の供試体は乾燥密度が 1.778 Mg/m^3 (供試体高さ:45mm)に至るまで締め固められる。締め固め後は、供試体の飽和化過程に移る(図-4.4の②)。供試体の乾燥密度が変化しないようにピストンが固定され、供試体へ蒸留水が供給されるものとする。締め固め過程および飽和化過程で供試体内の乾燥密度分布は不均一な状態となる可能性は十分に考えられるが、本解析では均一な状態で維持されるものと仮定する。また飽和化過程では、供試体は体積拘束された状態であるため膨潤圧が発生する。飽和状態に至った状態において膨潤圧が等方的に作用すると仮定すると、軸方向全応力 σ_a と側方向全応力 σ_r は膨潤圧 P_{swel} と同

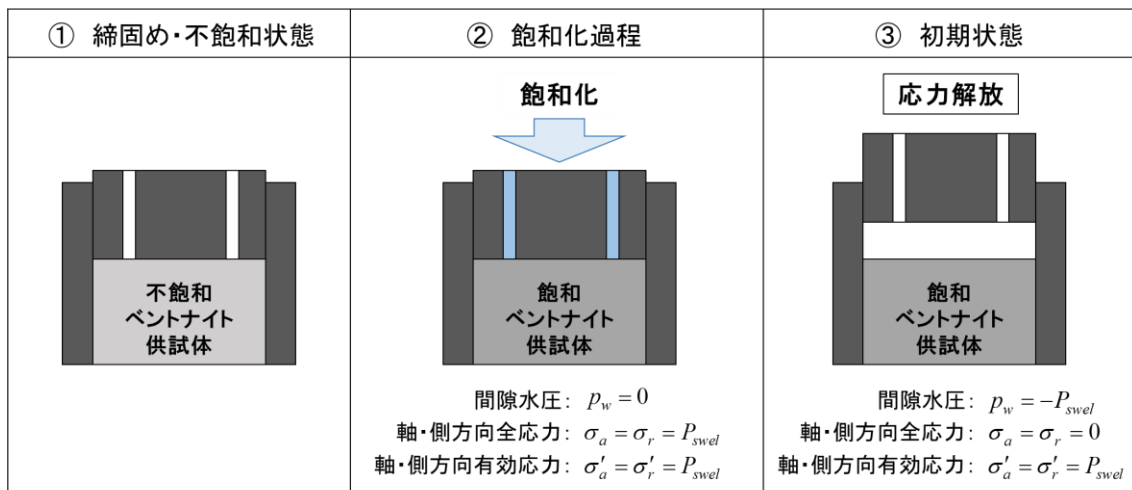


図-4.4 初期状態に至るまでのプロセス

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

値になる．また供試体内部のサクションが完全に消失し，背圧が無いとするならば，間隙水圧 p_w はゼロとなる．したがって Terzaghi の有効応力の原理から，軸方向有効応力 σ'_a と側方向有効応力 σ'_r は膨潤圧 P_{swel} と等しくなる．次にピストンの固定を外し，供試体上端面とピストンの間に隙間を設ける（図-4.4 の③）．ただし，この過程において除荷に伴う吸水が促されないように，給水／排水経路に水を抜いた状態を想定する．また空気の封入もないとするならば，供試体は体積・乾燥密度が一定で保たれる．この過程でピストンは供試体と離れるため，軸方向全応力 σ_a はゼロとなる．また体積変化が生じないため，ピストンで固定されていたときと有効応力の値は変わらず，軸・側方向有効応力はそれぞれ $\sigma'_a = P_{swel}$ ， $\sigma'_r = P_{swel}$ となる．したがって軸方向の全応力と有効応力より，間隙水圧は $p_w = -P_{swel}$ となる．また，間隙水圧が等方圧であることを踏まえると，側方向有効応力 $\sigma'_r = P_{swel}$ と間隙水圧 $p_w = -P_{swel}$ であることから，側方向の全応力もゼロとなる．以上より解析の初期状態において，有効応力状態は等方であり（ $\sigma'_a = \sigma'_r = P_{swel}$ ）であり，間隙水圧は負圧となりその大きさは膨潤圧 P_{swel} と等しい（ $p_w = -P_{swel}$ ）．

膨潤圧 P_{swel} は，それぞれの材料に対して実施された膨潤圧試験結果より決定される．MX-80 に対しては Börjesson et al.⁵⁾クニゲル V1 珪砂混合材料に対しては鈴木・藤田⁶⁾による試験結果を参照する．図- 4.5 に，それぞれの材料における間隙比と膨潤圧の関係を示す．MX-80 の供試体において，初期乾燥密度 1.666 Mg/m^3 に対応する間隙比は 0.669 であることより，膨潤圧 P_{swel} は 10.0 MPa と推定される．一方，クニゲル V1 珪砂混合材料において，初期乾燥密度 1.778 Mg/m^3 に対応する間隙比は 0.539 であることより，膨潤圧 P_{swel} は 1.29 MPa と推定される．

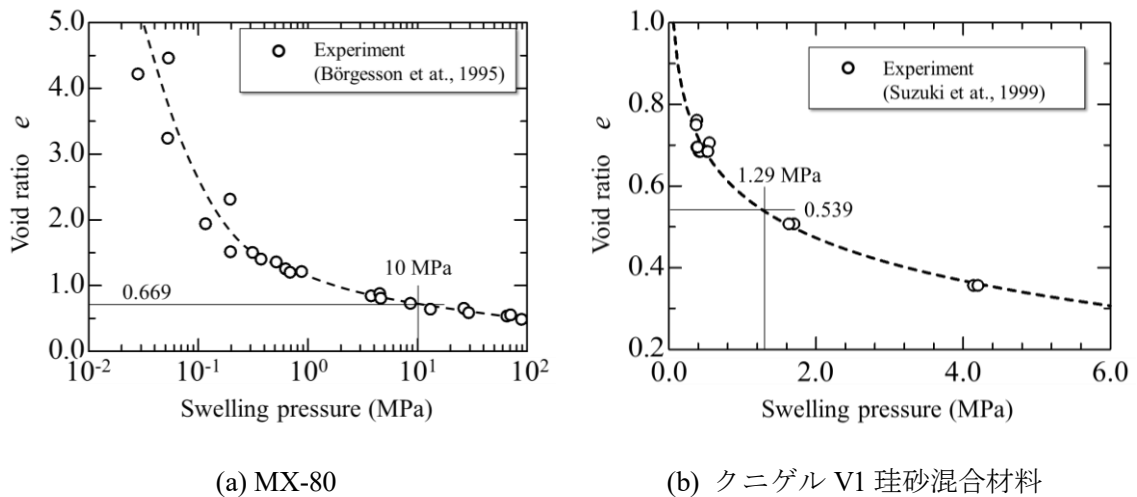


図- 4.5 膨潤圧試験結果^{10) 6)}

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

図- 4.6 に、解析対象となる膨潤・隙間充填過程を示す。給水過程では、供試体とピストンの間に設けられた隙間に蒸留水が注水・満水された状態を想定し、供給水に背圧は作用せず水圧はゼロであるとする。上述より供試体内の初期間隙水圧は負圧であるため、供試体外部から内部に向かって動水勾配が生じ、供試体内へ水が浸透し膨潤が促される。また給水面である供試体上端面近傍から、負圧であった間隙水圧がゼロへと消散し先行的に膨潤が生じることが考えられる。一方で供試体下部においては水の浸透の遅れによって、水圧の消散も遅れ、膨潤の発生が遅くなることが予想される。吸水膨潤／隙間充填過程においては、上部が先行して膨潤することで下部が十分に膨潤しないまま隙間が充填されと考えられる。その時点で、供試体は飽和しているため外部からの水の流入はなくなるが、供試体内部の間隙水圧が均一になっていなければ、動水勾配も残っているため内部での間隙水の流れは起こりうる。その場合には体積一定であるため、間隙水の流れにより、ある場所が膨潤するとその他の場所が収縮しなければならない。

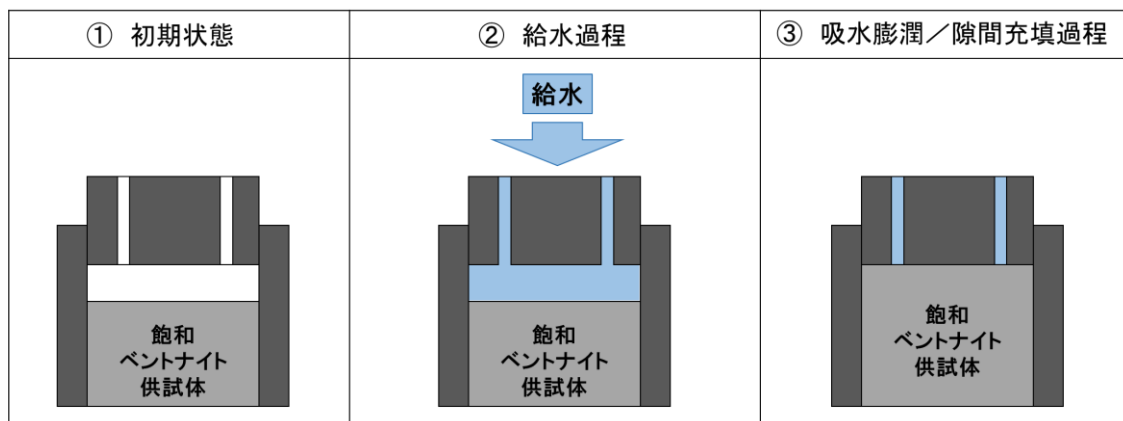


図-4.6 解析対象とするプロセス

図- 4.7 に、解析モデルと境界条件を示す。供試体半径方向の一断面を解析モデルとして抽出し、半径方向へは要素分割せず、軸方向のみ 9 節点四角形アイソパラメトリック要素を用いて 25 要素に分割する。図-4.7 に示すように、供試体上端面を排水（水頭既知）境界とし、そのほかの面がすべて非排水境界とする。排水（水頭既知）境界において、水圧の初期値（MX-80：-10.0 MPa，クニゲル V1 珪砂混合材料：-1.29 MPa）から 60 秒の時間を設け、線形的に水圧を 0 MPa まで上昇させる。その後、境界における水圧を一定に保ちながら、所定の放置時間（MX-80：90 日間，クニゲル V1 珪砂混合材料：360 日間）を設ける。また、供試体下端面に位置する節点以外は軸方向の変位が許されるが、供試体上端面に位置する節点の軸方向変位が所定の隙間幅に達すると、隙間を充填したと見做される。それ以降は、上端面は変位固

定境界と設定される。

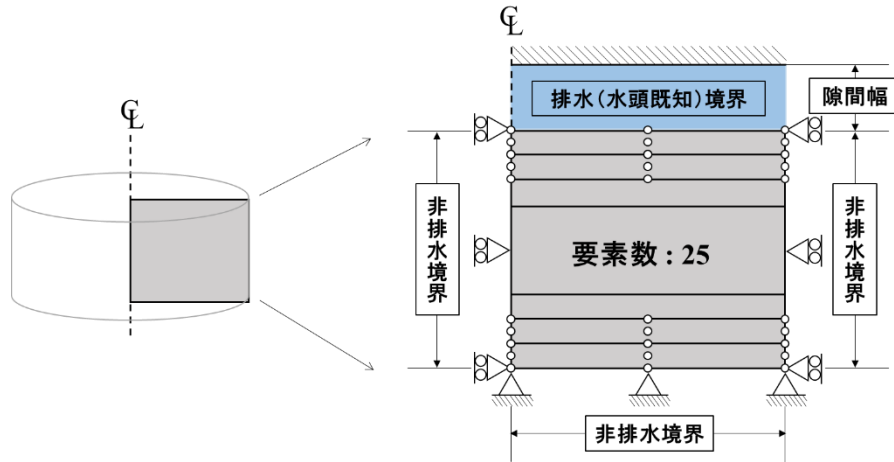


図-4.7 解析モデルおよび境界条件

4-5 解析パラメータの決定

以下に、解析パラメータの決定について材料ごとに纏める。解析パラメータは、構成モデルパラメータと透水係数モデルパラメータによって構成される。本研究では、以下に示す Börgesson ら¹⁰⁾による間隙比依存性を考慮した透水係数モデルを使用する。

$$k = k_0 \left(\frac{e}{e_k} \right)^{\lambda_k} \quad (4-1)$$

ここに、 e_k : リファレンス間隙比、 k_0 : $e = e_k$ に対応する透水係数、 λ_k : 間隙比の依存性の大きさを規定するパラメータである。このモデルでは、間隙比と透水係数の関係が両対数グラフにおいて直線として表現される。

■ MX-80

表-4.2 に, MX-80 を対象とした解析パラメータを示す. 構成モデルパラメータの決定には, 一次元圧密試験結果¹⁰⁾ (図-4.8) および三軸圧縮試験結果¹⁰⁾⁷⁾ (図-4.9) を使用する. 図-4.9 に示すように, 試験結果より得られた限界状態点を基に限界状態パラメータ $\bar{M}$ を推定した. 図-4.8 に示す試験結果の圧縮過程において, 正規圧密状態と見做される経路より圧縮指数 λ , 正規圧密線の基準状態点 (e_{ref}, p'_{ref}) が決定される. 一方, 過圧密状態と見做される圧縮経路より膨潤指数 $\bar{\kappa}$ が推定される. 図-4.8 に示すように, 要素応答として試験結果の除荷・圧縮経路を全体的に表現できるように, 塑性膨潤パラメータ ζ , ポアソン比 ν' が試行錯誤的に決定される. 透水係数モデルパラメータの決定には, 両対数グラフにおいて透水試験結果¹⁰⁾ (図-4.10) を直線で近似し, その勾配より λ_k を決定し, また直線が通る点より e_k , k_0 が決定される.

表-4.2 解析パラメータ (MX-80)

Parameters for constitutive model			
λ	Compression index	-	0.15
κ	Swelling index	-	0.015
M	Critical state parameter	-	0.34
ζ	Plastic rebound parameter	-	0.55
ν'	Effective Poisson's ratio	-	0.41
e_{ref}	Reference combination on NCL	-	1.3
p'_{ref}		MPa	0.4
Parameters for hydraulic conductivity			
e_k	Reference void ratio	-	0.669
k_0	Reference permeability coefficient at $e = e_k$	m/s	4.48e-15
λ_k	Gradient of $\ln(e)$ plotted against $\ln(k)$	-	10.0

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

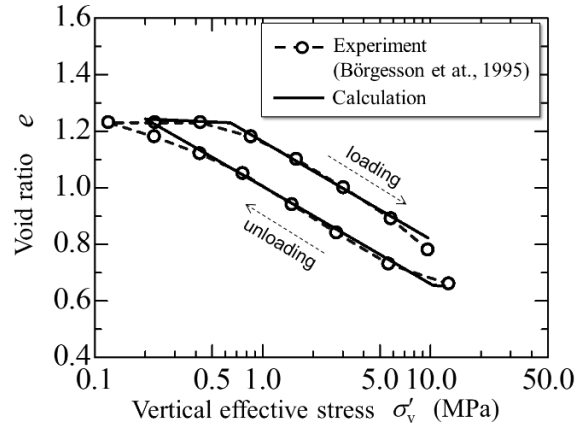


図-4.8 一次元圧密試験¹⁰⁾の要素シミュレーション

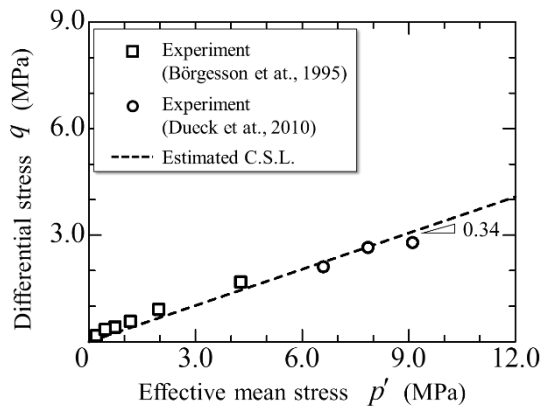


図-4.9 限界状態線の推定¹⁰⁾⁷⁾

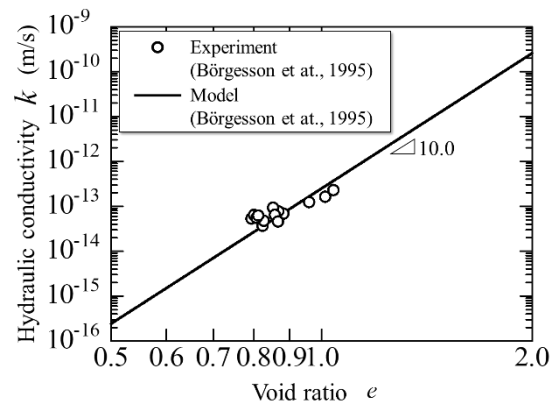


図-4.10 透水係数の間隙比依存性¹⁰⁾

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

■ クニゲル V1 珪砂混合材料

表- 4.3 に、クニゲル V1 珪砂混合材料を対象とした解析パラメータを示す。構成モデルパラメータは、「2-5 室内試験との比較による提案モデルの妥当性検証」で求めた値を使用する。透水係数モデルパラメータの決定には、両対数グラフにおいて透水試験結果⁸⁾⁹⁾(図-4.10)を直線で近似し、その勾配より λ_k を決定し、また直線が通る点より e_k 、 k_0 が決定される。

表- 4.3 解析パラメータ (クニゲル V1 珪砂混合材料)

Parameters for constitutive model			
λ	Compression index	-	0.14
κ	Swelling index	-	0.028
M	Critical state parameter	-	0.63
ζ	Plastic rebound parameter	-	0.45
ν'	Effective Poisson's ratio	-	0.40
e_{ref}	Reference combination on NCL	-	0.64
p'_{ref}		MPa	0.84
Parameters for hydraulic conductivity			
e_k	Reference void ratio	-	0.539
k_0	Reference permeability coefficient at $e = e_k$	m/s	2.68e-13
λ_k	Gradient of $\ln(e)$ plotted against $\ln(k)$	-	2.15

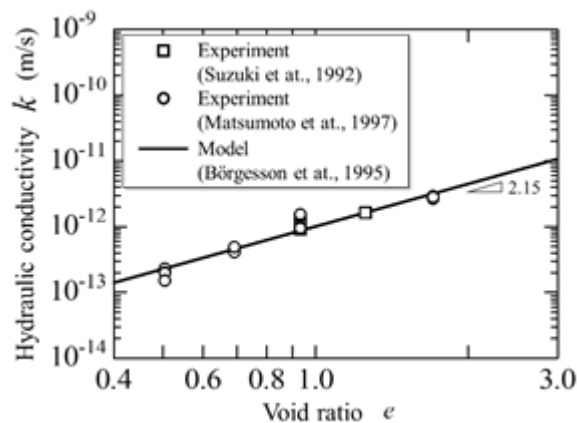


図- 4.11 透水係数の間隙比依存性⁸⁾⁹⁾

4-6 解析結果

以下に各材料の供試体に対する解析結果を示す。まずは、供試体高さの経時変化、複数の位置における応力および乾燥密度の経時変化、乾燥密度分布の変化について示す。さらに、側圧と乾燥密度の経時変化を取り出した各位置において、有効応力経路と間隙比 - 平均有効応力関係を描き、構成モデル上で表現される応答を考察することにより、隙間充填過程および平衡状態に至るまでの状態変化を詳しく示す。

4-6-1 MX-80

図-4.12 に各ケースにおける供試体高さの経時変化を示す。Case-1-MX では膨潤変位の限界がないため、解析期間である 90 日まで供試体高さが常に増加し膨潤し続けている様子が見られる。初期供試体高さは 40 mm であるのに対し、90 日時点で供試体高さは 88.2 mm まで増加している。しかし、グラフの傾きである膨潤速度に着目すると徐々に減少しているが、膨潤は続いている。Case-2-MX から Case-4-MX では、表-4.1 に示した隙間幅だけ供試体は膨潤し、その隙間幅を供試体が膨潤していき、充填し終わると高さは一定となる。隙間を充填するのにかかった日数は Case-2-MX から Case-4-MX までそれぞれ 2.4 日、8.3 日、40.7 日である。

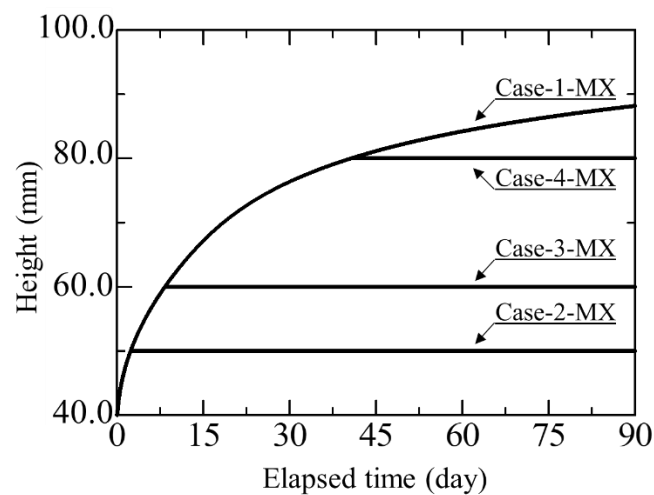


図- 4.12 供試体高さの経時変化

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

図-4.13 に、各解析ケースにおける軸圧（軸方向全応力）と側圧（側方向全応力）の経時変化を示す。軸圧は黒の実線で表しており、また図-4.14 に示すように、側圧は供試体下端面より 8 mm（赤）、16 mm（青）、24 mm（緑）、32 mm（橙）の位置で計算される値を表示している。各位置での全応力は、各位置近傍の積分点における軸・側方向有効応力と間隙水圧の足し合わせにより表現される。また、Case-2-MX から Case-4-MX においての隙間が充填された時刻がわかるように、破線で供試体高さの経時変化を示している。

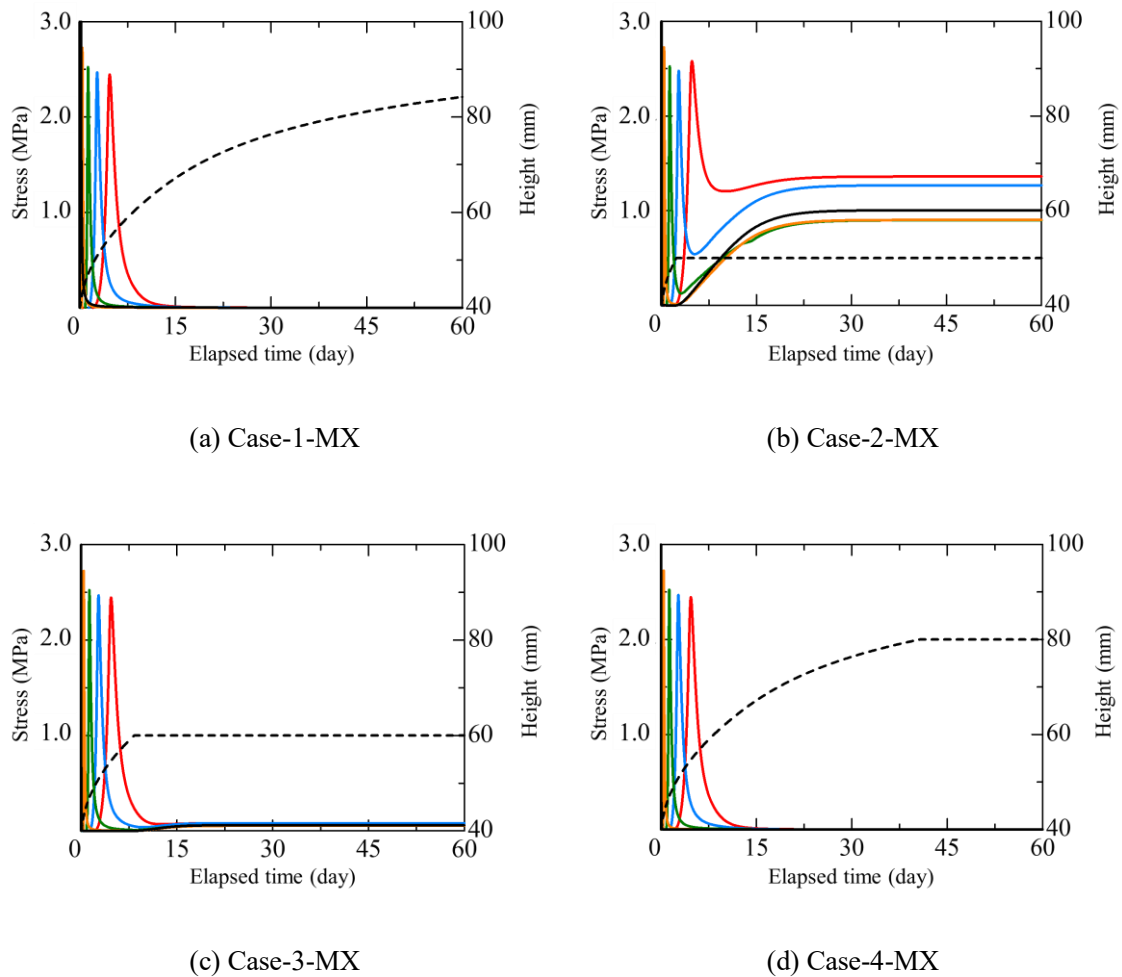


図-4.13 軸圧・側圧の経時変化

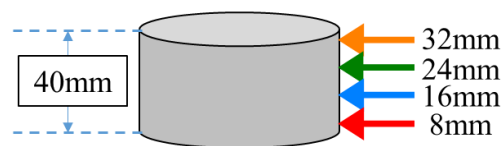


図-4.14 側圧を表示する位置

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

Case-1-MX では膨潤変形の限界がなく、供試体上面は応力解放された状態であるため、軸圧は常にゼロを示している。Case-2-MX から Case-4-MX においては、供試体が隙間を充填し、供試体上端面がピストンに接触した時点から供試体の全体的な膨潤変形が拘束されるため、反力として軸圧が発生し始める。時間の経過とともに軸圧の増加速度は緩やかになり、どの解析ケースにおいても 90 日後までには定常状態に至っている。隙間幅が大きいほど、つまり隙間充填後の平均乾燥密度が小さいほど、平衡状態における軸圧が小さくなる。

側圧について、Case-1-MX では供試体の位置によって時間差はあるものの、試験開始時より急激に値が増加し約 2.5 MPa でピーク値をとった後、減少していきゼロに漸近していく。この応答は給水面に近い位置より順番に現れる (32 mm (橙) → 24 mm (緑) → 16 mm (青) → 8 mm (赤))。Case-2-MX から Case-4-MX では、隙間が充填されるまでは Case-1-MX と同様の応答を示すが、隙間が充填されると給水面に近い位置より順番に側圧が増加し始め、一定の値に収束する。この収束値は供試体の高さ方向によって異なり、不均一な側圧分布が残留する。どのケースにおいても供試体下部であるほど側圧の収束値は大きくなっている。また、解析ケース間で同じ位置における側圧の収束値を比較すると、軸圧と同様に、隙間幅が大きいほど収束値が小さくなる。

軸圧および側圧の経時変化について、Case-2-MX の解析結果 (図-4.13(b)) と試験結果 (図-4.2) を比較する。軸圧の応答について、解析結果において隙間充填後、軸圧が単調増加し約 1.0 MPa に値が収束する。一方、試験結果では軸圧が完全に収束していないが、定常状態では 1.0 MPa ほどに値が落ち着くと予想される。側圧の応答について、解析結果 (図-4.13 (b)) の供試体下部 (8 mm 地点) における側圧応答を見ると、約 2.5 MPa でピークに達した後に減少し、約 1.4 MPa で値が収束する。供試体中央下部 (16 mm 地点) では、側圧はピークをとった後に減少し、再び増加へと転じている。そして、収束値は約 1.3 MPa となる。供試体上部 (32 mm 地点)、供試体中央上部 (24 mm 地点) では、隙間充填時に側圧は、供試体上部ではおよそゼロ、供試体中央上部では約 0.2 MPa を示しているが、隙間充填後に単調増加し、各地点の側圧値は約 0.9 MPa で収束する。試験結果 (図-4.2) と比較して、試験結果と整合する側圧の収束値と経時変化の形状が解析によって得られていることがわかる。

解析結果と試験結果との相違点として定常状態に至るまでの時間が挙げられ、試験結果より解析結果の方が、軸圧と側圧ともに値が収束までに要する時間は短くなっている。

図-4.15 に、各解析ケースにおける乾燥密度の経時変化を示す。側圧の経時変化に関する結果と同様に、供試体下端面より 8 mm (赤)、16 mm (青)、24 mm (緑)、32 mm (橙) の位置で計算される値を表示している。Case-1-MX においては、給水面である供試体上端面に近い位置より順番に膨潤変形が進行し、乾燥密度が増加する。膨潤変形の限界がないため、常に

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

乾燥密度は減少しているものの減少速度は次第に緩やかとなる．また 60 日経過時における高さごとの乾燥密度をみると，供試体上部であるほど膨潤変形がより進んでおり，乾燥密度が小さくなっている．それぞれ Case-2-MX から Case-4-MX では，隙間充填に至った時刻を破線で示している．隙間が充填されるまでは Case-1-MX と同様の応答を示す．隙間充填後も，給水面より離れた供試体下部（8 mm（赤），16 mm（青））においては，引き続き膨潤変形が進む．一方で，隙間充填後は供試体全体の体積は一定であるので，供試体下部の膨潤とバランスをとるように圧縮を示す領域が存在する．特に 32 mm（橙）の地点では，隙間充填後に，低下していた乾燥密度が増加している．

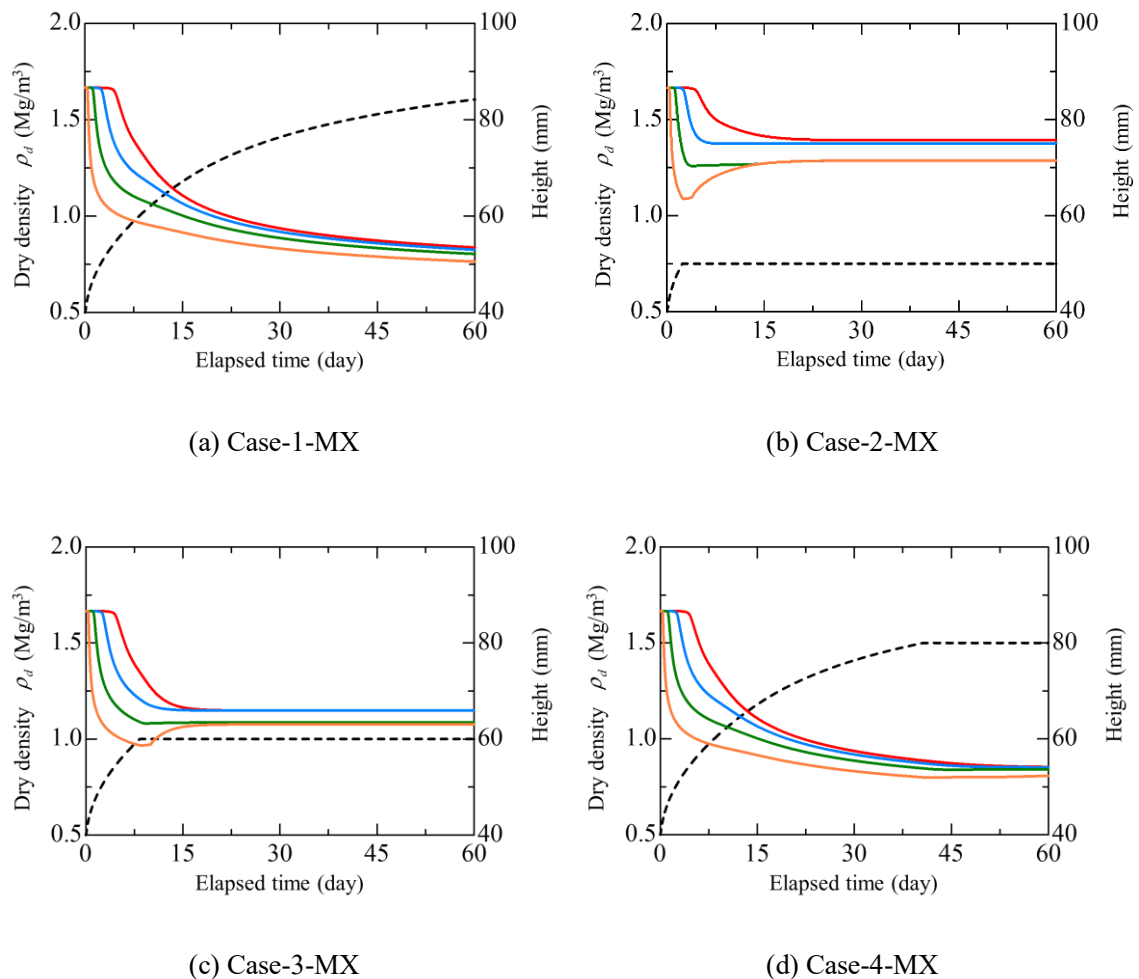


図-4.15 乾燥密度の経時変化

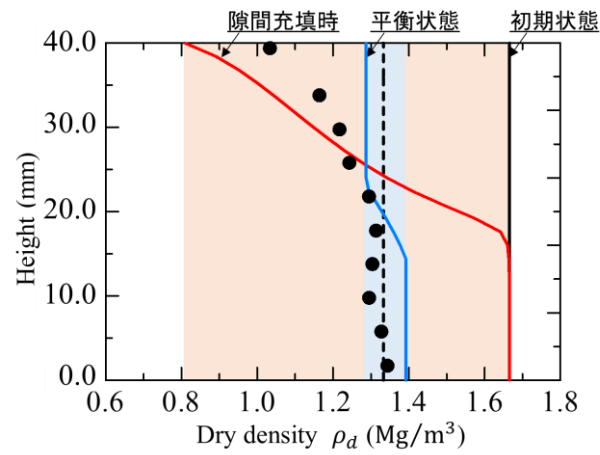
4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

図- 4.16 に、Case2-MX から Case4-MX での初期状態・隙間充填時・平衡状態における供試体内の乾燥密度分布を示す。Case2-MX では、「4-2 既往の研究」で示した乾燥密度データを合わせて記している。

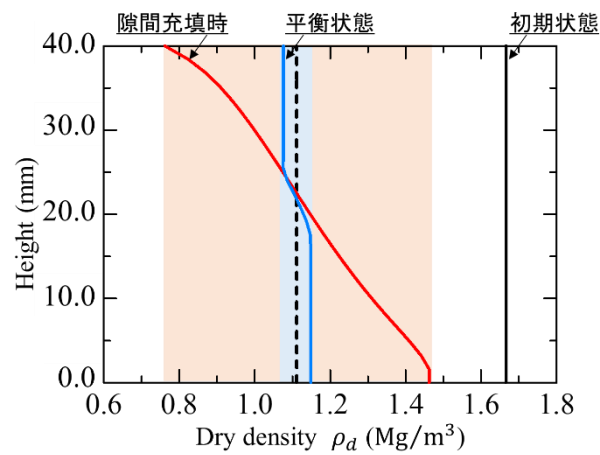
Case2-MX において、試験結果と比較すると、解析結果では乾燥密度を過大に評価しているが、この差の原因として、「4-2 既往の研究」で前述したように、乾燥密度データを取得する際に生じた供試体の膨潤による影響も考えられる。解析結果と試験結果に差はあるものの、不均一な乾燥密度分布が残留し、給水面に近いほど乾燥密度が低下する傾向は共通する。したがって、参照試験においても隙間充填時の乾燥密度分布は、平衡状態時より不均一な状態を形成していたと予想される。

また、Case3-MX と Case4-MX においても、乾燥密度の経時変化からもわかるように、隙間充填時に生じた乾燥密度の不均一な分布は平衡状態に至るまで均一化する傾向にあるが、完全には解消されず不均一な分布が残留する結果となった。

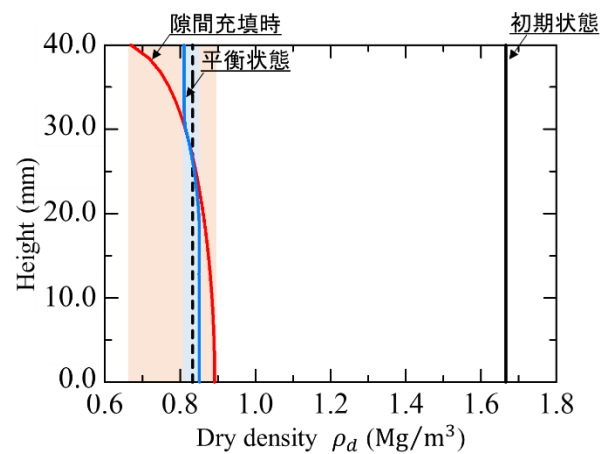
4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション



(a) Case-2-MX



(b) Case-3-MX



(c) Case-4-MX

図-4.16 乾燥密度の等時曲線

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

次に Case2-MX において、側圧と乾燥密度の経時変化を取り出した各位置での有効応力経路と空隙比 - 平均有効応力関係を描き、隙間充填過程および平衡状態に至るまでの状態変化を詳しく考察する。まず、各位置における応答を説明するための材料として、一次元膨潤過程における要素シミュレーションの結果を図-4.17 に示す。初期応力点は降伏曲面の左側に位置し、膨潤過程開始直後より弾塑性状態となり塑性膨潤変形が生じる。そのため塑性膨潤線に沿うように顕著な膨潤挙動を示す。また応力経路を見ると、初めに平均有効応力 p' の減少に伴い、軸差応力 q は急激に減少する。その後は応力比 q/p' が一定となり、原点へと向かう有効応力経路となっている。本解析における隙間充填前の一次元自由膨潤過程を想定すると、軸圧 σ_a は常にゼロであるため軸差応力の定義 ($q = \sigma_a - \sigma_r$) より側圧 σ_r は軸差応力 q の反数となる ($\sigma_r = -q$)。つまり、側圧 σ_r はいったん増加して最大値 (2.5 MPa) を取り、その後減少に転じてゼロへと向かう。

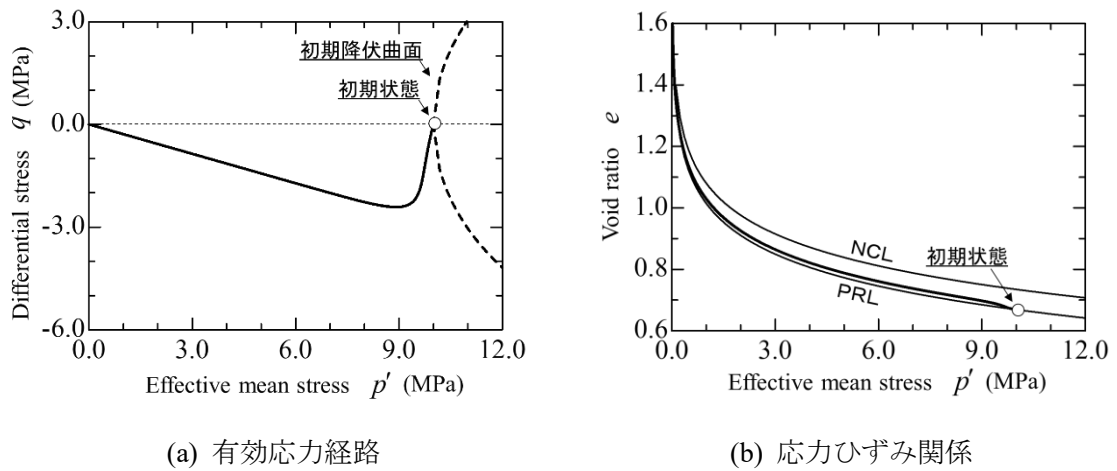
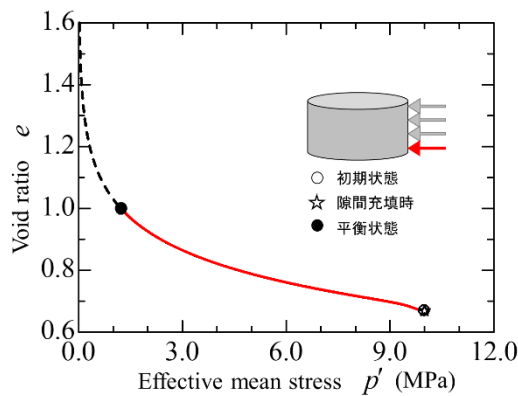


図-4.17 一次元膨潤過程の要素シミュレーション

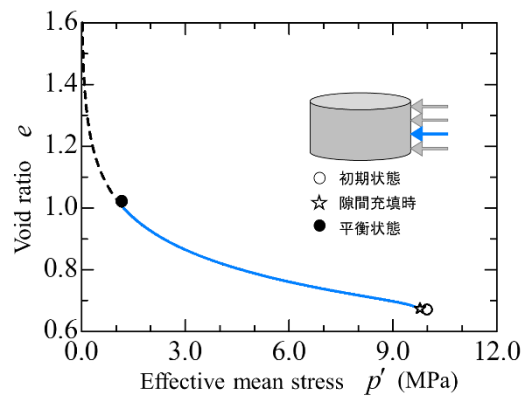
次に、供試体下端面より 8 mm (赤), 16 mm (青), 24 mm (緑), 32 mm (橙) の位置における空隙比 - 平均有効応力関係 (図-4.18) と有効応力経路 (図-4.19) を示す。それぞれの図には、要素シミュレーション結果を破線で表示している。また、図上における白抜きの丸 (○) は初期状態、白抜きの星 (☆) は隙間充填時、黒塗りの丸 (●) は平衡状態を示している。どの位置においても隙間が充填されるまでは、要素シミュレーションと同様の挙動を示している。ただし、給水面に近い位置であるほど、負の過剰間隙水圧の消散がより早く進み、平均有効応力が減少するため、要素シミュレーションで得られる挙動がより進行している。隙間充填後は供試体全体の体積は一定となるため、供試体下部の膨潤に伴い供試体上部では圧縮され、空隙比が減少している。圧縮過程では、弾塑性状態であった膨潤経路から弾性状態を経

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

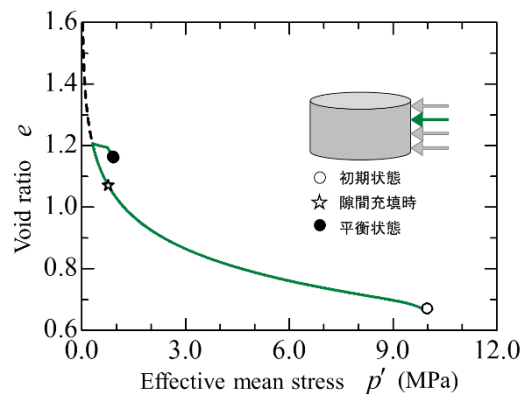
て弾塑性状態へと遷移するため、圧縮経路は膨潤経路とは異なったパスを辿る。この非可逆な応答が、平衡状態において不均一な乾燥密度分布が残留した要因だと考えられる。また、図- 4.19 に示す黒実線は、平衡状態の軸圧 $\sigma_a = 1.005$ MPa と同値である軸方向有効応力 $\sigma'_a = 1.005$ MPa 一定線を描いている。平衡状態では負の過剰間隙水圧は完全に消散しているため、軸／側方向全応力（軸／側圧）と軸／側方向有効応力は同値である。軸方向の力の釣合いより各位置の軸圧は常に等しいため、平衡状態において、各位置の応力点は軸圧 $\sigma_a = 1.005$ MPa 一定線上に位置する。しかし、平衡状態に至るまでの応力履歴に依って軸差応力が異なる。前述したように各位置の軸圧は等しいため、高さ方向における軸差応力の違いによって、不均一な側圧分布が形成されたと考えられる。



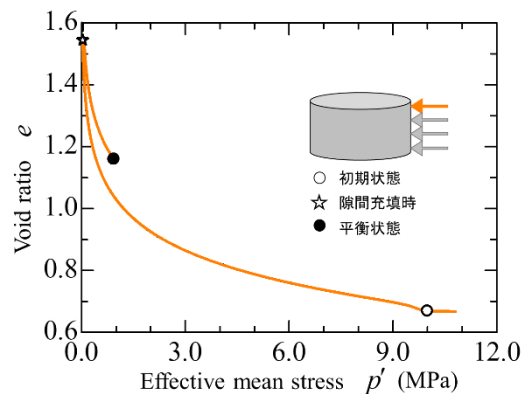
(a) 供試体下端面より 32 mm



(a) 供試体下端面より 24 mm



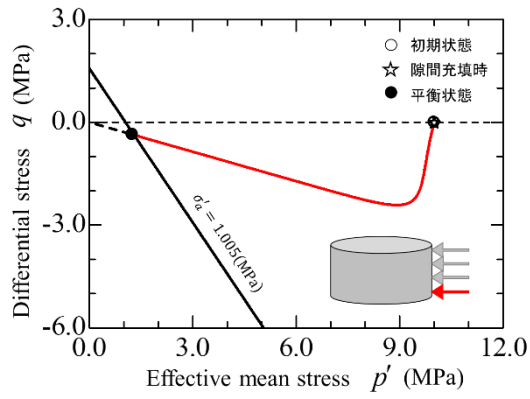
(a) 供試体下端面より 16 mm



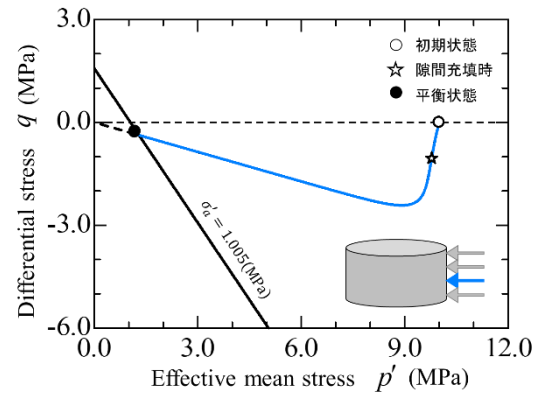
(a) 供試体下端面より 8 mm

図- 4.18 間隙比 - 平均有効応力関係 (Case2-MX)

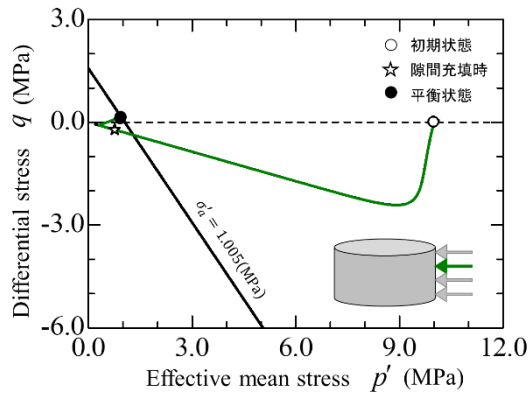
4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション



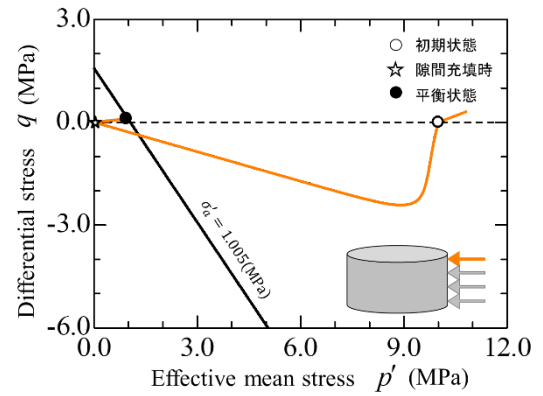
(a) 供試体下端面より 32 mm



(a) 供試体下端面より 24 mm



(a) 供試体下端面より 16 mm



(a) 供試体下端面より 8 mm

図- 4.19 有効応力経路 (Case2-MX)

4-6-2 クニゲル V1 珪砂混合材料

図-4.20 に、各ケースにおける供試体高さの経時変化を示す。Case-1-KV では膨潤変位の限界がないため、解析期間である 360 日まで供試体高さが常に増加し膨潤し続けている様子が見られる。初期供試体高さは 45 mm であるのに対し、360 日時点で供試体高さは 59.6 mm まで増加している。しかし、グラフの傾きである膨潤速度に着目すると徐々に減少しているが、膨潤は続いている。Case-2-KV から Case-4-KV では、表- 4.1 に示した隙間幅だけ供試体は膨潤し、その隙間幅を供試体が膨潤していき、充填し終わると高さは一定となる。隙間を充填するのにかかった日数は Case-2-KV から Case-4-KV までそれぞれ 33.9 日、78.5 日、147.5 日である。

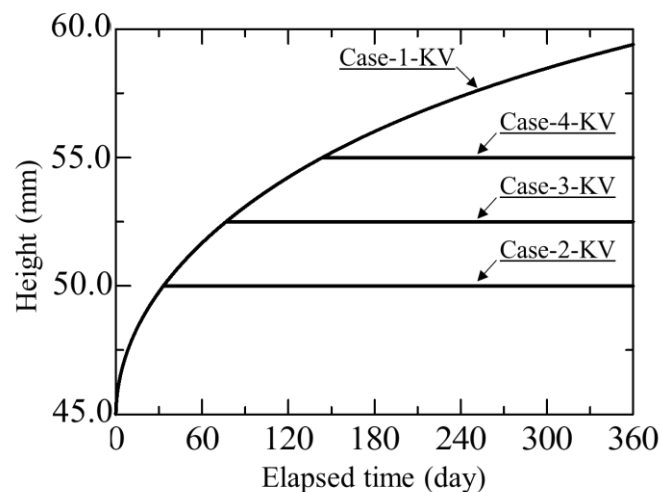


図- 4.20 供試体高さの経時変化

図-4.21 に、各解析ケースにおける軸圧（軸方向全応力）と側圧（側方向全応力）の経時変化を示す。軸圧は黒の実線で示しており、また図-4.22 に示すように、側圧は供試体下端より 9 mm（赤）、18 mm（青）、27 mm（緑）、36 mm（橙）の位置で計算される値を表示している。また、Case-2-KV から Case-4-KV においての隙間が充填された時刻がわかるように、破線で供試体高さの経時変化を示している。

Case-1-KV では膨潤変形の限界がなく、供試体上面は応力解放された状態であるため、軸圧は常にゼロを示している。Case-2-KV から Case-4-KV においては、供試体が隙間を充填し、供試体上端面がピストンに接触した時点から供試体の全体的な膨潤変形が拘束されるため、反力として軸圧が発生し始める。時間の経過とともに軸圧の増加速度は緩やかになり、どの解析ケースにおいても 360 日後までには定常状態に至っている。隙間幅が大きいほど、つまり隙間充填後の平均乾燥密度が小さいほど、平衡状態における軸圧が小さくなる。

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

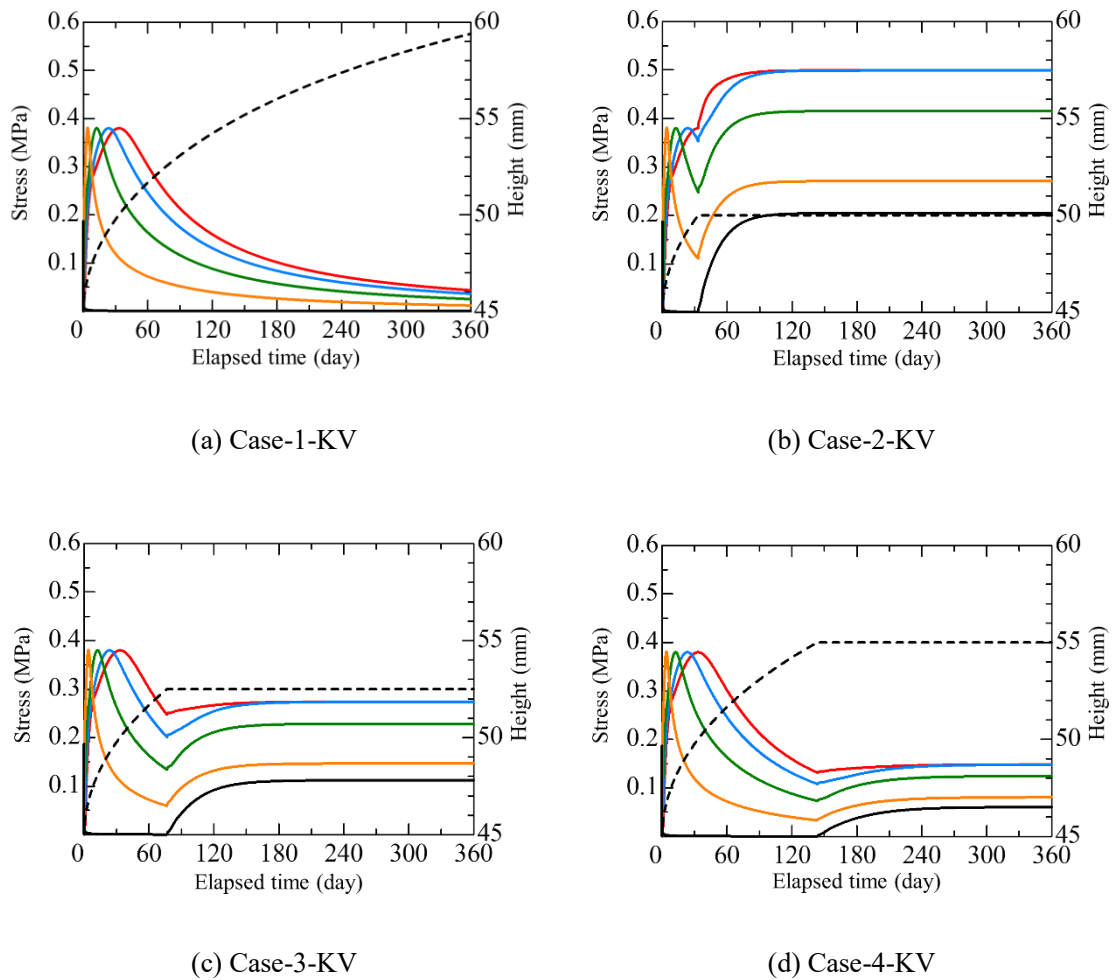


図-4.21 軸圧・側圧の経時変化

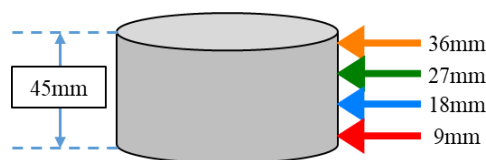


図-4.22 側圧を表示する位置

側圧について、Case-1-KV では供試体の位置によって時間差はあるものの、試験開始時より急激に値が増加し約 0.38 MPa でピーク値をとった後、緩やかに減少する。この応答は給水面に近い位置より順番に現れる (36 mm (橙) → 27 mm (緑) → 18 mm (青) → 9 mm (赤))。各位置における側圧は、やがてゼロに漸近していくことが予想されるが、360 日時点では完全に収束していない。Case-2-KV から Case-4-KV では、隙間が充填されるまでは Case-1-KV と同様の応答を示すが、隙間が充填されるとほとんど同時に側圧が増加し始め、一定の値に収束する。この収束値は供試体の高さ方向によって異なり、不均一な側圧分布が残留する。どの

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

ケースにおいても供試体下部であるほど側圧の収束値は大きくなっている。また、解析ケース間で同じ位置における側圧の収束値を比較すると、軸圧と同様に、隙間幅が大きいほど収束値が小さくなる。

図-4.23 に、各解析ケースにおける乾燥密度の経時変化を示す。側圧の経時変化に関する結果と同様に、供試体下端面より 9 mm (赤)、18 mm (青)、27 mm (緑)、36 mm (橙) の位置で計算される値を表示している。Case-1-KV において、給水面である供試体上端面に近い位置より順番に膨潤変形が進行し、乾燥密度が増加する。また 360 日経過時における高さごとの乾燥密度をみると、供試体上部であるほど膨潤変形がより進んでおり、乾燥密度が小さくなっている。それぞれ Case-2-KV から Case-4-KV では、隙間充填に至った時刻を破線で示している。隙間が充填されるまでは Case-1-KV と同様の応答を示す。隙間充填後も、給水面より離れた供試体下部 (9 mm (赤)、18 mm (青)) においては、引き続き膨潤変形が進み、一方で供試体上部、特に 36 mm (橙) の地点では、低下していた乾燥密度が増加している様子がみられる。

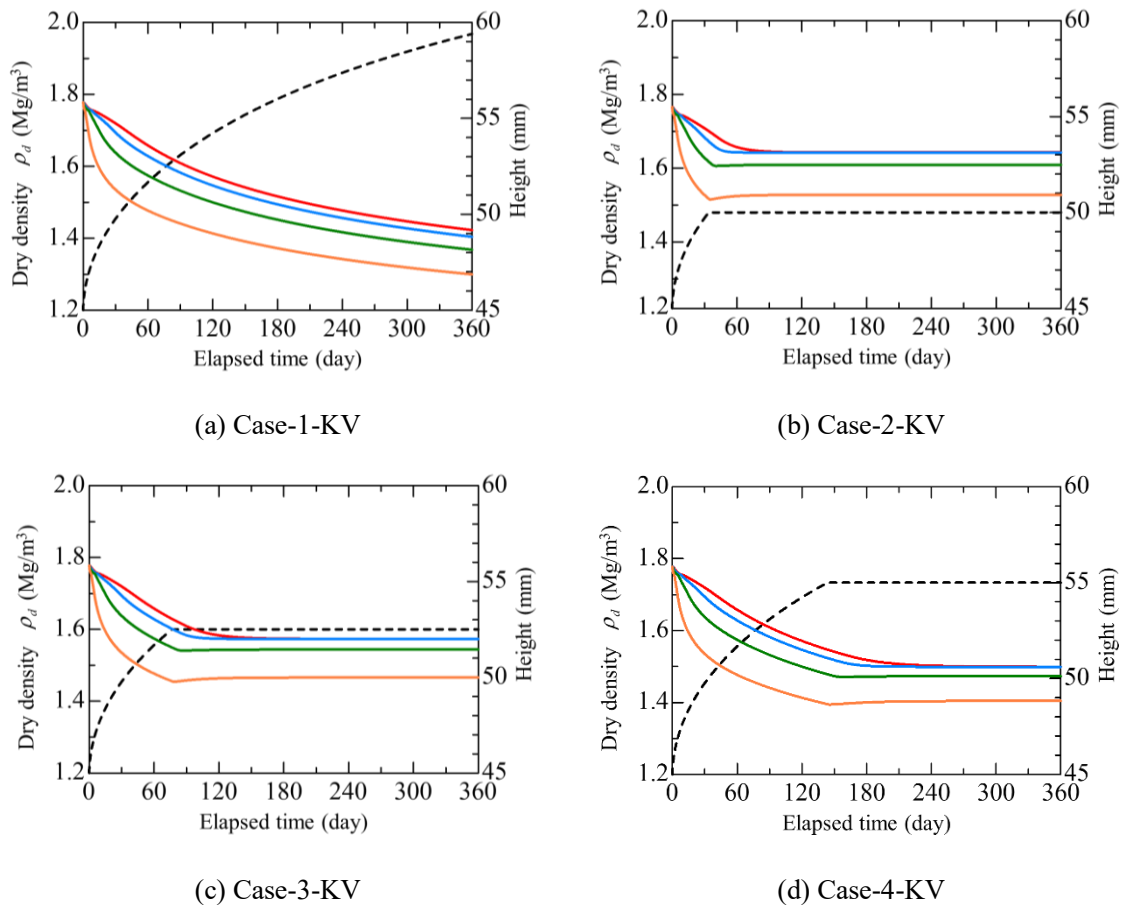
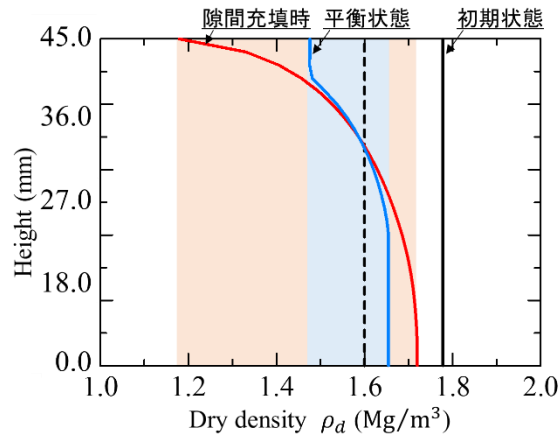


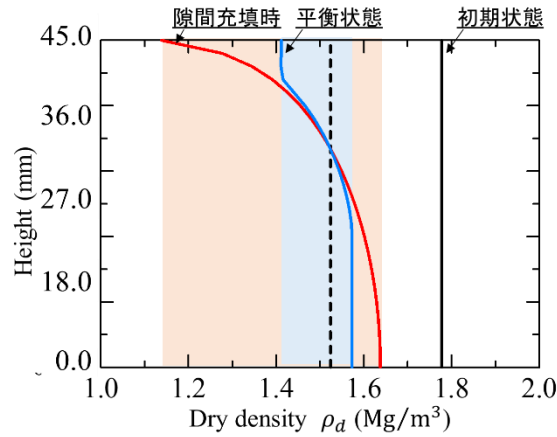
図-4.23 乾燥密度の経時変化

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

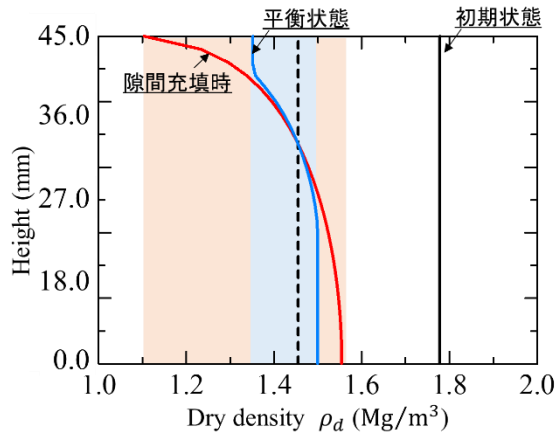
図-4.24 に、Case-2-KV から Case-4-KV での初期状態・隙間充填時・平衡状態における供試体内の乾燥密度分布を示す。MX-80 における解析結果と同様に、隙間充填時に生じた乾燥密度の不均一な分布は平衡状態に至るまで均一化する傾向にあるが、完全には解消されず不均一な分布が残留する結果となった。



(a) Case-2-KV



(b) Case-3-KV



(c) Case-4-KV

図-4.24 乾燥密度の等時曲線

4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション

次に、Case-2-KV を取り上げて、各位置における有効応力経路と間隙比 - 平均有効応力関係を抽出する。その前に、図-4.25 に一次元膨潤過程における要素シミュレーションの結果を示す。初期応力点は降伏曲面の内側に位置するため、有効応力経路においては平均有効応力 p' と軸差応力 q がともに減少し、間隙比 - 平均有効応力関係では膨潤線に沿う緩やかな膨潤が生じる。その後、応力点が降伏曲面に到達すると弾塑性状態に移り、塑性膨潤線に沿うように顕著な膨潤挙動を示す。また応力経路を見ると、しだいに応力比 q/p' が一定となり、原点へと向かう有効応力経路となる。

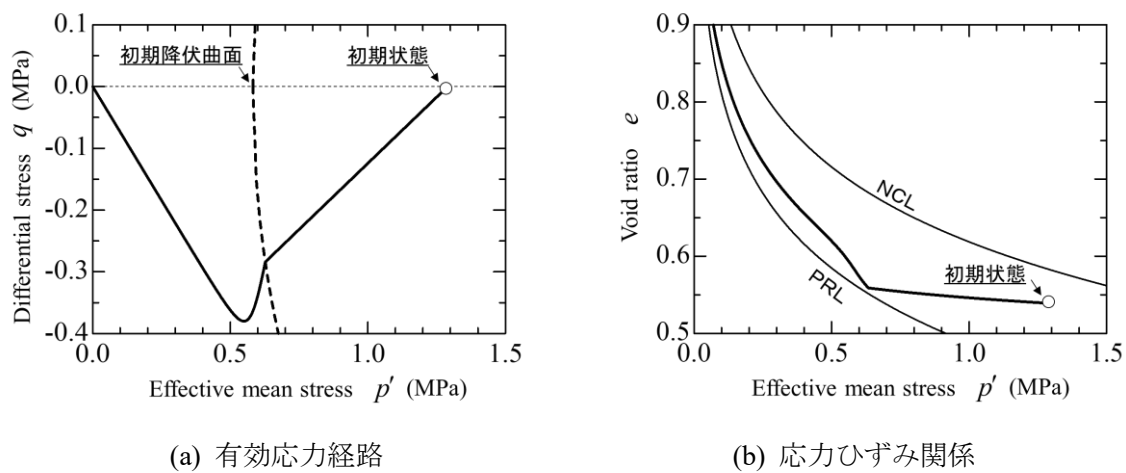
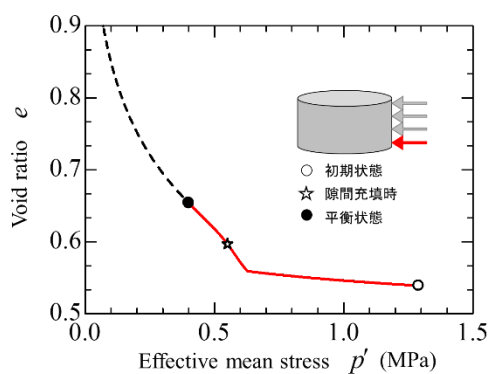


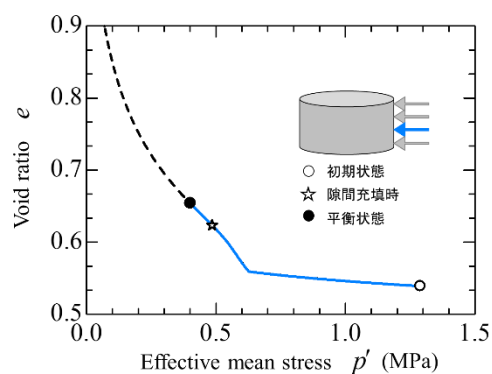
図-4.25 一次元膨潤過程の要素シミュレーション

次に、供試体下端面より 9 mm (赤), 18 mm (青), 27 mm (緑), 36 mm (橙) の位置における間隙比 - 平均有効応力関係 (図-4.26) と有効応力経路 (図-4.27) を示す。それぞれの図には、要素シミュレーション結果を破線で表示している。また、図上における白抜きの丸 (○) は初期状態、白抜きの星 (☆) は隙間充填時、黒塗りの丸 (●) は平衡状態を示している。Case-2-MX で示される応答と同様に、隙間充填前まではいずれの位置においても要素シミュレーションと同様の挙動を示しているが、隙間充填後は非可逆な応答が現れる。前節で説明したメカニズムと同様に、この非可逆性により、平衡状態において不均一な乾燥密度・側圧分布が形成されたと考えられる。

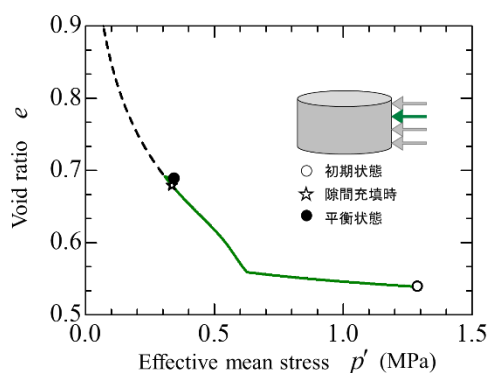
4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション



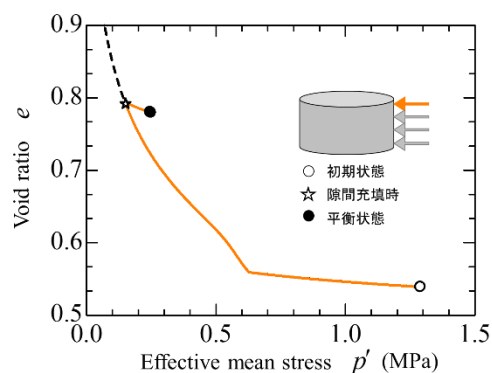
(a) 供試体下端面より 36 mm



(a) 供試体下端面より 27 mm



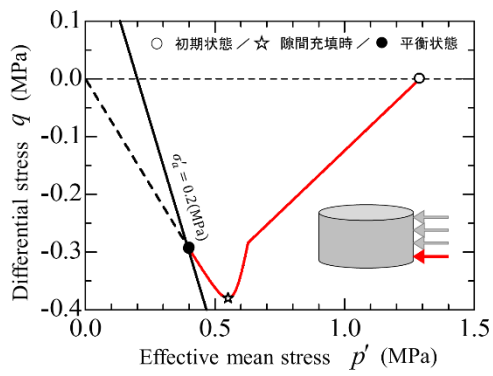
(a) 供試体下端面より 18 mm



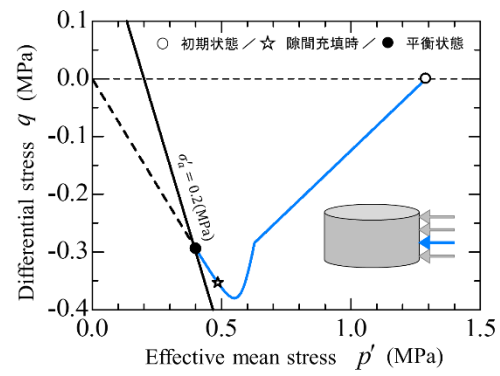
(a) 供試体下端面より 9 mm

図-4.26 間隙比 - 平均有効応力関係 (Case-2-KV)

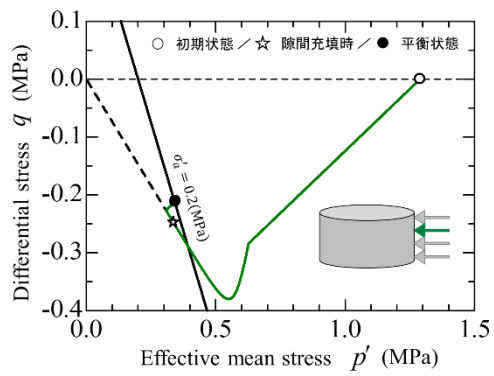
4. 飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション



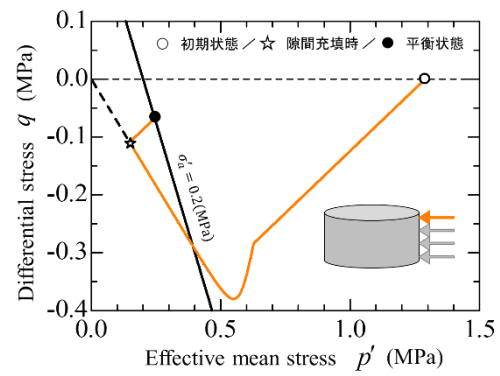
(a) 供試体下端面より 36 mm



(a) 供試体下端面より 27 mm



(a) 供試体下端面より 18 mm



(a) 供試体下端面より 9 mm

図-4.27 有効応力経路 (Case-2-KV)

4-7 2 材料における膨潤変形速度の比較

図-4.12 と図-4.20 より、Case-1-MX と Case-1-KV における膨潤速度を比較する。MX-80 では、90 日時点で 48.2 mm の膨潤変形量に対して、クニゲル V1 珪砂混合材料では、90 日時点で 8.1 mm の膨潤変形量を示し、クニゲル V1 珪砂混合材料と比べて MX-80 の方が、膨潤変形速度が速くなっている。この膨潤変形速度の違いが現れる要因として、①透水係数の間隙比依存度合、②初期動水勾配、③初期応力状態と初期降伏曲面の位置関係の 3 つが挙げられる。

まず初めに、①透水係数の間隙比依存度合と②初期動水勾配について説明を記す。図-4.10 と図-4.11 に示すように、クニゲル V1 珪砂混合材料と比べて、MX-80 の方が透水係数の間隙比依存度合が大きくなるようにパラメータ λ_k を与えている。また、初期間隙水圧は、MX-80 では -10.0 MPa、クニゲル V1 珪砂混合材料では -1.29 MPa と設定しており、どちらの材料に対しても供試体上面に間隙水圧が 0 MPa である水頭既知境界を与えるため、MX-80 の方が大きい動水勾配を有する。間隙水の浸透はダルシー則で記述されるため、①と②の違いにより、MX-80 の方が間隙水の浸透が促され、初期の負の過剰間隙水圧が早く消散していくと考えられる。

次に、③初期応力状態と初期降伏曲面の位置関係について述べる。MX-80 では、初期降伏曲面と状態点の距離が近いこと、平均有効応力の低下に伴って瞬時に塑性膨潤変形が生じ、顕著な膨潤挙動を示す。一方、クニゲル V1 珪砂混合材料では、初期降伏曲面と状態点が離れているため、しばらくの間は弾性膨潤変形として僅かな膨潤挙動を示し、降伏後は塑性膨潤挙動が生じる。つまり、MX-80 の方が、平均有効応力の低下に伴ってすぐに顕著な膨潤挙動が現れる初期応力状態となっている。

以上より、クニゲル V1 珪砂混合材料と比較して MX-80 の方が、過剰間隙水圧の消散に伴って平均有効応力の低下がより早く進行し、また平均有効応力の低下に対して、より顕著な膨潤変形を示す応力状態にあるため、膨潤変形速度が速くなると考えられる。

4-8 結語

以上の解析結果を通して、以下のことがわかった。

- 構成モデルが表現する一次元膨潤過程の有効応力経路において、初めに平均有効応力の減少に伴って軸差応力は一旦減少する。負の最小値に至った後は、一定の応力比を保ちながら軸差応力が増加する。隙間充填前の一次元自由膨潤過程では、軸圧は常にゼロであるため、側圧は一旦増加して最大値を取り、その後減少に転じてゼロへと向かう応答を示す。したがって、隙間充填過程では、給水面に近い位置から順番に過剰間隙水圧の消散し、この側圧変化が現れている。
- 隙間充填後も供試体内部の間隙水圧が均一になっていなければ、動水勾配も残っているため、供試体内部で間隙水の移動が生じる。隙間充填後は供試体全体の体積は一定となるため、過剰間隙水圧の消散に従ってある領域が膨潤するとその他の領域は収縮しなければならない。圧縮する領域では、間隙水圧が上昇しつつ鉛直有効応力も増加する。圧縮領域の応力変化から考えると、間隙水圧と鉛直有効応力の増分はいずれも正であるため、軸圧も必然的に増加する。
- 平衡状態では負の過剰間隙水圧は完全に消散しているため、軸／側方向全応力(軸／側圧)と軸／側方向有効応力は同値である。軸方向の力の釣合いより各位置の軸圧は常に等しいため、平衡状態において、各位置の応力点は軸圧一定線上に位置する。しかし、有効応力経路にて膨潤過程と圧縮過程では非可逆な経路を示すため、平衡状態に至るまでの応力履歴によって軸差応力が異なる。平衡状態では各位置の軸圧は等しいため、高さ方向における軸差応力の違いによって、不均一な側圧分布が形成される。また、間隙比と平均有効応力の関係においても非可逆な応答が現れ、それに加え、有効応力状態も供試体高さ方向で異なるため、平衡状態における乾燥密度分布にも不均一が生じたと考えられる。
- MX-80 とクニゲル V1 珪砂混合材料との材料の違いにより、膨潤変形速度が異なり、その要因として、「透水係数の間隙比依存度合」と「初期動水勾配」、「初期応力状態と初期降伏曲面の位置関係」の3つが挙げられる。これらの要因により、クニゲル V1 珪砂混合材料と比較して MX-80 の方が、過剰間隙水圧の消散に伴って平均有効応力の低下がより早く進行し、また、平均有効応力の低下に対して顕著な膨潤変形を示す応力状態にあるため、膨潤変形速度が速くなると考えられる。

参考文献

- 1) Dueck, A., Goudarzi, R. and Börgesson, L.: Buffer homogenisation, status report 3, SKB TR-16-04, Svensk Kärnbränslehantering AB, 2016.
- 2) Takeyama T., Tachibana S. and Furukawa A., A finite element method to describe the cyclic behavior of saturated soil, International Journal of Material Science and Engineering, Vol. 2, Issue 1, 2015 pp. 20-25.
- 3) 核燃料サイクル開発機構：地層処分研究開発第2次取りまとめ，分冊2 地層処分の工学技術，JNC TN1400 99-022，1999.
- 4) 原子力環境整備促進・資金管理センター：平成23年度地層処分技術調査等事業 高レベル放射性廃棄物処分関連 処分システム工学要素技術高度化開発 報告書（第2分冊）—人工バリア品質評価技術の開発—（2/2），平成24年3月．
- 5) Börgesson, L., Johannesson, L.-E., Sanden, T., Hernelind, J., 1995. Modelling of the physical behaviour of water saturated clay barriers. Svensk Kärnbränslehantering AB.
- 6) 鈴木英明・藤田朝雄：緩衝材の膨潤特性，核燃料サイクル開発機構報告書，JNC-TN8400 99-038，1999.
- 7) Dueck A., Börgesson L., Johannesson L.-E. Clay Technology AB : Stress-strain relation of bentonite at undrained shear. Laboratory tests to investigate the influence of material composition and test technique. SKB TR-10-32, Svensk Kärnbränslehantering AB, 2010
- 8) 鈴木英明，柴田雅博，山形順二，広瀬郁朗，寺門一馬：緩衝材の特性試験(1)，PNC-TN8410 92-057, 1992
- 9) 松本一浩，藤田朝雄，石川博久，菅野毅，鈴木英明，石黒勝彦：緩衝材の飽和透水特性，PNC-TN8410 97-296, 1997

5. 壁面摩擦の影響を考慮した膨潤圧試験シミュレーション

5-1 はじめに

再冠水過程で緩衝材が発揮する膨潤圧は、岩盤やオーバーパックなどの周辺部位に対して力学的影響を及ぼすと考えられるため、処分場の設計および長期的な安全性評価において、膨潤圧は重要な物性値である。この膨潤特性を把握することを目的として、緩衝材の候補となっている様々な種類のベントナイトに対して、数多くの膨潤圧試験が実施されている。しかし、ベントナイトの種類および乾燥密度状態が同一であっても計測される膨潤圧にばらつきがあり、人工バリア設計および長期的な安全性評価において不確実性を増大させていると報告されている¹⁾。ばらつきが生じる原因として様々な要因が挙げられているが、供試体と試験容器間に作用する摩擦の影響はあまり検討されていない。壁面摩擦の影響は膨潤圧試験のみに言及されることなく、以前より、特に圧密試験において問題視されてきた。Taylor²⁾は、供試体下端に伝達させる荷重は、全荷重の 80~90%程度であると報告している。また Monden³⁾は、応力履歴に依っては供試体に作用する周面摩擦の影響が、Taylor²⁾が報告するそれよりも大きくなることがあると報告している。膨潤圧試験において供試体の体積変化は拘束された状態なので、変形を伴う圧密試験と比べて、摩擦の影響が小さいかと予想されるが、膨潤圧試験においても摩擦の影響が存在することが室内試験結果より明らかとなっている。Mitachi⁴⁾や Dueck et al.⁵⁾は、摩擦が膨潤圧に与える影響を定量的に把握するため、供試体の上方および下方にロードセルを設置し、供試体上下面に作用する膨潤圧に差があることを確認している。また、Saba et al.⁶⁾は、CT スキャンを用いて膨潤圧試験終了時の供試体内部における密度分布を取得し、供試体中心部と壁面部で密度差が生じていることが観測されている。このことは、供試体の半径方向でベントナイト粒子の変位に違いが生じていることを示しており、供試体が壁面摩擦による影響を受けていることが示唆される。以上の既往研究では潤滑剤で摩擦を軽減させる処理は行われているが、完全には壁面摩擦の影響を無視できないことが明らかであるため、その影響度合いを詳細に把握する必要がある。室内試験では、供試体の上下端面で計測される膨潤圧の差より、供試体側面に作用する平均的な摩擦力を計測することはできる。一方、数値解析的なアプローチを用いると、平均的な摩擦力だけではなく、あらゆる地点における摩擦力の変化を追跡することができる。また、室内試験では捉えることが困難である供試体内部の変形および浸潤挙動とリンクさせながら摩擦力および作用方向を評価することができる。そのため、壁面摩擦の影響度やそのメカニズムを供試体の内部状態に立ち入りながら検討することができ、試験結果の解釈に資する新たな知見が得られるこ

とが期待される．本研究では，膨潤圧試験に対して壁面摩擦を考慮した有限要素解析を実施し，試験結果に及ぼす摩擦の影響を定量的に評価する．

5-2 シミュレーション概要

壁面摩擦の影響を考慮した膨潤圧試験シミュレーションには，不飽和土／水連成問題を取り扱う有限要素解析コード DACSAR-I¹⁾を使用し，第3章で構築した不飽和弾塑性構成モデルによって土骨格の力学挙動が記述される．不飽和土／水連成問題における支配方程式，有限要素法への定式化は，付録「A1 静的不飽和土／水連成有限要素法の定式化」に纏められている．シミュレーションの対象とする材料は，クニゲル V1（土粒子密度：2.744 Mg/m³）である．本シミュレーションで用いる数理モデルについて，以下に説明を加える．

5-2-1 ジョイント要素

ベントナイト供試体表面と試験装置間に作用する摩擦の表現には，Goodman⁸⁾により開発されたジョイント要素を用いる．ジョイント要素は接触面の法線方向および接線方向にばねを仮定し，要素間の相対変位より表面力を計算する．一般的に法線方向において，接触面に作用する垂直応力の値によって接触／剥離が判定され，その状態に応じてばね定数の値も使い分けられる．しかし本研究では，供試体と試験装置は常に接触すると仮定し，法線方向における応力増分と相対変位増分の関係式は次式で記述される．

$$\Delta\sigma_n = K_n \Delta u_n \quad (5-1)$$

ここに， $\Delta\sigma_n$ ：法線応力増分， K_n ：法線剛性係数， Δu_n ：法線方向の相対変位増分である．一方，次式で示すように，接線方向における応力増分と相対変位増分の関係式は，Mohr-Coulombの破壊基準より算出されるせん断強度 τ_f とジョイント要素に生じるせん断応力 τ の値によって，ばね定数の値を使い分ける．

$$\Delta\tau = K_s \Delta u_s \quad (\tau < \tau_f = c + \sigma_n \tan \phi) \quad (5-2)$$

$$\Delta\tau = K_{sy} \Delta u_s \quad (\tau \geq \tau_f = c + \sigma_n \tan \phi) \quad (5-3)$$

ここに， $\Delta\tau$ ：せん断応力増分， K_s ， K_{sy} ：接線剛性係数， Δu_s ：接線方向の相対変位増分， c ：粘着力， ϕ ：内部摩擦角である．せん断応力 τ がせん断強度 τ_f を超え滑動が生じたとき，ばね定数 K_{sy} は小さな値を用いる．

5-2-2 透水係数モデル

間隙流体の運動を記述するダルシー則における透水係数には、Mualem⁹⁾による不飽和透水係数推定モデルを使用し、次式に示されるように透水係数の有効飽和度依存性を考慮する。

$$k_w = k_{rw} \bar{k}_w; \quad k_{rw} = S_e^{\frac{1}{2}} \left\{ 1 - \left(1 - S_e^{\frac{1}{m}} \right)^m \right\}^2 \quad (5-4)$$

ここに、 k_w ：透水係数、 $\bar{k}_w$ ：飽和透水係数、 m ：Mualem 定数である。

飽和透水係数 $\bar{k}_w$ の算出には、Kobayashi et al.¹⁰⁾によって提案される透水係数モデルを使用する。このモデルでは、ベントナイトの間隙を、モンモリロナイトの層間（内間隙）とそれ以外（外間隙）に分離し、以下の式を用いて全体の透水係数が算出されている。

$$\frac{1}{k_w} = \frac{1}{k_{int}} + \frac{1}{k_{ext}} \quad (5-5)$$

ここに、 k_{int} ：内間隙における透水係数、 k_{ext} ：外間隙における透水係数である。次式に示すように、内間隙および外間隙における透水係数に Kozeny-Carman 則が適用されている。

$$k_{int} = \frac{1}{C} \frac{\rho_w \cdot g}{\mu} \frac{1}{S_{vint}^2} \frac{e_{int}^3}{1 + e_{int}} \quad (5-6)$$

$$k_{ext} = \frac{1}{C} \frac{\rho_w \cdot g}{\mu} \frac{1}{S_{vext}^2} \frac{e_{ext}^3}{1 + e_{ext}} \quad (5-7)$$

ここに、 C ：形状係数、 μ ：粘性係数、 e_{int} ：内間隙比、 e_{ex} ：外間隙比、 S_{vint} ：内間隙の比表面積、 S_{vext} ：外間隙の比表面積である。これらの物理量は以下のように定義される。

$$S_{vext} = S_v \left(\frac{e_{ext}}{e} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad S_{vint} = S_v \left(\frac{e_{int}}{e} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad e_{int} = w^* G_s \quad (5-8)$$

$$e_{ext} = e - e_{int}, \quad S_v = 36 \times 10^6 w^* \rho_d, \quad w^* = \frac{C_m / 100}{0.052 + 10^{-5.42} \rho_d^{12.1}}$$

ここに、 S_v ：比表面積、 w^* ：2層膨潤含水比、 ρ_d ：乾燥密度、 C_m ：モンモリロナイト含有率である。

5-3 解析条件およびパラメータ

図- 5.1 に示すように、円筒形の供試体を想定し、二次元軸対称条件でシミュレーションを行う。ベントナイト供試体においては先述した弾塑性構成モデルでモデル化され、供試体と試験容器間にはジョイント要素が配置されている。ジョイント要素の試験容器側の節点変位は全方向固定され、また、センターライン上にある節点は鉛直方向のみ変位が許される。供試体下端面からの浸潤を促すために下端を排水境界と設定し、境界上に位置する節点に既知水圧（全水頭）値が与えられる。本シミュレーションでは、供給水の浸潤に伴い間隙空気は供試体上端面より瞬時に排気されると仮定し、全節点の間隙空気圧は常にゼロとなるように条件を与えている。

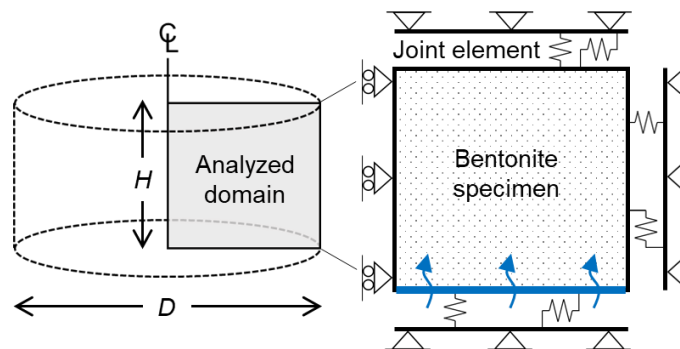


図- 5.1 解析モデルおよび境界条件

ジョイント要素における摩擦係数の値は、Dueck et al.⁵⁾によって実施された試験結果を参考にして決定した。この試験では、Na 型ベントナイトである MX-80 より作成された供試体と試験容器壁面間に作用する摩擦力と垂直応力の関係から摩擦角が推定されている。試験結果より、壁面材料の違いや潤滑剤の有無といった様々な条件下において、摩擦角は 5~20° の範囲をとることが示されている。摩擦係数 $\tan \phi$ に換算すると 0.09~0.36 となる。この範囲を考慮して、本研究では、供試体と試験容器間の摩擦が作用しないケース（ $\tan \phi = 0.0$ ）と摩擦が作用するケース（ $\tan \phi = 0.3$ ）の 2 ケースを設定する。

また、同じ乾燥密度状態であっても含水状態が異なると、供試体成型時の圧縮圧力が異なることが知られている。一般的に、低含水状態であるほど、圧縮成型圧力が高くなる傾向にあると報告されている¹⁾。この傾向は、含水状態が低いほど圧縮剛性が大きいことを示している。そこで、本研究では異なる初期含水状態を設けることにより、供試体の初期圧縮剛性の違いによる摩擦影響を把握するため、表- 5.1 に示す解析ケースを設ける。渡邊・田中²¹⁾に

5. 壁面摩擦の影響を考慮した膨潤圧試験シミュレーション

よって実施された膨潤圧試験条件を参考にし、初期乾燥密度 ρ_d^{ini} と初期含水比 w^{ini} の組み合わせを決定した。

また、供試体高さが一定であっても、直径が異なると、観測される膨潤圧に違いが生じることが報告されている¹²⁾。そのため、供試体寸法が膨潤圧に与える影響についても解析的に評価するため、異なる供試体直径（6.0 mm，3.0 mm）を設ける。

表-5.2 に、シミュレーションに必要なパラメータをまとめる。また、図-5.2 に解析に用いる水分特性曲線と各解析ケースにおける初期有効飽和度 S_e^{ini} とサクション s_{ini} の値を示す。また、不飽和土の有効応力式 ($\sigma' = (\sigma - p_a \mathbf{1}) + s \cdot S_e \mathbf{1}$) を、①等方応力状態，②間隙空気圧 p_a がゼロ，③初期全応力は作用しない，という条件下で変形した式 ($p'_{ini} = s_{ini} \cdot S_e^{ini}$) により、初期平均有効応力 p'_{ini} を決定する。図-5.2 に、有効飽和度と初期平均有効応力の関係を示す。また、図-5.2 に、用いる構成モデルにおける膨潤指数と有効飽和度の関係 ($\kappa = \bar{\kappa} / \beta(S_e)$) と各解析ケースにおける膨潤指数の初期値を示す。

表-5.1 解析ケース

Case	Specimen diameter (mm)	Initial water content (%)	Initial dry density (Mg/m ³)	$\tan \phi$
1	6.0	9.53	1.60	0.0
2	6.0	9.53	1.60	0.3
3	6.0	19.8	1.58	0.0
4	6.0	19.8	1.58	0.3
5	3.0	9.53	1.60	0.3

表-5.2 解析パラメータ

Parameters for the constitutive model			
λ	Compression index	-	0.115
$\bar{K}$	Swelling index at saturated state	-	0.03
$\bar{M}$	Critical state parameter	-	0.491
ζ	Plastic rebound parameter	-	0.95
ν'	Effective Poisson's ratio	-	0.40
e_{ref}	Reference combination on NCL	-	0.65
p'_{ref}		MPa	3.70
α	Unsaturated material parameter	-	11.68
θ	Unsaturated material parameter	-	0.66
l	Unsaturated material parameter	-	3.79
Parameters of the water retention curve			
A	Fitting parameter	-	-3.10
B	Fitting parameter	-	1.0
S_{r0}	Residual degree of saturation	-	0.1
Parameters of the hydraulic conductivity			
C	Shape factor of the soil particles	-	5
μ	Coefficient of viscosity	Pa·s	0.001
C_m	Montmorillonite content	%	50.7
m	Mualem's constant	-	1.0
Parameters of the joint element			
K_n	Normal stiffness	kPa/m	1.0e+12
K_s	Shear stiffness	kPa/m	1.0e+8
K_{sy}	Shear stiffness	kPa/m	1.0
c	Cohesion	kPa	0.0

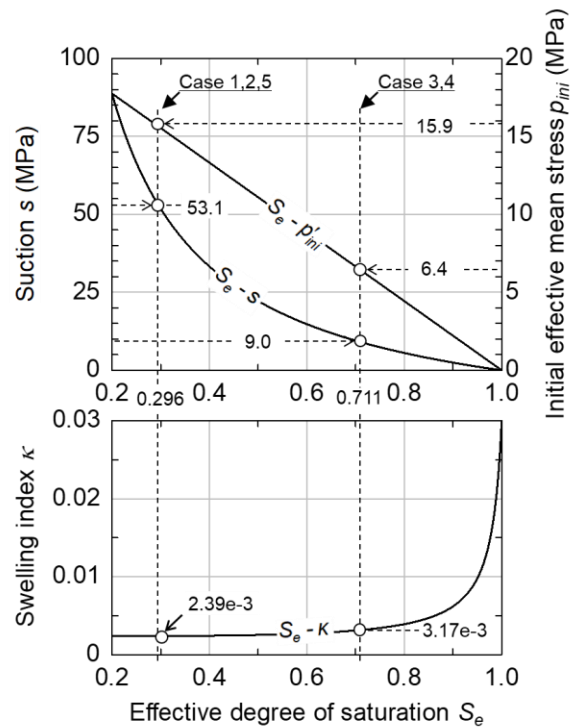


図-5.2 解析に用いる水分特性曲線と初期物理量

5-4 解析結果

5-4-1 異なる初期条件における摩擦の影響

Case 1 から Case 4 における供試体上端面に作用する膨潤圧の経時変化を図-5.3 に示す。この膨潤圧の値は図-5.4 に示す方法で平均化された値である。Case 1 と Case 2 の結果では、摩擦が生じない場合 ($\tan \phi = 0.0$) と比べて、摩擦が生じる場合 ($\tan \phi = 0.3$) の方が平衡状態における膨潤圧の値が大きくなる。また、摩擦の影響によって、およそ 1 日経過後に見られる膨潤圧のピーク値も増加する。一方、Case 3 と Case 4 では平衡状態における膨潤圧の値は、摩擦による影響をほとんど受けない結果となった。しかし、平衡状態に至るまでの膨潤圧の増大速度は摩擦による影響を受け、Case 3 ($\tan \phi = 0.0$) と比べて Case 4 ($\tan \phi = 0.3$) の方が、膨潤圧が緩やかに増加する。

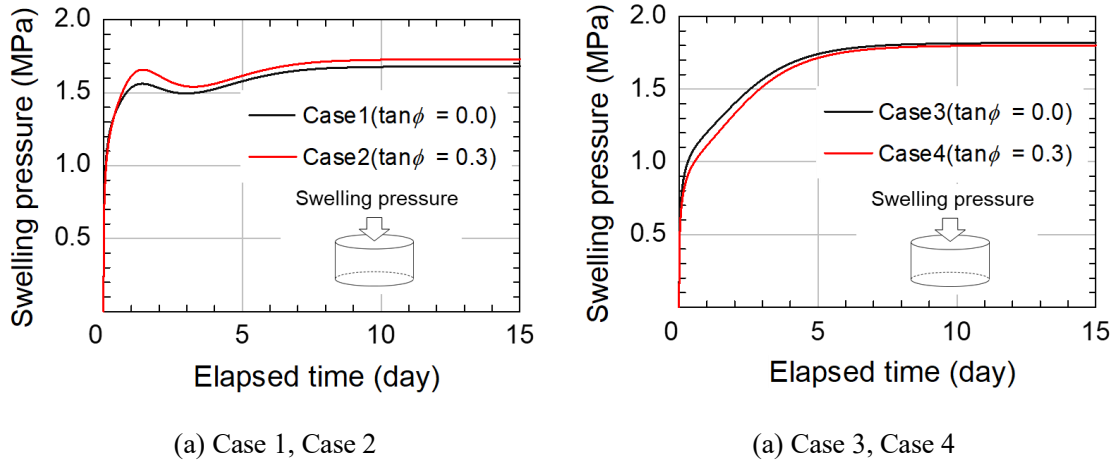


図- 5.3 膨潤圧の経時変化

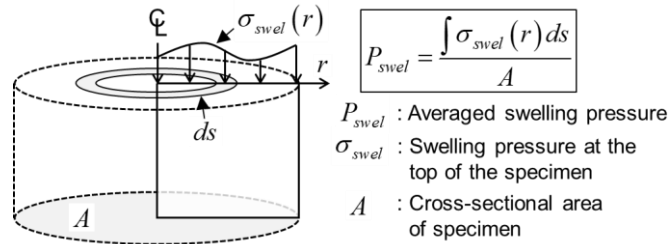


図- 5.4 膨潤圧の平均化

次に、Case 1 から Case 4 における 15 日経過時の乾燥密度分布と、0.02, 1, 2, 15 日経過時における供試体上端面および下端面に作用する膨潤圧分布を図- 5.5 に示す。Case 1 と Case 3 では、摩擦の影響を受けないため、半径方向に対して一様な膨潤圧および乾燥密度分布となる。一方、Case 2 と Case 4 では、摩擦の影響により一様ではない分布が得られる。供試体側面近傍では摩擦により変形が抑制されるため、供試体中心部と比べて鉛直方向の乾燥密度差が小さい。

Case 2 において、0.02 日経過時では半径方向に対して供試体上端面に作用する膨潤圧が小さくなり、1, 2, 15 日経過時では半径方向に対して膨潤圧が大きくなる。したがって、このような膨潤圧分布が生じることで、平均化された膨潤圧の値が摩擦の影響によって大きくなったと考えられる。一方、0.02 日経過時に、供試体下端面では半径方向に対して膨潤圧が大きくなり、1, 2, 15 日経過時には、半径方向に対して膨潤圧が小さくなる。

Case 4 において、0.02, 1, 2 日経過時では半径方向に対して供試体上端面に作用する膨潤圧が小さくなり、経過時間 15 日では分布がほとんど一様となる。このため、Case 4 における平均化された膨潤圧の増大速度が Case 3 と比べて緩やかとなったと考えられる。

Case 2 および Case 4 で示される膨潤圧分布が生じる要因として、1) 摩擦の影響による浸潤スピードの違い、2) 供試体側面と試験容器との間に働く摩擦力の変化が考えられる。

1) 摩擦の影響による浸潤スピードの違いについて検討するために、図- 5.6 に示すように、摩擦の影響が最も小さい供試体中心部と、摩擦の影響を最も受けやすい試験容器との接触部における飽和度の経時変化を比較する。この結果より、浸潤スピードは摩擦の影響をほとんど受けないことがわかる。

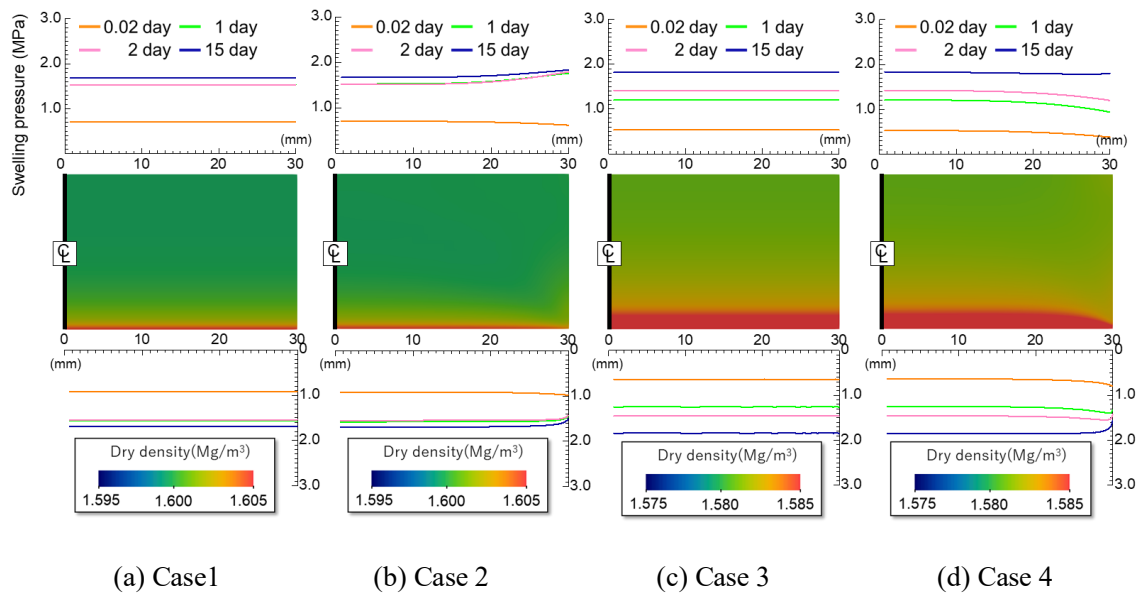


図- 5.5 供試体上・下端面に作用する膨潤圧分布

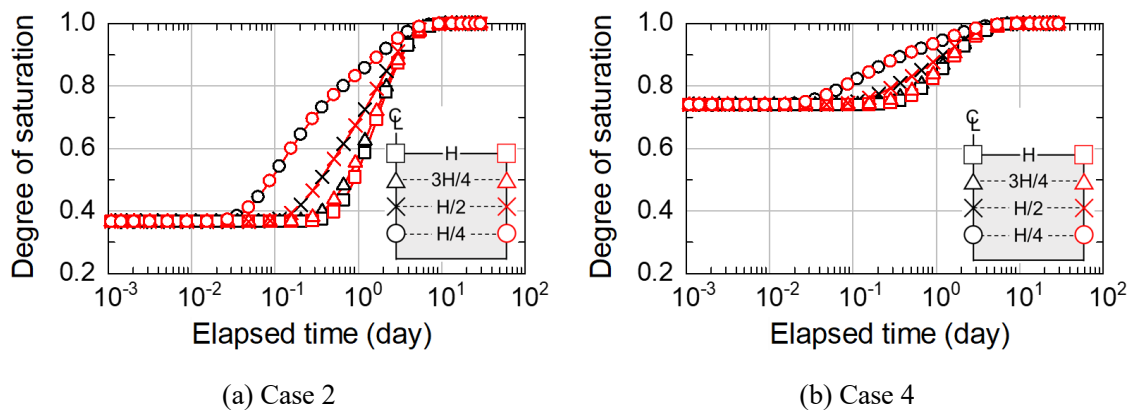


図- 5.6 飽和度の経時変化

次に、2) 供試体側面と試験容器との間に働く摩擦力の変化について検討する。Case 2 について、供試体下端面より $H/4$, $H/2$, $3H/4$ に位置する供試体側面上の各地点で計算される鉛直変位と、試験容器との接触面に作用するせん断応力を図- 5.7 と図- 5.8 にそれぞれ示す。また同様に、Case 4 における結果を図- 5.9 および図- 5.10 に示す。

図- 5.6 からわかるように、Case2 および Case4 において、試験開始からおよそ 0.02 日が経過するまでは、供試体下端面から 4 分の 1 の地点より上側は浸潤が及んでいない。この間、供試体下端面から 4 分の 1 の地点より下側の浸潤に伴う膨張により、図- 5.7 および図- 5.9 が示すように、Case 2 と Case 4 の両ケースにおいて供試体下端面から 4 分の 1, 2 分の 1, 4 分の 3 の地点では鉛直上向きの変位が生じている。しかし、0.02 日経過時の変位量をケース間で比較すると、Case 4 の変位量は Case 2 のそれと比べて 2 倍ほど大きい。変位量に違いが現れる要因は、異なる初期含水状態による圧縮剛性の違いだと考えられる。

Case 2 において、鉛直変位とせん断応力を表示した地点における有効応力経路を図-5.11 に示す。また同様に、Case 4 における有効応力経路を図-5.12 に示す。ただし、試験開始から 0.02 日経過時までの有効応力経路を表示している。0.02 日までは、供試体下端面から 4 分の 1 の地点より上部では飽和度がほとんど上昇しないため、初期状態から 0.02 日経過時までの間で降伏曲面の形状はほとんど変化しない。図- 5.11 と図- 5.12 からわかるように、両ケースとも降伏曲面内を移動する応力経路が描かれる。すなわち各地点において、初期状態から 0.02 日経過時までは弾性応答を示している。したがって、異なる初期含水状態による圧縮剛性の違いを、体積弾性係数 K を用いて説明することができる。構成モデルにおいて、体積弾性係数 K は、膨潤指数 κ と平均有効応力 p' の関数 ($K = (1 + e_{c0}/\kappa)p'$) となっている。図-5.2 からわかるように、Case 2 と Case 4 において、膨潤指数の初期値はほとんど変わらないが、平均有効応力の初期値は約 3 倍の違いがある。この違いによって、Case 2 と比べて Case 4 のほうが、初期圧縮剛性が小さくなり、変位量が大きくなったと考えられる。

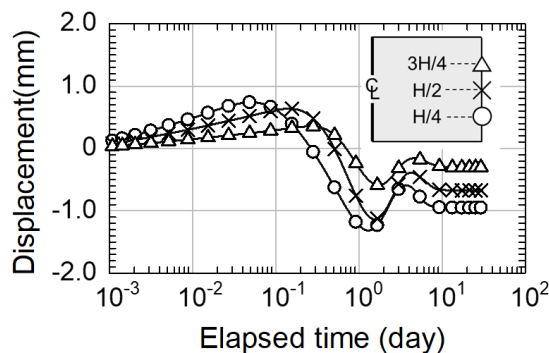


図- 5.7 鉛直変位の経時変化 (Case 2)

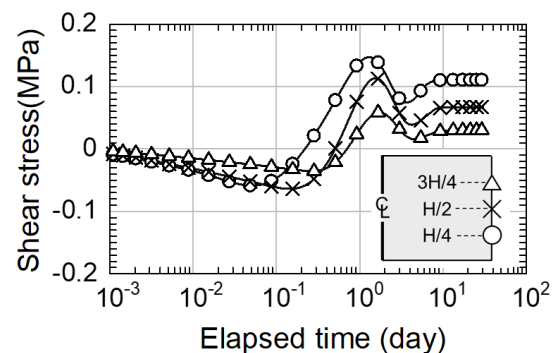


図- 5.8 せん断応力の経時変化 (Case 2)

5. 壁面摩擦の影響を考慮した膨潤圧試験シミュレーション

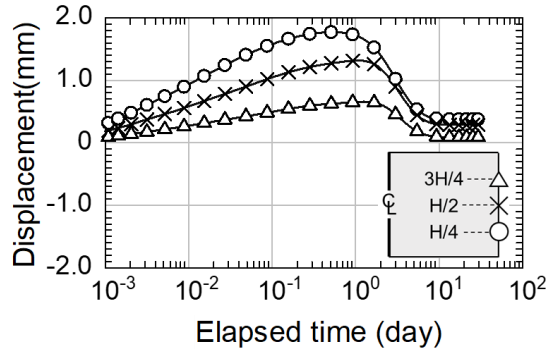


図- 5.9 鉛直変位の経時変化 (Case 4)

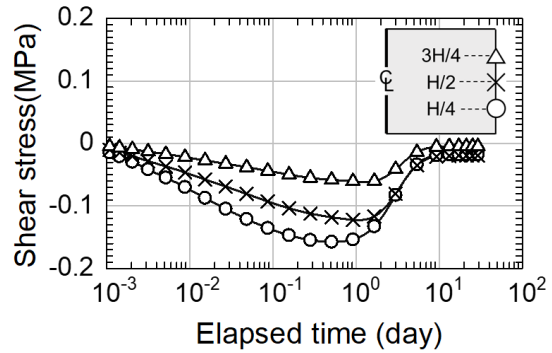


図- 5.10 せん断応力の経時変化 (Case 4)

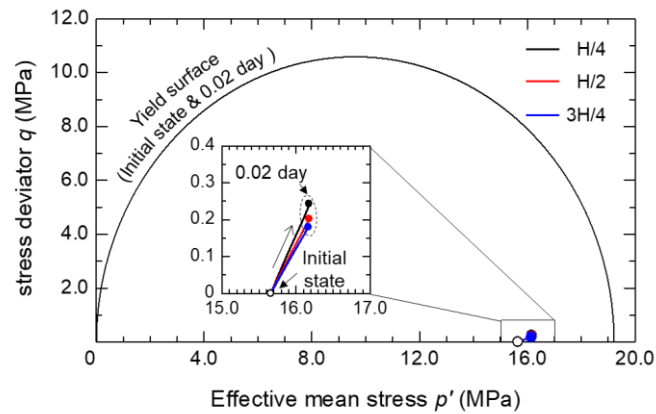


図- 5.11 各地点における有効応力経路 (Case 2)

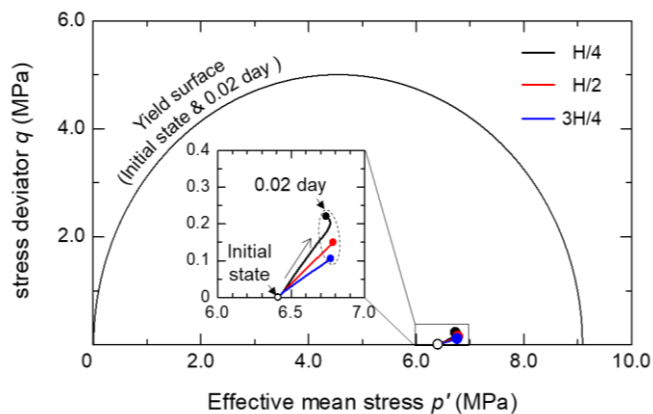


図- 5.12 各地点における有効応力経路 (Case 4)

図- 5.8 および図- 5.10 からわかるように、Case 2 および Case 4 とともに試験開始から 0.02 日目までの間、各地点で変位する方向とは逆向きのせん断応力が作用している。そのため、Case 2 および Case 4 において、0.02 日経過時の供試体上端面および下端面に作用する膨潤圧分布が、

図- 5.13 の Type A に示すような形となったと考えられる。また、0.02 日経過時におけるせん断応力の大きさを Case 2 と Case 4 で比較すると、Case 4 のほうが大きい変位量が生じるため、より大きなせん断応力が供試体側面に作用している。そのため、供試体上端面および下端面に作用する膨潤圧分布からわかるように、供試体中心部と供試体側面で計算される膨潤圧値の差において、Case 2 と比べて Case 4 のほうが大きくなると考えられる。

次に、供試体下端面から 2 分の 1 の地点において飽和度が增加するまでの期間（0.02～0.1 日）における各地点の応答について述べる。図- 5.7 からわかるように、Case 2 において供試体下部の浸潤に伴う膨張によって、2 分の 1、4 分の 3 の地点では継続して鉛直上向きの変位が増加している。一方で、4 分の 1 の地点でも鉛直上向きの変位が増加するが、約 0.05 日経過時に変位増分が正から負へと転じる。変位増分が正から負へと切り替わる要因について考察する。供試体下端面から 2 分の 1 の地点より上側では、浸潤が及んでいないので圧縮剛性が大きい。一方、浸潤面に近い部分では飽和化に伴い、膨潤指数の増加、またサクションが消失し平均有効応力の低下するため、圧縮剛性が著しく低下する。そのため、浸潤面である供試体下端面への変形が生じやすくなり、4 分の 1 の地点で変位増分が正から負へと変化したと考えられる。また、変位増分の変化によりせん断応力増分も変化することが図- 5.8 よりわかる。また、Case 4 では、Case 2 ほど供試体上部の圧縮剛性が大きくないので、4 分の 1、2 分の 1、4 分の 3 の地点では継続して鉛直上向きへの変位量が増加し、鉛直下向きのせん断応力が増加している。

0.1 日経過後は供試体上部へ浸潤が進行し膨張することにより、両ケースにおいて各地点の変位量変化は負の変位増分が支配的となる。しかし、平衡状態において、各地点で残留する変位方向は Case 2 と Case 4 で異なる。Case 2 では、初期圧縮剛性が大きく、供試体下部の膨潤による鉛直上向きの変位量が小さかったため、供試体上部の膨潤により各地点で負の変位増分を示し、平衡状態で残留する変位の方向は下向きとなっている。そして、鉛直上向きの

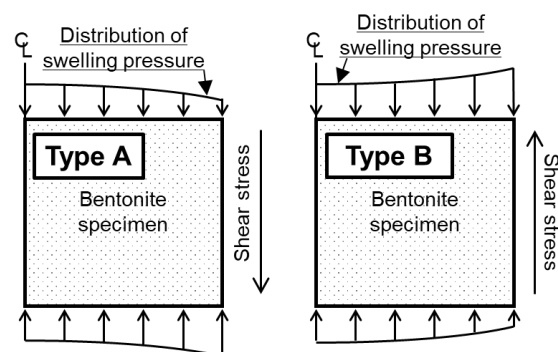


図- 5.13 壁面に生じるせん断応力の向きと膨潤圧分布の関係

せん断応力が供試体側面に作用した状態が残留しているため、平衡状態において供試体上端面および下端面に作用する膨潤圧分布は、図- 5.13 の Type B に示すような形状になったと考えられる。一方、Case 4 では、Case 2 と比べて初期圧縮剛性が小さく、供試体下部の膨潤による鉛直上向きの変位量が大きかったため、供試体上部の膨潤により各地点の変位増分が正から負へと転じるが、平衡状態では鉛直上向きの変位が残留している。そのため、鉛直下向きのせん断応力が供試体側面に作用した状態が残留しているが、Case 2 と比べて残留する変位量は小さいため、供試体側面に残留するせん断応力も小さい。したがって、平衡状態において供試体上端面に作用する膨潤圧分布はほとんど一様となり、供試体下端面においても、供試体側面より中心へ 2 mm の範囲では、その他の領域と比べ膨潤圧が低下しているが、全体的に見るとほとんど一様な膨潤圧分布が得られている。

以上に述べたように、Case 2 と Case 4 では、供試体の初期含水状態が異なるため初期圧縮剛性が異なる。そのため、Case 2 と Case 4 で浸潤に伴う供試体内部の変形が異なるため、供試体側面と試験容器の接触面に作用するせん断応力の変化および平衡状態において残留するせん断応力の値が異なる。供試体上端面および下端面に作用する膨潤圧分布は、供試体側面におけるせん断応力の影響を受けるため、このせん断応力に関する違いによって、Case 2 と Case 4 で膨潤圧分布の形状に違いが現れたと考えられる。

5-4-2 異なる供試体サイズにおける摩擦の影響

Case 1 と Case 2, Case 5 における供試体上端面に作用する膨潤圧の平均化された値の経時変化を図- 5.14 に示す。解析結果からわかるように、供試体直径が小さいほうが、ピーク時、平衡状態時の膨潤圧が大きくなる。図- 5.15 に、Case 2, Case 5 における供試体上端面に作用する膨潤圧分布を示し、供試体直径の違いによる膨潤圧変化を考察する。それぞれの解析結果において、Case 1 の膨潤圧分布を点線で示している。図- 5.15 の(a)からわかるように、Case 2 では、中心から半径方向 15 mm の間において、試験容器に作用する摩擦の影響をほとんど受けなく、Case 1 で計算される膨潤圧分布と一致している。一方、Case 5 において、供試体側面近傍で発生する膨潤圧の値は Case 2 と同等の値をとっているのに対して、供試体直径が小さいため容器壁面より離れている供試体中心でも摩擦の影響を受けていることがわかる。0.02 日経過時では、供試体中心で発揮される膨潤圧は、Case 1 と比較して小さい値をとるが、一方、1, 2, 15 日経過時においては、Case 1 と比較して膨潤圧は大きい値をとっている。このように供試体直径が小さくなるほど、摩擦によって影響を受ける範囲が全体に対して大きな割合を占めるため、平均化された膨潤圧の値が大きくなったと考えられる。既往研究¹²⁾においても、供試体直径が小さくなるほど、観測される膨潤圧が大きくなり、解析結果と同様の

傾向を示している。

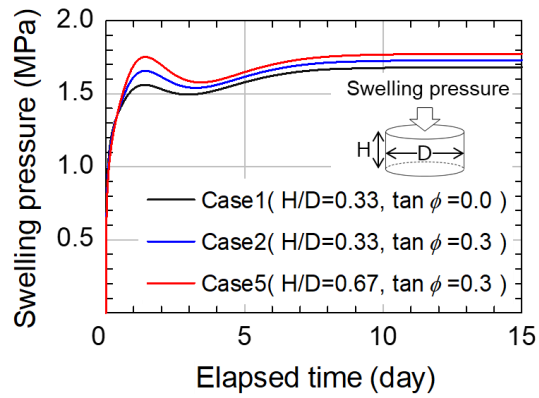
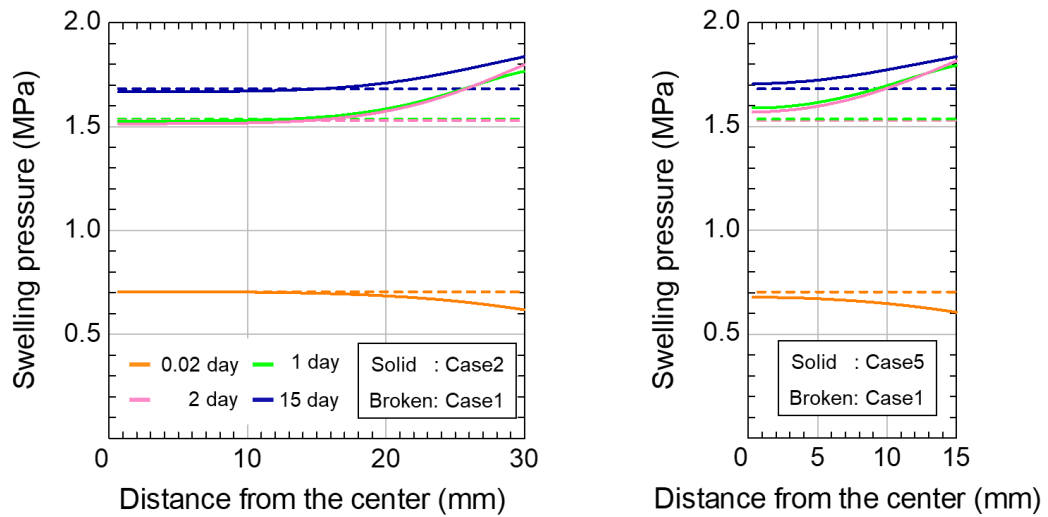


図- 5.14 膨潤圧の経時変化 (Case 1, Case 2, Case5)



(a) Case 2

(b) Case 5

図- 5.15 供試体上端面に作用する膨潤圧分布

5-5 結語

以上の解析結果を通して、以下のことがわかった。

- 供試体と試験容器間に作用する摩擦は、平衡状態における供試体内の乾燥密度分布に影響を及ぼし、供試体側面近傍では摩擦により変形が抑制され、鉛直方向の密度差が小さくなる。一方で、浸潤スピードは摩擦の影響をほとんど受けず、鉛直方向へ一次元的に浸潤が進む。
- 供試体の初期含水状態が異なると、摩擦による供試体表面に作用する膨潤圧分布の時間変化や平衡状態における膨潤圧分布が異なることがわかった。初期含水状態の違いによって圧縮剛性が異なると、供試体内部において浸潤に伴う変形の仕方が異なる。これにより、摩擦の影響によって供試体側面に発生するせん断応力の変化、および平衡状態において残留するせん断応力の値が、初期含水状態の違いによって異なることがわかった。供試体表面における膨潤圧分布は、供試体側面におけるせん断応力の影響を受けるため、このせん断応力の違いによって、膨潤圧分布の形状に違いが現れたと考えられる。
- 供試体表面における膨潤圧分布において、供試体側面に近くなるほど観測される膨潤圧が摩擦の影響を受ける。そのため、供試体の高さに対して直径が大きいと、摩擦の影響を受ける部分の全体に占める割合が小さくなるため、摩擦の影響を取り除いた場合と比べて発生する膨潤圧の差が小さい。しかし、供試体の高さに対して直径が小さくなると、摩擦の影響を受ける部分の全体に占める割合が大きくなる。そのため直径が小さくなるに伴って、計測される膨潤圧が増大する。

参考文献

- 1) 棚井憲治, 菊池広人, 中村邦彦, 田中幸久, 廣永 道彦. ベントナイト系材料の標準的室内試験法構築に向けての試験法の現状調査と試験による検討; 日本原子力研究開発機構/電力中央研究所共同研究報告書(共同研究), JAEA-Research 2010-025, 2010.
- 2) Taylor D.W., Research on consolidation of clays, Massachusetts Institute of Technology, Department of Civil Engineering, Serial 82.
- 3) Monden H., Characteristics of side friction in the one-dimensional consolidation test, Soils and Foundations, Vol. IX, No. 1, 1969, pp. 11-41.
- 4) Mitachi T., Mechanical behavior of bentonite-sand mixtures as buffer material, Soils and Foundations, Vol. 48, No. 3, 2008, pp. 363-374
- 5) Dueck A., Goudarzi R. and Börgesson L., Buffer homogenization, status report 2. SKB-14-25, 2014, Svensk Kärnbränslehantering AB.
- 6) Saba S., Barnichon J.D., Cui Y.J., Tang A.M. and Delage P., Microstructure and anisotropic swelling behaviour of compacted bentonite/sand mixture. Journal of Rock Mechanics and Geotechnical Engineering Vol. 6, Issue 2, 2014, pp. 126-132
- 7) Takeyama T., Tachibana S. and Furukawa A., A finite element method to describe the cyclic behavior of saturated soil, International Journal of Material Science and Engineering, Vol. 2, Issue 1, 2015 pp. 20-25.
- 8) Goodman E., Taylor L. and Brekke L., A model for mechanic of jointed rock, Journal of soil mechanics and foundation division ASCE, Vol. 94, No. SM3, 1968, pp. 637-659.
- 9) Mualem Y., A new model for prediction the hydraulic conductivity of unsaturated porous media, Water Resources Research, Vol. 12, Issue 3, 1976, pp. 513-522.
- 10) Kobayashi I., Owada H., Ishii T., and Iizuka A., Evaluation of specific surface area of bentonite-engineered barriers for Kozeny-Carman law, Soils and Foundations, Vol. 57, Issue 5, 2017, pp. 683-697.
- 11) 渡邊保貴, 田中幸久. 微小変位制御によるベントナイトの膨潤圧試験, 土木学会第 69 回年次学術講演会, 2014.
- 12) Jayalath C.P.G., Gallage C. and Miguntanna N.S., Factors affecting the swelling pressure measured by the oedometer method, International Journal of GEOMATE, Vol. 11, Issue 24, 2016, pp. 2397-2402

6. 結論

本論文では、再冠水過程における緩衝材の品質評価を念頭に置き、膨潤性地盤材料の飽和・不飽和状態における力学挙動を連続的に表現する弾塑性構成モデルの構築、さらに、開発した構成モデルを導入した有限要素解析による緩衝材の力学性状変化について評価を行った。以下に、各章で得られた結果について総括を行う。

第2章「塑性膨潤の概念を導入した弾塑性構成モデル」では、修正 Cam-clay モデルに新しく1つのパラメータを追加し、飽和状態にある膨潤性地盤材料の力学的応答を巨視的かつ現象論的に表現する構成モデルの構築を行った。提案モデルのパフォーマンス検証において、除荷時の顕著な膨潤挙動や、除荷経路と再載荷経路の非可逆性といった膨潤性地盤材料の特徴的な力学挙動を表現できることを確認した。

第3章「膨潤性地盤材料を対象とした不飽和弾塑性構成モデル」では、飽和状態だけでなく不飽和状態にある膨潤性地盤材料が示す力学的応答を表現するために、大野らが提案する「有効飽和度変化による剛性変化」の概念を援用し、第2章で提案する構成モデルの拡張を行った。また、膨潤圧試験により取得された材料特性データを構成モデルパラメータに反映する手法を提案した。提案する構成モデルを用いた要素シミュレーションの結果、飽和化に伴う膨潤圧の発現だけでなく、応力状態の違いにおける吸水変形特性も表現できることを確認した。

第4章「飽和ベントナイト供試体の膨潤・隙間充填シミュレーション」では、室内試験における供試体寸法レベルのベントナイト緩衝材を対象として、緩衝材と周辺岩盤との間に隙間が存在するような状況を想定し、緩衝材の膨潤による隙間の充填、そして、充填後の平衡状態に至るまでの変状を解析的に評価した。それに加え、第2章で提案する構成モデル上で表現される応答を考察することにより、乾燥密度や膨潤圧の分布性状が変化するメカニズムを説明した。

第5章「壁面摩擦の影響を考慮した膨潤圧試験シミュレーション」では、膨潤圧試験を境界値問題として取り扱い、供試体と試験装置壁面との摩擦の影響を考慮した有限要素解析を実施し、試験結果に及ぼす摩擦の影響を定量的に評価した。さらに、試験結果へ及ぼす壁面摩擦の影響度やそのメカニズムを、供試体内部の変形および浸潤挙動とリンクさせながら検討した。

本研究で構築した数値解析手法は、再冠水過程を通して緩衝材の施工時品質がどのように

変化していくのかを評価し，長期性能評価に資する初期条件を提示する技術として役立つと考えられる．また，長期性能評価によって再冠水時に満足されるべき品質が求めれば，その品質を満足する施工時品質の設定に対しても，本解析手法の活用が期待できる．ただし，本研究で実施したシミュレーションでは，供試体寸法レベルの緩衝材を対象とし，また，隙間幅や浸潤プロセスといった解析条件を単純化している．そのため，今後は実スケールのシミュレーションやバリエーションを持たせた解析条件を課すことにより，再冠水過程で起こりうる緩衝材の品質変化についてさらなる検討を加えたい．

A1 静的不飽和土／水連成有限要素法の定式化

A1-1 はじめに

地盤材料は一般的に土粒子（固相）、間隙水（液相）、間隙空気（気相）からなる混合材料であり、解析的に地盤の力学的性状を高い精度で予測・把握するために、土粒子からなる土骨格構造の変形と間隙水および間隙空気の移動との相互作用を数理的にモデル化する手法が用いられている。本研究では図-A1.1 に示すように、混合体理論に基づいて地盤材料を固相・液相・気相の連続体の重ね合わせで表現し、三相連成場における支配方程式を導出する。本章では、まず支配方程式である連続条件式の導出を **A 1-2**、**A 1-3** に示す。次に有限要素法への適用を目的として、支配方程式である釣合式および連続条件式の弱形式化（**A 1-5**）と空間離散化（**A1-6**）、時間離散化（**A1-7**）について述べる。全体的な定式化の流れは金澤ら¹⁾による手法を参考とした。ただし、金澤ら¹⁾が示す手法では、離散点における変位増分、全水頭、空気圧力水頭を未知数として定式化されているが、本研究では、いくつかの仮定に基づいて空気圧力水頭を未知数としない簡易的な三相系を想定し、連成問題を縮約する解法を採用する。金澤ら¹⁾が取り扱った土／水／空気連成問題に対して、本解法がターゲットとするものを不飽和土／水連成問題と呼ぶ²⁾。

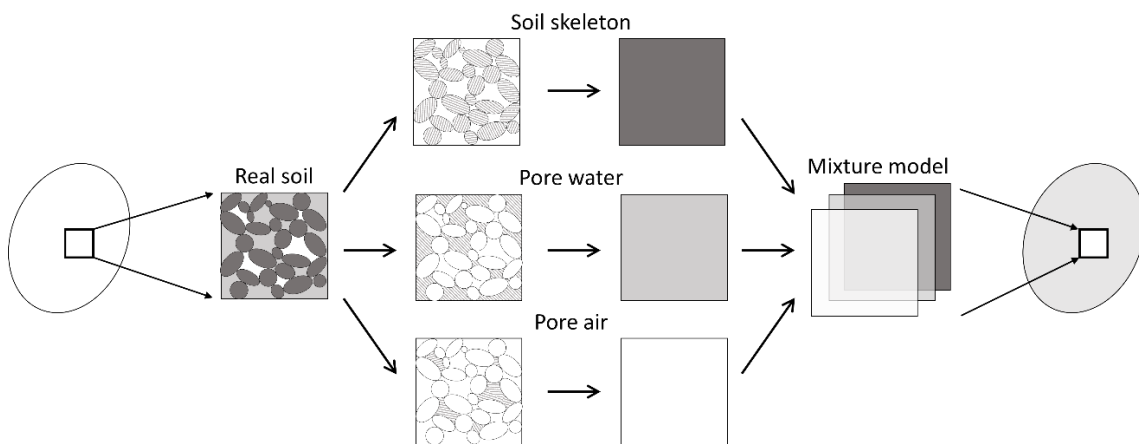


図-A1.1 混合体理論の概念図

A1-2 各相における質量保存則³⁾

運動する物体において、現在配置 B_t における物体の全質量 m は、物体内部の密度 $\rho(\mathbf{x}, t)$ と用いて以下のように表される。

$$m = \int_{B_t} \rho(\mathbf{x}, t) dv \quad (\text{A1-1})$$

この物体が質量保存則を満たし、質量が常に不変であるならば、全質量 m の物質時間微分が常にゼロであり、次式のように記述される。

$$\dot{m} = \frac{D}{Dt} \int_{B_t} \rho(\mathbf{x}, t) dv = 0 \quad (\text{A1-2})$$

レイノルズの輸送定理³⁾を式に適用すると、次式で表される。

$$\frac{D}{Dt} \int_{B_t} \rho(\mathbf{x}, t) dv = \int_{B_t} (\dot{\rho} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v}) dv = 0 \quad (\text{A1-3})$$

ここに、 div : Euler 表記の発散演算子、 $\mathbf{v}$: 速度ベクトルである。

式(A1-3)は B_t の任意領域について成立するため、式(A1-3)の右辺における被積分関数がゼロとなり、以下のように局所形の質量保存の式が導出される。

$$\dot{\rho} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0 \quad (\text{A1-4})$$

次に混合体理論⁴⁾に基づくと、混合体の各構成要素（固相・液相・気相）は質量保存則を満たし、以下のように各相について質量保存の式が成立する。

$$\dot{\bar{\rho}}_s + \bar{\rho}_s \operatorname{div} \mathbf{v}_s = 0 \quad (\text{A1-5})$$

$$\dot{\bar{\rho}}_w + \bar{\rho}_w \operatorname{div} \mathbf{v}_w = 0 \quad (\text{A1-6})$$

$$\dot{\bar{\rho}}_a + \bar{\rho}_a \operatorname{div} \mathbf{v}_a = 0 \quad (\text{A1-7})$$

ここに、 $\mathbf{v}_s, \mathbf{v}_w, \mathbf{v}_a$: それぞれ固相・液相・気相の速度ベクトルである。また、 $\bar{\rho}_s, \bar{\rho}_w, \bar{\rho}_a$: それぞれ固相・液相・気相の部分密度であり、それぞれ以下のように定義される。

$$\bar{\rho}_s = (1 - n) \rho_s \quad (\text{A1-8})$$

$$\bar{\rho}_w = n S_r \rho_w \quad (\text{A1-9})$$

$$\bar{\rho}_a = n (1 - S_r) \rho_a \quad (\text{A1-10})$$

ここに、 ρ_s, ρ_w, ρ_a : それぞれ固相・液相・気相の実質部分の密度、 n : 間隙率、 S_r : 飽和度である。

A1-3 連続条件式

A1-2 で導出した各相についての質量保存の式を用いて、間隙流体についての連続条件式を導出する．液相の連続条件式の導出には固相と液相の質量保存式，気相の連続条件式の導出には固相と気相の質量保存式を用いる．

■ 液相の連続条件式

$\dot{\bar{\rho}}_s + \bar{\rho}_s \text{div} \mathbf{v}_s = 0$ (式(A1-5)) に $\bar{\rho}_s = (1-n)\rho_s$ (式(A1-8)), $\dot{\bar{\rho}}_s = -\dot{n}\rho_s + (1-n)\dot{\rho}_s$ を代入し，土粒子の非圧縮性 ($\dot{\rho}_s = 0$) を仮定すると次式のようになる．

$$\dot{n} = (1-n) \text{div} \mathbf{v}_s \quad (\text{A1-11})$$

$\dot{\bar{\rho}}_w + \bar{\rho}_w \text{div} \mathbf{v}_w = 0$ (式(A1-6)) に $\bar{\rho}_w = nS_r \rho_w$ (式(A1-9)), $\dot{\bar{\rho}}_w = \dot{n}S_r \rho_w + n\dot{S}_r \rho_w + nS_r \dot{\rho}_w$ を代入し，間隙水の非圧縮性 ($\dot{\rho}_w = 0$) を仮定すると次式のようになる．

$$\dot{n}S_r + n\dot{S}_r + nS_r \text{div} \mathbf{v}_w = 0 \quad (\text{A1-12})$$

式(A1-11)と式(A1-12)より $\dot{n}$ を消去して，

$$S_r \text{div} \mathbf{v}_s + n\dot{S}_r + \text{div} \{nS_r (\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s)\} = 0 \quad (\text{A1-13})$$

と導かれる．ここに，体積ひずみの時間変化率 $\dot{\varepsilon}_v = -\text{div} \mathbf{v}_s$ ，ダルシー流速 $\tilde{\mathbf{v}}_w = nS_r (\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s)$ を適用すると以下のようになる．

$$-S_r \dot{\varepsilon}_v + n\dot{S}_r + \text{div} \tilde{\mathbf{v}}_w = 0 \quad (\text{A1-14})$$

飽和状態にある材料を取り扱うときは $S_r = 1.0$ ， $\dot{S}_r = 0$ とする．

■ 気相の連続条件式

$\dot{\bar{\rho}}_a + \bar{\rho}_a \text{div} \mathbf{v}_a = 0$ (式(A1-7)) に $\bar{\rho}_a = n(1-S_r)\rho_a$ (式(A1-10)), $\dot{\bar{\rho}}_a = \dot{n}(1-S_r)\rho_a - n\dot{S}_r \rho_a + n(1-S_r)\dot{\rho}_a$ を代入すると次式のようになる．

$$\dot{n}(1-S_r) - n\dot{S}_r + n(1-S_r) \frac{\dot{\rho}_a}{\rho_a} + n(1-S_r) \text{div} \mathbf{v}_a = 0 \quad (\text{A1-15})$$

式(A1-11)と式(A1-15)より $\dot{n}$ を消去して，

$$(1-S_r) \text{div} \mathbf{v}_s - n\dot{S}_r + n(1-S_r) \frac{\dot{\rho}_a}{\rho_a} + \text{div} \{n(1-S_r)(\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_s)\} = 0 \quad (\text{A1-16})$$

と導かれる．間隙空気を弾性体と仮定すると， $\frac{\dot{\rho}_a}{\rho_a} = \frac{\dot{p}_a}{K_a}$ と表すことができる．ただし $\dot{p}_a$: 間隙空気圧の時間変化率， K_a : 間隙空気の体積弾性係数である．また，間隙空気においても間隙水同様にダルシー流体を仮定し，見かけの気相速度を $\tilde{\mathbf{v}}_a = n(1-S_r)(\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_s)$ とおく．これら

を式(A1-16)に適用し、以下のように整理する．

$$K_a \{ \text{div} \tilde{\mathbf{v}}_a + (1 - S_r) \text{div} \mathbf{v}_s - n \dot{S}_r \} + n(1 - S_r) \dot{p}_a = 0 \quad (\text{A1-17})$$

加藤ら⁵⁾は、間隙空気が非常に高い圧縮性 ($K_a \cong 0$) を持つと仮定し、また、間隙空気圧が常に大気圧 ($p_a = 0$) と等しいとし $\dot{p}_a = 0$ とおくことで、自動的に気相の連続条件式 (式(A1-17)) を満足する手法を提案している．本論文においても同様の手法を採用し、間隙空気を未知量とせず、既知量 $p_a = 0$ を与える簡易的な三相系を仮定する．

A1-4 連成場における支配方程式

微小変形理論に基づく、不飽和土／水連成問題における速度形の支配方程式、境界条件および初期条件は以下ようになる²⁾．

■ 支配方程式

$$\text{釣合式：} \quad \nabla \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T + \dot{\rho} \mathbf{b} = \mathbf{0}; \quad \boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^T \quad (\text{A1-18})$$

$$\text{有効応力式：} \quad \dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \dot{\boldsymbol{\sigma}}^{net} + (s \dot{S}_e) \mathbf{1}; \quad \boldsymbol{\sigma}^{net} = \boldsymbol{\sigma} - p_a \mathbf{1}, \quad s = p_a - p_w \quad (\text{A1-19})$$

$$\text{構成式：} \quad \dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{D} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \mathbf{D}_{S_e} \dot{S}_e \quad (\text{A1-20})$$

$$\text{適合条件式：} \quad \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = -\frac{1}{2} (\nabla \otimes \dot{\mathbf{u}} + \dot{\mathbf{u}} \otimes \nabla) \quad (\text{A1-21})$$

$$\text{連続条件式：} \quad -S_r \dot{\varepsilon}_v + n \dot{S}_r + \text{div} \tilde{\mathbf{v}}_w = 0 \quad (\text{A1-22})$$

$$\text{ダルシー則：} \quad \tilde{\mathbf{v}}_w = -\mathbf{K}_w \nabla h; \quad \mathbf{K}_w = k_{rw} \bar{\mathbf{K}}_w, \quad h = \frac{p_w}{\gamma_w} + \Omega \quad (\text{A1-23})$$

ここに、 $\boldsymbol{\sigma}$: 全応力テンソル、 ρ : 混合体の密度、 $\mathbf{b}$: 物体力ベクトル、 $\boldsymbol{\sigma}'$: 有効応力テンソル、 $\boldsymbol{\sigma}^{net}$: 基底応力テンソル、 s : サクシヨン、 S_e : 有効飽和度 $\left(S_e = \frac{S_r - S_{r0}}{1 - S_{r0}} \right)$ 、 S_{r0} : 残留飽和度、 p_a : 間隙空気圧、 p_w : 間隙水圧、 $\mathbf{D}$: 剛性テンソル、 $\mathbf{D}_{S_e}$: 係数ベクトル、 $\boldsymbol{\varepsilon}$: ひずみテンソル、 $\dot{\mathbf{u}}$: 速度ベクトル、 S_r : 飽和度、 ε_v : 体積ひずみ、 n : 間隙率、 $\tilde{\mathbf{v}}_w$: ダルシ一流速、 $\mathbf{K}_w$: 透水係数テンソル、 h : 全水頭、 k_{rw} : 比透水係数、 $\bar{\mathbf{K}}_w$: 飽和透水係数テンソル、 γ_w : 間隙水の単位体積重量、 Ω : 位置水頭である．飽和透水係数や比透水係数に関するモデルは各章に記載されている．

■ 境界条件

$$\text{変位境界条件：} \quad \dot{\mathbf{u}} = \bar{\mathbf{u}} \quad \text{on } S_u \quad (\text{A1-24})$$

$$\text{応力境界条件：} \quad -\dot{\boldsymbol{\sigma}}^T \cdot \mathbf{n} = \bar{\mathbf{t}} \quad \text{on } S_\sigma \quad (\text{A1-25})$$

$$\text{水頭境界条件：} \quad h = \bar{h} \quad \text{on } S_h \quad (\text{A1-26})$$

$$\text{流量境界条件：} \quad \tilde{\mathbf{v}}_w \mathbf{n} = \bar{q} \quad \text{on } S_q \quad (\text{A1-27})$$

ここに、 $\mathbf{t}$ ：境界に作用する表面力ベクトル、 q ：境界から流出入する単位面積・時間当たりの流量、 $\mathbf{n}$ ： $\mathbf{t}$ が作用する境界に立てた法線ベクトルである。ただし、頭につく(−)は既知量であることを示す。領域 V の境界 S は、「変位境界と応力境界 ($S = S_u + S_\sigma$)」および「水頭境界と流量境界 ($S = S_h + S_q$)」で構成される。

■ 初期条件

$$\text{初期全応力：} \quad \boldsymbol{\sigma}|_{t=0} = \bar{\boldsymbol{\sigma}} \quad (\text{A1-28})$$

$$\text{初期全水頭：} \quad h|_{t=0} = \bar{h} \quad (\text{A1-29})$$

$$\text{初期飽和度：} \quad S_r|_{t=0} = \bar{S}_r \quad (\text{A1-30})$$

$$\text{初期間隙比：} \quad e|_{t=0} = \bar{e} \quad (\text{A1-31})$$

A1-5 弱形式化

A1-4 に示される初期値境界値問題を、有限要素法を用いて数値的に解くために、速度型の釣合式と連続条件式の弱形式化を行う。

■ 釣合式の弱形式化

速度型の釣合式 (式(A1-18)) に試験関数 $\delta \dot{\mathbf{u}}$ を乗じて領域全体について体積積分をすると、次式のように表される。

$$\int_V \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot (\nabla \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T) dV - \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{b} dV = 0 \quad (\text{A1-32})$$

ただし、試験関数 $\delta \dot{\mathbf{u}}$ は次式を満たすものとする。

$$\text{試験関数：} \quad \forall \delta \dot{\mathbf{u}} \in \left\{ \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = -\frac{1}{2} (\delta \dot{\mathbf{u}} \otimes \nabla + \nabla \otimes \delta \dot{\mathbf{u}}) \mid \delta \dot{\mathbf{u}} = 0 \text{ on } S_u \right\} \quad (\text{A1-33})$$

式(A1-32)の左辺第1項について、部分積分、ガウスの発散定理を適用し以下のように記述できる。

$$\begin{aligned}
\int_V \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot (\nabla \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T) dV &= \int_V \nabla (\delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T) dV - \int_V (\nabla \otimes \delta \dot{\mathbf{u}}) : \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T dV \\
&= \int_S \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \left\{ -\frac{1}{2} (\nabla \otimes \delta \dot{\mathbf{u}} + \delta \dot{\mathbf{u}} \otimes \nabla) \right\} : \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T dV \\
&\quad + \int_V \left\{ -\frac{1}{2} (\nabla \otimes \delta \dot{\mathbf{u}} - \delta \dot{\mathbf{u}} \otimes \nabla) \right\} : \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T dV
\end{aligned} \tag{A1-34}$$

式(A1-34)の右辺第1項について、領域境界 S を変位境界 S_u と応力境界 S_σ に分け、応力境界条件（式(A1-25)）と試験関数の条件（式(A1-33)）を考慮すると次式のように書くことができる。

$$\int_S \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T \cdot \mathbf{n} dS = \int_{S_u} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T \cdot \mathbf{n} dS + \int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T \cdot \mathbf{n} dS = - \int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{t}} dS \tag{A1-35}$$

また、式(A1-34)の右辺第3項について、被積分関数が反対称テンソルと対称テンソルの内積であるため、この項は消滅する。以上より式(A1-34)は次式のように表される。

$$\int_V \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot (\nabla \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T) dV = - \int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{t}} dS + \int_V \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T dV \tag{A1-36}$$

式(A1-32)に式(A1-36)を代入すると、次式のように表される。

$$- \int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{t}} dS + \int_V \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T dV - \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{b} dV = 0 \tag{A1-37}$$

ここに、全応力テンソルの時間変化率 $\dot{\boldsymbol{\sigma}}$ は、

$$\begin{aligned}
\dot{\boldsymbol{\sigma}}' &= \dot{\boldsymbol{\sigma}}^{net} + \dot{s} S_e \mathbf{1} + s \dot{S}_e \mathbf{1} \\
&= \dot{\boldsymbol{\sigma}} - \dot{p}_w S_e \mathbf{1} + s \dot{S}_e \mathbf{1} \quad (\because p_a = 0, \dot{p}_a = 0)
\end{aligned} \tag{A1-38}$$

$$\therefore \dot{\boldsymbol{\sigma}} = \dot{\boldsymbol{\sigma}}' + \dot{p}_w S_e \mathbf{1} + p_w \dot{S}_e \mathbf{1}$$

と記述することができ、式(A1-37)に代入すると次式のようになる。

$$\int_V \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\sigma}}' dV + \int_V \delta \varepsilon_v S_e \dot{p}_w dV - \int_V \delta \varepsilon_v p_w \frac{\partial S_r}{\partial S_e} \frac{\partial S_e}{\partial S} \dot{p}_w dV - \int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{t}} dS - \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{b} dV = 0 \tag{A1-39}$$

ただし、 $\delta \varepsilon_v = \delta \boldsymbol{\varepsilon} : \mathbf{1}$ である。

■ 連続条件式の弱形式化

連続条件式（式(A1-22)）に試験関数 δh を乗じて領域全体について体積積分をすると、次式のように表される。

$$\int_V \delta h S_r \dot{\varepsilon}_v dV - \int_V \delta h n \dot{S}_r dV - \int_V \delta h \text{div} \tilde{\mathbf{v}}_w dV = 0 \tag{A1-40}$$

ただし、試験関数 δh は次式を満たすものとする。

$$\text{試験関数：} \quad \forall \delta h \in \{\delta h = 0 \text{ on } S_h\} \quad (\text{A1-41})$$

式(A1-40)の左辺第3項について、部分積分、ガウスの発散定理を適用し以下のように記述できる。

$$\begin{aligned} \int_V \delta h \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}}_w dV &= \int_V \nabla \cdot (\delta h \tilde{\mathbf{v}}_w) dV - \int_V (\nabla \delta h) \cdot \tilde{\mathbf{v}}_w dV \\ &= \int_S \delta h \tilde{\mathbf{v}}_w \mathbf{n} dS - \int_V (\nabla \delta h) \cdot \tilde{\mathbf{v}}_w dV \end{aligned} \quad (\text{A1-42})$$

式(A1-42)の右辺第1項について、領域境界 S を水頭境界 S_h と流量境界 S_q に分け、流量境界条件 (式(A1-27)) と試験関数の条件 (式(A1-41)) を考慮すると次式のように書くことができる。

$$\int_S \delta h \tilde{\mathbf{v}}_w \mathbf{n} dS = \int_{S_h} \delta h \tilde{\mathbf{v}}_w \mathbf{n} dS + \int_{S_q} \delta h \tilde{\mathbf{v}}_w \mathbf{n} dS = \int_{S_q} \delta h \bar{q} dS \quad (\text{A1-43})$$

以上より式(A1-40)は以下のように表される。

$$\int_V \delta h S_r \dot{\varepsilon}_v dV + \int_V \delta h n \frac{\partial S_r}{\partial S} \dot{p}_w dV + \int_V (\nabla \delta h) \cdot \tilde{\mathbf{v}}_w dV - \int_{S_q} \delta h \bar{q} dS = 0 \quad (\text{A1-44})$$

A1-6 空間離散化

有限要素法定式化のために、釣合式および連続条件式の弱形式について空間離散化を行う。領域 V を有限個の要素に分割し ($V = \sum_e V_e$)、要素内の速度ベクトル $\{\dot{\mathbf{u}}\}$ および全水頭 h は、要素内に置かれた離散点の速度ベクトル $\{\dot{\mathbf{u}}^{nse}\}$ および全水頭ベクトル $\{h^{nwe}\}$ より補間される。変位に対する内挿関数マトリックス $[N]$ 、全水頭に対する内挿関数ベクトル $\{N_h\}$ を適用し、以下のように表現される。

$$\{\dot{\mathbf{u}}\} = [N] \{\dot{\mathbf{u}}^{nse}\} \quad (\text{A1-45})$$

$$h = \{N_h\}^T \{h^{nwe}\} \quad (\text{A1-46})$$

ここに、

$$\{\dot{\mathbf{u}}^{nse}\} = \{\dot{\mathbf{u}}^1 \dot{\mathbf{u}}^2 \dots \dot{\mathbf{u}}^i \dots \dot{\mathbf{u}}^{NSE-1} \dot{\mathbf{u}}^{NSE}\}^T \quad (\text{A1-47})$$

$$\{h^{nwe}\} = \{h^1 h^2 \dots h^i \dots h^{NWE-1} h^{NWE}\}^T \quad (\text{A1-48})$$

であり、 $\dot{\mathbf{u}}^i$ ：離散点 i における速度ベクトル、 NSE ：変位増分を代表させる各要素の離散点総数、 h^i ：離散点 i における全水頭、 NWE ：全水頭を代表させる各要素の離散点総数である。また、応力テンソル、ひずみテンソルおよび動水勾配はベクトル化され、離散点の速度ベク

トル $\{\dot{\mathbf{u}}^{nse}\}$ から要素内のひずみ増分ベクトル $\{\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}\}$ および体積ひずみ増分 $\dot{\varepsilon}_v$ を求めるマトリックス $[B]$ とベクトル $\{B_v\}$ ，離散点の全水頭ベクトル $\{h^{nwe}\}$ から動水勾配ベクトル $\{\nabla h\}$ を求めるベクトル $\{B_h\}$ を用いて以下のように表現される．

$$\{\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}\} = [B] \{\dot{\mathbf{u}}^{nse}\} \quad (\text{A1-49})$$

$$\dot{\varepsilon}_v = \{B_v\}^T \{\dot{\mathbf{u}}^{nse}\} \quad (\text{A1-50})$$

$$\{\nabla h\} = [B_h] \{h^{nwe}\} \quad (\text{A1-51})$$

また，試験関数においても同様に離散化されると仮定する（ガラーキン法）と，以下のように表される．

$$\{\delta \dot{\mathbf{u}}\} = [N] \{\delta \dot{\mathbf{u}}^{nse}\} \quad (\text{A1-52})$$

$$\delta h = \{N_h\}^T \{\delta h^{nwe}\} \quad (\text{A1-53})$$

$$\{\delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}\} = [B] \{\delta \dot{\mathbf{u}}^{nse}\} \quad (\text{A1-54})$$

$$\delta \dot{\varepsilon}_v = \{B_v\}^T \{\delta \dot{\mathbf{u}}^{nse}\} \quad (\text{A1-55})$$

$$\{\nabla \delta h\} = [B_h] \{\delta h^{nwe}\} \quad (\text{A1-56})$$

■ 釣合式の弱形式について空間離散化

式(A1-49)から式(A1-56)を用いて，釣合式の弱形式(式(A1-39))は以下のように記述される．

$$\begin{aligned} \sum_e \left[\{\delta \dot{\mathbf{u}}^{nse}\}^T \left[\int_{V_e} [B]^T \{\dot{\boldsymbol{\sigma}}'\} dV + \int_{V_e} \{B_v\} S_e \dot{p}_w dV - \int_{V_e} p_w \{B_v\} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} \dot{p}_w dV \right. \right. \\ \left. \left. - \int_{S_{\sigma e}} [N]^T \{\dot{\mathbf{t}}\} dS - \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T \{\mathbf{b}\} dV \right] \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{A1-57})$$

ここで，剛性テンソルがマトリクス化された構成関係（ $\{\dot{\boldsymbol{\sigma}}'\} = [D] \{\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}\} - \{D_{S_e}\} \dot{S}_e$ ）と，微小変形を考慮した全水頭増分 $\dot{h}$ - 間隙水圧増分 $\dot{p}_w$ の関係式（ $\dot{p}_w = \gamma_w \dot{h}$ ）を式(A1-57)に適用すると次式のようになる．

$$\begin{aligned} \sum_e \left[\{\delta \dot{\mathbf{u}}^{nse}\}^T \left[\int_{V_e} [B]^T [D] [B] dV \{\dot{\mathbf{u}}^{nse}\} + \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} [B]^T \{D_{S_e}\} \{N_h\}^T dV \{\gamma_w \dot{h}^{nwe}\} \right. \right. \\ \left. \left. + \int_{V_e} S_e \{B_v\} \{N_h\}^T dV \{\gamma_w \dot{h}^{nwe}\} - \int_{V_e} p_w \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} \{B_v\} \{N_h\}^T dV \{\gamma_w \dot{h}^{nwe}\} \right. \right. \\ \left. \left. - \int_{S_{\sigma e}} [N]^T \{\dot{\mathbf{t}}\} dS - \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T \{\mathbf{b}\} dV \right] \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{A1-58})$$

試験関数の任意性を考慮すると、次式のように要素ごとに空間離散化された釣合式が得られる。

$$\left[K_{uu}^e \right] \{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \} + \left[\left[K_{uh1}^e \right] - \left[K_{uh2}^e \right] + \left[K_{uh3}^e \right] \right] \{ \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^{nwe} \} = \{ \dot{\mathbf{F}}^e \} \quad (\text{A1-59})$$

ここに、

$$\begin{aligned} \left[K_{uu}^e \right] &= \int_{V_e} [B]^T [D] [B] dV & \left[K_{uh1}^e \right] &= \int_{V_e} S_e \{ B_v \} \{ N_h \}^T dV \\ \left[K_{uh2}^e \right] &= \int_{V_e} p_w \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} \{ B_v \} \{ N_h \}^T dV & \left[K_{uh3}^e \right] &= \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} [B]^T \{ D_{S_e} \} \{ N_h \}^T dV \\ \{ \dot{\mathbf{F}}^e \} &= \int_{S_{\sigma e}} [N]^T \{ \bar{\mathbf{t}} \} dS + \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T \{ \mathbf{b} \} dV \end{aligned}$$

である。

次に、領域全体についての空間離散化された釣合式を導出するために、領域内の全離散点における変位増分ベクトル $\{ \dot{\mathbf{u}}^{ns} \}$ ，全水頭ベクトル $\{ \mathbf{h}^{nw} \}$ と要素毎で定義される定数マトリックス $[A_s^e]$ ， $[A_w^e]$ を用いて、各要素の離散点における変位増分ベクトル $\{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \}$ ，全水頭ベクトル $\{ \mathbf{h}^{nwe} \}$ は以下のように表される。

$$\{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \} = [A_s^e] \{ \dot{\mathbf{u}}^{ns} \} \quad (\text{A1-60})$$

$$\{ \mathbf{h}^{nwe} \} = [A_w^e] \{ \mathbf{h}^{nw} \} \quad (\text{A1-61})$$

試験関数についても同様に $[A_s^e]$ ， $[A_w^e]$ を適用すると、式(A1-58)は次式のように表される。

$$\begin{aligned} & \{ \delta \dot{\mathbf{u}}^{ns} \}^T \sum_e [A_s^e]^T \left[\int_{V_e} [B]^T [D] [B] dV [A_s^e] \{ \dot{\mathbf{u}}^{ns} \} \right. \\ & + \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} [B]^T \{ D_{S_e} \} \{ N_h \}^T dV [A_w^e] \{ \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^{nw} \} + \int_{V_e} S_e \{ B_v \} \{ N_h \}^T dV [A_w^e] \{ \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^{nw} \} \\ & \left. - \int_{V_e} p_w \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} \{ B_v \} \{ N_h \}^T dV [A_w^e] \{ \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^{nw} \} - \int_{S_{\sigma e}} [N]^T \{ \bar{\mathbf{t}} \} dS - \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T \{ \mathbf{b} \} dV \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{A1-62})$$

試験関数の任意性を考慮すると、領域全体で空間離散化された釣合式が得られる。

$$[K_{uu}] \{ \dot{\mathbf{u}}^{ns} \} + [K_{uh}] \{ \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^{nw} \} = \{ \dot{\mathbf{F}} \} \quad (\text{A1-63})$$

ここに、

$$[K_{uu}] = \sum_e [A_s^e]^T \int_{V_e} [B]^T [D] [B] dV [A_s^e]$$

$$\begin{aligned}
[K_{uh}] &= [K_{uh1}] - [K_{uh2}] + [K_{uh3}] \\
[K_{uh1}] &= \sum_e [A_s^e]^T \int_{V_e} S_e \{B_v\} \{N_h\}^T dV [A_w^e] \\
[K_{uh2}] &= \sum_e [A_s^e]^T \int_{V_e} p_w \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} \{B_v\} \{N_h\}^T dV [A_w^e] \\
[K_{uh3}] &= \sum_e [A_s^e]^T \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} [B]^T \{D_{S_e}\} \{N_h\}^T dV [A_w^e] \\
\{\dot{F}\} &= \sum_e [A_s^e]^T \left[\int_{S_{\sigma e}} [N]^T \{\bar{t}\} dS + \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T \{\mathbf{b}\} dV \right]
\end{aligned}$$

である。

■ 連続条件式の弱形式について空間離散化

式(A1-49)から式(A1-56)を用いて、連続条件式の弱形式（式(A1-44)）は以下のように記述される。

$$\begin{aligned}
&\sum_e \left[\left\{ \delta h^{nwe} \right\}^T \left[\int_{V_e} S_r \{N_h\} \{B_v\}^T dV \left\{ \dot{u}^{nse} \right\} + \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial S} \{N_h\} \dot{p}_w dV + \int_V [B_h]^T \{\tilde{\mathbf{v}}_w\} dV \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \int_{S_{qe}} \{N_h\} \bar{q} dS \right] \right] = 0
\end{aligned} \tag{A1-64}$$

ここで、透水係数テンソルをマトリクス化したダルシー則（ $\{\tilde{\mathbf{v}}_w\} = -[k_w]\{\nabla h\}$ ）と、微小変形を考慮した全水頭増分 $\dot{h}$ - 間隙水圧増分 $\dot{p}_w$ の関係式（ $\dot{p}_w = \gamma_w \dot{h}$ ）を式(A1-64)に適用すると次式ようになる。

$$\begin{aligned}
&\sum_e \left[\left\{ \delta h^{nwe} \right\}^T \left[\int_{V_e} S_r \{N_h\} \{B_v\}^T dV \left\{ \dot{u}^{nse} \right\} + \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} \{N_h\} \{N_h\}^T dV \left\{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \right\} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \int_{V_e} [B_h]^T \frac{[k_w]}{\gamma_w} [B_h] dV \left\{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \right\} - \int_{S_{qe}} \{N_h\} \bar{q} dS \right] \right] = 0
\end{aligned} \tag{A1-65}$$

試験関数の任意性を考慮すると、次式のように要素ごとに空間離散化された連続条件式が得られる。

$$[K_{hu}^e] \{\dot{u}^{nse}\} - [K_{hh1}^e] \{\gamma_w \dot{h}^{nwe}\} + [K_{hh2}^e] \{\gamma_w \dot{h}^{nwe}\} = \{\dot{Q}^e\} \tag{A1-66}$$

ここに、

$$[K_{hu}^e] = \int_{V_e} S_r \{N_h\} \{B_v\}^T dV \qquad [K_{hh1}^e] = \int_{V_e} [B_h]^T \frac{[k_w]}{\gamma_w} [B_h] dV$$

$$\left[K_{hh2}^e \right] = \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} \{N_h\} \{N_h\}^T dV \quad \{ \dot{Q}^e \} = \int_{S_{qe}} \{N_h\} \bar{q} dS$$

である．

次に，領域全体についての空間離散化された連続条件式を導出する

$$\begin{aligned} \{ \delta h^{nw} \}^T \sum_e \left[\left[A_w^e \right]^T \left[\int_{V_e} S_r \{N_h\} \{B_v\}^T dV \left[A_s^e \right] \{ \dot{u}^{nse} \} - \int_{V_e} [B_h]^T \frac{[k_w]}{\gamma_w} [B_h] dV \left[A_w^e \right] \{ \gamma_w h^{nwe} \} \right. \right. \\ \left. \left. + \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} \{N_h\} \{N_h\}^T dV \left[A_w^e \right] \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} - \int_{S_{qe}} \{N_h\} \bar{q} dS \right] \right] = 0 \end{aligned} \quad (A1-67)$$

試験関数の任意性を考慮すると，領域全体で空間離散化された連続条件式が得られる．

$$\left[K_{hu} \right] \{ \dot{u}^{ns} \} - \left[K_{hh1} \right] \{ \gamma_w h^{nw} \} + \left[K_{hh2} \right] \{ \gamma_w \dot{h}^{nw} \} = \{ \dot{Q} \} \quad (A1-68)$$

ここに，

$$\begin{aligned} \left[K_{hu}^e \right] &= \sum_e \left[A_w^e \right]^T \int_{V_e} S_r \{N_h\} \{B_v\}^T dV \left[A_s^e \right] & \left[K_{hh1}^e \right] &= \sum_e \left[A_w^e \right]^T \int_{V_e} [B_h]^T \frac{[k_w]}{\gamma_w} [B_h] dV \left[A_w^e \right] \\ \sum_e \left[A_w^e \right]^T \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} \{N_h\} \{N_h\}^T dV \left[A_w^e \right] & & \{ \dot{Q}^e \} &= \sum_e \left[A_w^e \right]^T \int_{S_{qe}} \{N_h\} \bar{q} dS \end{aligned}$$

である．

A1-7 時間離散化

以下のように，時間 $t=t$ から $t=t+\Delta t$ まで速度ベクトル，全水頭に関して時間離散化を行う．

$$\{ \dot{u}^{ns} \} = \frac{\{ \Delta u^{ns} \}}{\Delta t} \quad (A1-69)$$

$$\{ \dot{h}^{nw} \} = \frac{\{ \Delta h^{nw} \}}{\Delta t} = \frac{\{ h^{nw} \} \Big|_{t=t+\Delta t} - \{ h^{nw} \} \Big|_{t=t}}{\Delta t} \quad (A1-70)$$

$$\{ h^{nw} \} = (1-\theta) \{ h^{nw} \} \Big|_{t=t} + \theta \{ h^{nw} \} \Big|_{t=t+\Delta t}; \quad 0 \leq \theta \leq 1, \quad \theta = \begin{cases} 0 & : \text{前進差分} \\ 1/2 & : \text{中心差分} \\ 1 & : \text{後退差分} \end{cases} \quad (A1-71)$$

本論文では，後退差分（ $\theta=1$ ）を用いる．

■ 釣合式の時間離散化

空間離散化された釣合式（式(A1-63)）に式(A1-69)および式(A1-70)を代入すると，以下のよ

うに時間離散化された釣合式が導出される．

$$[K_{uu}]\{\Delta u^{ns}\} + [K_{uh}]\{\gamma_w h^{nw}\}\Big|_{t=t+\Delta t} = \Delta t\{\dot{F}\} + [K_{uh}]\{\gamma_w h^{nw}\}\Big|_{t=t} \quad (\text{A1-72})$$

■ 連続条件式の時間離散化

式(A1-69)から式(A1-70)を式(A1-68)に代入すると、以下のように時間離散化された連続条件式が導出される．

$$\begin{aligned} & [K_{hu}]\{\Delta u^{ns}\} + [-\theta\Delta t[K_{hh1}] + [K_{hh2}]]\{\gamma_w h^{nw}\}\Big|_{t=t+\Delta t} \\ & = \Delta t\{\dot{Q}\} + [\Delta t(1-\theta)[K_{hh1}] + [K_{hh2}]]\{\gamma_w h^{nw}\}\Big|_{t=t} \end{aligned} \quad (\text{A1-73})$$

時間離散化された釣合式（式(A1-72)）および連続条件式（式(A1-73)）をまとめると、以下のように連立全体剛性方程式が得られる．

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} [K_{uu}] & [K_{uh}] \\ [K_{hu}] & [-\theta\Delta t[K_{hh1}] + [K_{hh2}]] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{\Delta u^{ns}\} \\ \{\gamma_w h^{nw}\}\Big|_{t=t+\Delta t} \end{Bmatrix} \\ & = \begin{Bmatrix} \Delta t\{\dot{F}\} + [K_{uh}]\{\gamma_w h^{nw}\}\Big|_{t=t} \\ \Delta t\{\dot{Q}\} + [\Delta t(1-\theta)[K_{hh1}] + [K_{hh2}]]\{\gamma_w h^{nw}\}\Big|_{t=t} \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A1-74})$$

参考文献

- 1) 金澤伸一，豊嶋拓馬，河井克之，橘伸也，飯塚敦：土／水／空気連成有限要素法を用いた締固め土の力学挙動の解析，土木学会論文集，Vol.15，291-298，2012.
- 2) 金澤伸一，橘伸也，河井克之，大野進太郎，飯塚敦：不飽和土・水連成有限要素解析における空間離散化手法の検討，応用力学論文集 Vol.11，331-338，2008.
- 3) 京谷孝文：よくわかる連続体力学ノート，森北出版株式会社，2008.
- 4) Green, A.E. and Naghdi, P.M.: A theory of mixtures, Arch. Rat. Mech. Anal., Vol.24, pp.243-263, 1967.
- 5) 加藤亮輔，岡二三生，木元小百合，小高猛司，角南進：不飽和浸透-変形連成解析手法と河川堤防への適用，土木学会論文集 C，Vol.65,, No.1,, 226-240，2009.

A2 硬化則の定式化に関する注意点

第3章で提案する構成モデルにおいて、正規圧密線および塑性膨潤線の移動量を規定する関数 ξ_c 、 ξ_s は以下のように定式化される。

$$\xi_c = \exp \left[(\beta - 1) \ln \frac{1 + \zeta}{\theta + \zeta} \right] \quad (\text{A2-1})$$

$$\xi_s = \exp \left[(\beta - 1) \ln \frac{\zeta}{\theta + \zeta} \right] \quad (\text{A2-2})$$

これらの関数に含まれる β は、飽和化に従って単調減少し、飽和状態で1となり関数である。本論文では、 β について含水状態を示す状態変数として有効飽和度を採用し、次式で定義される具体式を提案した。

$$\beta(S_e) = \alpha(1 - S_e^l) + 1 \quad (\text{A2-3})$$

ここに α 、 l は材料定数である。 β は、式(A2-3)とは異なる関数の形であったり、他の状態変数（例えば、飽和度や含水比）を採用することもできる。ただし、定式化された関数形やパラメータの値によっては飽和状態付近で計算が不安定となる。数値計算上で見られるこの問題は本論文で提案する構成モデルだけではなく、不飽和土を対象とした既存の構成モデルにおいても生じる場合がある。本章ではこの問題について説明を加える。

まず、 β の定式化において注意すべき点について述べる。関数 β の一例として以下のような関数を定義する。

$$\beta(S_e) = \alpha(1 - S_e)^n + 1 \quad (\text{A2-4})$$

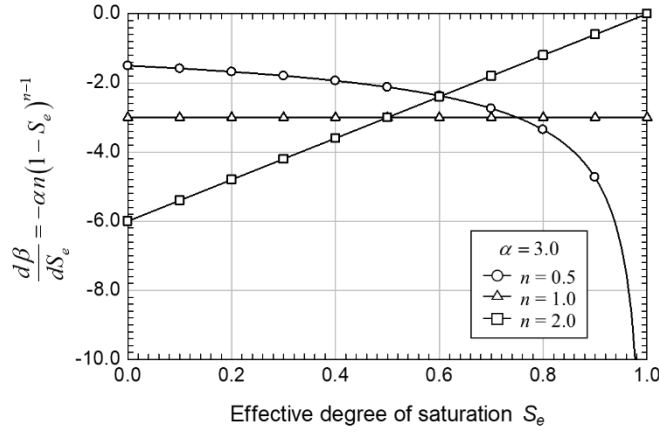
ここに α 、 n は材料定数である。式(A2-1)、式(A2-2)より ξ_c 、 ξ_s は次式で表される。

$$\xi_c = \exp \left[(1 - S_e)^n \ln \left(\frac{1 + \zeta}{\theta + \zeta} \right)^\alpha \right] \quad (\text{A2-5})$$

$$\xi_s = \exp \left[(1 - S_e)^n \ln \left(\frac{\zeta}{\theta + \zeta} \right)^\alpha \right] \quad (\text{A2-6})$$

応力-ひずみ関係を導出する際に β を有効飽和度で微分した項 $d\beta/dS_e$ が存在し、次式で書き表される。

$$\frac{d\beta}{dS_e} = -\alpha n (1 - S_e)^{n-1} \quad (\text{A2-7})$$

図-A 2.1 有効飽和度 S_e に対する $d\beta/dS_e$ の変化

$d\beta/dS_e$ と有効飽和度 S_e の関係を図-A 2.1 に示す．図-A 2.1 および式(A2-7)の形からわかるように，材料パラメータ n が 1 より小さいときには，飽和状態（ $S_e = 1.0$ ）で $d\beta/dS_e$ は負の無限大となる．そのため，式(A2-4)に示す関数 β を用いて，不飽和状態から飽和状態へと遷移する過程において，飽和状態付近で計算が不安定となる．

上記で述べた計算上の不安定性は，既存の構成モデルにおいても問題視される場合がある．ここでは，大野ら¹⁾の弾塑性構成モデル（以降， S_e -hardening モデル）について検討する．大野らは，不飽和土の剛性を左右するパラメータに有効飽和度を採用し，正規圧密線の移動量を規定する関数 ξ に次式で示される具体式を提案している．

$$\xi = \exp \left[(1 - S_e)^n \exp a \right] \quad (\text{A2-8})$$

この具体式は，式(A2-5)および式(A2-6)で示される関数と同じ形をとる．応力-ひずみ関係の導出過程において， ξ を有効飽和度 S_e で微分した項 $d\xi/dS_e$ が含まれる¹⁾． $d\xi/dS_e$ は次式で書き表される．

$$\frac{d\xi}{dS_e} = -n(1 - S_e)^{n-1} (\exp a) \xi \quad (\text{A2-9})$$

式(A2-7)と同様に $(1 - S_e)^{n-1}$ を含むため，材料パラメータ n が 1 より小さいときには，飽和状態（ $S_e = 1.0$ ）で $d\xi/dS_e$ は負の無限大となる． S_e -hardening モデルを用いた過去の解析事例のうち，特に飽和／不飽和状態を連続的に取り扱っているものにおいて， $n=1.0$ ¹⁾²⁾³⁾⁴⁾， $n=1.2$ ⁵⁾ というように n は 1 以上で与えられている．そのため，上記で示した計算上の不安定性が生じず，計算が安定していたと考えられる．しかし，材料によっては n に 1 より小さい値が与えられる可能性がある．そのような場合には， ξ に関する具体式の変更や微分項 $d\xi/dS_e$ に対して閾値を設定するなどの回避策を施す必要がある．

参考文献

- 1) 大野進太郎, 河井克之, 橘伸也. 有効飽和度を剛性に関する状態量とした不飽和土の弾塑性構成モデル. 土木学会論文集, Vol.63, No.4, 1132-1141, 2007.
- 2) 金澤伸一, 橘伸也, 河井克之, 大野進太郎, 飯塚敦: 不飽和土・水連成有限要素解析における空間離散化手法の検討, 応用力学論文集 Vol.11, 331-338, 2008.
- 3) 川勝拓哉, 河井克之, Binod TIWARI, 飯塚敦. 降雨時における傾斜地盤内空気の挙動について, 応用力学論文集, Vol.18, No.2, 171-180, 2015.
- 4) 金澤伸一, 松崎慎也, 飯塚敦. 突発的豪雨に起因する盛土構造物の破壊に関する解析的検討, 応用力学論文集, Vol.21, No.2, 373-380, 2018.
- 5) Sugiyama, Y., Tachibana, Sakaguchi, H., Iizuka, A., 2018. Analytical investigation of disturbance of seabed-sampled soil specimens and its influence on unconfined strength. Soils Found. 58, 689–701.

神戸大学博士論文「膨潤性地盤材料の構成則開発とベントナイト緩衝材の品質評価への適用」

全 122 頁

提 出 日 2020 年 7 月 17 日

本博士論文が神戸大学機関リポジトリ **Kernel** にて掲載される場合、掲載登録日（公開日）はリポジトリの該当ページ上に掲載されます。

© 伊藤 真司

本論文の内容の一部あるいは全部を無断で複製・転載・翻訳することを禁じます。