



海底地盤の力学性状把握に関する基礎的研究

杉山, 友理

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2017-03-25

(Date of Publication)

2018-03-01

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第6917号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1006917>

※ 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

海底地盤の力学性状把握に関する
基礎的研究

2017年1月

神戸大学大学院 工学研究科

杉山 友理

目次

1. 序論	
1-1 Marine Geotechnology	1
1-2 地盤力学と他分野との融合	2
1-3 海底地盤にも適用可能な土の力学モデル	3
1-4 研究目的	3
参考文献	6
2. 溶存気体の状態変化及び鉱物の変質を表現できる土/水/気体連成数理モデル	
2-1 既存の土の三相モデル	8
2-1-1 質量保存則	8
2-1-2 連続条件式の導出	10
2-2 海底地盤を対象とする地盤力学で考慮すべき項目	12
2-2-1 溶存気体の状態変化を考慮したモデル	12
2-2-1.1 ヘンリーの法則	13
2-2-1.2 溶存気体を考慮した連続条件式の導出	14
2-2-2 鉱物の変質を考慮したモデル	17
2-2-2.1 土粒子密度変化式	18
2-2-2.2 鉱物の変質を考慮した連続条件式の導出	18
2-3 数理モデルの定式化	19
2-3-1 弱形式化	21
2-3-2 空間離散化	24
2-3-3 時間離散化	27
2-3-4 密度の時間変化率	31
2-4 弾塑性構成モデル	33
2-4-1 一般応力条件に拡張した S_e -hardening モデル	33
2-4-2 応力-ひずみ関係	35
2-5 ヒステリシス表現が可能な水分特性曲線モデル	37
2-5-1 水分特性曲線	38
2-5-2 連続性を重視したヒステリシス表現モデル	38
参考文献	41

3. 海底地盤からの土試料のサンプリングとその強度評価	
3-1 サンプリング時の乱れ	45
3-2 間隙水中の溶存気体がサンプリング時に及ぼす影響	46
3-3 研究目的	47
3-4 サンプリングから室内試験までのシミュレーション	47
3-4-1 サンプリング過程シミュレーション	48
3-4-2 一軸圧縮試験シミュレーション	48
3-4-3 初期応力条件及び境界条件の設定	50
3-4-4 解析パラメータの選定	51
3-5 サンプリング時の力学挙動と一軸圧縮試験に及ぼす影響	53
3-6 一軸強度分布	57
3-7 溶存気体種類の違いが一軸強度に及ぼす影響	61
3-8 非排水三軸せん断シミュレーション	64
3-9 結論	67
参考文献	68
4. 飽和化の指標～間隙水圧係数 B 値～の解明	
4-1 研究背景・目的	71
4-2 実験概要	72
4-2-1 試料	75
4-2-2 試験方法	76
4-3 B 値に及ぼす影響因子の検討	77
4-4 B 測定過程のヒステリシス	81
4-4-1 上がり B 値測定時のヒステリシス	81
4-4-2 下がり B 値測定時のヒステリシス	84
4-5 試料の保水性と B 値	86
4-5-1 初期サクションと B 値	87
4-5-2 水分特性曲線の形状と B 値	89
4-6 繰り返し B 値測定手法	92
4-6-1 繰り返し測定方法①	92
4-6-2 繰り返し測定方法②	95
4-7 B 値測定手法の違いがせん断試験結果に及ぼす影響	99
4-8 結論	101

参考文献	102
5. プレート境界デコルマ帯におけるせん断破壊モデル	
5-1 デコルマ帯	104
5-1-1 ゆっくり地震	105
5-1-2 デコルマ帯におけるゆっくり地震と固着	106
5-2 ゆっくり滑り領域における不安定性滑り（高速滑り）に関する既往の研究	108
5-3 研究目的	109
5-4 変質のモデル化	110
5-4-1 スメクタイトとイライト	111
5-4-2 イライト化に伴う現象 1～層間水の脱水～	111
5-4-2.1 層間水の脱水に伴う体積変化	111
5-4-2.2 土粒子密度の増加に伴う硬化	112
5-4-3 イライト化に伴う現象 2～力学特性の変化～	113
5-4-3.1 摩擦特性の変化	113
5-4-3.2 体積圧縮特性及びせん断特性の変化	114
5-4-4 応力-ひずみ関係の導出	117
5-5 変質を考慮したシミュレーション	121
5-5-1 変質シミュレーション	121
5-5-2 初期変質率を様々に変えた非排水せん断シミュレーション	124
5-6 変質を伴う非排水せん断シミュレーション	126
5-7 結論	129
参考文献	131
6. 結論	139
6-1 各章で得られた結論と今後の課題	139
6-2 今後の展望	140
付録	
Ap1. 構造化された地盤解析手法の検証と適用例	142
Ap-1 研究背景・目的	142
Ap-2 地盤解析手法の検証	143
Ap-2-1 土/水連成弾性問題に対する妥当性の検証	143

Ap-2-1.1 一次元圧密のシミュレーション	143
Ap-2-1.2 無限長飽和弾性柱を用いた繰返し載荷試験のシミュレーション	146
Ap-2-2 土/水/気体連成問題に対する妥当性の検証	148
Ap-3 プログラムの適用例	150
Ap-3-1 不飽和地盤の液状化	150
Ap-3-2 真空圧密	154
参考文献	157

1. 序論

1-1 Marine Geotechnology

Marine Geotechnology とは、海底地盤をターゲットとした地盤工学であり、1914年に発見されたベネズエラ、マラカイボ湖における油田開発をきっかけに発足したとされている¹⁾。このとき、プラットフォームは70mを超える杭で支えられており、油田開発に伴う地盤沈下が課題とされていた。1961年には、資源開発ではなく、地球の歴史や物理についての興味から、地球のマントルまで掘削しようという Project Mohole が始動した²⁾。Project Mohole で培われた技術は、現在では国際深海科学掘削計画 (IODP) に引き継がれ、地球の歴史探究やプレートテクトニクスの理論確立など、地球物理や海洋地質学など学術分野に大きな進歩をもたらした。Marine Geotechnology の発足から約100年が経った現在、例えば、新たな海洋エネルギー資源開発の可能性に期待し、メタンハイドレートを含む地盤に関する研究やその採取方法の提案等が注目されている³⁾。一方で、電力供給や通信に欠かすことのできない海底ケーブルが、海底地すべり等により切断されることから⁴⁾、既存のインフラ保全も重要である。

ここで地盤工学とは、人々の生活を自然災害等から守るために必要な、地盤に関する知識を体系化した学問であり、それに必要な力学が地盤力学である。地盤力学は、地盤を構成する土の分類から始まる。様々な土の複雑な力学的性質を示すには、まずその土が示す基本的な力学的挙動を調べ、次に特徴的な力学的性質を捉え、それらを再現できる力学モデルを構築することになる。飽和土に対する有効応力原理は、Terzaghi⁵⁾によって確立された地盤力学における根本原理であり、土の力学的性質を理解する上で最も重要な考え方である。Bishop⁶⁾は、この有効応力原理を拡張することで、不飽和土の有効応力式を提案した。また土の構成モデルは、応力とひずみの関係を求めるために必要となる。Roscoeら⁷⁾によって提案された Cam-Clay モデルは、飽和正規圧密粘土を弾塑性材料として表現した代表的なモデルであり、今日提案されている多様な弾塑性構成モデルの原点となるモデルである。Biot⁸⁾は、土に全応力が加わった場合の分応力を計算するため、土を固相（土粒子）と液相（間隙水）という二つの連続体の重ね合わせで表現する二相混合体理論を提案した。その後、Biot に始まる混合体理論に倣い、不飽和土は気相（間隙気体）を含めた三つの連続体の重ね合わせで表現されている。これにより、土と水、不飽和土であれば気体を連成させた計算が可能となった。このように地盤力学は、様々な問題を対象とすることで、弾性から弾塑性へ、飽和から不飽和へと、広がりをもつ学問分野として発展してきた。

近年、海底におけるインフラの構築・保全などの目的で、Marine Geotechnology がさらなる発展の必要に迫られている。これまで、石油プラットフォーム、渡海橋、海上空港などの建設が実施されてきた。しかし、建設工事のほとんどは、その対象水深が 30m 程度である。一方、新たな海洋資源開発のためのインフラの構築や、海底ケーブル等のインフラ保全に取り組もうとすると、今までよりも対象水深は深くなる。そのため、今後の Marine Geotechnology の発展には、水深が深い、高圧環境下に存在する海底地盤にも適用可能な地盤力学が必要不可欠である。

1-2 地盤力学と他分野との融合

掘削技術の進歩に伴い、プレート境界まで掘削が可能になり⁹⁾、近年多発する巨大地震発生メカニズムの解明に大きな進歩をもたらしている¹⁰⁾。東北地方太平洋沖地震では、プレート境界浅部が大きく滑ることで大規模地殻変動が生じ、巨大津波が発生した¹¹⁾。一方、この領域では地震発生前に、「ゆっくり滑り」と呼ばれる、通常の地震に比べて遅い断層滑り速度で歪を解放する現象が観測されていた。従来、プレート間の固着が強い領域を巨大地震発生域と考える巨大地震発生モデルが提唱されてきた。しかし Ikari *et. al*¹²⁾は、地球深部探査船「ちきゅう」で採取した断層試料を用いた室内実験結果から、ゆっくり滑りが生じていた領域が地震時に高速で滑ることで地震を巨大化させる可能性があるとし、プレート境界断層浅部も巨大地震の震源域に含める新たな巨大地震モデルを検討する必要性を示した。断層試料はスメクタイトに富んだ遠洋性粘土であり、プレート沈み込み帯では、カリウムイオンの供給と温度上昇に伴ってイライトへ相転移（変質）することが知られている¹³⁾。断層試料を用いた実験の結果、プレート沈み込み速度（毎秒 2.7 ナノメートル）で試料を滑らせると応力が増加し、その後減少する現象が観測され、断層試料とは異なる試料（イライト）を用いた実験では同様の傾向を示さず、断層試料に特有の現象であることが示唆されている¹²⁾。このような研究は、主に地震学や地球物理学の分野で検討されている。

せん断による応力増加や応力減少は、粘土特有の力学特性からも説明可能である。このことから、プレート境界断層浅部における海底地殻の不安定性挙動の解明には、地盤力学の知見も寄与できるといえる。しかし、今までプレート境界断層浅部の海底地殻は、地盤力学の対象とされてこなかった。プレート境界浅部の滑りは巨大津波の原因と成り得るため、ゆっくり滑りが生じるメカニズムの解明が急がれる。この問題にアプローチするためには、地震学や地球物理学で得られた知見を取り入れることによる、地盤力学の拡充が必要である。

1-3 海底地盤にも適用可能な土の力学モデル

例えば、対象水深が深くなれば、メタンハイドレート層の存在から¹⁴⁾、海底地盤の間隙水は溶存気体を多く含むと考えられる。潜水中のダイバーが急浮上することで血管内の圧力が低下し、血液中に溶けた窒素が気化することで減圧症を患う危険性があることは良く知られている。このことを、海底地盤におけるメタンハイドレート生産や地震動に伴う圧力変化に置き換えると、間隙水中の溶存気体が気化し、海底地盤が不飽和化することになる。飽和度変化は、地盤の強度に影響を及ぼすことが分かっている¹⁵⁾。そのため、海底地盤で生じる現象の理解・把握には、このような飽和から不飽和への変遷過程を表現できる力学モデルが必要である。しかし、現在提案されている力学モデルのほとんどは、対象地盤が飽和土なのか不飽和土なのかによって、各々の力学モデルが用いられている。ところが、液相に溶存気体を含むと仮定した場合、液相の圧力が変化すれば溶存気体が気化し、液相の一部が気相に変化することになる。このことから、飽和状態から不飽和状態への変遷は、二相系（固相・液相）から三相系（固相・液相・気相）への相変化であると捉えることができる。さらに、プレート境界付近では高温高圧のため、堆積物を構成する粘土鉱物の変質することが示唆されている¹⁶⁾。このような粘土鉱物の変質も、力学的な観点からみると、固相と液相の相変化現象である。このような相変化について検討した研究として、ベントナイト材料の主要鉱物であるモンモリロナイトの溶解や層間陽イオンの交換に伴う鉱物学的変化を固相と液相の相変化で表現したモデル¹⁷⁾や、間隙内に存在する水が蒸発して水蒸気になる液相から気相への相変化モデル¹⁸⁾などが提案されているが、まだまだその数は少なく、溶存気体の状態変化や鉱物の変質等を適切に記述できる土の力学モデルの構築が必要である。

1-4 研究目的

本論文の構成を図-1.1にまとめる。

海底地盤を対象とした問題にアプローチするとき、少なくとも溶存気体の状態変化や粘土鉱物の変質を表現できる力学モデルが必要であると考えた。本論文では、これらの現象を適切に記述できる相変化モデルを構築することで、土の力学モデルを海底地盤にも適用可能なモデルに拡充することを研究目的とする（図-1.1①）。このとき、例えば相変化の過程である蒸発は熱の吸収を伴い、それを蒸発潜熱という¹⁹⁾。この蒸発潜熱は水温が低いほど大きい値を示し、蒸発時に大きな熱量で蒸発過程が進行する。このときの熱量の一部は蒸発ではなく温度変化に費やされるため、相変化により水温が変化することになる。また、鉱物の変質には内殻電子の結合エネルギー変化を伴うため²⁰⁾、このときもまた温度変化が生じることにな

る。このように、相変化現象には熱収支を伴うため、温度変化は無視できないといえる。しかし、今まで考慮していないものを同時に考慮しようとする、それぞれの現象が力学挙動に及ぼす影響について検討することが困難となる。そのため本論文では、相変化に伴う温度変化について言及せず、温度変化は今後の課題としている。

また、海底地盤を対象とした建設工事において、基礎となる海底地盤の安定性評価は必要不可欠である。安定性評価のためには、原位置地盤の強度を知る必要がある。原位置地盤の強度を把握するために、原位置試験を行うか、試料をサンプリングして室内試験を行うことになる。しかし、サンプリング時や力学試験実施時の機械的な乱れと応力解放による乱れの影響により、サンプリング試料の力学性状が変化することが分かっている^{21),22)}。今までの地盤力学の積み重ねにより提案された補正法を用いることで、サンプリング試料から得られた強度から原位置強度を推定することは可能である²³⁾。一方、新たな海洋資源開発のためのインフラの構築や、海底ケーブル等のインフラ保全に取り組もうとすると、今までよりも対象水深は深くなる。水深が深くなれば、今までの試験方法で、同じ補正法を用いて原位置強度を推定できるかどうか明らかでない。そのため、採取試料を用いた試験から得られる強度評価や、海底地盤を対象とした最適な試験方法及びサンプリング方法、もしくは強度補正法などの確立が必要であるといえる。そこで本論文では、海底からの土供試体のサンプリングによる、土供試体の剛性や強度の変化を定量的に評価することを研究テーマの一つに選んだ。

(図-1.1②)

海底からサンプリングされた土試料は不飽和化することが既往の研究により分かっている²⁴⁾。それを再度、飽和化する場合、その飽和化をはかる指標に **B** 値が用いられる²⁵⁾。この **B** 値の力学的意味にも興味を持ち、解析と実験の両面から、この **B** 値の力学的意味、すなわち応力変化依存性の解明を試みることを二つ目の研究テーマとした。(図-1.1③)

さらに、1-2 節で述べたように、東日本大震災を契機として、地震時に、プレート境界断層浅部において、大規模地殻変動が生じる原因の解明が急がれている²⁶⁾。そこで、理学の地震学や地球物理学の分野となるが、プレート境界断層浅部における土質性状の力学変化の理論化を試みることを三つ目の研究テーマとした。(図-1.1④)

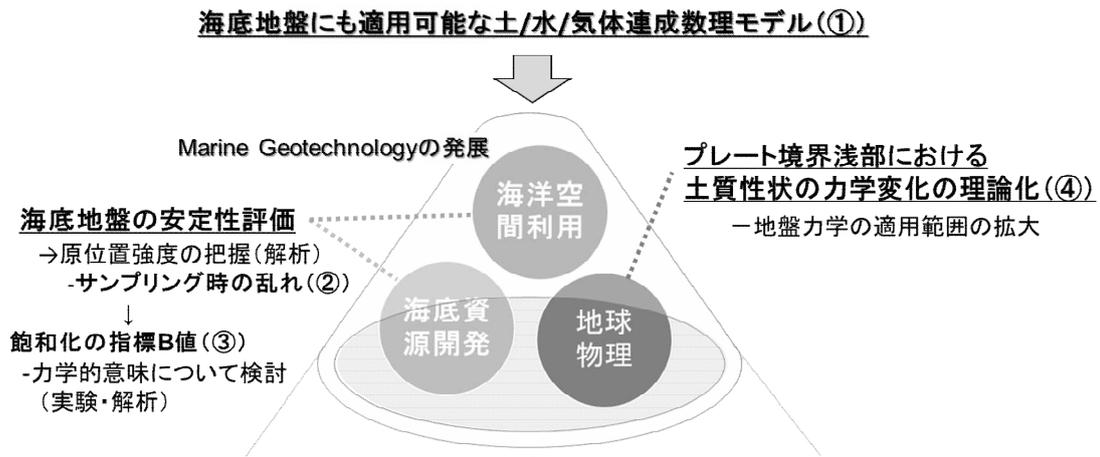


図-1.1 本論文の構成と研究テーマ

本論文の構成は以下のようになっている。

第2章では、溶存気体の状態変化及び粘土鉱物の変質を考慮できる土/水/気体連成数理モデルの構築を行い、数理モデルを有限要素解析手法へ組み込む。(図-1.1①)

第3章では、海底地盤からの土供試体のサンプリングによる土供試体の剛性や強度の変化を定量的に評価する。ここでは、様々な水深・海底深度を想定した海底地盤のサンプリング過程をシミュレートすることで、溶存気体の状態変化が採取試料の力学挙動及び室内試験で得られる非排水せん断強度に及ぼす影響について検討する。ただし、土の物性論的な理論と解析による検討に限定し、トリミングなどに不可避に付随する機械的な乱れの影響は考慮していない。(図-1.1②)

第4章では、解析と実験の両面から、間隙水圧係数 B 値の力学的意味、すなわち応力変化依存性の解明を試みる。 B 値に影響を及ぼす因子について、 B 値測定時の有効応力及び背圧の違いだけでなく、初期サクションや保水特性及び B 値測定方法の違いについても検討する。(図-1.1③)

第5章では、プレート境界断層浅部で観測されたゆっくり滑りの発生メカニズムについて検討する。本論文では、ゆっくり滑りが生じる原因の一つとして考えられている粘土鉱物の変質(スメクタイトのイライト化)に注目し、土質性状の力学変化の理論化を試みる。(図-1.1④)

第6章では、各章で得た結論と今後の課題及び本論文を通して得た今後の展望を述べる。

参考文献

- 1) 大草重康, 海底地盤の土質力学, 土木学会論文集, 第 346 号, □-1, pp.13-21, 1984.
- 2) The Mohole Project, *Report for analytical chemists*, Vol.36, No.1, pp.31A-40A, 1964.
- 3) 長久保定雄, 国産エネルギー資源としてのメタンハイドレート□我が国におけるメタンハイドレート開発計画□, 地学雑誌, Vol.118, No.5, pp.758-775, 2009.
- 4) 大塚謙一, 駿河湾石花海北堆西斜面の海底地すべり, 静岡大学地球科学研究報告, Vol.7, pp.87-95, 1982.
- 5) Telzaghi, K., *Theoretical Soil Mechanics*, John Wiley and Sons, pp.11-15, 1943.
- 6) Bishop, A. W., The principal of effective stress, *Geotechnical Institute*, No.32, pp.1-5, 1960.
- 7) Roscoe, K.H., Schofield, A. N. and Thurairajah, A., Yielding of clays in states wetter than critical, *Geotechnique*, Vol.212, No.3, pp.250-255, 1963.
- 8) Bio, M. A.: General Theory of Three-di,emnsional Consolidation, *Journ. Appl. Ohys.*, pp.12-155, 1941.
- 9) Taira, A., Hill, 1., Firth, J., Bemmer, U., Bruckmann, W., Byrne, T., Chabernaud, T., Fisher, A., Foucher, J.P., Gamo, T., Gieskes, J., Hyndman, R., Karig, D., Kastner, M., Kato, Y., Lallemand, S., Lu, R., Maltman, A., Moore, G., Moran, K., Olafsson, G., Owens, W., Pickering, K., Siena, F., Taylor, E., Underwood, M., Wilkinson, C., Yamano, M. and Zhang, J., Sediment deformation and hydrogeology of the Nankai Trough accretionary prism : Synthesis of shipboard results of ODP Leg 131, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 109, pp.431-450, 1992.
- 10) Ito, Y., and Obara, K., Dynamic deformation of the accretionary prism excites very low frequency earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L02311, 2006, doi. 10.1029/2005GL25270.
- 11) Sakaguchi, Seismic slip propagation to the updip end of plate boundary subduction interface faults: Vitrinite reflectance geothermometry on Integrated Ocean Drilling Program NanTro SEIZE cores, *Geology*, 39, 395-398, 2011. doi: 10.1130/G31642.1.
- 12) Matt J. Ikari., Y. Ito., K. Ujiie., Achim J. Kopf., Spectrum of slip behavior in Tohoku fault zone samples at plate tectonic slip rates, *Nature Geoscience*, Vol.8, pp.870-874, 2015.
- 13) 林真珠, 続成変質作用で認められるイライト-スメクタイト混合層鉱物の変化, *Earth Science.*, Vol.59, pp.257-266, 2005.
- 14) 佐藤幹夫, 前川竜夫, 奥田義久 : 天然ガスハイドレートのメタン量と資源量の推定, 地質学会誌, Vol.102, pp.959-971, 1996.
- 15) 軽部大蔵, 加藤正司, 浜田耕一, 本田道識., 不飽和土の間隙水の状態と土塊の力学挙動の関係について. 土木学会論文集, Vol.34, No. 535, 83-92, 1996.

- 16) Frederick M. Chester, Christie Rowe, Kohtaro Ujiie, James Kirkpatrick, Christine Regalla, Francesca Remitti, J. Casey Moore, Virginia Toy, Monica Wolfson-Schwehr, Santanu Bose, Jun Kameda, James J. Mori, Emily E. Brodsky, Nobuhisa Eguchi, Sean Toczko, Structure and Composition of the Plate-Boundary Slip Zone for the 2011 Tohoku-Oki Earthquake, *Science*, 342(6163), 1208-1211, 2013.
- 17) Takayama, Y., Iizuka, A., Ohwada, H., Ishii, T. and Kobayashi, I., Coupled hydraulic-mechanical-chemical modelong for cement-bentonite barrier system (2) mechanical modeling of bentonite engineered barrier in consideration of long term chemical alteration, *International conference on the performance of engineererd barriers*, pp.339-345, 2014.
- 18) Miyamoto, Y., Sako, K., Shimada, T. and Kitamura, R., Modeling taken account of evaporation for heat transfer and seepage in unsaturated soil, *Journal of applied mechanics*, Vol. 5, pp.481-490, 2002.
- 19) 水科篤郎, 萩野文丸 ; 輸送現象, 産業図書, pp.360, 1981.
- 20) 八田珠郎, ESCA による岩石・鉱物の変質過程の解析, *Japanese Society of Soil Science and Planet Nutrition*(日本土壌肥料科学会公演要旨集), Vol.41, pp.254-255, 1995.
- 21) Ladd, C.C. and Lambe, T.W., The Strength of “Undisturbed”Clay Determined from Undrained Testes, ASTM, STP-361(Laboratory Shear Testing of Soils), pp342~371, 1963.
- 22) Okumura, T., Studies on the Disturbance of Clay Samples(2nd Report)-Stress Changes of an Unsaturated Clay during Sampling-, Report of the Port and Harbour Research Institute, Vol.8, No.3, pp.77~98, 1969 (in Japanese).
- 23) Nakase, A., Kusakabe, O. and Nomura, H., A method for correcting undrained shear strength for sample disturbance, *Soils and Foundations*, Vol.25, No.1, pp.52-64, 1985.
- 24) 藤下利男, 荷重除去に伴う粘土の膨張について, 港湾技術研究所報告, 第4巻, 第1号, 1965.
- 25) Skempton, A.W., The Pore-pressure coefficients A and B, *Geotechnique*, Vol.4, No.4, pp.143-147, 1954.
- 26) Christopher H. Scholz, Earthquakes and friction laws, *Nature*, 391, 37-42, 1998.
doi:10.1038/34097

2. 溶存気体の状態変化及び鉱物の変質を考慮できる土/水/気体連成数理モデル

巨視的に見ると、あらゆる物質は、固体・液体・気体に分類される三態のうちその温度や圧力によって最も安定した状態で存在し、状態図で表されるように温度及び圧力変化に伴いその状態は可変である¹⁾。このような状態変化は力学的な観点からみると、固相・液相・気相の相変化現象である。本章では、海底地盤にも適用可能な力学モデルの構築にあたり、その第一歩として、溶存気体の状態変化及び鉱物の変質を考慮できる相変化モデルを提案する。

2-1 既存の土の三相モデル

まず、土を図-2.1 に示すように、固相（土粒子）、液相（間隙水）、気相（間隙気体）の3物質で構成される混合体であると仮定すると、各相の移動を支配する方程式は連続条件式によって記述され、式の導出には混合体理論²⁾を用いて導出された質量保存式が必要である。本章では、各相の質量保存式から、連続条件式の導出を行う。

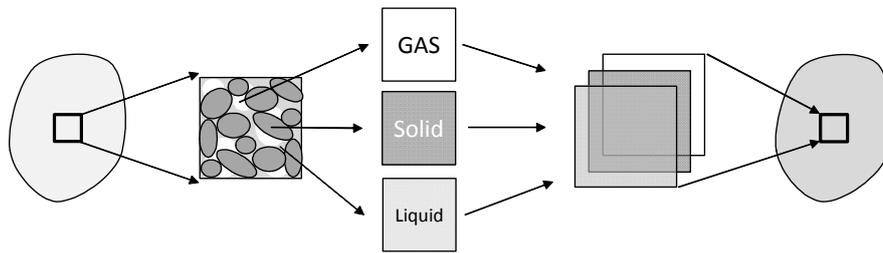


図-2.1 混合体理論の概念図

2-1-1 質量保存則³⁾

質量保存則は、物体の質量はあらゆる過程を通じて生成消滅せず不変であると定義される。運動する物体について、現在配置 B_t における物体内部の密度を $\rho(\mathbf{x}, t)$ と表すと、 B_t における全質量 m は以下のように与えられる。

$$m = \int_{B_t} \rho(\mathbf{x}, t) dv \quad (2.1)$$

質量保存則より、この積分量が時間に伴って不変であることから、質量の時間変化率 \dot{m} は、

$$\dot{m} = \frac{D}{Dt} \int_{B_t} \rho(\mathbf{x}, t) dv = 0 \quad (2.2)$$

と記述できる。このように、連続体がもつ物理量の総量は積分で表されるため、その時間変

化率は、被積分関数である物理量だけではなく、積分領域 B_i 自体にもわたる積分量の物質時間微分という形になる。Reynolds の輸送定理³⁾に基づく、式(2.1)の物質時間微分は次のように表すことができる。

$$\frac{D}{Dt} \int_{B_i} \rho(\mathbf{x}, t) dv = \int_{B_i} (\dot{\rho} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v}) dv = 0 \quad (2.3)$$

ここで、 B_i 内部の任意の領域についても質量保存が成り立つため、式(2.2)は B_i のいたる点で被積分関数がゼロ、すなわち、

$$\dot{\rho} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0 \quad (2.4)$$

が成立する。式(2.3)は局所形の質量保存の式である。ここに、 ρ は全領域の密度、 div は Euler 表記の発散演算子、 \mathbf{v} は速度ベクトルである。

土試料は複数の材料が混ざり合った混合体である。全領域の質量保存式は、固相・液相・気相の実質部分の密度を ρ_s, ρ_w, ρ_g とし、コントロールボリュームに対する密度（部分密度）を $\bar{\rho}_s, \bar{\rho}_w, \bar{\rho}_g$ とすると、

$$\dot{m} = \frac{D}{Dt} \int_V (\bar{\rho}_s + \bar{\rho}_w + \bar{\rho}_g) dv \quad (2.5)$$

と表される。ここで、各相の部分密度を、

$$\bar{\rho}_s = (1-n)\rho_s \quad (2.6)$$

$$\bar{\rho}_w = nS_r\rho_w \quad (2.7)$$

$$\bar{\rho}_g = n(1-S_r)\rho_g \quad (2.8)$$

とする。ここに、 n : 間隙率、 S_r : 飽和度である。混合体理論²⁾に基づく、混合体の構成成分は各々質量保存則を満足する。すなわち、土粒子、間隙水、間隙気体質量の時間変化率 $\dot{m}_s, \dot{m}_w, \dot{m}_g$ は、

$$\dot{m}_s = \frac{D}{Dt} \int \bar{\rho}_s dV$$

$$\dot{m}_w = \frac{D}{Dt} \int \bar{\rho}_w dV$$

$$\dot{m}_g = \frac{D}{Dt} \int \bar{\rho}_g dV$$

となる。式(2.4)に示す質量保存式より、上式は以下のように記述できる。

$$\dot{\bar{\rho}}_s + \bar{\rho}_s \operatorname{div} \mathbf{v}_s = 0 \quad (2.9)$$

$$\dot{\bar{\rho}}_w + \bar{\rho}_w \operatorname{div} \mathbf{v}_w = 0 \quad (2.10)$$

$$\dot{\bar{\rho}}_g + \bar{\rho}_g \operatorname{div} \mathbf{v}_g = 0 \quad (2.11)$$

ここで、 $\mathbf{v}_s, \mathbf{v}_w, \mathbf{v}_g$ は、各相での土粒子、間隙水、間隙気体の速度ベクトルである。

2-1-2 連続条件式の導出⁴⁾

質量保存式を用いて各相の連続条件式の導出を行う。固相を主体とした運動の記述を行うものとし、液相及び気相の連続条件式は固相を基準として導出する。

● 液相の連続条件式

式(2.9)及び式(2.10)を連立させることで液相の連続条件式の導出を行う。

$\dot{\bar{\rho}}_s + \bar{\rho}_s \operatorname{div} \mathbf{v}_s = 0$ に $\dot{\bar{\rho}}_s = -\dot{n}\rho_s$, $\bar{\rho}_s = (1-n)\rho_s$ を代入すると,

$$\dot{n} = (1-n) \operatorname{div} \mathbf{v}_s \quad (2.12)$$

$\dot{\bar{\rho}}_w + \bar{\rho}_w \operatorname{div} \mathbf{v}_w = 0$ に $\dot{\bar{\rho}}_w = -\dot{n}S_r\rho_w + n\dot{S}_r\rho_w + nS_r\dot{\rho}_w$, $\bar{\rho}_w = nS_r\rho_w$ を代入すると,

$$\dot{n}S_r + n\dot{S}_r + nS_r \frac{\dot{\rho}_w}{\rho_w} + nS_r \operatorname{div} \mathbf{v}_w = 0 \quad (2.13)$$

$\frac{\dot{\rho}_w}{\rho_w}$ は、液相体積の時間変化率を表すので、 $\frac{\dot{\rho}_w}{\rho_w} = \frac{\dot{p}_w}{K_w}$ と書ける。ここに、 \dot{p}_w : 間隙水圧の

時間変化率、 K_w : 液相の圧縮率である。したがって式(2.13)は、

$$\dot{n}S_r + n\dot{S}_r + \frac{nS_r}{K_w} \dot{p}_w + nS_r \operatorname{div} \mathbf{v}_w = 0 \quad (2.14)$$

式(2.12), (2.14)から,

$$(1-n)S_r \operatorname{div} \mathbf{v}_s + n\dot{S}_r + \frac{nS_r}{K_w} \dot{p}_w + nS_r \operatorname{div} \mathbf{v}_w = 0 \quad (2.15)$$

$$S_r v_{s,i} + n\dot{S}_r + \frac{nS_r}{K_w} \dot{p}_w + \operatorname{div} \{nS_r(\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s)\} = 0 \quad (2.16)$$

ダルシー速度を適用すると,

$$-S_r \dot{\varepsilon}_v + n\dot{S}_r + \frac{nS_r}{K_w} \dot{p}_w + \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}}_w = 0 \quad (2.17)$$

が得られる。ここに、 $\dot{\varepsilon}_v$: 体積ひずみの時間変化率である。また、 $\tilde{\mathbf{v}}_w$ は混合体全体からみた間隙流体の相対速度ベクトルであり ($\operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}}_w = n(\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s)$), ダルシー流体⁵⁾を仮定している。

式(2.17)は固相と液相の連続条件式である。飽和土を扱う場合、式(2.17)で $S_r = 1.0$, $\dot{S}_r = 0$ とすることで、固相と液相のみを考えて導出した場合の連続条件式になる。

● 固相と気相の連続条件式の導出

式(2.9)及び式(2.11)を連立させることで気相の連続条件式の導出を行う。

$\dot{\bar{\rho}}_g + \bar{\rho}_g \operatorname{div} \mathbf{v}_g = 0$ に $\bar{\rho}_g = n(1-S_r)\rho_g$, $\dot{\bar{\rho}}_g = \dot{n}(1-S_r)\rho_g - n\dot{S}_r\rho_g + n(1-S_r)\dot{\rho}_g$ を代入すると,

$$\dot{n}(1-S_r) - n\dot{S}_r + n(1-S_r)\frac{\dot{\rho}_g}{\rho_g} + n(1-S_r)\operatorname{div} \mathbf{v}_g = 0 \quad (2.18)$$

式(2.12), (2.18)から,

$$(1-n)\operatorname{div} \mathbf{v}_s(1-S_r) - n\dot{S}_r + n(1-S_r)\frac{\dot{\rho}_g}{\rho_g} + n(1-S_r)\operatorname{div} \mathbf{v}_g = 0 \quad (2.19)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v}_s(1-S_r) - n\dot{S}_r + n(1-S_r)\frac{\dot{\rho}_g}{K_g} + \operatorname{div} \{n(1-S_r)(\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s)\} = 0 \quad (2.20)$$

$$-(1-S_r)\dot{\varepsilon}_v - n\dot{S}_r + \frac{n(1-S_r)}{K_g}\dot{\rho}_g + \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}}_g = 0 \quad (2.21)$$

ここに, $\dot{\rho}_g$: 間隙気体圧の時間変化率, K_g : 気相の圧縮率, $\tilde{\mathbf{v}}_g$ は混合体全体からみた間隙気体の相対速度ベクトルであり ($\tilde{\mathbf{v}}_g = n(1-S_r)(\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s)$), 間隙流体と同様ダルシー流体⁵⁾を仮

定する. 理想気体の状態方程式 $(p_g + p_{a_0})V_g = nRT$ より, $\rho_g = \frac{M}{RT}p_g$ であり, 温度一定であ

ると仮定すると,

$$\rho_g = \frac{M}{RT}(p_g + p_{a_0})$$

$$\dot{\rho}_g = \frac{M}{RT}\dot{p}_g$$

$$\frac{\dot{\rho}_g}{\rho_g} = \frac{\dot{p}_g}{p_g + p_{a_0}}$$

一方, $\frac{\dot{\rho}_g}{\rho_g} = \frac{\dot{p}_g}{K_g}$ であるから, $K_g = p_g + p_{a_0}$ となる. ここに, p_{a_0} : 大気圧, V_g : 気相の体

積, n : モル数, M : 物質モル質量(g/mol), R : 気体定数(J/K · mol), T : 温度(K)である.

よって, 固相と気相の連続条件式は,

$$-(1-S_r)\dot{\varepsilon}_v - n\dot{S}_r + \frac{n(1-S_r)}{p_g + p_{a_0}}\dot{p}_g + \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}}_g = 0 \quad (2.22)$$

2-2 海底地盤を対象とする地盤力学で考慮すべき項目

陸上地盤と比較した海底地盤の主な特徴を簡単にまとめる⁶⁾。

1. 間隙水が海水である
2. 水深が深いほど静水圧が大きく、それに等しい間隙水圧が作用するため拘束圧が大きい
3. 堆積物がたくさんの溶存気体を含む
4. 急速な堆積域での未圧密地盤の形成
5. 高温高压領域で鉱物の変質が生じる

これらは、海底地盤の安定性評価に影響を及ぼすと考えられる。海底地盤の力学挙動を適切に記述するためには、少なくとも<3. 溶存気体の影響>と<5. 鉱物の変質>について考慮する必要があると考えた。本節ではこれらの現象を考慮した連続条件式の導出を行う。

2-2-1 溶存気体の状態変化を考慮したモデル

耐圧容器中に水と炭酸ガスを封入し加圧すると、水に炭酸ガスが溶解して炭酸水ができる。また、耐圧容器を開放すると、圧力が大気圧まで低下し、水に溶けた炭酸ガスが気化することで泡が発生する。海底地盤の間隙水中に存在するであろう溶存気体の影響を考慮するためには、まずこのような現象を記述する必要がある。溶存気体の影響は、浸透流解析^{7),8),9)}、不飽和の非排気非排水せん断特性の評価^{10),11)}、高飽和度付近での間隙水圧の伝播^{12),13),14)}や、数十MPaもの大きな拘束圧をかけて行う土質実験¹⁵⁾等様々な分野でヘンリーの法則を用いて考慮されている。これら既往の研究では、せん断を受ける不飽和土の間隙空気圧の変化式を導出した Hilf(1998)¹⁶⁾の方程式が多く引用されて用いられているが、Hilfの方程式は気体の体積変化式であり、これによって気体の溶解が及ぼす影響を考慮している。また、間隙水圧と間隙気体圧は常に同じ値を取ると仮定されており、サクシヨンの影響を考慮できない。しかし、サクシヨンは不飽和土の力学挙動に大きな影響を及ぼすことが分かっていることから¹⁷⁾、サクシヨンを無視した仮定は適切ではない。さらに本研究で拡張する既存の不飽和モデル¹⁸⁾にも適さない。そこで本研究では、溶存気体を考慮できる新たなモデルを提案する。

前述した炭酸ガスの例えを土の三相図で考えるため、炭酸水を液相、泡を気相とすると、圧力変化に伴い液相の一部が気相に相変化する、と言い換えることができる。このことから本研究では、溶存気体の影響を液相と気相の相変化として表現する。ここで、三相図を用いた不飽和化の過程を図-2.2 に示す。ここに、 V_g ：気相の体積、 V_w ：液相の体積、 m_g ：気相中に存在する気体の質量、 m_{dg} ：液相中に存在する気体の質量、 m_w ：液相の質量である。圧力増加に伴う飽和化の過程は、図-2.2 の右から左への変化である。本節では、図-2.2 に示した現象を表現できる数理モデルの構築を行う。

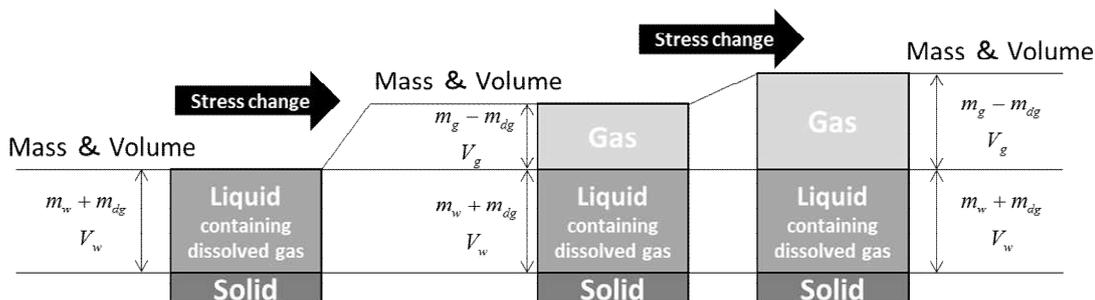


図-2.2 相変化の模式図

2-2-1.1 ヘンリーの法則

ヘンリーの法則は、「一定温度の下で一定量の液体に溶ける気体の質量はその気体の圧力に比例する」と定義された気体に関する法則であり、1803年に William Henry により提唱された¹⁹⁾。混合気体の場合、その混ざっている気体それぞれの分圧に気体の溶解度は比例する。ヘンリーの法則は以下の式で示される。

$$m_{dg} = k_h p_x V_w \quad (2.23)$$

ここに、 p_x : 有効応力 or 間隙水圧 or 間隙気体圧(kPa), k_h : ヘンリー定数($\text{mol/m}^3 \cdot \text{kPa}$), m_{dg} : 溶解気体質量(g), V_w : 液相の体積(m^3)である。

ここで、Phillip *et al.*²⁰⁾や坂牧²¹⁾は、圧力が 10MPa 以下であれば、メタンの水に対する溶解量は圧力に比例し、ヘンリー則が成り立つことを実験的に示している(図-2.3)。このことから、本研究では溶解量はヘンリーの法則に従うと仮定した。また、溶解現象の際に生じる温度変化は考慮しない。

図-2.4 はヘンリーの法則を簡潔に図式化したものである。図-2.4 は、全圧 Δp を加えたとき、気体が水に溶解した後の力の釣り合いにおいて、気体圧 p_g と水圧 p_w が等しくなっていることを示す。本研究では、土を固相・液相・気相の三相系で考えており、加える外力は各相において、有効応力・間隙水圧・間隙気体圧にそれぞれ分解される。そのため、ヘンリーの法則で用いられる全圧 p に、どの値を用いることが妥当かということについて検討を行う必要がある。今、ここでは便宜上、ヘンリー則における圧力を p_x としておき、式導出後に検討する。

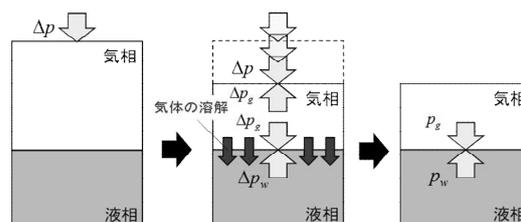
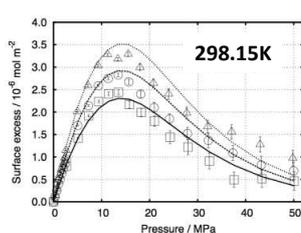
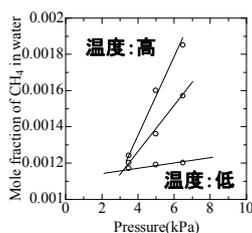


図-2.3 圧力-メタン溶解量^{17),18)}

図-2.4 ヘンリーの法則

水に対する各種気体のヘンリー定数は、任意の温度 $T(K)$ において以下の式で算出される(表-2.1²²⁾).

$$H = \exp(\ln H_0 + A(1 - \frac{T_0}{T}) + B \ln(\frac{T}{T_0}) + C(\frac{T}{T_0} - 1))$$

H_0 は $T_0=298.15(K)$ におけるヘンリー定数である. 表-2.1 の値を用いて算出したヘンリー定数 H を, 次の手順で k_h に変換する.

$$H_c = (H \times 100)V_m \quad (2.24)$$

$V_m = 1.8 \times 10^{-5} (m^3 / mol)$: 水のモル体積

$$H_c^* = H_c M \quad (2.25)$$

M : 物質モル質量(g/mol)

$$k_h = \frac{1}{H_c^*} (mol/m^3 \cdot kPa) \quad (2.26)$$

以上のように算出したヘンリー定数 k_h を本研究では用いる.

ガスの水に対するヘンリー定数H					
ガス	H_0 [MPa]	A [-]	B [-]	C [-]	温度範囲 [K]
CF ₄	26 530	51.745	-45.669		276~324
He	14 480	14.287	-14.009		273~349
N ₂	8 569	28.952	-24.798		273~349
空気	7 262	26.149	-21.652		273~374
H ₂	7 179	18.543	-16.889		273~354
CO	5 878	27.828	-23.337		273~354
C ₄ H ₁₀	4 612	55.336	-44.862		273~349
O ₂	4 420	29.339	-24.453		273~349
CH ₄	4 041	30.561	-25.038	0.0428	273~354
Ar	4 023	25.076	-20.140		273~349
C ₃ H ₈	3 747	53.400	-44.324		273~349
C ₂ H ₆	3 029	44.837	-37.553	0.6861	273~354
NO	2 914	27.618	-22.816		273~359
C ₂ H ₄	1 181	26.697	-20.511		287~346
O ₃ *	439	6.592			277~294
COS	264.2	40.332	-30.366		273~304
N ₂ O	232	29.793	-21.253		273~314
CO ₂ *	165.8	29.319	-21.669	0.3287	273~354
C ₂ H ₂	135.5	27.369	-21.402		273~344
H ₂ S*	54.75	27.592	-20.231	-0.3858	273~334

注: $\ln(H/H_0) = A(1 - T_0/T) + B \ln(T/T_0) + C(T/T_0 - 1)$; $T_0 = 298.15K$.
*水中の反応を無視
[Wilhelm, E., R. Battino and R. J. Wilcock; *Chem. Rev.*, 77, 219 (1977); IUPAC Solubility Data Series: vol. 1 (He, Ne), vol. 2 (Kr, Xe, Rn), vol. 4 (Ar), vol. 5/6 (H₂, D₂), vol. 7 (O₂, O₃), vol. 8 (N₂, O, NO), vol. 9 (Ethane), vol. 10 (N₂, air), vol. 12 (SO₂, Cl₂, F₂, Cl₂O, ClO₂), vol. 24 (Propane, Butane, 2-Methylpropane), vol. 27/28 (Methane), vol. 43 (CO), Pergamon, Oxford since vol. 1 (1979) and now]

表-2.1 ガスの水に対するヘンリー定数²²⁾

2-2-1.2 溶存気体を考慮した連続条件式の導出

気相中に存在する間隙気体は全て理想気体として扱い, ボイル=シャルルの法則(Combined gas law)から導出される状態方程式が成り立つと仮定した. 液相中に存在する溶存気体にはヘンリーの法則を適用する. また, 以下にモデル化にあたり仮定した項目をまとめる.

1. 溶存気体は液相中では体積をもたず, 溶解しても液相の体積変化に影響を及ぼさない
2. 溶解に伴う温度変化は考慮しない
3. 気体の溶解速度は極めて速く, 間隙水は圧力変化に伴い, 即座に圧力に比例した溶存気体量で飽和状態となる²³⁾
4. 間隙水自身の状態変化は考慮しない

● 溶存気体密度

溶存気体の密度は式(2.23)より,

$$\rho_{dg} = \frac{m_{dg}}{V_w} = k_h p_x \quad (2.27)$$

と書き表すことができる.

- 間隙気体密度

状態方程式 $p_g V_g = \frac{m_g}{M} RT$ より, V_g について整理し, 両辺微分すると以下の式を得る.

$$\dot{V}_g = \frac{RT}{M} \left(\frac{\dot{m}_g}{p_g} - \frac{m_g}{p_g^2} \dot{p}_g \right) \quad (2.28)$$

式(2.22)の右辺第一項は, 溶解に伴う質量変化により生じる気相の体積変化を表す項であり, この質量変化はヘンリー則により求まる. 第二項は, 圧縮により生じる気相の体積変化を表す項であり, ボイルの法則に従う. このことから, 溶存気体の影響を考える場合であっても, 状態方程式を用いることで溶存気体の影響を考慮した気相密度を導出することができるため, 間隙気体の密度は以下のように表すことができる.

$$\rho_g = \frac{m_g}{V_g} = \frac{M}{RT} p_g \quad (2.29)$$

- 質量保存則

気相中の気体が溶解しても液相の質量変化はないものと仮定すると, 液相の質量保存が成り立つ. しかし, 系において気体の質量は, 液相と気相にそれぞれ存在するため, 気相の質量保存は, 気相中の気体の質量と, 液相中の溶存気体の質量の和が保存することになる. 液相中に含まれる溶存気体の実質部分の密度を ρ_{dg} とし, コントロールボリュームに対する密度を $\bar{\rho}_{dg}$ とすると,

$$\bar{\rho}_{dg} = n S_r \rho_w \quad (2.30)$$

と表される. 質量保存則は, 液相中の溶存気体と気相中の気体の和が保存するので,

$$\left(\dot{\bar{\rho}}_g + \bar{\rho}_g \operatorname{div} \mathbf{v}_g \right) + \left(\dot{\bar{\rho}}_{dg} + \bar{\rho}_{dg} \operatorname{div} \mathbf{v}_w \right) = 0 \quad (2.31)$$

となる. ここで, 溶存気体は液相中に存在するため, 水のダルシー則が適用できると仮定した.

- 固相と液相の連続条件式

溶存気体を考慮しない場合と同様である.

- 固相と気相の連続条件式の導出

式(2.31)に $\bar{\rho}_g = n(1 - S_r)\rho_g$, $\bar{\rho}_{dg} = n S_r \rho_w$ と, それぞれ両辺微分した式

$\dot{\bar{\rho}}_g = \dot{n}(1 - S_r)\rho_g - n\dot{S}_r\rho_g + n(1 - S_r)\dot{\rho}_g$, $\dot{\bar{\rho}}_{dg} = \dot{n}S_r\rho_w + n\dot{S}_r\rho_w + nS_r\dot{\rho}_w$ を代入すると,

$$\dot{n}(1-S_r) - n\dot{S}_r + n(1-S_r)\frac{\dot{\rho}_g}{\rho_g} + n(1-S_r)\operatorname{div} \mathbf{v}_g + \left(\dot{n}S_r \frac{\rho_{dg}}{\rho_g} + n\dot{S}_r \frac{\rho_{dg}}{\rho_g} + nS_r \frac{\dot{\rho}_{dg}}{\rho_g} + nS_r \frac{\rho_{dg}}{\rho_g} \operatorname{div} \mathbf{v}_w \right) = 0 \quad (2.32)$$

式(2.12), (2.32)から,

$$(1-n)\operatorname{div} \mathbf{v}_s(1-S_r) - n\dot{S}_r + n(1-S_r)\frac{\dot{\rho}_g}{\rho_g} + n(1-S_r)\operatorname{div} \mathbf{v}_g + \left((1-n)\operatorname{div} \mathbf{v}_s S_r \frac{\rho_{dg}}{\rho_g} + n\dot{S}_r \frac{\rho_{dg}}{\rho_g} + nS_r \frac{\dot{\rho}_{dg}}{\rho_g} + nS_r \frac{\rho_{dg}}{\rho_g} \operatorname{div} \mathbf{v}_w \right) = 0 \quad (2.33)$$

$\frac{\rho_{dg}}{\rho_g} = k_h \frac{RT}{M} = A_{dg}$ として整理すると,

$$\operatorname{div} \mathbf{v}_s(1-S_r) - n\dot{S}_r + \frac{n(1-S_r)}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_g + \operatorname{div} \{n(1-S_r)(\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s)\} + A_{dg}S_r \operatorname{div} \mathbf{v}_s + A_{dg}n\dot{S}_r + A_{dg} \frac{nS_r}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_x + A_{dg} \operatorname{div} \{nS_r(\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s)\} = 0 \quad (2.34)$$

$$\Leftrightarrow -(1-S_r + A_{dg}S_r)\dot{\varepsilon}_v - (1-A_{dg})n\dot{S}_r + \frac{n(1-S_r)}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_g + \frac{A_{dg}nS_r}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_x + \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}}_g + A_{dg} \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}}_w = 0 \quad (2.35)$$

これは溶存気体の影響を考慮した固相と気相の連続条件式である.

ここで, ヘンリーの法則に用いる圧力 p_x について, 有効応力・間隙水圧・間隙気体圧のどれを用いることが最も妥当かについて検討を行う. 例えば, 飽和状態で全面非排気非排水条件の下圧縮する場合, 非排気非排水条件より,

$$\tilde{\mathbf{v}}_w = 0, \tilde{\mathbf{v}}_g = 0 \quad (2.36)$$

飽和状態であるため,

$$\dot{S}_r = 0 \quad (2.37)$$

さらに, 間隙水を非圧縮とすると,

$$\dot{\varepsilon}_v = 0 \quad (2.38)$$

式(2.35)に, 式(2.36), (2.37), (2.38)を代入すると,

$$\frac{n(1-S_r)}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_g + \frac{A_{dg}nS_r}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_x = 0 \quad (2.39)$$

となる. このとき, 飽和状態であるため間隙気体は存在せず, 間隙気体圧変化は生じないと考えられるため, $\dot{p}_g = 0$ となり, 式(2.39)は,

$$\frac{nS_r}{A} k_h \dot{p}_x = 0 \quad (2.40)$$

となる．式(2.40)が成立するためには $\dot{p}_x = 0$ となる必要がある．

$p_x = p_w$ とすると， $\dot{p}_w = 0$ となり，矛盾する．このことから，ヘンリーの法則に用いる圧力 p_x には，間隙気体圧 p_g を用いることが妥当であるといえる．このとき溶存気体密度変化は，

$$\dot{\rho}_{dg} = k_h \dot{p}_g \quad (2.41)$$

となり，式(2.35)は，

$$-(1 - S_r + A_{dg} S_r) \dot{\epsilon}_v - (1 - A_{dg}) n \dot{S}_r + \left(\frac{n(1 - S_r) + A_{dg} n S_r}{p_g + p_{a0}} \right) \dot{p}_g + \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_g + A_{dg} \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_w = 0 \quad (2.42)$$

となり，式(2.42)が溶存気体を考慮した連続条件式である．

2-2-2 鉱物の変質を考慮したモデル

鉱物の変質には，層間陽イオンの交換によるスメクタイト-イライト化反応，オパール-石英反応，サポナイト-緑泥石化反応等が知られている²⁴⁾．中でも，現在プレート境界沈み込み帯で巨大津波を引き起こす原因としてスメクタイト-イライト化反応が注目されており，これら粘土鉱物の変質に伴う摩擦特性の変化が海底地殻浅部での滑り破壊の原因ではないかと考えられている²⁵⁾．今までの地盤力学では，図-2.5 に示すように間隙比変化は有効応力変化によってのみ生じるものであった．しかし，変質により固相体積自身が変わる場合，間隙比変化は変質によっても生じることになる(図-2.5)．このとき，図-2.5 に示すように，間隙比変化とは液相体積の変化のことであることから，変質に伴い固相の一部が液相に相変化すると言える．このことから本研究では，変質の影響を固相と液相の相変化として表現する．変質に伴う固相-液相間の質量のやり取りは無視できるほど小さいと仮定すると，各相で質量保存則が成立する．土粒子密度は $\rho_s = m_s / V_s$ (ここで， V_s : 固相体積， m_s : 固相質量である．) と定義されるから， m_s が一定のまま V_s が変化すると，土粒子密度が変化することになる．このことから，変質により生じる間隙比変化を土粒子密度変化で表現することで，変質を考慮した数理モデルの構築を行う．

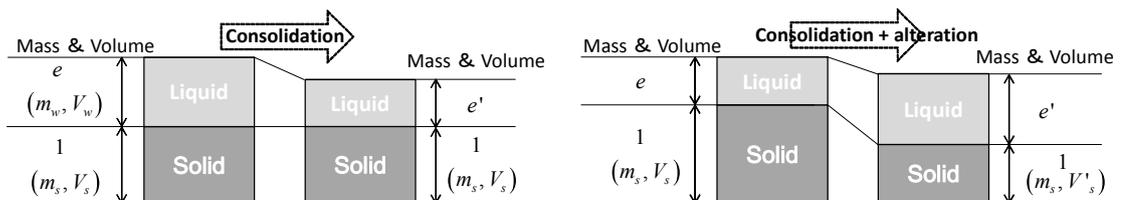


図-2.5 既存の飽和力学モデルと変質を考慮した力学モデル

2-2-2.1 土粒子密度変化式

まず初めに、変質パラメータ χ_a ($0 \leq \chi_a \leq 1$) を定義し、変質に伴い土粒子密度が徐々に変化する式を以下に示す.

$$\rho_s = \rho_{s_{ini}} - (\rho_{s_{ini}} - \rho_{s_{last}}) \chi_a \quad (2.43)$$

$$\rho_s = \rho_{s_{ini}} \quad \text{when } \chi_a = 0 \quad (2.44)$$

$$\rho_s = \rho_{s_{last}} \quad \text{when } \chi_a = 1 \quad (2.45)$$

ここで、 ρ_s は土粒子密度、 $\rho_{s_{ini}}$ は変質前の土粒子密度、 $\rho_{s_{last}}$ は変質後の土粒子密度を表す。式(2.6)に示す固相の部分密度式を両辺微分するとき、既存の飽和モデルでは、固相は非圧縮であることから $\dot{\rho}_s = 0$ としたが、変質を考慮する場合、固相の体積が変化するため $\dot{\rho}_s \neq 0$ である。このとき固相の部分密度変化量 $\dot{\rho}_s$ は、

$$\dot{\rho}_s = -\dot{n}\rho_s + (1-n)\dot{\rho}_s \quad (2.44)$$

となる。

2-2-2.2 鉱物の変質を考慮した連続条件式の導出

固相の質量保存式 $\dot{\rho}_s + \bar{\rho}_s \operatorname{div} \mathbf{v}_s = 0$ に $\bar{\rho}_s = (1-n)\rho_s$ 及び式(2.44)を代入すると、

$$\dot{n} = \frac{1-n}{\rho_s} \dot{\rho}_s + (1-n) \operatorname{div} \mathbf{v}_s \quad (2.45)$$

式(2.10)に示す液相の質量保存式と式(2.45)を連立し、整理すると、

$$\frac{1-n}{\rho_s} (\rho_{s_{last}} - \rho_{s_{ini}}) \dot{\chi}_a - \dot{\varepsilon}_v + \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}}_w = 0 \quad (2.46)$$

を得る。式(2.46)は、鉱物の変質を考慮した連続条件式である。

また式(2.46)から、水の出入りを許さない場合、変質によって体積変化が生じ、体積変化を許さない場合、変質によって水の流出が生じることが分かる。

2-3 数理モデルの定式化^{1),26),27),28)}

本節では、既存の土/水/気体連成有限要素解析プログラム DACSAR-I²⁹⁾に、拡張したモデル（不飽和・溶存気体・鉱物の変質）を適用するため、構築した支配方程式の離散化を行う。

- 動的土/水/気体連成問題の支配方程式（圧縮を正）

運動方程式：
$$\rho \ddot{\mathbf{u}} + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \rho \mathbf{b} = 0$$

有効応力式：
$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma}_{\text{net}} + p_s \mathbf{1}, \quad \boldsymbol{\sigma}_{\text{net}} = \boldsymbol{\sigma} - p_g \mathbf{1}, \quad p_s = S_e s = S_e (p_g - p_w)$$

構成式：
$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{C} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \mathbf{C}^{S_e} \dot{S}_e$$

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

連続条件式（固相と液相）：
$$-S_r \dot{\varepsilon}_v + n \dot{S}_r + \frac{n S_r}{K_w} \dot{p}_w + \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_w = 0$$

連続条件式（固相と気相）：
$$-(1-S_r) \dot{\varepsilon}_v - n \dot{S}_r + \frac{n(1-S_r)}{p_{a0} + p_g} \dot{p}_g + \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_g = 0$$

ダルシー則（水）：
$$\text{div } \tilde{\mathbf{v}}_w = -\mathbf{K}_w \nabla h = -k_{rw} \mathbf{k}_w \nabla h, \quad h = \frac{p_w}{\rho_w g} + h^e$$

ダルシー則（気体）：
$$\text{div } \tilde{\mathbf{v}}_g = -\mathbf{K}_g \nabla h_g = -k_{rg} \mathbf{k}_g \nabla h_g, \quad h_g = \frac{p_g}{\rho_g g} + h_g^e$$

ここに、 ρ ：全領域の密度、 $\ddot{\mathbf{u}}$ ：加速度ベクトル、 \mathbf{b} ：単位質量あたりの物体力ベクトル、 $\boldsymbol{\sigma}$ ：全応力テンソル、 $\boldsymbol{\sigma}'$ ：有効応力テンソル、 $\mathbf{1}$ ：単位テンソル、 p_w ：間隙水圧、 p_g ：間隙気体

圧、 p_s ：サクシオン応力、 S_e ：有効飽和度 $\left(S_e = \frac{S_r - S_{rc}}{S_{rf} - S_{rc}}\right)$ 、 S_r ：飽和度、 S_{rc} ：残留飽和度、

S_{rf} ： $s=0$ での飽和度、 \mathbf{u} ：変位テンソル、 $\boldsymbol{\varepsilon}$ ：ひずみテンソル、 \mathbf{C} ：弾性剛性テンソル、 \mathbf{C}^{S_e} ：係数テンソル、 $\mathbf{v}_s, \mathbf{v}_w, \mathbf{v}_g$ ：土粒子、間隙水、間隙気体の流速ベクトル、 ε_v ：体積ひずみ、 n ：間隙率、 K_w ：間隙水の圧縮率、 p_{a0} ：大気圧、 \mathbf{K}_w ：不飽和透水係数テンソル、 k_{rw} ：比透水

係数 $\left[k_{rw} = S_e^2 \left\{1 - \left(1 - S_e^{\frac{1}{m}}\right)^2\right\}\right]$ 、 \mathbf{k}_w ：飽和透水係数テンソル、 m ：Mualem 定数、 h ：全水頭、

ρ_w ：水の密度、 h^e ：位置水頭、 g ：重力加速度、 \mathbf{K}_g ：不飽和透過係数テンソル、 k_{ra} ：比透

過係数 $\left[k_{ra} = (1-S_e)^o \left(1 - S_e^{\frac{1}{m}}\right)^{2m}\right]$ 、 \mathbf{k}_g ：飽和透気係数テンソル、 $\nabla = \text{grad}(\bullet) = \frac{\partial(\bullet)}{\partial \mathbf{X}}$ ：基準配置

での勾配演算子である。

連続条件式と構成式が速度型で与えられていることから、速度型として整合をとるために運

動方程式, 有効応力の式, 適合条件式をそれぞれ時間について全微分し増分型に書き直すと, 以下のような初期値境界値問題が得られる.

運動方程式:
$$\rho\ddot{\mathbf{u}} + \dot{\rho}\ddot{\mathbf{u}} + \nabla \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}} - \rho\dot{\mathbf{b}} - \dot{\rho}\mathbf{b} = 0$$

有効応力式:
$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \dot{\boldsymbol{\sigma}}_{\text{net}} + \dot{p}_s \mathbf{1}$$

構成式:
$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{C} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \mathbf{C}^{S_e} \dot{S}_e$$

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

連続条件式 (固相と液相):
$$-S_r \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v + n \dot{S}_r + \frac{n S_r}{K_w} \dot{p}_w + \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_w = 0$$

連続条件式 (固相と気相):
$$-(1-S_r) \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v - n \dot{S}_r + \frac{n(1-S_r)}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_g + \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_g = 0$$

ダルシー則 (水):
$$\tilde{\mathbf{v}}_w = -\mathbf{K}_w \nabla h$$

ダルシー則 (気体):
$$\tilde{\mathbf{v}}_g = -\mathbf{K}_g \nabla h_g$$

ここに, $\dot{\mathbf{u}}$: 速度ベクトル, $\ddot{\mathbf{u}}$: 躍度ベクトルである.

境界条件 (図-2.6)

変位境界:
$$\dot{\mathbf{u}} = \bar{\dot{\mathbf{u}}} \text{ on } S_u$$

応力境界:
$$-\dot{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n} = \bar{\dot{\mathbf{t}}} \text{ on } S_\sigma$$

水頭境界:
$$h = \bar{h} \text{ on } S_h$$

流量境界:
$$\tilde{\mathbf{v}}_w \cdot \mathbf{n} = \bar{q} \text{ on } S_q$$

気体頭境界:
$$h_g = \bar{h}_g \text{ on } S_{h_g}$$

気体流量境界:
$$\tilde{\mathbf{v}}_g \cdot \mathbf{n} = \bar{q}_g \text{ on } S_{q_g}$$

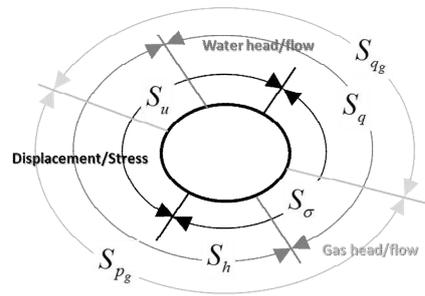


図-2.6 境界条件

ここに, \mathbf{t} : 境界 S_σ に作用する表面力ベクトル, \mathbf{n} : \mathbf{t} が作用する境界に立てた法線ベクトル, h : 全水頭, h_g : 気体圧力水頭, q : 境界 S_q から流出入する単位面積時間流量, q_g : 境界 S_{q_g} から流出入する単位面積時間気体流量であり, 頭の $\bar{\quad}$ (バー) は既知であることを示す. 領域 V を考え, その境界を S ($S = S_\sigma + S_u = S_h + S_q = S_{h_g} + S_{q_g}$) としている.

初期条件

$$-\dot{\boldsymbol{\sigma}}|_{t=0} = \bar{\boldsymbol{\sigma}}$$

$$h|_{t=0} = \bar{h}$$

$$h_g|_{t=0} = \bar{h}_g$$

2-3-1 弱形式化

土/水/気体連成問題を有限要素法で解くために、速度型運動方程式、連続条件式それぞれ任意の試験関数を用いて領域で積分し、支配方程式の弱形式化を行う。

- 速度型運動方程式の弱形式化

$$\text{運動方程式： } \rho \ddot{\mathbf{u}} + \dot{\rho} \dot{\mathbf{u}} + \nabla \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}} - \dot{\rho} \dot{\mathbf{b}} - \dot{\rho} \mathbf{b} = 0$$

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

速度型運動方程式に試験関数を乗じて体積積分すると、

$$\int_V \rho \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \ddot{\mathbf{u}} dV + \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{u}} dV + \int_V \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot (\nabla \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}) dV - \int_V \rho \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{b}} dV - \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{b} dV = 0 \quad (2.47)$$

上式の第3項は、部分積分、ガウスの発散定理、境界条件から、

$$\begin{aligned} \int_V \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot (\nabla \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}) dV &= \int_V \nabla \cdot (\delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}) dV - \int_V (\nabla \otimes \delta \dot{\mathbf{u}}) : \dot{\boldsymbol{\sigma}} dV \\ &\Leftrightarrow \int_S \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n} dS - \int_V (\nabla \otimes \delta \dot{\mathbf{u}}) : \dot{\boldsymbol{\sigma}} dV \\ &\Leftrightarrow \int_{S_u} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n} dS + \int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n} dS - \int_V (\nabla \otimes \delta \dot{\mathbf{u}}) : \dot{\boldsymbol{\sigma}} dV \\ \therefore \int_V \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot (\nabla \cdot \dot{\boldsymbol{\sigma}}) dV &= - \int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{t}} dS + \int_V \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\sigma}} dV \end{aligned} \quad (2.48)$$

と表せる。式(2.48)を式(2.47)に代入すると、

$$\int_V \rho \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \ddot{\mathbf{u}} dV + \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{u}} dV - \int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{t}} dS + \int_V \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\sigma}} dV - \int_V \rho \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{b}} dV - \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{b} dV = 0 \quad (2.49)$$

$$\begin{aligned} \dot{\boldsymbol{\sigma}}' &= \dot{\boldsymbol{\sigma}}_{\text{net}} + \dot{p}_s \mathbf{1} \\ &= \dot{\boldsymbol{\sigma}} - \dot{p}_a \mathbf{1} + \dot{S}_e s \mathbf{1} + S_e \dot{s} \mathbf{1} \\ &= \dot{\boldsymbol{\sigma}} - \dot{p}_a \mathbf{1} + \dot{S}_e (p_g - p_w) \mathbf{1} + S_e (\dot{p}_g - \dot{p}_w) \mathbf{1} \\ \therefore \dot{\boldsymbol{\sigma}} &= \dot{\boldsymbol{\sigma}}' + \dot{p}_a \mathbf{1} - \dot{S}_e (p_g - p_w) \mathbf{1} - S_e (\dot{p}_g - \dot{p}_w) \mathbf{1} \end{aligned} \quad (2.50)$$

式(2.49)に式(2.50)を代入すると、

$$\begin{aligned} &\int_V \rho \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \ddot{\mathbf{u}} dV + \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{u}} dV - \int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{t}} dS \\ &+ \int_V \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} : \left[\dot{\boldsymbol{\sigma}}' + \dot{p}_a \mathbf{1} - \dot{S}_e (p_g - p_w) \mathbf{1} - S_e (\dot{p}_g - \dot{p}_w) \mathbf{1} \right] dV - \int_V \rho \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{b}} dV - \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{b} dV = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Leftrightarrow & \int_V \rho \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \ddot{\mathbf{u}} dV + \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \ddot{\mathbf{u}} dV - \int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{t}} dS + \int_V \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\sigma}}' dV + \int_V \dot{p}_g \delta \dot{\varepsilon}_v dV \\
 & - \int_V \dot{S}_e p_g \delta \dot{\varepsilon}_v dV + \int_V \dot{S}_e p_w \delta \dot{\varepsilon}_v dV - \int_V S_e \dot{p}_g \delta \dot{\varepsilon}_v dV + \int_V S_e \dot{p}_w \delta \dot{\varepsilon}_v dV \\
 & - \int_V \rho \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{b}} dV - \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{b} dV = 0
 \end{aligned}$$

が得られる.

● 連続式 (液固) の弱形式化

$$\text{連続式 : } -S_r \dot{\varepsilon}_v + n \dot{S}_r + \frac{n S_r}{K_w} \dot{p}_w + \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_w = 0$$

$$\text{試験関数 : } \forall \delta h \in \left\{ \delta h = 0 \text{ on } S_h \right\}$$

連続式の両辺に試験関数を乗じ、領域 V で体積積分する

$$\int_V S_r \dot{\varepsilon}_v \delta h dV - \int_V n \dot{S}_r \delta h dV - \int_V \frac{n S_r}{K_w} \dot{p}_w \delta h dV - \int_V \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_w \delta h dV = 0 \quad (2.51)$$

上式の第4項は、部分積分、ガウスの発散定理、境界条件から、

$$\begin{aligned}
 \int_V \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_w \delta h dV &= \int_V \nabla \cdot (\tilde{\mathbf{v}}_w \delta h) dV - \int_V \tilde{\mathbf{v}}_w \cdot (\nabla \delta h) dV \\
 \Leftrightarrow \int_V \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_w \delta h dV &= \int_{S_q} \bar{q} \delta h dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}}_w \cdot (\nabla \delta h) dV
 \end{aligned} \quad (2.52)$$

と表せる. 式(2.52)を式(2.51)に代入すると,

$$\int_V S_r \dot{\varepsilon}_v \delta h dV - \int_V n \dot{S}_r \delta h dV - \int_V \frac{n S_r}{K_w} \dot{p}_w \delta h dV - \int_{S_q} \bar{q} \delta h dS + \int_V \tilde{\mathbf{v}}_w \cdot (\nabla \delta h) dV = 0 \quad (2.53)$$

$$\dot{S}_r = \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{s} = \frac{\partial S_r}{\partial s} (\dot{p}_g - \dot{p}_w) \text{ より,}$$

$$\int_V S_r \dot{\varepsilon}_v \delta h dV - \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{p}_g \delta h dV + \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{p}_w \delta h dV - \int_V \frac{n S_r}{K_w} \dot{p}_w \delta h dV - \int_{S_q} \bar{q} \delta h dS + \int_V \tilde{\mathbf{v}}_w \cdot (\nabla \delta h) dV = 0 \quad (2.54)$$

が得られる.

● 連続式 (気固) の弱形式化

$$\text{連続式 : } -(1 - S_r) \dot{\varepsilon}_v - n \dot{S}_r + \frac{n(1 - S_r)}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_g + \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_g = 0$$

$$\text{試験関数 : } \quad \forall \delta h_g \in \left\{ \delta h_g = 0 \text{ on } S_{p_g} \right\}$$

連続式の両辺に試験関数を乗じ、領域 V で体積積分する

$$\int_V \dot{\epsilon}_v (1 - S_r) \delta h_g dV + \int_V n \dot{S}_r \delta h_g dV - \int_V \frac{n(1 - S_r)}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_g \delta h_g dV - \int_V \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_g \delta h_g dV = 0 \quad (2.55)$$

ここで、上式左辺第4項に関して部分積分し、ガウスの発散定理を適用すると、

$$\begin{aligned} \int_V \text{div } \tilde{\mathbf{v}}_g \delta h_g dV &= \int_V \nabla(\tilde{\mathbf{v}}_g \delta h_g) dV - \int_V \tilde{\mathbf{v}}_g \cdot (\nabla \delta h_g) dV \\ &\Leftrightarrow \int_{S_{q_g}} \bar{q}_g \delta h_g dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}}_g \cdot (\nabla \delta h_g) dV \end{aligned} \quad (2.56)$$

と表せる。式(2.55)に式(2.56)を代入すると、

$$\int_V \dot{\epsilon}_v (1 - S_r) \delta h_g dV + \int_V n \dot{S}_r \delta h_g dV - \int_V \frac{n(1 - S_r)}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_g \delta h_g dV - \int_{S_{q_g}} \bar{q}_g \delta h_g dS + \int_V \tilde{\mathbf{v}}_g \cdot (\nabla \delta h_g) dV = 0 \quad (2.57)$$

$$\dot{S}_r = \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{s} = \frac{\partial S_r}{\partial s} (\dot{p}_g - \dot{p}_w) \text{ より,}$$

$$\begin{aligned} \int_V \dot{\epsilon}_v (1 - S_r) \delta h_g dV + \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{p}_g \delta h_g dV - \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{p}_w \delta h_g dV - \int_V \frac{n(1 - S_r)}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_g \delta h_g dV \\ - \int_{S_{q_g}} \bar{q}_g \delta h_g dS + \int_V \tilde{\mathbf{v}}_g \cdot (\nabla \delta h_g) dV = 0 \end{aligned} \quad (2.58)$$

が得られる。

2-3-2 空間離散化^{1),26),27),28)}

弱形式化された支配方程式をガラーキン法によって空間離散化する際、アイソパラメトリック要素を使用する。また、領域内の積分を厳密に実行することができるガウス積分を用いる。ここで、用いるガラーキン法を以下にまとめる。

$$\begin{aligned} \{\mathbf{u}\} &= [N] \{\mathbf{u}^{nse}\}, & \mathbf{h}_g &= [N_g] \{h_g^{nge}\} \\ \{\boldsymbol{\varepsilon}\} &= [B] \{\mathbf{u}^{nse}\}, & \{\nabla h_g\} &= [B_g] \{h_g^{nge}\} \\ \varepsilon_v &= [B_v] \{\mathbf{u}^{nse}\}, & h &= \frac{p_w}{\gamma_w} + h^e \rightarrow \dot{h} = \frac{\dot{p}_w}{\gamma_w} \quad \therefore \{\dot{p}_w\} = [N_h] \{\gamma_w \dot{h}\} \\ h &= [N_h] \{h^{mwe}\}, & & \\ \{\nabla h\} &= [B_h] \{h^{mwe}\}, & h_g &= \frac{p_g}{\gamma_g} + h_g^e \rightarrow \dot{h}_g = \frac{\dot{p}_g}{\gamma_g} \quad \therefore \{\dot{p}_g\} = [N_g] \{\gamma_g \dot{h}_g\} \end{aligned}$$

ここに、 $[N], [N_h], [N_g]$: 節点変位, 全水頭, 全気体圧力水頭に関する内挿関数マトリックス, $[B], [B_v]$: 節点変位からひずみ及び体積ひずみを求めるマトリックス, $[B_h], [B_g]$: 節点の水頭, 気体圧力水頭からそれぞれ流量, 気体流量を求めるマトリックスである。

● 速度型運動方程式の弱形式の空間離散化

$$\begin{aligned} & \int_V \rho \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \ddot{\mathbf{u}} dV + \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \ddot{\mathbf{u}} dV - \int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{t}} dS + \int_V \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} : \boldsymbol{\sigma}' dV + \int_V \dot{p}_g \delta \dot{\varepsilon}_v dV - \int_V \dot{S}_e p_g \delta \dot{\varepsilon}_v dV \\ & + \int_V \dot{S}_e p_w \delta \dot{\varepsilon}_v dV - \int_V S_e \dot{p}_g \delta \dot{\varepsilon}_v dV + \int_V S_e \dot{p}_w \delta \dot{\varepsilon}_v dV - \int_V \rho \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{b} dV - \int_V \dot{\rho} \delta \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{b} dV = 0 \end{aligned} \quad (2.59)$$

上式にガラーキン法を適用すると,

$$\begin{aligned} & \{\delta \mathbf{u}^{nse}\}^T \left[\int_{V_e} \rho [N]^T [N] dV \{\ddot{\mathbf{u}}^{nse}\} + \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T [N] dV \{\dot{\mathbf{u}}^{nse}\} - \int_{S_{\sigma e}} [N]^T \{\bar{\mathbf{t}}\} dS + \int_{V_e} [B]^T \{\boldsymbol{\sigma}'\} dV \right. \\ & + \int_{V_e} [B_v]^T [N_g] dV \{\gamma_g \dot{h}_g^{nge}\} - \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_g [B_v]^T [N_g] dV \{\gamma_g \dot{h}_g^{nge}\} \\ & + \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_g [B_v]^T [N_h] dV \{\gamma_w \dot{h}^{mwe}\} + \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_w [B_v]^T [N_g] dV \{\gamma_g \dot{h}_g^{nge}\} \\ & - \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_w [B_v]^T [N_h] dV \{\gamma_w \dot{h}^{mwe}\} - \int_{V_e} S_e [B_v]^T [N_g] dV \{\gamma_g \dot{h}_g^{nge}\} \\ & \left. + \int_{V_e} S_e [B_v]^T [N_h] dV \{\gamma_w \dot{h}^{mwe}\} - \int_{V_e} \rho [N]^T \{\mathbf{b}\} dV - \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T \{\mathbf{b}\} dV \right] = 0 \end{aligned}$$

また試験関数の任意性及び, $\{\boldsymbol{\sigma}'\} = [D] \{\boldsymbol{\varepsilon}\} + \{D^{Se}\} \dot{S}_e$ より,

$$\begin{aligned}
 & \int_{V_e} \rho [N]^T [N] dV \{ \ddot{\mathbf{u}}^{nse} \} + \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T [N] dV \{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \} + \int_{V_e} [B]^T [D][B] dV \{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \} \\
 & + \int_{V_e} [B]^T \{ D^{Se} \} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_g] dV \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} - \int_{V_e} [B]^T \{ D^{Se} \} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_h] dV \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} \\
 & + \int_{V_e} [B_v]^T [N_g] dV \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} - \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_g [B_v]^T [N_g] dV \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} \\
 & + \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_g [B_v]^T [N_h] dV \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} + \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_w [B_v]^T [N_g] dV \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} \\
 & - \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_w [B_v]^T [N_h] dV \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} - \int_{V_e} S_e [B_v]^T [N_g] dV \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} \\
 & + \int_{V_e} S_e [B_v]^T [N_h] dV \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} - \int_{S_{\sigma e}} [N]^T \{ \bar{\mathbf{t}} \} dS - \int_{V_e} \rho [N]^T \{ \dot{\mathbf{b}} \} dV \\
 & - \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T \{ \dot{\mathbf{b}} \} dV = 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 [M^e] &= \int_{V_e} \rho [N]^T [N] dV \\
 [C_M^e] &= \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T [N] dV \\
 [K_{uu}^e] &= \int_{V_e} [B]^T [D][B] dV \\
 [K_{uh1}^e] &= \int_{V_e} S_e [B]^T [N_h] dV & [K_{ug1}^e] &= \int_{V_e} S_e [B]^T [N_g] dV \\
 [K_{uh2}^e] &= \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_w [B]^T [N_h] dV & [K_{ug2}^e] &= \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_w [B]^T [N_h] dV \\
 [K_{uh3}^e] &= \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_g [B]^T [N_h] dV & [K_{ug3}^e] &= \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_g [B]^T [N_g] dV \\
 [K_{uh4}^e] &= \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} [B]^T \{ D^{Se} \} [N_h] dV & [K_{ug4}^e] &= \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} [B]^T \{ D^{Se} \} [N_g] dV \\
 \{ \dot{F}^e \} &= \int_{S_{\sigma e}} [N]^T \{ \bar{\mathbf{t}} \} dS + \int_{V_e} \rho [N]^T \{ \dot{\mathbf{b}} \} dV + \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T \{ \dot{\mathbf{b}} \} dV
 \end{aligned}$$

と置き、Rayleigh 減衰マトリクス $[C_R^e] = \alpha_0 [M^e] + \alpha_1 [K_{uu}^e]$ を導入すると、

$$\begin{aligned}
 & [M^e] \{ \ddot{\mathbf{u}}^{nse} \} + \left\{ [C_M^e] + [C_R^e] \right\} \{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \} + [K_{uu}^e] \{ \mathbf{u}^{nse} \} \\
 & + \left\{ [K_{uh1}^e] - [K_{uh2}^e] + [K_{uh3}^e] + [K_{uh4}^e] \right\} \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} \\
 & + \left\{ [K_{ug1}^e] + [K_{ug2}^e] - [K_{ug3}^e] - [K_{ug4}^e] \right\} \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} = \{ \dot{F}^e \}
 \end{aligned} \tag{2.60}$$

が得られる。ここに、 α_0, α_1 は Rayleigh 減衰マトリクスのパラメータである。

- 連続式（固液）の弱形式の空間離散化

$$\int_V S_r \dot{\epsilon}_v \delta h dV - \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial S} \dot{p}_g \delta h dV + \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial S} \dot{p}_w \delta h dV - \int_V \frac{n S_r}{K_w} \dot{p}_w \delta h dV - \int_{S_q} \bar{q} \delta h dS + \int_V \tilde{\mathbf{v}}_w \cdot (\nabla \delta h) dV = 0 \quad (2.61)$$

上式にガラーキン法を適用すると、

$$\left\{ \delta h^{nse} \right\}^T \left[\int_{V_e} S_r [N_h]^T [B_v] dV \{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \} - \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_h]^T [N_g] dV \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} + \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_h]^T [N_h] dV \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} \right. \\ \left. - \int_{V_e} [B_h]^T \frac{[k_w]}{\gamma_w} [B_h] dV \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} - \int_{V_e} \frac{n S_r}{K_w} [N_h]^T [N_h] dV \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} - \int_{S_{qe}} [N_h]^T \{ \bar{q} \} dS \right] = 0$$

$$[K_{hu}^e] = \int_{V_e} S_r [N_h]^T [B_v] dV \quad [K_{hg}^e] = \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_h]^T [N_g] dV$$

$$[K_{hh1}^e] = \int_{V_e} [B_h]^T \frac{[k_w]}{\gamma_w} [B_h] dV \quad \{ \dot{Q}_w^e \} = \int_{S_{qe}} [N_h]^T \{ \bar{q} \} dS$$

$$[K_{hh2}^e] = \int_{V_e} \frac{n S_r}{K_w} [N_h]^T [N_h] dV$$

$$[K_{hh3}^e] = \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_h]^T [N_h] dV$$

とおくと、試験関数の任意性より、要素ごとに空間離散化された連続式（固液）は、

$$[K_{hu}^e] \{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \} - [K_{hh1}^e] \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} + \{ -[K_{hh2}^e] + [K_{hh3}^e] \} \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} - [K_{hg}^e] \{ \gamma_g \dot{h}^{nge} \} = \{ \dot{Q}_w^e \} \quad (2.62)$$

- 連続式（固気）の弱形式の空間離散化

$$\int_V \dot{\epsilon}_v (1 - S_r) \delta h_g dV + \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial S} \dot{p}_g \delta h_g dV - \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial S} \dot{p}_w \delta h_g dV - \int_V \frac{n(1 - S_r)}{p_g + p_{a0}} \dot{p}_g \delta h_g dV \\ - \int_{S_{qg}} \bar{q}_g \delta h_g dS + \int_V \tilde{\mathbf{v}}_g \cdot (\nabla \delta h_g) dV = 0 \quad (2.63)$$

上式にガラーキン法を適用すると、

$$\left\{ \delta h_g^{nge} \right\}^T \left[\int_{V_e} (1 - S_r) [N_g]^T [B_v] dV \{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \} + \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_g]^T [N_g] dV \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} \right. \\ \left. - \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_g]^T [N_h] dV \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} - \int_{V_e} [B_g]^T \frac{[k_g]}{\gamma_g} [B_g] dV \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} \right. \\ \left. - \int_{V_e} \frac{n(1 - S_r)}{p_g + p_{a0}} [N_g]^T [N_g] dV \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} - \int_{S_{qg}^e} [N_g]^T \{ \bar{q}_g \} dS \right] = 0 \quad (2.64)$$

$$\begin{aligned}
 [K_{gu}^e] &= \int_{V_e} (1-S_r) [N_g]^T [B_v] dV & [K_{gh}^e] &= \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_g]^T [N_h] dV \\
 [K_{gg1}^e] &= \int_{V_e} [B_g]^T \frac{[k_g]}{\gamma_g} [B_g] & \{\dot{Q}_g^e\} &= \int_{S_{q_g^e}} [N_g]^T \{\bar{q}_g\} dS \\
 [K_{gg2}^e] &= \int_{V_e} \frac{n(1-S_r)}{p_g + p_{a_0}} [N_g]^T [N_g] dV \\
 [K_{gg3}^e] &= \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_g]^T [N_g] dV
 \end{aligned}$$

とくと、試験関数の任意性より、要素ごとの空間離散化された連続式（固気）は、

$$[K_{gu}^e] \{\dot{\mathbf{u}}^{nse}\} - [K_{gh}^e] \{\gamma_w \dot{h}^{mwe}\} - [K_{gg1}^e] \{\gamma_g h_g^{nge}\} + \{-[K_{gg2}^e] + [K_{gg3}^e]\} \{\gamma_g \dot{h}_g^{nge}\} = \{\dot{Q}_g^e\} \quad (2.65)$$

2-3-3 時間離散化

空間離散化された釣合式、連続条件式それぞれに Newmark の β 法^{30), 31)}により、時刻 $t = t + \Delta t$ における加速度、速度、変位を次のように仮定する。

$$\ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k+1)} = \frac{1}{\Delta t} \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k+1)} - \frac{1}{\Delta t} \ddot{\mathbf{u}}_t, \quad \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k)} = \frac{1}{\Delta t} \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k)} - \frac{1}{\Delta t} \ddot{\mathbf{u}}_t \quad (2.66)$$

であり、辺々引くと、

$$\ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k+1)} - \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k)} = \frac{1}{\Delta t} (\ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k+1)} - \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k)}) \quad (2.67)$$

同様に、

$$\dot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k+1)} - \dot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k)} = \gamma \Delta t (\ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k+1)} - \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k)}), \quad \mathbf{u}_{t+\Delta t}^{(k+1)} - \mathbf{u}_{t+\Delta t}^{(k)} = \beta \Delta t^2 (\ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k+1)} - \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k)}) \quad (2.68)$$

であり、 $\Delta \ddot{\mathbf{u}} = \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k+1)} - \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k)}$ とおくと、

$$\ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k+1)} = \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k)} + \frac{\Delta \ddot{\mathbf{u}}}{\Delta t}, \quad \dot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k+1)} = \dot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(k)} + \gamma \Delta t \Delta \ddot{\mathbf{u}} \quad (2.69)$$

$k=0$ における躍度、加速度、速度、変位は、

$$\begin{aligned}
 \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(0)} &= 0 \\
 \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(0)} &= \ddot{\mathbf{u}}_t \\
 \dot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}^{(0)} &= \dot{\mathbf{u}}_t + \Delta t \ddot{\mathbf{u}}_t \\
 \mathbf{u}_{t+\Delta t}^{(0)} &= \mathbf{u}_t + \Delta t \dot{\mathbf{u}}_t + \frac{\Delta t^2}{2} \ddot{\mathbf{u}}_t
 \end{aligned} \quad (2.70)$$

である。ここで、 β, γ は、解の安定性や精度の観点から決定するパラメータである。

水頭・間隙気体圧は次のように時間離散化する．

$$\begin{aligned} \dot{h} &= \frac{h|_{t=\Delta t} - h|_{t=0}}{\Delta t} \\ h &= (1-\theta)h|_{t=0} + \theta h|_{t=\Delta t} \quad (0 \leq \theta \leq 1) \\ \dot{h}_g &= \frac{h_g|_{t=\Delta t} - h_g|_{t=0}}{\Delta t} \\ h_g &= (1-\theta)h_g|_{t=0} + \theta h_g|_{t=\Delta t} \quad (0 \leq \theta \leq 1) \end{aligned} \quad (2.71)$$

ここに、 $\theta = \begin{cases} 0 & \text{: 前進差分} \\ 1/2 & \text{: 中心差分} \\ 1 & \text{: 後退差分} \end{cases}$ である．

● 運動方程式の時間離散化

要素毎に空間離散化された速度型運動方程式は、

$$\begin{aligned} & [M^e] \{ \ddot{\mathbf{u}}^{nse} \} + \{ [C_M^e] + [C_R^e] \} \{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \} + [K_{uu}^e] \{ \mathbf{u}^{nse} \} \\ & + \{ [K_{uh1}^e] - [K_{uh2}^e] + [K_{uh3}^e] + [K_{uh4}^e] \} \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} \\ & + \{ [K_{ug1}^e] + [K_{ug2}^e] - [K_{ug3}^e] - [K_{ug4}^e] \} \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} = \{ \dot{F}^e \} \end{aligned} \quad (2.72)$$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow & [M^e] \left\{ \ddot{\mathbf{u}}^{nse(k)} + \frac{1}{\Delta t} \Delta \dot{\mathbf{u}}^{nse} \right\} + [C^e] \left\{ \dot{\mathbf{u}}^{nse(k)} + \Delta \ddot{\mathbf{u}}^{nse} \right\} + [K_{uu}^e] \left\{ \mathbf{u}^{nse(k)} + \gamma \Delta t \Delta \dot{\mathbf{u}}^{nse} \right\} \\ & + [K_{uh}^e] \left\{ \gamma_w \frac{h|_{t=\Delta t}^{nse} - h|_{t=0}^{nse}}{\Delta t} \right\} + [K_{ug}^e] \left\{ \gamma_g \frac{h_g|_{t=\Delta t}^{nse} - h_g|_{t=0}^{nse}}{\Delta t} \right\} = \{ \dot{F}^e \} \\ \Leftrightarrow & \{ [M^e] + \Delta t [C^e] + \gamma \Delta t^2 [K_{uu}^e] \} \{ \Delta \dot{\mathbf{u}}^{nse} \} + [K_{uh}^e] \{ \gamma_w \dot{h}|_{t=\Delta t}^{nse} \} + [K_{ug}^e] \{ \gamma_g \dot{h}_g|_{t=\Delta t}^{nse} \} \\ & = \Delta t \{ \dot{F}^e \} - \Delta t [M^e] \{ \ddot{\mathbf{u}}^{nse(k)} \} - \Delta t [C^e] \{ \dot{\mathbf{u}}^{nse(k)} \} - \Delta t [K_{uu}^e] \{ \mathbf{u}^{nse(k)} \} \\ & + [K_{uh}^e] \{ \gamma_w \dot{h}|_{t=0}^{nwe} \} + [K_{ug}^e] \{ \gamma_g \dot{h}_g|_{t=0}^{nge} \} \end{aligned} \quad (2.73)$$

● 連続式（固液）の時間離散化

要素毎に空間離散化された連続式（固液）は、

$$[K_{hu}^e] \{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \} - [K_{hh1}^e] \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} + \{ -[K_{hh2}^e] + [K_{hh3}^e] \} \{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \} - [K_{hg}^e] \{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \} = \{ \dot{Q}_w^e \} \quad (2.74)$$

$$\Leftrightarrow \left[K_{hu}^e \right] \left\{ \dot{\mathbf{u}}^{nse(k)} + \gamma \Delta t \Delta \ddot{\mathbf{u}}^{nse} \right\} - \left[K_{hh1}^e \right] \left\{ \gamma_w (1-\theta) h_{|t}^{nwe} + \gamma_w \theta h_{|t+\Delta t}^{nwe} \right\} \\ + \left\{ -\left[K_{hh2}^e \right] + \left[K_{hh3}^e \right] \right\} \left\{ \gamma_w \frac{h_{|t+\Delta t}^{nwe} - h_{|t}^{nwe}}{\Delta t} \right\} - \left[K_{hg}^e \right] \left\{ \gamma_g \frac{h_{|t+\Delta t}^{nge} - h_{|t}^{nge}}{\Delta t} \right\} = \left\{ \dot{Q}_w^e \right\} \quad (2.75)$$

$$\Leftrightarrow \gamma \Delta t^2 \left[K_{hu}^e \right] \left\{ \Delta \ddot{\mathbf{u}}^{nse} \right\} - \theta \Delta t \left[K_{hh1}^e \right] \left\{ \gamma_w h_{|t+\Delta t}^{nwe} \right\} + \left\{ -\left[K_{hh2}^e \right] + \left[K_{hh3}^e \right] \right\} \left\{ \gamma_w h_{|t+\Delta t}^{nwe} \right\} \\ - \left[K_{hg}^e \right] \left\{ \gamma_g h_{|t+\Delta t}^{nge} \right\} = \Delta t \left\{ \dot{Q}_w^e \right\} - \Delta t \left[K_{hu}^e \right] \left\{ \dot{\mathbf{u}}^{nse(k)} \right\} + \Delta t (1-\theta) \left[K_{hh1}^e \right] \left\{ \gamma_w h_{|t}^{nwe} \right\} \\ + \left\{ -\left[K_{hh2}^e \right] + \left[K_{hh3}^e \right] \right\} \left\{ \gamma_w h_{|t}^{nwe} \right\} - \left[K_{hg}^e \right] \left\{ \gamma_g h_{|t}^{nge} \right\} \quad (2.76)$$

● 連続式（固気）の時間離散化

要素毎に空間離散化された連続式（固気）は、

$$\left[K_{gu}^e \right] \left\{ \dot{\mathbf{u}}^{nse} \right\} - \left[K_{gh}^e \right] \left\{ \gamma_w \dot{h}^{nwe} \right\} - \left[K_{gg1}^e \right] \left\{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \right\} + \left\{ -\left[K_{gg2}^e \right] + \left[K_{gg3}^e \right] \right\} \left\{ \gamma_g \dot{h}_g^{nge} \right\} = \left\{ \dot{Q}_g^e \right\} \quad (2.77)$$

$$\Leftrightarrow \left[K_{gu}^e \right] \left\{ \dot{\mathbf{u}}^{nse(k)} + \gamma \Delta t \Delta \ddot{\mathbf{u}}^{nse} \right\} - \left[K_{gh}^e \right] \left\{ \gamma_w \frac{h_{|t+\Delta t}^{nwe} - h_{|t}^{nwe}}{\Delta t} \right\} - \left[K_{gg1}^e \right] \left\{ \gamma_g (1-\theta) h_{|t}^{nwe} + \gamma_g \theta h_{|t+\Delta t}^{nwe} \right\} \\ + \left\{ -\left[K_{gg2}^e \right] + \left[K_{gg3}^e \right] \right\} \left\{ \gamma_g \frac{h_{|t+\Delta t}^{nge} - h_{|t}^{nge}}{\Delta t} \right\} = \left\{ \dot{Q}_g^e \right\} \quad (2.78)$$

$$\Leftrightarrow \gamma \Delta t^2 \left[K_{gu}^e \right] \left\{ \Delta \ddot{\mathbf{u}}^{nse} \right\} - \left[K_{gh}^e \right] \left\{ \gamma_w h_{|t+\Delta t}^{nwe} \right\} - \theta \Delta t \left[K_{gg1}^e \right] \left\{ \gamma_g h_{|t+\Delta t}^{nge} \right\} \\ + \left\{ -\left[K_{gg2}^e \right] + \left[K_{gg3}^e \right] \right\} \left\{ \gamma_g h_{|t+\Delta t}^{nge} \right\} = \Delta t \left\{ \dot{Q}_g^e \right\} - \Delta t \left[K_{gu}^e \right] \left\{ \dot{\mathbf{u}}^{nse(k)} \right\} - \left[K_{gh}^e \right] \left\{ \gamma_w h_{|t}^{nwe} \right\} \\ + \Delta t (1-\theta) \left[K_{gg1}^e \right] \left\{ \gamma_g h_{|t}^{nge} \right\} + \left\{ -\left[K_{gg2}^e \right] + \left[K_{gg3}^e \right] \right\} \left\{ \gamma_g h_{|t}^{nge} \right\} \quad (2.79)$$

式(2.77), (2.78), (2.79)を全ての要素について和をとりまとめると、

$$\begin{bmatrix} \left[M \right] + \Delta t \left[C \right] + \gamma \Delta t^2 \left[K_{uu} \right] & \left[K_{uh} \right] & \left[K_{ug} \right] \\ \gamma \Delta t^2 \left[K_{hu} \right] & -\theta \Delta t \left[K_{hh1} \right] - \left[K_{hh2} \right] + \left[K_{hh3} \right] & -\left[K_{hg} \right] \\ \gamma \Delta t^2 \left[K_{gu} \right] & -\left[K_{gh} \right] & -\theta \Delta t \left[K_{gg1} \right] - \left[K_{gg2} \right] + \left[K_{gg3} \right] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta \ddot{\mathbf{u}}^{ns} \\ \gamma_w h_{|t+\Delta t}^{nw} \\ \gamma_g h_{|t+\Delta t}^{ng} \end{Bmatrix} \\ = \begin{bmatrix} \Delta t \left\{ \dot{F} \right\} - \Delta t \left[M \right] \left\{ \ddot{\mathbf{u}}^{ns(k)} \right\} - \Delta t \left[C \right] \left\{ \dot{\mathbf{u}}^{ns(k)} \right\} - \Delta t \left[K_{uu} \right] \left\{ \dot{\mathbf{u}}^{ns(k)} \right\} + \left[K_{uh} \right] \left\{ \gamma_w h^{nw} \right\} + \left[K_{ug} \right] \left\{ \gamma_g h_g^{ng} \right\} \\ \Delta t \left\{ \dot{Q}_w \right\} - \Delta t \left[K_{hu} \right] \left\{ \dot{\mathbf{u}}^{ns(k)} \right\} + \left\{ \Delta t (1-\theta) \left[K_{hh1} \right] - \left[K_{hh2} \right] + \left[K_{hh3} \right] \right\} \left\{ \gamma_w h^{nw} \right\} - \left[K_{hg} \right] \left\{ \gamma_g h_g^{ng} \right\} \\ \Delta t \left\{ \dot{Q}_g \right\} - \Delta t \left[K_{gu} \right] \left\{ \dot{\mathbf{u}}^{ns(k)} \right\} - \left[K_{gh} \right] \left\{ \gamma_w h^{nw} \right\} + \left\{ \Delta t (1-\theta) \left[K_{gg1} \right] - \left[K_{gg2} \right] + \left[K_{gg3} \right] \right\} \left\{ \gamma_g h_g^{ng} \right\} \end{bmatrix} \quad (2.80)$$

となり、動的土/水/空気連成の全体剛性方程式を得る。

ただし,

$$\begin{aligned}
 [K_{uh}] &= [K_{uh1}] - [K_{uh2}] + [K_{uh3}] + [K_{uh4}] \\
 [K_{ug}] &= [K_{ug1}] + [K_{ug2}] - [K_{ug3}] - [K_{ug4}] \\
 [C] &= [C_M] + [C_R] \\
 [C_R] &= \alpha_0 [M] + \alpha_1 [K_{uu}] \\
 [M] &= [A_s]^T \int_{V_e} \rho [N]^T [N] dV [A_s] \\
 [C_M] &= [A_s]^T \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T [N] dV [A_s] \\
 [K_{uu}] &= [A_s]^T \int_{V_e} [B]^T [D] [B] dV [A_s] \\
 [K_{uh1}] &= [A_s]^T \int_{V_e} S_e [B]^T [N_h] dV [A_w] \\
 [K_{uh2}] &= [A_s]^T \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_w [B]^T [N_h] dV [A_w] \\
 [K_{uh3}] &= [A_s]^T \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_g [B]^T [N_h] dV [A_w] \\
 [K_{hh2}] &= [A_w]^T \int_{V_e} \frac{n S_r}{K_w} [N_h]^T [N_h] dV [A_w] \\
 [K_{hh3}] &= [A_w]^T \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_h]^T [N_h] dV [A_w] \\
 [K_{hg}] &= [A_w]^T \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_h]^T [N_g] dV [A_g] \\
 [K_{gu}] &= [A_g]^T \int_{V_e} (1 - S_r) [N_g]^T [B_v] dV [A_s] \\
 [K_{gh}] &= [A_g]^T \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_g]^T [N_h] dV [A_w] \\
 [K_{gg1}] &= [A_g]^T \int_{V_e} [B_g]^T \frac{[k_g]}{\gamma_g} [B_g] [A_g] \\
 [K_{gg2}] &= [A_g]^T \int_{V_e} \frac{n(1 - S_r)}{p_g + p_{a0}} [N_g]^T [N_g] dV [A_g] \\
 [K_{gg3}] &= [A_g]^T \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_g]^T [N_g] dV [A_g] \\
 \{\dot{F}\} &= [A_s]^T \left[\int_{S_{oe}} [N]^T \{\bar{i}\} dS + \int_{V_e} \rho [N]^T \{\dot{b}\} dV + \int_{V_e} \dot{\rho} [N]^T \{\dot{b}\} dV \right] \\
 \{\dot{Q}_w\} &= [A_w]^T \left[\int_{S_{qe}} [N_h]^T \{\bar{q}\} dS \right] \\
 \{\dot{Q}_g\} &= [A_g]^T \left[\int_{S_{qe}} [N_g]^T \{\bar{q}_g\} dS \right]
 \end{aligned}$$

$$[K_{uh4}] = [A_s]^T \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} [B]^T \{D^{Se}\} [N_h] dV [A_w]$$

$$[K_{ug1}] = [A_s]^T \int_{V_e} S_e [B]^T [N_g] dV [A_s]$$

$$[K_{ug2}] = [A_s]^T \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_w [B]^T [N_h] dV [A_s]$$

$$[K_{ug3}] = [A_s]^T \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} p_g [B]^T [N_g] dV [A_s]$$

$$[K_{ug4}] = [A_s]^T \int_{V_e} \frac{\partial S_e}{\partial S_r} \frac{\partial S_r}{\partial S} [B]^T \{D^{Se}\} [N_g] dV [A_s]$$

$$[K_{hu}] = [A_w]^T \int_{V_e} S_r [N_h]^T [B_v] dV [A_s]$$

$$[K_{hh1}] = [A_w]^T \int_{V_e} [B_h]^T \frac{[k_w]}{\gamma_w} [B_h] [A_w]$$

であり,

$$\begin{aligned}\{\Delta \ddot{\mathbf{u}}^{ns}\} &= [A_s] \{\Delta \dot{\mathbf{u}}^{ns}\} \\ \{\gamma_w h_{|t+\Delta t}^{mw}\} &= [A_w] \{\gamma_w h_{|t+\Delta t}^{mw}\} \\ \{h_g^{ng}|_{t+\Delta t}\} &= [A_g] \{\gamma_g h_g^{ng}|_{t+\Delta t}\}\end{aligned}$$

である。

2-3-4 密度の時間変化率

$$\begin{aligned}\rho &= \bar{\rho}_s + \bar{\rho}_w + \bar{\rho}_g \\ &= (1-n)\rho_s + nS_r\rho_w + n(1-S_r)\rho_g\end{aligned}\tag{2.81}$$

$$\begin{aligned}\therefore \dot{\rho} &= -\dot{n}\rho_s + (1-n)\dot{\rho}_s + \dot{n}S_r\rho_w + n\dot{S}_r\rho_w + nS_r\dot{\rho}_w + \dot{n}(1-S_r)\rho_g - n\dot{S}_r\rho_g + n(1-S_r)\dot{\rho}_g \\ &= -\dot{n}\rho_s + \dot{n}S_r\rho_w + n\dot{S}_r\rho_w + nS_r\dot{\rho}_w + \dot{n}(1-S_r)\rho_g - n\dot{S}_r\rho_g + n(1-S_r)\dot{\rho}_g\end{aligned}\tag{2.82}$$

となる。これを計算するためには、 $\dot{n}, \dot{S}_r, \dot{\rho}_w, \dot{\rho}_g$ が必要である (積分点毎)。

本研究では,

$$\begin{aligned}n &= \frac{e}{1+e} \rightarrow \dot{n} = \frac{1}{(1+e)^2} \dot{e} \rightarrow \frac{1}{(1+e_{t+\Delta t})^2} \frac{e_{t+\Delta t} - e_t}{\Delta t} \\ \dot{S}_r &= \frac{S_{rt+\Delta t} - S_{rt}}{\Delta t} \\ \dot{\rho}_w &= \frac{\rho_w}{K_w} \dot{p}_w \rightarrow \frac{\rho_{w,t+\Delta t}}{K_w} \frac{p_{w,t+\Delta t} - p_{w,t}}{\Delta t} \\ \dot{\rho}_g &= \frac{\rho_g}{p_g + p_{a_0}} \dot{p}_g \rightarrow \frac{\rho_{g,t+\Delta t}}{p_{g,t+\Delta t} + p_{a_0}} \frac{p_{g,t+\Delta t} - p_{g,t}}{\Delta t}\end{aligned}$$

として計算する。

溶存気体を考慮する場合、 $\dot{\rho}_{dg} = \rho_{dg} \dot{p}_g \rightarrow \rho_{dg,t+\Delta t} \frac{p_{g,t+\Delta t} - p_{g,t}}{\Delta t}$ が加わる。

また、溶存気体を考慮した場合についても同様に定式化すると、全体剛性方程式は、

$$\begin{aligned}& \begin{bmatrix} [M] + \Delta t [C] + \gamma \Delta t^2 [K_{uu}] & [K_{uh}] & [K_{ug}] \\ \gamma \Delta t^2 [K_{hu}] & -\theta \Delta t [K_{hh1}] - [K_{hh2}] + [K_{hh3}] & -[K_{hg}] \\ \gamma \Delta t^2 [K_{gu}] & -[K_{gh1}] - \theta \Delta t [K_{gh2}] & -\theta \Delta t [K_{gg1}] - [K_{gg2}] + [K_{gg3}] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta \dot{\mathbf{u}}^{ns} \\ \gamma_w h_w^{nw}|_{t+\Delta t} \\ \gamma_g h_g^{ng}|_{t+\Delta t} \end{Bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \Delta t \{\dot{F}\} - \Delta t [M] \{\dot{\mathbf{u}}^{ns(k)}\} - \Delta t [C] \{\dot{\mathbf{u}}^{ns(k)}\} - \Delta t [K_{uu}] \{\dot{\mathbf{u}}^{ns(k)}\} + [K_{uh}] \{\gamma_w h_w^{nw}\} + [K_{ug}] \{\gamma_g h_g^{ng}\} \\ \Delta t \{\dot{Q}_w\} - \Delta t [K_{hu}] \{\dot{\mathbf{u}}^{ns(k)}\} + \{\Delta t (1-\theta) [K_{hh1}] - [K_{hh2}] + [K_{hh3}]\} \{\gamma_w h_w^{nw}\} - [K_{hg}] \{\gamma_g h_g^{ng}\} \\ \Delta t \{\dot{Q}_g + \dot{Q}_{dg}\} - \Delta t [K_{gu}] \{\dot{\mathbf{u}}^{ns(k)}\} - \{[K_{gh1}] - \Delta t (1-\theta) [K_{gh2}]\} \{\gamma_w h_w^{nw}\} + \{\Delta t (1-\theta) [K_{gg1}] - [K_{gg2}] + [K_{gg3}]\} \{\gamma_g h_g^{ng}\} \end{bmatrix}\end{aligned}\tag{2.83}$$

となる。

溶存気体を考慮した場合の気相に関する K マトリックスは、

$$\begin{aligned}
 [K_{gu}] &= [A_g]^T \int_{V_e} (1 - S_r + A_{dg} S_r) [N_g]^T [B_v] dV [A_s] \\
 [K_{gh}] &= [K_{gh1}] + [K_{gh2}] \\
 \left(\begin{aligned}
 [K_{gh1}] &= [A_g]^T \int_{V_e} n \frac{\partial S_r}{\partial S} (1 - A_{dg}) [N_g]^T [N_h] dV [A_w] \\
 [K_{gh2}] &= [A_g]^T \int_{V_e} A_{dg} [B_g]^T \left[\frac{k}{\gamma_w} \right] [B_g] dV [A_w]
 \end{aligned} \right) \\
 [K_{gg1}] &= [A_g]^T \int_{V_e} [B_g]^T \left[\frac{k_g}{\gamma_g} \right] [B_g] [A_g] \\
 [K_{gg2}^e] &= \int_{V_e} \left(\frac{n(1 - S_r) + A_{dg} n S_r}{p_g + p_{a_0}} \right) [N_g]^T [N_g] dV \\
 [K_{gg3}^e] &= \int_{V_e} (1 - A_{dg}) n \frac{\partial S_r}{\partial S} [N_g]^T [N_g] dV \\
 \{\dot{Q}_g\} &= [A_g]^T \left[\int_{S_{q_g^e}} [N_g]^T \{\bar{q}_g\} dS \right] \\
 \{\dot{Q}_{dg}\} &= [A_g]^T \left[\int_{S_{q_g^e}} A_{dg} [N_g]^T \{\bar{q}_{dg}\} dS \right]
 \end{aligned}$$

であり、溶存気体の影響を考慮しない場合、ヘンリー一定数 $k_h = 0$ 、すなわち $A_{dg} = 0$ とすることで既存の不飽和剛性方程式に一致する。

変質を考慮した場合も同様に剛性方程式を導出すると、

$$\begin{aligned}
 & \left[\begin{array}{cc} [M] + \Delta t [C] + \gamma \Delta t^2 [K_{uu}] & [K_{uh}] \\ \gamma \Delta t^2 [K_{hu}] & -\theta \Delta t [K_{hh1}] \end{array} \right] \left\{ \begin{array}{c} \Delta \ddot{\mathbf{u}}^n \\ \gamma_w h^{nw} \Big|_{t=t+\Delta t} \end{array} \right\} \\
 &= \left[\begin{array}{c} \Delta t \{\dot{F} + \dot{F}_{alt}\} - \Delta t [M] \{\ddot{\mathbf{u}}^{ns(k)}\} - \Delta t [C] \{\dot{\mathbf{u}}^{ns(k)}\} - \Delta t [K_{uu}] \{\dot{\mathbf{u}}^{ns(k)}\} + [K_{uh}] \{\gamma_w h^{nw}\} \\ \Delta t \{\dot{Q}_w + \dot{Q}_{alt}\} - \Delta t [K_{hu}] \{\dot{\mathbf{u}}^{ns(k)}\} + \Delta t (1 - \theta) [K_{hh1}] \{\gamma_w h^{nw}\} \end{array} \right] \quad (2.84)
 \end{aligned}$$

となる。変質を考慮した場合、剛性方程式の K マトリックスは既存の飽和土と同じであるが、変質により右辺に変質による以下に示す荷重・流量変化の項が加わる。

$$\begin{aligned}
 \{\dot{F}_{alt}\} &= [A_a]^T \left[\int_V [B]^T C^{\alpha_a} dV \right] \{\dot{\chi}_a^N\} \\
 \{\dot{Q}_{alt}\} &= [A_a]^T \left[\int_V [N_h]^T \frac{(1-n)}{\rho_s} (\rho_{s_{last}} - \rho_{s_{ini}}) dV \right] \{\dot{\chi}_a^N\} \quad (2.85)
 \end{aligned}$$

変質を考慮しない場合変質率 $\dot{\chi}_a = 0$ となり、このとき既存の飽和剛性方程式に一致する。

2-4 弾塑性構成モデル

地盤は、圧密やダイレイタンスーに代表されるように、過去の変形や応力履歴に大きく依存し、そのとき生じるひずみは弾性成分と塑性成分に分けられるため、非線形な応力-ひずみ関係をもつ。このような地盤の力学挙動を表現できる代表的な力学モデルが、等方正規圧密粘土を対象とした Cam-Clay モデル³²⁾や、修正 Cam-Clay モデル³³⁾である。その後、Ohta and Hata³⁴⁾、Sekiguchi and Ohta³⁵⁾により異方正規圧密粘土への拡張がなされている。また近年、Cam-Clay モデルを拡張させることで、従来の構成モデルでは表現できない過圧密粘土・砂のせん断挙動や、繰り返し載荷時のひずみの蓄積、土構造の劣化による体積圧縮や剛性低下を表現することができる下負荷面モデル³⁶⁾や上負荷面モデル³⁷⁾が提案されている。このように、解析対象となる様々な地盤に対して最適な弾塑性構成モデルを選定することが重要であり、中でも Cam-Clay モデルは地盤材料の基本的性質を表現できる、飽和土の弾塑性解析において実績のあるモデルである。対象地盤が不飽和土である場合もまた、この Cam-Clay モデルを拡張することによって不飽和土の弾塑性構成モデルが提案されている^{38), 39), 40)}。本研究で不飽和土を対象とする場合、これらの中で、極力通常の試験装置により測定可能で、算出が容易な有効飽和度を、飽和度変化に伴う剛性を表す状態量とする大野ら⁴¹⁾の提案する弾塑性構成モデルを用いる。

2-4-1 一般応力条件に拡張した S_e -hardening モデル

大野ら⁴¹⁾の提案する S_e -hardening モデルでは、不飽和土の力学特性である不飽和化による剛性の増大や、浸水によるコラプス現象を表現できるモデルである。彼らのモデルでは、有効飽和度を降伏曲面の拡大・縮小を制御するパラメータとして加え、飽和土の弾塑性構成モデル⁴³⁾を拡張することで不飽和土の力学挙動を表現している。本節では、この S_e -hardening モデルを一般応力条件の元で異方圧密された土を考慮できるように拡張する。

不飽和状態における有効応力は、

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma}^N + p_s \mathbf{1} \quad (2.86)$$

と与えることができる³⁸⁾。ここで、 $\boldsymbol{\sigma}'$: 有効応力テンソル, $\boldsymbol{\sigma}^N (= \boldsymbol{\sigma} - p_a \mathbf{1})$: ネット応力テンソル, $\boldsymbol{\sigma}$: 全応力テンソル, p_a : 間隙気体圧, $\mathbf{1}$: 単位テンソル, $p_s (= s S_e)$: サクシオン応力, $S_e = (S_r - S_{r0}) / (1 - S_{r0})$: 有効飽和度, s : サクシオンである。

S_e -hardening モデルでは、塑性体積ひずみ ε_v^p を硬化／軟化パラメータとし、塑性体積ひずみ ε_v^p は等方的成分による相似変形（等方圧密変形）とせん断成分による変形（ダイレイタンスー）の重ね合わせであると考える。圧密による成分は、

$$\varepsilon_v^p = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0} \ln \frac{p'}{p'_c} \quad (2.87)$$

であり，ダイレイタンシーによる成分は，

$$\varepsilon_v^p = D \frac{q}{p'} \quad (2.88)$$

である．ここで， λ ：圧縮指数， κ ：膨潤指数， p' ：平均有効主応力， p'_c ：平均有効主応力で表された先行圧密応力（降伏時の圧密応力）， q ：偏差応力， D ：ダイレイタンシー係数⁴²⁾である．ただし，

$$q = \sqrt{\frac{2}{3} \boldsymbol{\sigma}_D : \boldsymbol{\sigma}_D}, \quad \boldsymbol{\sigma}_D = \boldsymbol{\sigma}' - p' \mathbf{1} = \mathbf{A} : \boldsymbol{\sigma}', \quad \mathbf{A} = \mathbf{I} - \frac{1}{3} \mathbf{I} \otimes \mathbf{I}$$

であり， $\boldsymbol{\sigma}_D$ ：偏差応力テンソル， \mathbf{I} ：4階の単位テンソルである．

不飽和状態における圧密降伏応力 p'_c は，有効飽和度 S_e を用いて，

$$p'_c = \xi p'_{sat} \quad (2.89)$$

$$\xi = \exp \left[(1 - S_e)^{n_s} \ln a \right] \quad (2.90)$$

$$\xi = 1.0 \quad \text{when } S_e = 0 \quad (2.91)$$

$$\xi = a \quad \text{when } S_e = 1.0 \quad (2.92)$$

である．ここで， p'_{sat} ：飽和時の降伏応力， ξ ：不飽和化に伴う剛性増加の倍率を決定する内挿関数， a, n_s ：剛性を左右するパラメータである．さらに，式(2.87)から不飽和土の圧密降伏応力の変化を表す式及びオリジナル Cam-Clay モデルの降伏関数は，

$$p'_c = \xi p'_{sat} \exp \left(\frac{\varepsilon_v^p (\lambda - \kappa)}{1 + e_0} \right)$$

$$f(\boldsymbol{\sigma}', p'_c) = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0} \ln \frac{p'}{p'_c} + D \frac{q}{p'} = 0$$

これらの式より，不飽和土の降伏関数は，

$$f(p, q, S_e, \varepsilon_v^p) = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0} \ln \frac{p'}{\xi p'_{sat}} + D \frac{q}{p'} - \varepsilon_v^p = 0 \quad (2.93)$$

と導かれる．ここで，式(2.87)，(2.93)の e_0 は，初期降伏応力 p'_{ci} における間隙比であり，次式で求められる．

$$e_0 = e_i - \kappa \ln \frac{p'_{ci}}{p'_i} \quad (2.94)$$

図-2.7 は不飽和降伏特性を描いたものである．不飽和状態の正規圧密線は，飽和状態の正規圧密線に対して，不飽和化に伴い上方向にシフトしていく．図-2.8 は降伏曲面の概念図であ

る。降伏曲面は不飽和化に伴い拡大していく。

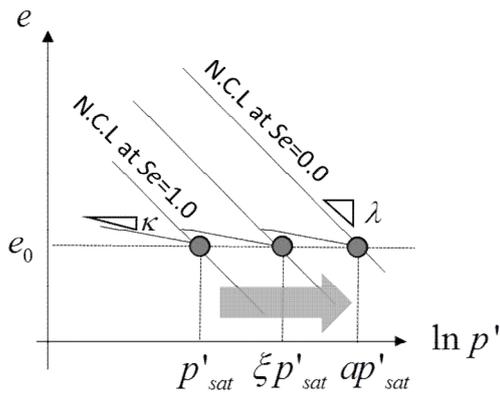


図-2.7 不飽和土の圧縮特性の概念図

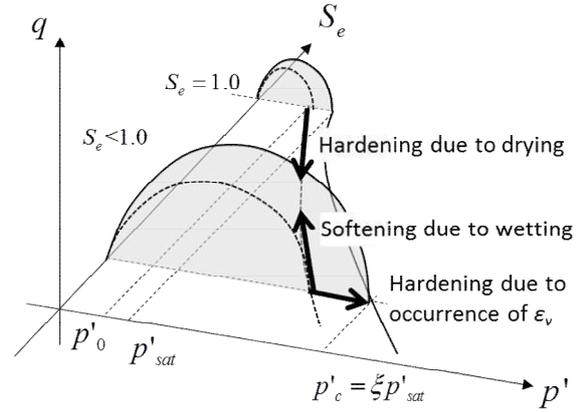


図-2.8 降伏曲面の概念図

2-4-2 応力-ひずみ関係

ここでは、応力-ひずみ関係を導出する。弾性状態における圧密による間隙比が

$$e = e_0 - \kappa \ln \frac{p'}{\xi p'_{sat}} \quad (2.95)$$

で表わせるとする。式(2.95)を両辺微分すると、

$$\dot{e} = \kappa n_s \ln a (1.0 - S_e)^{n_s - 1} \dot{S}_e - \frac{\kappa'}{p'} \dot{p}' \quad (2.96)$$

また、体積ひずみ増分と間隙比増分の関係 ($\dot{\epsilon}_v = -\dot{e}/(1+e_0)$) より、平均有効応力増分は

$$\dot{p}' = K \dot{\epsilon}_v^e + K_{S_e} \dot{S}_e \quad (2.97)$$

となる。本論文では、式(2.97)を内包する非線形弾性構成モデルとして

$$\dot{\sigma}' = \mathbf{C}^e : \dot{\epsilon}^e + K_{S_e} \dot{S}_e \mathbf{1} \quad (2.98)$$

を使用する。ただし、

$$K = \frac{1+e_0}{\kappa'} p' \quad (2.99)$$

$$K_{S_e} = -n_s p' \ln a (1 - S_e)^{n_s - 1} \quad (2.100)$$

$$\mathbf{C}^e = K \mathbf{1} \otimes \mathbf{1} + 2G \mathbf{A} \quad (2.101)$$

$$G = \frac{3(1-2\nu')}{2(1+\nu')} K \quad (2.102)$$

であり、 K : 体積弾性係数、 K_{S_e} : 不飽和の体積弾性係数、 \mathbf{C}^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。

大野らは⁴³⁾、実験結果から土のコントラクタンシー（負のダイレイタンシー）は必ずしも直線によるモデル化に限定されるものではないとして、様々な土のコントラクタンシー挙動を表現できる EC モデルを提案している。ここでコントラクタンシー（負のダイレイタンシー）とは、正規圧密粘土がせん断されるとときに示す体積収縮のことである。ここでは *Se-hardening* モデルに、この EC モデルを組み込む。このとき一般応力条件に拡張した降伏関数は、

$$f(\boldsymbol{\sigma}', Se, \varepsilon_v^p) = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0} \ln \frac{p'}{\xi p'_{sat}} + \frac{\lambda - \kappa}{(1 + e_0) n_E} \left(\frac{\eta^*}{M} \right)^{n_E} - \varepsilon_v^p = 0 \quad (2.103)$$

である。ここに、 n_E : コントラクタンシー応答の曲率を左右するパラメータ、 M : Cam-Clay モデルの限界状態理論⁴⁴⁾で定義される限界応力比 M である。Sekiguchi and Ohta³⁵⁾による応力比パラメータ η^* は、

$$\eta^* = \sqrt{\frac{3}{2}} \|\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}_0\| \quad (2.104)$$

と書ける。ただし、

$$\boldsymbol{\eta} = \frac{\boldsymbol{\sigma}_D}{p'}, \quad \boldsymbol{\eta}_0 = \frac{\boldsymbol{\sigma}_{D0}}{p'_0} \quad (2.105)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_D = \boldsymbol{\sigma}' - p' \mathbf{1}, \quad \boldsymbol{\sigma}_{D0} = \boldsymbol{\sigma}'_0 - p'_0 \mathbf{1}, \quad p' = \frac{1}{3} \boldsymbol{\sigma}'_0 \mathbf{1} \quad (2.106)$$

であり、 $\boldsymbol{\sigma}_{D0}$: 先行圧密時の偏差応力テンソル、 $\boldsymbol{\eta}$: 異方圧密の程度を表すテンソルである。現応力が常に降伏曲面上にあるとすると、適応条件は、

$$\dot{f}(\boldsymbol{\sigma}', Se, \varepsilon_v^p) = \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \dot{\boldsymbol{\sigma}}' + \frac{\partial f}{\partial Se} \dot{Se} + \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} \dot{\varepsilon}_v^p = 0 \quad (2.107)$$

である。なおここで、任意の塑性変形によりなされる仕事は非負でなければならない。このことを満足させるためには、降伏曲面が凸面であり、塑性ひずみ増分が生じる方向については十分な実験データの蓄積がないため、塑性ひずみ速度 $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ は最も簡単な関連流れ則

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \gamma \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \quad (2.108)$$

によるものとする。ただし、 γ : 塑性係数である。ここで、ひずみ発生速度が弾性成分と塑性成分に分解されるとすると、

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^e + \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p \quad (2.109)$$

と書ける。式(2.100)に式(2.108), (2.109)を代入すると、

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{C}^e : \left(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \gamma \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \right) + K_{S_e} \dot{Se} \mathbf{1} \quad (2.110)$$

となる．これを適応条件式(2.107)に代入し塑性係数 γ について解くと，

$$\gamma = \frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma'} : \mathbf{C}^e : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \left[\frac{\partial f}{\partial p'} K_{S_e} + \frac{\partial f}{\partial S_e} \right] \dot{S}_e}{\frac{\partial f}{\partial \sigma'} : \mathbf{C}^e : \frac{\partial f}{\partial \sigma'} - \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} \frac{\partial f}{\partial p'}} \quad (2.111)$$

となる．さらにこれを式(2.110)に代入すると，

$$\begin{aligned} \dot{\boldsymbol{\sigma}}' &= \left[\mathbf{C}^e - \frac{\mathbf{C}^e : \frac{\partial f}{\partial \sigma'} \otimes \frac{\partial f}{\partial \sigma'} : \mathbf{C}^e}{\frac{\partial f}{\partial \sigma'} : \mathbf{C}^e : \frac{\partial f}{\partial \sigma'} - \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} \frac{\partial f}{\partial p'}} \right] : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \left[\frac{\mathbf{C}^e : \frac{\partial f}{\partial \sigma'} \left(\frac{\partial f}{\partial p'} K_{S_e} + \frac{\partial f}{\partial S_e} \right)}{\frac{\partial f}{\partial \sigma'} : \mathbf{C}^e : \frac{\partial f}{\partial \sigma'} - \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} \frac{\partial f}{\partial p'}} - K_{S_e} \mathbf{1} \right] \dot{S}_e \\ &\Leftrightarrow \dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{C}^{ep} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \mathbf{C}^{Se} \dot{S}_e \end{aligned} \quad (2.112)$$

と応力-ひずみ関係が導かれる．ただし，

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma'} = \frac{MD}{p'} + MD \left(\frac{\eta^*}{M} \right)^{n_E - 1} \left[\frac{3}{2\eta^* p'} \left\{ \left(\eta - \eta_0 - \frac{1}{3} \eta \right) : (\eta - \eta_0) \mathbf{1} \right\} \right] \quad (2.113)$$

$$\frac{\partial f}{\partial p'} = \frac{MD}{3p'} - \frac{3D}{2\eta^* p'} \left(\frac{\eta^*}{M} \right)^{n_E - 1} \left\{ \eta : (\eta - \eta_0) \right\} \quad (2.114)$$

$$\frac{\partial f}{\partial S_e} = n_s MD (1 - S_e)^{n_s - 1} \ln a \quad (2.115)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} = -1 \quad (2.116)$$

である．ここに， \mathbf{C}^{ep} : 弾塑性剛性テンソル， \mathbf{C}^{Se} : 不飽和の弾塑性剛性テンソルである．

2-5 ヒステリシス表現が可能な水分特性曲線モデル

水分特性曲線のヒステリシスに関する代表的な研究は，Vachaud and Thony⁴⁵⁾によるものである．彼らが初期含水比の異なる砂質土を用いて土層実験を行ったところ，土の水分状態が，飽和状態から描く主脱水曲線と最も乾燥した状態から描く主吸水曲線の中に存在することを示した．このことはつまり，吸水時と脱水時で異なるサクション - 飽和度変化を示すことを意味する．不飽和土の場合，このサクションと土骨格の変形には相関性があるため，土の力学挙動について精緻に検討するためには，実験から得られるような2つの曲線を有する水分特性曲線モデルが必要であるといえる．本節では，まず初めに水分特性曲線について述べた後，本研究で用いるヒステリシス表現が可能な水分特性モデルについて述べる．

2-5-1 水分特性曲線

水分特性曲線とは、サクシオンと飽和度の関係を表したものである。図-2.9 に水分特性曲線の概念図を示す。水分特性曲線は土のコンシステンシーと密接な関係があり、試料によって異なる曲線となる。また、同一の試料であっても初期状態や乾湿履歴への依存性が指摘されている^{46), 47)}。

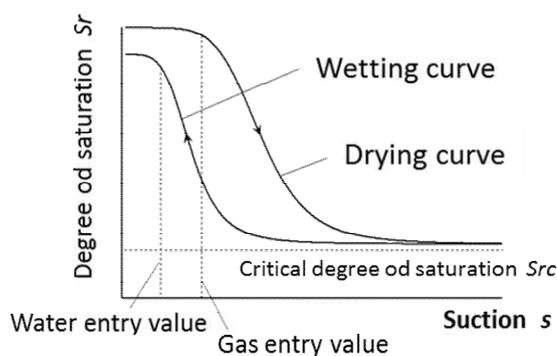


図-2.9 水分特性曲線の概念図

一方、飽和状態にある供試体にサクシオンを作用させると、土中水によって気体の侵入が妨げられるため飽和度変化はあまり見られない。しかし、あるサクシオン値に達すると急激に不飽和化が進む。これは、間隙水圧と間隙気体圧の差であるサクシオンに対して、表面張力で侵入を妨いでいた水膜が破れ、気体の侵入を許すために生じる。このときのサクシオン値を気体侵入値という。また、サクシオン増加時の飽和度変化を表す曲線を脱水曲線とし、特に飽和状態から描く脱水曲線を主脱水曲線と呼ぶ。不飽和化は土中の大きな間隙に存在するバルク水（間隙を占める間隙水）の排出から始まり、やがてほとんどのバルク水がなくなりメニスカス水（土粒子接点に形成される間隙水）のみが存在するようになるため、一定の残留状態に至る。このときの飽和度を限界飽和度という。脱水曲線のある一点からサクシオンを減少させていくと、脱水曲線とはヒステリシスを呈する吸水曲線を描く。この原因としてはインクビン効果や間隙水メニスカスの進行方向による土粒子との接触角の違いなどが挙げられる^{48), 49)}。また、サクシオンをゼロまで減らしても、間隙に気体が封入されるため、飽和度は100%まで回復しない。このため吸水曲線でも変曲点が現れる。この点でのサクシオン値は、水侵入値と呼ばれる。

2-5-2 連続性を重視したヒステリシス表現モデル

不飽和土の挙動に大きく影響を及ぼす水分特性は、乾燥時と湿潤時で異なる。つまり、サクシオン～飽和度関係を表した水分特性曲線は、乾燥時もしくは湿潤時の保水状態に依存して、無数の走査曲線が存在する。河井ら⁵⁰⁾は、それらの走査曲線が乾燥時と吸水時ではそれ

ぞれ相似な形であることを利用して、ヒステリシス表現が可能な水分特性曲線モデルを提案している。任意のサクシオン、飽和度状態から描く脱水、吸水曲線の表現には、杉井、宇野⁵¹⁾のロジスティック曲線式を用いている。ロジスティック曲線式は、水分特性曲線の S 字形状を連続関数として表すことのできるモデルの中で、唯一実測値に対して線形近似できるため、解析を行う上で実用上特異点をもたない連続関数として有用である。

ロジスティック曲線式は次式で与えられる。

$$\frac{S_r - S_{ra}}{S_{rf} - S_{ra}} = \frac{1}{1 + \exp(A + B \log_e \frac{s}{s_0})} \quad (2.117)$$

S_{ra} : $s \rightarrow \infty$ のときの収束飽和度, S_{rf} : $s = 0$ での飽和度,

A, B : 水分特性曲線のパラメータ, s : サクシオン, s_0 : 単位サクシオン

主脱水曲線は $S_{rf} = 100$ (%) とし、吸水曲線に関しては $s = 0$ のときの飽和度を S_{rf} として、種々の S_{ra} を設定し、次式を用いて線形近似することができるため、最も相関関係の高くなるときの S_{ra} を求めればよい。

$$\log_e \left(\frac{S_{rf} - S_r}{S_r - S_{ra}} \right) = A + B \log_e s \quad (2.118)$$

ここで、水分特性曲線の形状を決める気体侵入値および水侵入値は、ロジスティック曲線式では変曲点と考えることができる。その変曲点はパラメータ A, B 両方の影響を受けるため、間隙比への依存性を無視すれば、この 2 つのパラメータを脱水曲線および吸水曲線における土質定数として用いることができる。この脱水曲線、吸水曲線のパラメータをそれぞれ A^D, B^D および A^W, B^W とする。

任意の (サクシオン, 飽和度) の供試体状態を表す点 (s_1, S_{r1}) を通過する脱水曲線は以下のように求める。脱水曲線は $s \rightarrow \infty$ で必ず残留含水比 w_c に収束し、間隙比の影響を無視すれば $s \rightarrow \infty$ での収束飽和度 S_{rc} は唯一の値となり、次式を満足する S_{rf}^* を求めればよいことになる。

$$\frac{S_{r1} - S_{rc}}{S_{rf}^* - S_{rc}} = \frac{1}{1 + \exp(A^{(D)} + B^{(D)} \log_e s_1)} \quad (2.120)$$

$$S_{rc} = \frac{G_s w_c}{e} \quad (2.119)$$

ここに、 G_s : 土粒子の比重, S_{rc} : $s \rightarrow \infty$ のときの収束飽和度である。これによって、求められた S_{rf}^* を用いて、脱水曲線が次式で与えられる。

$$S_r = \frac{S_{rf}^* - S_{rc}}{1 + \exp(A^{(D)} + B^{(D)} \log_e s_1)} + S_{rc} \quad (2.121)$$

一方、(サクシオン, 飽和度) の供試体状態を表す点 (s_1, S_{r1}) を通過する吸水曲線は以下のよう
に求める. 吸水曲線に関しては, ロジスティック曲線式が示す (s_1, S_{r1}) での収束飽和度 S_{ra} が
唯一とはならず, S_{rf}, S_{ra} の 2 つのパラメータを求めなければならない. そこで, S_{rf}, S_{ra} の関
係を次式で与える.

$$\frac{S_{ra} - S_{rc}}{1 - S_{rc}} = \frac{S_{rf} - S_{rfc}}{1 - S_{rc}} \quad (2.122)$$

ここに, $S_{rfc} : s \rightarrow \infty$ での収束飽和度が限界飽和度に一致し, 吸水曲線(主吸水曲線)が $s = 0$ で
示す飽和度である.

実際に, このときの吸水曲線は最も乾燥側の吸水曲線であり, この吸水曲線より下の飽和
度は存在しない. この吸水曲線を演繹的に求めることはできないが, 実測の吸水曲線から得
られた S_{rf1}, S_{ra1} を式(5.25)に代入することで次式により求めることができる.

$$S_{rfc} = \frac{S_{rf1} - S_{ra1} + S_{rc} - S_{rf1}S_{rc}}{1 - S_{ra1}} \quad (2.123)$$

つまり, 次式を満足する S_{ra}^* を求めればよい.

$$\frac{S_{r1} - S_{ra}}{S_{rf}(S_{ra}^*) - S_{ra}^*} = \frac{1}{1 + \exp(A^{(w)} + B^{(D)} \log_e s_1)} \quad (2.124)$$

以上のようにして, 図-2.10, 図-2.11 のような脱水曲線, 吸水曲線が得られる.

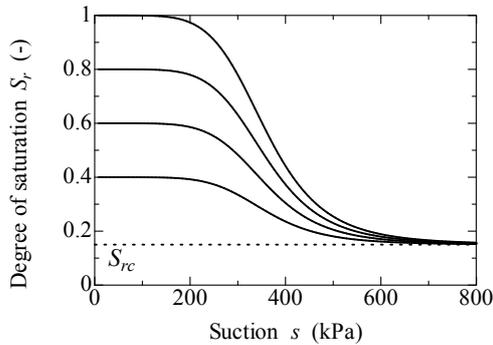


図-2.10 脱水曲線の表現

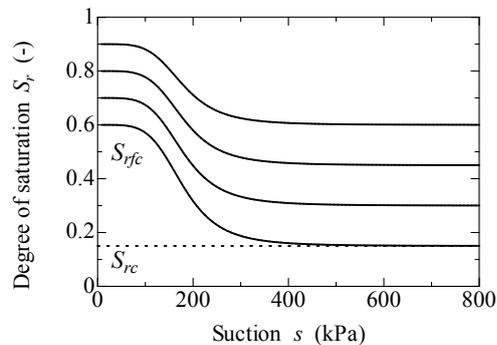


図-2.11 吸水曲線の表現

参考文献

- 1) 加藤洋治：新版キャビテーション - 基礎と最新の進歩 - ， 槇書店， pp.1-6, 1999.
- 2) 京谷孝史：よくわかる連続体力学ノート， 森北出版株式会社,2008.
- 3) Bio, M. A., General Theory of Three-dimensional Consolidation, Journ. Appl. Phys., pp.12-155, 1941.
- 4) Green, A. E. and Naghdi, P. M. : A theory of mixtures, Arch. Rat. Mech. Anal., Vol.24, pp.243-263, 1967.
- 5) Darcy, H.: Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon, Dalmont, Paris, 1956.
- 6) 大草重康：海底地盤の土質力学， 土木学会論文集第 346 号， □-1, pp.13-21,1984.
- 7) 坂井守：固・液・気三相相互作用を考慮した SPH 法による地盤の浸透破壊解析法の開発， 中部地盤工学シンポジウム論文集， 第 15 号,69-74,2003.
- 8) 黒田正治：溶解気体による不飽和浸透の発生とその浸透性に関する研究 2， 九州大学農学部学芸雑誌,22(3),285-300,1966-08.
- 9) 岡本幸彦， 功刀亮， 前園健司， 遠藤淳：水中プロペラ攪拌式オキシレーションディッチの酸素移動現象に関するシミュレーション， NKK 技法, No.177, 2002.
- 10) J.L.H.Grozić, S.M.R. Iman.: Constitutive modeling of gassy sand behavior, *Can. Geotech. J.*, 42.812-829, 2005.
- 11) 和田一彬：温度上昇を受けたゆる詰め不飽和砂質土の非排気非排水せん断特性， 地盤工学研究発表講演集， 第 45 巻 1 号， 715-716, 2010.
- 12) 井上令作：飽和度の高い砂層における間隙水圧の伝播， 土木学会論文集， 第 236 号， 81-92,1975.
- 13) フィルダムの盛立ておよび初期湛水時における間隙水圧挙動の解析， 土木学会論文報告集， 第 339 号,119-126,1983.
- 14) D.G. Fredlund, S.L. Barbour: The prediction of pore-pressures for slope stability analysis, *Slope Stability Seminar*, 1986
- 15) 大平至徳， 木暮敬二， 山口晴幸， 森茂， 末吉慶三， 山根清：超高压下での粒状土の力学挙動に関する実験的研究， 土と基礎, No.1436, 23-30, 1984.
- 16) Hilf.J.W: Estimating construction pore pressure in rolled earth dams, *In Proceedings of the 2nd International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Rottendam, The Netherlands, Vol.3, 234-240, 1998.
- 17) 軽部大臈， 直村康造， 森田登， 岩崎哲雄：不飽和土の力学的性質に関する基礎的研究， 土木学会論文報告集， 第 269 号,105-119,1978.

- 18) Kawai, K. Iizuka, A & Kanazawa, S. 2013. Expression of mechanical characteristics in compacted soil with soil/water/air coupled F.E. simulation. Proceedings of the 18th ICSMGE: 1129-1132.
- 19) Henry, W., Experiments on the quantity of gases absorbed by water at different temperatures and under different pressures, *Philosophical Transactions of the Royal Society*, Vol.93, pp.29–274, 1803. doi:10.1098/rstl.1803.0004
- 20) Rebecca L. Phillips, Stephen C. Whalen and William H. Schlesinger.: Influence of atmospheric CO₂ enrichment on methane consumption in a temperate forest soil, *Global Change Biology*, Vol.7, Issue.5, 554-563, 2001.
- 21) 坂牧隆司：水・メタン系の相平衡の分子動力学シミュレーション, *The Molecular Simulation Society of Japan*, Vol.16, No.4, 242-246, 2014.
- 22) 化学工学便覧（海底6版），丸善，1999.
- 23) Shuurman, E.: The compressibility of an air/water mixture and a theoretical relation between air and water pressure, *Geotechnique*, Vol.6, No.4, pp.269-281, 1966.
- 24) 吉村尚久；粘土鉱物と変質作用，地学団体研究会，pp.175, 2001.
- 25) Perter Vrolijk, On the mechanical role of smectite in subduction zones, *Geology*, 18,703-707, 1990, doi: 10. 1130/0091-7613(1990)018<0703: otmros>2. 3. co; 2
- 26) 菊池文雄：有限要素法概説-理工学における基礎と応用-, サイエンス社，1980.
- 27) 久保田俊明，野口裕久：非線形有限要素法の基礎と応用，丸善株式会社，1995.
- 28) 社団法人地盤工学会：地盤技術者のためのFEMシリーズ，はじめて学ぶ有限要素法，丸善出版株式会社，2003.
- 29) Takeyama, T., Tachibana, S., Furukawa, A. : A finite element method to describe the cyclic behavior of saturated soil, *International journal of material science & engineering*, Vol.2, Issue.1, pp.20-25, 2015.
- 30) 戸川隼人，有限要素法による振動解析，サイエンス社，pp.185, 1975.
- 31) 鷺津久一郎 他，有限要素法ハンドブック□応用編，培風館，pp.35-41, 1981.
- 32) Roscoe, K.H., Schofield, A. N. and Thurairajah, A.: Yielding of clays in states wetter than critical, *Geotechnique*, Vol.212, No.3, pp.250-255, 1963.
- 33) Roscoe, K.H. and Burland, J.B., On the generalized stress-strain behavior of ‘wet’ clay, *Engineering Plasticity*, ed. J. Heyman and F.A. Leckie, Cambridge University Press., pp.535-609, 1968.
- 34) Ohta, H., and Hata, S., A theoretical study of the stress-strain relations for clays, *Soils and Foundations*, Vol.11, No.3, pp.195-219, 1971.

- 35) Sekiguchi, H., and Ohta, H., Induced anisotropy and time dependency in clays, *Constitutive Equation of Soils, Proc. Specialty Session 9, 9th Int. Conf. Soil Mech. & Found. Engrg*, Tokyo, pp.306-315, 1977.
- 36) Hashiguchi, K., Subloading surface model in unconventional plasticity, *Int. J. Solids Struct.*, Vol.25, pp.917-945, 1989.
- 37) Asaoka, A., Nakano, M., and Noda, T., Superloading yield surface concept for highly structured soil behavior, *Soils and Foundations*, Vol.40, No.2, pp.99-110, 2000.
- 38) Alonso, E. E., Gens, A. and Josa, A.: A constitutive model for partially saturated soils, *Geotechnique*, Vol.40, No.3, pp.405-430, 1990.
- 39) Kohgo, Y., Nakano, M. and Miyazaki, T.: Theoretical aspects of constitutive modeling for unsaturated soils, *Soils and Foundations*, Vol.33, No.4, pp.49-63, 1993.
- 40) 軽部大蔵, 加藤正司, 浜田耕一, 本田道識. 不飽和土の間隙水の状態と土塊の力学挙動の関係について. 土木学会論文集, Vol.34, No. 535, 83-92, 1996.
- 41) 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.
- 42) 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.
- 43) 大野進太郎, 飯塚敦, 太田秀樹. 非線形コントラクタンシー表現式を用いた土の弾塑性構成モデル. 応用力学論文集, Vol.9, 407-414, 2006.
- 44) Schofield, A.N. and Wroth, C.P, Critical state soil mechanics, Mc Graw-Hill, New York, 1968.
- 45) Vachaud, G. and J. L. Thony, Hysteresis during infiltration and redistribution in a soil column at different initial water contents, *Water Resources Research*, Vol.7, No.1, pp.111-127, 1971.
- 46) 田中弥寿男, 高橋悟, 比表面積を尺度としたまさ土の風化度と水分特性について, 第 17 回土質工学研究発表会, pp.73-76, 1982.
- 47) 飯竹重夫, 関東ロームのコンシステンシー特性について, 土木学会論文集, No.277, pp.85-98, 1978.
- 48) Nakano, M., Pore volume distribution and curve of water content versus suction of porous body, 1. Two boundary drying curves, *Soil Science*, Vol.122, No.1, pp.5-14, 1976.
- 49) Nakano, M., Pore volume distribution and curve of water content versus suction of porous body, 2. Two boundary wetting curves, *Soil Science*, Vol.122, No.2, pp.100-106, 1976.
- 50) Kawai, K., Iizuka, A., Hayakawa, E. & Wang, W.: Non-uniform settlement of compacted earth structures caused by the deformation characteristics of unsaturated soil on wetting, *Soils and Foundations*, Vol.47, No.2, pp.195-206, 2007.
- 51) 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

2. 溶存気体の状態変化及び鉱物の変質を表現できる数理モデル

術講演会概要集, pp.130-131, 1995.

3. 海底地盤からの土試料のサンプリングとその強度評価

3-1 サンプリング時の乱れ

現在に至るまで、石油プラットフォーム、渡海橋、海上空港など、海底地盤を基礎地盤とする建設工事が実施されてきた。このとき、建設工事のほとんどは、その対象水深が 30m 程度である。新たな海洋資源開発のためのインフラの構築¹⁾や、海底ケーブル等のインフラ保全²⁾に取り組もうとすると、今までよりも対象水深は深くなる。建設工事において、海底地盤の安定性評価は必要不可欠である。そのためには、土試料を原地盤から採取して室内試験を行うか、原位置試験によって、原地盤の強度や剛性を把握することが求められる。海底地盤を対象とする場合、原位置試験によって強度や剛性を知るのが、将来的には合理的であると考えられるが、計測される物理量とのキャリブレーションが事前に必要になる。結局、実際に海底地盤から試料を採取して、土試料に対する室内力学試験などを実施しなければならない。

従来から、サンプリング時や力学試験実施時に、「乱れ」の影響を受けることで、土試料の力学性状が変化することが分かっている³⁾。ここで「乱れ」とは、ボーリング、サンプリング及び土質試験の各過程で生じる土の状態変化のことであり、主に拘束圧の除去による乱れと、機械的な乱れに大別される。この乱れの大小こそが、土試料の土質力学的品質の良し悪しであり、粘性土の非排水せん断試験の場合に最も影響を及ぼす。このようなサンプリング時の乱れに関する研究は、地盤力学にとっては古典的なテーマのひとつであり、過去の様々な研究が挙げられる。機械的な乱れについては、Ladd & Lambe³⁾や奥村^{4),5)}を契機として、土田⁶⁾などによる研究がある。応力解放による乱れについては、Skempton & Sowa⁷⁾や Noorany & Seed⁸⁾を先駆として、拘束圧解放に伴う試料の有効応力状態の変化による非排水せん断強度への影響が検討されている。

海底地盤からのサンプリングを考えると、海底における試料採取は、陸上あるいは水際近くでの試料採取に比べて作業条件が苛酷であるだけに、機械的乱れの影響は大きいと考えられる。機械的な乱れの影響は不可避であるが、プレッシャー・コアサンプリング法⁹⁾や高拘束圧密閉型三軸試験機¹⁰⁾など、サンプリング及び試験機の技術開発で低減できると考えられる。しかし、海底地盤は水圧の影響で拘束圧が陸上地盤に比べてはるかに大きいため、応力解放による影響はより深刻になると考えられる。このような理由から、海底地盤の力学性状の把握において、海底地盤からのサンプリング試料の応力解放による乱れの影響の把握に困難さを強いられている。

通常の地盤においても、堆積物中の気体が水圧変動に大きく影響するという実験報告があることや¹¹⁾、水際近くの採取試料の場合、海成粘土試料内の残留有効応力の測定値が予想よりもはるかに小さいこと¹²⁾、また測定した飽和度が深度とともに減少していること¹³⁾が分かっている。これらのことから、溶存気体の気化により、力学特性を把握するために必要な採取試料の品質が低下することが、現在の海底地盤調査で最も重要な問題の一つとなっている¹⁴⁾

3-2 間隙水中の溶存気体がサンプリング時に及ぼす影響

溶存気体の気化が土試料に及ぼす影響について説明するため、潜水病を例に挙げる。潜水病は減圧症とも呼ばれ、ダイバーがスキューバダイビングを行った際に発症することがある。空気の約78%は窒素であり、ダイバーは空気ポンプを使用するため、この窒素が潜水中に身体に溶け込む。窒素は、潜水深度が深いほど、また、潜水時間が長いほど多く溶け込む。そして、ダイビング終盤に海面近くに急に浮上し、水圧が低下すると、それまでに溶けていた窒素が体内で気泡化する。この気泡が、神経や関節を圧迫し痛みや違和感を引き起こす。これが潜水病の原因である(図-3.1)。この現象を海底地盤に当てはめると、海底地盤のサンプリングにおいても潜水病と同様の現象が起こっていると考えられる。間隙水中に溶存気体を多く含んだ飽和土が、海底地盤から試料を採取する際に水圧の減少によって気化し、不飽和化が生じる(図-3.2)。この不飽和化が、採取試料の有効応力変化に影響を及ぼし、採取試料を乱す原因の一つになり得る。水深が深いところに存在する海底地盤ほど溶存気体を多く含み、サンプリング時の圧力変化も大きいため、今まで対象としてきた水深・海底深度では考慮されていなかった水圧変化に伴う溶存気体の気化による影響が顕在化するものと考えられる。

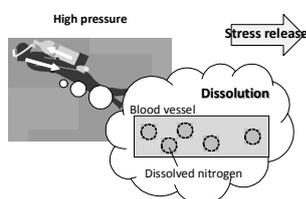


図-3.1 潜水病

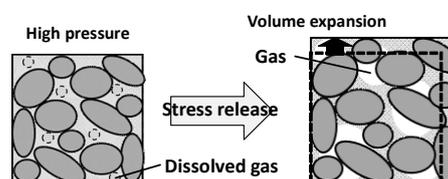


図-3.2 不飽和化

近年では、保圧コアラー⁹⁾を用いることで、原位置の水圧を保ったままサンプリングを行うことができるため、サンプリング時の圧力変化に伴う溶存気体の気化を防ぐことができると考えられるが、保圧コアラーを用いたサンプリング方法は莫大な手間と費用がかかるため、たくさん試料を採取することは難しい。そのため、従来のサンプリング手法で採取した試料

の乱れを評価し、サンプリング試料から原位置強度を推定できる最適な試験方法の提案が必要である。間隙中の気体が試料の残留有効応力に及ぼす影響について、奥村⁴⁾は、ボイルの法則とヘンリーの法則を用いて理論的に考察した。このとき、全応力解析により問題が解決されており、残留有効応力の推定には Skempton¹⁵⁾により提案されていた B 値が用いられていた。この当時、不飽和土の力学といったものは提案されておらず、大気圧下で釣り合いを満たすように、試料の全応力は大気圧と等しいとされてきた。しかし、溶存気体の存在により気体圧を無視できないため、飽和土の有効応力式では海底地盤の有効応力変化を予測できないと考えられるようになった¹⁶⁾。近年、不飽和土の力学体系が整理され、土/水/気体連成解析により、不飽和地盤の力学挙動についてアプローチ可能となった。現在の力学体系を用いると、実際は試料内部でサクションが働くため、必ずしも試料内部の間隙気体圧が大気圧に釣り合うとは限らない。これらのことから、溶存気体が採取試料の品質低下に及ぼす影響について検討するためには、土/水/気体連成解析によるアプローチが必要不可欠である。

3-3 研究目的

本研究では、2章で提案した溶存気体の状態変化を考慮できる数理モデルを用いて、より精微にサンプリング過程をシミュレートすることで、溶存気体の状態変化が採取試料の力学挙動及び室内試験で得られる非排水せん断強度に及ぼす影響について解析的に検討することを研究目的とする。ここで、海水の圧縮率は水深によって異なるため¹⁷⁾、間隙水の膨張も考慮する必要があるが、気体の圧縮率に比べて間隙水の圧縮率は非常に小さいため、本検討では間隙水の膨張は無視できると仮定した。さらに、溶存気体の状態変化に伴い温度変化が生じると考えられるが、これらについては今後の検討課題とする。機械的乱れに関しては計算で追うことが困難であるため考慮していない。

3-4 サンプリングから室内試験までのシミュレーション

本節では、様々な水深・海底深度に存在する土のサンプリング過程模擬シミュレーションを行うため、解析手法及び解析に用いるパラメータの選定について述べる。また、サンプリング試料を用いた室内試験から得られる強度についても検討するため、室内試験シミュレーションについて記述する。

3-4-1 サンプリング過程シミュレーション

ピストンコアサンプラーは、海洋調査では多くの実績があるサンプラーであり、原位置地盤の土試料は、コアバレルと呼ばれる中空の管を用いて採取される^{18), 19)}。地盤にコアバレルを押し込むことで土試料を採取し、水面までサンプラーを引き上げ、その後コアバレルから試料を採り出すことになる。Skempton and Sowa⁷⁾や Ladd and Lambe³⁾は、サンプリングの全過程に至る攪乱が有効応力変化に及ぼす影響について検討している。Ladd and Lambeによると、陸上地盤からのサンプリングの全過程における有効応力変化は図-3.3 に示すようにまとめられる。図-3.3 において、A は、原位置の応力状態であり、ボーリング孔の掘進に伴う土被り圧の解放により、有効応力状態は P を経て B に移行する。さらに、コアバレルの押し込みや試料の地上への引き上げにより B から C、試料をコアバレルから押し出すことにより C から D へ、保存やトリミングにより F に至ると説明されている。これらは全て、サンプリングにおける機械的乱れに着目した有効応力変化である。従来の考えでは、B→C における圧力変化及び D における全応力解放時は、試料が飽和状態であるため有効応力は変化しないと考えられていた。しかし、溶存気体が気化する場合、試料が不飽和化し、水圧変化や応力解放に伴う応力除荷によっても有効応力が変化すると考えられる。そこで、海底地盤からのサンプリング過程を図-3.4 に示すように、Process1 と Process2 に分けて、溶存気体の気化を考慮したサンプリング過程をシミュレートする。Process1 では、サンプラーの引き上げを想定した圧力変化に伴うコアバレル内土試料の応力変化について検討する。Process2 では、コアバレルから試料を取り出す際の応力解放に伴う応力変化について検討する。このとき、コアバレルから試験に用いる箇所を試料を瞬時に取り出せると仮定し、採取時及びトリミング等による機械的乱れは一切考慮していない。

3-4-2 一軸圧縮試験シミュレーション

本研究では、サンプリングによる乱れを受けた試料の強度についても検討する。中瀬²⁰⁾はわが国の軟弱地盤における多くのすべり破壊事例を解析する際に、一軸圧縮試験で得られる q_u の平均値の 1/2 を非排水せん断強度とすると、破壊事例がよく説明できることを示した。松尾²¹⁾は、 $q_u/2$ の平均値を用いて円弧すべり解析を行うと、中瀬が行ったすべり破壊事例の安全率は 0.9~1.1 の範囲で計算できることを示している。これらの研究成果から、粘性土の強度に q_u の平均値を用いることが工学的に有効であるとし、粘性土地盤の決定法 (q_u 法) として広く活用されている。一軸圧縮試験以外にも室内試験で土の強度を求める方法として三軸圧縮試験や三軸伸長試験などが挙げられるが、非常に多くの実績を有し、試験方法が簡易で経済性に優れていることから、一軸圧縮試験が採用されている。

海底地盤の強度を調べる際には、原位置試験方法としてコーン貫入試験 (Cone Penetration

Test) が多く用いられている^{22), 23)}. このとき得られる先端抵抗から地盤の支持力等が求められる. CPT 試験結果から得られた先端抵抗は, 一軸圧縮試験から得られる強度と比較することで, 先端抵抗から得られる強度のばらつきについて検討されている²²⁾. このとき, 今まで対象とされてきた陸上地盤や水深が 30m 程度の海底地盤に関しては, CPT 試験時における試料の乱れの影響は小さいことが分かっている. しかし対象水深が深くなれば, 原位置試験から計測される強度とのキャリブレーションができていないため, 原位置試験時の乱れの影響が, 今までと同様に小さいかどうか判断することができない.

海底地盤を対象とした CPT 試験の妥当性について検討するためには, 一軸試験等の室内試験の実施が必要である. しかし, 前項で示したように, サンプリング時の乱れの影響は無視できず, 実際に一軸試験を実施できたとしても, 原位置強度を得ることができているか分からない. そこで, サンプリング過程シミュレーション後に一軸圧縮シミュレーション (Process3) を行うことで, 応力解放による乱れの影響を受けた土供試体の強度と, 原位置強度の関係について解析的に検討する.

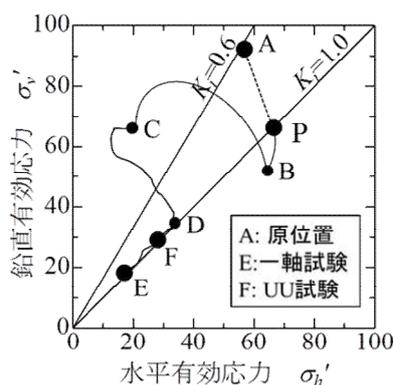


図-3.3 サンプリング時に生じる有効応力変化

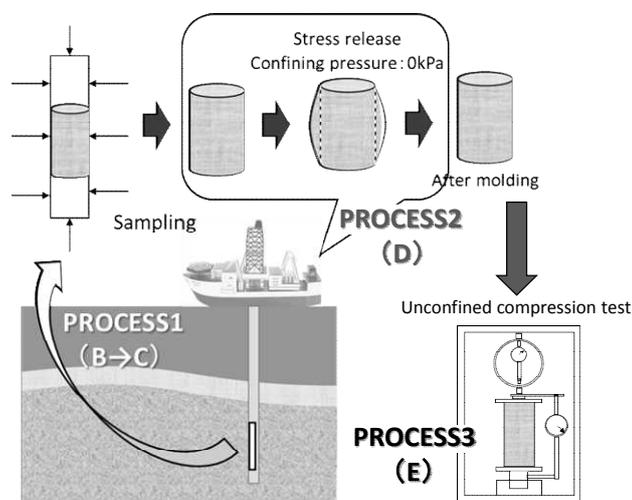


図-3.4 サンプリング過程模擬シミュレーション

3-4-3 初期応力条件及び境界条件の設定

例えば、水深 100m、海底深度 100mbsf の土試料を採取するケースについて考える。このとき土試料の間隙水圧は、原位置において、2000kPa（試料採取深度までの深さ）の静水圧に等しいと考えられる。本研究では、ヘンリー則を $m_{dg} = k_h p_g V_g$ として定義しており、溶存気体量は間隙気体圧に比例する。このとき、 m_{dg} ：溶存気体質量、 k_h ：ヘンリー定数、 p_g ：間隙気体圧、 V_g ：間隙気体が占める体積である。そのため、深さ 200m 地点における間隙水中に、飽和量の溶存気体が溶けている状態を表現するため、初期間隙気体圧を初期間隙水圧と同様、2000kPa と設定する。このとき、初期サクションは 0.0kPa となり、本研究で用いる水分特性曲線モデルでは飽和度 1.0 となる。

図-3.5 にサンプラーを海上まで引き上げる際の模式図を示す。このとき、コアバレルの上下端面は海水に接していることになる。そのためコアバレル内上下端面付近の土試料は、飽和状態を保ったまま引き上げられると考えられる。そのとき、上下端面土試料の間隙水圧は、図-3.5 に示すように、引き上げ時に変化する静水圧低下と同じように低下する。そこで、Process1 では、図-3.6(a)に示すコアバレル内の試料を想定したメッシュ図を用いて、側方の変形を固定し、上下端面の間隙水圧及び間隙気体圧を静水圧と釣り合うように徐々に変化（図-3.7）させることで、サンプラーの海上への引き上げ過程をシミュレートする。

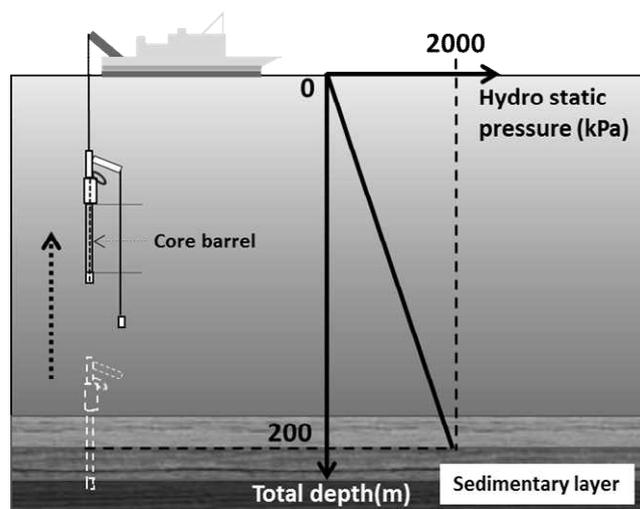


図-3.5 コアバレルを海上まで引き上げる際の模式図

室内試験に用いる試料をコアバレルから切り出す位置によって、強度のばらつきが最大 50%もばらつくという報告がある^{13), 24), 25)}。このとき、ばらつきの要因は、サンプラーの引き上げ時の引張応力の作用、サンプラーからの押し出しやトリミング等による機械的な乱れが原因であると考えられている。そこで Process2 では、図-3.6(a)に示すコアバレル内の全要素について、Process1 後の各要素にかかる残留拘束圧が大気圧下での拘束圧(101.3kPa)になるまで除荷されることを想定した解析を行う（図-3.6(b)）。このとき境界全面非排気非排水条件と仮

定した. Process2 後は, 図-3.6(c)に示すように, 各要素について, 全面非排気非排条件の下, 一軸圧縮シミュレーションを行った (Process3). 側圧を大気圧に保ったまま, せん断速度 1.0%/min でせん断した. Process1 から Process3 に至るまで一連の流れとして解析を行うため, Process2, 3 の初期条件は, 間隙比や飽和度を含めて全て, それぞれ Process1, 2 終了時の値となっている.

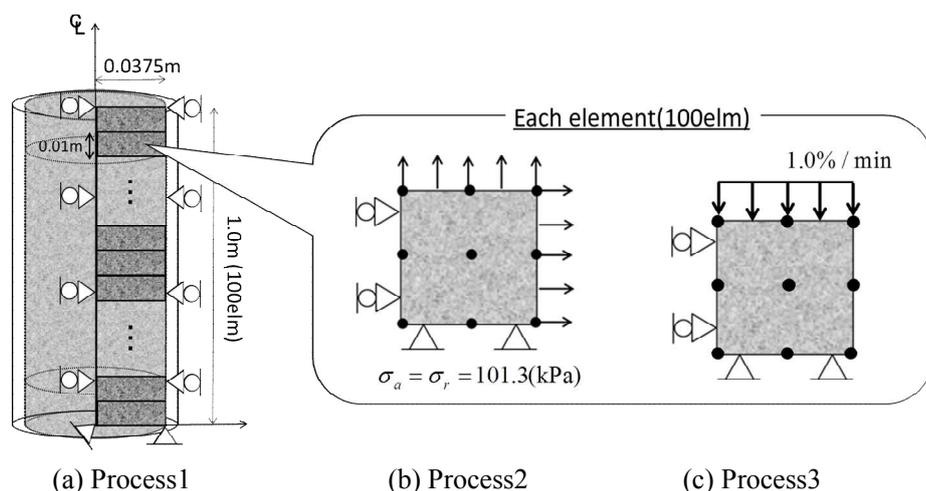


図-3.6 解析メッシュ図

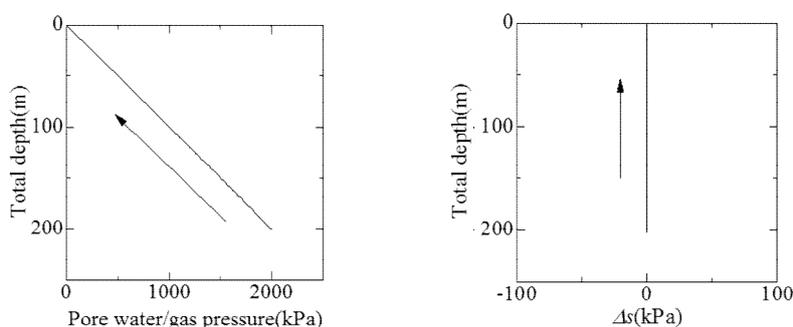


図-3.7 Process1 における境界面での間隙水圧・間隙気体圧・サクシオン変化

3-4-4 解析パラメータの選定

解析に用いた材料パラメータを表-3.1 に示す. 原位置地盤は極めて一様性が高く, 深度方向に均一であると仮定した. 水深・海底深度によって地盤の体積圧縮特性が異なると考えられるが, ここでは材料パラメータの違いによる影響を除くため, 圧縮指数及び膨潤指数に関しては, 谷崎²⁶⁾の大阪湾沖積粘土を用いた室内試験結果から得られた値を用いる. 間隙比及び単位体積重量も同様, 大阪湾沖積粘土地盤 (水深 20m, 海底深度 0~20mbsf) の実測データをもとに値を仮定した⁶⁾. 透水係数及び水分特性曲線 (図-3.8) は, 粘性土を想定している. ヘンリー定数に関しては, 海底地盤に含まれる溶存気体種類を調べ, 各溶存気体に対応する

ヘンリー一定数を求めた後、含有量の割合に合わせて平均ヘンリー一定数を求めた。溶存気体データは、図-3.9 に示す網走沖オホーツク海より得られた間隙水溶存気体濃度のデータを用いた^{27), 28)}。これらのデータは、水深 570~750m, 海底深度 0.26~1.96mbsf の地盤から得られたデータである。海底深度がかなり浅いが、深い位置の間隙水中溶存気体の成分分析データを入手できなかったため、100mbsf の海底深度まで同じヘンリー一定数であると仮定して用いている。また、沖積粘土地盤から採取した試料を用いた標準圧密試験結果より⁶⁾、原地盤は正規圧密状態であることが分かっていることから、初期応力状態は正規圧密状態とした。初期は等方応力状態を仮定し、初期の応力誘導異方性は考慮していない。

表-3.1 初期応力条件及び解析パラメータ

Compression index λ	0.2173
Swelling index κ	0.0344
Initial void ratio e	1.0
Grain density G_s	2.71
Se-hardening model parameters a	10
n_s	1.2
Initial saturation S_r	1.0
EC model parameters n_E	1.5
Coefficient of permeability k_w (cm/sec)	6.94E-04
Coefficient of air permeability k_a (cm/sec)	6.94E-02
Amount of substance M_d (g/mol)	33.86
Gas constant R (J/K · mol)	8.31
Temperature T (K)	275.15
Henry's law parameter k_h (g/kPa)	0.306

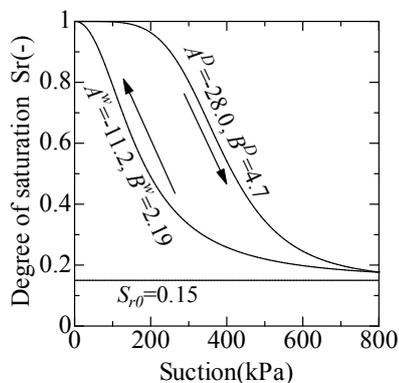


図-3.8 水分特性曲線

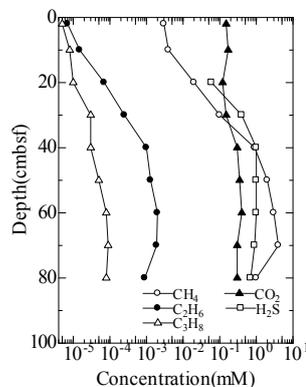


図-3.9 間隙水中の溶存気体データ

3-5 サンプリング時の力学挙動と一軸圧縮試験に及ぼす影響

まず初めに、溶存気体の気化を考慮しない土/水連成モデルを用いて水深 1000m、海底深度 20m からのサンプリング過程模擬シミュレーション (Process1, 2) を行ったときの、コアバレル内中央部の要素における間隙水圧変化及び有効応力変化を図-3.10, 3.11 にそれぞれ示す。初期に試料が完全飽和状態であるため、圧力変化(Process1)及び応力解放(Process2)が生じて、常に飽和状態であるため、除荷重を全て間隙水圧が受け持つことになる (図-3.10)。そのため、図-3.11 に示すように、有効応力は初期状態から全く変化しなかった。この場合、応力解放後の試料は完全不攪乱試料となることが分かる。これらの傾向は、水深、海底深度及びコアバレル内の位置に関わらず同様の傾向を示した。

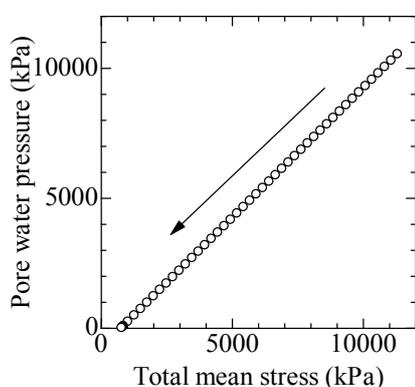


図-3.10 間隙水圧変化

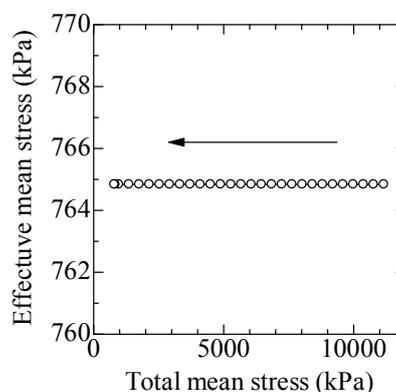


図-3.11 有効応力変化

一方、溶存気体の気化を考慮した土/水/気体連成モデルを用いて同様の解析を行った結果を図-3.12, 3.13 にそれぞれ示す。図-3.12, 3.13 は、Process1 後のコアバレル内試料の残留有効応力比分布及び飽和度分布をまとめたものである。残留有効応力比 (p'_{res}/p'_i) とは、Process1 後の残留有効応力 (p'_{res}) を初期有効応力 (p'_i) で除した値である。ここに示す結果は、水深 200m, 400m において、それぞれ海底深度 100mbsf までの 20m ごとの深度からのサンプリングを仮定して行った解析結果である。比較のため、水深 0m (陸上地盤) のケースについても同様の解析を行う。このとき、便宜上、水深 0m のケースについても海底地盤と呼ぶ。図-3.12 より、全てのケースで、圧力変化による溶存気体の気化に伴い、チューブ内試料に不飽和化が生じた。コアバレル内試料の飽和度分布は、水深が深いほど、海底深度の違いによる差が小さくなる傾向を示した。

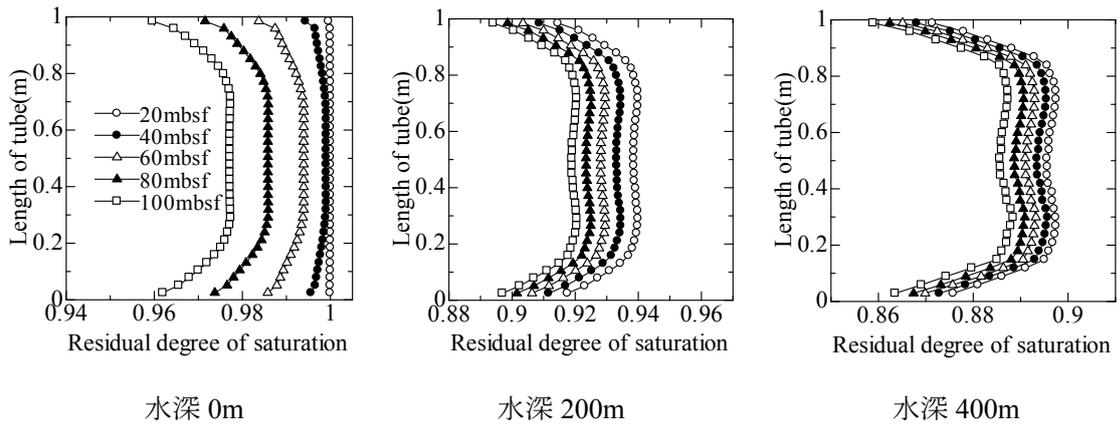


図-3.12 コアバレル内試料飽和度分布

採取試料の不飽和化に伴い有効応力が変化し、ほぼ全てのケースで1以上の残留有効応力比を得た(図-3.13)。図-3.13に示す水深0mのケースでは、海底深度が浅いほど、原位置の土被り圧よりも残留有効応力比が小さくなった。水深が200mより深いケースでは、海底深度が深いほど、残留有効応力が原位置の土被り圧よりも大きくなる傾向を示した。

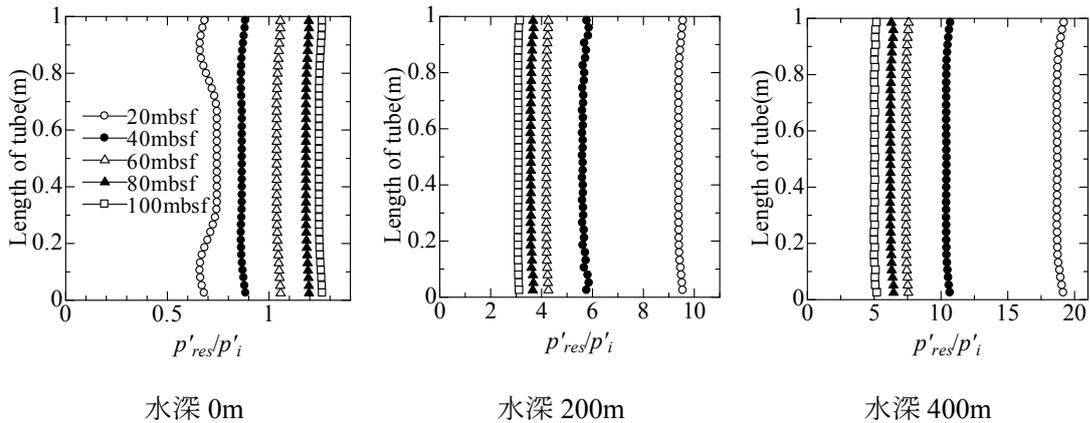


図-3.13 コアバレル内試料残留有効応力比分布

このような傾向の違いを得た理由について考察するため、コアバレル内高さ0.5m(チューブ中央部)におけるサンプラー引き上げ過程(Process1)でのサクシオン変化を図-3.14にまとめる。水深200m以深では残留有効応力分布が同様の傾向を示したため、図-3.14には、水深0mと200mのケースについて結果を示している。図-3.14(a)から、水深0mのケースでは、海底深度が深いほどサクシオンの増加量が大きいことが分かる。一方水深200mのケースでは(図-3.14(b))、海底深度に依らず、サクシオン増加量がほぼ同じであった。このことから、サクシオン変化と飽和度変化のバランスにより、残留有効応力比の傾向が水深0mのときと水深200m以深のときで異なる結果を得たといえる。

ところで、コアバレル内試料の間隙水圧及び間隙気体圧は、不飽和化の影響でコアバレル内試料上下端面よりも大きくなり、コアバレル内に動水勾配が生じる。そのため、サンプラーを引き上げた後、応力状態が一定に落ち着くまで十分な時間放置した。放置の間、コアバレル内試料上下端面の水頭及び気体圧力水頭を0で一定とした。図-3.14の水深0mにおいて、放置中にサクシオンが変化していることが分かる。ここで、最も不飽和化が顕著に生じた水深400m 海底深度100mbsfのケースについて、放置前後のサクシオン分布及び飽和度分布を図-3.15に示す。図-3.15(a)から、放置することでコアバレル内部のサクシオン分布が一様になるのに対し、飽和度は、コアバレル内で非一様となっている。これは、Process1において、水分特性の履歴がコアバレルの位置によって異なることが原因であるといえる。

これらの結果から、サンプラー引き上げ時の圧力変化は採取試料の応力変化に影響を及ぼし、コアバレルの位置によって応力変化の履歴が異なるため、コアバレル内試料のサクシオンが一定に落ち着くまで放置してもコアバレル内試料の飽和度が一様でなくなることが分かった。

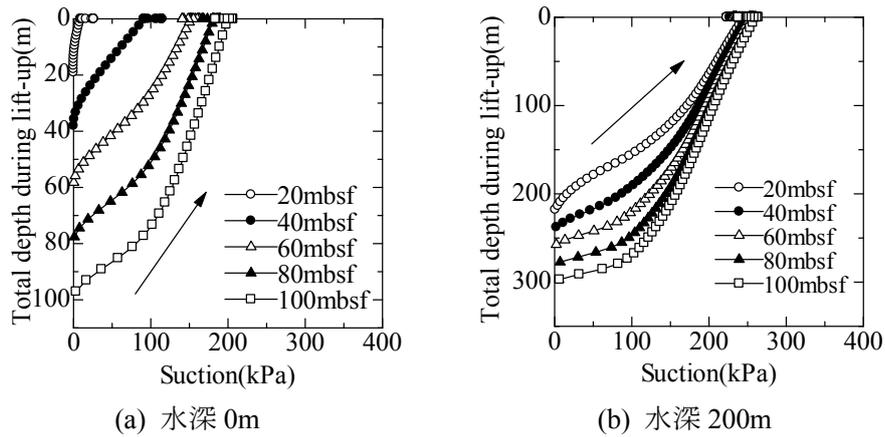


図-3.14 全水深-サクシオン関係

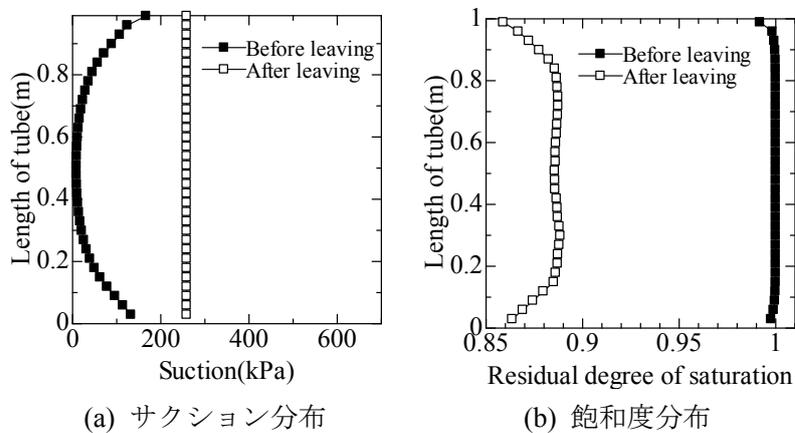


図-3.15 コアバレル内分布 (水深400m, 海底深度100m)

次に、Process2 及び Process3 における力学挙動について検討する。このときのサクシオン-飽和度変化を図-3.16 にまとめる。CASE1 は水深 0m 海底深度 20mbsf からのサンプリングを想定した解析結果であり、CASE2, CASE3 はそれぞれ、水深 0m 海底深度 100mbsf, 水深 200m 海底深度 20m の結果である。Process1 後、図-3.12, 3.13 に示したように、コアバレル内試料の飽和度及び応力状態にばらつきが生じたことから、各 CASE について、コアバレル高さ 0.5m (中央部) と 1.0m (先端部) に位置する要素から得られた結果を示している。図-3.16 から、各 CASE において、コアバレル内の位置による違いを比較すると、コアバレル位置によらず、Process2,3 における力学挙動は同じ傾向を示した。CASE1 と CASE2 を比較すると、同じ水深でも、海底深度が深いほど Process2 までの過程で不飽和化が顕著に生じ、サクシオンも大きくなっていることが分かる。CASE1 と CASE3 を比較すると、水深に依らず、Process2 での飽和度変化が同程度であった。しかし、水深が深いほど、Process1 で大きく不飽和化するため、サンプリング後の飽和度は、水深が深いほど小さい。

Process3 における力学挙動のみに着目すると、CASE1 ではせん断時に飽和度が増加し、コアバレル先端部のケースのみ、途中で飽和度が減少していることが分かる。このようなせん断中に生じる飽和度変化は、海底深度及び水深が深い CASE2,3 で顕著となった。

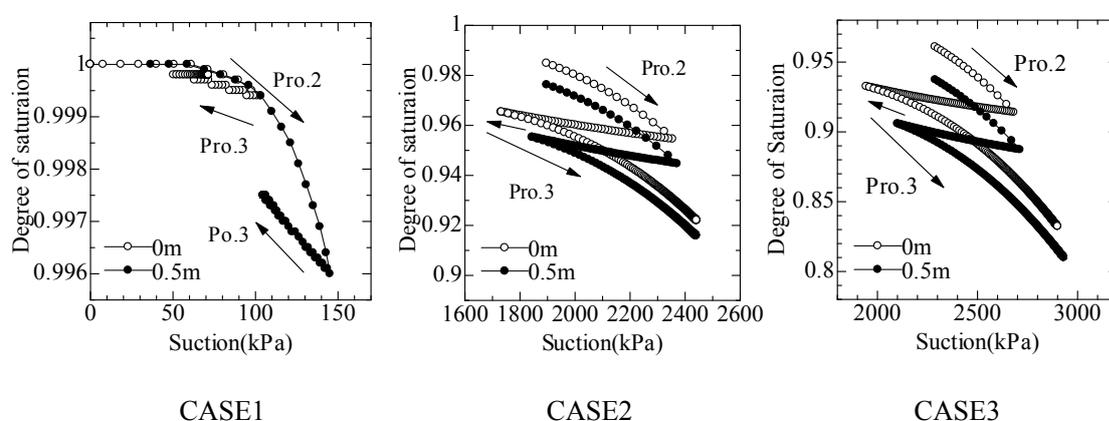


図-3.16 サクシオン-飽和度関係

図-3.17 に Process2 及び Process3 における有効応力経路を示す。図-3.17 中には、原位置地盤を想定してせん断シミュレーションを行った結果を点線で示している。図-3.17 より、全てのケースで Process2 後に有効応力が原位置土被り圧よりも小さくなり、採取試料が過圧密化することが分かる。過圧密化の程度は、水深及び海底深度が深いほど大きくなった。これは、Process1 におけるサクシオン増加により、有効応力が原位置土被り圧よりも大きくなることで、先行圧密圧力が大きくなったことが原因である。Process2 で顕著に過圧密化した CASE2, CASE3 では、せん断途中に強度低下が生じることが確認できる。このときの体積膨張により飽和度が減少するため、図-3.16 に示すような Process3 の飽和度変化を得たといえる。また、

Process3 における応力-ひずみ関係を図-3.18 に示す. これらの結果より, CASE2, 3 では過圧密比が大きくなるため, 顕著にピーク強度を示した. ここで使う過圧密比とは, 過去 (サンプリング過程シミュレーション時) に受けた最大の有効応力をせん断直前 (Process2 後) の有効応力で除したときの比である.

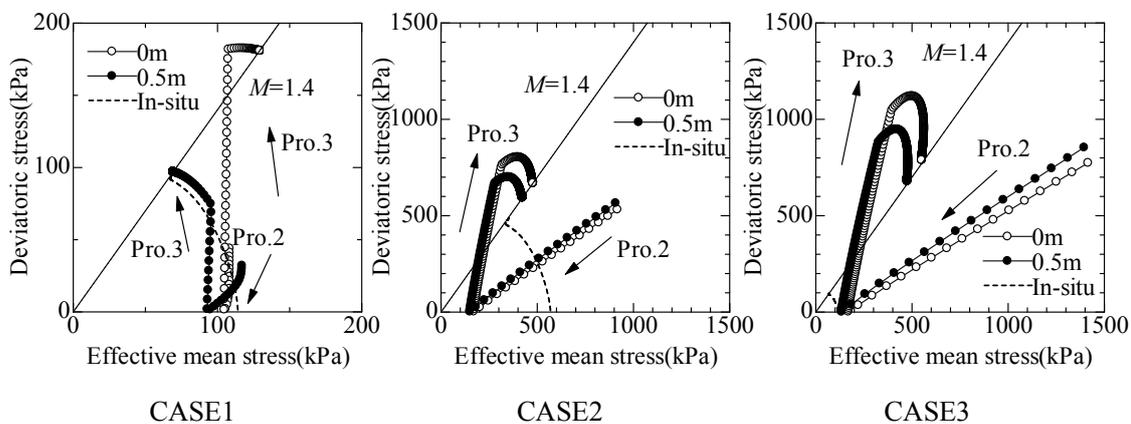


図-3.17 有効応力経路

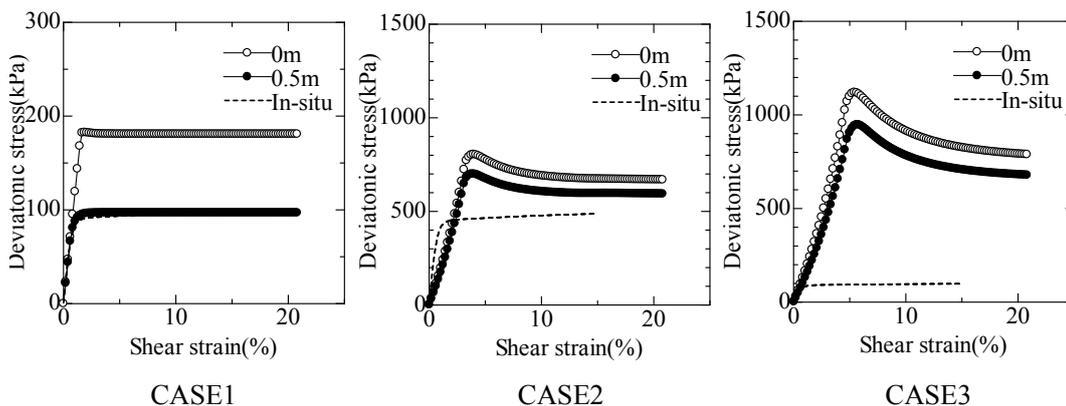


図-3.18 応力-ひずみ関係

3-6 一軸強度分布

Process3 で得られた強度を用いて, 水深 20m における海底深度ごとのコアバレル内強度分布を図-3.19 にまとめる. これらの結果から, 海底深度が深くなるほどコアバレル内強度分布が全体的に大きくなるのが分かる. また, コアバレルの先端に近いほど強度が大きくなっている. 藤下ら²⁹⁾は, 大阪湾沖積粘土地盤 (水深 20m, 海底深度 0~20mbsf) を用いて一軸圧縮試験を行い, 一軸強度がコアバレル内の位置によって異なることを示した. そのとき得られた実測データを図-3.20 に示す. 図-3.20 から, 実測では, コアバレル下端で最も一軸強度が小さく, 上部に向かうほど一軸強度が大きくなり, コアバレル上端では一軸強度が低下して

いることが分かる．一般的にコアバレルの上下端部の土試料は，試料採取時の機械的乱れの影響が大きいことが分かっている²⁹⁾．このような機械的乱れにより，コアバレルの上下端部で強度が小さくなっているといえる．一方図-3.19 に示す解析結果では，上下端部ほど強度が大きくなり，実測とは反対の傾向を示した．これは，解析では機械的乱れの影響を考慮していないことが原因であると考えられる．

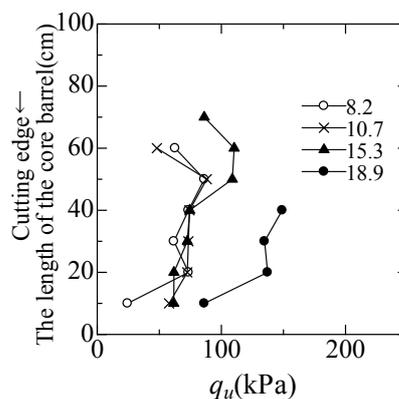
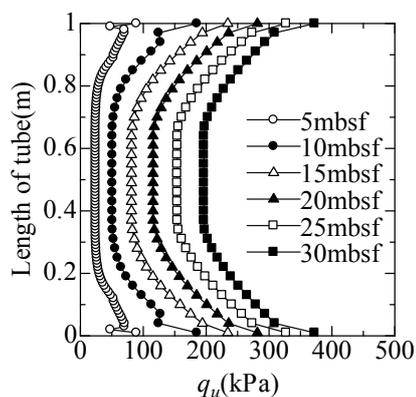


図-3.19 チューブ内一軸強度分布（解析） 図-3.20 チューブ内一軸強度分布（実測）²⁹⁾

次に，図-3.21 に，異なる調査会社によって実際に行われた大阪湾沖積粘土地盤の一軸試験結果から得られた強度分布を示す⁶⁾．これらの結果から，各調査会社で得られた一軸強度のばらつきが大きいことがわかる．図-3.21 には，これらのばらつきの平均値を取った直線が記されている．同じ地盤から採取された試料を用いて実験しても，調査会社が異なれば得られる一軸強度分布が異なることがわかる．これらの実測データより，対象水深が比較的浅くても，得られる強度のばらつきが大きく，試料を乱さずにサンプリングすることは難しいといえる．図-3.22 に，各実測データから得られた一軸強度の平均値と，各海底深度における解析から得られた一軸強度を示す．図-3.22 の白プロットは，チューブ内で強度が最大となった位置の強度を示し，黒プロットは最小値となった位置の強度を示している．これらの平均値を取った強度を太線で示す．×プロットは，初期の有効応力を原位置の土被り圧とし，飽和状態で一軸圧縮シミュレーションを行った結果である．これは原位置強度であるとみなすことができる．これらの結果を比較すると，実測で得られた一軸強度の平均値は，調査会社 A,B 共に原位置強度を過小に評価していることが分かる．解析で得られた一軸強度の平均値は，全ての深度で原位置強度を過大評価していることが分かる．機械的乱れの影響により，数十%強度が低下するといわれている³⁰⁾．図-3.22 に示す実測データと原位置強度を比較すると，約 20%から深いところでは約 40%の強度低下がみられる．このことから，機械的な乱れによる強度低下が 30%程度であったと仮定し，解析結果に反映させると，原位置強度にほぼ等しくなる強度を得ることができた．

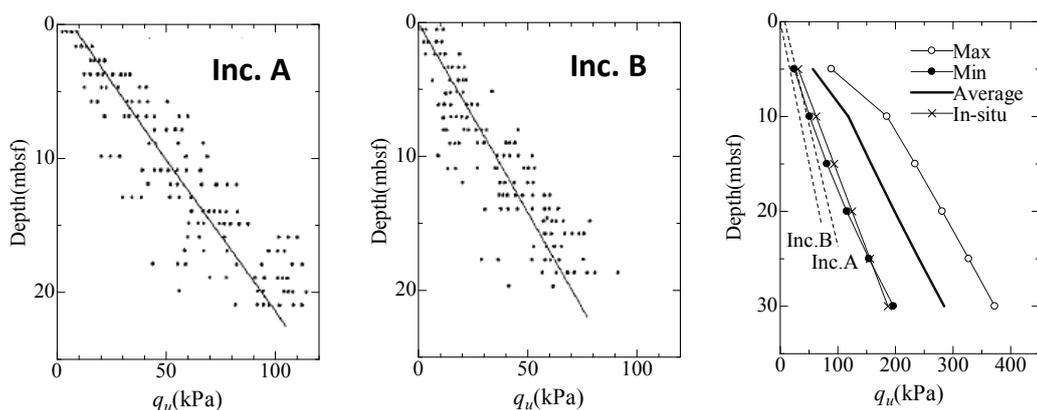


図-3.21 一軸強度分布（左：調査会社 A，右：調査会社 B） 図-3.22 一軸強度分布比較

水深 20m のケースと同様，様々な水深における一軸強度分布について図-3.23 にまとめる．水深 0m のケースに着目すると，採取深度が 50mbsf より浅い場合，得られる一軸強度の最小値が原位置強度と同程度になっている．機械的乱れを考慮したとしても，強度の最小値と最大値の平均値をとると，30mbsf 程度までは原位置強度と同程度になる結果を得た．土田ら⁴⁾は，陸上地盤において，25~30mbsf までの深度であれば， q_u 法の実績があることを示しており，解析結果はこのことに一致する結果を得ているといえる．このことから，サンプリング時の応力解放に伴う有効応力減少と，圧力・拘束圧変化に伴う不飽和化及び過圧密化が強度に及ぼす影響がバランスするとき，原位置強度に相当する強度が得られるといえる．

一方，水深が 200m より深くなると，図-3.23 よりサンプリング試料を用いた試験から得られる強度が，土被り圧によらずほぼ一定になる結果を得た．さらに，水深 200m~600m で得られる強度がほぼ同じ値を示すことが分かる．水深 1000m に関しては，海底深度が深い場合，最小値の強度が原位置強度に等しくなる結果を得た．

このとき，水深 1000m 海底深度 80mbsf のケースについて，Process3 で得られた有効応力経路及び応力-ひずみ関係を図-3.24 に示す．図-3.24 に示す結果は，最小値の強度を得た要素の結果である．図-3.24(a)から，せん断前の初期有効応力が非常に小さいことが分かる．そのため，せん断剛性が小さくなり，図-3.24(b)に示すように，強度が発現しにくいため，せん断ひずみが 20%に至るまでにピーク強度を示さず，得られた強度が小さくなったといえる．水深 1000m における最大値の強度に関しては，海底深度が 40mbsf よりも深い場合，強度が大きくなりすぎるためプロットを除外した．

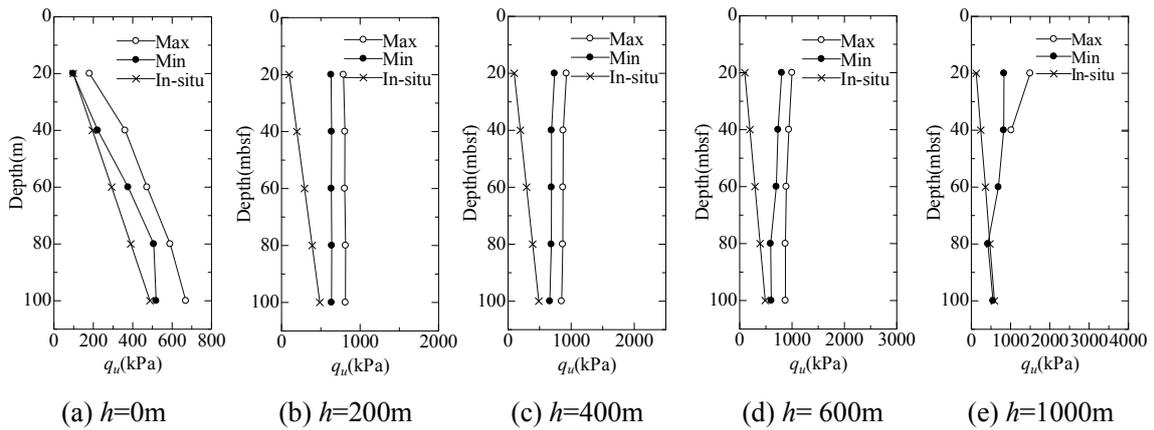


図-3.23 様々な水深における一軸強度分布

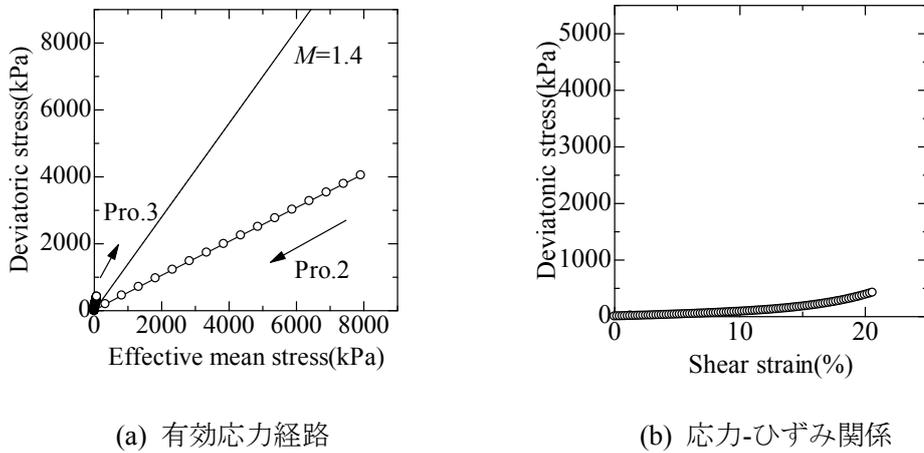


図-3.24 水深 1000m, 海底深度 80mbsf,

これらの結果から、サンプリング過程における不飽和化と過圧密化の影響により、強度を過大評価してしまうことになるといえる。しかし、応力解放時に有効応力が減少するため、その分強度発現が小さくなる。実際に採取試料を用いて一軸圧縮試験を行う場合、これらの要因に加えて、機械的乱れに伴う強度低下の影響も受ける。すなわち、一軸圧縮試験から得られる強度と原位置強度の関係は、これらの要因のバランスにより決まることになる。ここで、3-4-2 節で述べたように、海底の粘性土地盤の強度を測定する方法として一軸圧縮試験が多く用いられている。これは、今まで対象とされてきた水深及び海底深度であれば、有効応力低下や不飽和化及び過圧密化の程度がバランスしたため、原位置強度とみなすことができたと考えられる。解析においても、水深 0m のケースであれば、機械的乱れによる強度低下を考慮すると、得られる強度が原位置強度にほぼ等しくなる結果を得た。しかし、大水深になると、強度増加の影響が顕著になり、これらの要因がバランスしなくなることで原位置強度を誤って評価してしまう傾向を示した。つまり、対象地盤の水深が深い場合、一軸圧縮試

験では原位置強度を推定することができず、海底地盤の安定性評価には適さない試験方法であるといえる。一方、三軸試験器を用いれば、試験前に試料を飽和化させ、所定の圧密圧力で圧密してからせん断試験を行うことができるため、不飽和化や過圧密化の影響を除外できると考えられる。

3-7 溶存気体種類の違いが一軸強度に及ぼす影響

前節までは、海底地盤に含まれる溶存気体種類から推定したヘンリー定数を用いてサンプリング過程及び一軸圧縮試験シミュレーションを行った。しかし、例えば熱水鉱床の近くやメタンハイドレート層の近くといったように、海底地盤の存在する環境によって間隙水中に含まれる溶存気体種類や量が異なる可能性がある。そこで、本節では、任意の溶存気体パラメータを仮定し、間隙水中の溶存気体種類の違いが一軸強度に及ぼす影響について検討する。仮定したヘンリー定数及び物質量を表-3.2 に示す。ヘンリー定数が大きいほど、溶存気体が気化しやすく（ヘンリー則）、物質量が小さいほど、気化した後の気体の膨張が生じやすいことを意味する（状態方程式）。ヘンリー定数が最も小さい CASE1 は、比較的溶解・気化しにくい大気中の空気を想定したパラメータ、CASE2 は、ヘンリー定数は CASE1 と同程度であるが物質量が小さいメタンを想定したパラメータ、CASE3 は前節と同様のパラメータであり、溶解・気化しやすいケースである。

表-3.2 ヘンリー定数及び物質量

	Henry's law coefficient k_h (g/kPa)	Amount of substance M_d (g/mol)
CASE1	0.261	29.32
CASE2	0.270	16.23
CASE3	0.306	33.86

図-3.25, 3.26 に、様々な水深における一軸強度分布を示す。図-3.25 に示す一軸強度は、コアバレル内の位置で強度が最大となったときの強度であり、図-3.26 は、コアバレル内の位置で強度が最小となったときの強度をまとめ、それぞれ溶存気体の違いによる影響を比較したものである。図-3.25, 3.26 より、全ての水深で、CASE2 の一軸強度が小さくなる傾向を示した。また、CASE1 と CASE3 を比較すると、水深が 50m 以深のケースでは有意な差が生じなかった。このことから、ヘンリー定数の違いは、水深が深い場合、あまり強度に影響を及ぼさないといえる。

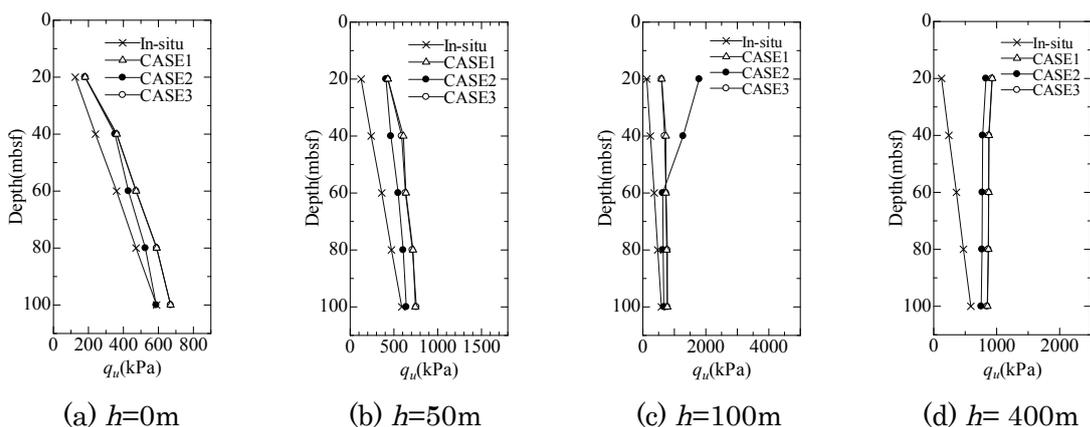


図-3.25 様々な水深における一軸強度分布（シンウォールチューブ内試料の最大値）

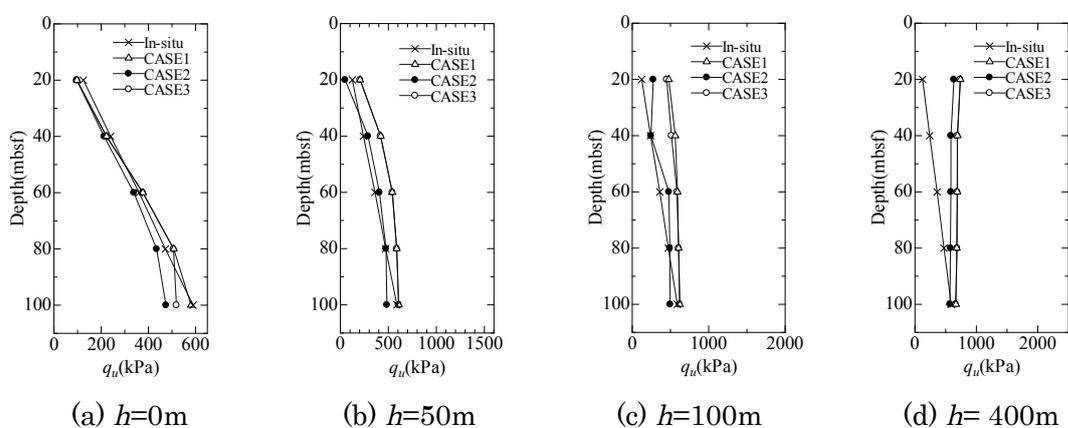


図-3.26 様々な水深における一軸強度分布（シンウォールチューブ内試料の最小値）

水深 0m 海底深度 100mbsf について、最大値の強度を得た要素における Process2, 3 におけるサクシオン-飽和度関係及び応力経路をそれぞれ図-3.27, 3.28 に示す。図-3.27 から、CASE1 と CASE3 の残留飽和度が等しく、CASE2 の残留飽和度が最も小さいことが分かる。表-3.2 に示す物質質量に着目すると、CASE2 の物質質量が、CASE1 と CASE3 に比べてかなり小さい。物質質量は気体の状態方程式に関係し、気体の膨張量に影響を与える。物質質量が小さい場合、圧力変化に対して気体が膨張しやすくなる。このことから、CASE2 では気体が膨張しやすいために他のケースよりも顕著に飽和度が小さくなったといえる。

次に、図-3.28 の応力経路を見ると、Process2 において CASE2 の有効応力減少が顕著に生じていることが分かる。このことも、物質質量が小さく膨張しやすいことに起因するといえる。これらの結果から、不飽和化の影響よりも有効応力低下の影響を強く受けることで、物質質量が小さいケースほど得られる強度が小さくなることが分かった。

このように、間隙水中に含まれる溶存気体種類の違いは一軸強度に影響を及ぼし、ヘンリ一定数の違いよりも、間隙水中に含まれる溶存気体の物質質量の違いが、得られる強度に影響を及ぼすことが分かった。

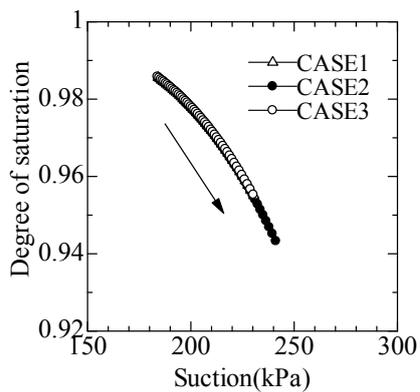


図-3.27 Process2, 3 におけるサクシオン-飽和度関係 (水深 0m 海底深度 100m)

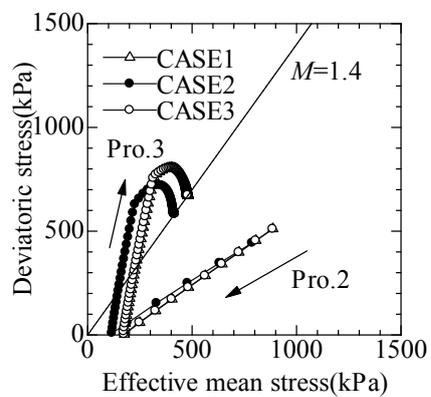


図-3.28 Process2, 3 における応力経路 (水深 0m 海底深度 100m)

3-8 非排水三軸せん断試験シミュレーション

原位置の非排水せん断強度を知る方法は一軸圧縮試験以外にも様々な方法がある，中でも， \overline{CU} 三軸試験であれば，攪乱の影響を除去するため，試料を原位置における有効応力で圧密した後に強度試験を行う．このように乱さない試料を圧密することは「再圧縮」と呼ばれている³¹⁾．最近では，原位置の K_0 状態を考慮して，有効土被り圧の約67%を再圧縮の圧密圧力として用いる．そこで，サンプリング過程模擬シミュレーション (Process1,2) を行った後，実験書³¹⁾の通りに非排水三軸試験シミュレーションを行うことで，非排水三軸試験シミュレーションから得られる非排水せん断強度と原位置強度の関係について検討する．非排水三軸試験シミュレーションでは，前節と同様，コアバレル内の残留有効応力・飽和度及び間隙比を初期値として一様に設定し，図-3.29 に示すメッシュ図を用いる．

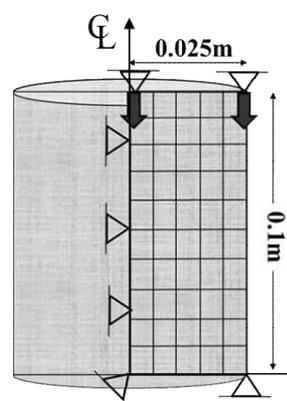


図-3.29 メッシュ図

三軸試験において，供試体を設置後，試料を飽和化させるために通水を行う．解析においても試料を飽和化させる必要がある．そのため，飽和化→圧密の順にシミュレーションを行った後，せん断速度 1.0%/min で非排水せん断シミュレーションを行う．飽和化は，サクシオン 0.0 (水面) となるような水頭及び気体圧力水頭を，図-3.29 に示す想定メッシュ図の下端面から上端面まで順番に与え，徐々に試料内部のサクシオンを 0.0 にすることで再現した．

解析によって得られた非排水せん断強度分布を図-3.30 に示す．試料を飽和化させたため，コアバレル内試料で飽和度分布が生じなくなったため，全てのケースでコアバレル内試料の位置による強度差が生じなかった．そのため，コアバレル内の試料中央部の結果を図-3.30 中の白丸プロットで示す．これらの結果より原位置強度と三軸試験から得られる強度を比較すると，ほとんどのケースで原位置強度を過大評価することが分かった．

水深 0m で海底深度が 20mbsf 及び 40mbsf のケースであれば，ほぼ原位置強度と同じ結果を得た．このとき得られた有効応力経路を図-3.31 に示す．図-3.31(a)に示す海底深度 20, 40mbsf のケースでは，再圧縮により原位置有効応力よりせん断直前の有効応力が大きくなり，不飽和化及び過圧密化の影響を除外できるため，せん断初期からダイレイタンシー特性を示すことが分かる．図-3.32 に，水深 0m, 100m, 500m についてそれぞれ海底深度 100mbsf のケースの有効応力経路を示す．これらの結果から，再圧縮法によりせん断前の有効応力が原位置の有効応力よりも大きくなるにも関わらず，せん断中にダイレイタンシー特性を示さず，過圧密化の影響を除外できていないことが分かる．これは，Process1 で土試料が原位置土被り圧よりも有効応力が増加することで，想定以上に過圧密化が生じるためである．

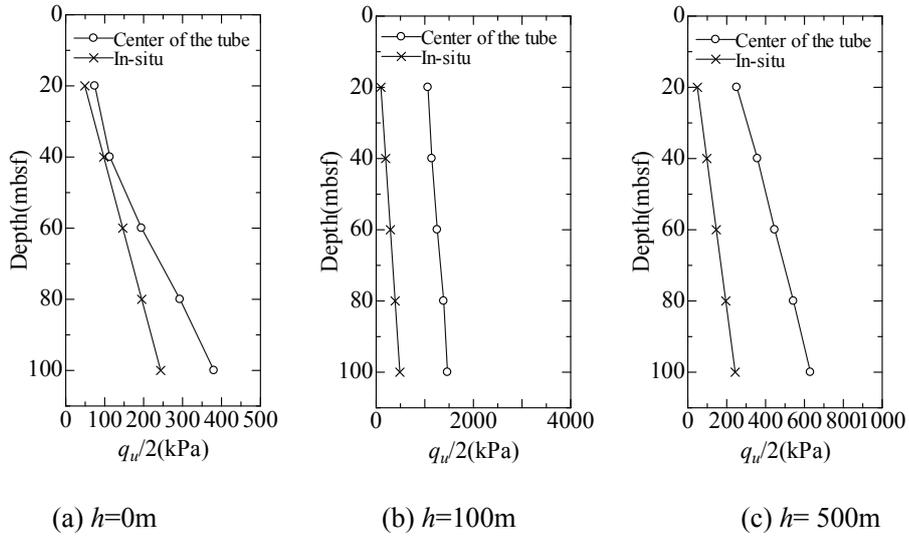


図-3.30 三軸非排水せん断強度分布（再圧縮）

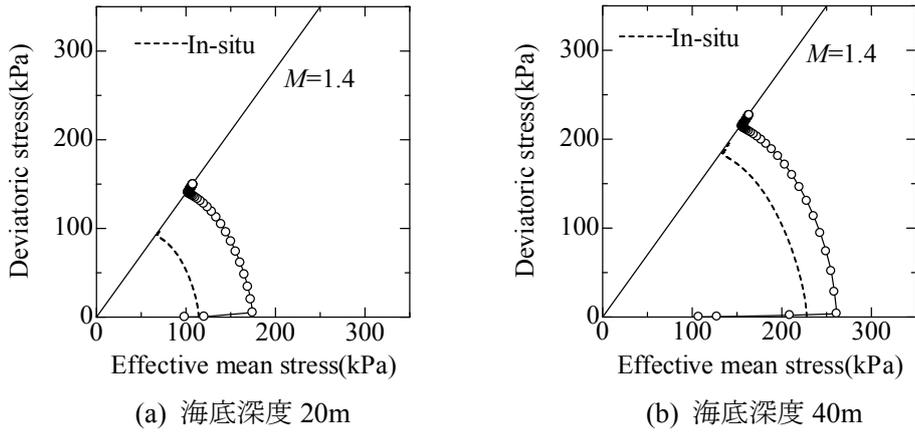


図-3.31 有効応力経路（水深 0m）

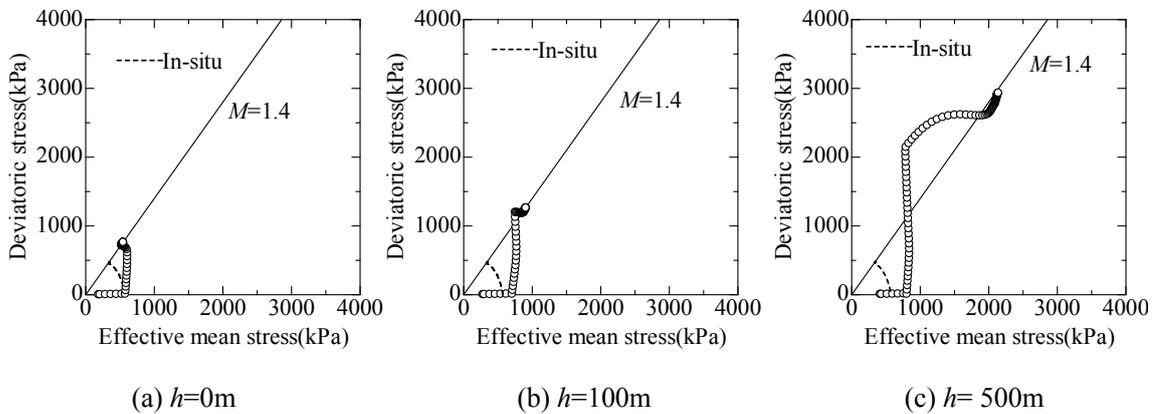


図-3.32 有効応力経路（海底深度 100mbsf）

このように、実験書で定められる通りの方法で試験を行うと、強度を誤って評価してしまう可能性があることが分かった。せめて試料を正規圧密状態にすることができれば、サンプリング試料を用いた三軸試験から得られる強度増加率 (c_u / p'_i) が完全不攪乱試料と同じであるといえる。ここに、 c_u は非排水せん断強度であり、 $c_u = q_u / 2$ である。強度増加率を正確に把握することができれば、原位置地盤の土被り圧から強度の推定が可能である。そのため、再圧縮による圧密圧力を土被り圧の何倍にすれば正規圧密状態にすることができるか検討した。土試料を正規圧密状態にすることができる圧密圧力は、本章の場合、サンプリング過程で受けた最大の有効応力である。このときの有効応力を先行圧密圧力 p'_c とし、先行圧密圧力を原位置土被り圧で除した p'_c / p'_i とサンプリング時の海底深度の関係をまとめた結果を図-3.33 に示す。図-3.33(a) から、水深 0m のケースでは、海底深度が 40m より浅い場合、実験書通り原位置土被り圧にほぼ等しい圧密圧力で正規圧密化することができる。しかし海底深度が深いほど p'_c / p'_i が 1.0 より大きくなるため、原位置土被り圧よりも大きい圧密圧力が必要となる。一方図-3.33(b),(c) から、水深が 100m 以深のケースでは、海底深度が浅いほど再圧縮時の圧密圧力を大きくする必要があることが分かった。また、 $f(h) = p'_c / p'_i$ とすると、 $f(100) \approx 5f(500)$ であることが分かる。ここで h : 水深である。つまり、 p'_c / p'_i は、水深 100m 以深の場合、水深にほぼ比例する可能性があるといえる。

これらの結果より、三軸試験で得られる結果から原位置地盤の強度を推定するためには、再圧縮法に用いる圧密圧力を、採取水深・深度によって異なる大きさにする必要があるといえる。

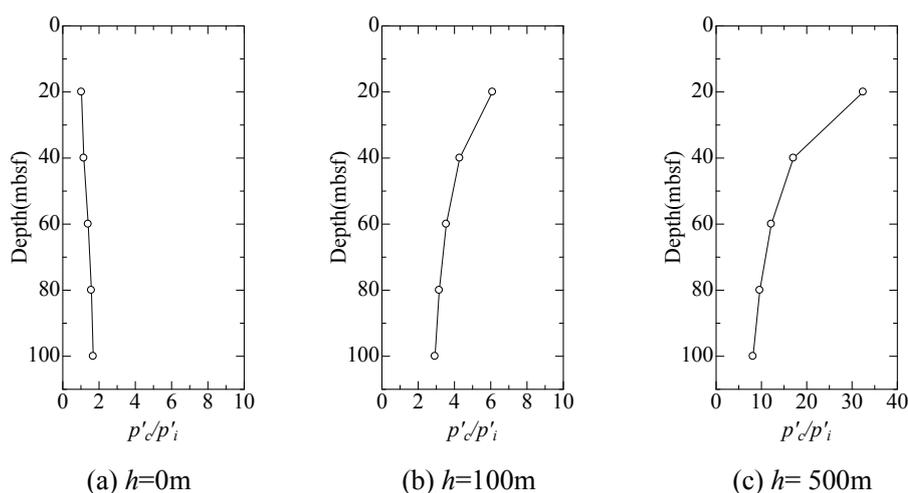


図-3.33 各水深における p'_c / p'_i と海底深度の関係

3-9 結論

本論文では、サンプリング過程をシミュレートすることで、溶存気体の状態変化が採取試料の力学挙動及び室内試験で得られる非排水せん断強度に及ぼす影響について検討した。その結果、溶存気体の気化は、サンプリング試料の応力変化に多大な影響を及ぼし、サンプラーを海上に引き上げる圧力変化の過程において、不飽和化するだけでなく、サクシジョンにより有効応力が増加することが分かった。また、その後応力解放過程で有効応力が減少することで、かなり過圧密化することが分かった。この不飽和化及び過圧密化は、水深が深いほど顕著に生じ、間隙水中に含まれる溶存気体種類の違いによってもその程度が変わることが分かった。今まで対象とされてきたような水深及び海底深度が比較的浅いケースについては、サンプリングに伴う有効応力減少及び不飽和化・過圧密化の影響がバランスし、サンプリング試料から得られる強度と原位置強度が一致する結果を得た。しかし、水深及び海底深度が深いほど、これらの要因がバランスしなくなり、強度を誤って評価する傾向を示したため、大水深海底地盤の原位置強度の把握に一軸圧縮試験結果を用いることは適切ではないと考えられる。

三軸非排水せん断試験であれば、せん断前に飽和化・再圧縮を行うことで不飽和化や過圧密化の影響を除外でき、原位置非排水せん断強度を推定できると考えられているため、実験に定められる通りに解析を行った。その結果、不飽和化の影響は除外することができた。しかし、サンプリング時のサクシジョン変化の影響により、想定以上に土試料が過圧密化するため、今まで用いられていた圧密圧力では過圧密化の影響を除くことができず、原位置強度を誤って評価してしまうことが分かった。ただし、再圧縮時の圧密圧力を大きくすることで、三軸試験で得られる強度増加率から原位置地盤の強度を推定することができる可能性を示した。このとき、特に水深 100m 以深の場合については、各水深における強度増加率の海底深度分布と水深の間には比例関係が成り立つのではないかと考えられる。

これから発展すると考えられる海底開発に向けて、基礎となる海底地盤の安定性評価は必要不可欠であり、原位置強度を正確に把握できなければ開発を進めることはできない。一軸圧縮試験では原位置強度を把握することは難しいことが分かったので、CPT 等による原位置試験結果のキャリブレーションには、水深に応じて適切な圧密圧力で再圧縮して得られた三軸試験結果を用いることが適切であると考えられる。しかし、現段階で深海底地盤の採取が行われても、原位置試験により貫入抵抗を測るか、かろうじてベーン試験が行われるかどうかという現状で、三軸試験結果の実測データを得ることが難しい。そのため、水深に応じた適切な圧密圧力の設定を行うため、三軸試験の実験結果と解析結果との比較検討が今後の課題である。

参考文献

- 1) 長久保定雄, 国産エネルギー資源としてのメタンハイドレート□我が国におけるメタンハイドレート開発計画□, 地学雑誌, Vol.118, No.5, pp.758-775, 2009.
- 2) 大塚謙一, 駿河湾石花海北堆西斜面の海底地すべり, 静岡大学地球科学研究報告, Vol.7, pp.87-95, 1982.
- 3) Ladd, C.C. and Lambe, T.W. : The Strength of “Undisturbed” Clay Determined from Undrained Testes, ASTM, STP-361(Laboratory Shear Testing of Soils), pp342~371, 1963.
- 4) Okumura, T : Studies on the Disturbance of Clay Samples(2nd Report)-Stress Changes of an Unsaturated Clay during Sampling-, Report of the Port and Harbour Research Institute, Vol.8, No.3, pp.77~98, 1969 (in Japanese).
- 5) Okumura, T : Studies on the disturbance of clay soils and improvement of their sampling techniques, Report of the Port and Harbour Research Institute, No.193, 1974.
- 6) 土田孝, 小林正樹, 山川匠, 平良聡 : 一軸圧縮強度のばらつきとその要因について, 港湾技術研究所報告, 第 27 卷, 第 1 号, pp93-124, 1988.
- 7) A.W.Skempton, V.A.Sowa : The Behaviour of Saturated Clays During Sampling and Testing, Géotechnique, Volume 13 Issue 4, pp. 269-290, 1963.
- 8) Noorany, HB Seed : In-situ Strength Characteristics of Soft Clays, Journal of Soil Mechanics & Foundations Div, Volume 91 Issue Number SM2, pp49-80, 1965.
- 9) Kubo, Y., Mizuguchi, Y., Inagaki, F. and Yamamoto, K., A new hydro pressure-coring system for the drilling vessel Chikyu, *Scientific Driking*, Vol.17, pp.37-43, 2014.
- 10) 米田純, 兵頭正幸, 中田幸男, 吉本憲正, 深海底におけるメタンハイドレート堆積土の三軸せん断特性, 土木学会論文集 C, Vol.66, No.4, pp.742-756, 2010.
- 11) Tsui, Y. and Helfrich, S.: Wave-induced pore pressures in submerged sand layer, *Journal of Geotechnical Engineering*, Vol.109, Issue 4, 1983.
- 12) Matsumoto, K, Horie, H, Okumura, T : Studies on Boring and Sampling of Saturated Alluvial Clays(4th Report), Report of the Port and Harbour Research Institute, Vol.8, 2, .3~20, 1969 (in Japanese).
- 13) 藤下利男 : 荷重除去に伴う粘土の膨張について, 港湾技術研究所報告, 第 4 卷, 第 1 号, 1965.
- 14) 大草重康 : 海底地盤の土質力学, 土木学会論文集, 第 346 号, 1984.
- 15) Tanaka, H, Sakakibara, M, Goto, K, Suzuki, K, Fukazawa, T : Properties of Japanese Normally Consolidated Maine Clays Obtained from Static Piezocone Penetration Test, Report of

- the Port and Harbour Research Institute, Vol.31, No.4, pp.65~92, 1992 (in Japanese).
- 16) Hvorslev, M.J : Subsurface Exploration and Sampling of Soils for Civil Engineering Purposes, Water-Ways Experiment Station, Corps of Engineers, U.S, Army, 521p, 1949.
 - 17) Dietrich, G : General Oceanography, Interscience Publisher Inc., New York, 1963.
 - 18) Matsumoto, R., Okuda, Y., Hiruta, A., Tomaru, H., Takeuchi, E., Sanno, R., Suzuki, M., *et al.*, Formation and collapse of gas hydrate deposits in high methane flux area of the Joetsu basin, Eastern margin of Japam sea, *Journal of Geography*, Vol.118, No.1, pp.43-71, 2009.
 - 19) 大村隆, 東英一, 山下貴幸, 和田一育, 井上朝哉, 人類未踏に挑む地球深部探査船“ちきゅう”の最新技術, 三菱重工技報, Vol.43, No.1, pp.22-23, 2006.
 - 20) Nakase, A : The $\phi=0$ Analysis of Stability and Unconfined Compression Strength, Soils and Foundations, Vol.7, No.2, pp33-50, 1967.
 - 21) 松尾稔 : 地盤工学—信頼性設計の理論と実際, 技報堂出版, pp28-31, 1984.
 - 22) 岡尚志, 田中洋行, 鈴木紀慶, 堺谷常廣, CPT を用いた埋立過程の地盤特性の把握-東京国際空港 D 滑走路建設を例にとつて-, 地盤工学ジャーナル, Vo..6, No.4, pp.489-501, 2011.
 - 23) Nishio, S., Hagisako, E., Denda, A., Geotechnical properities of core samples recovered from seabed ground in East Nankai Trough, *Journal of Geography*, Vol.118, No.5, pp.955-968, 2009.
 - 24) Tanaka, H, Sakakibara, M, Goto, K, Suzuki, K, Fukazawa, T : Properties of Japanese Normally Consolidated Maine Clays Obtained from Static Piezocone Penetration Test, Report of the Port and Harbour Research Institute, Vol.31, No.4, pp.65~92, 1992 (in Japanese).
 - 25) Hvorslev, M.J : Subsurface Exploration and Sampling of Soils for Civil Engineering Purposes, Water-Ways Experiment Station, Corps of Engineers, U.S, Army, 521p, 1949.
 - 26) Tanizaki, S, Oka, F, Kodaka, T, Kimoto, S, Watanabe, T : Cyclic Elasto-viscoplastic ConstitutiveMmodelling Considering Change of Internal Structure for Naturally Despoited Clay, The Japan Society of Civil Engineers, Proc 60th Annual Meeting of JSCE, 2005 (in Japanese).
 - 27) Yamashita, S, Takahashi, N, Shoji, H, Minami, H, Hachikubo, A, Sakagami, H, Yamasaki, S : Survey Report of Sea Bottom Sediments Off Abashiri, Okhotsk Sea (OS249 survey), 2013 (in Japanese).
 - 28) Yamashita, S, Takahashi, N, Shoji, H, Minami, H, Hachikubo, A, Sakagami, H, Yamasaki, S : Survey report of sea bottom sediments off Abashiri, Okhotsk Sea (OS249 survey), 2014 (in Japanese).
 - 29) 藤下利男, 松本一明, 堀江宏保 : 沖積粘土のボーリングおよびサンプリングに関する総合的研究, 港湾技術研究所報告, 第 5 巻, 第 4 号, pp.1-34, 1966.
 - 30) Okumura, T : Studies on the Disturbance of Clay Samples(1st Report)-Remolding tests by the

repeated triaxial compression-, Report of the Port and Harbour Research Institute, Vol.8, No.1, pp.59~84, 1969 (in Japanese).

- 31) 土質試験の方法と解説-第一回改訂版, 社団法人地盤工学会, pp.496, 2000.

4. 飽和化の指標～間隙水圧係数B値～の解明

4-1 研究背景・目的

三軸試験で非排水試験を行う場合、間隙水圧挙動を正確に計測することが求められる。そのため、試験開始時に、水圧計の感度や供試体の飽和状態をチェックするために、Skemptonの間隙水圧係数 B 値を計測する。Skempton¹⁾は、等方応力が作用したときの間隙水圧変化の実験データに着目し、土骨格全体の圧縮性を C_c 、間隙の圧縮性を C_v とし、Terzaghi²⁾の有効応力式を用いて式(4.1)、(4.2)に示すように土試料の体積変化量を求めた。

$$\Delta V_c = -C_c V (\Delta \sigma_3 - \Delta u) \quad (4.1)$$

$$\Delta V_v = -C_v n V \Delta u \quad (4.2)$$

さらに、両者は同じ試料の体積変化量であることから、 $\Delta V_c = \Delta V_v$ となるとして、上式から以下の式を導出し、これを間隙水圧係数 B 値とした。

$$\frac{\Delta u}{\Delta \sigma_3} = \frac{1}{1 + \frac{n C_v}{C_c}} = B \quad (4.3)$$

式(4.3)は、飽和度 $S_r = 1.0$ の場合、 $C_v \approx 0$ となるため、 $n C_v / C_c = 0$ となり、B 値は 1.0 を示すことになる。飽和度 $S_r = 0.0$ の場合を仮定すると、 $C_c \ll C_v$ となるため、 $n C_v / C_c = \infty$ となり、B 値は 0.0 を示す。すなわち、飽和土であれば B 値は 1.0 を示し、不飽和土であれば $0.0 \leq B < 1.0$ を示すことになる。B 値は式(4.3)の左辺より、三軸試験において非排水条件下で供試体にセル圧を載荷もしくは除荷し、その時に得られる間隙水圧増分の比として簡単に計測されている。供試体が完全な飽和状態であれば、理論的には B 値は 1.0 を示すはずである。しかしながら、完全な飽和供試体を得ることが難しいことから、B 値はおおまかな飽和状態を示す基準として、また非排水試験における間隙水圧の感度の目安として用いられている。

Mulilis ら³⁾や龍岡ら⁴⁾の研究から、ゆるい砂の場合、高い飽和状態を得るためには B 値は 1.0 に近い値となる必要があるが、硬い材料であればそこまで大きい B 値でなくても高い飽和状態を示すことが分かっている。Sherif ら⁵⁾や Chaney⁶⁾の研究から、0.95 以上の B 値が得られれば、非排水試験として妥当の結果が得られると考えられている。吉見ら⁷⁾は、様々な飽和度で液状化の生じやすさを調べたところ、飽和度が 70%の不飽和地盤の場合、飽和地盤に比べて約 3 倍液状化抵抗は大きくなるが、このような液状化抵抗を発揮させるためには、ほぼ 0 に近い B 値を得る必要があることを示した。また、三田地ら⁸⁾は B 値測定手法が異なれば全く同じ試料であっても異なる B 値を得ることを示した。B 値は現在これらの研究結果から、

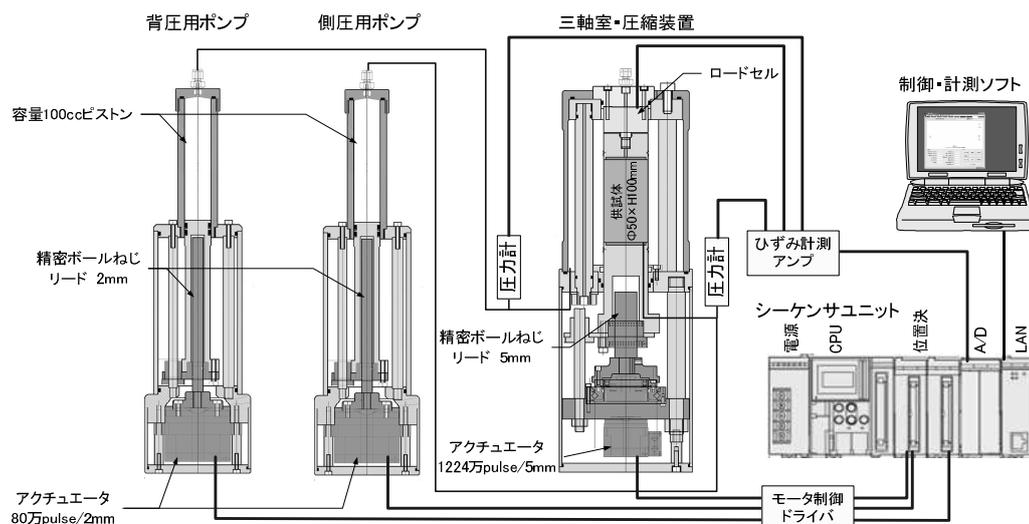
地盤工学会基準で測定方法や下限値が定められている^{9),10)}。

一方で Baldi ら¹¹⁾は、B 値は飽和状態のみならず土骨格の圧縮性にも依存することを示しており、同じ B 値でも、圧縮性の小さい材料では、圧縮性の大きい材料に比べて飽和度が高くなるとしている。さらに Lipiński ら¹²⁾は、圧密荷重が異なる粘性土を用いた三軸試験を行い、背圧荷重が B 値に及ぼす影響がそれぞれ異なることを示した。

これらの研究から、B 値は飽和度や測定方法のみならず圧縮性によっても異なる値を示すことが分かった。また、供試体が完全な飽和状態でない以上、供試体の圧縮性に影響を及ぼす応力条件によっても B 値に違いが生じてくるものと考えられる。そのため、同じ B 値の基準が全ての材料及びあらゆる応力状態に対して適用できるとは言い難い。このように B 値については未解明な点が多くある。海底粘土のように採取することが難しい試料は、一つ一つの試験データが非常に重要になるため、より慎重に実験を行う必要がある。そのためには、現在未解明である指標を、未解明のまま用いてはいけなないと考えた。そこで、本研究では B 値に及ぼす影響因子について詳細に調べるため、B 値測定時の応力条件や測定方法に注目して実験と解析の両方からアプローチする。

4-2 実験概要

本研究で使用した三軸試験装置（スマート三軸試験装置）は、デジタル制御による高精度・高分解能リニアアクチュエーターを用い、Alan.W.Bishop, D.J.Henkel が使用した装置¹³⁾を参考にして小林・中山・太田により開発された、三軸セル、側圧荷重機構、背圧荷重機構等の主要構成要素が極めてシンプルな三軸試験装置である。この試験装置は、要求される精度、安定性を確保するために信頼性の高い荷重計・圧力計・変位計が使用され、軸圧、側圧、背圧を自由に制御できる。また、気体圧荷重機構を組み込むことで間隙気体圧を制御することもできるため、不飽和土を対象とした三軸試験も可能な装置である。軸圧(σ_a)・側圧(σ_r)・背圧(p_{bp})の制御はリニアアクチュエータ応用機器により行い、試験プロセスの設定や制御は PC 及び PLC(Programmable Logic Controller)により行うことで、試験装置操作の経験や熟練を必要としない装置となっている¹⁴⁾。スマート三軸試験装置の概略図を図-4.1 に示す。

図-4.1 スマート三軸試験機¹⁾

スマート三軸試験装置の写真を図-4.2～図 4.4 示し、各装置について以下に説明する。

(1) 三軸载荷装置 (図-4.2)

● 三軸载荷ユニット

1224 万パルス／回転のモータをリード 5mm の精密ボールネジによりペDESTALを駆動させることで、理論分解能 $4.08e-4\mu\text{m}$ のジャッキを構成している。軸圧(σ_a)や軸差応力($\sigma_a - \sigma_r$)の制御を高精度に行うことができる。

● 三軸セル

アクリル製の圧力円筒を有し、耐圧は 1MPa である。

● ポンプユニット

80 万パルス／回転のモータとリード 2mm の精密ボールネジにより $\phi 30\text{mm}$ のピストンを駆動させることで、理論分解能 $1.76e-6\text{cc}$ のポンプを構成している。側圧制御、背圧制御を高精度に行うことができる。ポンプの容量はそれぞれ 100cc である。

● ロードセル

せん断型ロードセルをセル内に設置することで、摩擦や側圧の影響を受けずに圧縮（伸張）力の測定が可能である。また、ロードセル軸を中空とすることでセル内の給排水管が不要となっている。

● 変位計測システム

要素の変位は、圧縮装置昇降量から求められる。外部変位計はなく、圧縮荷重に対する機械変位を補正しており、機械的変位の補正值は自動計測し、制御装置にアップロード可能である。試験装置は機械的な緩みや遊びが少なく、高い剛性を持っている。

(2) 電源ユニット及びデガッサ (図-4.3)

● 電源ユニット

電圧は AC:85~264V の幅で電源を確保できるため、海外に持ち込んで実験を行うことも可能となっている。

● デガッサ

デガッサは脱気装置の一種であり、真空ポンプ等比べてコンパクトであることや、操作が容易であること等がその特長として挙げられる。デガッサの脱気能力は通水速度に依存するため、試験に用いる際には十分に脱気が行われる通水速度 ($150\mu\text{m}/\text{sec}$ 以下) で脱気を行う。また、供試体には高度に脱気された水を供給する必要があるため、スマート三軸試験装置ではデガッサを通した脱気水は間隙水圧ポンプに供給されるか、供試体に直接供給される構成となっている。

(3) コントローラ (図-4.4)

コントローラには、モータ制御用ドライバと制御計測用シーケンサが収容されており、これらを PC と LAN 接続することで、試験条件の設定を PC 操作によって一括に管理することができる。



図-4.2 三軸荷重装置



図-4.3 電源及びデガッサ



図-4.4 コントローラ

4-2-1 試料

本研究の三軸試験には、全てカオリンクレーから作製された供試体を使用した。この試料についての基礎的物性を把握するために、密度試験、液性・塑性限界試験、粒度試験¹⁵⁾を行った。実験により得られた結果を表-4.1、図-4.5 に示す。

表-4.1 力学試験結果

ρ_s (g/cm ³)	w_L (%)	w_p (%)
2.716	61.8	27.7
$\rho_{d\max}$ (g/cm ³)	w_{opt} (%)	
1.46	26.9	

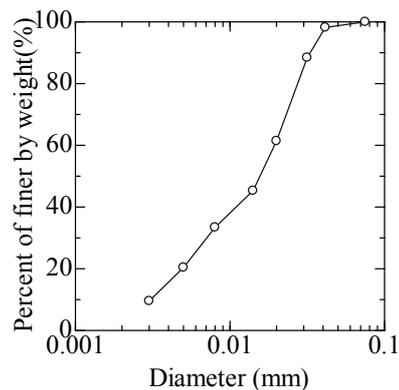


図-4.5 粒度曲線

供試体作製に用いた圧密装置及び圧密装置の模式図を図-4.6、図-4.7 に示す。圧密容器 (Oedometer) はポリ塩化ビニル製で、直径 146.4mm、高さ 241.88mm である。内面は滑らかで、底面に多孔板 (Porous plate) が収められている。载荷キャップ (Loading cap) は、中心に载荷点がある剛な円盤で、多孔板を持つ。多孔板を供試体の上下に設置しているため、上下面の排水を許した状態での一次元圧密状態となっている。载荷装置は、ベロフラムシリンダー (Bellofram cylinder) の上に圧密装置を水平に支持できるように金属円盤を取り付けたものであり、門型に配置された载荷バーとの間で圧縮力を加えることができる。これにより、ベロフラムシリンダーへの供給圧を変化させることで、上部に水平に所定の荷重や衝撃を偏心なしに短時間に加えることができる。また、ひずみ変換型の変位計 (Displacement gauge) を供試体の鉛直方向の変位測定に用いる。

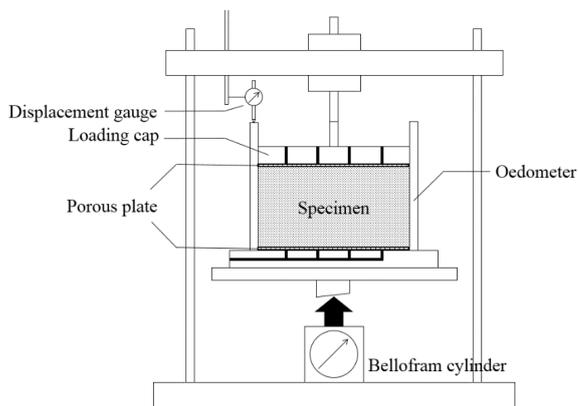


図-4.6 圧密装置 (模式図)



図-4.7 圧密装置

液性限界の 2 倍の含水比のスラリーを作り、真空ポンプを用いて 24 時間脱気する。スラリーを圧密容器に移し、さらに真空脱気する。脱気されたスラリーを空気が入らないように慎

重に圧密容器に移してさらに 24 時間脱気する。圧密容器を載荷装置にセットし、表-4.2 に示す圧密圧力で段階載荷による圧密を行う。圧密時間は 24 時間とする。

表-4.2 段階載荷の圧密圧力

段階	1	2	3	4	5
圧密圧力(kPa)	9.8	19.6	39.2	78.5	157

供試体を取り出し、パラフィンコートして保存する (図-4.8)。

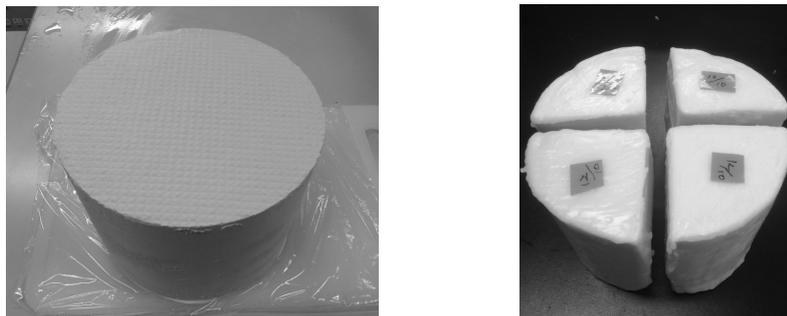


図-4.8 供試体

4-2-2 試験方法

本研究で行う実験は、完全飽和ではない高飽和度試料の B 値及び非排水せん断試験に及ぼす影響について検討することを目的としているため、本来実験前に行われる通水等の飽和度を上げるための作業は行っていない。試験前の試料の飽和度を算出し、各応力状態で得た B 値を、その試料の飽和度に対する B 値として考える。ここで、スマート三軸試験装置を用いた実験結果は、従来の三軸試験装置で行われる非排水試験と同様の制御を行っていることから、一般的な三軸試験結果とみなせる。

(1) 予圧密

載荷初期における供試体の安定性を高め、かつ気泡の混入による間隙水圧測定の影響を小さくするため試験の開始前に予圧密を行う。予圧密は PC 操作により $\sigma_a = 10(\text{kPa})$, $\sigma_r = 10(\text{kPa})$ として約 10 分間行う。

(2) 背圧載荷・等方圧密

本研究では B 値測定時の背圧及び圧密圧力が B 値に及ぼす影響について検討する。各実験で、所定の背圧になるまで背圧載荷し、その後段階載荷による等方圧密を行う。圧密時間は、3t 法に基づき確実に 1 次圧密が終了するまで行う¹⁶⁾。

(3) B 値計測

B 値計測は、非排水条件で側圧を 50kPa 載荷し、1 分後に 50kPa 除荷することで行う。載荷時の 50kPa の側圧増分に対する間隙水圧増分を測定し、次式から B 値を計測する。

$$B = \frac{\Delta p_{bp}}{\Delta p} \quad (4.4)$$

ここで、 Δp : 平均主応力の増加量, Δp_{bp} : 間隙水圧の増加量である。

また本章で検討する B 値は、セル圧を載荷して求める場合と、セル圧を除荷して求める場合がある。前者の方法で求める B 値を上がり B 値、後者の方法で求める B 値を下がり B 値として言葉を定義する。

(4) せん断

圧密終了時の圧密圧力を拘束圧として、軸ひずみ速度 0.05%/min で最大軸ひずみ 15%までせん断を行う。軸ひずみが 15%に達すると、PC 制御により自動的にせん断が終了する。

4-3 B 値に及ぼす影響因子の検討

B 値に影響を及ぼす因子として、ここでは B 値測定時の圧密圧力と背圧に着目した。実験ケースを図-4.9 にまとめる。地盤工学会の定めた測定法では、圧密前に B 値測定を行う場合、セル圧を載荷して上がり B 値を求め、セル圧を元に戻すことなく圧密過程に移る。せん断試験直前に B 値測定を行う場合、B 値測定により応力履歴が残らないよう、セル圧を除荷して下がり B 値を求め、その後元のセル圧に戻すためにセル圧を載荷して上がり B 値を測定し、下がり B 値と上がり B 値の平均値を求める。一般的に下がり B 値は上がり B 値よりも小さくなることが知られている。実際に三田地らが行った実験結果からも、全く同じ条件で B 値を測定した場合、下がり B 値が上がり B 値よりも小さくなること示されている⁸⁾。

B 値測定方法の違いが B 値に及ぼす影響についても同時に検討するため、全ケースで上がり B 値と下がり B 値を測定する。このとき、B 値測定時の応力履歴の影響を除くため、それぞれ別の供試体を用意した。供試体は全て前述した方法で作成したものであり、飽和度及び間隙比は大よそどの供試体も等しく、実験に用いた全供試体の平均飽和度は 98.3%、平均間隙比は 1.0 であった。実験では、間隙気体圧や B 値測定過程における飽和度変化等知ることができない。そこで、実験を模擬した解析を行うことで、実験・解析結果を比較しながら検討する。解析パラメータは、河津ら¹⁷⁾の研究成果から決定した。用いた解析パラメータを表-4.3 に示す。このとき、間隙水中の溶存気体は全て空気であると仮定した。また、3 章の図-3.8 に示す水分特性曲線を用いて供試体の初期平均飽和度から初期サクションを設定した。初期

サクシオンは、背圧の大きさにより異なる値を示すと考えられるが、応力状態の違いが B 値に及ぼす影響に着目するため、全ケースで主吸水・主脱水曲線上のサクシオン値の平均値と仮定した。

表-4.3 解析パラメータ

Compression index λ	0.1074
Swelling index κ	0.0107
Initial void ratio e	1.0
Grain density G_s	2.65
Se-hardening model parameters a	90
n_s	1.0
Initial saturation S_r	0.983
EC model parameters n_E	1.5
Coefficient of permeability k_w (cm/sec)	6.94E-04
Coefficient of air permeability k_a (cm/sec)	6.94E-02
Amount of substance M_d (g/mol)	28.8
Gas constant R (J/K · mol)	8.31
Temperature T (K)	288.15
Henry's law parameter k_h (g/kPa)	0.173

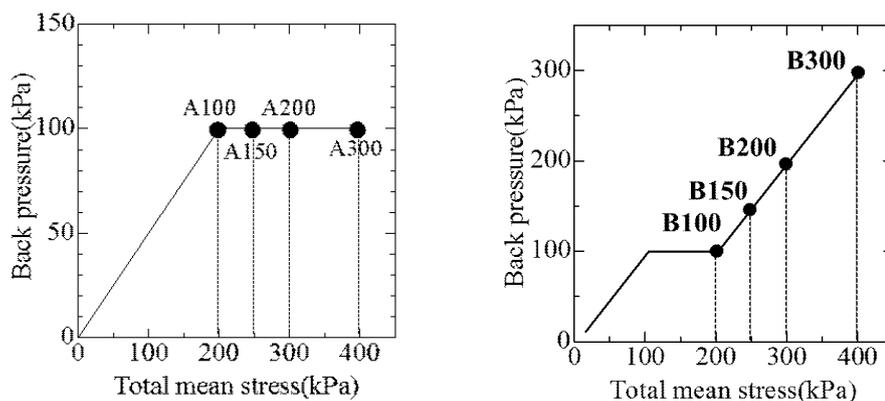


図-4.9 各ケースの B 値測定における初期応力状態
(左：背圧一定(CASEA), 右：有効応力一定(CASEB))

図-4.10,11 に、CASEA と CASEB について行った実験及び解析から得た全応力と上がり B 値と下がり B 値の測定結果を比較する。また既往の研究として、三田地、工藤⁸⁾が、B 値測定方法の違いが \overline{CU} 試験結果に及ぼす影響について実験的に検討を行った結果を図-4.12,13,14 に示す。これらはそれぞれ、初期有効応力の違い、初期背圧の違い、セル圧載荷

による上がり B 値と下がり B 値の違いについての結果である。ここで、用いられた試料は本研究と同様、シルト質土である。図-4.10 と図-4.12 より、初期有効応力が大きいほど B 値が小さくなる傾向が一致していることが分かる。また、図-4.10 と図-4.13 より、初期背圧が上がると、両者共に B 値が大きくなる傾向を示した。これらの結果から、有効応力の増加は B 値を減少させ、背圧の増加は B 値を増加させるといえる。このことから、応力変化は B 値変化にも影響を及ぼすといえる。ここで、実験・解析結果共に同様の傾向は示しているが、解析から得られた B 値のほうが実験から得られた B 値よりも大きい。これは、解析では試料内部の飽和度、透水性等が一樣であると仮定しているが、実際には供試体内部は不均質であり、間隙水圧応答が鈍くなるためであると考えられる。

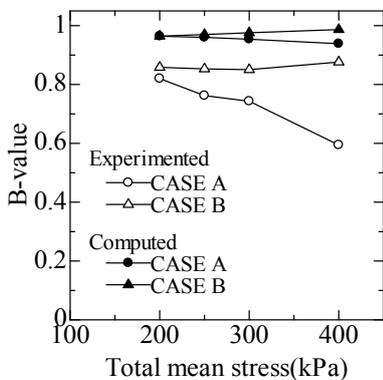


図-4.10 上がり B 値

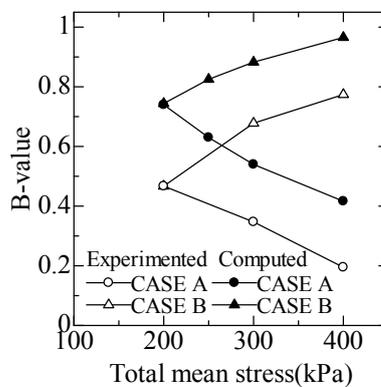


図-4.11 下がり B 値

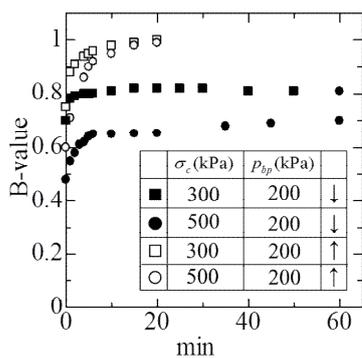


図-4.12 B 値(有効応力の違い)

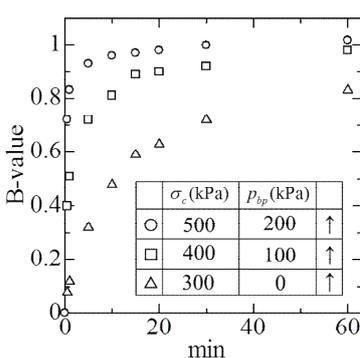


図-4.13 B 値(背圧の違い)

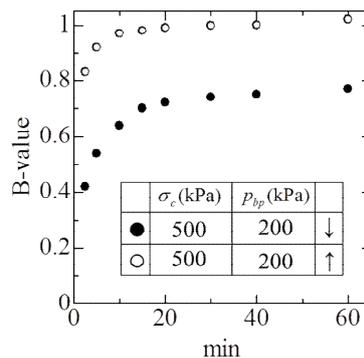


図-4.14 上がり/下がり B 値

また、図-4.10, 11, 14 より、上がり B 値よりも下がり B 値のほうが小さくなる傾向があることが分かる。CASEB-100 について、実験及び解析から得られた上がり B 値測定過程の間隙水圧変化を図-4.15 にそれぞれ示す。図-4.15(a) から、実験において、セル圧増分に対して間隙水圧が途中で急激に上昇していることが分かる。これは、図-4.15(b) に示す解析結果でも同様の傾向が見られる。解析結果から、間隙水圧変化の傾向が変わるところで、弾性状態から弾塑性状態に変化することが分かった。下がり B 値は除荷過程なので、B 値測定過程は常に弾性状態であると考えられる。すなわち、上がり B 値測定過程では試料が弾塑性状態になることで、有効応力が変化しにくくなり、下がり B 値よりも上がり B 値が大きくなる傾向を示すといえる。

このとき、B 値測定過程の除荷時は常に弾性状態である。B 値測定過程の載荷時における応力経路の履歴により、B 値測定過程の載荷時と除荷時に異なる応力経路をたどることが図-4.15 から分かる。つまり、B 値は飽和度だけでは決まらずに、応力経路の履歴にも依存するといえる。このことから、本研究ではこのような関係をヒステリシスと定義する。

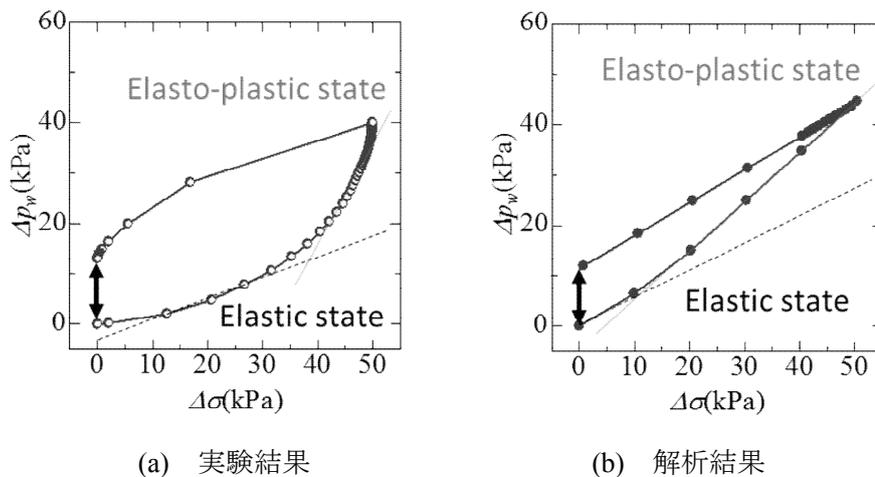


図-4.15 上がり B 値測定過程における間隙水圧変化 (CASEB-100)

4-4 B 測定過程のヒステリシス

前節で、B 値測定過程でヒステリシスを生じることが分かった。上がり B 値測定時は、試料が完全に飽和状態でなければ、セル圧載荷時は弾塑性状態であるため内部応力変化に伴い塑性変形を生じてしまう可能性がある。一方、下がり B 値測定時はセル圧を除荷するため、試料が不飽和であっても弾性領域内での応力変化となるため塑性変形は生じないはずである。それにも関わらずヒステリシスが生じる場合、弾塑性領域内での応力変化に加え、別の要因で塑性変形が生じていることになる。そこで、上がり B 値と下がり B 値測定過程で生じるヒステリシスについてそれぞれ検討を行う。

4-4-1 上がり B 値測定時のヒステリシス

(a) 実験結果

図-4.16 に CASEA の B 値測定過程でのセル圧増分に対する間隙水圧増分を示す。図-4.16 から、初期有効応力が大きくなるほど、B 値測定時のセル圧載荷過程での間隙水圧増分が小さくなっていることが分かる。さらに、セル圧除荷後、全てのケースで間隙水圧が B 値測定前よりも大きいまま消散せずに残留している。その結果、図-4.17 に示す有効応力（セル圧と間隙水圧の差）変化が得られた。全てのケースで有効応力が変化していることから、B 値測定による応力履歴が供試体を過圧密状態にしてしまうといえる。図-4.18 に B 値測定過程での応力-ひずみ関係を示す。横軸の体積ひずみ変化量は、B 値測定過程での変形が等方的に生じると考え、計測された軸ひずみ量の 3 倍を体積ひずみとして求めた結果である。図-4.17,18 より、初期有効応力が大きいほど B 値計測のセル圧載荷時の有効応力増分が大きく、このとき発生する体積ひずみは小さくなっている。しかしながら、B 値測定後の体積ひずみは大きくなっており、塑性体積ひずみが大きいことが分かる。これらの結果から、初期有効応力が大きくなるほど B 値測定時の剛性が大きいため、全応力載荷に対して土骨格の分応力の割合が大きくなり、その結果 B 値が小さくなることが分かる。また、それによって有効応力増分が大きくなり、塑性体積ひずみが生じやすくなると言える。

(b) 解析結果

図-4.19,20,21 に CASEA の B 値測定過程での間隙水圧増分、有効応力増分及び応力-ひずみ関係を示す。解析結果は、セル圧の載荷経路にわずかなずれはあるものの、載荷後、除荷後とも実験で得られた間隙水圧の値も体積ひずみも定量的によく表現できていると言える。この結果からも、有効応力の違いによる土骨格剛性が B 値に影響を及ぼすことが確認できる。図-4.22 は B 値測定初期の飽和度をまとめたものであるが、有効応力が大きいほど飽和度が小

さくなっている。図-4.23 に示す間隙空気圧から、背圧一定で有効応力を与えると間隙空気圧が高まる。そのため、気体状態方程式から、圧力の高い気体ほど同じ圧力変化に対して体積変化が生じにくいから、結果的に飽和度が低くなったと考えられる。

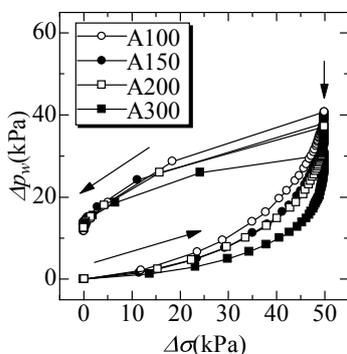


図-4.16 間隙水圧変化

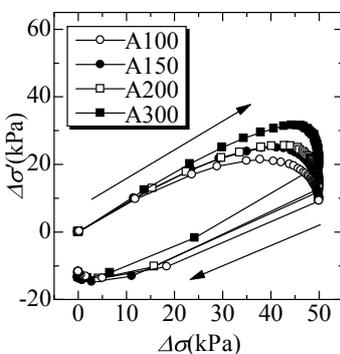


図-4.17 有効応力変化

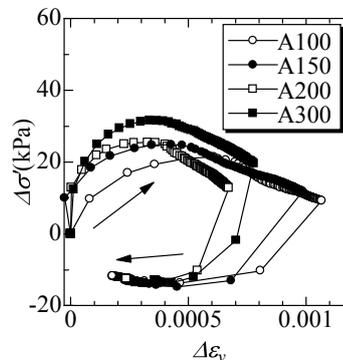


図-4.18 応力-ひずみ関係

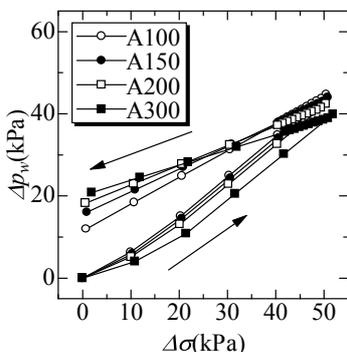


図-4.19 間隙水圧変化

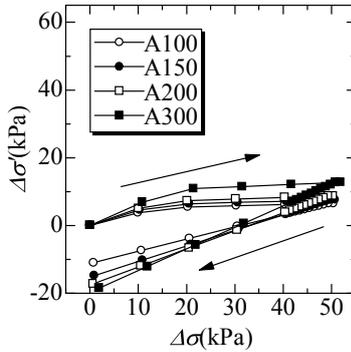


図-4.20 有効応力変化

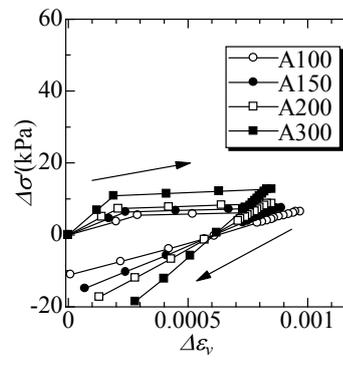


図-4.21 応力-ひずみ関係

また、飽和度が低く間隙水圧応答が鈍いため、セル圧の载荷、除荷過程でのヒステリシスが生じやすいことが分かる。図-4.24 に不飽和土の有効応力と間隙比の関係を表す。図中には圧縮指数、膨潤指数の傾きを表す直線を描いている。構成モデルでは、不飽和土の圧縮挙動は飽和度の低下に応じて降伏応力は大きくなるものの、降伏後の圧縮線の傾きは等しくなる。しかしながら、有効応力の大きい CASEA-200, A-300 では、セル圧载荷時に圧縮指数以上の圧縮が生じているのが分かる。これは飽和度増加によって現れる塑性ひずみである。この塑性ひずみがあるため、有効応力が大きいほど B 値測定後に非可逆なひずみが生じると説明できる。

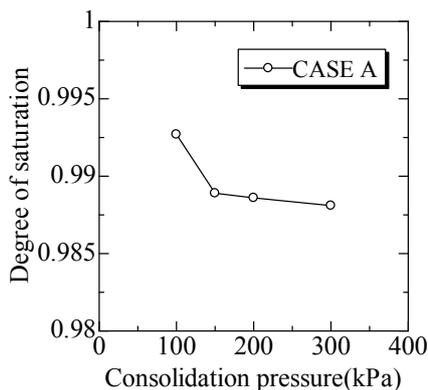


図-4.22 圧密圧力-飽和度関係

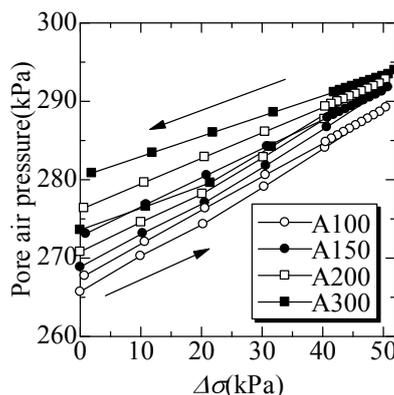


図-4.23 間隙空気圧変化

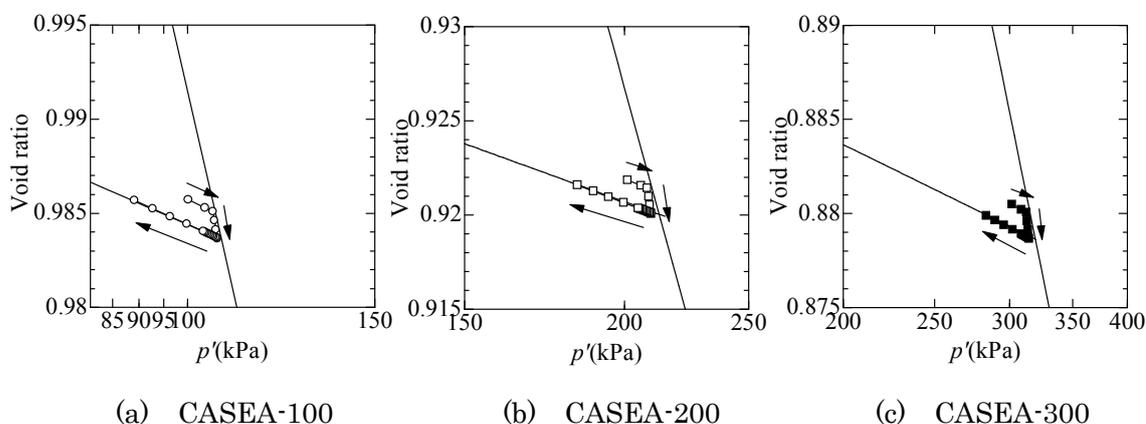


図-4.24 $e-\ln p'$ 関係

次に CASEB における B 値測定時の間隙水圧変化を図-4.25 に示す。B 値測定後の間隙水圧を比較すると、実験・解析結果とも同程度の値であることが分かる。また、CASEA (図-4.16,19 参照) と CASEB の間隙水圧変化を比較すると、CASEB の方が、B 値測定前後で間隙水圧に差があまり生じていないことが分かる。このことから、初期背圧を上げることで、B 値測定過程で生じる応力履歴を生じさせにくくすることができると考えられる。

B 値測定の载荷時における間隙水圧変化に着目すると (図-4.25)、実験ではヒステリシスが見られるが、解析では実験ほどヒステリシスが見られない。これは、解析において、B 値測定载荷初期に試料がすぐ弾塑性状態になるのに対し、実験ではしばらく弾性状態のまま载荷されるからであるといえる。このことから、実験の方が解析よりも弾性領域が大きいと考えられる。本研究で用いる構成モデルでは、飽和度変化に伴い弾性領域が変化するモデル¹⁸⁾を用いており、飽和度が小さいほど降伏応力が大きくなり、弾性領域は大きくなる。ここに降伏応力とは、弾性状態から弾塑性状態に変化する時の有効応力を示す。そのため、実験と

解析から得られたヒステリシスの現れ方の違いは、本研究で設定した降伏応力の大きさを左右するパラメータ a が小さかったことが原因であるといえる。このパラメータを調整することで、実験と解析から得られるヒステリシスの傾向を一致させることは可能である。しかし、B 値測定過程で生じるヒステリシスが B 値測定時の応力履歴にのみ依存しているかどうか現段階では判断できないため、実験結果と整合させるようなパラメトリックスタディを行うことはせず、ヒステリシスが生じる原因についてまず解明することにする。

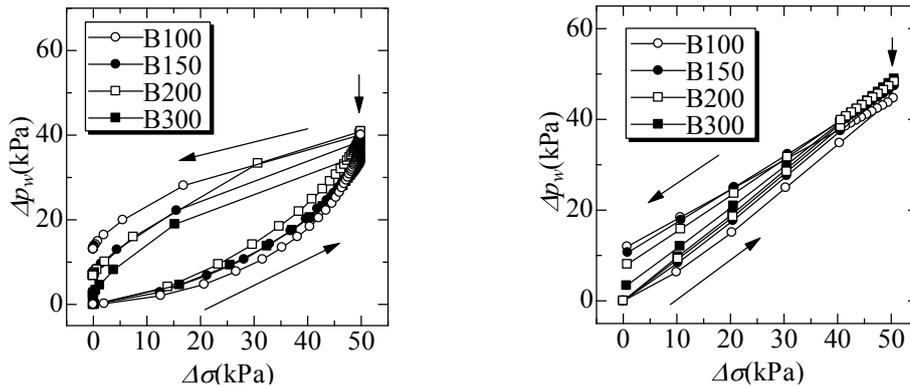


図-4.25 間隙水圧変化(CASEB) (左：実験結果, 右：解析結果)

4-4-2 下がり B 値測定時のヒステリシス

上がり B 値の測定を行う際、B 値測定前後で有効応力変化が生じ、そのため応力履歴の影響が現れることが分かったが、下がり B 値にはこのような応力履歴の影響が現れにくいと考えられる。そこで、セル圧を下げた下がり B 値測定時の応力変化について検討した。

図-4.26,27 に各ケース (図-4.9 参照) の B 値測定過程での間隙水圧変化の結果を示す。下がり B 値測定時は、実験・解析結果共に、上がり B 値測定時ほどには、B 値測定時のセル圧の除荷と再載荷に対して、間隙水圧応答に違いが生じていない。これは、下がり B 値測定時は初めに除荷過程となり、不飽和状態であっても B 値測定過程はほぼ弾性領域内の応力変化になるためと考えられる。このとき、上がり B 値測定のとおり同様、実験ではヒステリシスが見られるのに対し、解析ではわずかにヒステリシスが生じるものの、特に CASEB ではほとんど見られないことが分かる。実験において、B 値測定過程のセル圧を元に戻す過程 (載荷過程) に着目すると、載荷途中で間隙水圧変化の傾向が変化することが分かる。このような傾向は CASEA-100 及び CASEB-100 で顕著に見られる。一方解析結果においても、このような間隙水圧変化の傾向が僅かではあるが見られた。

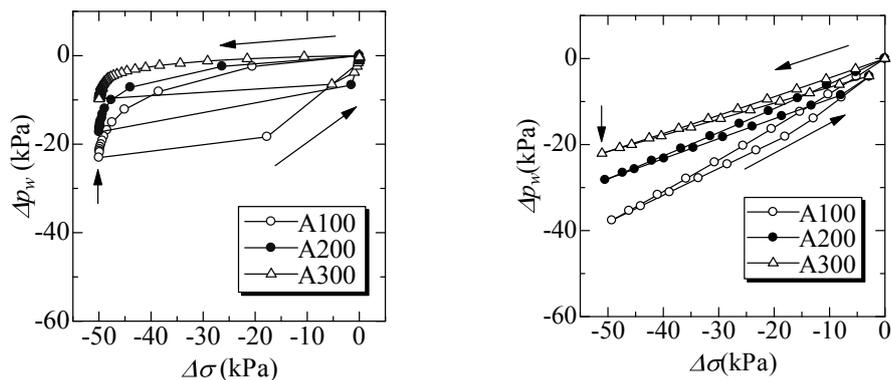


図-4.26 間隙水圧変化(CASEA) (左：実験結果, 右：解析結果)

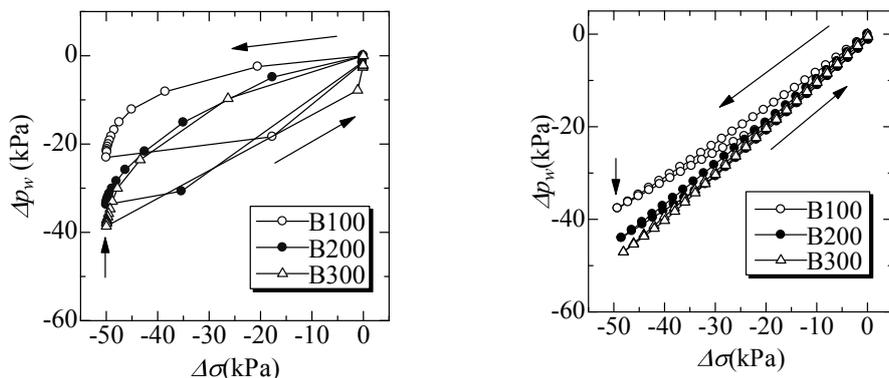


図-4.27 間隙水圧変化(CASEB) (左：実験結果, 右：解析結果)

さらに、実験・解析結果共に、上がり B 値測定ほどではないが、下がり B 値測定においても B 値測定前後で塑性変形が生じた。本研究で仮定した水分特性曲線に、脱水時と吸水時で異なる経路を辿るヒステリシス表現可能な水分特性モデルを用いている¹⁹⁾。そこで、下がり B 値測定で最も顕著にヒステリシスが生じた CASEB-300 について、水分特性のヒステリシスを考慮しない単一曲線からなる水分特性モデルを用いて同様に解析を行った。このとき得られた間

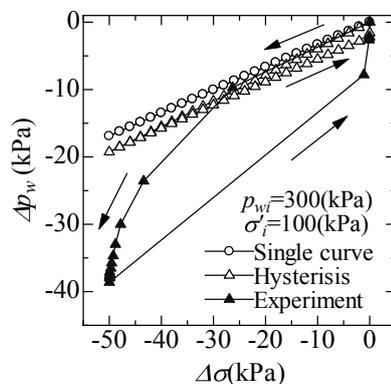


図-4.28 間隙水圧変化比較

隙水圧変化を、図-4.28 中の白プロットで示す。図-4.28 には、図-4.27 に示す CASEB-300 の実験及び解析結果をそれぞれ黒三角と白三角プロットで示している。図-4.28 から、単一曲線からなる水分特性モデルを用いた解析結果では全くヒステリシスが生じない結果となり、実験結果と整合しないことが分かった。このことから B 値測定時のヒステリシスが生じるもう一つの原因として、水分特性曲線のヒステリシスにより B 値測定時に飽和度変化が生じることが考えられる。前節で上がり B 値測定時にも飽和度変化が生じていたことから、上がり B 値測定時のヒステリシスは、B 値測定時に塑性領域に入ることに加えて、飽和度変化に伴う応

力履歴も影響を及ぼしていたと考えられる。解析から得られた各ケースの上がり B 値と下がり B 値測定過程の飽和度変化及び降伏応力変化を図-4.29,30 に示す。これらから、飽和度変化に伴い降伏応力が変化していることが分かる。つまり、飽和度変化に伴う弾性限界の変化は、塑性変形の原因にもなり得ると考えられる。このような弾性限界の変化により、下がり B 値測定における載荷時に、試料が弾性状態から弾塑性状態になることで間隙水圧変化の傾向が変化したと考えられる。下がり B 値測定において実験で生じるヒステリシスが解析で得られるヒステリシスよりも顕著に生じたのは、セル圧を元に戻す過程で飽和度増分が解析よりも大きく、弾性限界が小さくなったためであると考えられる。

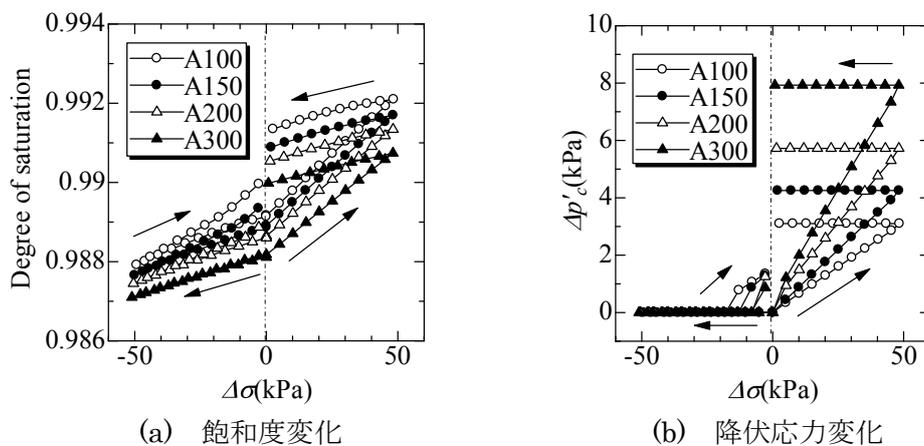


図-4.29 飽和度変化と降伏応力変化(CASEA)

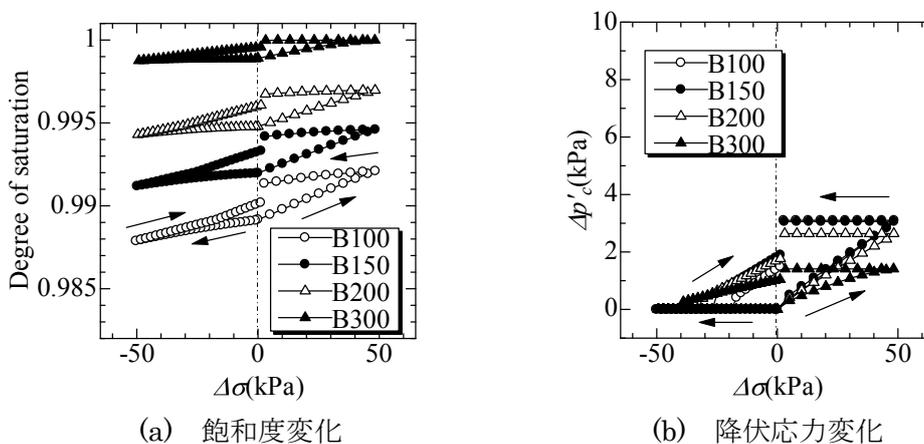


図-4.30 飽和度変化と降伏応力変化(CASEB)

4-5 試料の保水特性と B 値

前節までの結果から、B 値測定過程における間隙水圧応答が、保水特性の影響を受けることや、B 値測定過程で生じるヒステリシスの原因が、試料の内部応力変化と飽和度変化であることが分かった。試料が完全飽和状態でない場合、サクション変化に伴い試料の内部応力

及び飽和度が変化する。つまり、初期サクシジョンの違いやサクシジョン変化の違いも B 値に影響を及ぼすことになる。これらの違いは試料の保水特性に依存する。保水特性は材料によって異なるため、保水特性が異なれば得られる B 値が異なることになる。これは、B 値が材料によって異なる値を示すという事実に一致する¹¹⁾。そこで、試料の保水性が B 値に及ぼす影響について検討する。なお、実験ではサクシジョンを細かく計測・制御することが難しいため、ここでの検討は解析によって行う。

4-5-1 初期サクシジョンと B 値

初期サクシジョンが B 値に及ぼす影響について検討するため、図-4.31 に示すように、初期飽和度 90%及び 98%について、試料の水分保水特性における主吸水曲線上、主脱水曲線上、そしてその中間のサクシジョン値が B 値測定過程での初期サクシジョン値となる場合を比較検討する。用いた水分特性曲線は前節までと同様であり、この曲線を Case1 とする。本項では、初期有効応力を 100kPa、初期背圧を 300kPa とした。

図-4.32,33 に初期飽和度 90%及び 98%のときの初期サクシジョンと B 値の関係をまとめる。図中の白プロットが上がり B 値測定から、黒プロットが下がり B 値測定から得られた B 値である。これらの結果から、初期サクシジョン値の違いにより B 値が異なることが分かる。また、ある初期サクシジョン値で上がり B 値と下がり B 値の大小が逆転することから、水分特性曲線における主吸水曲線と主脱水曲線ではさまれた領域に初期サクシジョンが位置する場合、上がり B 値と下がり B 値の大小関係が逆転すると考えられる。初期サクシジョンが主吸水曲線寄りであるほど、下がり B 値測定によって得られる B 値は大きくなる傾向がある。また、下がり B 値測定で得られる B 値と上がり B 値測定で得られる B 値との大小が逆転する初期サクシジョン値は、飽和度が高くなると小さくなる。

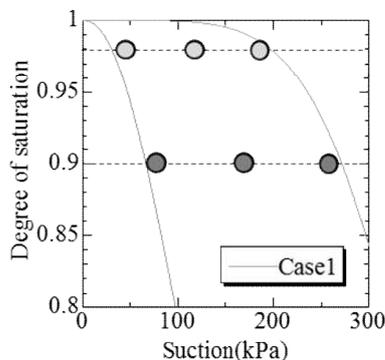


図-4.31 初期サクシジョン値

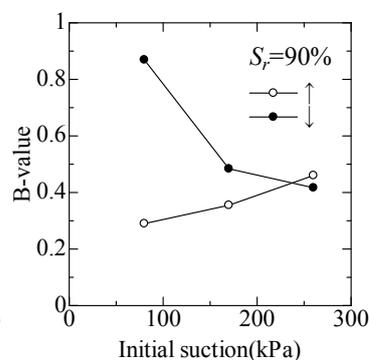


図-4.32 s_i - B 関係($S_r=90\%$)

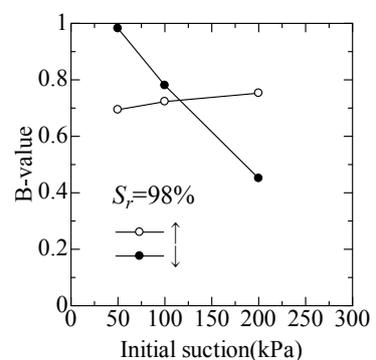


図-4.33 s_i - B 関係

各飽和度において上がり B 値と下がり B 値の測定で B 値が等しくなるサクシジョン値をプロットし、計算していない飽和度は線形関係で補完できると仮定すると、図-4.34 に示すように、

色付きの領域では、下がり B 値測定よりも、上がり B 値測定で得られる B 値が大きくなり、その他の領域では、上がり B 値測定よりも、下がり B 値測定で得られる B 値が大きくなる。これが仮に実際でも同様の傾向を示すとすると、下がり B 値測定の場合、試料のサクシオンがある飽和度において主吸水曲線に近いサクシオン値である場合、十分に飽和していないのにも関わらず、1.0 に近い B 値が計測され、その後の非排水せん断試験によって得られるせん断強度を飽和化された試料のせん断強度として解釈されてしまう可能性が高まる。このことから、試料の飽和化を確認する指標として下がり B 値を用いることは推奨できないと言える。また、上がり B 値測定における載荷重を正值、下がり B 値測定における除荷重を負値として横軸にとって、B 値測定過程におけるサクシオン変化を調べると (図-4.35)、サクシオンが大きく変化するほど上下 B 値測定共に得られる B 値は大きくなること分かる。全応力変化をサクシオン変化が受け持つことで、全応力に対する土骨格の分応力の割合が小さくなり、その結果 B 値が大きくなると考えられる。

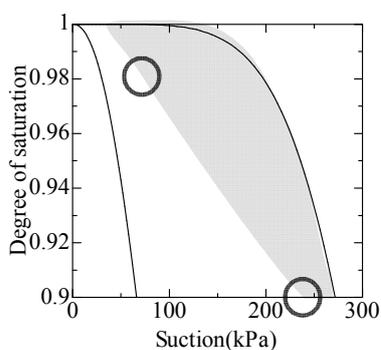


図-4.34 上下 B 値の大小関係

(■ : 上がり B 値 > 下がり B 値)

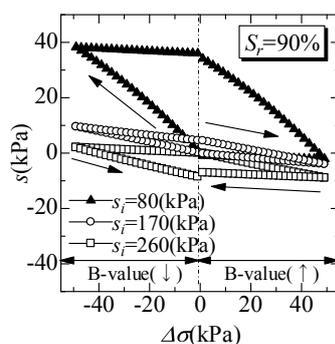
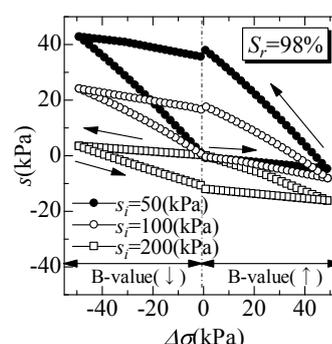
(a) $S_{ri}=90\%$ (a) $S_{ri}=98\%$

図-4.35 サクシオン変化

次に、試料の初期状態が CASEA-300 及び CASEB-300 (図-4.9 参照) である場合について、圧密過程・背圧載荷過程を含むサクシオン-飽和度関係を調べた結果を図-4.36 に示す。図中の白丸プロットが上がり B 値測定過程、黒丸プロットが下がり B 値測定過程の場合であり、参考に、主吸水曲線と主脱水曲線を図中に実線で示している。図-4.36 から、圧密過程でサクシオンが増加し、サクシオンが上がり B 値測定において大きな B 値が得られる領域 (図-4.34 参照) に達していることが分かる。また、高飽和度付近であれば、上がり B 値が下がり B 値よりも大きくなる領域がほとんどであり、背圧載荷は飽和度を増加させることから、このときも上がり B 値測定で大きな B 値が得られる領域に達する。CASEA 及び CASEB のサクシオン変化について調べると、B 値測定時の有効応力が大きいほどサクシオン変化が小さく、背圧が大きいほどサクシオン変化が大きくなっていることが分かる (図-4.37)。このとき、上がり B 値と下がり B 値も同様に、B 値測定時の有効応力が大きいほど B 値が小さく、背圧が大きいほど B 値が大きくなった。これは解析結果であるが、測定される B 値変化の傾向が解析

と実験結果共に同様の傾向を示していたことから、実際に、B 値変化にサクシオン変化が影響を及ぼしており、サクシオン変化が大きいほど測定される B 値が大きくなると考えられる。このように、B 値測定手法ごとにサクシオン変化と B 値を比較すると、サクシオン変化が大きいほど B 値が大きくなる傾向を示した。しかし、上がり B 値と下がり B 値の測定法を比較すると、上がり B 値測定よりも下がり B 値測定の方が、サクシオン変化が大きいにも関わらず、図-4.10, 4.11 から、得られる B 値が、下がり B 値測定より上がり B 値測定の方が大きな値となることが分かる。先に、初期サクシオンの違いが上がり B 値と下がり B 値の測定から得られる B 値の大小に影響を及ぼすことが分かった。これらのことから、上がり B 値と下がり B 値の測定から得られる B 値の大小は、初期サクシオンに依存し、サクシオン変化は上下各々の B 値測定から得られる B 値の大きさに影響を及ぼすと考えられる。つまり、図-4.33 に示すような、上がり B 値が下がり B 値よりも大きくなる領域で B 値測定を行う場合、B 値の測定結果はサクシオン変化の大小に関わらないと考えられる。

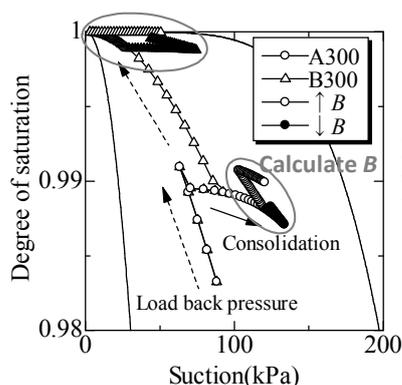


図-4.36 サクシオン-飽和度関係

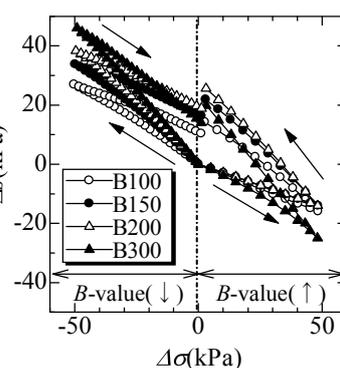
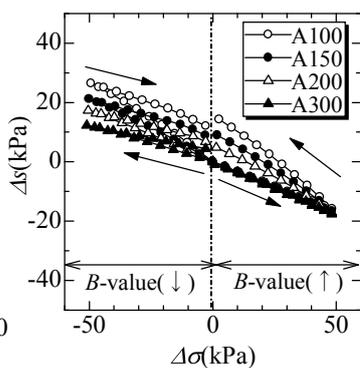


図-4.37 サクシオン変化 (左: CASEA 右: CASEB)

4-5-2 水分特性曲線の形状と B 値

サクシオン変化は試料の保水特性による。すなわち、水分特性曲線によってサクシオン変化は支配される。特にセル圧載荷時（上がり B 値測定）は吸水過程であるため主吸水曲線の形状に依存し、セル圧除荷時（下がり B 値測定）は脱水過程であるため主脱水曲線の形状に依存する。試料の水分特性は材料によって固有のものである。そこで次に、水分特性曲線の形状の違いが B 値に及ぼす影響について検討する。

ヒステリシスを有する水分特性曲線の場合、初期サクシオンによって上がり B 値と下がり B 値の測定で辿る水分特性曲線に吸水過程と脱水過程とで違いが生じ、その結果、得られる B 値は異なる傾向を示すため、ここでは、水分特性曲線の形状の違いの影響のみを抽出し検討するために、ヒステリシスを有さない水分特性曲線を仮定する。初期飽和度は 90%, 98% の 2 ケースを考え、初期サクシオン条件と水分特性曲線パラメータの一覧を表-4.4 に示す。また

このとき、応力-ひずみ関係による影響を無視するため、上がり B 値と下がり B 値の測定過程においてどちらも弾性領域内になるように降伏応力 ($p'_c=140(\text{kPa})$) を設定した。図-4.38 に仮定した水分特性曲線を示す。サクシオン変化に対する飽和度変化に差を設け、図中に示すように Case1 から Case4 の 4 ケースを考える。

表-4.4 初期応力条件及び水分特性曲線のパラメータ

Initial saturation S_r		Case1	Case2	Case3	Case4
0.9, 0.98					
S_r - s logistic curve parameter in case	A_W	-11.2	-32.0	-30.0	-31.0
	B_W	2.19	5.35	4.4	4.2
Initial suction ($S_r=0.9$)	$s(\text{kPa})$	70	270	570	1000
Initial suction ($S_r=0.98$)	$s(\text{kPa})$	30	200	390	650

解析結果を図-4.39 及び図-4.40 にまとめている。図-4.39 は、飽和度 90%及び 98%の試料を対象に、上がり B 値測定によって得られる B 値（白丸プロット）と下がり B 値測定によって得られる B 値（黒丸プロット）を初期サクシオンに対して比較したものである。図-4.40 は、それぞれ初期飽和度 90%、98%の試料を対象に、上がり B 値測定（図中の右側）と下がり B 値測定（図中の左側）におけるサクシオンの変化を図示したものである。下がり B 値測定過程では、水分特性曲線にヒステリシスは考慮していないので、サクシオン変化にもヒステリシスは生じていない。これらの結果から、水分特性曲線の勾配が緩やかであるほど上下 B 値測定共にサクシオン変化は大きくなり、さらに得られる B 値も大きな値となった。また、初期飽和度が大きいほど、得られる B 値が大きな値となることが分かる。上がり B 値測定と下がり B 値測定を比較すると、初期飽和度が 90%のケースでは、下がり B 値の方が上がり B 値より大きい。このときの有効応力変化を調べると（図-4.41(a)）、上がり B 値測定時の方が大きく有効応力が変化することが分かる。これらのことから、下がり B 値測定時は上がり B 値測定時よりも若干ではあるがサクシオンが変化しやすく（図-4.39）、外力に対して有効応力変化が受け持つ割合が小さくなるため、下がり B 値で得られる B 値が大きくなったと考えられる。一方初期飽和度が 98%のケースでは、上がり B 値測定で得られる B 値の方が大きな値となることが分かる。初期飽和度 98%のケースにおける B 値測定過程の有効応力変化をまとめた結果を見ると（図-4.41(b)）、上がり B 値測定過程でヒステリシスが生じている。また、上がり B 値測定過程の載荷途中で、有効応力変化の傾向が変化することが分かる。これは、載荷途中で試料が降伏し、塑性変形を生じたためである。その際、弾性状態のときよりも有効応力変

化が生じにくくなり、上がり B 値測定で得られる B 値が大きな値を得たと考えられる。このとき、飽和度以外の初期応力条件が同じであるにも関わらず、初期飽和度 90% のケースではこのような塑性変形を生じていない。これは、試料の飽和度が低いほど不飽和時の降伏応力が大きくなるモデルを用いているため、飽和度 90% の場合、上がり B 値測定過程においても常に弾性状態にとどまったことが原因である。

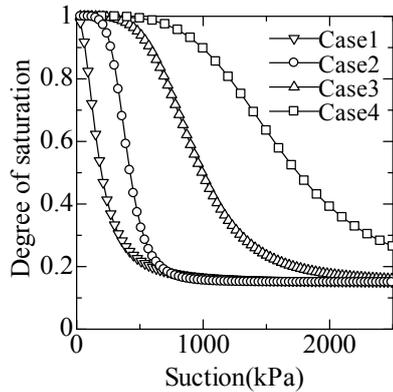


図-4.38 仮定した水分特性曲線

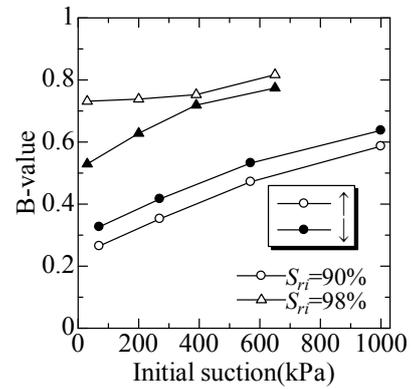
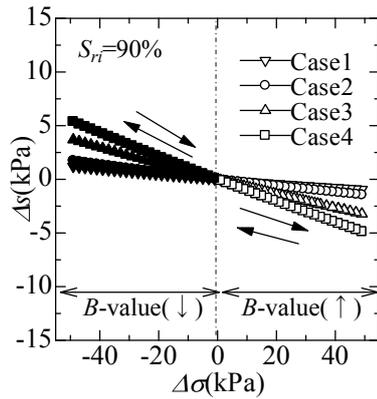
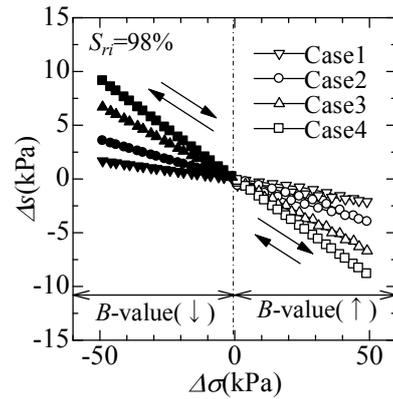


図-4.39 初期サクシオン-B 値関係

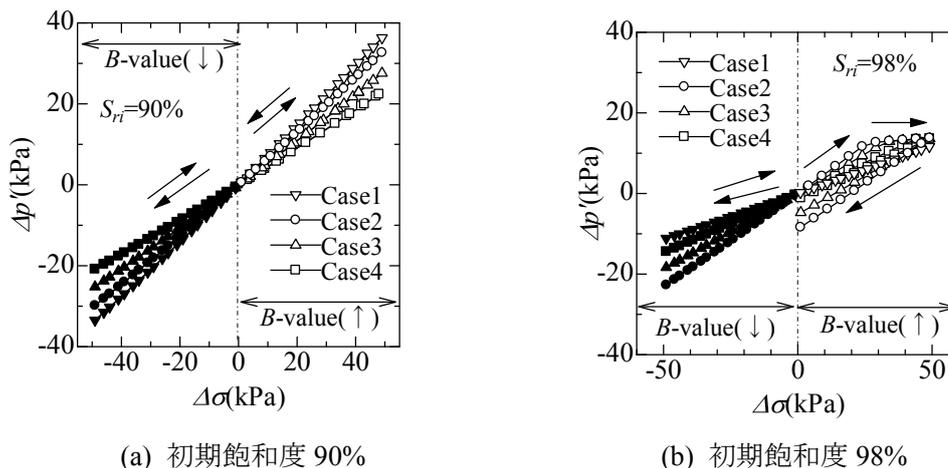


(a) 初期飽和度 90%



(b) 初期飽和度 98%

図-4.40 サクシオン変化



(a) 初期飽和度 90%

(b) 初期飽和度 98%

図-4.41 有効応力変化

4-6 繰り返し B 値測定手法

B 値は、試料が飽和していれば、測定方法に依らず 1.0 となるはずである。しかし実験では、背圧を極端に上げてても 1.0 の B 値を得ることは難しい。前節で、上がり B 値と下がり B 値の測定から得られる B 値が、B 値測定過程におけるサクション変化の違いにより、異なる値を示すことが分かった。しかし、飽和化の指標であるはずの B 値が測定方法の違いにより異なる値を取るということはつまり、そもそも飽和化できていないということである。今まで行った B 値測定過程模擬シミュレーションで、セル圧の載荷・除荷に関わらず、どちらのケースも B 値測定後は飽和度が大きくなる結果を得た。そこで、繰り返し B 値を測定したときの B 値変化及び飽和度変化について、実験と、実験を模擬した解析の両側面から検討する。解析に用いた材料パラメータ及び水分特性曲線は CASEA,B と同様である。

4-6-1 繰り返し測定方法①

繰り返し測定方法として、セル圧を載荷（除荷）し、元のセル圧に戻すことを繰り返す方法について検討する（CASEC）。繰り返し B 値測定開始時の応力条件を図-4.42 に示す。CASEC-100 及び CASEC-200 は、初期有効応力が 200kPa で、初期背圧がそれぞれ 100kPa と 200kPa である。B 値はそれぞれ 3 回ずつ繰り返し計測した。上がり B 値測定はセル圧を 50kPa 載荷して測定し、

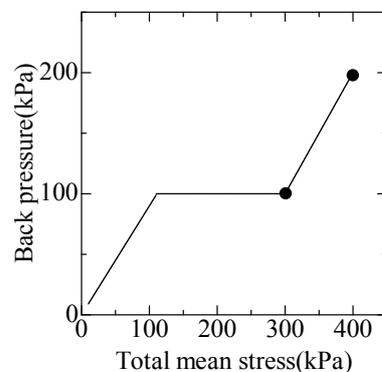
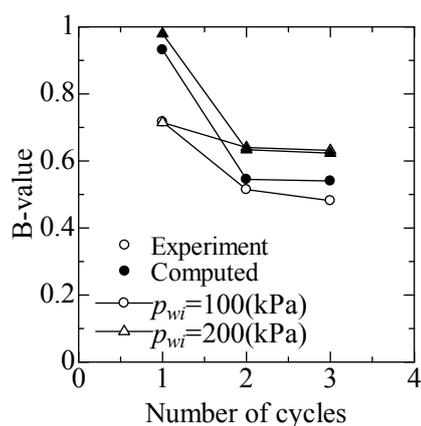


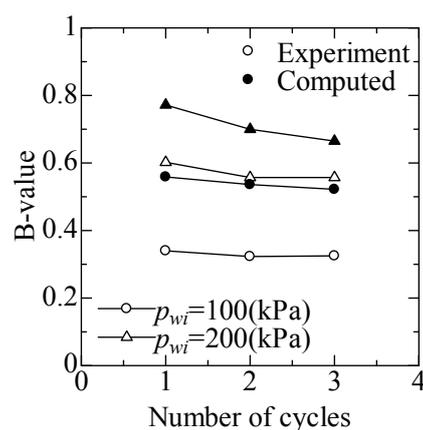
図-4.42 繰り返し B 値測定時の初期応力条件

その後セル圧を 50kPa 除荷してから、再度セル圧を 50kPa 載荷して 2 回目の上がり B 値を測定した。下がり B 値はセル圧を 50kPa 除荷して測定し、その後セル圧を 50kPa 載荷してから、再度セル圧を 50kPa 除荷して 2 回目の下がり B 値を測定した。

上がり B 値と下がり B 値測定から得られた B 値についてまとめた結果を図-4.43 に示す。上がり B 値測定で得られた B 値の場合 (図-4.43(a))，1 回目測定時の B 値に比べて，2・3 回目測定時の B 値が小さくなる結果を得た。これは実験・解析結果共に同様の傾向を示した。このときの間隙水圧変化について調べた結果を図-4.44 に示す。これらの結果から，実験・解析結果共に，1 回目の上がり B 値測定過程ではヒステリシスが生じるのに対し，2，3 回目の上がり B 値測定過程ではほとんどヒステリシスが生じないことが分かる。このことから，1 回目の上がり B 値測定過程では試料が降伏するため，得られる B 値が大きくなり，2，3 回目は弾性状態であるため，1 回目よりも B 値が小さくなったといえる。次に，下がり B 値測定で得られた B 値について着目すると(図-4.43(b))，繰り返し回数 1~3 回目で，B 値は大きく変化しなかった。下がり B 値測定過程の間隙水圧変化について調べると (図-4.45)，B 値測定過程において，繰り返し回数に依らずヒステリシスがほとんど生じていないことが分かる。このことから，下がり B 値測定過程は弾性状態であり，塑性変形を生じないため，1~3 回目の B 値がほぼ同じ値になったといえる。また，上がり B 値測定過程でほとんどヒステリシスが生じなかった 2，3 回目測定時の B 値と，下がり B 値測定過程で得られた 1~3 回目測定時の B 値がほとんど同じ値を示した。このことから，上がり B 値測定で得られる B 値が下がり B 値測定で得られる B 値よりも大きくなる理由は，B 値測定過程で弾塑性状態になるためであることが分かる。



(a) 上がり B 値測定過程



(b) 下がり B 値測定過程

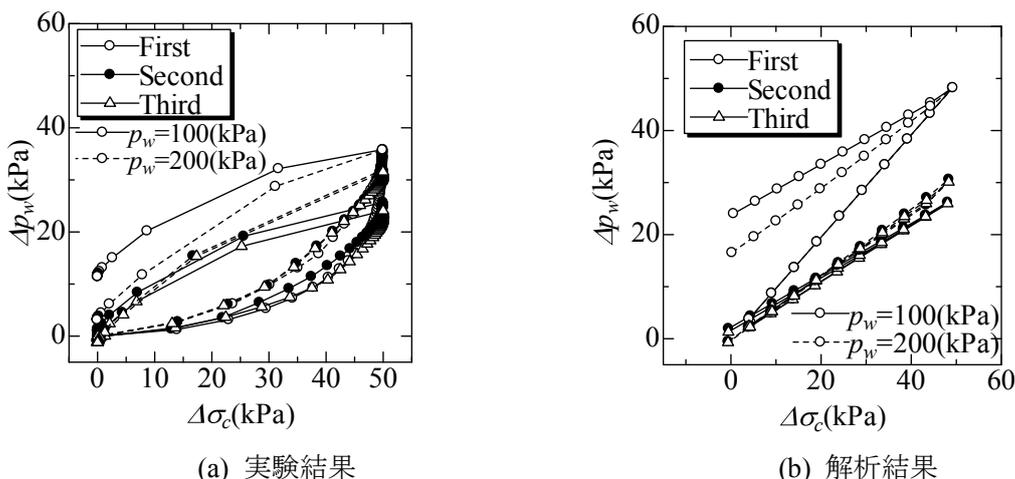


図-4.44 上がり B 値測定過程の間隙水圧変化

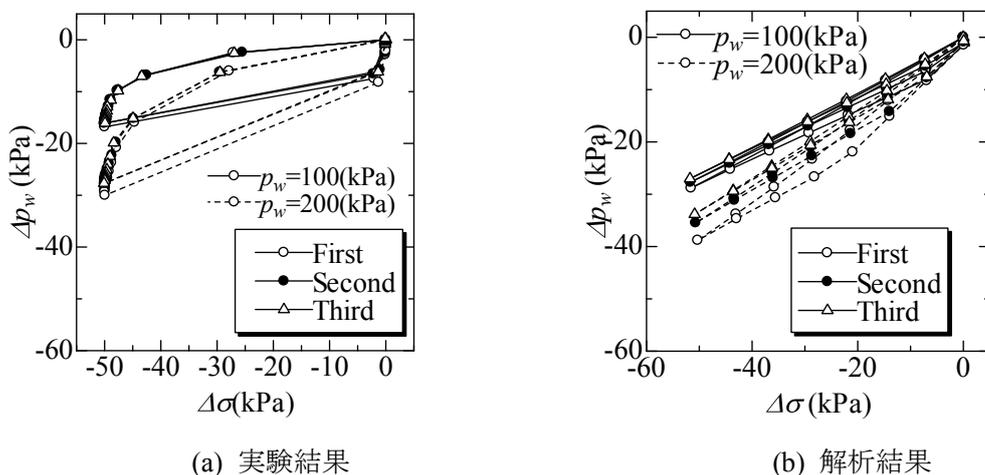


図-4.45 下がり B 値測定過程の間隙水圧変化

背圧が 200kPa のケースについて、サクション-飽和度変化及び上がり B 値測定過程における $e-\ln p'$ 関係について解析で得られた結果をそれぞれ図-4.46,4.47 に示す。図-4.46 より、上がり B 値と下がり B 値測定共に、繰り返し B 値を測定することで、水分特性によるヒステリシスが徐々に小さくなることが分かる。また図-4.47 より、上がり B 値測定過程において、1 回目の B 値測定時は、B 値測定载荷過程で塑性変形を生じるが、2,3 回目は一度降伏しているため、1 回目ほど塑性変形が生じず、弾性領域内での測定になっている。これらのことから、2,3 回目の B 値測定では、塑性変形及び水分特性によるヒステリシスが原因で生じていた上がり B 値と下がり B 値測定で得られる B 値の差が小さくなったと考えられる。

図-4.46 のサクション変化に着目すると、上がり B 値と下がり B 値測定ともに、B 値測定過程でサクションが徐々に増加することが分かる。本研究で用いる水分特性モデルを仮定した場合、完全な飽和状態とは、サクションが 0.0 の状態である。つまり、繰り返し B 値を測定

することで徐々に飽和度は増加するが、繰り返し回数を増やして B 値を測定しても、完全な飽和状態にはなることができないと考えられる。

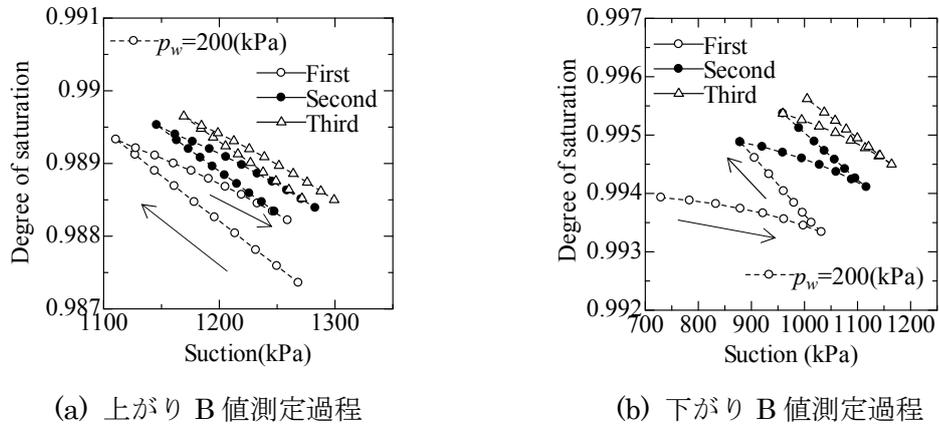


図-4.46 サクション-飽和度変化

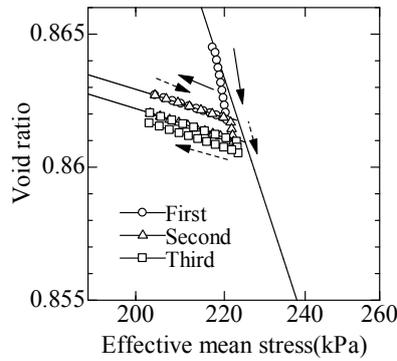


図-4.47 $e - \ln p'$ 関係

4-6-2 繰り返し測定方法②

前項で、繰り返し B 値を測定するとサクションが大きくなる結果を得た。そこで、サクションを 0 に近づけながら飽和度を増加することができれば、完全な飽和状態を得ることができるとは思わなかったかと考えた。ここで、前項の図-4.46 に示した結果から、セル圧荷荷時はサクションが減少し、セル圧除荷時にサクションが増加することが分かる。このことから、セル圧の荷荷量を除荷量よりも大きくすれば、サクションは減少する傾向を示すはずである。そこで次に、セル圧を 10kPa 除荷して下がり B 値を測定し、その後セル圧を 50kPa 荷荷して上がり B 値を測定するケース (CASED) について検討する。初期応力条件は、有効応力 100kPa、背圧 200kPa とした。初めに、解析によりサクション-飽和度変化について得られた結果を図-4.48 に示す。図-4.48 には前項の図-4.46 の結果も併せて載せている。図-4.48 より、CASED では、徐々にサクションが減少しながら飽和度が増加する結果を得た。このとき、図-4.49 に上がり B 値と下がり B 値測定で得られた B 値をまとめる。図-4.49 中の黒プロットは除荷

時の測定で得られた B 値を, 白プロットは載荷時の測定で得られた B 値を示す. 図-4.49 から, 載荷時と除荷時で得られた B 値共に, 徐々に大きくなり, 5 回目の B 値測定で載荷時と除荷時で得られた B 値が 1.0 となった. また, このときの有効応力変化を調べると, 飽和化するまでは有効応力が増加してしまうことが分かった. そのため, CASED の方法で繰り返し B 値を測定する場合, 所定の圧密圧力でせん断試験を行うために, 必ず等方圧密過程の前に B 値測定を行う必要がある.

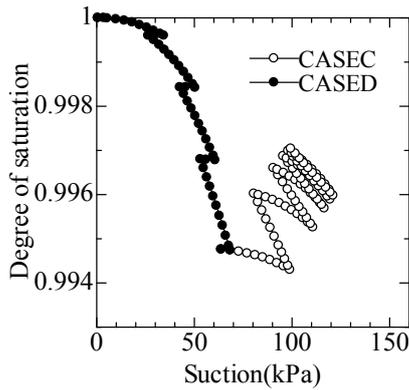


図-4.48 サクション-飽和度関係

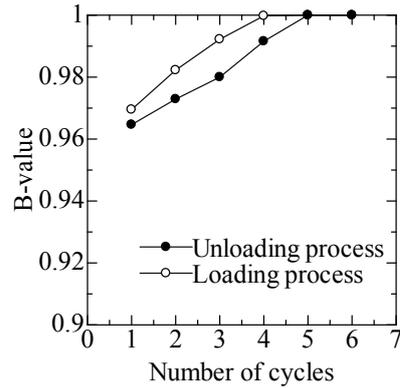


図-4.49 CASED の繰り返し回数-B 値関係 (解析)

CASED において, 解析では 1.0 の B 値を得たため, 解析と同様の方法で実験を行った. 図-4.50 に実験から得られた B 値を示す. 図-4.50 から, 実験でも上がり B 値測定と下がり B 値測定で得られる B 値が徐々に大きくなり, 解析結果と同様の傾向を示した. しかし実験では, B 値測定を 5 回以上繰り返しても, 上がり B 値測定と下がり B 値測定から得られる B 値共に 1.0 にならなかった.

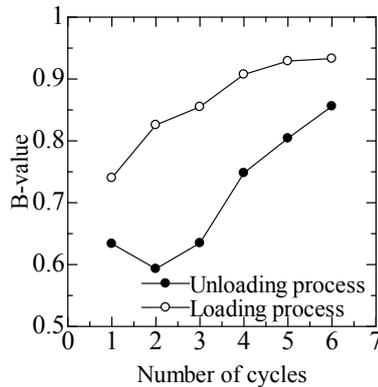


図-4.50 CASED の繰り返し回数-B 値関係 (実験)

CASED では 5 回繰り返して B 値を測定したが, 5 回目までに載荷したセル圧 (200kPa) を一気に載荷しても 1.0 の B 値を得るはずである. そこで, セル圧を 10kPa 除荷して B 値測定

を行った後、セル圧を 200kPa 載荷して B 値を計測するケース (CASEE) について、実験及び解析の両側面から検討する。CASED と B 値測定繰り返し回数を統一するため、2 回目以降は載荷重と除荷重をそれぞれ 10kPa として、除荷・載荷時でそれぞれ繰り返し B 値測定を行った。初期条件は CASED と同様である。

繰り返し回数と B 値について得られた解析及び実験結果を図-4.51 に示す。図-4.51(a)に示す解析から得られた B 値に着目すると、2 回目の B 値測定で、載荷時と除荷時で得られた B 値ともに 1.0 となった。CASED でセル圧を 200kPa 載荷したとき、載荷時に得られた B 値が 1.0 となったのに対し、CASEE において、セル圧を 200kPa 載荷した直後の 1 回目の載荷時に得られた B 値は 1.0 とならなかった。これは、載荷初期は不飽和状態であるためセル圧増加と間隙水圧応答が一对対応ではなかったためであると考えられる。しかし、セル圧を 200kPa 載荷する途中で試料が飽和化したため、2 回目以降測定して得られた載荷時と除荷時で得られる B 値が共に 1.0 となった。

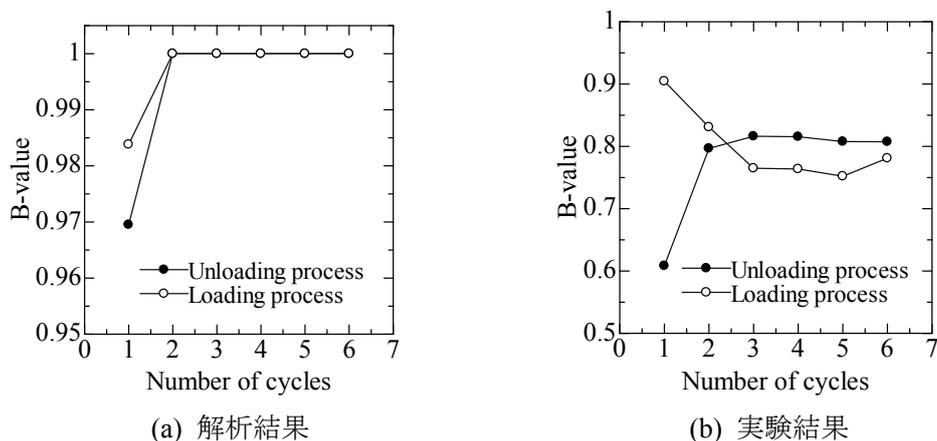


図-4.51 CASEE の繰り返し回数-B 値関係

図-4.51(b)に示す実験から得られた除荷時に得られる B 値に着目すると、2 回目に測定した B 値は 1 回目よりも大きくなり、3 回目以降はほとんど変化せず、除荷時に得られる B 値の方が載荷時に得られる B 値よりも大きくなった。2 回目以降の除荷時に得られた B 値が 1 回目に得られた B 値よりも大きくなったことから、セル圧を 200kPa 載荷することで飽和度を増加させることができていると考えられる。

一方、載荷時に得られる B 値に着目すると、B 値が 2 回目から 3 回目にかけて徐々に小さくなり、3 回目以降は一定値に収束することが分かる。これは、図-4.43(a)に示す CASEC の上がり B 値測定で計測された B 値と同様の傾向である。このことから、CASEE の載荷過程では、3 回目まで塑性変形を生じるため、得られる B 値が大きくなり、4 回目以降はほとんど弾性領域内での B 値測定となるため、一定値に収束したと考えられる。このとき、1 回目の載荷時に最も塑性変形が生じやすいため、1 回目から 3 回目の載荷時に得られる B 値が徐々に小さ

くなったといえる。また、実験では完全に試料が飽和しておらず、上がり B 値と下がり B 値の測定過程において、CASEC と同様に、徐々に飽和化しながらサクションが増加したため、繰り返し B 値測定を 6 回行っても、計測された B 値が大きくならなかったと考えられる。

このとき、解析では 2 回目以降にそれぞれ測定した B 値が 1.0 となったため、CASEE について解析と実験から得られる B 値が同様の傾向を示すかどうか分からない。さらに、実験では B 値が 1.0 にならなかったことから、試料は飽和化できていないと考えられる。解析において、保水特性を左右するパラメータ（水分特性曲線の勾配、初期サクション）及び初期飽和度を変えることで、実験で得られる B 値に解析で得られる B 値をフィッティングすることができる。図-4.51(b)に示す実験結果から、3 回目以降に測定した B 値について、除荷時に測定する B 値が載荷時に測定する B 値よりも大きくなった。このような B 値の傾向は、前節までの検討結果から、初期サクションを調整することで再現可能である。そこで、実験で得られた B 値の傾向に合うように、初期飽和度及び初期サクション値を様々に変えることで CASEE について解析を行った。このとき得られた繰り返し回数と B 値関係を図-4.52 に示す。この結果から、実験から得られた B 値の傾向を解析でも得ることができた。さらにこのとき、初期飽和度を 0.983 から 0.96 に少し下げることによって、実験・解析それぞれから得られる B 値がほぼ同じ値を示した。このことから、本研究で用いた供試体の飽和度を大きく計算してしまっていたといえる。また、初期サクションを 100kPa から 180kPa に変更することで、除荷時と載荷時に得られる B 値の逆転現象も表現することができた。このことから、大気圧下で作成した試料であっても、意外に大きなサクションを持つと考えられる。

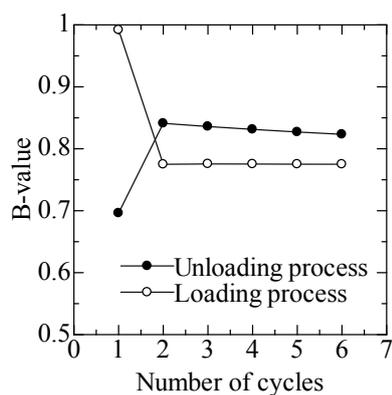


図-4.52 CASEE の繰り返し回数-B 値関係（パラメータ調整後）

セル圧を 10kPa 除荷して B 値を求めた後、セル圧を 150kPa 載荷して B 値を求め、その後セル圧を 10kPa 除荷→セル圧を 50kPa 載荷する過程を 3 回繰り返し、除荷時と載荷時にそれぞれ B 値を求めるケース（CASEF）について検討する。このとき得られた解析及び実験から得られた繰り返し回数と B 値の関係を図-4.53 にまとめる。図-4.53 より、CASED と同様、B 値測定過程において、載荷重を除荷重よりも大きくして繰り返し B 値を測定することで、実

験・解析結果共に除荷時と載荷時に得られる B 値が徐々に大きくなる傾向を示した。さらに、実験から得られた B 値の大きさは、CASED の 4 回目（トータルの載荷重 160kPa）の載荷時と除荷時に得られた B 値と同程度の値を示した。

CASED～CASEF の結果より、上がり B 値と下がり B 値測定（載荷時と除荷時）で得られる B 値の両方を同時に大きくするためには、B 値測定過程における載荷重を除荷重よりも大きな値に設定することが有効であるといえる。このとき、実験と解析から得られた B 値が同様の傾向を示したことから、サクシオンが徐々に小さくなりながら飽和化させることができていると考えられる。

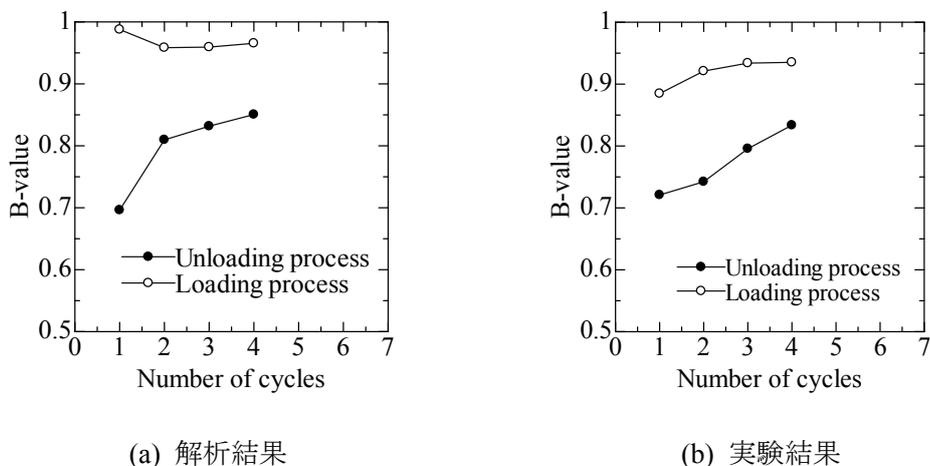


図-4.53 CASEF の繰り返し回数-B 値関係

4-7 B 値測定手法の違いがせん断試験結果に及ぼす影響

これまで様々な方法で B 値測定を行った。そこで本節では、得られた B 値及び B 値測定手法の違いが、非排水せん断試験に及ぼす影響について検討する。図-4.55、4.56 に、CASEB～CASEF の B 値測定後に行った非排水せん断試験結果を示す。図-4.55 は実験結果であり、図-4.56 は解析結果である。図-4.55 から、破壊線を求めると、 $M=1.17$ であることが分かった。そのため、解析に用いた材料パラメータのうち、強度定数については、実験から得られた $M=1.17$ と設定した。

図-4.55 に示す実験から得られた有効応力経路を比較すると、CASEB, C, E と、CASED, F に大別される有効応力経路を得た。前者をグループ A、後者をグループ B とする。グループ A とグループ B の B 値測定手法に着目すると、グループ A は、解析結果より、B 値測定過程でサクシオンが増加したケースであり、グループ B はサクシオンが減少したケースである。このとき、グループ B では、せん断初期から間隙水圧が発生するため、有効応力が減少して

いるのに対し、グループ A では、せん断初期の間隙水圧応答が鈍い。

次に、図-4.56 に示す解析から得た有効応力経路より、CASEB, C の上がり B 値測定ケースで有効応力経路が一致し、CASEB, C の下がり B 値測定ケースと、CASED, E, F で有効応力経路が一致した。図-4.55 に示す実験結果と比較すると、CASEB, C の下がり B 値測定ケースと CASEE 以外、せん断時の有効応力経路を解析結果でも実験結果と同様のグループ分けができる。解析では、グループ B に分類される CASED,E,F は全てせん断前の B 値が 1.0 となったことから、グループ B の実験では、せん断時に精度良く間隙水圧を測定することができているといえる。解析では、CASEE で計算される B 値が 1.0 になった。しかし実験では、B 値は 1.0 とならず、グループ A に分類したケースと同様、B 値測定過程でサクシオンが増加したため、解析結果とは異なるせん断挙動を示したと考えられる。

図-4.54, 55 にまとめたせん断時の力学挙動から、グループ A よりグループ B の方がせん断時の飽和度が大きいと考えられる。また、グループ B は B 値測定過程でサクシオンが減少するように B 値測定を行ったことから、B 値測定において、載荷重を除荷重よりも大きくし、繰り返し B 値測定を行うことが飽和化に有効であると言える。

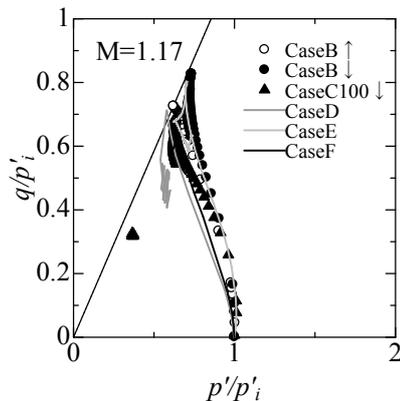


図-4.54 有効応力経路（実験結果）

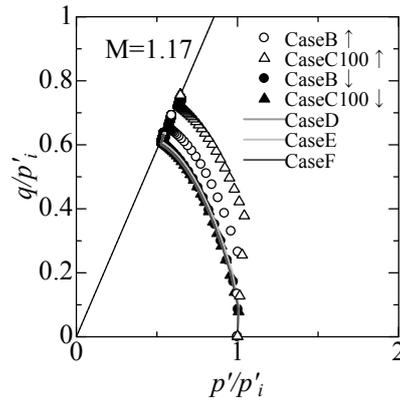


図-4.55 有効応力経路（解析結果）

ここで CASED, E, F について、最後の載荷時に測定された B 値はそれぞれ、0.93, 0.78, 0.93 であり、CASED と CASEF の B 値が 0.9 以上の B 値を得ることができた。飽和度としての目安は 0.95 以上、軟らかい粘性土なら 0.9 以上程度でも良いとしている²⁰⁾。そのため、載荷重を除荷重よりも大きくしてそれぞれの過程で B 値を測定し、載荷時に得られる B 値が基準を満たすまで繰り返し B 値測定を行うことで飽和化を確認できると考えられる。

4-8 結論

B 値に及ぼす影響因子について検討したところ、有効応力や背圧のみならず、サクシオンや保水特性、さらには B 値測定方法といった様々な要因が、B 値に影響を及ぼすことが分かった。以下に項目別に得られた結論を述べる。

I. 上がり B 値と下がり B 値の違いについて

一般的に上がり B 値測定から得られる B 値が大きくなると考えられているが、これは B 値測定時に上がり B 値測定過程が弾塑性領域での測定となり、有効応力が生じにくくなることが原因であることが分かった。しかし、常に上がり B 値測定で得られる B 値が大きくなるというわけではなく、B 値測定時のサクシオンによって、上がり B 値と下がり B 値測定で得られる B 値の大小が変化する可能性がある。このとき、初期サクシオン値が水分特性曲線の主吸水曲線に近づくほど、下がり B 値測定で得られる B 値が大きくなることが分かった。また、吸水時と脱水時においてヒステリシスが生じやすい水分特性曲線ほど、初期サクシオン値が上がり B 値と下がり B 値測定で得られる B 値に顕著に影響を及ぼすことが分かった。これらのことから、一般的に保水性の高い粘性土ほど、上がり B 値と下がり B 値の差が大きくなり、下がり B 値を飽和化の指標とすると、飽和度を過大に評価してしまう可能性があるといえる。

II. B 値測定過程で生じるヒステリシスと飽和化に有効な B 値測定手法について

ほとんどのケースにおいて B 値測定過程でヒステリシスを生じた。このことから、B 値測定によって試料を乱してしまう可能性があるといえる。下がり B 値測定手法で B 値を測定する場合や、砂のように保水性が小さい試料であっても、僅かな飽和度変化により塑性変形を生じることで、試料を乱す可能性は十分にあり得る。B 値測定において、載荷重を除荷重よりも大きくして繰り返し B 値測定を行うことが飽和化に有効であることが分かった。しかしこの B 値測定方法でも塑性変形を生じるため、B 値測定は圧密前に行う必要があるといえる。

III. B 値に関する研究の今後の展望

B 値と保水特性が非常に密接に関係していることが分かった。ここでは、初期飽和度及び初期サクシオンを調整することで、解析で得られる B 値変化の傾向を実験結果に合わせることで、B 値の傾向を合わせるためには水分特性曲線の脱水・吸水曲線を規定するパラメータを調整することで、より精緻に実験結果を表現することが可能であるといえる。このことから、B 値を用いて試料のサクシオン及び水分特性を把握することができると考えた。B 値で水分特性を把握できれば、保水性試験²¹⁾を、B 値の測定と同時に、簡単な試験方法で行うことができる。また、測定することが困難であるサクシオンも同時に推定することが可能となる。そのため今後は、B 値を用いて推定した水分特性曲線と、保水性試験から得られる水分特性曲線を比較することで、その妥当性について検討したいと考えている。

参考文献

- 1) Skempton, A.W.: The Pore-pressure coefficients A and B, *Geotechnique*, Vol.4, No.4, pp.143-147, 1954.
- 2) Terzaghi, K.: *Theoretical soil mechanics*, John Wiley & Sons., New York, pp.11-15, 1943.
- 3) Mulilis, J.P., Townsend, F.C. & Horz, R.C.: Triaxial testing techniques and sand liquefaction, ASTMSTP654, *Dynamic Geotechnical Testing*, pp.265-279, 1978.
- 4) Tatsuoka, F., Maeda, S., Ochi, K. & Fujii, S.: Prediction of cyclic undrained strength of sand subjected to irregular loading, *Soils and Foundations*, Vol.26, No.2, pp.73-89, 1986.
- 5) Sherif, A.M., Tsuchiya, C. & Ishibashi, I.: Saturation effects on initial soil liquefaction, Journal of the Geotechnical Engineering Division, Vol.103, No.8, pp.914-917, 1977.
- 6) Chaney, R.C.: Saturation effects on the cyclic strength of sands, *ASCE*, Vol.1, pp.342-358, 1978.
- 7) Yoshimi, Y., Tanaka, K. & Tokimatsu, K.: Liquefaction resistance of partially saturated sand, *Soils and Foundations*, Vol.29, No.3, pp.157-162, 1989.
- 8) 三田地利之, 工藤豊: B 値測定方法の違いが \overline{CU} 試験結果に及ぼす影響について, 三軸試験に関するシンポジウム発表論文集, pp.85-90, 1991.
- 9) 地盤工学会基準「土の三軸試験の供試体作製・設置方法」(JGS 0520-2000)
- 10) 地盤工学会基準「土の繰り返し非排水三軸試験方法」(JGS 0541-2000)
- 11) Baldi, G. & Nova, R.: Membrane penetration effects in triaxial testing, *Journal of Geotechnical Engineering*, Vol. 110, No.1, pp.403-420, 1984.
- 12) Lipiński, M.J. & Wdowska, M.: Saturation criteria for heavy overconsolidated cohesive soils. *Annals of Warsaw University of Life Sciences – SGGW. Land Reclamation* No.42(2), pp.295–302, 2010.
- 13) Alan.W.Bishop and D.J.Henkel : *The measurement of soil properties in the triaxial test*, Edward Arnold (PUBLISHERS) LTD, 1957.
- 14) 鹿島建設株式会社・技術研究所, 応用地質株式会社: 新しい三軸試験装置の開発, 応用地質資料, 2007.10.
- 15) 社団法人地盤工学会: 土質試験 基本と手引き, pp.19-21, 2001.
- 16) 土田孝: 乱さない海成粘土の正規圧密状態におけるせん断特性について, 港湾技術資料, No.444, pp.3-28.1983.3.
- 17) Kawazu, J., Yasuhara, S., Kawai, K. & Iizuka, A.: The triaxial compression test with the smart triaxial apparatus, *Report of Research Center for Urban Safety and Security*, Kobe University, No.15, pp.41-50, 2011 (in Japanese).

- 18) 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.
- 19) Kawai, K., Iizuka, A., Hayakawa, E. & Wang, W.: Non-uniform settlement of compacted earth structures caused by the deformation characteristics of unsaturated soil on wetting, *Soils and Foundations*, Vol.47, No.2, pp. 195-206, 2007.
- 20) 地盤工学会基準「土の圧密排水(CD)三軸圧縮試験方法」(JGS 0524-2000)
- 21) 地盤工学会基準「土の保水性試験方法」(JGS 0151-2000)

5. プレート境界デコルマ帯におけるせん断破壊モデル

5-1 デコルマ帯¹⁾

デコルマとは、プレート沈み込み帯のプレート境界断層であり、プレート沈み込み面に平行で低角な活断層的断層である。図-5.1に、南海トラフのプレート境界断層の模式図を示す。また、図-5.1中の掘削サイト周辺を拡大した模式図を図-5.2に示す。図-5.1の黒線で示すデコルマ面と、プレート境界に挟まれた領域をデコルマ帯と呼ぶ。これまでの深海掘削によってプレート境界浅部のデコルマ帯を掘り抜いた実測データから^{2),3),4)} (図 5.1-Site808, 1174)、デコルマ帯の厚さは30m程度であり (図-5.2参照)、デコルマ帯を構成する堆積物の物性は高孔隙率、比抵抗値で特徴づけられ⁵⁾、間隙流体の低塩分濃度や炭化水素ガスの組成から、デコルマ帯に沿った流体の移動が推定された⁶⁾。デコルマ帯の形成要因は堆積物の組成、物性、続成作用などの影響を受け、地域ごとに独特な機構を持つと考えられている^{7),8),9)}。

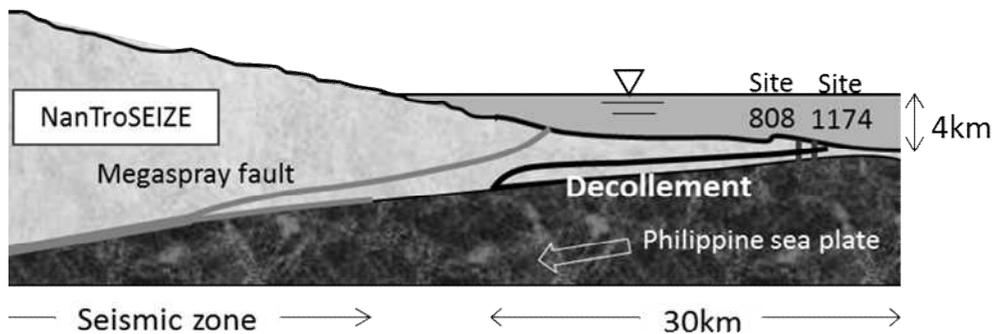


図-5.1 南海トラフのプレート境界断層模式図

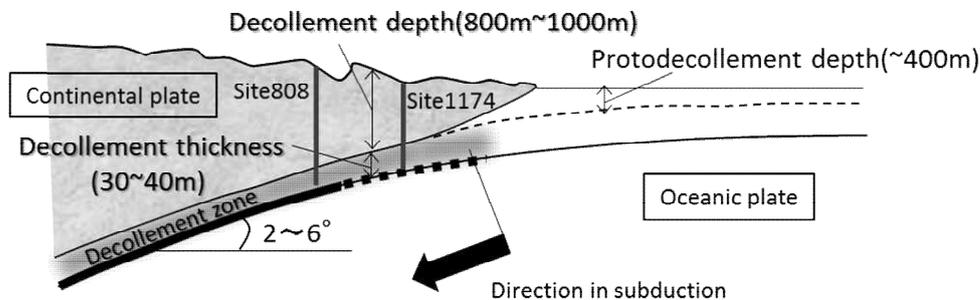


図-5.2 掘削サイトを拡大したデコルマ帯の模式図

5-1-1 ゆっくり地震

図-5.3 に、図-5.1 で示した地震発生帯からデコルマ帯における、プレート境界面の模式図を示す。図-5.3 中の色付きで示す領域は、アスペリティと呼ばれ、プレート間が完全に固着している。アスペリティでひずみの蓄積が限界に達すると、固着が剥がれ、地震性滑りを生じる。そのため、アスペリティが存在する領域は地震発生帯として認識されている¹⁰⁾。

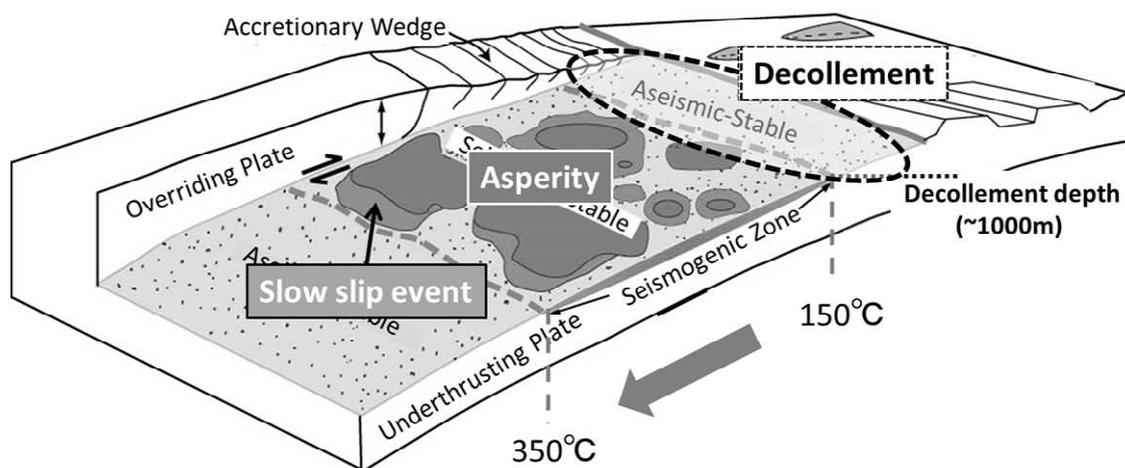


図-5.3 南海トラフデコルマ帯の模式図¹⁰⁾

しかし、近年の地震・地殻変動観測網の充実により、今までの観測では捉えることのできなかった新たな振動・変動現象が見出されてきた。例えば、日本国内に展開している国土地理院のGPS観測網(GEONET)¹¹⁾によって、東海地方でプレート境界のゆっくりとした滑りが観測された。この観測で、2001年から18ヵ月にわたって、通常のプレート運動に伴う地殻変動と逆向きの変化が記録された。18ヵ月間のすべり量の積算からマグニチュードを計算すると、地震に相当する値となることが分かっている¹²⁾。このようなゆっくりとした滑りを伴う地震は、ゆっくり地震と呼ばれる。ゆっくり地震は、地震動を伴うような現象ではない。しかし、地震発生時と同様な地殻変動を長期間かけてゆっくりと起こすことになる¹³⁾。ゆっくり地震が観測される領域はアスペリティとは一致せず、図-5.2中に示すように、アスペリティを囲むように存在することが分かっている¹⁰⁾。アスペリティで蓄積されたひずみが解放されて地震が発生したとき、発生した地震波の伝播により、ゆっくり滑っていた領域が急速に滑り、大規模な地殻変動を招き、巨大地震が発生する可能性があると考えられている¹⁴⁾。

最近では、南海トラフ想定震源域においても、ひずみの分布状態が明らかになった¹⁵⁾。これは、海底における地殻変動の実測データに基づき、広範囲にわたりプレート沈み込み境界のひずみ蓄積分布を推定したもので、世界でも初めての画期的な成果である。ここで観測さ

れた「ひずみ」とは、海洋プレートの変位 (u_o) と、大陸プレートの変位 (u_c) の差 ($|u_o - u_c|$) として定義されている。これらの変位について説明するため、図-5.4, 5.5 に簡単な模式図を示す。図-5.3 より、この変位の差が大きい場合、海洋プレートの沈み込みに対して大陸プレートが動いていないことになる。一方図-5.4 より、変位の差が小さい場合、海洋プレートの沈み込みにつられて大陸プレートも同様に沈み込んでいることになる。つまり、海洋プレートと大陸プレートが一体化して運動していると考えられる。このように一体化して運動するという事は、プレート間がいくらか固着していることになる。

ここで、プレート沈み込み帯の温度構造が、地震発生帯の上限深度と下限深度を規定していることが、Hyndman *et al.*¹⁶⁾などにより指摘されている。Hyndman らは、カナダ西岸における地殻変動と温度構造のデータから、図-5.3 に示す固着域（アスペリティ）は、約 150-350°C の範囲に存在すると指摘した。また、南海トラフをはじめ世界の沈み込み帯においても、同様の温度範囲で固着しているとした。アスペリティの上限深度（浅部）と下限深度（深部）の境界でどのような現象が生じているかについても考察が行われている。このとき浅部では、堆積物の圧密やセメンテーション、粘土鉱物の変質に伴う摩擦特性の変化などにより地層が固化し、沈み込んだプレートからの脱水反応により間隙水圧が高くなり、結果としてプレート間の固着が弱くなる。そのため、数か月程度でプレート沈み込みに伴うひずみの蓄積が限界に達することで、ゆっくり滑りを起こす可能性が考えられている。一方深部では、石英の脆性から延性変形への移行により、弾性エネルギーを蓄積する能力を失うことでゆっくり滑りを起こすと考えられている。

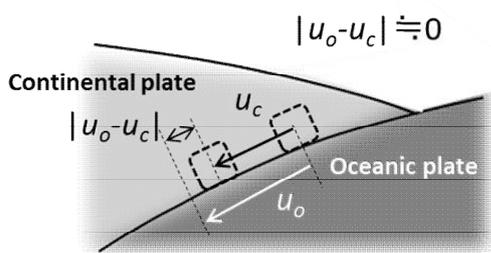


図-5.4 ひずみの蓄積が小さい場合

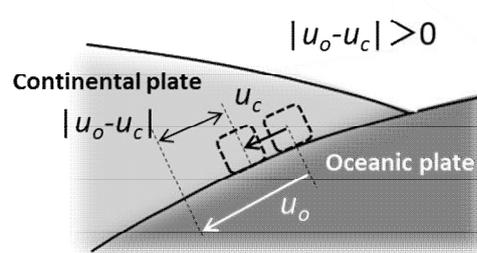


図-5.5 ひずみの蓄積が大きい場合

5-1-2 デコルマ帯におけるゆっくり地震と固着

プレート境界浅部のデコルマ帯は、高温高压のため、大陸プレートは流動性のある固体として存在し（アセノスフェア）、マントルが冷えて固化した海洋プレートがアセノスフェア中を沈み込むため、プレート間の固着はなく、ひずみの蓄積が生じないため、非地震発生帯とされてきた。しかし、ゆっくり地震はデコルマ帯でも確認されている¹⁷⁾。Ikari *et al.*¹⁸⁾は、

地球深部探査船「ちきゅう」で採取したプレート沈み込み浅部デコルマ帯の断層試料を用いた室内実験結果から、デコルマ帯も巨大地震の震源域に含める新たな巨大地震モデルを検討する必要性を述べた。このことはつまり、プレート境界深部で発生した地震波がデコルマ帯に伝播することで、ゆっくり滑っていた箇所が急速に滑り、大規模な海底地殻変動に繋がる可能性があるということの意味する。現に、巨大津波発生の原因となった海底地殻変動領域や、過去の地震発生時に生じた滑り分布が、デコルマ帯でゆっくり滑りが観測されている領域に一致することが分かっている¹⁹⁾。さらに、東北地方太平洋沖地震で発生した巨大津波の原因となった海底地殻変動が生じたのは、まさにデコルマ帯であったことが地震後の掘削調査で明らかになった²⁰⁾。このように、デコルマ帯における大規模な海底地殻変動は、巨大津波を引き起こす可能性が高い(図-5.1 参照)。そのため、プレート間の固着はないと考えられていたデコルマ帯における、ゆっくり地震発生メカニズムの解明が急がれている。

デコルマ帯においてゆっくり地震が生じる原因として、「水」がキーポイントとされている²¹⁾。水の供給源として、沈み込みに伴う堆積物の圧密やセメンテーション、スメクタイト-イライト相転移や、石英-クリストバライト相転移等が考えられている^{22), 23), 24)}。デコルマ帯のプレート沈み込み境界水平方向にはスメクタイトが豊富に存在し、スメクタイトは難透水性を示す粘土鉱物であることが分かっている²⁵⁾。そのため、デコルマ帯において、水の移動が妨げられることで間隙水圧が高くなり、数か月程度でプレート沈み込みに伴うひずみの蓄積が限界に達することで、ゆっくり地震を起こすと考えられている¹⁶⁾。

Vrolijk²⁶⁾は、イライトはスメクタイトよりも摩擦係数が大きく、この摩擦特性の違いが、本来固着しないはずのデコルマ帯で固着が生じるという可能性も含め、スメクタイトのイライト化が、海底地殻の不安定性挙動に関する重要な要因の一つであると述べた。近年では、東日本大震災後に行われた巨大津波の発生源である海底地殻の深海科学掘削から、せん断帯の厚さは5m未満で、局所的に変形が集中しており、その周辺がスメクタイトとイライト混合土で構成されていることが分かった²⁷⁾。過去にデコルマ帯ですべりが生じた場所のコアデータからも、同様の実測データが得られている²⁸⁾。さらに、150~350°Cの範囲で地震が発生していることを熱解析により示した研究が報告されており¹⁹⁾、プレート沈み込み帯浅部の掘削データからは、浅部デコルマ帯が存在する海底下約700mで、地温が110°Cにも達することが分かっている²⁹⁾。この温度領域は、スメクタイトが脱水してイライト化する温度(60-200°C)に一致する³⁰⁾。これらのことから、固着が生じる原因の一因としてイライト化が注目されている^{31), 32), 33)}。

5-2 ゆっくり滑り領域における不安定性滑り（高速滑り）に関する既往の研究

ゆっくり地震の原因であるゆっくり滑り（非地震性滑り）が、地震発生帯で生じる地震に伴い、高速で滑るメカニズムの解明にアプローチする手段として、滑り速度/状態依存摩擦構成則(Rate-and state-dependent frictional law)が提案されている^{34), 35), 36)}。この構成則は、プレート境界において、通常時の滑り速度（ゆっくり滑り）よりも高速な滑り（高速滑り）が生じたときの摩擦係数に着目したものである。摩擦構成則に加え、地震時の摩擦発熱により間隙流体が膨張し（TP: Thermal Pressurization）、摩擦力が大きく低下することで破壊が促進されるといった TP 効果を導入したモデルも考えられている³⁷⁾。本節では、地震発生帯となり得る領域の予測として最も多く研究に取り入れられている、滑り速度/状態依存摩擦構成則（Rate-and State- dependent frictional law）^{38), 39)}について紹介する。

滑り速度/状態依存摩擦構成則とは、何らかの原因で滑り遅れが生じている領域において、地震発生時に、通常時の滑り速度（ゆっくり滑り）よりも高速な滑り（高速滑り）が生じたときの摩擦変化を記述するモデルである（図-5.6）。

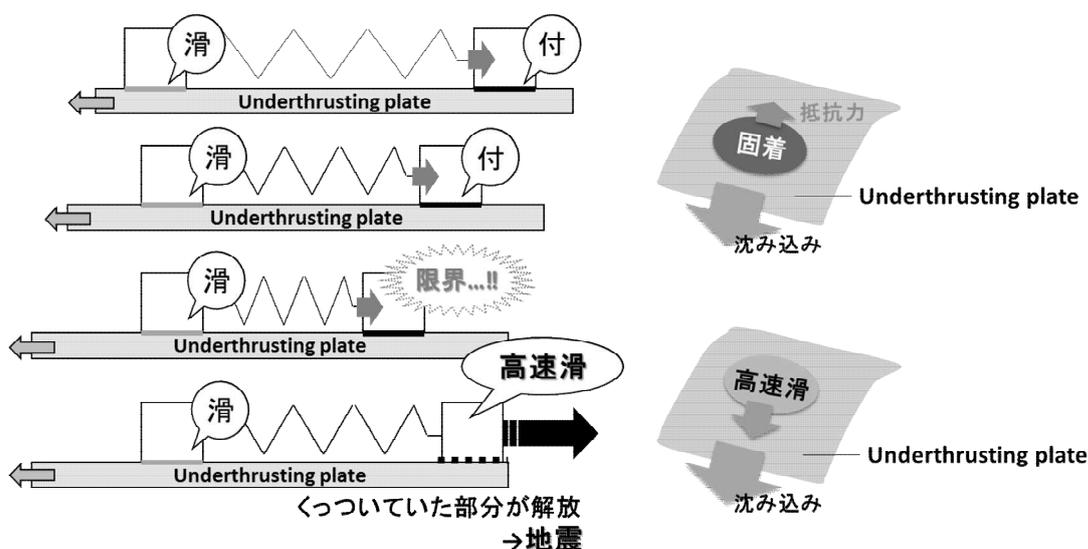


図-5.6 高速滑りが生じるまでの模式図

滑り速度/状態依存摩擦構成則を支配するパラメータは、ゆっくり滑りから高速滑りになったときの摩擦係数の上り幅 (a) と、高速滑りが生じた直後の摩擦係数から、定常状態に落ち着いたときに計測される摩擦係数の下がり幅 (b) との差 ($a-b$) である（図-5.7, 5.8）。

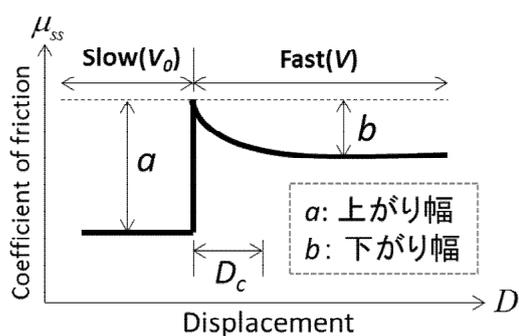


図-5.7 速度強化（非地震発生帯）

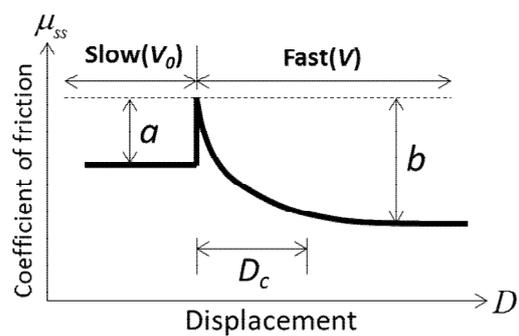


図-5.8 速度弱化（地震発生帯）

($a-b$) は以下の式で求められる。

$$a-b = \frac{\Delta\mu_{ss}}{\ln(V/V_0)} \quad (5.1)$$

ここに、 μ_{ss} ：定常状態の摩擦係数、 V_0 ：ゆっくり滑りのときの滑り速度、 V ：高速滑りのときの滑り速度である。実験により ($a-b$) を求める場合、ゆっくり滑り速度をある初期応力状態で与え、次に高速滑りを与えたときのピーク時の応力と残留応力を計測し、初期応力とピーク応力の差と、ピーク応力と残留応力の差で求められる。図-5.7, 5.8 に示したように、高速滑りが生じたときの摩擦係数が、ゆっくり滑りのときの摩擦係数よりも大きくなる場合（速度強化）と小さくなる場合（速度弱化）があることが実験・観測等により明らかになっている。 $(a-b)$ は、これらを場合分けする際に用いられるパラメータであり、以下のように定義されている。

$$\text{速度強化： } a-b \geq 0 \quad (5.2)$$

$$\text{速度弱化： } a-b \leq 0 \quad (5.3)$$

速度強化となる領域は、高速滑りにより強度が増加するため安定滑りであると考えられ、非地震発生帯に分類される。逆に、速度弱化となる領域は、高速滑りを生じると強度が低下し、これが不安定滑りを引き起こし得るとして地震発生帯に分類される。過去に速度弱化となった領域と、地震の発生頻度分布が一致することから、($a-b$) を事前に測定できれば、地震発生帯かどうかを知ることができるのではないかと考えられている⁴⁰⁾。

5-3 研究目的

デコルマ帯で固着が生じる原因とゆっくり滑りの発生原因や、ゆっくり滑り領域が地震時に不安定性滑りを生じるメカニズムについて、固着・ゆっくり滑り・地震時の不安定性滑りという3つの枠組みに分けられ、それぞれがばらばらに検討されている。しかし、デコルマ

帯では、これらの現象は連続的に起こっているはずで、それぞれの現象に相関性があると考えられる。このような連続現象について検討するためには、まず、デコルマ帯を構成する粘土鉱物がせん断力を受けたときの力学挙動や、粘土鉱物の変質に伴う力学特性変化を同時に表現できるモデルが必要である。

地質学や地球物理学の分野では、スメクタイト含有率を様々に変えた試料を用いた実験^{41),42)}、実際に変質を経験したと考えられるデコルマ帯から得られた試料を用いた実験^{43), 44)}、デコルマ帯における流体モデル^{45), 46)}や、摩擦特性の変化を表現したモデル^{47), 48)}等が提案されている。スメクタイトのイライト化に伴う間隙比変化をモデル化し、間隙比変化に伴う有効応力変化を考慮した数理モデルの提案も行われているが⁴⁹⁾、外部応力変化が有効応力に及ぼす影響については考慮できていない。また、プレート沈み込みに伴う圧密作用による間隙比変化と、イライト化に伴う水圧変化を推定できるモデルの提案も行われているが⁵⁰⁾、全て弾性論で記述されており、土/水連成境界値問題としては扱われていない。

一方地盤力学は、土/水連成場でせん断力を受ける粘性土の力学挙動を表現できる信頼性の高いモデルを有している^{51), 52)}。しかし、粘土鉱物の変質することによる摩擦特性変化に伴う強度変化や、体積変化及び応力変化を表現できるモデルは提案されていない。

これらのことから、デコルマ帯で起こる現象を連続的に表現するためには、地質学や地球物理学と、地盤力学の融合が必要であるといえる。そこで本研究では、デコルマ帯における粘土鉱物の変質として、粘土鉱物同士の変質であることから、スメクタイトのイライト化に着目し、デコルマ帯における変質に伴う土質性状の力学変化の理論化を試みた。

5-4 変質のモデル化

本節では、スメクタイトとイライトについて各々明らかになっている実験事実を基に、スメクタイトからイライトへの変質を土/水連成場における弾塑性構成関係に組み込む。既往の研究成果から、鉱物の変質には、温度とイオン濃度が関係することが分かっている³⁰⁾。温度変化は土の力学挙動にも影響を及ぼし^{53), 54)}、その挙動は複雑で、理論が確立されているとは言い難い。そのため、常に変質可能な温度・イオン環境であると仮定し、化学反応による熱移動や温度変化については今後の課題とする。イオンが水に溶け込むことで水の密度も変化する可能性があるが、何種類ものイオンが溶けた海水の密度でも 1.03g/cm^3 程度であるため、イオン溶出による水の密度変化については考慮せず、水密度は一定 (1.0 g/cm^3) であると仮定する。また、変質速度論に関する研究成果は多く報告されているが^{55), 56), 57)}、変質速度はイオン平衡式から推定され、温度がメインファクターとなっている。さらに、変質速度論は未だに議論が続いている状態であることから、本研究では変質速度については追及せず、変質

進行具合を示す指標として用いる変質パラメータを一定値で与え、 $\chi_a (0 \leq \chi_a \leq 1)$ と定義する。

5-4-1 スメクタイトとイライト

スメクタイトとイライトの主な違いは、

1. スメクタイトは層間水を有する (図-5.9)

2. 土粒子密度が異なる⁵⁸⁾。

スメクタイト : 2.35g/cm^3

イライト : 2.75g/cm^3

3. 摩擦特性が異なる。

スメクタイト : 0.2以下

イライト : 0.3~0.6程度

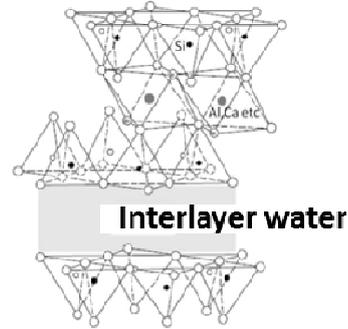


図-5.9 スメクタイトの結晶構造

である。スメクタイトがイライトに変質するためには、カリウムイオンの供給が必要である⁵⁹⁾。また、この反応はスメクタイトに含まれる層間水が間隙に放出される脱水反応でもあり、デコルマ帯で異常間隙水圧が観測される原因として、このとき放出された層間水が地層中に間隙水として流出することが可能性として指摘されている⁶⁰⁾。

5-4-2 イライト化に伴う現象 1~層間水の脱水~

5-4-2.1 層間水の脱水に伴う体積変化

スメクタイトは層間水を有し、この層間水が脱水してカリウムイオンに置換されることでイライト化することが分かっている⁵⁹⁾。層間水の形態がどのようなものであるかは明らかになっていないが、層間水がカリウムイオンに置換されることで土粒子間の結合距離が変化するため、いくらか体積変化が生じると考えられる。問題を簡単化するため、この層間水とカリウムイオンのやり取りが固相内で生じる現象であると仮定すると、このことは、変質に伴い固相の体積が変化すると考えることができる。図-5.10 に示す二相図で層間水の脱水を考えると、変質に伴い固相の一部が液相に相変化すると言える。ここで、固相は土粒子の構造骨格が占める体積(V_s)を、液相は間隙水が占める体積(V_w)を意味する。実際に、図-5.11 に示す ODP 航海のデコルマ帯における土粒子密度の実測データから、せん断帯で土粒子密度変化が生じることが分かっている^{61), 62), 63)}。これらのことから、本章では2章で提案した固相 - 液相間の相変化可能な連続条件式を用いる。このとき、変質前の土粒子密度をスメクタイトの土粒子密度 $\rho_s = 2.35$ 、変質後の土粒子密度をイライトの土粒子密度 $\rho_s = 2.75$ とする。土粒子密度の変化率を $\alpha_d (0 \leq \alpha_d \leq 1)$ と定義し、 α_d の増加に伴う土粒子密度の変化を

$$\rho_s(\alpha_d) = (1 - \alpha_d)\rho_{s_{Sme}} + \alpha_d\rho_{s_{Ill}} \quad (5.4)$$

$$\alpha_d = 0 \text{ の時 } \rho_s = \rho_{s_{Sme}} \quad (5.5)$$

$$\alpha_d = 1 \text{ の時 } \rho_s = \rho_{s_{Ill}} \quad (5.6)$$

で表す. ここで, ρ_s は土粒子密度であり, 固相体積 V_s と固相質量 m_s を用いて, $\rho_s = \frac{m_s}{V_s}$ で定義される物理量を示す. $\rho_{s_{Sme}}$ はスメクタイト (変質前) の土粒子密度, $\rho_{s_{Ill}}$ はイライト (変質後) の土粒子密度を表す. また, $\alpha_d = f_d(\chi_a)$ であるが, 本論文では簡単のため, 以降 $\alpha_d = \chi_a$ と仮定する.

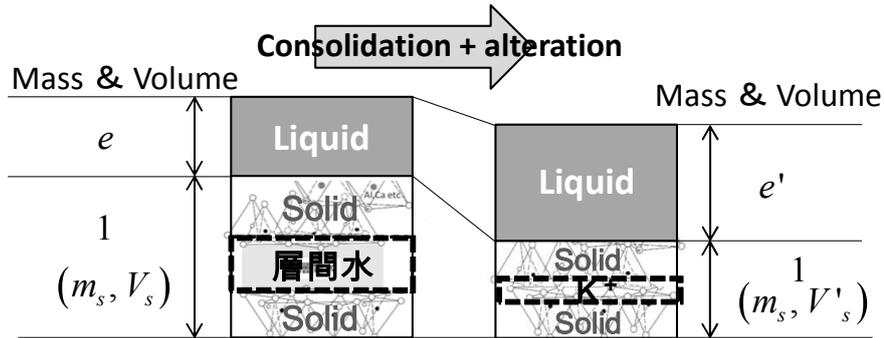


図-5.10 層間水のカリウムイオンへの置換モデル

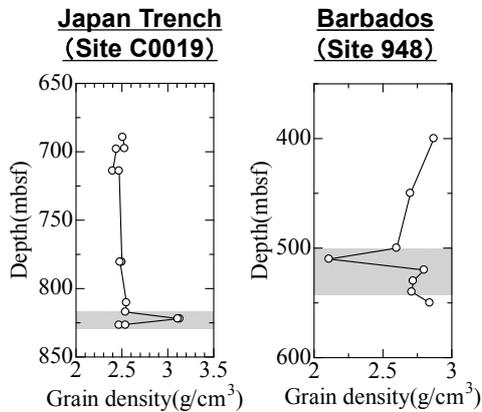


図-5.11 土粒子密度分布 ^{(61), (62), (63)}

5-4-2.2 土粒子密度の増加に伴う硬化

変質に伴う層間水の脱水を, 土粒子密度変化により表現した. 極端に土粒子密度が増加するケースを考えると, 変質に伴い岩のような固い材料になると想像できる. このように材料が固くなる (剛性が大きくなる) ことを, 硬化と呼ぶ. 大野ら ⁽⁶⁴⁾ は, 不飽和化に伴う硬化を, 降伏応力の増加で表現できるモデルを提案している (S_e -Hardening model). そこで, S_e -Hardening model に倣い, 図-5.12 に示すように, 変質に伴う硬化を, 降伏応力の増加により表現するモデルを提案する. ここに,

$$p'_c = \xi p'_0 \quad (5.7)$$

$$\xi = \exp[\chi_a^{n_s} \ln a] \quad (5.8)$$

$$\xi = 1.0 \text{ when } \chi_a = 0 \quad (5.9)$$

$$\xi = a \text{ when } \chi_a = 1.0 \quad (5.10)$$

p'_c は降伏応力, p'_0 は初期降伏応力, e_0 は初期降伏応力における間隙比, a, n_s は剛性を左右するパラメータである. ξ が変質率の増加に伴い大きくなると, 応力変化に伴う土試料の間隙比変化が小さくなる. このことは, 変質が進むと土試料が硬化し, 変形が抑制されることと同義である.

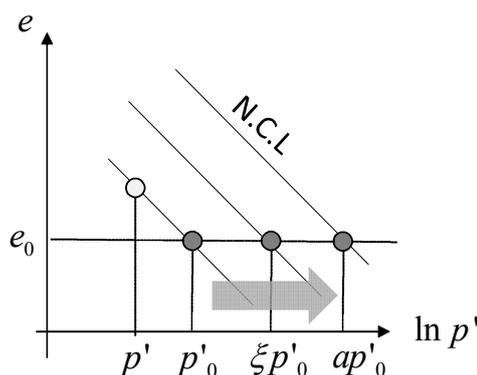
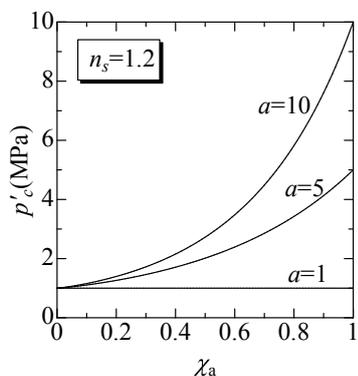
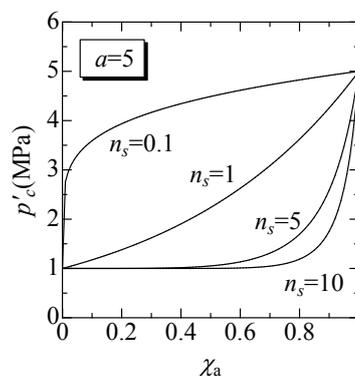


図-5.12 変質に伴う硬化モデル



(a) a を変化させた場合



(b) n_s を変化させた場合

図-5.13 剛性パラメータの影響

5-4-3 イライト化に伴う現象 2～力学特性の変化～

スメクタイトとイライトについて, 実験事実から分かっていることを以下にまとめる.

1. スメクタイトとイライトの摩擦特性が異なる
2. スメクタイトとイライトの体積圧縮特性が異なる^{65), 66)}
3. スメクタイトとイライトのせん断特性 (ダイレイタンスの発現特性) が異なる⁶⁷⁾

本研究では, これら 3 点をモデル化することで, 変質を考慮できる構成モデルを提案する.

5-4-3.1 摩擦特性の変化

C. Morrow *et al.*⁶⁸⁾によって行われたイライトの含有率を様々に変えたスメクタイト-イライト混合土を用いた実験結果から, イライト含有率が増えるほど非排水せん断強度が大きくなることが分かっている. ここで摩擦力 T とは, 垂直応力 N と摩擦係数 μ の積で求められる (図

-5.14). 物体に加わるせん断力を F とすると、せん断力が摩擦力よりも大きくなったとき、物体は運動を始める. このときのせん断力を、限界応力 F' とすると、限界応力は摩擦係数に比例することが図-5.14 より分かる. 地盤力学では、限界応力の大小は、Coulomb の破壊基準⁶⁹⁾のせん断抵抗角（または内部摩擦角） φ' ないしは、Cam-Clay モデルの限界状態理論⁷⁰⁾で定義される限界応力比 M と呼ばれる強度定数で決まる. 本研究で扱う構成モデルが Cam-Clay モデル⁵¹⁾に基づくため、強度定数には M を用いる.

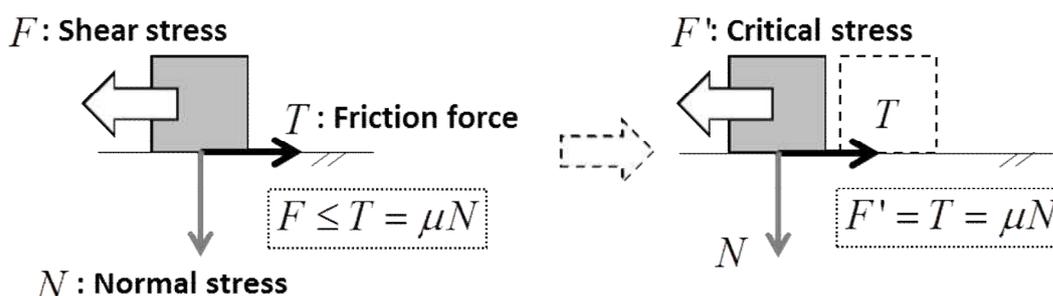


図-5.14 摩擦力とせん断強度

地球物理学において、せん断試験で得られた結果は、摩擦係数とひずみの関係で整理されることが多い. しかし地盤力学において、せん断試験結果は応力とひずみの関係で整理される. 学問分野は異なるが、行われる実験は同様のものであり、得られる結果の整理の仕方が異なるだけで、意味するところは同じである. つまり、地球物理学で言うところのイライト含有量が増加するほど摩擦係数が大きくなる、という表現は、地盤力学ではイライト含有量が増加するほど強度定数が大きくなる、という表現に等しい. そこで本研究では、摩擦係数の増加を強度定数の増加で表現する. 変質による強度定数の変化率を $\alpha_s (0 \leq \alpha_s \leq 1)$ と定義し、以下のように強度定数の変化をモデル化する.

$$M(\alpha_s) = (1.0 - \alpha_s)M_{Sne} + \alpha_s M_{It} \quad (5.11)$$

ここで、 M_{Sne} : スメクタイトの強度定数、 M_{It} : イライトの強度定数とする. また、 $\alpha_s = f_s(\chi_a)$ で表される関数であるが、土粒子密度変化率と同様、 $\alpha_s = \chi_a$ であると仮定する.

5-4-3.2 体積圧縮特性及びせん断特性の変化

Kobayashi *et al.*⁶⁵⁾やTakayama *et al.*⁶⁶⁾は、飽和したスメクタイトは弾性体のような性質を有すると述べている. また、イライトは弾塑性体の性質を有することが分かっている⁷¹⁾. これらの研究から、スメクタイトとイライトの体積圧縮特性を簡単に図化したものを図-5.15に示す. 図-5.15より、スメクタイトは、圧縮時と、除荷・再載荷時の体積圧縮特性が同じことから、圧縮指数 λ (NCL: Normally Consolidation Lineの勾配) と、膨潤指数 κ (SL: Swelling Line

の勾配) が同じ値になると考えられる. イライトは, 圧縮時と, 除荷・再載荷時で体積圧縮特性が異なることから, $\lambda > \kappa$ であることが分かる.

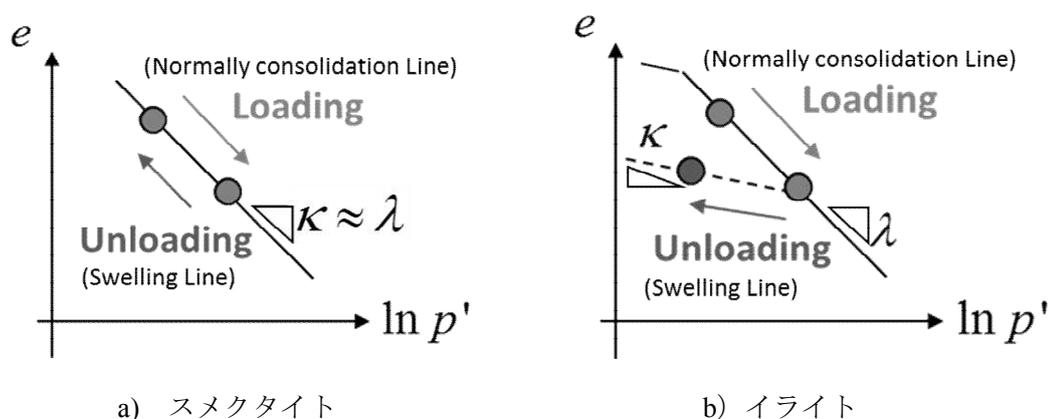


図-5.15 体積圧縮特性

さらに, 土供試体からの間隙水の出入りを許す排水せん断試験において, スメクタイトはせん断による体積変化が生じない, すなわちダイレイタンシー特性を有さないことが分かっている⁶⁷⁾. これらのことから, スメクタイトがイライトに変質するに伴い, ダイレイタンシー特性が徐々に発現すると考えられる. ダイレイタンシー特性は粒状性材料で見られるせん断に伴う非可逆的体積変化であり, Cam-Clay 理論に基づくダイレイタンシー発現の研究成果⁷²⁾より, せん断応力比と体積変化の割合を表すダイレイタンシー係数 D は次のように表される.

$$D = \frac{\lambda - \kappa}{(1 - e_0)M} \quad (5.12)$$

ここに, D : ダイレイタンシー係数, e_0 : 初期間隙比, λ : 圧縮指数, κ : 膨潤指数である. 式(5.12)から, $\lambda = \kappa$ とすれば $D = 0$ となり, ダイレイタンシー特性が発現しなくなることになる. つまり, 膨潤指数を変化させることで, 徐々にダイレイタンシー特性が発現することになる.

本研究で対象としているデコルマ帯の存在領域は, コスタリカ, バルバドスや南海トラフのデコルマ帯の層準や間隙水圧の推定値から^{8), 73), 74)}, 海底深度 400m~800m であることが分かっているため, 平均推定土被り圧が 5.0MPa 程度であると考えた. また, デコルマ帯浅部における沈み込み角度は 6°未満であり⁵⁵⁾, プレート沈み込み平均速度が約 4cm/year であることが分かっている. 変質完了までにかかる時間を 100~100000 年と仮定すると, プレート沈み込み鉛直変位が 0.42~418.1m と計算でき, このとき, 土被り圧変化は 4MPa から最大でも 8MPa 程度であることが推定される. Takayama, et al.⁶⁶⁾によって示されているモンモリロナイト含有率を様々に変えた試料を用いた一次元圧密試験結果より (図-5.16), 有効上載圧が

1MPa~10MPa の間であれば、モンモリロナイト含有率が減少してもほとんど圧縮指数に違いが生じないことが分かる。これらのことから、本研究で着目する有効上載圧は、圧縮指数が一定であると見なすことができる有効上載圧の範囲内であると考えられるため、変質前後で圧縮指数は一定であると仮定した。そのため、変質前のスメクタイトの膨潤指数を圧縮指数と等しいと考えることで、ダイレイタンシーを発現しない弾性的な挙動を表現できる。圧縮指数の変化率を $\alpha_c(0 \leq \alpha_c \leq 1)$ とし、変質に伴う膨潤指数変化式を以下のように定義した。

$$\kappa(\alpha_c) = (1.0 - \alpha_c)\kappa_{Sme} + \alpha_c\kappa_{Ill} \quad (5.13)$$

このとき、 $\alpha_c = f_c(\chi_a)$ なる関数であるが、 α_c についても本論文では簡単のため、 $\alpha_c = \chi_a$ と仮定する。

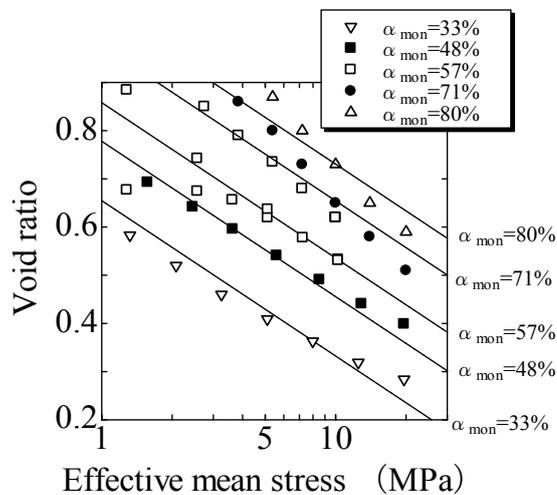


図-5.16 様々なモンモリロナイト含有率の試料を用いた一次元圧密試験結果⁶⁶⁾

式(5.12)に注目すると、変質により異なる値をとる M が含まれていることが分かる。 M のみ変質により変化させれば、自動的にダイレイタンシー係数も変化することにはなる。また、地球物理学では主に摩擦係数の変化のみ着目されていることから、変質後、 M のみ変化した場合 (CASE1)、 D のみ変化した場合 (CASE2) の2ケースについて1要素の非排水せん断シミュレーションを行った。 M 、 D 以外の値は全ケース同じ値を用いた。解析により得られた有効応力経路の結果を図-5.17に示す。図-5.17(a)は、純粋なスメクタイトと、 $M = M_{Ill}$ 、 $D = D_{Sme}$ とした変質粘土及び純粋なイライトの非排水せん断試験結果である。スメクタイトのダイレイタンシー特性のまま強度定数をイライトと同値とすると、破壊に至るまでダイレイタンシー特性を有さないため、有効応力経路がイライトの有効応力経路と全く類似しないことが分かる。変質に伴いイライト化した場合、徐々にイライトの有効応力経路で示されるものにならなくはならずである。つまり、強度定数のみ変化させると、実験事実と矛盾することになる。図-5.17(b)は、純粋なスメクタイトと、 $D = D_{Ill}$ 、 $M = M_{Sme}$ とした変質粘土及び純粋なイライトの非排水せん断試験結果である。変質に伴いダイレイタンシー特性のみ変化した場合、有効

応力経路はイライトと同様の傾向を示すが、変質後のせん断強度がスメクタイトのせん断強度よりも小さくなり、実験事実と矛盾する。これらの結果から、強度定数とダイレイタンシー特性の両方を変化させる必要があるといえる。

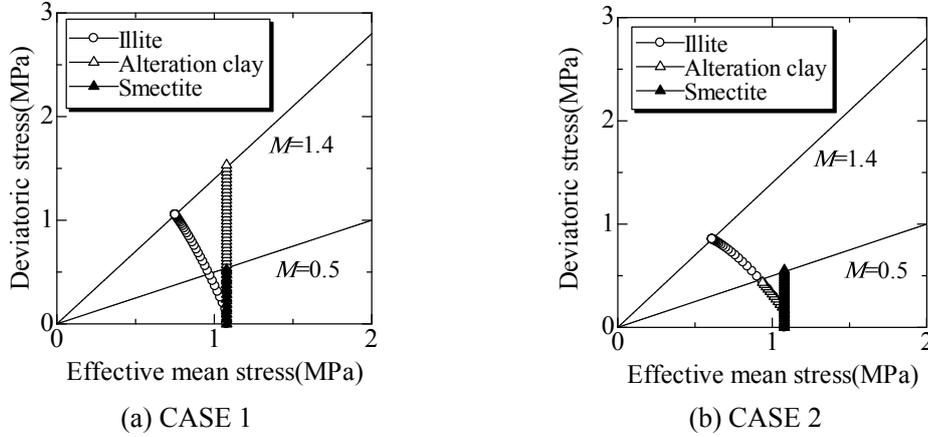


図-5.17 非排水せん断試験シミュレーション

5-4-4 応力-ひずみ関係の導出

式(5.6)を用いて変質を考慮した等方弾性応答の体積変化式を導出すると、

$$\dot{\varepsilon}_v^e = \frac{\kappa(\chi_a)}{p'(1+e_0)} \dot{p}' - \frac{1}{1+e_0} \left\{ (\kappa_{Sme} - \kappa_{Ill}) \ln \frac{p'}{\xi p'_0} + \kappa(\chi_a) \ln a \right\} \dot{\chi}_a \quad (5.14)$$

となり、体積変化が、有効応力変化と変質により生じる式として表される。これは、変質を考慮しない場合、既存の非線形弾性体に帰着する。また、式(5.7)を有効応力で整理すると、

$$\dot{p}' = \frac{p'(1+e_c)}{\kappa(\chi_a)} \dot{\varepsilon}_v^e + \frac{p'}{\kappa(\chi_a)} \left\{ (\kappa_{Sme} - \kappa_{Ill}) \ln \frac{p'}{\xi p'_0} + \kappa(\chi_a) \ln a \right\} \dot{\chi}_a \quad (5.15)$$

と表すことができる。

さらに、式(5.8)をCam-Clay型の弾塑性構成モデルの一つであり、様々な土のコントラクタンシー挙動を表現できるECモデル⁷⁵⁾に適用すると、降伏関数は

$$f = \frac{\lambda - \kappa(\chi_a)}{(1+e_0)} \ln \frac{p'}{\xi p'_0} + \frac{\lambda - \kappa(\chi_a)}{n_E(1+e_0)} \left(\frac{\eta^*}{M(\chi_a)} \right)^{n_E} - \varepsilon_v^p = 0 \quad (5.16)$$

となる。ここでコントラクタンシー（負のダイレイタンシー）とは、正規圧密粘土がせん断されるときの示す体積収縮のことであり、 n_E ：コントラクタンシー応答の曲率を左右するパラメータである。Sekiguchi and Ohta⁵¹⁾による応力比パラメータ η^* は、

$$\eta^* = \sqrt{\frac{3}{2}} \|\eta - \eta_0\| \quad (5.17)$$

と書ける。ただし、

$$\boldsymbol{\eta} = \frac{\boldsymbol{\sigma}_D}{p'}, \quad \eta_0 = \frac{\boldsymbol{\sigma}_{D0}}{p'_0} \quad (5.18)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_D = \boldsymbol{\sigma}' - p' \mathbf{1}, \quad \boldsymbol{\sigma}_{D0} = \boldsymbol{\sigma}'_0 - p'_0 \mathbf{1}, \quad p' = \frac{1}{3} \boldsymbol{\sigma}'_0 \mathbf{1} \quad (5.19)$$

であり, $\boldsymbol{\sigma}_D$ は偏差応力テンソル, $\boldsymbol{\sigma}_{D0}$: 先行圧密時の偏差応力テンソル, $\boldsymbol{\eta}$: 異方圧密の程度を表すテンソル, p' : 平均有効主応力である.

現応力が常に降伏曲面上にあるとすると, 適合条件は,

$$\dot{f}(\boldsymbol{\sigma}', \chi_a, \varepsilon_v^p) = \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \boldsymbol{\sigma}' + \frac{\partial f}{\partial \chi_a} \dot{\chi}_a + \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} \dot{\varepsilon}_v^p = 0 \quad (5.20)$$

である.

また, 式(5.15)を考慮した非線形弾性構成モデルは

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{C}^e : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^e + K^{\chi_a} \mathbf{1} \dot{\chi}_a \quad (5.21)$$

と記述できる. ただし,

$$\mathbf{C}^e = K \mathbf{1} \otimes \mathbf{1} + 2G \mathbf{A}$$

$$K = \frac{1 + e_c}{\kappa(\chi_a)} p'$$

$$G = \frac{3(1 - 2\nu')}{2(1 + \nu')} K$$

$$\mathbf{A} = \mathbf{I} - \frac{1}{3} \mathbf{1} \otimes \mathbf{1}$$

$$K^{\chi_a} = \frac{p'}{\kappa(\chi_a)} \left\{ (\kappa_{Sme} - \kappa_{It}) \ln \frac{p'}{\xi p'_{sat}} + \kappa(\chi_a) \ln a \right\}$$

であり, K : 体積弾性係数, K^{χ_a} : 変質時の体積弾性係数, G : せん断弾性係数, ν' : ポアソン比, \mathbf{I} : 4階の単位テンソルである.

塑性ひずみ速度 $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ は, 関連流れ則

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \gamma \frac{\partial \bar{f}}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \quad (5.22)$$

によるとする. ただし, γ : 塑性係数である. ここで, ひずみ発生速度が弾性成分と塑性成分に分解されるとすると,

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^e + \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p \quad (5.23)$$

とかける.

式(5.21)に式(5.22), (5.23)を代入すると,

$$\dot{\sigma}' = \mathbf{C}^e : \left(\dot{\varepsilon} - \gamma \frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} \right) + K^{\chi_a} \mathbf{1} \dot{\chi}_a \quad (5.24)$$

となる．これをコンシステンシー条件式(5.20)に代入し，塑性係数 γ について整理すると，

$$\dot{\gamma} = \frac{\frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} : \mathbf{C}^e}{\frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} : \mathbf{C}^e : \frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} - \frac{\partial \bar{f}}{\partial \varepsilon_v^p} \frac{\partial \bar{f}}{\partial p'}} \dot{\varepsilon} + \frac{\frac{\partial f}{\partial p'} K^{\chi_a} + \frac{\partial f}{\partial \chi_a}}{\frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} : \mathbf{C}^e : \frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} - \frac{\partial \bar{f}}{\partial \varepsilon_v^p} \frac{\partial \bar{f}}{\partial p'}} \dot{\chi}_a$$

となる．これを式(5.24)に代入すると，

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}' &= \left(\mathbf{C}^e - \frac{\mathbf{C}^e : \frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} \otimes \frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} : \mathbf{C}^e}{\frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} : \mathbf{C}^e : \frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} - \frac{\partial \bar{f}}{\partial \varepsilon_v^p} \frac{\partial \bar{f}}{\partial p'}} \right) \dot{\varepsilon} - \left[\frac{\mathbf{C}^e \frac{\partial f}{\partial \sigma_{kl}'} \left(\frac{\partial f}{\partial p'} K^{\chi_a} + \frac{\partial f}{\partial \chi_a} \right)}{\frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} : \mathbf{C}^e : \frac{\partial \bar{f}}{\partial \sigma'} - \frac{\partial \bar{f}}{\partial \varepsilon_v^p} \frac{\partial \bar{f}}{\partial p'}} - K^{\chi_a} \mathbf{1} \right] \dot{\chi}_a \\ &\Leftrightarrow \dot{\sigma}' = \mathbf{C}^{ep} : \dot{\varepsilon} - \mathbf{C}^{\chi_a} \dot{\chi}_a \end{aligned} \quad (5.25)$$

となり，応力-ひずみ関係が導かれる．ここで，

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma'} = \frac{M(\chi_a)D}{p'} + MD \left(\frac{\eta^*}{M(\chi_a)} \right)^{n_E-1} \left[\frac{3}{2\eta^* p'} \left\{ \left(\eta - \eta_0 - \frac{1}{3}\eta \right) : (\eta - \eta_0) \mathbf{1} \right\} \right] \quad (5.26)$$

$$\frac{\partial f}{\partial p'} = \frac{M(\chi_a)D}{3p'} - \frac{3D}{2\eta^* p'} \left(\frac{\eta^*}{M(\chi_a)} \right)^{n_E-1} \left\{ \eta : (\eta - \eta_0) \right\} \quad (5.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial \chi_a} &= \frac{\kappa_{Sme} - \kappa_{llt}}{1+e_c} \left[\ln \frac{p'}{\xi p'_{sat}} + \frac{1}{n_E} \left(\frac{q}{p' M(\chi_a)} \right)^{n_E} \right] \\ &\quad - \frac{\lambda - \kappa(\chi_a)}{1+e_c} \left[n \chi_a^{n-1} \ln a - \frac{M_{Sme} - M_{llt}}{M(\chi_a)} \left(\frac{q}{p' M(\chi_a)} \right)^{n_E} \right] \end{aligned} \quad (5.28)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} = -1 \quad (5.29)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} = -1 \quad (5.30)$$

$$q = \sqrt{\frac{3}{2} \boldsymbol{\sigma}_D : \boldsymbol{\sigma}_D} \quad (5.31)$$

である．以上のように導出した応力-ひずみ関係を土/水連成境界値問題に組み込むことで，層間水の脱水及びイライト化に伴う力学特性の変化を表現する．応力-ひずみ関係導出のフローチャートを図-5.18にまとめる．

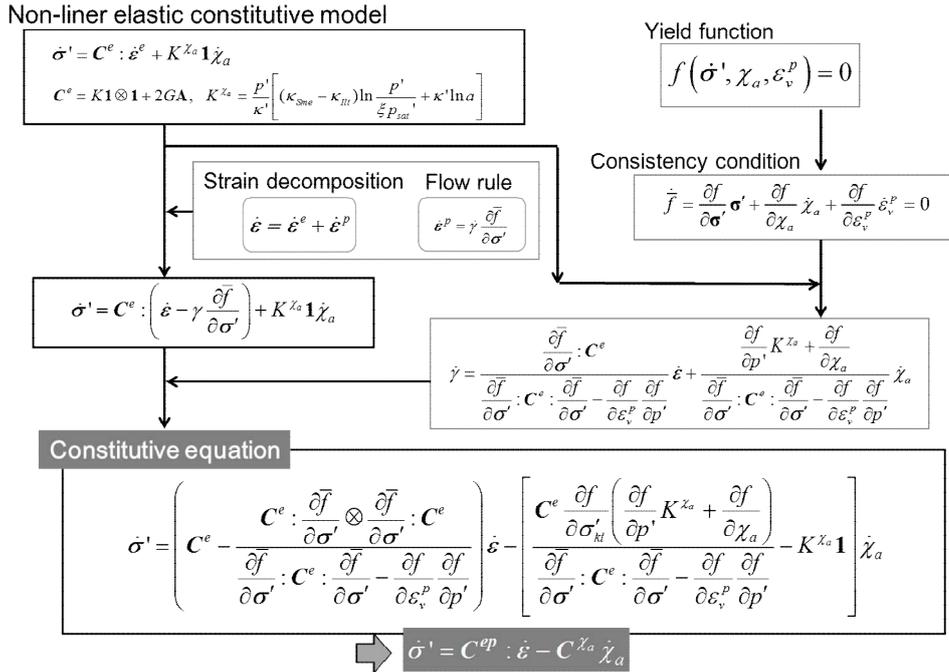


図-5.18 応力-ひずみ関係導出のフローチャート

5-5 変質を考慮したシミュレーション

変質を考慮したシミュレーションを行い、構築した解析手法が既往の実験・観測事実を満足するか検証を行う。検証項目として、まず初めに変質率のみを増加させ、変質作用により生じる力学挙動について検討する。次に、スメクタイト/イライト混合比が異なる粘土試料の非排水せん断強度について検討するため、初期変質率を様々に変え、その状態から変質させずに要素上端面に軸ひずみを与える非排水せん断シミュレーションを行う。また、デコルマ帯は、プレート沈み込みによるせん断作用を受けながら同時に変質が生じる。しかしこの現象は、実験で再現することが難しい。そこで、変質しながらせん断される実現象をシミュレートし、そのときの力学挙動について検討する。用いたパラメータは全ケース等しく、表-5.1に示す。初期有効応力は 5.0MPa とした。

表-5.1 材料パラメータ

Compression index λ	0.14	
ポアソン比 ν	0.33	
Se-hardening model parameters a	10	
	n_s	1.5
The degree of saturation S_r	1.0	
EC model parameters n_E	1.5	
Coefficient of permeability k_w (m/year)	0.365	
Initial alteration ratio χ_a	0.0	
Alteration ratio $\dot{\chi}_a$	0.01	
	<u>Smectite</u>	<u>Illite</u>
Swelling index κ	0.14	0.05
Grain density ρ_s	2.35	2.75
強度定数 M	0.5	1.4

5-5-1 変質シミュレーション

まず初めに、1要素の変質シミュレーションを行う。1000年で変質が終了するように変質率増分を与えた。ここで、デコルマ帯における水の移動について考える。図-5.19から、プレート沈み込み浅部では、海底地表面に延びる断層が存在し、断層で水の移動が認められているため、一部の領域では、排水可能な条件下でスメクタイトが変質する可能性が考えられる。しかし、デコルマ帯を構成するスメクタイトは非常に透水性が悪く、変質により生じた水が移動できず、この場合非排水条件下でスメクタイトが変質すると考えられる。これらのこと

から、変質が排水状態で生じるケース（要素全面排水境界）と非排水状態で生じるケース（要素全面非排水境界）に分けて検討を行う。このときの変位境界を図-5.20 に示す。

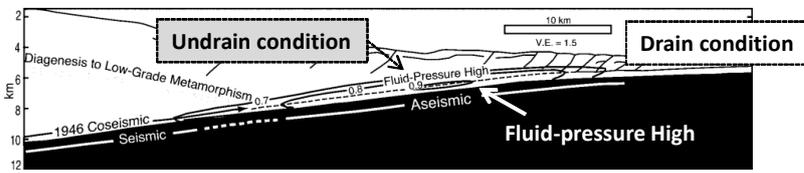


図-5.19 プレート境界排水・非排水境界⁷⁶⁾

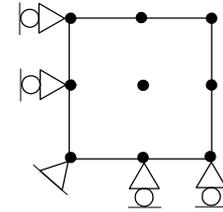


図-5.20 変位境界

図-5.21 に示す間隙率変化から、変質に伴い排水・非排水条件共に間隙率が増加する結果を得た。このとき生じた間隙率変化は、全てスメクタイトの脱水による変化である。ODP の掘削で得られた間隙率分布をまとめたデータを図-5.22 に示す^{77), 78), 63)}。色付きの部分はデコルマ帯を示す。これらのデータから、デコルマ帯で急激に間隙率が大きくなっていることが分かる。この傾向は、解析結果と同様の傾向である。実際に、デコルマ帯に流入すると考えられる水の起源は、スメクタイト-イライト相転移以外にも、石英-クリストバライト相転移等が考えられている²⁰⁾。本研究ではスメクタイトのイライト化のみに着目しているが、イライト化を表現するだけでも、実測データと同様、デコルマ帯における急激な間隙率変化が生じる結果を得ることができた。

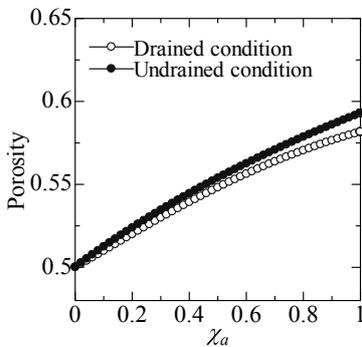


図-5.21 間隙率変化

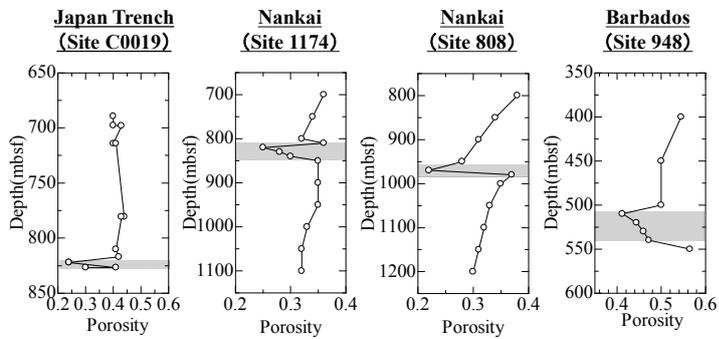


図-5.22 間隙率実測データ^{77), 78), 63)}

次に、図-5.23 に、変質に伴う有効応力変化及び間隙水圧変化を示す。図-5.23(a)から、排水条件では変質に伴い有効応力が增加することが分かる。一方非排水条件の場合、過剰間隙水圧が発生し（図-5.23(b)）、有効応力が減少することが分かった（図-5.23(a)）。

デコルマ帯の透水性は非常に悪いことが分かっていることから⁷⁹⁾、デコルマ帯において、非排水状態で変質が生じている可能性が高いと言える。また観測データから、デコルマ帯で異常な過剰間隙水圧が計測されている^{80), 81), 82)}。本研究で提案したモデルでは、非排水状態で変質が生じると過剰間隙水圧が発生した。これらのことから、スメクタイトのイライト化を

表現することにより、観測事実に一致する傾向を得ることができたといえる。

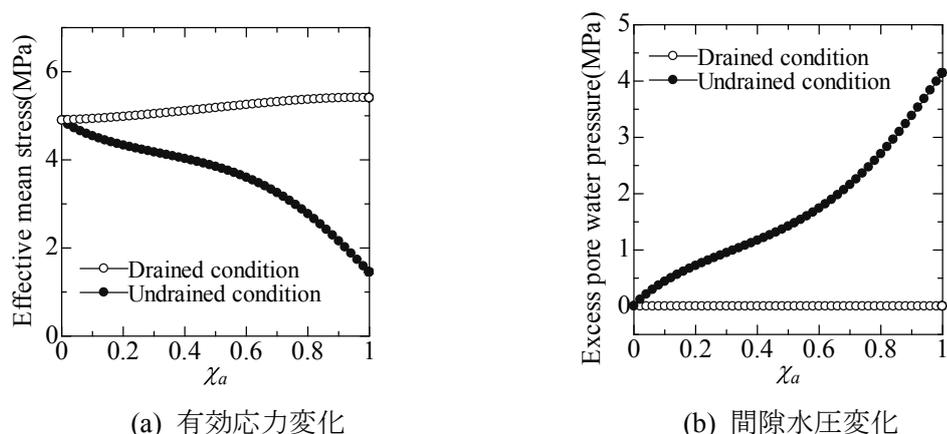


図-5.23 変質に伴う力学挙動

デコルマ帯で発生する過剰間隙水圧の原因の一つにスメクタイトの層間水の脱水が考えられている⁸³⁾。Saffer & Bekins⁸⁴⁾は、実測データからデコルマ帯で高間隙水圧が発生することを示し、この原因がスメクタイトの脱水であると考え、温度変化と変質の関係から導出したモデルを用いて、デコルマ帯で発生する間隙水圧を算出している。一方、摩擦特性の違いに着目した研究では、層間水の脱水を考慮していない。本研究で提案したモデルは、層間水の脱水を土粒子密度変化で表現し、変質に伴う摩擦特性の違い及び力学特性の違いについても考慮している。そこで、摩擦特性の違いのみを考慮した場合に、観測事実に一致するような間隙水圧変化を得ることができるか検討する。摩擦特性の違いにのみ着目するケースについては、土粒子密度を一定値とした。図-5.24に、この時得られた間隙水圧変化を示す。図-5.24から、鉱物の力学特性変化のみでは、変質時に負の過剰間隙水圧が発生する結果となった。このことから、スメクタイトの変質をモデル化する場合、鉱物の摩擦特性や力学特性の違いだけではなく、層間水の脱水を同時に表現できるようモデル化を行うことが、実現現象に整合する結果を得るために必要不可欠であることが分かった。

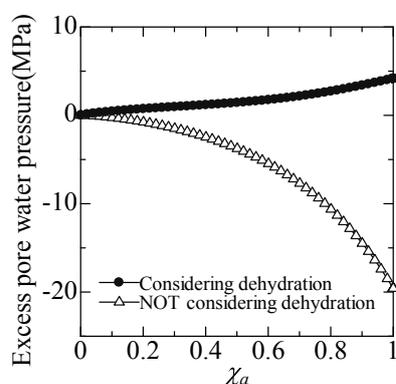


図-5.24 層間水脱水の有無による間隙水圧変化の違い

図-5.25 に、変質に伴う体積ひずみ変化を示す。図-5.25 より、排水・非排水条件共に、変質に伴い体積膨張が生じた。体積膨張は、非排水条件時に顕著になった。デコルマ帯は、かなり拘束圧が大きいと考えられるため、実際には体積膨張を生じることができないために、層間水が脱水できず、変質できない可能性がある。また、変質できたとしても、デコルマ帯は非常に透水性が悪いため⁷⁴⁾、脱水した層間水の移流にかなりの時間を要すると想像でき、変質速度は極めて遅くなると考えられる。本研究で提案したモデルは、体積変化ができない条件でも変質できるモデルになっており、変質が生じなくなる条件は考慮できていない。

例えば、実験で拘束圧を一定に保ち、その状態で変質させたときの体積変化量を測定することができれば、実験事実に応じて変質を妨げる条件を新たに加え、モデルの改良を行うことができると考えている。現状ではそのような実験が行われていないため、変形が拘束されることにより変質できなくなる現象については、今後、実験結果や実測データが十分に得られるようになったときに検討することにする。

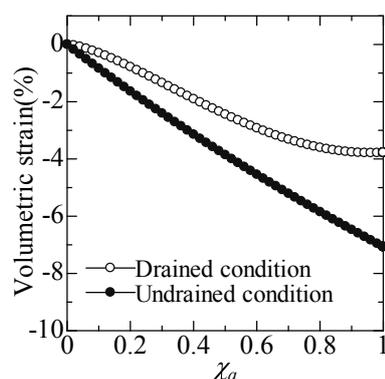


図-5.25 体積ひずみ変化

5-5-2 初期変質率を様々に変えた非排水せん断シミュレーション

スメクタイト/イライト比を様々に変えた非排水せん断シミュレーションを行う。初期変質率 χ_a は、0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0 とした。ここに、初期変質率が 1.0 に近いほどイライト含有量が多いことを意味する。全ケース正規圧密状態で変質率の時間変化率が一定 ($\dot{\chi}_a = 0.0$) のまま、せん断速度 1%/min となるように軸ひずみ増分を与えた。用いた要素及び変位境界は前項と同様であり (図-5.20 参照)、全面非排水境界である。変質率ごとの土粒子密度、強度定数及びダイレイタンス係数を図-5.26 に示す。

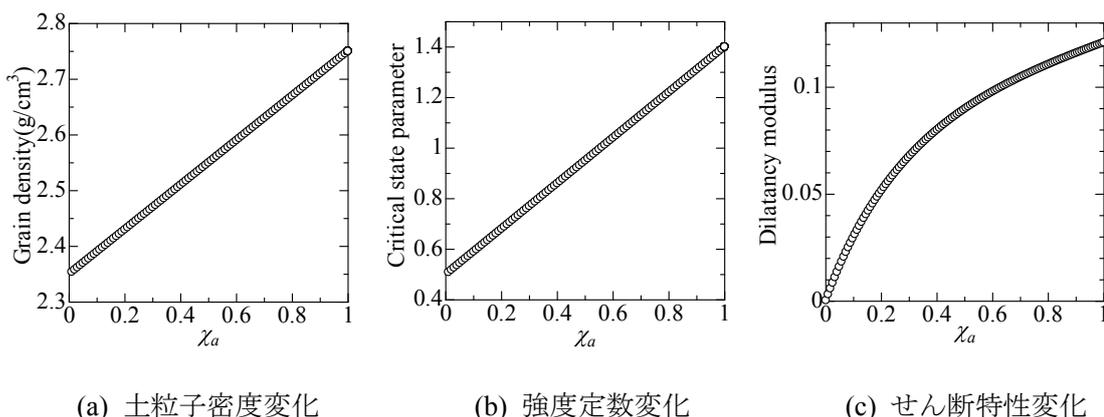


図-5.26 変質に伴う係数変化

解析により得られた有効応力経路及び間隙水圧変化を図-5.27に示す. 図-5.27(a)に示す有効応力経路を見ると, 初期変質率が大きいほどダイレイタンシー特性を示し, 強度が大きくなる結果を得た. これは, スメクタイト/イライト混合土において, イライト含有量が多いほど強度が大きくなることを意味する. また, イライト含有量が多いほどダイレイタンシー特性を示すため, 過剰間隙水圧が大きくなる結果を得た (図-5.27(b)). 純粋なスメクタイトはダイレイタンシー特性を有さないため, 過剰間隙水圧の発生が小さいことが分かる.

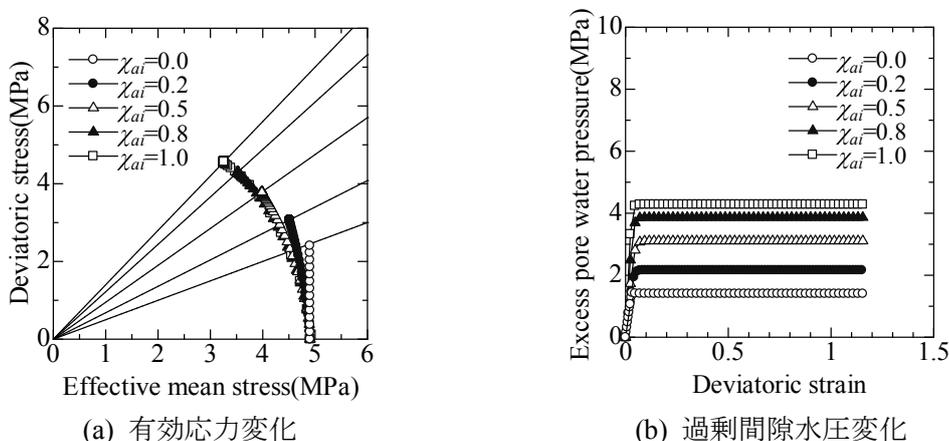


図-5.27 非排水せん断試験シミュレーション

ここで, Morrow *et al.*⁸⁵⁾はスメクタイト, イライト及び, スメクタイトとイライトを1:1で混合させた粘土を用いて, 初期有効応力を様々に変えた非排水せん断試験を行っている. そのとき得られた結果を図-5.28にまとめる. 図-5.28から, 実際に, イライト含有量が多いほど非排水せん断強度が大きくなることが分かる. また, 初期有効応力の増加に伴い非排水せん断強度が大きくなり, 初期有効応力増加に伴う強度増加率は, イライト含有量が多いほど大きいことが直線の傾きから見て分かる. そこで, 初期有効応力を100, 200, 300MPa, 初期

変質率を 0.0 (スメクタイト), 0.5 (スメクタイト/イライト混合土), 1.0 (イライト) として非排水せん断シミュレーションを行った. このとき, 変質率に対する非排水せん断強度をまとめた結果を図-5.29 に示す. 図-5.29 を見ると, 全体的に解析結果から得られる強度が大きい, 非排水せん断強度の増加傾向及び強度増加率が, 実験と同様の傾向を示した. これらのことから, 本研究で提案した変質モデルを用いることで, イライト含有量が多いほどせん断強度が大きくなるという実験事実を表現できた.

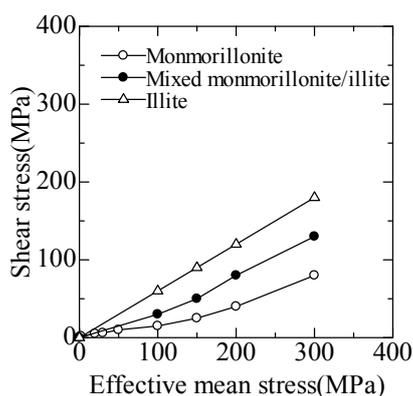
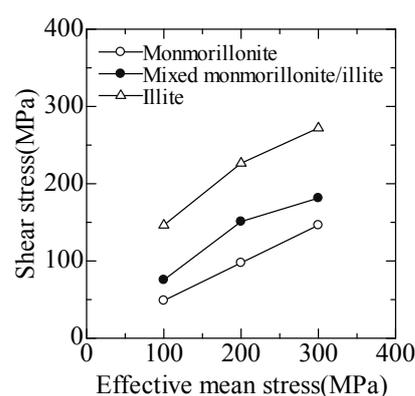
図-5.28 非排水せん断試験結果 (実験) ⁸⁵⁾

図-5.29 非排水せん断試験結果 (解析)

5-6 変質を伴う非排水せん断シミュレーション

本節では, スメクタイトからイライトに変質しながら, プレート沈み込みによるせん断力を受ける粘土鉱物の力学挙動について検討する. 本論文で提案したモデルでは, 変質に伴い体積膨張が生じる. しかし, デコルマ帯は拘束圧が大きく, 膨張できないことが想定される. また, スメクタイトの透水性が悪い⁷⁴⁾ことも考慮し, 等体積せん断シミュレーションを行った. 変位境界を図-5.30 に示す. プレート沈み込み速度 4cm/year を想定した強制変位を, 要素下端面に, 図-5.30 中の矢印で示す方向に与えた. 変質率増分は図-5.31 に示すように, 100 年で変質が完了する変質率増分を与えた. ところで, 100 年かけてプレートが沈み込んだ場合, 鉛直方向の深度変化は 0.4m 程度であり, 沈み込み角度を 6° とすると⁵²⁾, このときの土被り圧増分は 10kPa 未満であると考えられる. そのため, 本解析では, 沈み込みに伴う鉛直応力の増加は考慮していない.

解析により得られた過剰間隙水圧の時間変化を図-5.32 に示す. 図 5.32 より, 変質が終了する 100 年までの間に, 変質することにより過剰間隙水圧が 50MPa 発生することが分かる.

Suzuki *et al.*⁸⁶⁾は, DONET を用いて長年にわたり南海トラフ周辺の間隙水圧変化を計測し, 過

剰間隙水圧の発生と海底地殻変動が密接に関係していることを示した。これらのことから、本解析結果から得られた間隙水圧変化は、実現象に一致する傾向を示したといえる。

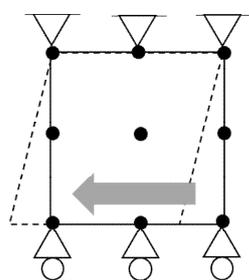


図-5.30 変位境界

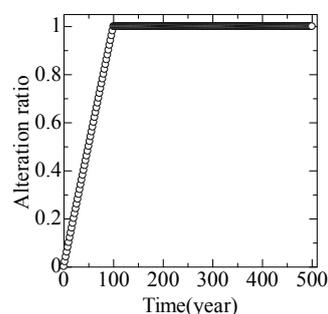


図-5.31 想定した変質率増分

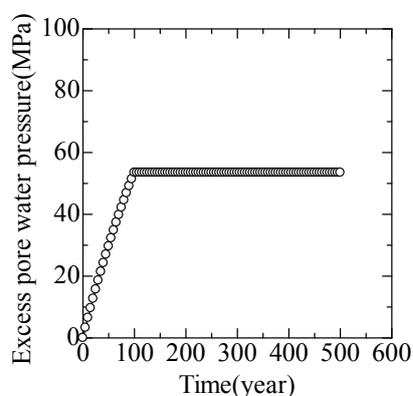


図-5.32 過剰間隙水圧の時間変化

次に、有効応力経路及び応力-変位関係を図- 5.33, 5.34 に示す。図-5.33 に示す有効応力経路を見ると、変質しながらせん断される間、強度が急激に増加する傾向を示した。このとき、有効応力も増加していることが分かる。さらに、せん断中に傾きが $M(\chi_a = 1.0)$ のときの限界状態線を越えて強度が増加していることが分かる。このことは、変質することで過圧密化することを意味する。そのため、図-5.34 に示す応力-変位関係を見ると、一般的な過圧密粘土の力学挙動に見られるように、ピーク強度を示し、その後軟化した。

有効応力の増加は言い換えれば剛性の増加であり、このことはプレート間の固着に繋がるといえる。また、変質に伴いせん断に対して抵抗力を持つことから、この間ひずみの蓄積が生じることになる。しかし、せん断力を受け続けることでやがて軟化し、固着できるほどの強度をもたなくなる。このことはすなわち、固着してひずみが蓄積され、その後ゆっくりとひずみが解放されることで発生するゆっくり地震発生メカニズムに一致する。本研究で提案したモデルでは、ひずみの解放については未だ表現できていないが、このように、スメクタイトのイライト化を表現するだけで、デコルマ帯におけるゆっくり地震の発生メカニズムを説明することができた。

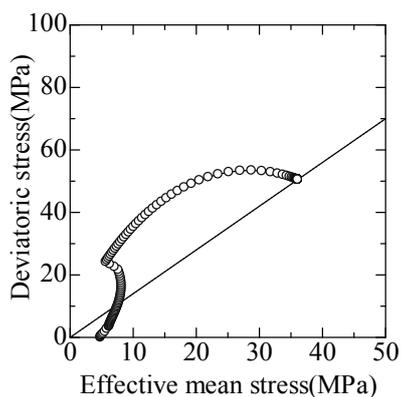


図-5.33 有効応力経路

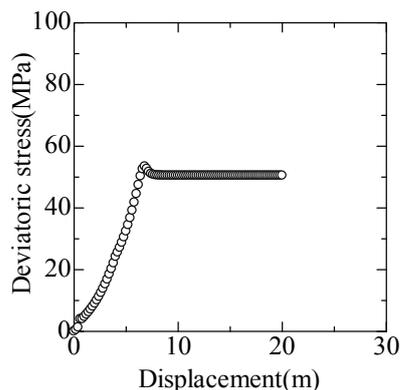


図-5.34 応力-変位関係

ここで、デコルマ帯より深部に位置する地震発生帯において、完全に固着している領域（アスペリティ）が、スメクタイトの変質がかなり進行することによりできたものであると仮定する。アスペリティで変質により脱水した水が徐々に流出することで、周辺は吸水することにより軟化し、完全には固着できず、図-5.35に示すように、アスペリティを囲むようにゆっくり地震を引き起こす領域として存在することになるのではないかと推察される。また、地震発生帯で完全に固着していた箇所ではひずみの解放が起こり、破壊する際に周囲の水が固着域（アスペリティ）に流入した場合吸水軟化するため、その後プレート沈み込みによりせん断力を受けても固着できるほどの強度をもたず、固着できなくなると考えられる。このことは、固着域（アスペリティ）の深度が徐々に深くなることはなく、ある一定深度で生じることに繋がる。このことから、鉱物の変質に伴う土質性状変化を理論化することで、ゆっくり地震だけでなく、地震発生メカニズムについても説明できる可能性を示すことができた。

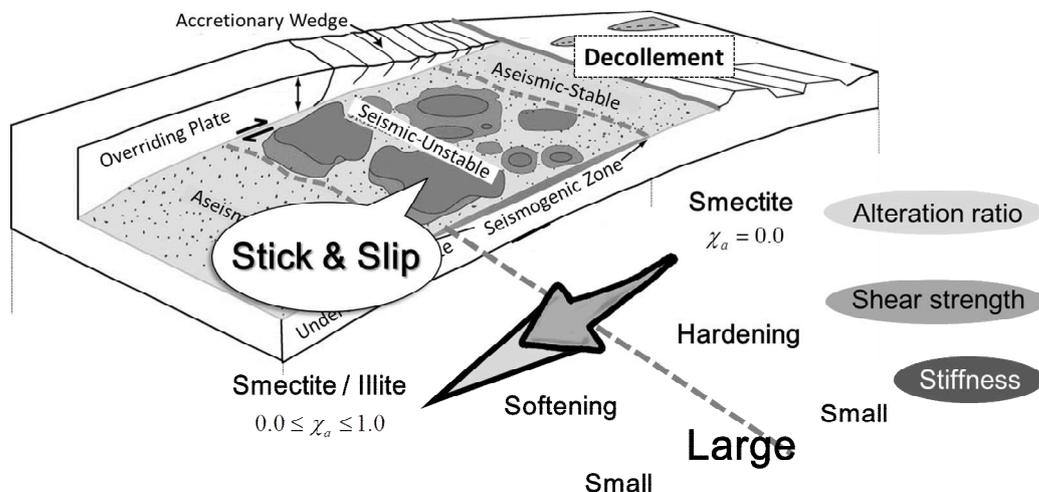


図-5.35 沈み込みに伴う力学特性変化のイメージ図

5-7 結論

本研究では、土/水連成の力学体系で、スメクタイトからイライトへの変質を表現した。考慮した現象は、スメクタイトの層間水の脱水、イライト化に伴う摩擦特性の変化及び、ダイレイタンスー特性の変化である。本研究で提案したモデルでは、イライト含有量が多いほどせん断強度が大きくなり、このことは実験事実と整合する。また、実際のデコルマ帯では、プレート沈み込みに伴うせん断力を受けながら変質していると考えられるが、このような条件を満たした実験は行われておらず、長期間の力学挙動は未解明である。そこで、プレート沈み込みを想定して、せん断力を受けながら変質した場合の力学挙動について調べた。その結果、変質に伴い過剰間隙水圧が発生した。実際にデコルマ帯において過剰間隙水圧の発生が計測されていることから、これは実現現象と一致する結果であるといえる。さらに、粘土鉱物の変質に伴い剛性及び強度が増加することで、過圧密化する結果を得た。また、このとき得られた力学挙動から、変質しながらせん断力を受けることでひずみを蓄積し、せん断力を受け続けるとやがて軟化して強度が低下することが分かった。このことは、デコルマ帯で固着が生じ、ゆっくり地震が発生するメカニズムと一致する。このように、スメクタイトのイライト化を表現することで得られた力学挙動から、デコルマ帯における固着とゆっくり地震を連続的に説明することができた。

このとき、変質速度を変化させることで、完全にイライト化するまでの間に、ある変質率の状態にある土がそのときの限界応力状態に達して軟化し、その後、さらに変質しながらせん断力を受けることでまた強度が増加して限界状態に達する、という力学挙動が得られる可能性があることが分かった (図-5.36)。このことは、変質速度と地震周期や、ゆっくり地震と巨大地震との間に、何らかの相関性があるということを示唆する。

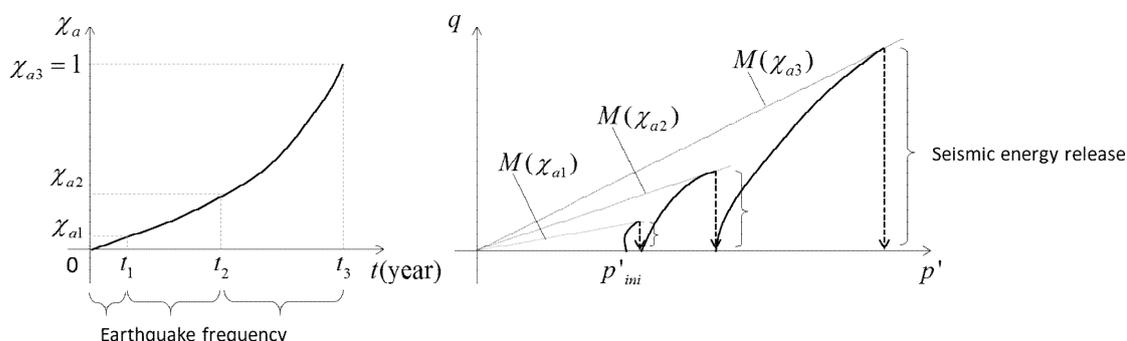


図-5.36 地震周期とエネルギー解放の模式図

本研究で提案したモデルは、地質学や地球物理学において、変質の際にキーポイントとされる熱力学や Kinetic 理論は考慮しておらず、スメクタイト-イライト相転移だけでなく、石

英-クリストバライト相転移や、その他鉱物の変質が及ぼす影響等、考慮できていないことも多くある。そのため、本研究で用いたモデルはまだまだ十分なものではないといえる。しかし、スメクタイトのイライト化という土質性状の変化を理論化することで得られた力学挙動から、今までばらばらに議論されていた、水圧の発生やプレート境界浅部の固着、さらにはゆっくり地震に至るまで、繋がりをもって説明することができた。

今後は、変質速度と温度、イオン濃度や圧力が密接に関係することから^{55), 56), 57)}、熱や化学等を連成する必要性について検討する。また、図-5.36 に示すように、限界応力状態に達したときにゆっくり滑りで蓄積されたエネルギーが解放されるようなモデルで表現することで、ゆっくり地震・巨大地震の発生周期・変質速度の関係についても検討してみたいと考えている。

参考文献

- 1) 木村学, 木下正高:付加体と巨大地震発生帯-南海地震の解明に向けて-, 東京大学出版会, 2009.
- 2) Peacock. S, Westbrook. G. K and Bais. G, S-wave velocities and anisotropy in sediments entering the Nankai subduction zone, offshore Japan, *Geophys. J. Int.* 180 (2), 743-758, 2010. doi: 10.1111/j.1365-246X.2009.04430.x
- 3) Nathan L.B. Bangs, Graham K. Westbrook, Seismic modeling of the decollement zone at the base of the Barbados Ridge Accretionary Complex, *Journal of geophysical research*, 96(B3), 3853-3866, 1991.
- 4) Thomas H. Shipley, Gregory F. Moore, Harold J. Tobin, and J. Casey Moore, 23. Synthesis of the Barbados décollement seismic reflection response from drilling-based geophysical observations and physical properties, *Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Results*, 156, 1997.
- 5) Mikada, H., Becker, K., Moore, J. C., Klaus, A. *et al.*, Proc. ODP, Init. Repts., 196 [CD-ROM] , Ocean Drilling Program, Texas A&M University, College Station, TX, 2002.
- 6) Kimura, G., Silver, E. A., Blum, P., *et al.*, 1997, Proc. ODP, Init. Repts., 170, College Station TX (Ocean Drilling Program), doi: 10.2973/odp.proc.ir.170.1997.
- 7) Moore, G. F., Taira, A., Klaus, A. *et al.*, Proc. ODP, Init. Repts., 190, College Station TX(Ocean Drilling Program), doi: 10.2973/odp.proc.ir.190.2001, 2001.
- 8) Kimura, G., Kitamura, Y., Hashimoto, Y., Yamaguchi, A., Shibata, T., Ujiie, K. and Okamoto, S., Proc. ODP, Init. Repts., 170, College station TX (Ocean Drilling Program), 1997. doi: 10.2973/odp.proc.ir.170.1997.
- 9) Moore, J. C., Klaus, A., *et al.*, Proc. ODP, Init. Repts, 110, College station TX (Ocean Drilling Program), doi: 10.2973/odp/proc.ir.171a1998, 1998.
- 10) Bilek, S.L. and T. Lay, Tsunami earthquakes possibly widespread manifestations of frictional conditional stability, *Geophys. Res. Lett.*, 29 (14), 1673, 2002. doi:10.1029/2002GL015215.
- 11) 国土交通省国土地理院, 基準点・測地観測データ, GEONET(GNSS Earth observation Network System).

- 12) Ozawa, S., Murakami, M., Kaidzu, M., Tada, T., Sagiya, T., Hatanaka, Y., Yari, H. and Nishimura, T., Detection and monitoring of ongoing aseismic slip in the Tokai region, central Japan, *Science*, 298, 1009-1012, 2002.
- 13) Obara, K. and Kato, A., Connecting slow earthquakes to huge earthquakes, *Science*, Vol.353, Issue.6296, pp.253-257, 2016. doi:10.1126/science.aaf1512.
- 14) Christopher H. Scholz, Earthquakes and friction laws, *Nature*, 391, 37-42, 1998. doi:10.1038/34097
- 15) Yokota, Y., Ishikawa, T., Watanabe, S., Tashiro, T. and Asada, A.: Seafloor geodetic constraints on interpolate coupling of the Nanlai Trough megathrust zone, *Nature*, 000, 1-4, 2016. doi:10.1038/17632.
- 16) Hyndman, R. D., Yamamoto, M. and Oleskevich, D. A.: The seismogenic zone of subduction thrust faults, *Island Arc*, Vol.6, pp.244-260, 1997.
- 17) Ito, Y., and Obara, K. : Dynamic deformation of the accretionary prism excites very low frequency earthquakes, *Geophys. Res. Lett*, 33, L02311, 2006, doi. 10.1029/2005GL25270.
- 18) Matt J. Ikari., Y. Ito., K. Ujiie., Achim J. Kopf. : Spectrum of slip behavior in Tohoku fault zone samples at plate tectonic slip rates, *Nature Geoscience*, Vol.8, pp.870-874, 2015.
- 19) M. Chlieh, P.A. Mothes, J.-M. Nocquet, P. Jarrin, P. Charvis, D. Cisneros, Y. Font, J.-Y. Collot, J.-C. Villegas-Lanza, F. Rolandone, M. Vallée, M. Regnier, M. Segovia, X. Martin, H. Yepes; Distribution of discrete seismic asperities and aseismic slip along the Ecuadorian megathrust, *Earth and Planetary Science Letters*, Vol.400, 292-301, 2014.
- 20) Sakaguchi, Seismic slip propagation to the updip end of plate boundary subduction interface faults: Vitrinite reflectance geothermometry on Integrated Ocean Drilling Program NanTro SEIZE cores, *Geology*, 39, 395-398, 2011. doi: 10.1130/G31642.1.
- 21) Moore, G. F., Mikada, H., Moore, J. C., Becker, K. and Taira, A., Legs 190/196 synthesis: Deformation and fluid flow processes in the Nankai trough accretionary prism. in Mikada, H., Moore, G.F., Taira, A., Becker, K., Moore, J.C. and Klaus, A. (Eds.), Proc. ODP, Sci. Results., 190/196(Online).<http://www-odp.tamu.edu/publications/190196SR/synth/synth.html>, 2005.
- 22) Brown, K.M., Saffer, D.M. and Bekins, B.A., Smectite diagenesis, pore-water freshening, and fluid flow at the toe of the Nankai wedge. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 194, 97-109, 2001.

- 23) Kastner, M., Elderfield, H., Jenkins, W.J., Gieskes, J. and Gamo, T., Geochemical and isotopic evidence for fluid flow in the western Nankai subduction zone, Japan. in Hill, I.A., Taira, A., Firth, J. V et al. (Eds.) , Proc. ODP, Sci. Results, 131, College Station TX (Ocean Drilling Program) , 397-413, 1993.
- 24) Henry, P. and Bourlange, S., Smectite and fluid budget at Nankai ODP sites derived from cation exchange capacity. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 219, 129-145, 2004.
- 25) James K. Mitchell, Fundamentals of soil behavior-second edition, John Wiley and Sons. Inc., pp.184, 1993.
- 26) Perter Vrolijk, On the mechanical role of smectite in subduction zones, *Geology*, 18,703-707, 1990, doi: 10. 1130/0091-7613(1990)018<0703: otmros>2. 3. co; 2
- 27) Frederick M. Chester, Christie Rowe, Kohtaro Ujiie, James Kirkpatrick, Christine Regalla, Francesca Remitti, J. Casey Moore, Virginia Toy, Monica Wolfson-Schwehr, Santanu Bose, Jun Kameda, James J. Mori, Emily E. Brodsky, Nobuhisa Eguchi, Sean Toczko, Structure and Composition of the Plate-Boundary Slip Zone for the 2011 Tohoku-Oki Earthquake, *Science*, 342(6163), 1208-1211, 2013.
- 28) Casey Moore. J, Adam Klaus, Nathan L. Bangs, Barbara Bekins, Christian J. Bucker, Warner Brückmann, Stephanie N. Erickson, Olav Hansen, Thomas Horton, Peter Ireland, Candace Olson Major, Gregory F. Moore, Sheila Peacock, Saneatsu Saito, Elizabeth J. Sreaton, John W. Shimeld, Philip Henry Stauffer, Tuncay Taymaz, Philip A. Teas and Tomochika Tokunaga, Consolidation patterns during initiation and evolution of a plate-boundary decollement zone: Northern Barbados accretionary prism, *Geology*, 26, 811-814, 1998.
- 29) Moore, J. C. and Saffer, D., Updip limit of the seismogenic zone beneath the accretionary prism of southwest Japan: An effect of diagenetic to low-grade metamorphic processes and increasing effective stress, *Geology*, 29, 183-186, 2001.
- 30) 河野元治, 粘土鉱物の生成, 粘土科学, Vol.40, No.3, pp.197-11, 2001.
- 31) Mulder. K.T, Rogers. G.C, and Hyndman. R.D: Case for very low coupling stress on the Cascadia subduction thrust fault, *JGeophys.Res.*, 100(12), 907-918, 1995.
- 32) Kopf. A, Brown. K,M, Friction experiments on saturated sediments and their implications for the stress state of the Nankai and Barbados subduction thrusts, *Marine Geology*, 202, 193-210, 2003.

doi:10.1016/S0025-3227(03)00286-X

- 33) Zoback, M.D., Zoback, M.L., Mount, V.S., Suppe, J., Eaton, J.P., Healy, J. H., David, O., Paul, R., Lucile, J., Raleigh, C.B., Woug, I.G., Scotti, O. and Wentworth, C., New evidence on the state of stress of the San andreas fault system, *Science*, New Science, 238, 4830, 1105-1111, 2013.
- 34) Den Hartog, S. A. M. C. J. Spiers, Influence of subduction zone conditions and gouge composition on frictional slip stability of megathrust faults, *Tectonophysics*, 600, 75-90, 2013.
- 35) Demian M. Saffer, David A. Lockner, Alex McKiernan, Effects of smectite to illite transformation on the frictional strength and sliding stability of intact marine mudstones, *Geophysical research letters*, 39, L11304, 2012, doi:10.1029/2012GL051761
- 36) M. L. Blanpied, D. A. Lockner, J. D. Byerlee, Fault stability inferred from granite sliding experiments at hydrothermal conditions, *Geophysical research letters*, 18, NO. 4, 609-612, 1991.
- 37) Noda, H., Nadia Laqusta, Three earthquake sequence simulations with evolving temperature and pore pressure due to shear heating: Effect of heterogeneous hydraulic diffusivity, *Journal of geophysical research*, 115, B12314, doi: 10. 1029/2010JB007780, 2010.
- 38) Ruina, A., Slip Instability and state variable friction laws, *Journal of geophysical research*, Vol.88, No.B12, pp.10.359-10.370, 1983.
- 39) Dieterich, J. H., Modeling of rock friction 1. Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, 84, 2161-2168, 1979.
- 40) Noda, H., Nadia Laqusta, Stable creeping fault segments can become destructive as result of dynamic weakening, *Nature*, 493, 518-521, doi:10.1038/nature11703, 2013.
- 41) Morrow. C, Radney. B and Byer/ee. J, Frictional strength and the effect pressure law of Momtmorillonite and illite clays, *Montmorillonite and //lite Clays*, Chapter.3, 1992.
- 42) Oohashi, K., Hirose, T., Takahashi, M., Tanikawa, W.: Dynamic weakening of smectite-bearing faults at intermediate velocities: Implications for subduction zone earthquakes, *Geophys. Res. Solid Earth*, 120, 2015. doi: 10.1002/2015JB011881.
- 43) Den Hartog, S. A. M. C. J Peach, D. A. M de Winter, C. J. Spiers, T. Shimamoto, Frictional properties of megathrust fault gouges at low sliding velocities: New date on effect of normal stress and temperature, *Geology*, 38, 156-171, 2012.
- 44) Demian M. Saffer, Chris Marone, Comparison of smectite- and illite-rich gouge frictional

- properties: application to the updip limit of the seismogenic zone along subduction megathrusts, *Earth and Planetary Science Letters*, 215, 219-235, 2003.
- 45) James K. Mitchell, *Fundamentals of soil behavior*, John Wiley and Sons, Inc, 1993.
- 46) Barbara A. Bekins, Anne M. McCaffrey, Shirley J. Dreiss, Episodic and constant flow models for the origin of low-chloride waters in a modern accretionary complex, *Water resources research*, Vol. 31, NO. 12, 3205-3215, 1995.
- 47) Demian M. Saffer, David A. Lockner, Alex McKiernan, Effects of smectite to illite transformation on the frictional strength and sliding stability of intact marine mudstones, *Geophysical research letters*, 39, L11304, 2012, doi:10.1029/2012GL051761
- 48) Den Hartog, S. A. M. A. R. Niemeijer, C. J. Spiers, New constraints on megathrust slip stability under subduction zone P-T conditions, *Earth and Planetary Science Letters*, 240-252, 2012.
- 49) A.C. Fowler and Xin-She Yang; Dissolution / precipitation mechanisms for diagenesis in sedimentary basins, *Journal of geophysical research*, Vol.108, B10, 2509. doi:10.1029/2002JB002269, 2003.
- 50) Demian M. Saffer, Michael B. Underwood, Alexander W. McKiernan, Evaluation of factors controlling smectite transformation and fluid production in subduction zones: Application to the Nankai Trough, *Island Arc*, 17, 208-230, 2008.
- 51) Sekiguchi, H. and Ohta, H., Induced anisotropy and time dependency in clays, *Constitutive Equation of Soils, Proceedings of the 9th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Specialty Section 9, pp.306-315, 1977.
- 52) Roscoe, K.H., Schofield, A. N. and Thurairajah, A.: Yielding of clays in states wetter than critical, *Geotechnique*, Vol.212, No.3, pp.250-255, 1963.
- 53) Uchaipichat, A. and Khalili, N., experimental investigation of thermo-hydro-mechanical behavior of an unsaturated silt, *Geotechnique*, Vol.59, No.4, pp.339-353, 2009.
- 54) Zhang, F., Xiong, Y., Zhang, S. and Ye, B., Thermo-hydro-mechanical-air coupling finite element method and its application to multi-phase problems, *Journal of Rock mechanics and Geotechnical Engineering*, Vol.6, pp.77-98, 2014.
- 55) Pytte A, The kinetics of the smectite to illite reaction in contact metamorphic shales [M.A. Thesis], Dartmouth College, Hanover, N.H., 78, 1982.

- 56) Huang W-L, Longo JM, Pevear DR, An experimentally derived kinetic model for smectite-toillite conversion and its use as a geothermometer, *Clays & Clay Miner*, 41, 162-177, 1993.
- 57) Velde B., Vasseur G., Estimation in time-temperature space, *Am Mineral*, 77, 967-976, 1992.
- 58) Mineralogy database (<http://www.webmineral.com/>)
- 59) Hayashi, M., Transformation of interstratified illite-smectite in burial diagenesis, *Earth Science*, Vol.59, pp.257-266, 2005.
- 60) 土田邦博, 牛犇, 吉村尚久, 大久保進, 深澤光, 基礎試錐「富倉」にみられるイライト-スメクタイト混合層鉱物の続成変化と異常高圧層の関係, *石技誌*, 63, pp.221-228, 1998.
- 61) Casey Moore, J, T. H. Shipley, D. Goldberg, Y. Ogawa, F. Filice, A. Fisher, M.-J. Jurado, G. F. Moore, A. Rabaute, H. Yin, G. Zwart, W. Brückmann, P. Henry, J. Ashi, P. Blum, A. Meyer, B. Housen, M. Kastner, P. Labaume, T. Laier, E. C. Leitch, A. J. Maltman, S. Peacock, T. H. Steiger, H. J. Tobin, M. B. Underwood, Y. Xu and Y. Zheng, Abnormal fluid pressures and fault-zone dilation in the Barbados accretionary prism : Evidence from logging while drilling, *Geology*, 23, 605-608, 1995.
- 62) Casey Moore, J, Adam Klaus, Nathan L. Bangs, Barbara Bekins, Christian J. Bucker, Warner Brückmann, Stephanie N. Erickson, Olav Hansen, Thomas Horton, Peter Ireland, Candace Olson Major, Gregory F. Moore, Sheila Peacock, Saneatsu Saito, Elizabeth J. Sreaton, John W. Shimeld, Philip Henry Stauffer, Tuncay Taymaz, Philip A. Teas and Tomochika Tokunaga, Consolidation patterns during initiation and evolution of a plate-boundary decollement zone: Northern Barbados accretionary prism, *Geology*, 26, 811-814, 1998. doi: 10.1130/0091-7613(1998)026<0811:CPDIAE>2.3.CO;2
- 63) Tanikawa, W, Hirose, T, Mukoyoshi, H, Tadaï, O, Weiren Lin, Fluid transport properties in sediments and their role in large slip near the surface of the plate boundary in the Japan Trench, *Earth and Planetary Science Letters*, 382, 150-160, 2013.
- 64) Ohno, S., Kawai, K. & Tachibana, S., Elasto-plastic constitutive model for unsaturated soil applied effective degree of saturation as a parameter expressing stiffness, *Journal of JSCE*, 63(4), 1132-1141, 2007 (in Japanese).
- 65) Kobayashi, I., Owada, H. & Ishii, T., Hydraulic / Mechanical modeling of smectitic materials for HMC analytical evaluation of the long term performance of TRU geological repository.

- Proceedings of the 14th International Conference on Environmental Remediation and Radioactive Waste Management, ICEM2011-59090, France, 2011.
- 66) Takayama. Y., Mechanical model of bentonite and quality evaluation as buffer material in the disposal facility, Doctoral thesis of Kobe University, 2014 (in Japanese).
- 67) Sasakura. T, Kuroyanagi. M, Kobayashi, I, Okamoto, M, Studies on mechanical behavior of bentonite for development of the constitutive model II, Document Prepared by Other Institute, Based on the Contract, JNC TJ8400 2003-048, 2003.
- 68) Morrow. C, Radney. B and Byerlee. J , Frictional strength and the effect pressure law of Montmorillonite and illite clays, *Montmorillonite and Illite Clays*, Chapter.3, 1992.
- 69) 最上武雄 ; 土質力学, 技報堂出版, pp.167, 1969.
- 70) Schofield, A.N. and Wroth, C.P, Critical state soil mechanics, Mc Graw-Hill, New York, 1968.
- 71) Olson, R. E. and Mitronovas, F., Shear strength and consolidation characteristics of calcium and magnesium illite, *Proc. 9th Nat. Conf. on Clays and Clay Minerals*, 185–209,1962.
- 72) Shibata, T., On the volume changes of normally consolidated clays, Disaster Prevention Research Institute Annuals, Kyoto University, 6, 128-134, 1963.
- 73) Moore, J. C. and Tobin, H. J., Estimated fluid pressures of the Barbados accretionary prism and adjacent sediments. *Proc. ODP, Sci. Results*, 156, 229-238, 1997.
- 74) Morris, J. D., Villinger, H. W., Klaus, A., *et al.* , *Proc. ODP, Init. Repts.*, 205, College station TX (Ocean Drilling Program), 2003. doi: 10.2973/odp.proc.ir.205.2003.
- 75) 大野進太郎, 飯塚敦, 太田秀樹. 非線形コントラクタンシー表現式を用いた土の弾塑性構成モデル. *応用力学論文集*, Vol.9, 407-414, 2006.
- 76) J. Casey Moore and Demian Saffer: Updip limit of the seismogenic zone beneath the accretionary prism of southwest Japan: An effect of diagenetic to low-grade metamorphic processes and increasing effective stress, *Geology*, Vol.29, No.2, pp.183-186, 2001.
- 77) Elizabeth Sreaton, Gainesville, Laramie, Pierre Henry, France Sabine Hunze.: Porosity loss within the underthrust sediments of the Nankaiaccretionary complex, *Geology*, 30, 19-22, 2002.
- 78) Pierre Henry, J. Casey Moore, Hitoshi Mikadac, Adam Klaus.: Fracture porosity in the decollement zone of Nankai accretionary wedge using Logging While Drilling resistivity data Sylvain Bourlangua, *Earth and Planetary Science Letters* 209, 103-112, 2003.

- 79) Moore, J.C. and Silver, E., Fluid flow in accreting and eroding convergent margins, *JOIDES J.*, 28 (1), 91-96, 2002.
- 80) Moore, J. C. and Tobin, H. J., Estimated fluid pressures of the Barbados accretionary prism and adjacent sediments. *Proc. ODP, Sci. Results*, 156, 229-238, 1997.
- 81) Gamage, K., Sreaton, E.; Characterization of excess pore pressure at the toe of the Nankai accretionary complex, Ocean Drilling Program sites 1173, 1174, and 808: Results of one-dimensional modeling, *Journal of geophysical research*, Vol.111, B04103, 2006. doi:10.1029/2004JB003572
- 82) Harold J. Tobin & Demian M. Saffer, Elevated fluid pressure and extreme mechanical weakness of a plate boundary thrust, Nankai Trough subduction zone, *Geology*, 37, 679-682, 2009. doi: 10.1130/G25752A.1.
- 83) Takanashi. M, Mizoguchi. K and Masuda. K, Potential of phyllosilicate dehydration and dehydroxylation reactions to trigger earthquakes, *Geophys. Res.* 114, B02207, 2009. doi:10.1029/2008JB005630.
- 84) Demian M. Saffer and Barbara A. Bekins: Episodic fluid flow in the Nankai accretionary complex: Timescale, geochemistry, flow rates, and fluid budget, *Journal of geophysical research*, Vol.103, No.B12, pp.30.351-30.370, 1998.
- 85) Morrow. C, Radney. B and Byere. J, Frictional strength and the effect pressure law of Montmorillonite and illite clays, *Montmorillonite and Illite Clays*, Chapter.3, 1992.
- 86) Suzuki, K., Nakano, M., Takahashi, N., Hori, T., Kamiya, S., Araki, E., Nakata, R. and Kaneda, Y.: Synchronous change in the seismicity rate and ocean-bottom hydrostatic pressures along the Nankai trough: A possible slow slip event detected by the Dence Oceanefloor Network system for Earthquakes and Tsunamis (DONET), *Tectonophysics*, Vol.680, pp.90-98, 2016.

6. 結論

本論文では、海底地盤を対象とした場合に無視できないと考えられる現象の中から、溶存気体の状態変化と鉱物の変質を取り上げ、海底地盤にも適用可能な数理モデルの提案を行った(2章)。また、海底地盤を対象とした問題として、一つ目に、海底地盤からのサンプリング時の乱れの評価に取り組んだ(3章)。さらに、サンプリング時の乱れには飽和度変化が大きく関係することから、二つ目のテーマとして、飽和化の指標 B 値に着目し、 B 値に特化した実験及び実験を模擬した解析を行うことで B 値に関する検討を行った(4章)。最後に三つ目のテーマとして、プレート境界浅部で生じる海底地殻の不安定性挙動の解明に取り組んだ(5章)。

6-1 各章で得た結論と今後の課題

本節では、各章で得た結論と今後の課題を述べる。

2章では、溶存気体の状態変化と鉱物の変質を考慮できる土/水/気体連成数理モデルの構築を行った。ヘンリー則を導入し、液相中の溶存気体質量と気相中の気体質量の和が成立するとして質量保存式を導出することで、液相と気相の相変化モデルとして表現することができた。また、変質に伴い土粒子密度が変化する式を導入することで、鉱物の変質を固相と液相の相変化モデルとして表現することができた。これらの数理モデルを初期値境界値問題として定式化し、有限要素解析手法へ組み込んだ。

3章では、サンプリング時に土試料の間隙水中に含まれる溶存気体が気化することで土試料が乱れ、室内試験から得られる強度を用いると原位置強度を誤って評価してしまうことが分かった。強度に及ぼす影響はサンプリング時の乱れの影響が大きいほど顕著に生じ、この乱れの程度には溶存気体の気化量が密接に関係することが分かった。溶存気体の気化量は、ヘンリー定数よりも土試料の保水特性に依るところが大きく、乱れを定量的に評価するためにはこの水分特性を知る必要があるといえる。また4章において、繰り返し B 値を計測した場合、得られる B 値の傾向と試料の保水特性が密接に関係していることが分かった。これらのことから、3章と4章において、土試料の保水特性の把握がキーポイントであるといえる。このとき4章で得られた結論より、実験において B 値測定時の載荷重を除荷重よりも大きくして計測した B 値と、実験を模擬した解析から得られる B 値の傾向及び大きさを合わせるには、土試料の保水特性を左右する初期飽和度やサクション、さらには水分特性曲線の勾配を変える必要があることが分かった。水分特性曲線は土に固有のものであることから、水分特性曲

線が得られていない土試料について、実験と解析から得られる B 値の傾向を一致させるように初期サククションや曲線の勾配をフィッティングすることで、その土の保水特性を把握できる可能性がある。

このように、4章で新たに提案した B 値測定手法により土試料の保水特性を正確に把握することができれば、このとき設定した初期飽和度と水分特性曲線からサンプリング時に生じたサククション変化を推定できることになる。また、このサククション変化から土試料の有効応力変化を推定することで、サンプリング時の乱れを定量的に評価できる可能性がある。そのため、新たに提案した B 値測定手法から推定する水分特性曲線と、B 値測定で用いたものと同じ土試料を用いた保水性試験から得られる水分特性曲線とを比較することで、この B 値測定手法の妥当性を探り、サククション変化からサンプリング時の乱れを評価する手法の提案を行うことが今後の課題である。

5章では、スメクタイトのイライト化という土質性状の変化を理論化することで、今までばらばらに議論されていたデコルマ帯における異常間隙水圧の発生とプレート境界浅部の固着メカニズムを同時に満足する力学挙動を得ることができただけでなく、力学挙動からゆっくり地震発生メカニズムの説明も可能であることが分かった。さらに、スメクタイトのイライト化がプレート沈み込み浅部における固着とゆっくり地震の支配的な原因であると仮定した場合、イライト化が極端に進むことにより、プレート沈み込み境界断層深部のアスペリティが形成され、巨大地震発生帯になる可能性がゼロではないと考えた。このことについて検証するためには、今後プレート沈み込み境界断層深部までの掘削が必要である。ただし、本研究で提案したモデルは、地質学や地球物理学において変質の際にキーポイントとされる熱力学や Kinetic 理論は考慮しておらず、スメクタイト-イライト相転移だけでなく、その他鉱物の変質が及ぼす影響等、考慮できていないことも多くある。本研究で提案したモデルは、このようにまだまだ十分なものではないが、デコルマ帯で生じる現象を詳細に表現できることに繋がっている。

今後は変質できる条件としてキーポイントとされる熱や化学を連成させる必要性について検討すると共に、ゆっくり地震時の軟化をモデルで表現することで、ゆっくり地震・巨大地震の発生周期・変質速度の関係についても検討してみたいと考えている。

6-2 今後の展望

3章から5章で扱ったテーマは、一見するとばらばらの内容のように思える。しかし、追及する現象が全く違うにも関わらず、各テーマで用いたモデルの根幹にあるものは、いずれも同じ土/水/気体連成の力学体系である。サンプリング時の乱れの評価や飽和化の指標 B 値に関

する検討は、地盤力学で長く扱われてきたテーマであるが、気体を連成させ、液相と気相の相変化を可能にすることで、既往の研究では追うことができなかった溶存気体の気化による不飽和化や、高飽和度付近の力学挙動を精緻に検討することができた。これらの研究成果から、土試料の保水特性の把握が共通して今後の課題であることが分かった。さらに、固相-液相の相変化を可能にし、粘土鉱物の変質を土/水連成場における弾塑性構成関係に組み込むことで、変質しながらせん断される粘土鉱物の力学挙動について検討することができた。その結果、今まで主に地球物理学や地質学の分野でばらばらに検討されてきたデコルマ帯における固着メカニズムとゆっくり地震発生メカニズムを連続的に説明することができた。

このように、本論文ではごく一部の異なる研究テーマを扱ったに過ぎないが、土/水/気体連成の力学体系は地盤工学だけではなく、他分野でも用いることができるということが分かった。このことから、図-6.1に示すように、土/水/気体連成の力学体系を、地盤工学だけではなく、資源・エネルギー工学，化学，地震学，地球物理学や地質学のように、様々分野で用いることができる汎用性の高い力学体系にしたいと考えている。

本研究で扱ったテーマにおいて熱収支を伴うことが多いにも関わらず、本論文で提案したモデルには熱力学は考慮されていない。しかし、熱の影響を考慮できる数理モデルを提案することができれば、それを土/水/気体連成の力学体系に組み込むことは容易である。そのため、次は土/水/気体連成場に熱を連成させたいと考えている。

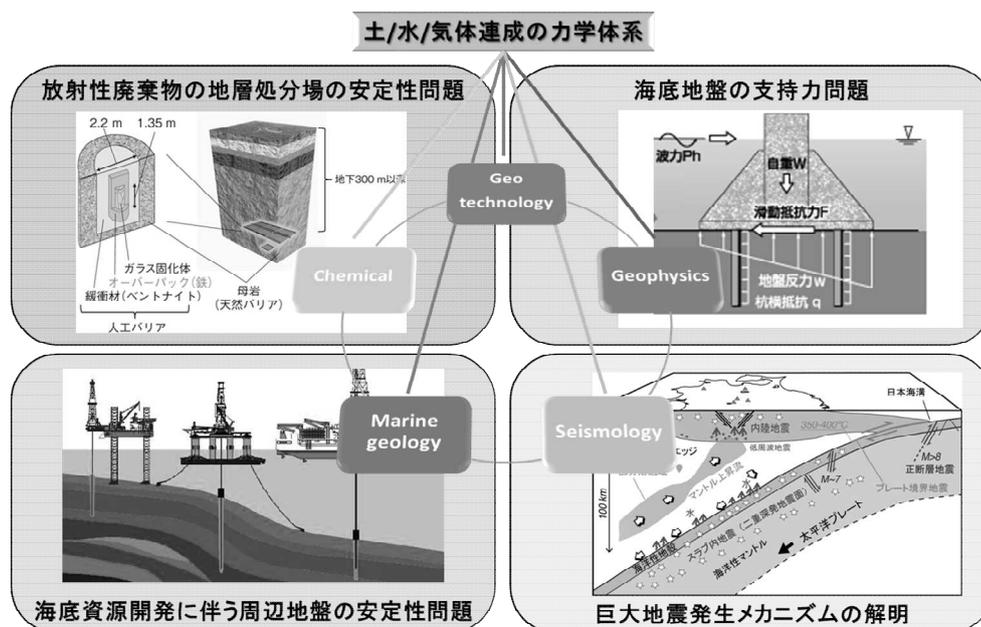


図-6.1 あらゆる分野を包含できる土/水/気体連成の力学体系

Ap1. 構造化された地盤解析手法の検証と適用例

Ap-1 研究背景・目的

近年、Cam-Clay モデルを拡張させることで、過圧密粘土・砂のせん断挙動や、繰り返し載荷時のひずみの蓄積、土構造の劣化による体積圧縮や剛性低下を表現することができる下負荷面モデル¹⁾や上負荷面モデル²⁾や、不飽和土の力学挙動を記述する弾塑性構成モデル^{3), 4), 5)}等、多種多様な構成モデルが提案されている。また、力学に加え、熱や化学等の連成モデルも提案されている^{6), 7)}。

このように、多くの構成モデルが提案され、気体や熱等が連成できるようになることで、大規模なプログラムになると共にプログラムの構造は複雑になる。新しいモデルを追加し、それが正しく動作することを確認するためには、プログラムの全体を理解していなければならない。大規模なプログラムになるとプログラムの全体を知るために多大な時間を要し、延いては、元よりプログラムの作成に携わった人しか書き換えることができず、これではプログラムの汎用性に欠けてしまう。汎用性の高いプログラムにするためには、構造化プログラミングが必要不可欠である。構造化プログラミングは 1960 年代後半から 1970 年頃にかけて E.W.Dijkstra *et al.*⁸⁾によって提唱された考え方であり、大規模なプログラムを書くとき、分かりやすい構造をもつプログラムを書くということである。

サブルーチンによるモジュール化を行うことで、機能ごとにまとまりのある形に整理し、構成要素間の関係性をできる限り少なくすることができる。地盤解析手法のモジュールとは、様々に提案されている構成モデルや、間隙水、間隙気体や熱等の連成項等、目的に応じて組み合わせられて用いられる要素のことである。図-1 に地盤解析手法のモジュール化の模式図を示す。図-1 に示す番号は連成のスイッチである。図-1 に示すような構造のプログラムにすれば、システムの全体を知らずとも、検討したい問題について必要な連成項や適用したい構成モデルの部分のみ、それぞれサブルーチンとして書き加えるだけで良くなる。さらに、表-1 に示すように、連成のスイッチのオン (○)・オフ (－) を組み合わせることで、様々な連成解析が可能になることが分かる。このように書かれたプログラムは、分かりやすい構造をもち、汎用性が高いプログラムであるといえる。

そこで本研究では、構成モデルや連成項をサブルーチンとしてモジュール化し、地盤解析手法の構造化を行った。ここではまず初めに、構造化した地盤解析手法の検証を行う。次に、気体・溶存気体に関するサブルーチンを組み合わせることで検討可能になる例題を解く。ここでは、不飽和地盤の液状化及び真空圧密の 2 つのテーマを適用例として解析を行う。

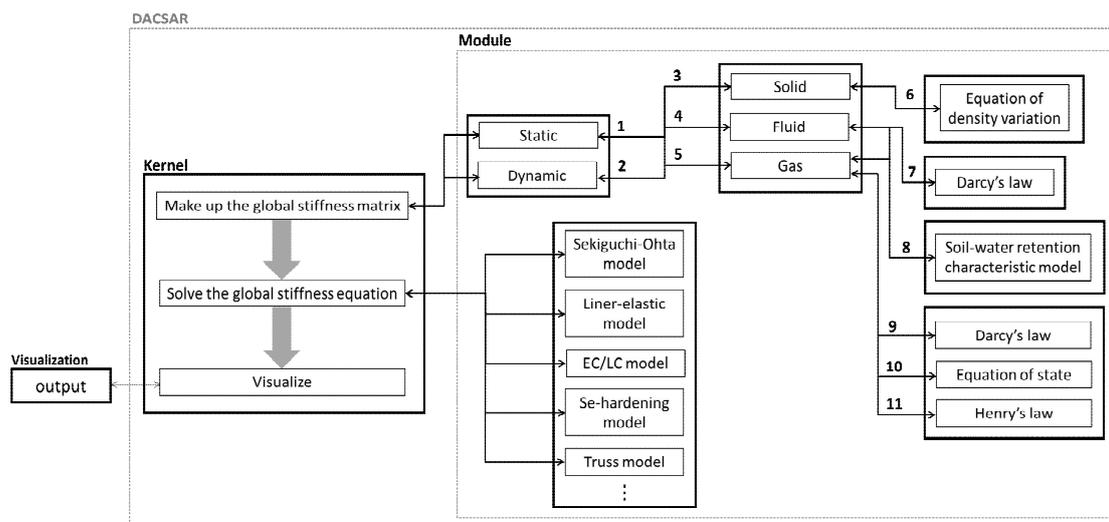


図-1 サブルーチンによるモジュール化の模式図

表-1 連成の成り立ち (○ : オン / - : オフ)

1:静的 / 2:動的	3	4	5	6	7	8	9	10	11
変形解析	○	-	-	-	-	-	-	-	-
浸透流解析	-	○	-	-	○	-	-	-	-
不飽和浸透流解析	-	○	○	-	○	-	○	-	-
土/水連成解析	○	○	-	-	○	-	-	-	-
鉱物の変質を考慮した土/水連成解析	○	○	-	○	○	-	-	-	-
土/水/気体連成解析	○	○	○	-	○	○	○	○	-
溶存気体を考慮した土/水/気体連成解析	○	○	○	-	○	○	○	○	○

Ap-2 地盤解析手法の検証

構築したプログラムを用いて、圧密・圧縮・せん断シミュレーションを行う。解析条件は、全て平面ひずみ条件である。

Ap-2-1 土/水連成弾性問題に対する妥当性の検証

Ap-2-1.1 一次元圧密のシミュレーション

土/水連成の静的問題について厳密解が与えられている問題として、Terzhagi⁹⁾の圧密方程式による一次元圧密に対する解析がある。厳密解として、深度に対する間隙水圧分布と、圧密

度-時間係数関係が与えられている。このとき間隙水圧 p_w は、

$$p_w = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{4}{(2m-1)\pi} \exp\left[-\left(\frac{(2m-1)\pi}{2}\right)^2 T_v\right] \sin\left(\frac{(2m-1)\pi}{2} \frac{z}{H}\right) \quad (1.1)$$

ここに、 m ：無限級数、 H ：層厚、 z ：層内の任意点の深さである。圧密度は、

$$U = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{8}{((2m-1)\pi)^2} \exp\left[-\left(\frac{(2m-1)\pi}{2}\right)^2 T_v\right] \quad (1.2)$$

により求まる。このとき時間係数 T_v は、

$$T_v = \frac{c_v t}{H^2} \quad (1.3)$$

で求まり、 t ：時間、 H ：排水距離、 c_v ：圧密係数である。圧密係数 c_v と体積圧縮係数 m_v の両係数の間には次の関係が成立する。

$$k_w = c_v m_v \gamma_w \quad (1.4)$$

このとき k_w ：透水係数、 γ_w ：水の単位体積重量である。

本節ではまずこの問題を、構築した地盤解析手法を用いて解き、有限要素解と厳密解を比較することにより、地盤解析手法の妥当性を検証する。この解析では、図-2 に示す解析メッシュの上端面に荷重を作用させる。このとき上端面のみ排水境界である。解析パラメータを表-2 に示す。構成式としては、線形弾性体を用いる。上端面に 98kPa の荷重を瞬時に載荷し、一定時間放置した。解析において材料パラメータとして定めた Lamé 定数 $\tilde{\lambda}$, $\tilde{\mu}$ と体積圧縮係数の間には次の関係が成立する。

$$m_v = \frac{1}{\tilde{\lambda} + 2\tilde{\mu}} \quad (1.5)$$

過剰間隙水圧の等時曲線及び圧密度-時間係数関係をそれぞれ図-3, 4 に示す。図-3, 4 より、有限要素解と厳密解が一致する結果となった。これらの解析結果により、開発した地盤解析手法の土/水連成の静的弾性問題に対する妥当性を検証することができた。

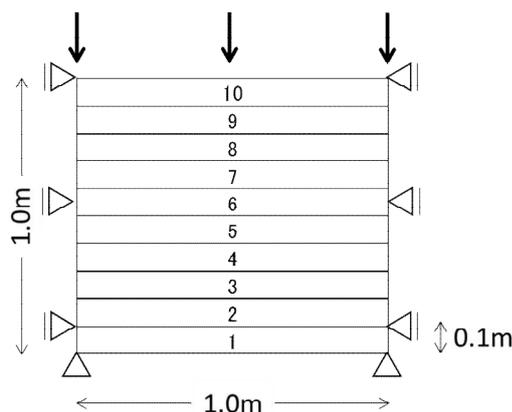


図-2 解析メッシュ図

表-2 解析パラメータ (線形弾性体)

Lame's constant $\tilde{\lambda}$ (kN/m ²)	1338.778
Lame's constant $\tilde{\mu}$ (kN/m ²)	666.89
Initial void ratio e	1.0
Specific gravity of solids G_s	2.7
Coefficient of permeability k_w (cm/sec)	5.0E-07
Coefficient of in-situ earth pressure at rest. K_i	1.0
Bulk modulus of pore water pressure K_w (kN/m ²)	4.0E+05
Initial effective overburden pressure σ_{vi} (kN/m ²)	98.0
A unit weight of pore water γ_w (kN/m ³)	9.8

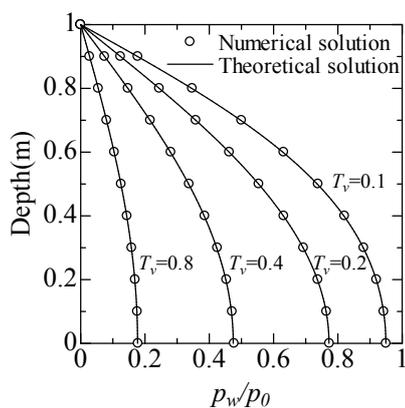


図-3 過剰間隙水圧の等時曲線

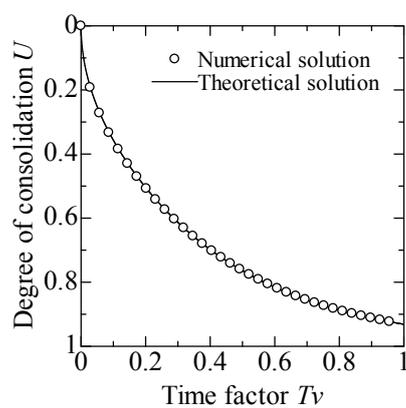


図-4 圧密度-時間係数

Ap-2-1.2 無限長飽和弾性柱を用いた繰り返し载荷試験のシミュレーション

土/水連成の動的問題について厳密解が与えられている問題として、Simon and Zienkiewicz¹⁰⁾による一次元の飽和多孔質弾性柱に対する解析がある。Simon and Zienkiewicz は、土/水連成問題をラプラス変換により解き、厳密解を得ている。弾性柱の上端面に荷重が作用する場合、液相の固相に対する相対変位 w は、

$$w = w(\xi, \tau) = \frac{\zeta}{(1-\zeta\beta)\sqrt{\alpha}} \int_0^{\tau} f(\tau-\bar{\tau}) e^{-b\bar{\tau}/2a} I_0 \left[\frac{b\sqrt{\bar{\tau}^2 - a\xi^2}}{2a} \right] l(\bar{\tau} - \xi\sqrt{a}) d\bar{\tau} \quad (1.5)$$

また、固相の変位 u は、

$$u = u(\xi, \tau) = - \int_0^{\tau} f(\tau-\bar{\tau}) l(\bar{\tau} - \xi) d\bar{\tau} - \beta w(\xi, \tau) \quad (1.6)$$

として与えられている。ただし、 ξ : 空間座標、 τ : 時間、 $f(\tau)$: 荷重関数、 $l(\tau)$: 単位ステップ関数、 $I_0[z]$: 0 次のベッセル関数、 ζ : Biot の材料パラメータ、 $\beta = \frac{\rho_w}{\rho}$ 、 $\alpha = \frac{\gamma - \beta^2}{\kappa - \beta^2}$ 、

$b = \frac{1}{\kappa - \beta^2}$ 、 $\gamma = \frac{\beta}{n}$ 、 $\kappa = \frac{Q}{\lambda + 2\bar{\mu} + \zeta^2 Q}$ 、 $\frac{1}{Q} = \frac{n}{K_w} + \frac{\zeta - n}{K_s}$ である。

この解析では、弾性柱の長さを無限大としている。荷重条件は、STEP 波、SPIKE 波、SIN 波の 3 種類である (図-5)。このとき柱の上端面のみ排水境界である。弾性柱の材料パラメータは表-3 に示すように設定されている。前項と同様、この問題を解くことで有限要素解と厳密解を比較し、地盤解析手法の妥当性を検証する。無限柱を、図-6 に示す幅 1(m)、高さ 100(m) の 100 要素から成るメッシュで模擬した。材料は飽和線形弾性体であり、Simon らの解析と同じ値を用いた (表-3)。図-5 に示した通り荷重を作用させる。なお、1 ステップあたりの時間増分は 0.002(sec)とした。

図-7, 8, 9 の(a)に無次元化された鉛直変位の時間変化を示す。いずれの荷重ケースについても、有限要素解と厳密解がよく一致していることが分かる。変位が合えば、加速度及び速度の時間変化も理論解に一致するといえる。このとき、無次元化された加速度-時間関係及び速度-時間関係はそれぞれ図-7, 8, 9 の(b)(c)に示すような結果となった。これらの解析結果により、開発した地盤解析手法の土/水連成の動的弾性問題に対する妥当性を検証することができた。

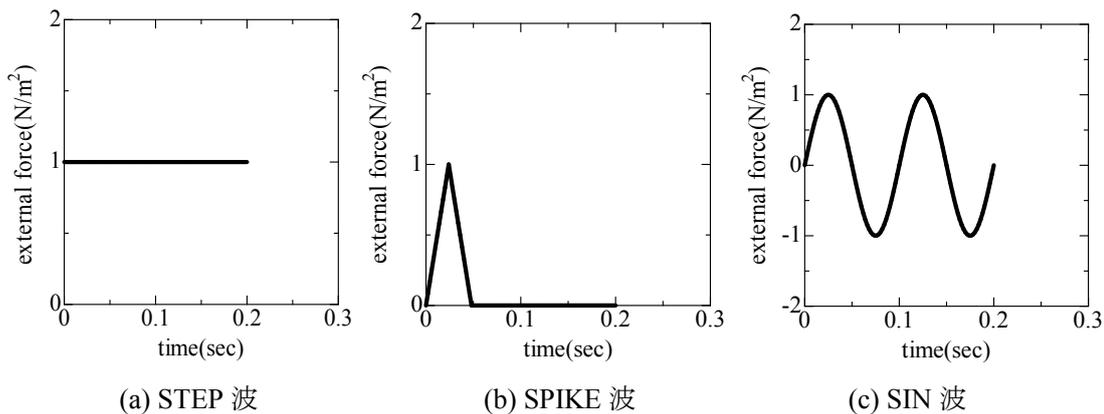


図-5 荷重条件

表-3 解析パラメータ (線形弾性体)

Lame's constant $\tilde{\lambda}$ (N/m ²)	833.3
Lame's constant $\tilde{\mu}$ (N/m ²)	1250.0
Initial void ratio e	0.49
Specific gravity of solids G_s	1.04
Coefficient of permeability k_w (cm/sec)	0.1425
Coefficient of in-situ earth pressure at rest K_i	1.0
Bulk modulus of pore water pressure K_w (N/m ²)	4.0E+04
Initial effective overburden pressure σ_{vi} (kN/m ²)	0.0
A unit weight of pore water γ_w (N/m ³)	2.917
Parameters of the Newmark beta method β, γ	0.25, 0.50

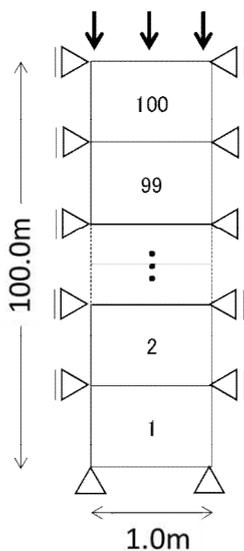


図-6 解析メッシュ図

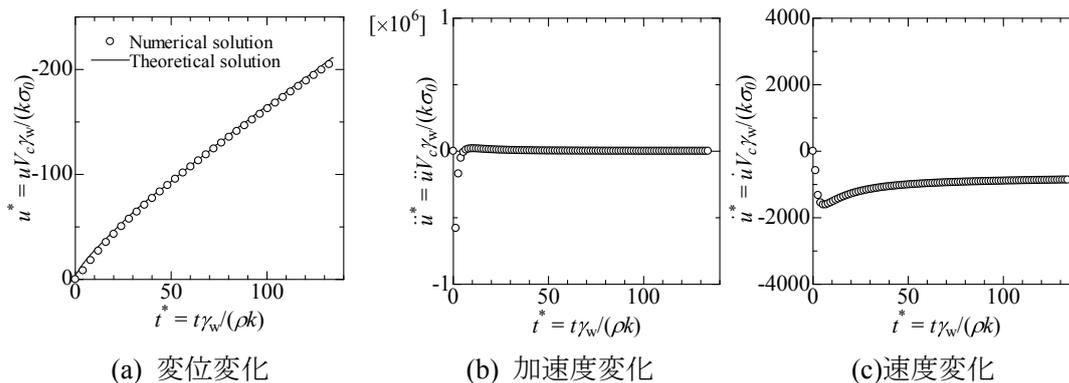


図-7 無次元化した加速度・速度・変位-時間関係 (STEP 波)

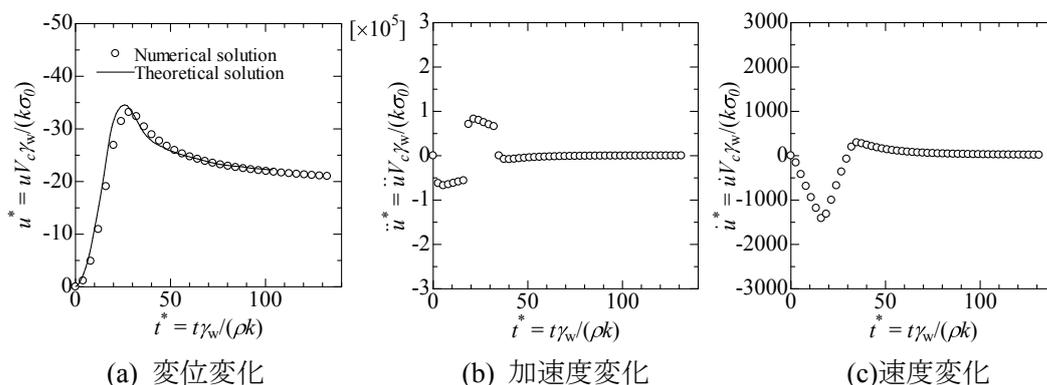


図-8 無次元化した変位・加速度・速度-時間関係 (SPIKE 波)

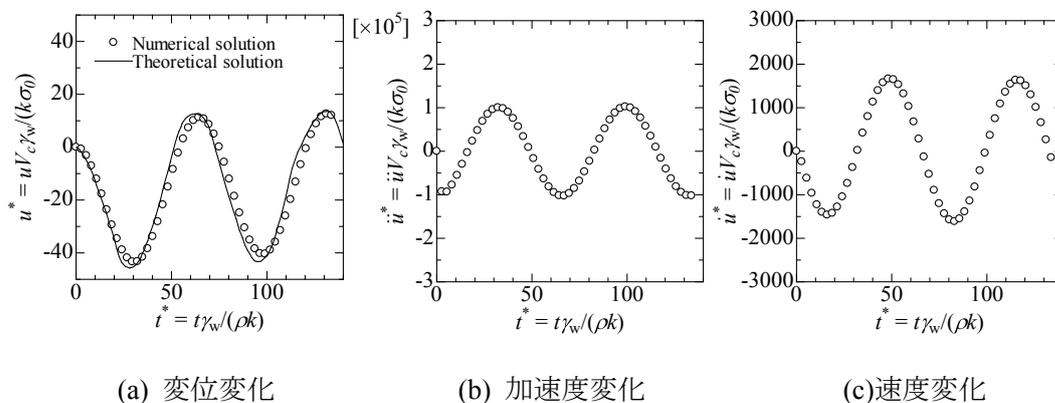


図-9 無次元化した変位・加速度・速度-時間関係 (SIN 波)

Ap-2-2 土/水/気体連成問題に対する妥当性の検証

新たに気相に関するサブルーチンを追加することで、間隙気体を考慮した三相（固相・液相・気相）連成解析手法を開発した。そこで本節では、土/水/気体連成場における妥当性について検証するため、非排水・非排気等方圧縮試験のシミュレーションを行う。解析条件を図-10に示す。構成式には大野らによって提案されている Se-Hardening モデル¹²⁾を用いた。初

期サクシオンは 90kPa で一様に設定し（このとき初期飽和度は 80%）、その他の解析パラメータを表-4 に示す。また、仮定した水分特性曲線¹³⁾を図-11 に示す。

図-11 に示すサクシオン-飽和度関係より、有限要素解と理論解が一致し、水/気体連成に対する妥当性を検証できた。また図-12 に、 $e-\ln p'$ 関係を示す。図中には圧縮前と圧縮後の飽和度における正規圧密線をそれぞれ点線と実線で示している。図-12 より、圧縮後の間隙比が圧縮後の正規圧密線上にあることから、飽和度変化に伴う間隙比変化と有効応力変化が理論解に一致することが確認できた。飽和度変化はサクシオン変化から求めていることから、土/水/気体連成に対する妥当性を検証することができた。

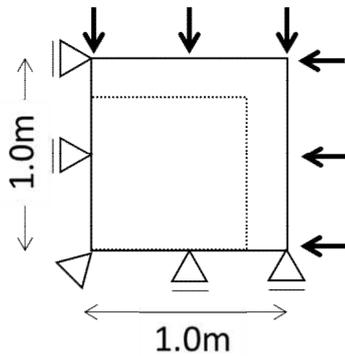


図-10 解析条件

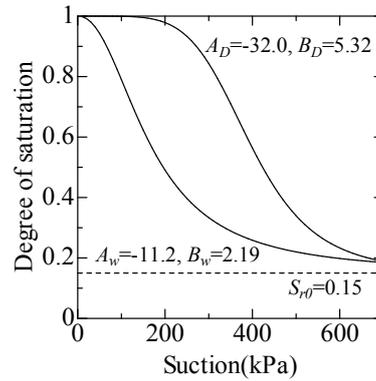


図-11 水分特性曲線

表-4 解析パラメータ(不飽和弾塑性体：Se-Hardening モデル)

Compression index λ	0.18
Swelling index κ	0.037
Initial void ratio e	1.0
Grain density G_s	2.7
Se-hardening model parameters a	5.0
n_s	1.0
Initial saturation S_r	0.8
EC model parameter n_E	1.5
Coefficient of in-situ earth pressure at rest K_i	1.0
Bulk modulus of pore water pressure K_w (kN/m ²)	4.0E+4
Initial effective overburden pressure σ_{vi} (kN/m ²)	94.25
A unit weight of pore water γ_w (kN/m ³)	9.8

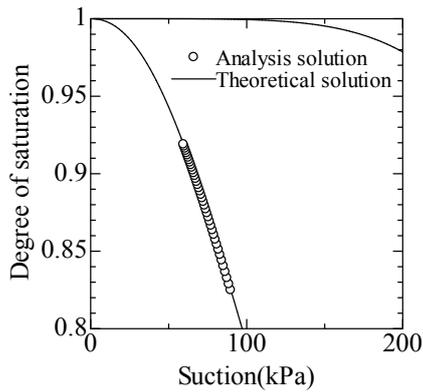
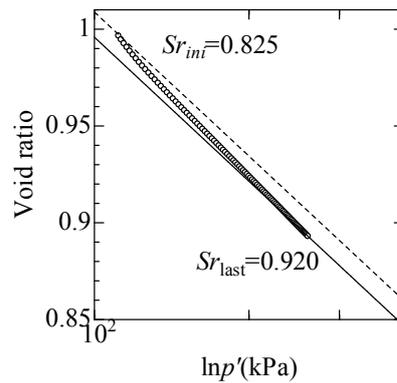


図-12 サクション-飽和度関係

図-13 $e - \ln p'$ 関係

Ap-3 プログラムの適用例

本論文で提案したモデルでは、気体連成の他に、溶存気体の状態変化を考慮できるモデルを組み込んだ。本節では、これらのパーツを組み合わせて用いた適用例について述べる。

Ap-3-1 不飽和地盤の液状化

新潟地震や兵庫県南部地震において液状化による被害が小さかった地点の被災状況と土質サンプリングの結果から、地盤が不飽和状態であったために液状化強度が増加し、液状化被害が小さくなったと考えられている¹⁵⁾。また、飽和度が低下すると液状化強度が増加することは、Chaney¹⁶⁾、Yoshimi *et al.*¹⁷⁾等により検討されている。そこで本節では、地盤の飽和度が液状化強度に及ぼす影響について検討するため、繰り返し載荷シミュレーションを行う。このとき、気体連成に関するサブルーチンを組み合わせたプログラムを用いて検討する。構成モデルには、大野らによって提案されている Se-Hardening モデル¹²⁾を用いた。解析に用いたメッシュ図及び材料パラメータをそれぞれ図-19、表-5に示す。このとき砂質土を想定し、図-20に示すような水分特性曲線を仮定した。繰り返し載荷シミュレーションは、非排水非排気条件で側圧一定の軸方向載荷を想定し、両振幅軸ひずみ5%になるよう、図-19に示すように上端面に強制変位を与えることでシミュレートした。初期飽和度は90%と100%の2ケースとした。

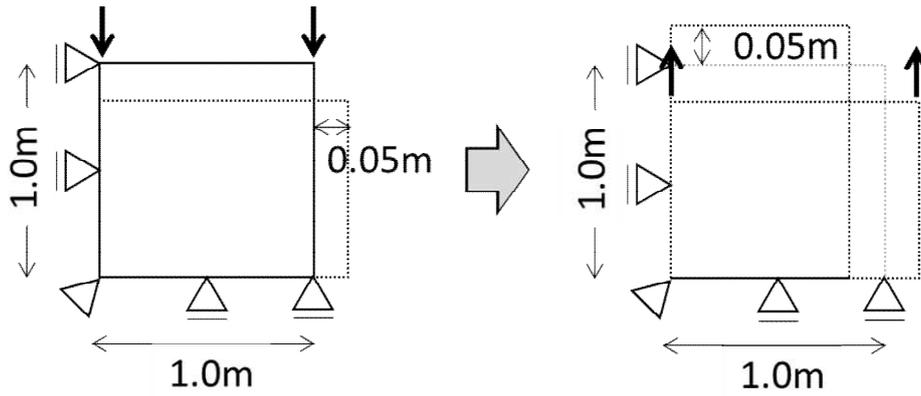


図-19 解析条件

表-5 解析パラメータ(不飽和弾塑性体：Se-Hardening モデル)

Compression index λ	0.0297
Swelling index κ	0.009
Initial void ratio e	0.528
Se-hardening model parameters a	5.0
n_s	1.2
EC model parameter n_E	1.5
Coefficient of in-situ earth pressure at rest K_i	1.0
Initial effective overburden pressure σ'_{vi} (kPa/m ²)	110.97
Initial suction s (kPa/m ²)	30.5
Initial pore water pressure p_w (kPa/m ²)	0.0
Initial pore air pressure p_a (kPa/m ²)	30.0
Bulk modulus of pore water pressure K_w (kPa/m ²)	4.0E+05
Subloading parameter u_0	0.05
Similarity center rate c_0	30
Hardening parameters by shear μ	2.0
M_d	0.8
Rotational hardening parameter M_r	0.8
Minimum value of R R_{min}	0.2

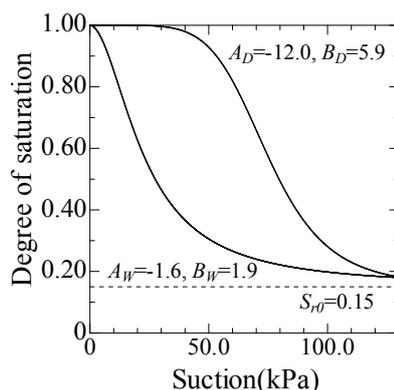


図-20 水分特性曲線

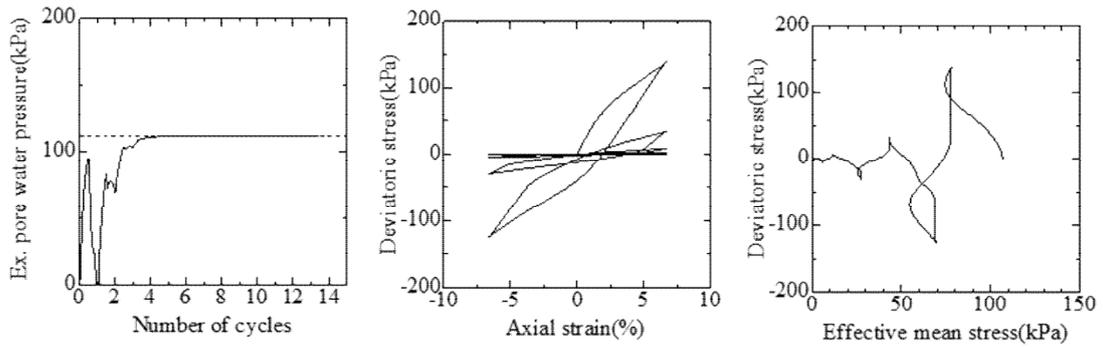
図-21,22 に飽和土と不飽和土の液状化解析を行った結果を示す。図-21,22 (a)(b)(c)はそれぞれ繰り返し回数と過剰間隙水圧関係，有効応力-ひずみ関係及び応力経路を示す。図-21,22 (a)中の点線は初期有効応力を示す。飽和土は繰返し回数 4 回目で過剰間隙水圧が初期有効応力に等しくなり(図-21(a))，不飽和土では 6 回目で等しくなることが分かる(図-22(a)より)。また図-21(b)，図-22(b)を見ると，飽和土では繰返し 4 回目で平均有効主応力がほぼ 0.0kPa になるのに対し，不飽和土では 10 回繰返し载荷を行っても，同様の傾向を示さない結果を得た。さらに図-21(c)，図-22(c)より，飽和土では有効応力がほぼ 0.0 kPa になるのに対し，不飽和土では 3.5 kPa 程度の有効応力で一定になっていることが分かる。このとき，図-23 に不飽和土の液状化解析で得たサクシオン-飽和度関係を示す。図-23 より，繰返し载荷を行っても土試料が飽和化せず，サクシオンと飽和度がある一定値に収束することが分かる。このサクシオンにより，有効応力が 0.0 kPa にならなかったといえる。

Yoshimi *et al.*¹⁷⁾の研究成果から，飽和度が 95%の場合，完全飽和状態よりも急激に液状化強度が増加するが，それ以上飽和度を下げても液状化強度は大きく増加しないことが分かっている。このことから，飽和度 95%及び 80%のケースについて同様の解析を行ったところ，図-24 に示すサクシオン-飽和度関係が 90%の飽和状態のケースとほとんど同じ傾向を示した。さらに，図-25 に示す繰返し回数と過剰間隙水圧関係から，過剰間隙水圧が収束するときの繰返し回数はいずれも 6 回目となり，飽和度に依らず同じであった。これらのことから，不飽和地盤で液状化強度が大きくなるのは，载荷時にサクシオンが変化することにより有効応力が増加するためであると考えられる。また，液状化強度の増加は不飽和度の程度に依らないことが分かった。

Okumura and Soga¹⁸⁾や風間ら¹⁹⁾は，不飽和地盤の液状化発生条件を間隙気体圧が初期有効応力に等しくなるときと考えている。そこで，図-26 に繰返し回数と有効応力及び間隙気体圧関係についてまとめた結果を示す。図中の点線は初期有効応力である。図-26 から，繰返し回数 3 回目で間隙気体圧が初期有効応力に等しくなることが分かる。しかし，このとき有効

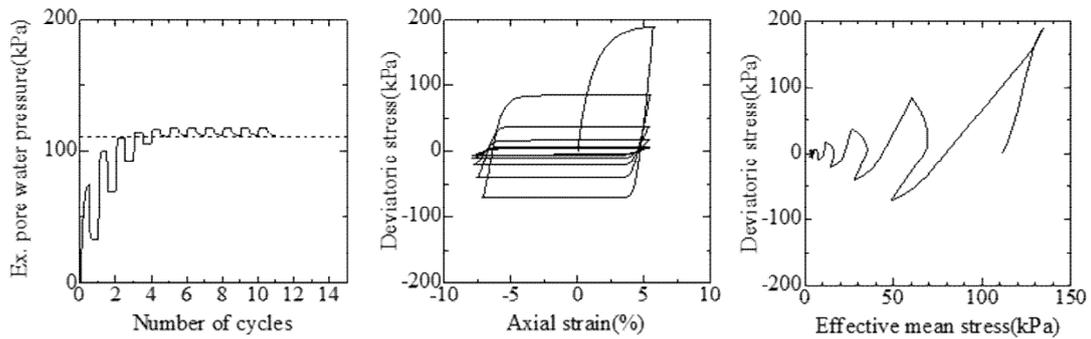
応力が値を持つため、間隙気体圧が有効応力に等しくなることを不飽和地盤の液状化発生条件とすると、液状化強度を過小に評価してしまう可能性があるといえる。

このように、飽和度の違いが液状化強度に及ぼす影響について土/水/気体連成の力学体系を用いることにより、繰返し载荷時の力学挙動をより詳細に検討することができることを示した。



(a) 繰返し回数-過剰間隙水圧関係 (b) 応力-ひずみ関係 (c) 応力経路

図-21 飽和度 100%の土試料を用いた液状化解析結果



(a) 繰返し回数-過剰間隙水圧関係 (b) 応力-ひずみ関係 (c) 応力経路

図-22 飽和度 90%の土試料を用いた液状化解析結果

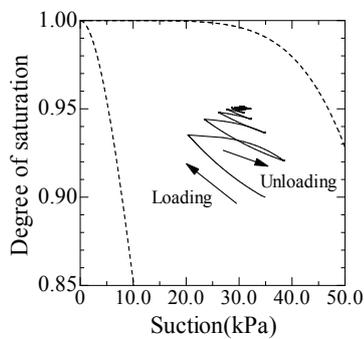


図-23 サクション-飽和度関係

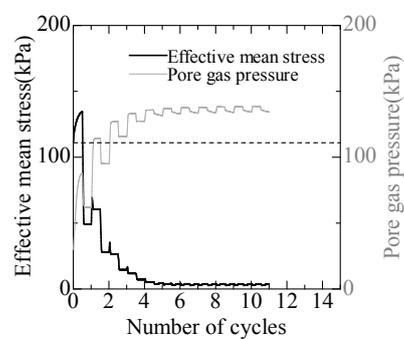


図-24 繰返し回数と有効応力/間隙気体圧関係

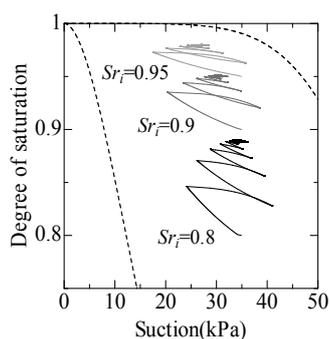


図-25 サクション-飽和度関係

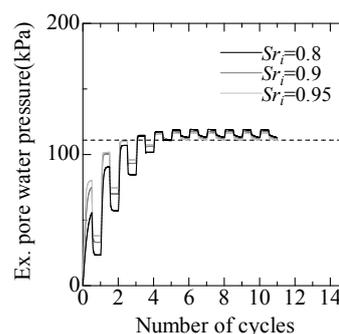


図-26 繰り返し回数と間隙水圧関係

Ap-3-2 真空圧密

真空圧密工法は、改良したい地盤内に多数の鉛直ドレーンを打設した後、地表面に排水層として水平ドレーン及び有孔集水管を敷設する。その上を気密シートで覆い、排水層につないだ真空ポンプを運転させることで、排水層、鉛直ドレーンを減圧する。このとき、鉛直ドレーンと地盤との間で水頭差が生じることで、粘性土層の間隙水が排水され、圧密が促進される工法である。載荷盛土工法の場合に発生する外向きの地盤変形を抑制し、地盤のせん断破壊を防ぐことができる。しかし、実際に真空圧密工法を実施した事例で、気密シート下の地盤内間隙水圧を測定すると、真空圧に到達していなかった例が報告されている²⁰⁾。例えば、地盤の間隙水中に気体が溶解している場合、真空圧密では負圧を作用させるため、溶解気体の気化が生じることで地盤が不飽和化する可能性があるといえる。このとき、地盤内には真空載荷圧よりも小さい載荷圧しか作用せず、排水能の低下により圧密が妨げられると考えられる。そこで本節では、溶解気体の気化が真空圧密に及ぼす影響について、溶解気体を考慮できる数理モデルを組み合わせたプログラムを用いて検討する。解析に用いたメッシュ図及び材料パラメータをそれぞれ図-27、表-6に示す。材料パラメータには、真空圧密が実施された地盤の再現解析が行われた既往の研究成果を参考に設定した²¹⁾。上端面に真空圧である -101.3kPa の負圧を瞬時に載荷し、一定時間放置した。土/水/気体連成解析を用いる場合を CASE1、土/水/気体連成解析に溶解気体の状態変化を考慮したモデルを用いる場合を CASE2 とする。

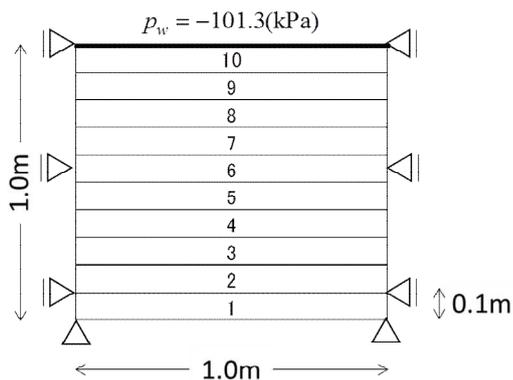


図-27 解析メッシュ

表-6 解析パラメータ

Compression index λ	0.614
Swelling index κ	0.17
Initial void ratio e	1.0
Grain density G_s	2.7
Se-hardening model parameters a	90
n_s	1.0
Initial saturation S_r	1.0
EC model parameters n_E	1.5
Bulk modulus of pore water pressure K_w (kPa/m ²)	4.0E+05
Coefficient of permeability k_w (cm/sec)	4.0E-07
Coefficient of air permeability k_a (cm/sec)	4.0E-05
Amount of substance M_d (g/mol)	28.8
Gas constant R (J/K · mol)	8.31
Temperature T (K)	288.15
Henry's law parameter k_h (g/kPa)	0.173

図-28 に真空圧を与えてから 180 日後の地盤内飽和度分布を示す。図中の白プロットは CASE1 の結果であり、黒プロットは CASE2 の結果である。図-28 より、CASE1 では真空圧を作用させても飽和度は変化しないが、CASE2 では不飽和化が生じた。これは、地盤内に負圧が生じることでサクションが増加し、図-29 に示すサクション-飽和度関係から、不飽和化が生じるためである。このとき、地表面ほど飽和度が小さくなる傾向を示した。図-30 に深さ 0.5m における真空圧(間隙水圧)及び上面沈下量の時間変化を示す。これらの結果から、CASE1 では上端面に与えた真空圧がすぐに地盤内に伝わるのが分かる。一方、CASE2 では間隙水圧応答が鈍く、地盤内に真空圧に等しい圧力が加わるまでに時間を有する結果を得た。これ

は、地盤が不飽和化することが原因であるといえる。このことから、不飽和化に伴い、真空
 載荷圧の伝達に時間を要するため、所定の圧密度を確保するために真空ポンプの運転期間の
 延長が必要になると考えられる。次に、上面沈下量を比較すると、最終的に地盤内の間隙水
 圧が真空圧に等しくなるにも関わらず、CASE2 で得た沈下量が CASE1 よりも小さいことが
 分かる。このとき、図-31 に、地盤深さ 5m における間隙気体圧変化を示す。溶解気体の気化
 により、間隙気体圧が変化することが分かる。間隙気体圧が真空載荷圧の一部を受け持つた
 め、地盤内に作用する有効応力が小さくなる結果、沈下量が小さくなったといえる。

このように、溶解気体を考慮できるモデルを組み合わせることで、真空圧密工法のような、
 負圧に伴う不飽和化が問題となるようなケースについてもアプローチすることが可能である
 ことを示した。

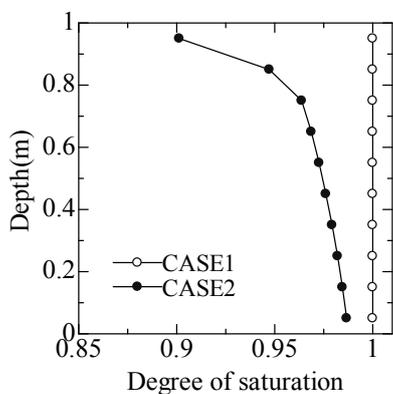


図-28 飽和度分布

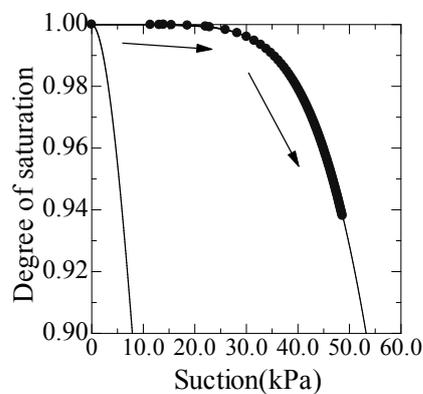


図-29 サクション-飽和度関係

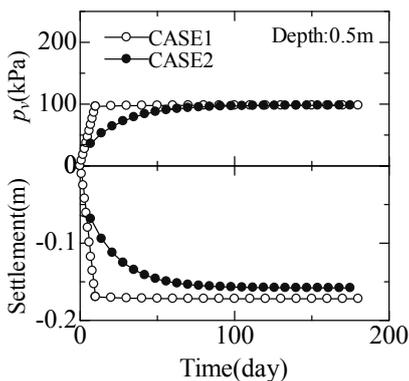


図-30 真空圧/上面沈下量の時間変化

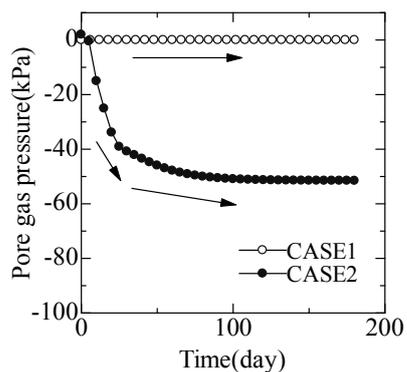


図-31 間隙気体圧変化

参考文献

- 1) Hashiguchi, K., Subloading surface model in unconventional plasticity, *Int. J. Solids Struct.*, Vol.25, pp.917-945, 1989.
- 2) Asaoka, A., Nakano, M., and Noda, T., Superloading yield surface concept for highly structured soil behavior, *Soils and Foundations*, Vol.40, No.2, pp.99-110, 2000.
- 3) Alonso, E. E., Gens, A. and Josa, A.: A constitutive model for partially saturated soils, *Geotechnique*, Vol.40, No.3, pp.405-430, 1990.
- 4) Kohgo, Y., Nakano, M. and Miyazaki, T.: Theoretical aspects of constitutive modeling for unsaturated soils, *Soils and Foundations*, Vol.33, No.4, pp.49-63, 1993.
- 5) 軽部大蔵, 加藤正司, 浜田耕一, 本田道識. 不飽和土の間隙水の状態と土塊の力学挙動の関係について. 土木学会論文集, Vol.34, No. 535, 83-92, 1996.
- 6) T. Akaki, S. Kimoto and F. Oka, Chemo-thermo-mechanically coupled seismic analysis of methane hydrate-bearing sediments during a predicted Nankai Trough Earthquake, *International Journal for Numerical and Analytical Method in Geomechanics*, Vol.40, Issue.16, pp.2207-2237, 2016.
- 7) Ohnishi, Y., Shibata, H. and Kobayashi, A., Development of finite element code for the analysis of coupled Thermo-Hydro-Mechanical behaviors of a saturated-unsaturated medium, *Proc. of Int. Symp. on Coupled Process Affecting the Performance of a Nuclear Waste Repository*, Berkeley, pp.263-268, 1985.
- 8) E.W.ダイクストラ, C.A.R.ホーア, O.J.ダール共著, 野下浩平翻訳; 構造化プログラミング, サイエンス社, 1975.
- 9) 赤井浩一; 土質力学, 朝倉書店, pp.69-74, 1966.
- 10) Simon, B. R., Zienkiewicz, O. C. and Paul, D. K., An analytical solution for the transient response of saturated porous elastic solids, *Int. J. Numer. Annual. Methods Geomech.*, Vol.8, pp.381-398, 1984.
- 11) Simon, B. R., Wu, J. S. S., Zienkiewicz, O. C. and Paul, D. K., Evaluation of u-w and u- π finite element methods for the dynamic response of saturated porous media using one-dimensional models. *Int. J. Numer. Annual. Methods Geomech.*, Vol.10, pp.461-482, 1986.
- 12) 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.
- 13) Kawai, K., Iizuka, A., Hayakawa, E. & Wang, W.: Non-uniform settlement of compacted earth structures caused by the deformation characteristics of unsaturated soil on wetting, *Soils and*

Foundations, Vol.47, No.2, pp.195-206, 2007.

- 14) 大野進太郎, 飯塚敦, 太田秀樹. 非線形コントラクタンシー表現式を用いた土の弾塑性構成モデル. 応用力学論文集, Vol.9, 407-414, 2006.
- 15) 西垣誠, 小松満, 藤井直, 大内正敏; 液状化防止を目的とした地盤の不飽和化に関する実験的研究, 土木学会論文集 C, Vol.64, No.2, pp.340-352, 2008.
- 16) Chaney, R.C.: Saturation effects on the cyclic strength of sands, *ASCE*, Vol.1, pp.342-358, 1978.
- 17) Yoshimi, Y., Tanaka, K. & Tokimatsu, K.: Liquefaction resistance of partially saturated sand, *Soils and Foundations*, Vol.29, No.3, pp.157-162, 1989.
- 18) Okumura, M. and Soga, Y., Effects of pore fluid compressibility on liquefaction resistance of partially saturated sand, *Soils and Foundations*, Vol.46, No.5, pp.695-700, 2006.
- 19) 風間基樹, 高村浩之, 海野寿康, 仙頭紀明, 渦岡良介: 不飽和火山灰質砂質土の液状化機構について, 土木学会論文集 C, Vol.62, No.2, pp.546-561, 2006.
- 20) 荒井亜紀, 竹山智英, 青木孝憲, 中熊和義, 本田周成, 太田秀樹: マクロエレメント法の真空圧密工法への適用 (その2), 第43回地盤工学研究発表会, pp.889-890. 2008.
- 21) 平田昌史, 福田淳, 信田潤一, 山田耕一, 川井田実; 真空圧密工法を用いた超軟弱地盤における載荷盛土の施工事例, 土木建設技術発表会 2010 概要集, 土木学会, 建設技術研究委員会, pp.171-178, 2010.

神戸大学博士論文「海底地盤の力学性状把握に関する基礎的研究」全頁158頁

提出日 2016年1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。

© 杉山 友理

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。