

LAT 実験および数値解析による  
液状化・流動化挙動に関する基礎的検討

研究課題番号 13650535

平成 13 年度～14 年度 科学研究費補助金 基盤研究(C)(2)

研究成果報告書

平成 15 年 3 月

研究代表者 山 田 恭 央

(筑波大学機能工学系教授)

平成 13 年度～14 年度 科学研究費補助金 基盤研究(C)(2)  
研究成果報告書

1. 研究課題： LAT 実験および数値解析による液状化・流動化挙動に関する基礎的検討
2. 課題番号： 13650535
3. 研究組織：

研究代表者	山 田 恭 央	(筑波大学機能工学系教授)
研究分担者	松 島 亘 志	(筑波大学機能工学系助教授)

4. 研究経費：

平成 13 年度	1,700,000 円
平成 14 年度	1,800,000 円
合計	3,500,000 円

5. 研究発表

Matsushima, T. and Saomoto, H.: Discrete Element Modeling for Irregularly-shaped Sand Grains, Proc. NUMGE2002: Numerical Methods in Geotechnical Engineering, Mestat (ed.), pp. 239-246, 2002.

松島亘志, 竿本英貴: 複雑な砂粒子形状の個別要素法モデル化手法の提案, 第 37 回地盤工学研究発表会, pp.357-358, 2002.

岩田直泰, 松本優明, 松島亘志, 山田恭央: 液状化による側方流動時の剛性回復特性とその評価, 第 37 回地盤工学研究発表会, pp.1999-2000, 2002

坪川洋友, 竿本英貴, 松島亘志, 山田恭央: LAT による粒状体内部構造評価とその精度, 土木学会第 57 回年次学術講演会講演概要集, Vol. III, pp.1369-1370, 2002.

松本優明, 岩田直泰, 松島亘志, 山田恭央: 液状化に伴う側方流動の個別要素法シミュレーション, 土木学会第 57 回年次学術講演会講演概要集, Vol. III, pp. 947-948, 2002.

岩田直泰, 松本優明, 松島亘志, 山田恭央: 液状化流動地盤の間隙水圧消散特性および側方変形特性評価, 土木学会第 57 回年次学術講演会講演概要集, Vol. III, pp.1163-1164, 2002

松本優明, 竿本英貴, 松島亘志, 山田恭央: 液状化に伴う流動におけるミクロ構造の個別要素法解析, 第 38 回地盤工学研究発表会, 2003 (発表予定)

戸田研吾, 竿本英貴, 松本優明, 松島亘志, 山田恭央: 不規則形状粒子を用いた個別要素法による中空ねじりせん断試験シミュレーション, 第 38 回地盤工学研究発表会, 2003 (発表予定)

竿本英貴, 松島亘志, 山田恭央: デジタル画像を利用した粒子一流体系内部の速度場計測, 土木学会第 58 回年次学術講演会, 2003 (発表予定)

Saomoto, H., Matsushima, T. and Yamada, Y.: Direct Simulation and Experimental Observation of Particle-Fluid System, 16th Engineering Mechanics Conference, ASCE., 2003. (In preparation)

Matsushima, T., Saomoto, H., Matsumoto, M., Toda, K. and Yamada, Y.: Discrete Element Simulation of an Assembly of Irregularly-Shaped Grains: Quantitative Comparison with Experiments, 16th Engineering Mechanics Conference, ASCE., 2003. (In preparation)

## 概 要

地盤の液状化・流動化問題は、大地震の際の大都市臨海部の被害に大きく影響を及ぼすと考えられているが、その挙動は複雑で未解明の部分が多い。現在、地盤・間隙水系を連続体として検討する研究が多く行われているが、その場合、固体→液体→固体のように振る舞う地盤材料を、あたかも別の材料のように取り扱うことになり、本質的な現象の解明に届き得ない。そこで本研究は、ミクロな立場から地盤粒子―間隙流体の挙動を観察するための新たなツールを開発すること、及びそれを用いて液状化・流動化現象の本質に迫り、被害想定および事前対策における地盤のモデル化の際に有用な情報を得ることを目的とした。

まず、排水制御可能な中空ねじり試験により、豊浦砂の液状化・流動化挙動を要素レベルで再現し、基礎情報を収集した。その結果、液状化後の過剰間隙水圧の消散は、流動変位に支配的ではなく、材料としての剛性回復メカニズムが重要であること、その剛性回復挙動は繰り返し載荷時の破壊線に沿った強度回復挙動の延長として捉えられること、そしてその剛性回復挙動は正規化累積損失エネルギーにより妥当に評価できること、しかしこの累積損失エネルギーは与えられた外力による応答の積算であり、純粋な状態量としては微視的な構造変化に基づいた新しい評価手法が必要であること、などを明らかにした。

次に、上述の結果を受けて、3次元粒状体内部構造の可視化手法であるLAT(Laser-Aided Tomography)を用いて、地盤の液状化・流動化挙動をミクロに観察するシステムの構築を試みた。まず、LATの精度の検証を詳細に行い、LATから定量的な情報を取得する際の基礎検討を行った。次に、ミクロとマクロの情報の同時計測を意図して、LAT平面歪み試験装置を製作した。特に非排水状態での試験を精度良く行うために、セル付の試験装置とし、飽和度の確認、比較的拘束圧の高い状態での試験を可能とした。更に、これまで主に粒子挙動の計測を主目的としてきたLATにおいて、間隙流体の挙動を同時に計測するシステムの構築も試みた。高画質・高速度の画像取得システムと組み合わせ、飽和した粒状体中に埋め込んだアクリル棒の引き抜き実験という簡単な系での適用を検討した。

一方、液状化・流動化挙動に関する数値解析的アプローチも試みた。まず、間隙流体を考えない、定体積個別要素法シミュレーションにより、非排水条件での地盤材料要素の液状化・流動化挙動をかなりの程度再現できることを明らかにし、その際の接触点分布の時間変化等、実験では得ることの難しい情報について検討した。その結果、有効応力の減少に伴う配位数の減少はそれほど顕著ではなく、各接触点が伝達する接触力の減少が有効応力の減少に支配的であること、液状化後の単調載荷過程では、ある閾値以上の配位数に達した時点で剛性回復が生じるが、そこに至る過程では、粒子の柱構造の生滅が繰り返されることにより、単調な増加ではなく複雑な増減を繰り返し、剛性回復の予測には役立たないこと、剛性回復後の粒状体は極めて大きな異方性を有し、流動方向と逆向きの載荷には極めて弱い構造であること、更に、繰り返し載荷による供試体の「乱れ」の状態量を、配位数よりも広義の概念である「粒子間距離」で評価することが有効であること、などを明らかにした。最後に、部分排水条件等、より一般的な条件下での粒子―流体系の相互作用を精密に解析するためのシミュレーション手法に関して、主に機械工学の分野で盛んに研究されている既往の手法の整理を行い、地盤の液状化・流動化問題に対する適用性を検討した。

本報告で示した内容は未だ研究途上のものも多いが、ここで得られた知見、新たに開発された手法を用いて検討を重ねれば、今後更に多くの知見を得ることが期待される。

## 目 次

1. 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 既往の研究	2
1.3 本研究の目的と内容	3
2. 中空ねじり装置による豊浦砂の液状化・流動化試験	4
2.1 本章の目的	4
2.2 実験の概要	4
2.3 実験ケースと基本応答	9
2.4 液状化特性に関する基本性質	10
2.5 液状化後の単調載荷における剛性回復：基本特性	13
2.6 材料の剛性回復が早いか、過剰間隙水圧の消散が早いか？	15
2.7 繰り返しせん断時の構成則と剛性回復過程の関係	16
2.8 累積損失エネルギーによる剛性回復過程の評価	17
2.9 本章のまとめ	20
3. LAT の高精度化	22
3.1 本章の目的	22
3.2. LAT の概要	22
3.3 画像処理法	24
3.4 単一粒子解析による精度の検証	26
3.5 3次元粒状体の内部構造解析	27
3.6 本章のまとめ	33
4. LAT/PSC 試験	34
4.1 本章の目的	34
4.2 LAT/PSC 試験装置の概要	34
4.3 実験結果	36
4.4 本章のまとめ	40
5. LAT による粒子-流体挙動同時計測の試み	41
5.1 本章の目的	41
5.2 可視化手法とデジタル画像の取得方法	41
5.3 可視化実験 1(パターン検出プログラムの検証)	43



5.4 実験結果と考察	45
5.5 可視化実験 2(粒子-流体内部の速度場計測)	47
5.6 実験結果と考察	49
5.7 本章のまとめ	53
6. 2次元個別要素法による液状化・流動化挙動シミュレーション	54
6.1 本章の目的	54
6.2 正多角形個別要素法の概要	54
6.3 定体積繰り返し液状化→単調載荷のシミュレーション概要	55
6.4 繰り返し載荷シミュレーション結果の考察	57
6.5 液状化後の単調載荷シミュレーションの結果	59
6.6 粒子接触点に関する詳細検討	60
6.7 粒子骨格の乱れの表現	63
6.8 本章のまとめ	66
7. 砂の不規則粒子形状を考慮した3次元個別要素法の開発	68
7.1 本章の目的	68
7.2 複雑な粒子形状のモデル化手法	68
7.3 不規則形状粒子を用いた個別要素法解析例	71
7.4 本章のまとめ	75
8. 粒子・流体系の精緻なシミュレーション手法の開発を目指して	76
8.1 本章の目的	76
8.2 既往の解析手法の調査と分類	76
8.3 液状化・流動化解析への適用性の検討	79
8.4 本章のまとめ	80
9. 結論	82

# 1. 序論

## 1.1 研究の背景

液状化に伴う流動は、液状化してせん断抵抗力を失った地盤が、数 m にも達する大きな変位を生じる現象である[1]。古くは 1964 年の新潟地震、1983 年の日本海中部地震において、0.5%~3%程度の緩傾斜地盤が最大 5m ないし 8m の水平変位を生じた。これは、強い地震動によって地盤が液体状になり、せん断抵抗が殆どなくなってしまったために、非常に緩やかな斜面でも重力によって下流へと流動したものである。一方、1995 年の兵庫県南部地震においては、海岸線の護岸背後 200~300m もの広い領域で、最大 5m あまりの水平変位を生じた。これは地震によって護岸構造が海側へせり出し、支えを失った液状化地盤が、やはり液体のように流動したと考えられている。そう考えないと、護岸から 100m 以上も離れた地盤が大変形することが説明できない。

液状化とそれに伴う流動によって、橋梁や建物の基礎杭、あるいは埋設管などが被害を受ける。これは大きな水平変位によって地中の構造物が押し流されようとする、一種の流体力が原因である。日本海中部地震では、ガス管などの埋設管が引張り力によって破断したり、圧縮力によって折れ曲がる、あるいは座屈して地面から飛び出すような被害が見られた。このような埋設管の被害は、火災などの 2 次災害、復旧作業の遅れなどの 3 次災害を引き起こす。また新潟地震や兵庫県南部地震では、建物の基礎杭が流動力によって破断または破損し、上部の建物が大きく傾く被害が生じた。基礎杭被害の場合、建物自体は地震動に対して健全でも建て直しが必要となり、そのコストは甚大である。このような影響度の大きさにも関わらず、大きな流動変位に対する地中構造物の安定性は、兵庫県南部地震以前の設計体系では考慮されておらず、地震後、設計体系の見直しが行われつつあるが、現状では急場しのぎの感が強い。

我が国では海岸線沿いに多くの大都市あるいはコンビナートが立地しており、このような液状化・流動化危険地域における埋設管や杭基礎の危険度評価、および適切な設計体系の立案の重要性はきわめて高い。平成 14 年度(2002 年)に文部科学省が立ち上げた大規模大震災軽減特別プロジェクト[2]の中でも、「側方流動に対する基礎の破壊メカニズム解明と耐震性向上の研究」が大きな柱として取り上げられている。

元々、流動する地盤の材料特性には未解明の部分が多い。「液体状になる」といっても実際には土粒子と間隙水の混相系であり、それがどのような材料挙動を示すかは、非常に難しい問題である。液状化した土を流体と見なす解析も試みられているが[3]、等価流体の材料特性を決定することは極めて困難である。また流動した地盤材料は、たとえ過剰間隙水圧の消散がなくても、ある大きさ以上のせん断歪みに到達すると急激にせん断剛性が回復し、その後は再び固体のように振る舞うことがわかっている[4]。このような複雑な材料特性をどのようにモデル化するかが第一の問題である。

更に、境界値問題としての流動変位の予測や、そのような材料中に埋設管や杭のような構造物が存在する場合の相互作用、それらの構造物の破壊挙動、などの多くの問題が絡んでくる。これらは有限変形問題特有の数値解析上の困難に加え、歪みの局所化の問題、現象の 3 次元性なども関係してくる。このような境界値問題としての困難が第二の問題と位置づけられる。

これらの現象の定量評価を経て、最終的に、合理的な設計体系に行き着くことになるが、現在はその端緒についたばかりである。

## 1.2 既往の研究

前述の通り、液状化に伴う流動に関する研究が本格的に行われ始めたのは、1995 年の兵庫県南部地震以降である。それらの詳細は、文献[1][5]などに詳しく示されている。これらを見ると、現在までに行われている研究は、(1)被害事例の調査、(2)液状化して流動する地盤の材料特性に関する実験的研究とそのモデル化、(3)流動地盤が構造物に与える影響に関する模型実験、(4)流動地盤と構造物の数値解析、(5)被害調査結果および実験結果を基にした設計法および対策工の立案とその検証、などに分類できる。このうち(2)に関しては、中空ねじりせん断試験機を用い、液状化ののち単調載荷を行う方法[4]、それから(3)とも関わるが、液状化させた模型地盤中で円柱を動かす方法[6]などが試みられている。前者の実験では材料を固体的に扱い、時間挙動を追うような検討はまだ行われていない。一方後者の実験では、いわゆる流体力学での「円柱周りの流れ」を意識したような、流体力学的な取り扱いを行い、液状化地盤の粘性係数などを求めている。レオロジー的な考え方から言えば、液状化地盤が固体か流体かという議論は意味をなさない。あらゆる物質は多かれ少なかれ両方の性質を有している。問題は、中間的な性質を有していると思われる液状化地盤の材料特性を如何に適切に定めるか、ということである。そのためには、「何故そのような性質を有しているか」という理由を突き詰めねばならず、これは液状化地盤材料の微視的な挙動を検討することに他ならない。液状化の対象となる砂質土は、砂粒子間の接触点を介して応力を伝達し、それが固体的な性質の本質である。一方、液状化によって砂粒子が間隙水中に浮いたような状態になると、土粒子と間隙水の微視的相互作用が材料の性質を決める。これは極めて高濃度の固液混相系であり、土木工学の分野に限らず、機械工学、粉体工学などの分野においても最先端の研究対象である。このような複雑な微視的メカニズムを正しく理解することで、地盤の液状化・流動化問題に対して、より高度なアプローチが可能になるものと考えられる。

## 1.3 本研究の目的と内容

上記のことを踏まえ、本研究は、液状化地盤材料の微視的な振る舞い、すなわち粒子および間隙水の運動とそのメカニズムを検討することを目的とする。このような検討は今までほとんど行われておらず、検討のためのツールが全く発達していないのが現状である。そこで本研究では、液状化した粒状材料の微視的挙動を把握するための実験的および解析的なツール作りに多くの労力を費やしている。以下に具体的な研究内容を示す。

まず次章では、通常の豊浦砂を用いた中空ねじり試験より、地盤材料の液状化・流動化挙動を要素レベルで再現し、基礎情報を収集する。特に部分排水状態での試験も行い、液状化後の過剰間隙水圧消散の影響についても検討を行う。続いて 3 章、4 章、5 章では、3 次元粒状体内部構造の可視化手法である LAT(Laser-Aided Tomography)を用いて、地盤の液状化・流動化挙動をミクロに観察するシステムの構築を試みる。まず、3 章で LAT の精度の検証を詳細に行い、LAT から定量的な情報を取得する際の基礎検討を行う。つづく 4 章では、ミクロとマクロの情報の同時計測を意図して製作した、LAT 平面歪み試験装置について述べる。本装置は、特に非排水状態での試験を精度良く行うために、セル付の試験装置とし、飽和度

の確認、比較的拘束圧の高い状態での試験を可能としている。更に 5 章では、これまで主に粒子挙動の計測を主目的としてきた LAT において、間隙流体の挙動を同時に計測するシステムの構築を試みる。高画質・高速度の画像取得システムと組み合わせ、飽和した粒状体中に埋め込まれたアクリル棒の引き抜き実験を通して、その適用性を検討する。

後半の 6 章、7 章、8 章は数値解析に関するものである。6 章では、離散的な数値解析法である個別要素法を用いて、液状化・流動化地盤の微視的挙動についての検討を行う。ここでは、間隙流体を考えない定体積シミュレーションにより、非排水条件での地盤材料の液状化・流動化挙動をかなりの程度再現できることを明らかにし、その際の接触点分布の時間変化等、実験では得ることの難しい情報について検討する。つづく 7 章では、実際の砂地盤の要素挙動を定量的に解析することを目指して、実際の不規則形状粒子を直接モデル化して個別要素法に組み込む手法について検討し、2 次元および 3 次元解析を通して、その有効性の検証を行う。そして 8 章では、部分排水条件等、より一般的な条件下での粒子-流体系の相互作用を解析するためのシミュレーション手法の開発を意図して、既存の高濃度固液混相系の解析手法についての文献の整理を行い、各手法の適用性を探る。

最後に 9 章において、以上の結果をまとめ、今後の研究の方向性についての議論を行う。

## 1 章の参考文献

- [1] 液状化に伴う地盤の流動と構造物への影響、土と基礎講座、Ser. No. 496～507, 1999.5～2000.4.
- [2] 大規模大震災軽減プロジェクト <http://www.kedn.bosai.go.jp/>
- [3] 佐藤忠信、文龍、渦岡良介：傾斜地盤の液状化・流動過程のシミュレーション、土木学会論文集, Vol.722, No.III-61, 109-119, 2002.
- [4] 安田進、吉田望、安達健司、規矩大義、五瀬伸吾、増田民夫：液状化に伴う流動の簡易評価法、土木学会論文集、638, III-49, 71-89, 1999.
- [5] 液状化メカニズム・予測法と設計法に関するシンポジウム論文集、地盤工学会, 1999.
- [6] 東畑郁生：地盤流動が地中構造物に与える影響、地震時の地盤・土構造物の流動性と永久変形に関するシンポジウム論文集、地盤工学会、71-86, 1998.

## 2. 中空ねじり装置による豊浦砂の液状化・流動化試験

### 2.1 本章の目的

本章では、液状化とそれに伴う流動現象をミクロな視点から検討するに当たり、まず通常のマクロな現象の再確認と、現象を支配する要因の抽出を目的として、豊浦砂を用いた中空ねじり試験による液状化・流動化実験を行う。具体的には、既往の実験的検討[1]を踏まえた液状化後の単調載荷試験を行い、完全非排水状態でも剛性が回復する現象について基礎的なデータを収集する。その上で、本実験室で開発された排水制御システムを利用した部分排水試験により、過剰間隙水圧の消散過程が流動に及ぼす影響について検討を加える。更に液状化の度合いの指標として提案されている累積損失エネルギーが、流動現象にも有効であるかの検討を行う。以上を踏まえ、問題の所在とミクロな視点の必要性について議論し、次章以降につなげる。なお、本章の内容は(岩田直泰: 液状化流動地盤の剛性回復特性、筑波大学修士論文, 2002.)に基づく。

### 2.2 実験の概要

#### 2.2.1 中空ねじりせん断試験装置の概要

Fig.2-1 に本研究で用いた、中空ねじりせん断試験装置の概略図を示す。鉛直方向荷重はベロフラム・シリンダーによって伝達され、ねじりせん断力は動的制御サーボ装置に接続されており、電圧を送ることにより任意のトルク出力が可能な油圧アクチュエータにより伝達される。試験中、個々のデータは試験機に設置されている各検出器により測定される。過剰間隙水圧及びセル圧は三軸室内に接続されている排水経路に設置した圧力計から、軸力及びトルク(せん断応力)は軸に取り付けられた鉛直荷重計とトルク計から、垂直変位はダイヤルゲージから、供試体の体積変化はピストンの相対移動量から、回転角(せん断ひずみ)は回転変位計からそれぞれ計測される。

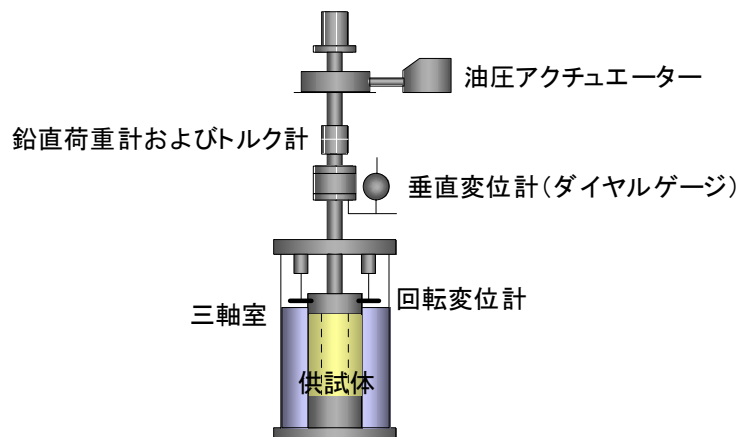


Fig.2-1 中空ねじりせん断試験装置概略図

供試体の成形は、共通液状化試験において採用されている空中落下法を用いた。具体的には、漏斗により空気乾燥砂を空中自由落下させ、セル台をプラスチックハンマーで打撃することにより、目標の相対密度になるように、供試体を作成した。

供試体の飽和は、供試体内の空気を二酸化炭素に置換して次に脱気水を流すという方法により行い、最終的な飽和度が Skempton の B 値が 0.95 以上であるという条件で実験を行った。

実験に用いた供試体は、外径 10cm、内径 6cm、高さ 10cm の中空円筒形である。メンブレンには、厚さ 0.2mm の天然ゴム製のものを使用した。その他、実験の詳細は文献[2]を参照のこと。

## 2.2.2 排水量制御システム

実際の地震動の継続時間は数秒から数十秒と比較的短い時間であり、発生した過剰間隙水圧は地震動継続中には消散しないものとみなせるため、通例として液状化試験は非排水状態で実施される。しかし、礫質地盤や液状化層が浅く排水距離が短い地盤は、ある程度排水の効果を期待できるものと考えられる。さらに、最近では、液状化対策工として地盤の透水性を改善し、排水を促進させることによって過剰間隙水圧の上昇を抑制するグラベルドレーン工法のような液状化対策工法が用いられるようになってきている。よって、液状化試験は非排水条件のみでなく部分排水条件でも行うことが工学的にも重要となる。

本研究で使用した、排水量制御システムは、ステッピングモーターにより動作する精密位置決めテーブルにピストンを接続し、ステッピングモーターを電氣的に制御することでピストンを動かし、供試体に接続することで部分排水状態をシミュレーションするものである。Fig.2-2 にシステムの概要図を示す。ボールねじのリード 5mm に対してステッピングモーターの分割数 500pulse なので、その分解能は 0.01mm/pulse となる。よって最小排水量は、

$$\left(19.98\text{mm} \times \frac{1}{2}\right)^2 \times \pi \times 0.01\text{mm/pulse} = 3.134\text{mm}^3/\text{pulse} = 3.134 \times 10^{-3}\text{cm}^3/\text{pulse}$$

供試体の内径、外径、高さはそれぞれ 6cm、10cm、10cm であるので、これを体積ひずみに換算すると、

$$3.134 \times 10^{-3} / \left( (5^2 - 3^2) \times \pi \times 10 \right) = 6.24 \times 10^{-6}(\%)$$

になる。

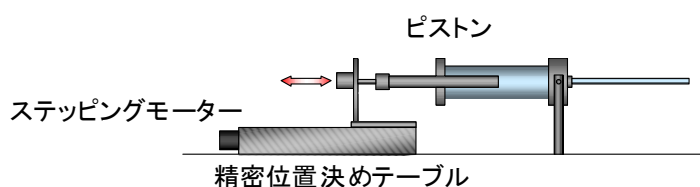
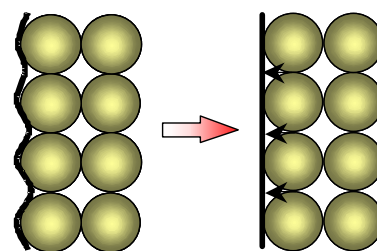


Fig.2-2 排水量制御システム概要図



(a) before loading (b) after loading  
Fig.2-3 メンブレンペネトレーション

精度の高い排水量制御を行うため、本実験ではメンブレンペネトレーション補正を併せて行っている。メンブレンペネトレーション補正とは、Fig2-3 に示すように、土粒子に食い込んでいたメンブレンが載荷中膨張することによって生じる見かけの体積変化に対する補正である。（詳しくは文献[2]を参照。）以下に具

体的な制御手順を示す。メンブレンペネトレーション曲線を真の非排水状態とし、それより上にある場合を排水試験、下にある場合を流入試験とする。今、ステップ  $i$  における、 $\Delta t_i = 1/100\text{sec}$  での排水量の増分  $\Delta v_{di}$  は、過剰間隙水圧  $u_e$  に排水効果係数  $D_e$  と  $\Delta t_i$  を乗じて算出する。

$$\Delta v_{di} = D_e \times u_e \times \Delta t_i$$

排水効果係数については後述する。そのステップでの制御量  $v_{ctrl}$  は、 $\Delta v_{di}$  にメンブレンペネトレーション曲線から決まる体積ひずみ  $v_m$  (流入分  $v_m \leq 0$ ) と今までの総排水量を足したものである。

$$v_{ctrl} = \Delta v_{di} + v_m + \sum_{j=1}^{i-1} \Delta v_{dj}$$

ある過剰間隙水圧での実ひずみをメンブレンペネトレーション曲線上の体積ひずみと等しくなるようにステッピングモーターを組み込んだ精密位置決めテーブルにピストンを取り付け、そのピストンの移動により排水量を制御する。

プログラムとして排水量制御システムを組み込むにあたり以下のようにした。

- ・ 供試体の排水量制御は供試体の体積変化をもとに行う。
- ・ 算定される排水量は供試体からの排水量の増分とする。
- ・ この増分にメンブレンペネトレーション曲線から決まる体積ひずみ (流入分) と、今までの排水量を足したものを制御量とする。
- ・ この制御量と実ひずみの差をピストンの移動ひずみとする。
- ・ ピストンの移動ひずみからピストンの移動量を算定する。

### 2.2.3 排水効果係数

本研究では、Darcy 則の概念に基づき、供試体の単位時間当たりの排水量が過剰間隙水圧に比例するように排水量制御を行った。比例定数は以下の仮定のもとに決めた。

- ・ 地盤要素のモデル化として Fig.2-4 のように単位体積の立方体要素を考える。
- ・ 断面(1)と断面(2)を設定し、両者の位置水頭は等しいものとする。
- ・ 排水はダルシー則に基づき、排水方向は(2)→(1)の方向のみとし、排水は断面(1)のみで行われる。
- ・ 流入はないものと仮定すると、排水量の変化は土要素の体積変化と等しくなる。

以上をふまえて、いま微小距離  $dx$  だけ離れた排水方向に垂直な断面  $x, x+dx$  を考える。 $x$  からの排水量を  $Q$ 、 $x+dx$  への流入量を  $Q+dQ$  とするとダルシー則より、

$$Q = kiA$$

$$Q + dQ = kA \left( i + \frac{\partial}{\partial x} dx \right)$$

であるから、

$$dQ = kA \left( i + \frac{\partial}{\partial x} dx \right) - kiA = kA \frac{\partial}{\partial x} dx = \frac{kA}{\gamma_w} \frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{\partial u_e}{\partial x} \right) dx = -\frac{kA}{\gamma_w} \left( \frac{\partial^2 u_e}{\partial x^2} \right) dx$$

となる。よって、断面(2)～(1)間の単位時間当たりの排水量  $Q$  は、

$$\begin{aligned}
Q &= -\int_{x_1}^{x_2} \frac{kA}{\gamma_w} \left( \frac{\partial^2 u_e}{\partial x^2} \right) dx \\
&= -\frac{kA}{\gamma_w} \int_{x_1}^{x_2} \left( \frac{\partial^2 u_e}{\partial x^2} \right) dx \\
&= \frac{kA}{\gamma_w} \left\{ \left( \frac{\partial u_e}{\partial x} \right)_{x=x_1} - \left( \frac{\partial u_e}{\partial x} \right)_{x=x_2} \right\}
\end{aligned}$$

となる。ここで(2)において過剰間隙水圧  $u_e$  が発生した場合、実際の分布は図の実線の様になると考えられるが、簡単にするため Fig.2-4 の(1)および(2)において、点線の傾きがゼロの分布を仮定すると、

$$Q = \frac{kA}{\gamma_w} \frac{u_e}{x_2 - x_1}$$

$u_e=100\text{kPa}$  の場合、透水路の断面積  $A=1\text{m}^2$ 、透水係数は細砂の場合では  $k=10^{-5}\text{ m/s}$  程度、水の単位体積重量  $\gamma_w=10^3\text{kgf/m}^3$  であるから、単位時間当たりの透水量  $Q\text{ cm}^3/\text{s}$  は、

$$Q = \frac{10^{-5}\text{ m/s} \times 1\text{m}^2 \times 1\text{sec} \times 100\text{kPa}}{10^3\text{ kgf/m}^3 \times 9.8\text{m/sec}^2 \times 1\text{m}} \cdot \frac{1}{1\text{sec}} = 1 \times 10^{-4} (\text{m}^3/\text{sec})$$

となり、これを体積ひずみで考えると、土の要素の体積  $V=1\text{m}^3$  より、

$$\frac{Q}{V} = \frac{1 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{sec}}{1\text{m}^3} = 1 \times 10^{-4} (/s) = 1 \times 10^{-2} (\%/s)$$

となる。排水量の制御はこの値を基準とし排水効果係数  $De$  の値を設定した。定義より、 $De$  は単位時間当たり  $100\text{kPa}$  の過剰間隙水圧が発生した場合の排水量(体積ひずみ)である。本研究では、制御刻み時間を  $0.01\text{sec}$  としたため、基準となる体積ひずみに対する排水効果係数は次のようになる。

$$De = \frac{\Delta v_{di}}{u_e \Delta t_i} = \frac{1 \times 10^{-4}}{100\text{kPa} \cdot 1\text{sec}} = 1 \times 10^{-6} (\text{kPa} \cdot \text{s})^{-1}$$

#### 2.2.4 液状化とその後の単調載荷試験の手順

実験は、応力制御により行った。応力振幅一定の正弦波を繰返しせん断として供試体に載荷することにより供試体を液状化させた後に、載荷応力速度一定の単純せん断を行った。繰返しせん断と単純せん断の分岐条件は、繰返しせん断により液状化し流体状になった供試体が所定のひずみ（以下、分岐ひずみ）に達した時としており、そこで目標せん断応力を  $0\text{kPa}$  に戻し単純せん断を行った。本研究では、分岐ひずみは殆どのケースで  $5\%$  とし、比較のため  $10\%$ 、 $15\%$  のケースも各  $1$  回行っている。

Fig.2-5～2-8 に実験のフロー図を示す。

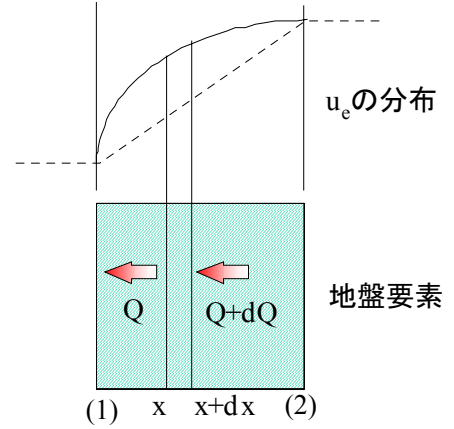


Fig.2-4 排水効果係数算定のための地盤要素のモデル化



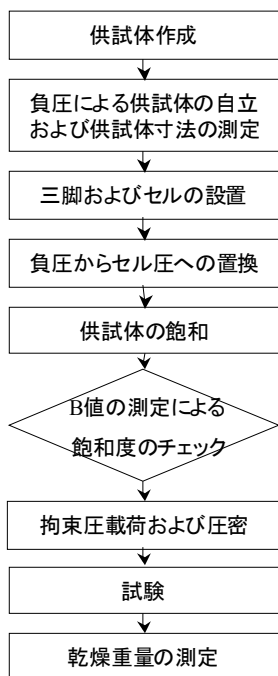


Fig.2-5 試験手順フロー

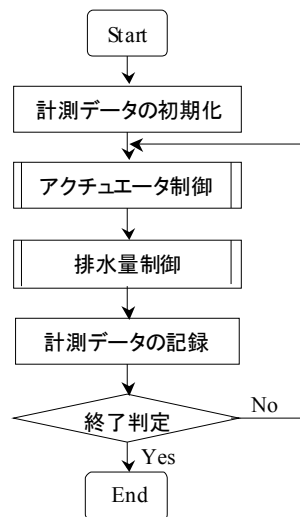


Fig.2-6 試験制御フロー

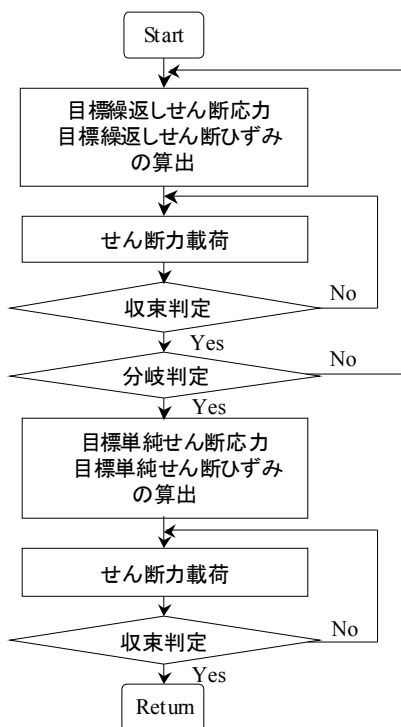


Fig.2-7 アクチュエータ制御フロー

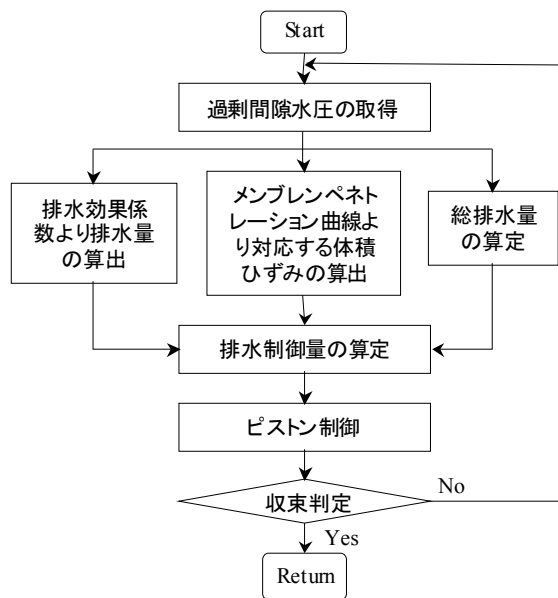


Fig.2-8 排水制御フロー

### 2.3 実験ケースと基本応答

Table.2-1 に本研究で用いた供試体の詳細と実験条件を示す。記号については Appendix 2-A を参照のこと。

Table.2-1 供試体の詳細と実験条件

Data name	m (g)	V (cm <sup>3</sup> )	e	Dr (%)	$\tau_a$ (kPa)	f (Hz)	$\gamma_s$ (%)	$\tau/t$ (kPa/s)	$De$ (kPa·s) <sup>-1</sup>
strs 01	751.6	510.3	0.792	49.7	static			5.0	0
strs 02	749.7	510.5	0.798	48.1	20	1.0	5.0	1.0	0
strs 03	748.7	511.0	0.802	47.1	20	1.0	-5.0	2.0	$1.0 \times 10^{-6}$
strs 04	751.8	508.3	0.785	51.7	20	1.0	No Liquefaction		$2.0 \times 10^{-6}$
strs 05	753.2	507.8	0.780	53.0	20	1.0	No Liquefaction		$5.0 \times 10^{-6}$
strs 06	756.5	509.7	0.779	53.3	20	1.0	-5.0	1.0	0
strs 07	751.5	507.6	0.783	52.1	20	0.2	-15.0	2.0	0
strs 08	754.7	508.9	0.780	52.9	20	0.1	-10.0	2.0	0
strs 09	750.0	508.8	0.791	50.0	20	0.5	No Liquefaction		$1.0 \times 10^{-6}$
strs 10	747.1	508.3	0.796	48.5	20	1.0	-5.0	5.0	0
strs 11	743.5	509.6	0.810	45.0	20	1.0	-5.0	2.0	0
strs 12	720.1	509.2	0.867	29.4	20	0.5	-5.0	2.0	0
strs 13	759.3	509.6	0.772	55.2	20	1.0	5.0	0	0
strs 14	746.0	508.8	0.801	47.4	20	1.0	-5.0	0	$1.0 \times 10^{-6}$
strs 15	738.8	507.1	0.812	44.2	20	1.0	Only Cyclic Loading		0
strs 16	734.0	504.5	0.815	43.6	20	1.0	Only Cyclic Loading		0
strs 17	793.6	507.5	0.688	78.0	15	1.0	No Liquefaction		0

拘束圧は全て 100kPa とした。e=0.8,  $\rho_s=2.64(\text{g/cm}^3)$ とすると水中単位体積重量 $\gamma'$ は

$$\gamma' = \frac{G_s - 1}{1 + e} \gamma_w = \frac{2.64 - 1}{1 + 0.8} \cdot 9.8 (\text{kN/m}^3) = 8.9 (\text{kN/m}^3)$$

従って単純計算では 5.3m 程度の深さに位置する地盤要素に対応していると考えられる。

Fig.2-9～2-13 は、代表的な実験結果として、strs06 の結果を示している。Fig.2-9 ではせん断応力、せん断ひずみ、過剰間隙水圧の各時刻歴をプロットしている。せん断力を載荷し、過剰間隙水圧が上昇するにつれ、せん断ひずみは大きく増大する。本研究では、供試体の目標相対密度を中密の 50%としており、液状化発生後にはサイクリックモビリティと呼ばれる一種の剛性回復現象が観察される。分岐ひずみ(ここでは 5%に設定している)に達した後は、載荷を一旦止めて、せん断応力を 0 とし、そこから液状化流動地盤の側方流動をシミュレートする単純せん断を行う。すると、あるせん断ひずみに達すると、過剰間隙水圧は減少し、せん断ひずみは収束する。この過程を本研究で液状化供試体の剛性回復と呼ぶ。Fig.2-10 は応力ひずみ関係であるが、これによれば、液状化後の単調載荷での剛性回復ひずみはほぼ+5%付近である。

Fig.2-11 は有効応力経路である。グラフの凹凸はメンブレン補正を基に排水制御を行い、完全な非排水条件を実現している事による。Fig.2-12 および 2-13 は、そのメンブレンペネトレーション補正のために現れる見かけの体積ひずみを示している。Fig.2-13 の直線が、補正式によってあらかじめ計算された関係式に相当する。

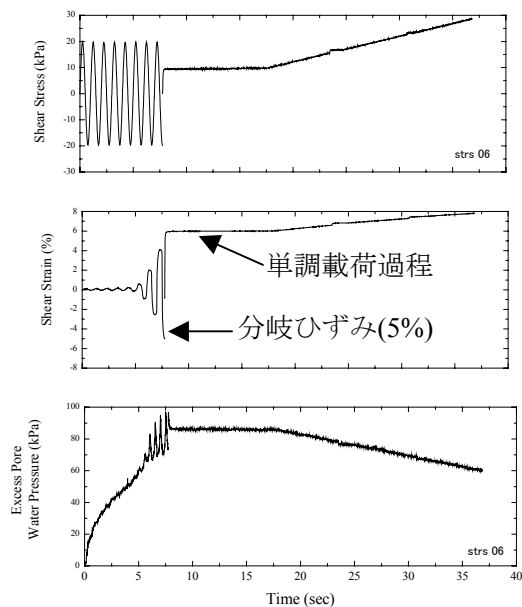


Fig.2-9 せん断応力、せん断ひずみ、過剰間隙水圧の時刻歴

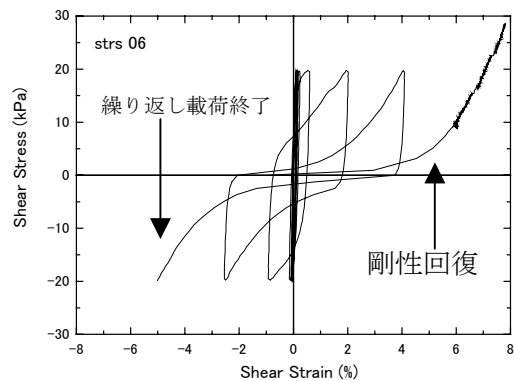


Fig.2-10 応力ひずみ関係

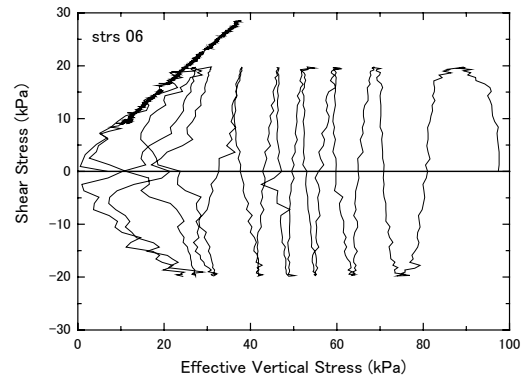


Fig.2-11 有効応力経路

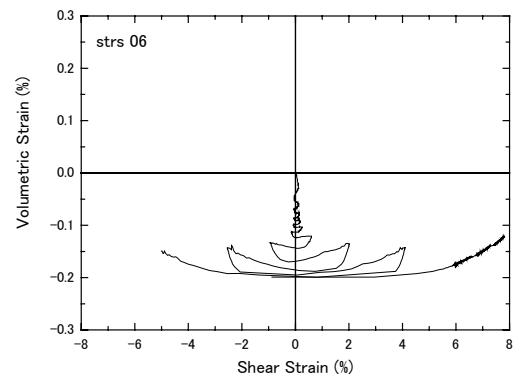


Fig.2-12 せん断ひずみ - 体積ひずみ関係

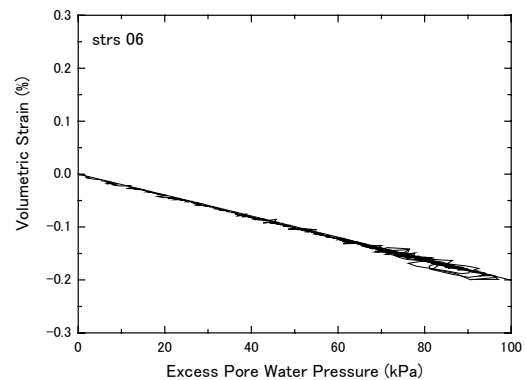


Fig.2-13 過剰間隙水圧 - 体積ひずみ関係

## 2.4 液状化特性に関する基本性質

本章の主題は液状化後の流動特性にあるが、本節では、それ以前の基本的な液状化特性について、実施された実験結果を基に考察する。

### 2.4.1 振動数の影響

Fig.2-14(a)は、液状化における振動数の影響を比較した過剰間隙水圧時刻歴プロットである。载荷終了時間で各ステップの時間を割り、無次元化すると Fig.2-14(b)のようになり、振動数の違いは過剰間隙水圧の上昇に影響しないことが分かる。また、Fig.2-15 には振動数の異なるせん断ひずみ - せん断応力関係、有効応力経路をプロットしている。この図からも、繰返しせん断の振動数がせん断ひずみ - せん断応力関係等に与

える影響はほとんどなく、ある程度の範囲内であれば、載荷振動数は液状化過程に影響を及ぼさないと考えられる。よって、要素液状化試験を行う際は、都合の良い振動数で試験することができる。

なお、既往の研究[3]-[5]でも、要素試験において繰返し載荷の振動数は液状化強度やせん断抵抗角等に影響しないことが報告されている。

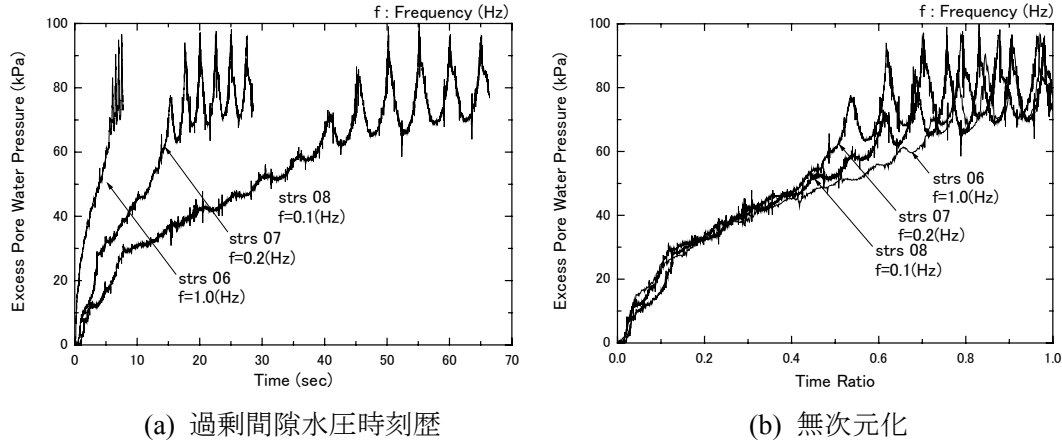


Fig-2-14 液状化過程に及ぼす振動数の影響

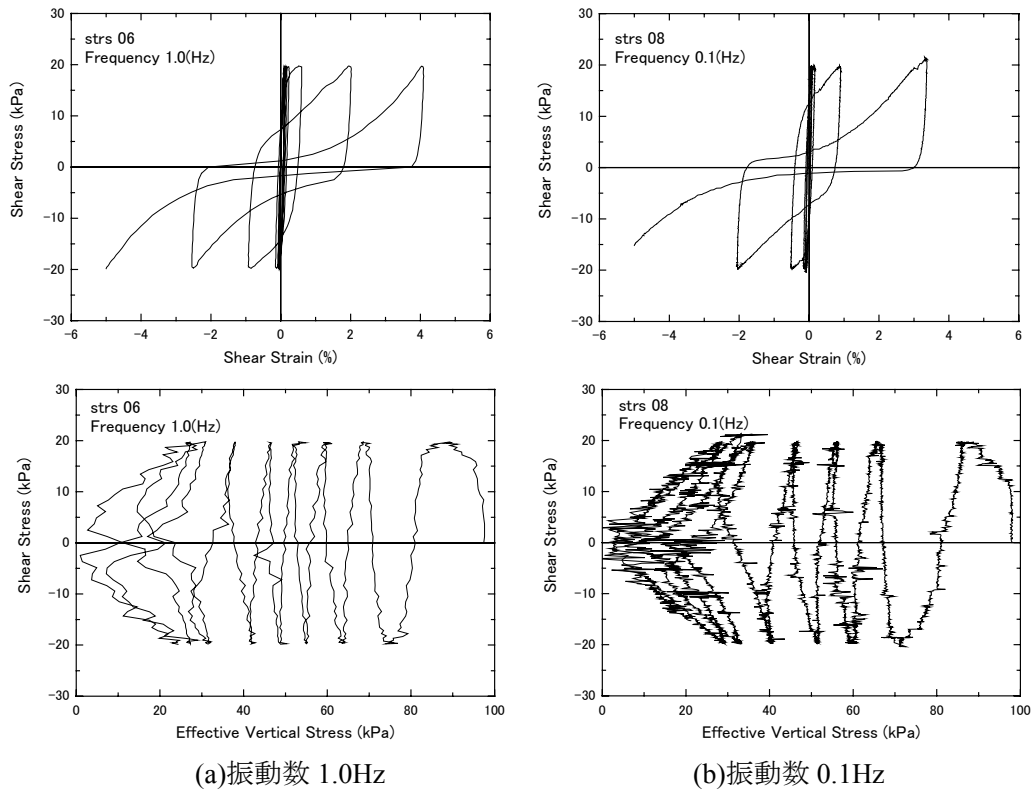


Fig-2-15 振動数の異なる応力 - ひずみ関係および有効応力経路

## 2.4.2 排水の効果

Fig.2-16 は、排水効果係数の異なる繰返しせん断の実験結果である。排水性が高い方が液状化を発生させるにくくなっており、一般に礫を多く含んだような透水性の良い地盤やグラベルドレーンのような排水を促進させる液状化対策工が施された地盤は、他の地盤に比べ液状化しにくいと言える。しかしながら、実際にこの排水の効果がどの程度あるかは、地震動継続中およびその後の流動過程で要する時間との関連で議論しなければならず、これは2.5節で詳しく取り上げる。

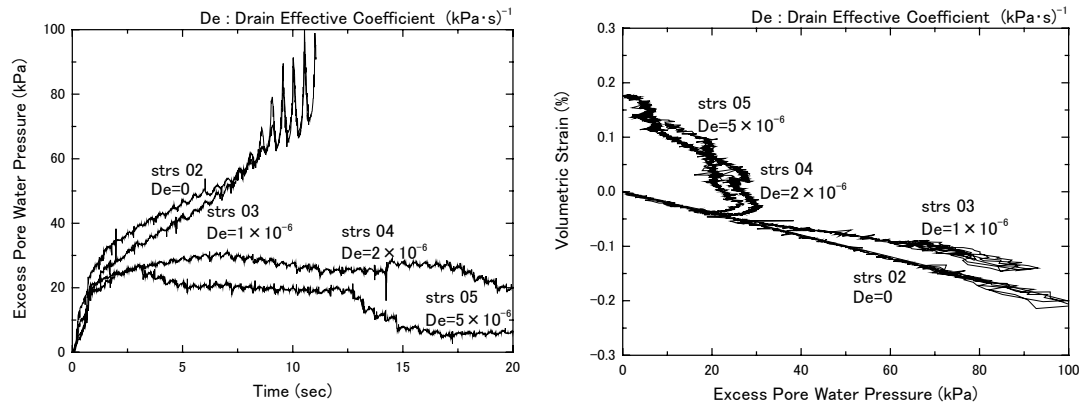


Fig.2-16 液状化過程に及ぼす排水の効果

#### 2.4.3 相対密度と液状化までに要する繰返し回数の関係

Fig.2-17 は相対密度に対して液状化に要する繰返し回数をプロットした図である。ここで繰返し回数は、繰返しせん断によりせん断ひずみが5%に達するまでの値を用いている。本研究では目標相対密度50%で供試体を作成しているため、相対密度はほぼ50%周辺に集まっているが、繰返し回数にはかなりのばらつきがある。これは、同じ砂、同じ相対密度でも、供試体を作成する時の乱れの影響などによりせん断強度が異なることを意味しており、このような微視構造としての「乱れ」に関する指標の必要性を示唆していると言える。

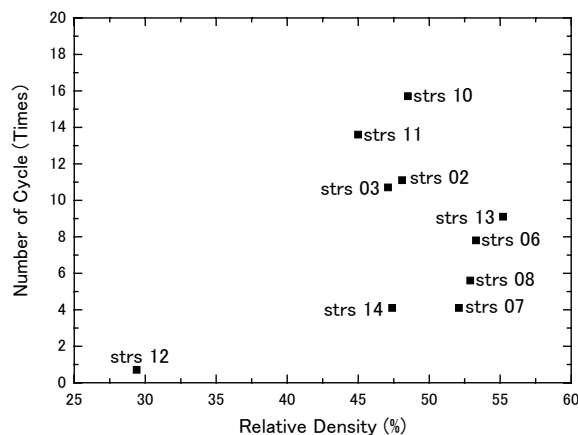


Fig.2-17 相対密度 - 繰返し回数関係

## 2.5 液状化後の単調載荷における剛性回復：基本特性

本節では、片ひずみ振幅がある閾値に達して液状化したと判断された供試体を一旦除荷し、液状化した最後のひずみと反対方向に単調載荷したときの基本的な剛性回復特性についてまとめる。

### 2.5.1 単調載荷前に与えた繰返しせん断量の影響

Fig.2-18 は、単調載荷に先立つ繰返し載荷を(1)全く加えない場合(strs01)、(2)せん断ひずみが 5%に達するまで繰返しせん断を加えた場合(分岐ひずみ=5%)、(3)分岐ひずみ=10%、(4)分岐歪み=15%のケースについて、その後の剛性回復挙動を比較したものである。繰返しせん断でどこまでひずみを経験したか、言い換えると、どれだけ供試体が乱されたかによって剛性回復ひずみが異なることが分かる。この結果は安田ら[1]と一致している。

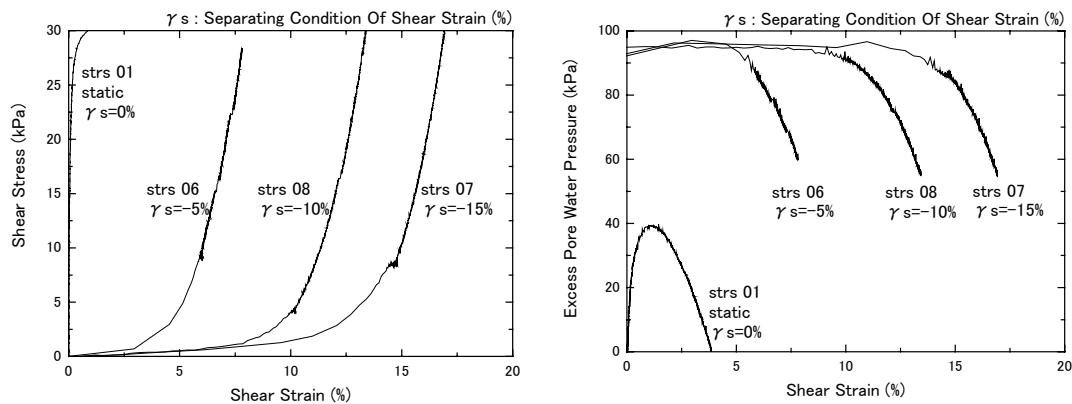


Fig.2-18 剛性回復挙動に及ぼす剛性回復歪み量の影響

### 2.5.2 相対密度の影響

Fig.2-19 は、初期相対密度の異なる供試体について、液状化発生後の単純せん断時の挙動を比較したものである。繰返しせん断時に受けた最大のひずみ量(分岐ひずみ量)はほぼ同じでも、相対密度が小さいほど剛性回復ひずみが大きくなっていることが分かる。この結果も安田ら[1]と一致する。これを供試体の「乱れ」の観点から見ると、相対密度が小さい方が供試体は乱れやすく、剛性回復ひずみは大きくなるということもできる。つまり、分岐ひずみ量は“供試体をどこまで乱したか”、相対密度は“供試体がどれだけ乱れやすいか”を示すパラメーターとして、液状化供試体の剛性回復特性を論じる際には極めて重要である。しかしながら、この「乱れ」とは具体的に何かということは明らかでない。「乱れ」が「粒子の形成している骨格構造の破壊」と言い換えれば、これは微視的な構造のパラメータである。だとすれば、もし微視構造を十分な精度で「観測」できれば、この「乱れ」を評価することができ、どのくらいのひずみ量で剛性回復するかを予測できるはずである。これは次節以降の議論につながる、重要な問題提起である。

### 2.5.3 排水の影響

Fig.2-20 は、排水効果係数の異なる条件下での、液状化発生後の単調載荷の実験結果である。この図からは、排水性は剛性回復ひずみにほとんど影響していないことが分かる。より排水を促進させたケース( $De=2$

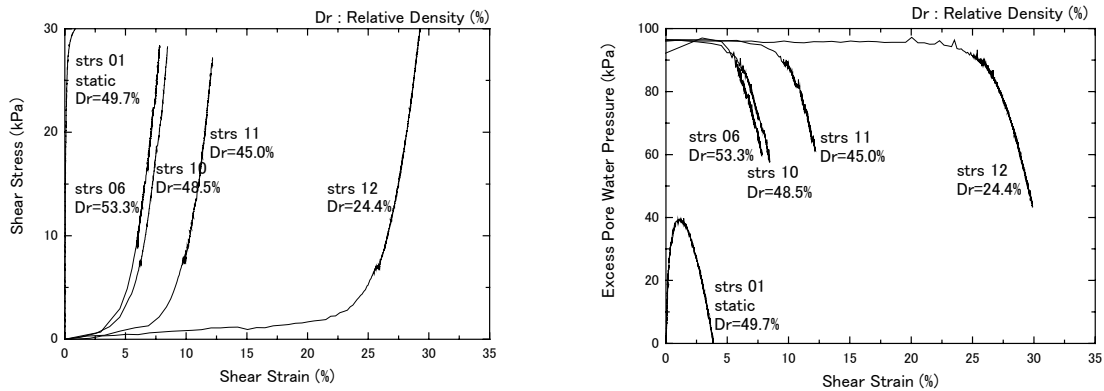


Fig.2-19 剛性回復挙動に及ぼす相対密度の影響

$\times 10^{-6}$ )のケースでは Fig.2-16 に示すように液状化自体が発生しなかった。ただし、本ケースで加えた単調載荷のせん断力増加速度は  $1.0 \sim 5.0$  (kPa/s)となっており、もっと遅い载荷を行えば、当然排水の影響が出てくる。実際の地盤でどの程度排水の影響が現れるかについては、次節で簡単な試算を基に検討を加える。なお、用いている排水効果係数に対して、どの程度排水が生じるのかの参考として、Fig.2-21 に液状化後、せん断を加えずに放置した場合の消散過程を示す。

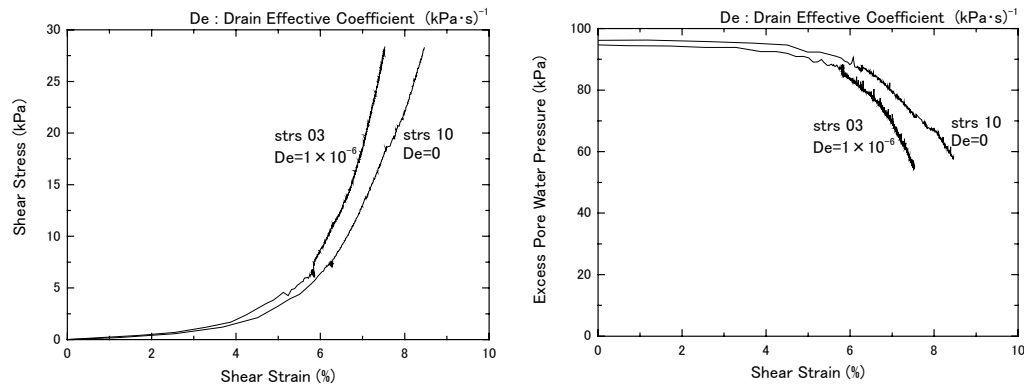


Fig.2-20 剛性回復挙動に及ぼす排水の効果

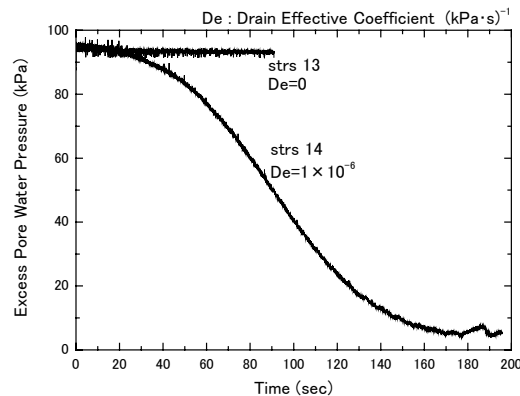


Fig.2-21 液状化発生後に放置した場合の過剰間隙水圧の消散

## 2.6 材料の剛性回復が早いのか、過剰間隙水圧の消散が早いのか？

実際の地盤において液状化に伴う流動が発生した場合、その流動変位が材料の剛性回復挙動に依存するのか、あるいは過剰間隙水圧の消散に伴って変形が止まるのかは、対象としている地盤条件によって異なる。ここでは、実際の地盤の物性値を基にした簡便計算により、条件の整理を行う。

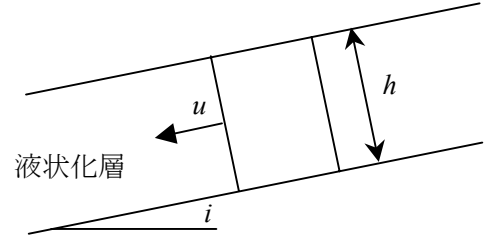


Fig. 2-22 剛性回復までに要する時間を求めるための簡易ブロックモデル

### 2.6.1 1次元緩斜面の剛性回復時間

ここでは、1次元斜面の地表面から  $h$  の深さまでの地盤 (Fig.2-22) が液状化して流動を始め、ある剛性回復ひずみに達するまでに要する時間  $t_c$  を概算してみる[2]。粘性の影響は含めず、剛性回復前のせん断抵抗のみを考える。剛性回復ひずみに至るまでの単位面積当たりのせん断抵抗を  $\tau$  とすると、

液状化層の地盤をモデル化した質量  $m$  のブロックの運動方程式は

$$m\ddot{u} = mg \sin i - \tau$$

ここに  $u = u(t)$  はブロックの変位量 (= 液状化層中央点での変位)、 $i$  は斜面の勾配である。材料のせん断剛性を  $G$  とすると、材料特性は

$$\tau = G\gamma = G \frac{2u}{h}$$

ここに  $\gamma$  はせん断ひずみ、 $h$  は液状化層厚である。(液状化層は均一に変形すると仮定している。) 2式を境界条件  $u(0) = 0$ 、 $\dot{u}(0) = 0$  の初期条件より解くと

$$u(t) = \left( 1 - \cos \sqrt{\frac{2G}{mh}} t \right) \frac{mgh \sin i}{2G} \quad (*)$$

従って、 $u(t_c) = \gamma_c h$  より

$$t_c = \sqrt{\frac{mh}{2G}} \cos^{-1} \left( 1 - \frac{2G\gamma_c}{mgh \sin i} \right)$$

となる。ただし、ひずみが  $\gamma_c$  に到達する前に地盤が静止してしまうケースもあり、その場合は、

$$G \frac{2u_c}{h} = \tau = mg \sin i$$

より求めた  $u_c$  と式(\*)より

$$t_c = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{mh}{2G}}$$

が得られる。最終的な  $t_c$  は、上記の2つのケースのうち、小さい方の値となる。

以下では具体的な  $t_c$  の概算値について調べる。高さ  $h$  (m)、単位面積当たりのブロックの質量  $m$  は

$$m = \rho_{sat} h = \frac{\rho_s + e\rho_w}{1+e} h$$

と書け、ゆるづめ砂の概算値として  $e=0.8$ 、 $\rho_s=2.64$  (g/cm<sup>3</sup>) とすると



$$m = \gamma_{sat} h = \frac{(2.64 + 0.8)e3}{1.8} \cdot h \text{ (kg)} = 6.2e3 \cdot h \text{ (kg)}$$

となる。また、 $G$  に関しては、100(kPa)の拘束圧で行った本実験結果 Fig.2-18, 2-19 などによれば、ほぼ  $G=20 \sim 40$ (kPa)となっている。また、安田ら[1]によれば、 $G$  はゆるぎめ砂の液状化前のせん断剛性  $G_0$  に対して、液状化直後の剛性回復過程では  $1/300 \sim 1/1000$  程度の剛性になる。緩い砂の  $G_0$  は、約 2m $\sim$ 30m の深さに対応する 50 $\sim$ 600kPa の拘束圧に応じて 50,000 $\sim$ 150,000(kPa)程度の値である[6]から、これから考えると  $G=50 \sim 500$ (kPa)となる。(なお、100(kPa)では  $G_0=60,000$ (kPa)程度であり、その  $1/1000$  とすると  $G=60$ (kPa)となり、Fig.2-18, 2-19 とほぼ同じオーダーの値となる。)

上述の値を基に計算を行うと、実は  $G$  の変化の影響は殆ど無視できるようになる。というのは(\*)式における  $\sqrt{2G/mh}$  の値が 1 に比べて小さく(0.01 $\sim$ 0.08 程度)、 $\cos()$ は Taylor 展開の 2 次項まででほぼ置き換えられるため、

$$u(t) \approx \left(1 - 1 + \frac{1}{2} \frac{2G}{mh} t^2\right) \frac{mgh \sin i}{2G} = \frac{g \sin i}{2} t^2$$

従って、実質的には

$$t_c \approx \sqrt{\frac{2\gamma_c h}{g \sin i}}$$

と近似して差し支えないからである。Fig.2-23 は、上述の値を基に、通常液状化が発生するとされる深さ  $0 < h < 30$ (m)、斜面角度  $i=1, 10$ (deg.)において、剛性回復ひずみ  $\gamma_c$  を非常に大きく(50%)取った場合の  $t_c$  の値を示したものである。これより、最も大きな場合 ( $\gamma_c=50\%$ ,  $i=1$ (deg.),  $h=30$ (m)) でも、 $t_c$  は 13 秒程度にしかならないことがわかる。破線はひずみが  $\gamma_c$  に到達する前に地盤が静止する

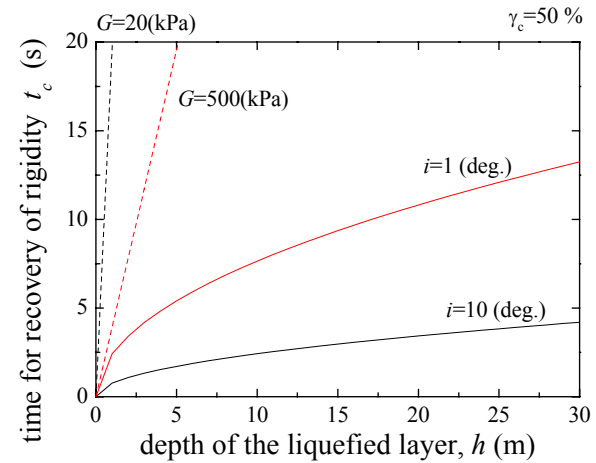


Fig. 2-23 1次元斜面モデルに基づく剛性回復所要時間

場合の値であるが、液状化斜面深さが 1m より浅い場合にのみ影響を及ぼすことがわかる。

なお、先ほど概算した  $G$  の値によれば、 $\gamma_c=50\%$ のせん断ひずみに到達したときのせん断力  $\tau$  は 25 $\sim$ 250(kPa)程度となるが、これが緩斜面の場合で 10 秒程度で実現すると考えると、せん断力増加速度は 2.5 $\sim$ 25(kPa/s)程度となる。本実験で試みたせん断力増加速度は 1.0 $\sim$ 5.0 (kPa/s)であり、緩斜面で実際に動員されると予想されるせん断速度となっている。

## 2.6.2 過剰間隙水压の消散

過剰間隙水压の消散に要する時間は、液状化層の透水係数の他、表層の不透水層の有無など、境界条件によっても大きく変化する。しかしながら、一般に液状化が発生するような地盤条件の場合には、過剰間隙水压が消散しにくく、Fig.2-21にあるように、最低でも数分程度かかるものと予想される。これまでの地震被害報告を見ても、同様の結果が導かれる。すなわち、剛性回復所要時間と比較して、過剰間隙水压の消散は遅く、その影響は Fig.2-20に見られるように、余り大きくないと考えられる。

## 2.7 繰り返しせん断時の構成則と剛性回復過程の関係

ここでは、単調載荷の方向を変化させた場合、単調載荷に移行せずにそのまま繰り返しせん断を加えつづけた場合との比較を通して、剛性回復特性が、実は単なる繰り返し載荷挙動の延長として捉えられることを示す。

液状化を起こした地盤材料に繰り返し載荷を加え続けると、その応力-ひずみ関係は Fig. 2-25 の破線のような形を取る。これは液状化に至るまでの応力-ひずみ関係において、せん断ひずみの増加に対してせん断応力の回復をより遅らせたループである。一方、Fig. 2-24 の実線は、せん断ひずみがそれぞれ 5%, 10%, 15% に達した時点で液状化と見なし、そこから単調載荷を加えた結果である。これを見てわかるように、単調載荷時の剛性回復カーブは、繰り返し載荷時の履歴ループのカーブと似通っている。これは繰り返し載荷時のせん断速度の影響が 2.4.1 に述べたように少なく、途中で繰り返しを止めて、別のせん断速度で再び載荷しても、応力-ひずみ関係はそれほど変化しないことによる。

この結果は、わざわざ繰り返し載荷の後、一旦載荷を止めて単調載荷試験を行わなくても、繰り返し載荷の延長として剛性回復過程を捉えても構わないことを意味している。また、液状化過程で用いられる指標などが、単調載荷時の剛性回復過程の評価にも適用できる可能性があることも示唆している。

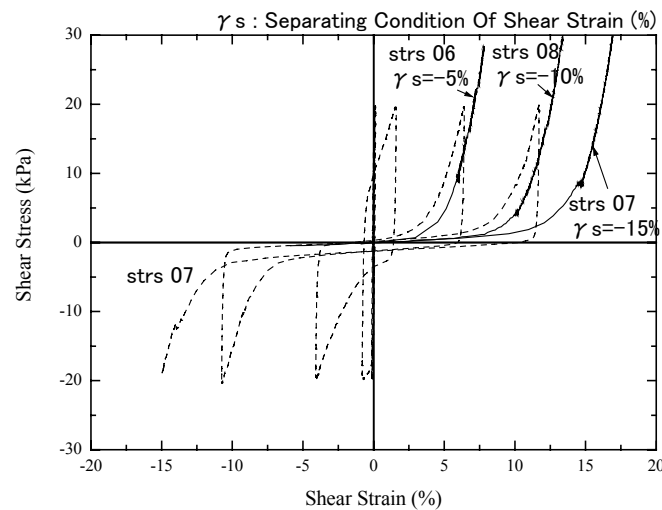


Fig.2-24 繰り返し載荷時の応力-ひずみ関係と単調載荷時の剛性回復過程の類似性

## 2.8 累積損失エネルギーによる剛性回復過程の評価

前節での結果を踏まえ、本節では、いくつかの文献で液状化の評価に用いられている累積損失エネルギーの考え方を、剛性回復挙動に適用することを試みる。

累積損失エネルギーは、液状化に至る過剰間隙水圧挙動及び変形挙動との関わりで、いくつかの研究で用いられている[7]-[11]。その考え方は、繰り返しせん断によって材料に加えられたエネルギーが液状化に至る過程に大きく影響を及ぼすというもので、様々な外力に対して統一的な評価が可能となる指標として研究されている。累積損失エネルギーは、Fig. 2-25 に示すように、せん断応力 - せん断ひずみ関係の 1 ルー

プ内部の面積を累積して足し合わせていくことによって得られる。具体的には次の式を用いる。

$$W = \sum \Delta W = \sum |\tau_n \cdot (\gamma_{n+1} - \gamma_n)|$$

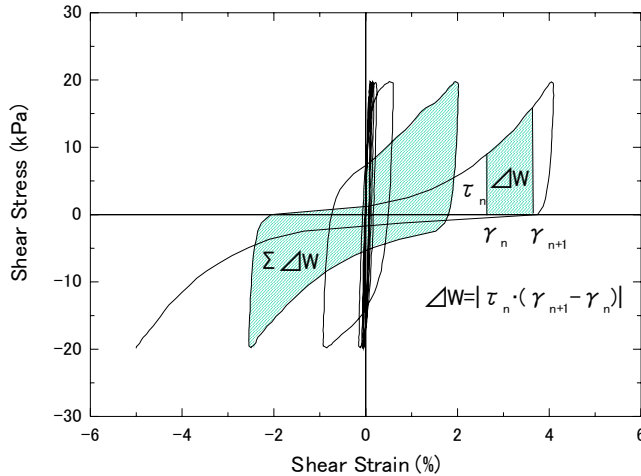


Fig.2-25 累積損失エネルギー

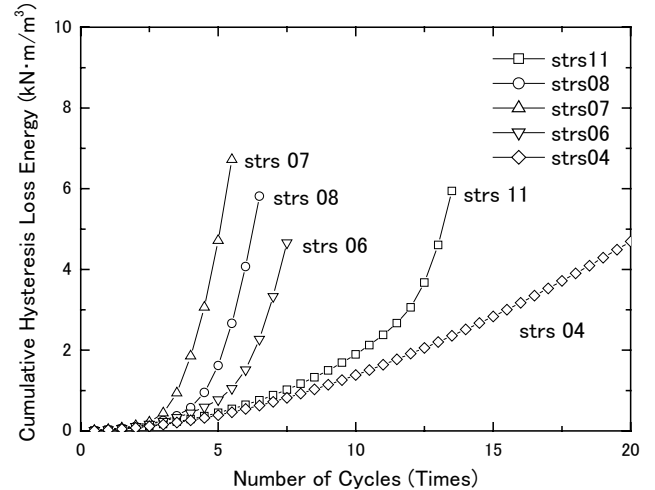


Fig.2-26 累積損失エネルギーの発展

Fig.2-26 は、繰返し回数に対して累積履歴損失エネルギー $W$ をプロットしている。ここで対象としたケースは、与えられた繰返し外力は全て正弦波であり、strs07 が周波数 0.2Hz, str08 が周波数 0.1Hz, 残りは 1.0Hz である。また材料は、strs11 が  $Dr=45\%$ 程度、その他は  $Dr=52\sim 53\%$ 程度である。そして str04 は排水を行ったケースである。(詳しくは Table 2-1 を参照。) それぞれの供試体に対して、ある繰返し回数で急激に  $W$ が増加しているが、これは液状化の発生と対応する。str04 は液状化しなかったケースであり、急激な傾きの変化は見られない。

Towhata and Ishihara [7]は、累積損失エネルギーと過剰間隙水圧の関係について詳しく調べている。Fig.2-27 は、それと同様のプロットであり、各ループの終了時点での過剰間隙水圧(各ループでの最大値に対応)と  $W$  の関係を示しているが、正規化を施していないため、条件の違いによってデータ値がばらついている。正規化は、相対密度などの材料特性の違いによって液状化しやすさが異なる点を取り除く手段と考えて良い。正規化の仕方はいくつか提案されているが、Iai et al. [8]の提案している方法(初期せん断強度と基準ひずみよりせん断エネルギーを求める方法)では、本実験結果の正規化をうまく行えなかったため、中山ら[11]を用いて、液状化した時点での累積損失エネルギー $W_L$ (各ループでの最大せん断ひずみと  $W$  の関係より補間して、せん断ひずみ 5%での  $W$  を求めたもの)によって正規化を行った。この場合、液状化しなかったケースについては正規化できないが、液状化したものについては、Fig.2-28 に示すように、試験体によるばらつきがなくなり、うまく正規化できている。

次に、累積損失エネルギーと剛性回復ひずみの関係を調べたものが、Fig.2-29 および Fig.2-30 である。累積履歴損失エネルギーは半ループごとに計算し、その半ループの次の半ループにおける剛性回復ひずみとの関係をプロットしている。過剰間隙水圧との関係と同様に、 $W$  のみでは材料によるばらつきが大きい、同様の正規化を行うと Fig.2-30 に示すようにユニークな関係で記述できる。

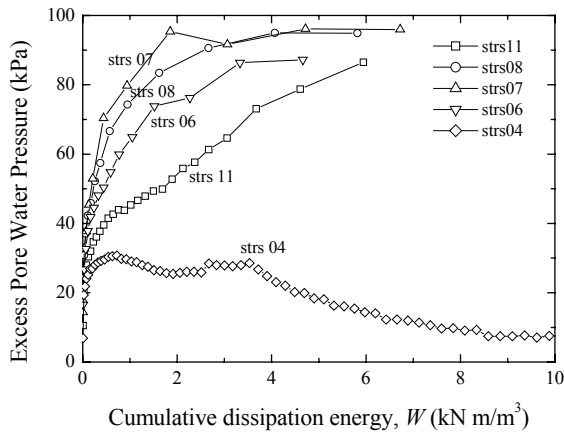


Fig.2-27 累積損失エネルギーと過剰間隙水圧

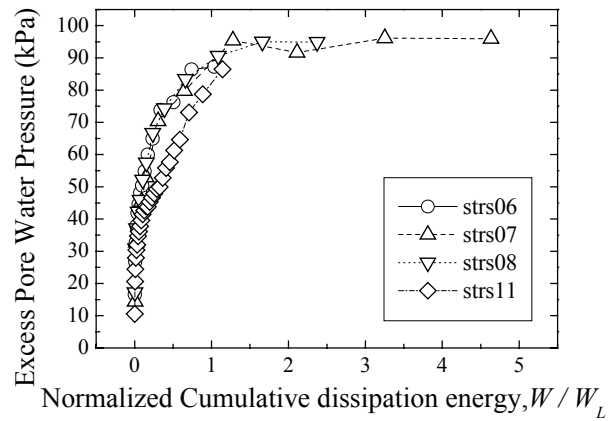


Fig.2-28 正規化累積損失エネルギーと過剰間隙水圧

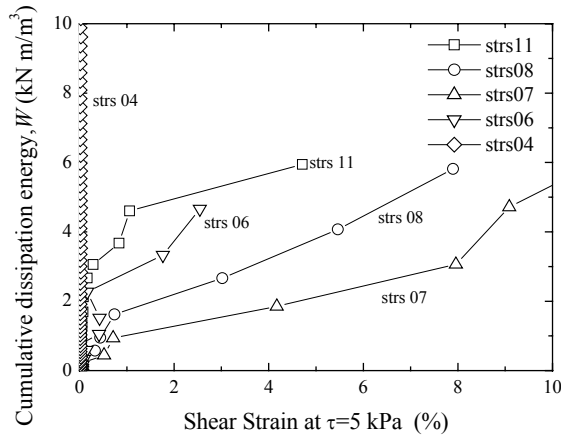


Fig.2-29 累積損失エネルギーと剛性回復ひずみ

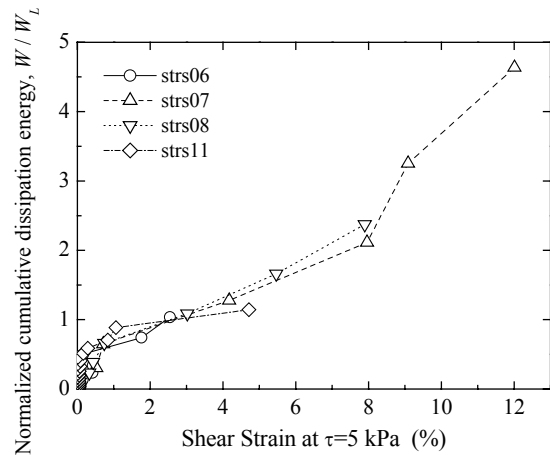


Fig.2-30 正規化累積損失エネルギーと剛性回復ひずみ

実際に過剰間隙水圧及び剛性回復の予測を行うためには、正規化に用いた  $W_L$  と材料特性との関連を明らかにする必要がある。本研究で行った実験数には限りがあるため、様々な外力および材料条件について詳細な検討が必要であるが、 $W_L$  と初期せん断剛性の関係を求めた Fig.2-31 によれば、 $W_L$  は初期せん断剛性(すなわち材料の硬さ)に応じて一義的に増加していることが認められる。

以上のように、累積損失エネルギーによる整理は、液状化後の剛性回復においても有効であるが、あくまでも材料に外力を加えたときの応答であり、材料のみに依存する物性値ではない。一方、液状化とそれに伴う流動においては、繰り返しせん断によって材料が「乱される」という概念が重要であることを考えれば、ある繰り返し载荷の結果、材料が実際にどの程度乱れているかを直接評価する状態量が望ましい。しかしながらこれは砂の微視的な構造によるものであるから、通常の実験では観測することができず、累積損失エネルギーのような間接的な量で評価せざるを得ない。このような点を踏まえ、次章以降では、液状化およびそれに伴う流動現象における、粒状体の微視的構造の評価を目指して開発したいくつかの実験及び数値解析手法について説明する。

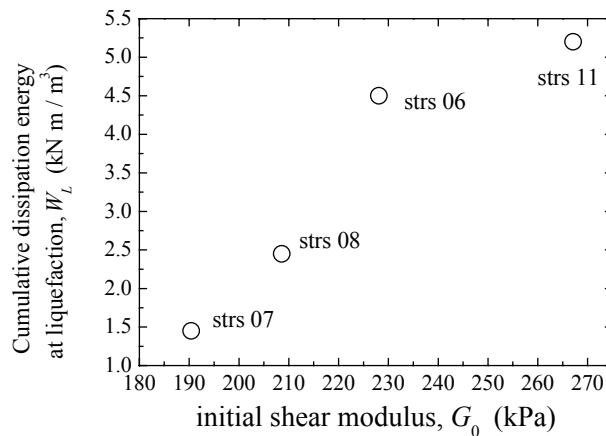


Fig.2-31 液状化時の累積損失エネルギー $W_L$ と初期せん断剛性の関係

## 2.9 本章のまとめ

- (1)過剰間隙水圧の消散がない場合の剛性回復挙動を中空ねじりせん断試験により確認した。繰り返し載荷時に与えられたひずみ量が大いほど、また材料の相対密度が小さいゆるづめの試料ほど、単調載荷時の剛性回復ひずみが大きくなることを確認した。
- (2)実際の地盤では、液状化+流動と共に過剰間隙水圧の消散が発生する。その現象を排水制御実験により再現し、間隙水圧の消散が剛性回復に与える影響について検討した。そして、実際の地盤の流動でどちらの現象が支配的であるかについての簡単な試算を試みた。
- (3)剛性回復挙動は、繰り返しせん断時の変相線上のせん断応力回復挙動と同等に扱えることを確認した。従って、基本的には繰り返しせん断時の構成則をそのまま利用することが可能。
- (4)また繰り返しせん断時の材料挙動に有効であるとされる「累積履歴損失エネルギー」で剛性回復ひずみを評価することを試みた。
- (5)しかしながら、「累積履歴損失エネルギー」は加えられる地震動外力に対する応答結果であり、「材料の乱れ」を直接表す指標ではない。「乱れ」というからには、微視構造的なパラメータをベースにした捉え方が可能であるはずである。ただし、通常の実験ではそのような微視構造データは得られない。

## 本章の参考文献

- [1]安田進、吉田望、安達健司、規矩大義、五瀬伸吾、増田民夫：液状化に伴う流動の簡易評価法、土木学会論文集、638, III-49, 71-89, 1999.
- [2]岩田直泰：液状化流動地盤の剛性回復特性、筑波大学修士論文、63p, 2002.
- [3]安田進：液状化の調査から対策工まで、鹿島出版会、1988
- [4]吉見吉昭：砂地盤の液状化 (第2版)、技報堂出版、1991
- [5]安田・曾我：液状化特性に与える振動数等の影響、第19回土質工学研究発表会講演集, pp.549-550, 1984
- [6]栗林、岩崎、龍岡、堀内：土の動的変形特性-共振法土質試験機による測定-, 土木研究所資料, 912, 1974 (石原研而：土質動力学の基礎、鹿島出版会、p.140).

- [7] Towhata, I. and Ishihara, K.: Shear work and pore water pressure in undrained shear, *Soils and Foundations*, 25, 3, 73-84, 1985.
- [8] Iai, S., Matsunaga, Y., Kameoka, T.: Strain space plasticity model for cyclic mobility, *Soils and Foundations*, 32, 2, 1-15, 1992.
- [9] 片田敏行、阿部幸樹、東山晃：ひずみエネルギー蓄積効果を用いた飽和砂地盤の液状化過程の考察、土木学会論文集, 388, III-8, 43-50, 1987.
- [10] 風間基樹、鈴木崇弘、柳澤栄司：地盤に入力された累積損失エネルギーの評価法と液状化予測への適用、土木学会論文集, 631, III-48, 161-177, 1999.
- [11] 中山義久、西田一彦、西形達明、井上啓司：流動限界と損失エネルギーによるまさ土の液状化特性の評価、土木学会論文集, 687, III-56, 303-308, 2001.

### 3. LAT の高精度化

#### 3.1 本章の目的

液状化が発生する地盤はゆるぎめの砂質地盤であり、微視的に見ると個々の砂粒子が積み重なってできた粒状体である。間隙が水で飽和している場合、地震時の繰り返しせん断によって粒子骨格の内部構造が破壊され、砂粒子は間隙水中に浮かんだような状態になる。これが液状化であり、重力による駆動力がある場合には大規模な流動を生じる。繰り返しせん断によって地盤が液状化に至る過程、および流動した地盤の材料特性、杭基礎などに及ぼす影響などを詳細に検討するためには、前章に示したような実験から得られる知見だけでなく、液状化における微視構造の破壊過程や流動時の微視的運動形態などを調べ、いわゆる高濃度の固液混相体として地盤がどのように振る舞うのかを把握することが不可欠である。本章では、LAT(Laser-Aided Tomography)と呼ばれる可視化手法を用いて、粒状体の微視的情報（粒子形状、粒度分布、間隙比、配位数など）を定量取得するための基礎的検討を行う。なお、本章の内容は(坪川洋友：LAT による 3 次元粒状体の内部構造評価と粒子運動の微視的観察、筑波大学修士論文, 2003)に基づく。

#### 3.2. LAT の概要

LAT は小長井ら[1][2]によって開発された、3 次元粒状体の可視化手法である。LAT では、ガラスブロックを粉砕・摩耗して作成した粒子より供試体を作成し、これとガラスと同一の屈折率を有する液体で飽和させる。その上で Fig.3-1 のようにシート状のレーザー光を模型内に透過させると、レーザーの透過した断面内の粒子輪郭が浮かび上がる (Fig.3-2)。これは、粉砕・摩耗過程で粒子表面の屈折率が変化し、レーザー光が散乱することによると考えられている。これにより任意断面内部の粒子配列を観察することができ、更にレーザーシートを平行移動させ、模型をスキャンすることで三次元的な粒子配列の観察が可能となる。ガラス粒子は気泡などの含まれていない高品質なものが望ましく、現在は BK7 という光学ガラスを粉砕

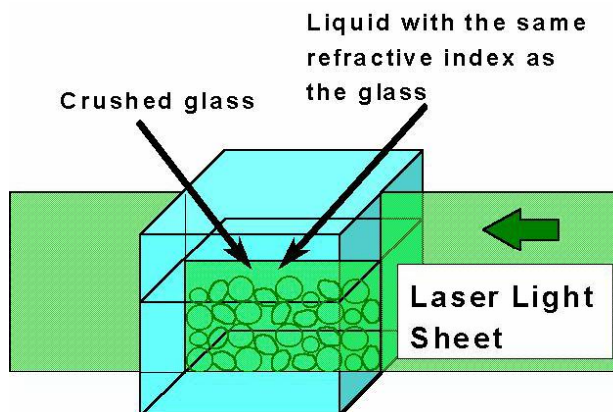


Fig.3-1 LAT の概要

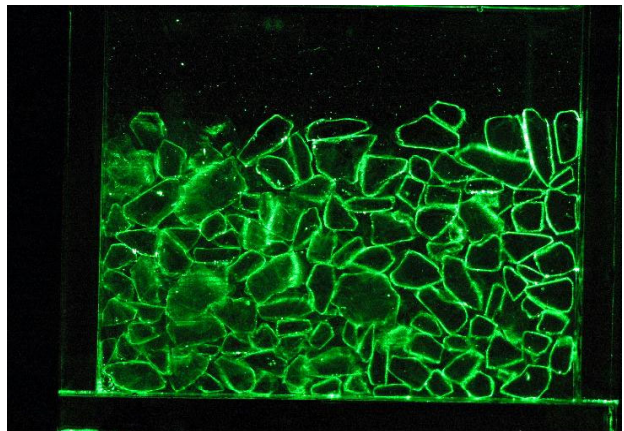


Fig.3-2 レーザーシート上に浮かび上がった粒子輪郭



して用いている。ガラスの物性値を Table 3-1 に示す。粉碎はジョークラッシャー(Fig.3-3)を用いて行っているが、得られる粒子形状は非常に angular になる。そのため、適宜ボールミル(Fig.3-4)を用いて角張りを取る工夫をしているが、多種多様な地盤材料を自由に再現するまでには至っていないのが現状である。本研究で用いたものは、ボールミルで6時間摩耗させたガラス粒子である。摩耗前および摩耗後の粒子を Fig.3-5 に示す。

用いる液体としては、ガラス粒子の屈折率よりも高い屈折率を持つ液体と低い屈折率を持つ液体を混合させて、ガラス粒子と同じ屈折率を実現しているが、ガラス粒子の屈折率が 532nm の緑色のレーザー光に対して 1.5194 と通常の液体と比べて高いので、用いる液体は非常に限定される。本研究では不活性度の強い2種類のシリコンオイル(Table 3-2)を用いている。なお、液体の屈折率は温度によって変化するので、実験室の温度管理が重要となる。

レーザーは MELLES GRIOT 社製の半導体励起固体レーザー 58GSS305 (532nm の波長の連続レーザーで最大出力 2.5W) を用いた。また、画像の取得には Canon 製デジタル1眼レフカメラ EOS D30(有効画素約 311 万画素 : 2160×1440dot)を用いた。

Table 3-1 ガラス(S-BSL7)の物性値

密度(g/cm)	ヤング係数(GPa)	ポアソン比
2.52	7.84	0.205

Table 3-2 用いた液体

シリコンオイル名	屈折率	比重	動粘性係数	混合比率
信越シリコーン HIVAC-F4	1.5550	1.070	37.0cst (25 deg.)	2
信越シリコーン KF-56	1.4979	0.992	13.6cst (25 deg.)	5



Fig.3-3 ジョークラッシャー



Fig.3-4 ボールミル

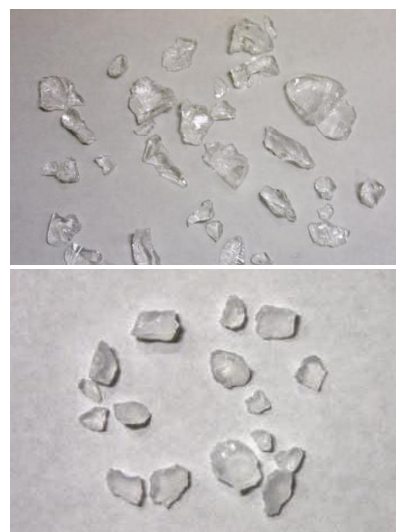


Fig.3-5 摩耗前(上)と摩耗後(下)の粒子



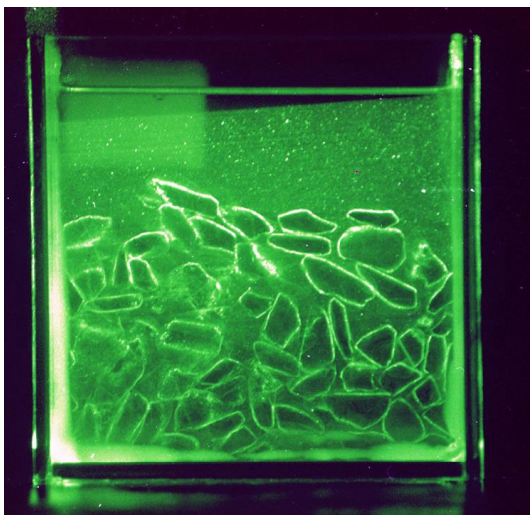
これまで LAT は粒状体斜面の動的破壊過程の解析[1][2]、杭の貫入に伴う粒状体地盤模型の 3 次元変形挙動[3]などに用いられてきたが、近年、得られる画像の定量評価手法の検討が進められ[4]、平面歪み圧縮試験への適用も行われている[5]。ただ、その画像解析の精度については検討が不十分であったため、本章では精度の詳細な検討を行う。

### 3.3. 画像解析法[6]

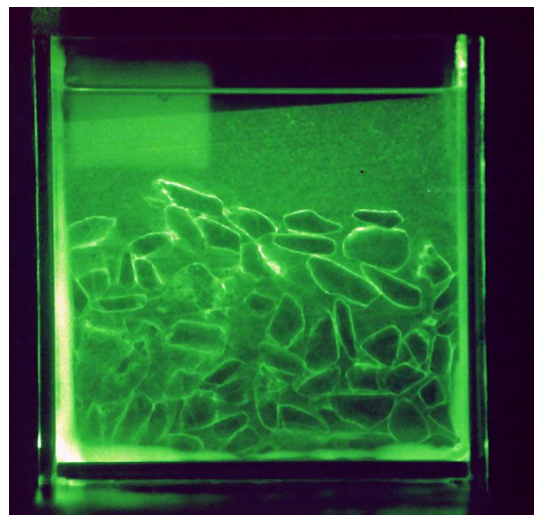
LAT 実験により得られる多量の LAT 画像から定量的な粒子配列情報を取得するためには、画像解析が不可欠である。その鍵となるのが粒子の輪郭抽出法であるが、LAT 画像の輪郭抽出における問題点としては、(1) 粒子形状が複雑であるため、多くの既存の画像処理法が使えないこと、(2) 輪郭のみが光っているため、暗い部分が粒子内部なのか間隙なのかの判断の自動化が困難であること、(3) 粒子間接触点で粒子輪郭が重なるため、通常のいわゆるエッジ追跡法を用いると、別の粒子の輪郭への乗換えが発生すること、等が挙げられる。現在のところ輪郭抽出の完全自動化は難しく、画像処理作業者のロードを軽減させるような補助プログラムにより解析を行っている。以下にその流れを示す。

#### 3.3.1 画像の前処理

LAT により粒子の挙動を解析する際には、得られた画像より、ガラス粒子の輪郭を正確に抽出することが重要である。LAT 画像には、はっきりした輪郭を有する粒子とそうでない粒子が混在している。さらに、粒子作成時に混入したガラス粉末などによる反射もある (Fig.3-6(a))。そこで、ノイズを取り去りつつ粒子輪郭を鮮明化するために、最小値フィルタとメディアンフィルタをかけて画像の前処理を行う。(Fig.3-6(b))。この処理には、汎用の画像処理ソフトウェア (Adobe Photoshop) を利用している。



(a) フィルタリング前



(b) フィルタリング後

Fig.3-6 フィルタリング前後の LAT 画像の比較

#### 3.3.2 粒子輪郭抽出

LAT の精度を上げる上での最大の課題は LAT の画像より輪郭を正確に読み取ることである。本研究では

人間の輪郭認識能力と LAT 画像解析で用いられる画像の特徴を活かしたアルゴリズムを開発した。このアルゴリズムは、粒子輪郭部分の輝度が最も高いことを利用し、Fig.3-7 に示すようにマウスポイント近傍に設定される小領域の中で最も輝度値が高い点を自動的に粒子輪郭とするものである。作業者が実際に行うのは、輪郭と思われる部分の近傍をなぞることだけであり、測定結果は熟練度にはほとんど依存しない。

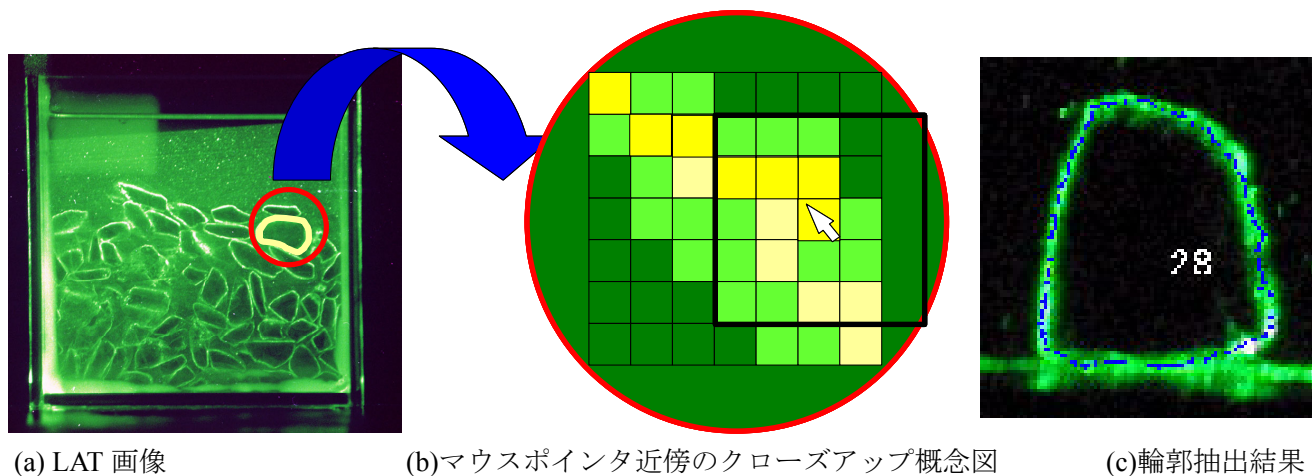
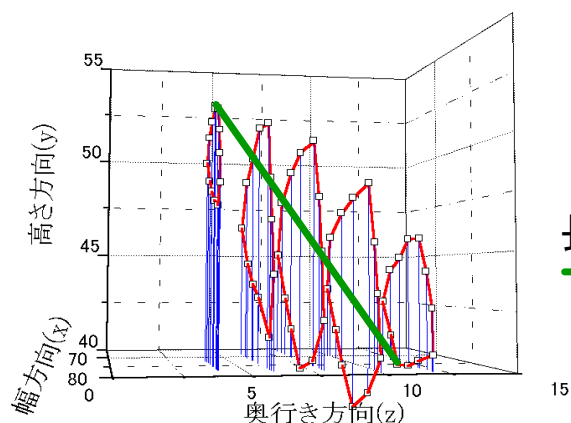


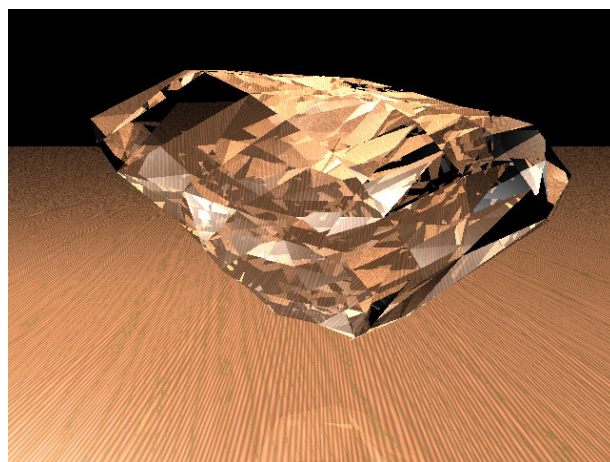
Fig.3-7 粒子輪郭抽出の流れ

### 3.3.3 三次元粒子情報の構成

前述の方法により得られた断面ごとの粒子形状をつなぎ合わせることで、三次元の粒状体情報を得ることが出来る(Fig.3-8(a))。これより、例えばデータ点間の最大の距離として長軸を定義することもできる。更に、粒子輪郭の数値データをもとに、画像処理ソフトウェア（本研究ではフリーソフトウェアである Pov・ray [7]を利用している）によりレンダリングし、粒子形状を三次元で描写することも可能となる(Fig.3-8(b))。



(a) 3次元粒子形状再構成



(b)再構成された3次元画像

Fig.3-8 三次元粒子の再構成

### 3.4 単一粒子解析による精度の検証

LAT の精度を確認するために、様々な大きさ、形状の粒子を個別に画像解析し実測値との比較を行った。Fig.3-9 に示すように、長軸約 2mm の粒子から長軸約 20mm 粒子までについて、どの粒径に対しても 0.2mm の間隔でスキャンし、各々の画像に対して、前述の画像処理を行って三次元の粒子情報を取得した。

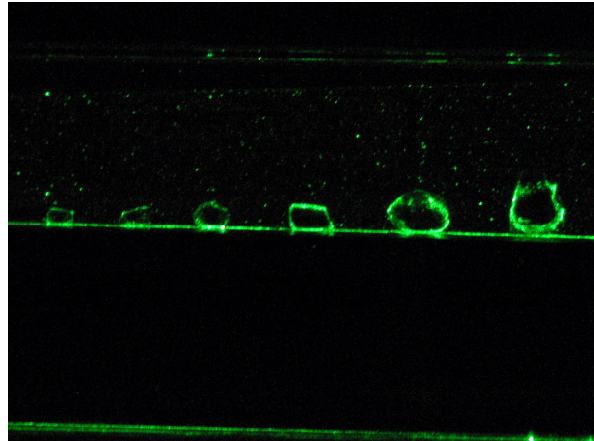
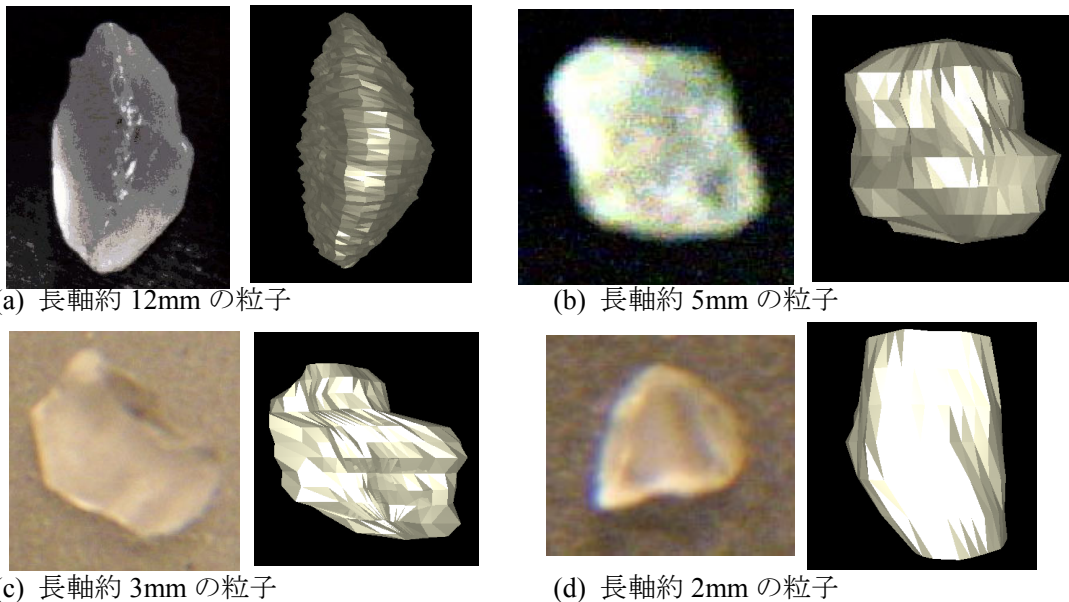


Fig.3-9 単一粒子解析

Fig.3-10 はいくつかの粒子について、左に解析に用いたガラス粒子の写真、右に LAT 画像より再構成した画像を示した。LAT のレーザ透過面に対して垂直な方向から見た画像となっている。長軸が 3mm 以上の粒子については形状をよく再現できているが、(d)の長軸約 2mm のケースでは奥行き方向で大きな誤差が生じている。これはレーザの幅が 1mm 程度あり、それにかかっている場合に粒子が存在するように見えるため、粒子サイズを大きく見積もってしまうことが原因であると考えられる。

解析に用いた粒子の長軸長さと同体積について、長軸長さはノギスで測定し、体積は精密な質量測定器に



(a) 長軸約 12mm の粒子

(b) 長軸約 5mm の粒子

(c) 長軸約 3mm の粒子

(d) 長軸約 2mm の粒子

Fig.3-10 様々な大きさの粒子の形状取得結果



よる結果をガラスの密度で除して実測値とした。その結果と再構成データから計算によって求めた値との差を Fig.3-11 に示した。ここで相対誤差とは次式で定義している。

$$\text{相対誤差(\%)} = \{ (\text{実測値} - \text{解析値}) / \text{実測値} \} \times 100$$

この結果からも、長軸が 3mm 程度以下の粒子については誤差が特に+の方向に大きくなっていることがわかる。一方、3mm 以上の粒子については、長軸長さについては $\pm 10\%$ （平均 2%）、体積については $\pm 20\%$ （平均 4%）の範囲内の相対誤差で収まることが確認された。レーザーシートの幅は、現在は凹レンズによって調節しているが、スリットを入れるなどの処理でより薄くできれば更に精度は向上することが期待される。

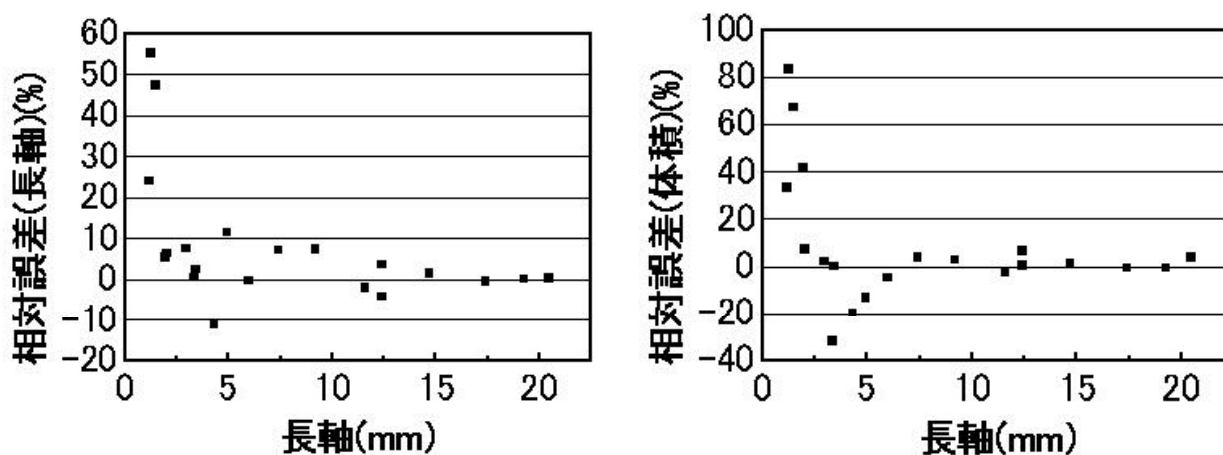


Fig.3-11 長軸・体積に関する解析値と実測値の相対誤差

### 3.5 三次元粒状体の内部構造解析

ここでは、3次元粒状体の内部構造の可視化とその精度の検証を目的として、粒径 2~5mm の粒子を用いて、一辺 50mm のアクリル容器に密詰め・ゆる詰めの供試体を作成し、その一部分（縦 20mm×横 20mm×

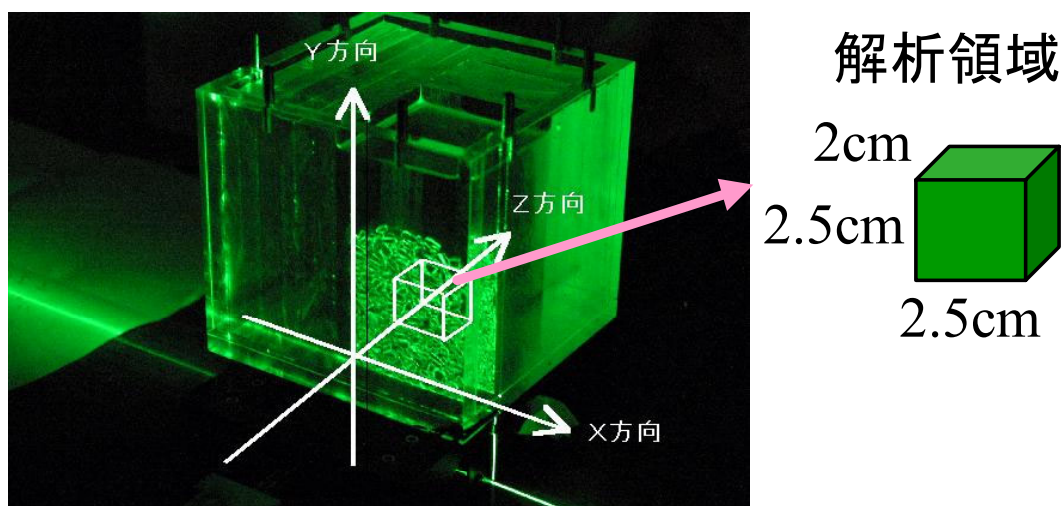


Fig. 3-12 3次元粒状体内部構造の可視化実験

奥行き 25mm) を LAT で解析した (Fig.3-12)。ゆる詰め供試体はシリコンオイルで満たした容器中にガラス粒子を静かに沈める水中落下法によって作成した。一方密詰め供試体は、シリコンオイルを約 5mm 程度容器に入れ、ガラス粒子を水面から一定の高さで、水面の高さまで落下させる空中落下法を用いた。このとき気泡が生じるので、スポイトを用いて気泡を丁寧に取り除く。この過程を繰り返し行って密な供試体を作成した。また、LAT 画像は 0.4mm おきにスキャンした断面で取得した。

Fig.3-13 は LAT 解析により再構成された、ゆる詰めと密詰めの 3 次元粒状体内部構造である。同じサイズの解析領域中にゆる詰め 126 個、密詰め 205 個の粒子が検出された。

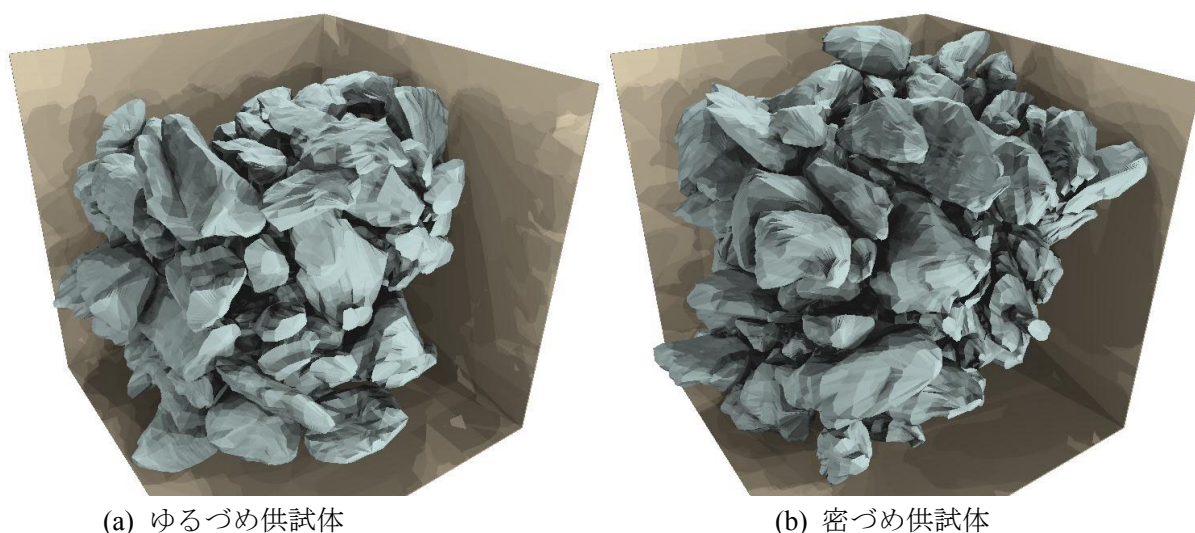


Fig.3-13 再構成された三次元粒状体内部構造

### 3.5.1 粒子情報に関する解析

Fig.3-14 および 3-15 は、LAT 解析によって得た粒子輪郭情報から長軸位置を計算して、各平面に投影したものである。更に、Fig.3-16 のように、各長軸の水平面からの傾き  $\theta$ 、および水平面内の x 軸からの傾き  $\phi$  の頻度分布を Fig.3-17 および 3-18 に示した。 $\theta$  の分布からは、ゆる詰め、密詰めともに、長軸が水平方向を向いている粒子が多いことがわかるが、その傾向はゆるづめで顕著である。これは供試体の作成方法が原因であると考えられる。一方、水平面内においてはほぼ均一に散らばっていることが期待されるが、ゆるづめの供試体では  $\phi = \pm 90^\circ$  付近の粒子が少なくなっている。これは画像のスキャン方向による解析誤差である可能性があり、今後の詳細な検討が必要である。

次に、長軸に垂直で最も長い軸を第二軸とし、その長さ分布を Fig.3-19 に示す。これより、第二軸の長さが 2mm~6mm に集中しているが、これは 5mm ふりの対角線の長さおよび 2mm ふりの一辺の長さと整合している。

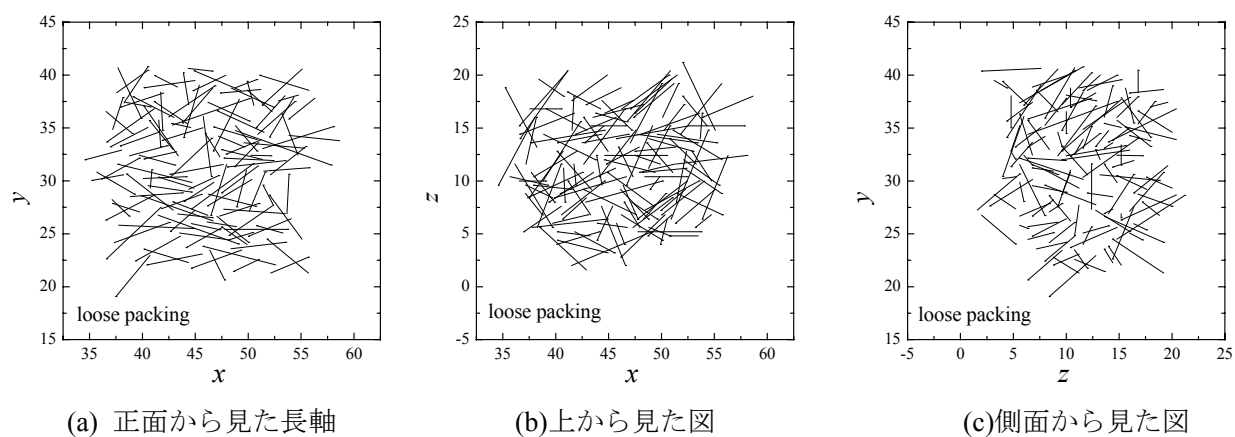


Fig.3-14 ゆるづめ供試体の長軸分布

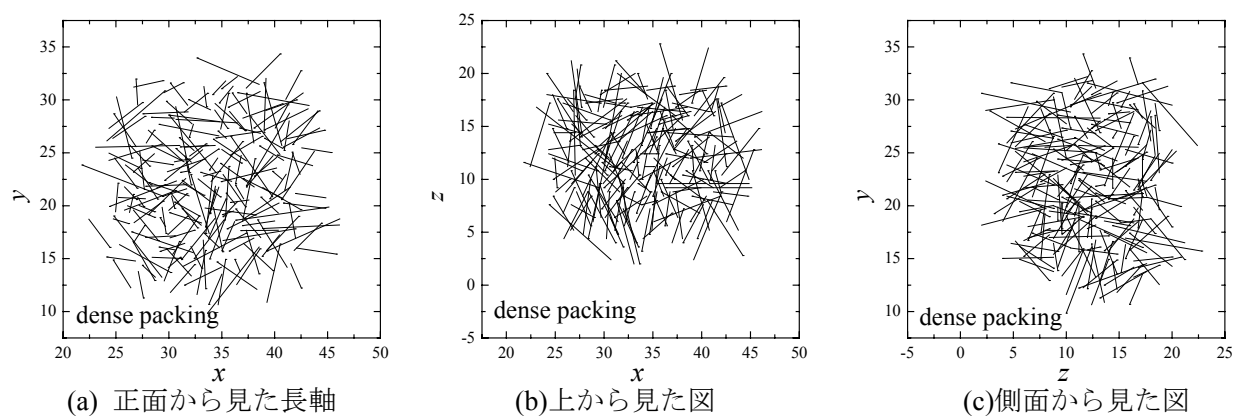


Fig.3-15 密づめ供試体の長軸分布

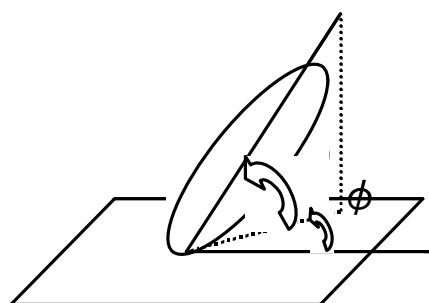


Fig.3-16 長軸の傾き角の設定

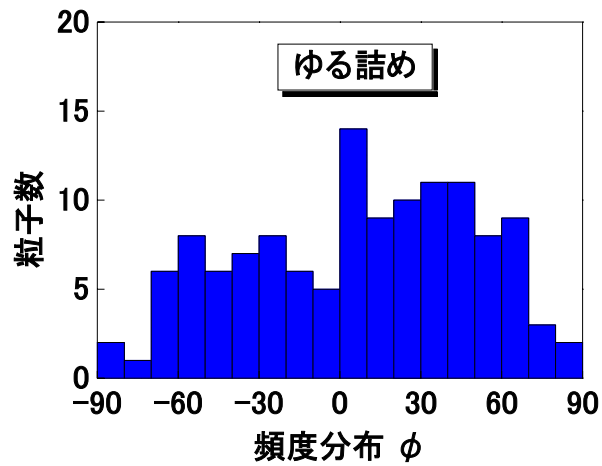
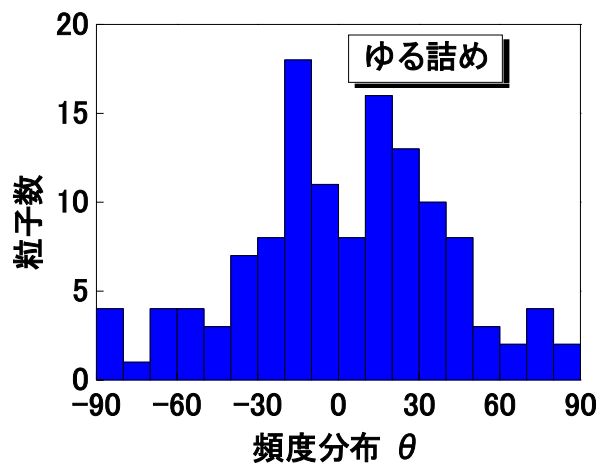


Fig.3-17 ゆる詰め供試体の長軸角度分布

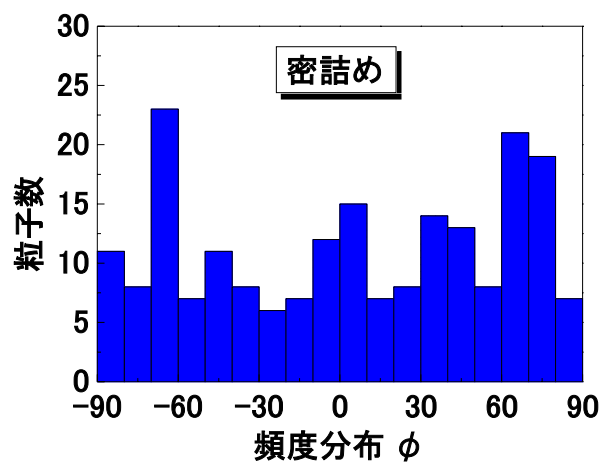
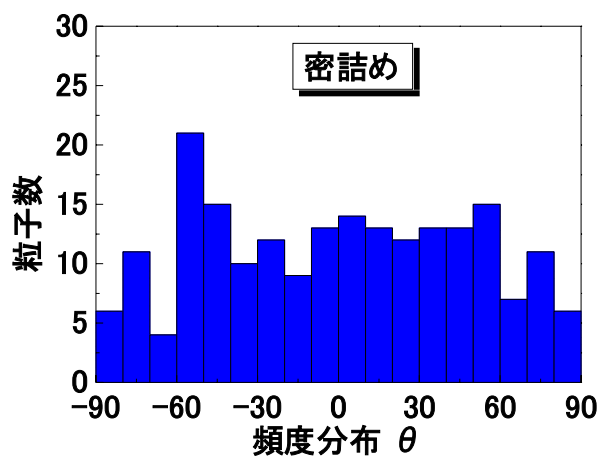


Fig.3-18 密詰め供試体の長軸角度分布

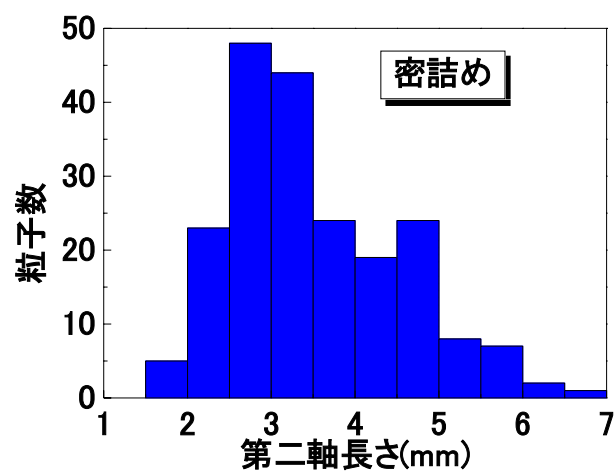
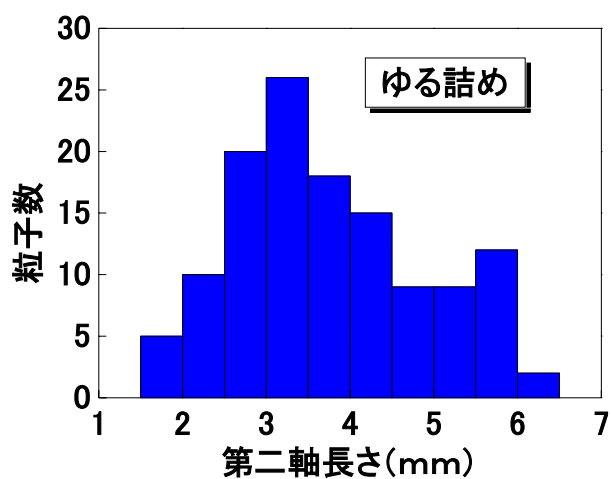


Fig.3-19 第二軸の長さ分布

### 3.5.2 粒子配列情報から計算される間隙比の精度

LAT 解析によって得られたデータを元に、間隙比の計算を行うことができるが、ここではその精度の検証を行う。LAT データを基にした間隙比計算の際に配慮しなければならないのは、境界の影響である。本研究では、容器内部のある部分を解析領域とし、その領域内に完全に含まれる粒子のデータのみを抽出しており、領域に部分的に含まれるような粒子は除いて考えている。そのため、領域の境界付近では間隙の量が大きくなってしまい、実際の間隙比を正しく評価できない。従って、解析領域全体についての間隙比ではなく、領域の更に内部の、境界の影響が含まれない程度の部分領域における間隙比を求める必要がある。一方で、その部分領域を余り小さく取りすぎると、そこに粒子が存在しているか否か、といった local な影響が現れ、やはり間隙比を妥当に評価できない。このような点を考慮して、ここでは部分領域の大きさを徐々に変化させながら間隙比を計算し、それがどのような変化をするかで、もっとも適切な間隙比を求める方法を検討する。

Fig.3-20 に示すように、元の解析領域に対する部分領域の大きさの比を  $\alpha$  とする。 $\alpha$  を変化させたときの部分領域中の間隙比を Fig.3-21 に示す。計算される間隙比は、図に示されるように鋸刃状の変動を示すが、これはデータが 0.4mm 間隔で離散的に計測されていることによる。 $\alpha$  が小さい時には局所的な影響が、大きいときには境界の影響が出るが、その中間では計算値がほぼ一定となる領域が存在する。この値を LAT データより求められる間隙比とする。

一方、図中に直線で示されている実測値は、供試体全体の重さと体積より、ゆる詰め 0.98、密詰め 0.68 と求められた値である。解析値と実測値は比較的近い値となったが、まだ両者には差が認められる。解析領域サイズ大きくすれば、この差は小さくなるものと期待できる。

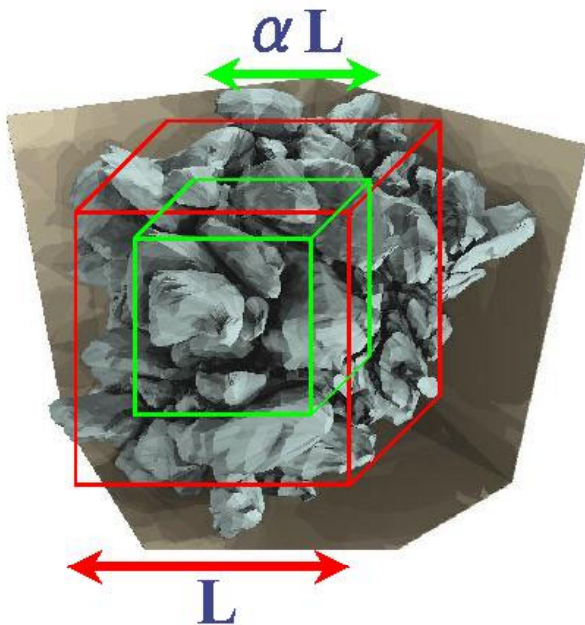


Fig.3-20 間隙比の計算のための部分領域

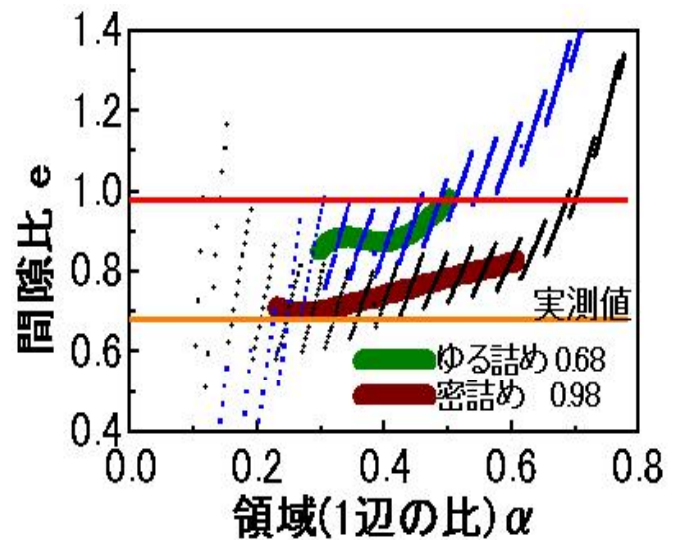


Fig.3-21 LAT データより求められる間隙比と実測値の比較



### 3.5.3 供試体内の接触点の計算

LAT 解析によって得られたデータから、各粒子同士の接触判定を行い、配位数(粒子 1 個当たりの接触点数)を求めた。Fig.3-22 は間隙比の計算時と同様、境界の影響が出ないように設定した部分領域内部の粒子(密詰めで 36 個、ゆる詰めで 12 個)を対象として、各粒子間の最小距離を計算し、その距離が 0.4mm 以下のものについての頻度分布を示している。密詰め・ゆる詰め共に、-0.025~0mm の頻度が極めて多くなっており、これらの粒子は互いに接触しているとみなすことができる。ここで、「-」の距離というものは、現実的には起こり得ないため、LAT の画像処理の誤差によるものであるが、逆に 0.2mm 以上の食い込みが存在しないことは、画像処理の精度が良好であることを示しているといえる。

Fig.3-22 において、粒子間距離 0mm 以下のものを全て接触しているとみなして求めた各粒子の接触点数の頻度分布を Fig.3-23 に示す。データ数が少ないのでばらつきが大きくなっているが、密詰め供試体で接触点数が 4~12 というのが大部分であることは妥当な結果であるといえる。更に、この頻度分布のデータをもとに、密詰め・ゆる詰めの平均配位数を算出したところ、密詰め : 9.41、ゆる詰め : 5.83 と求められた。Fig.3-24 は間隙比と平均配位数の関係を示しているが、等径球を用いた Smith らの研究[8]と似たような傾向があることが認められる。

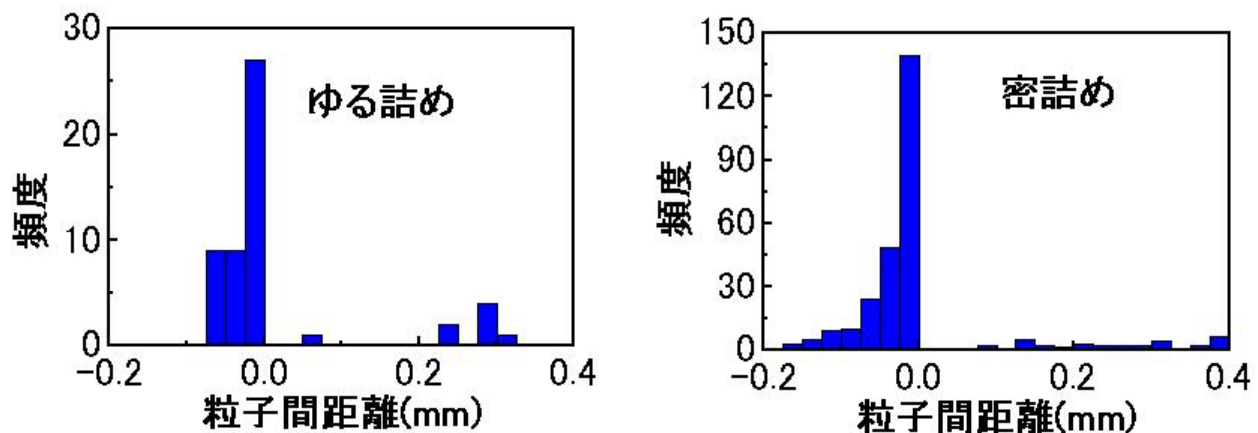


Fig.3-22 粒子間距離の頻度分布 (左 : ゆる詰め、右 : 密詰め)

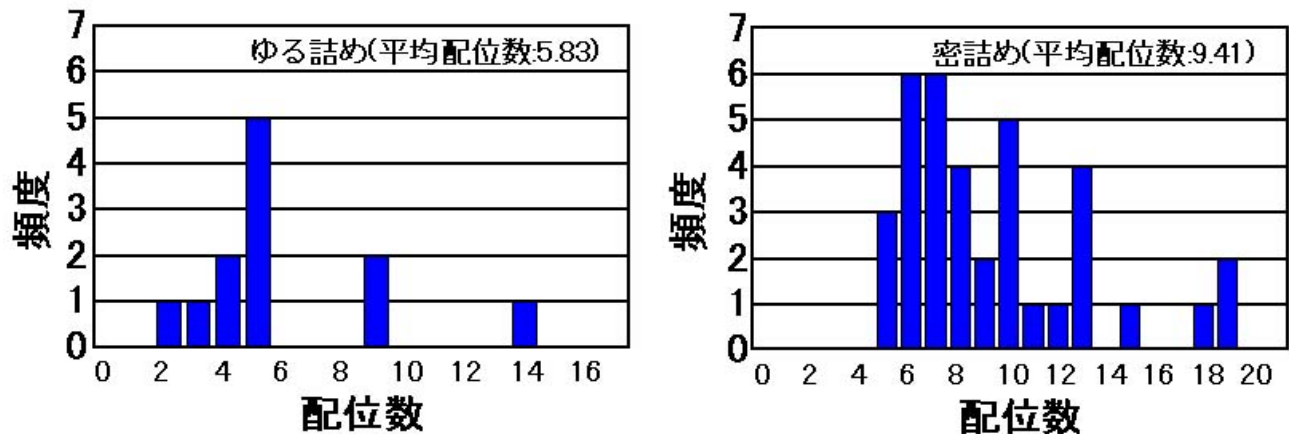


Fig.3-23 配位数の頻度分布 (左 : ゆる詰め、右 : 密詰め)

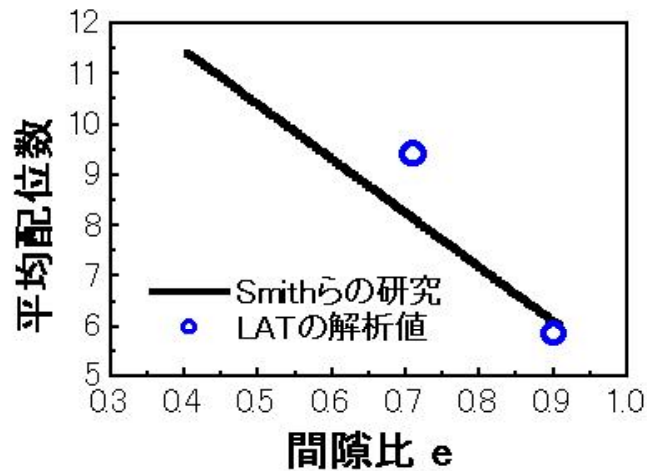


Fig.3-24 間隙比と配位数の関係

### 3.6 本章のまとめ

本章では、LAT を用いて粒状体の粒子配列情報を定量的に取得する手法の検討と精度の検証を行った。現在の 1mm 厚のレーザーシートにおいては、3mm 程度以上の粒子について、粒子形状情報を誤差 10%以内で取得できることを確認できた。また、粒子配列情報として、長軸方向角、第 2 軸長さ、間隙比、配位数などを求める手法について検討を行い、良好な結果を得ることができた。

### 本章の参考文献

- [1] Konagai, K., Tamura, C., Rangelow, P. and Matsushima, T.: Laser-Aided Tomography: A Tool for Visualization of Changes in the Fabric of Granular Assemblage, Structural Engineering/ Earthquake Engineering, Vol.9, No.3, pp.193s-201s, JSCE, 1992.
- [2] Konagai, K., Matsushima, T. and Sato, T.: Dependence on Frequency of Dynamic Inter-particle Dislocation within a Slope, Structural Engineering/ Earthquake Engineering, Vol.11, No.2, pp.93s-101s, JSCE, 1994.
- [3] Konagai, K.: Visualization of fabric by Laser-Aided Tomography, Mechanics of Granular Materials: An Introduction, Oda, M. and Iwashita, K. eds., Balkema, 1999.
- [4] 松島亘志, 石井高幸, 小長井一男: LAT による 3 次元粒状体内部構造の可視化と定量化, 第 6 回コンピュータービジュアライゼーションシンポジウム論文集, pp.37-40. 2000. (日経サイエンス 8 月号, 2000.)日経サイエンス
- [5] Matsushima, T., Ishii, T. and Konagai, K.: Observation of Grain Motion in the interior of a PSC Test Specimen by Laser-Aided Tomography, Soils & Foundations, Vol. 42, No. 5, pp.27-36, 2002.
- [6] 坪川洋友: LAT による 3 次元粒状体の内部構造評価と粒子運動の微視的観察、筑波大学修士論文, 2003.
- [7] 石本浩司: POV-Ray for Windows 入門, ソシム, 1998.
- [8] Smith, W.O., Foote, P.-D., Busang, P. F.: Packing of Homogeneous Spheres, Physical Review, Vol.34, 1271-1274, 1929 (最上武雄編著: 土質力学、技報堂, p.915-917, 1969.)

## 4. LAT/PSC 試験

### 4.1 本章の目的

粒状体が地震動などの外力を受けたとき、微視的に見ると個々の粒子が運動し、その配列構造を変化させることで材料特性が変化し、液状化や流動などが発生する。そのような粒状体の微視的挙動を捉えることが LAT 実験の目的であるが、これを実構造物の解析などに活用するためには、粒状体を連続体と仮定した場合の材料特性との関わりを議論することが不可欠である。連続体構造解析に広く用いられている有限要素法を用いれば、実際に液状化とそれに伴う流動の被害にあった事例に対して数値解析を行い、その妥当性の検証を行ったり[1]、将来想定される液状化と流動に対して、構造物基礎がどのような力を受けるか[2]等の評価を行うことが可能である。一方で、このような連続体解析に必要となる材料の構成則に関しては、要素試験などで得られる現象論的なモデルを用いているのが現状であり、複雑な地盤条件や外力条件に対してどの程度の妥当性を有するのか不明なまま解析結果が一人歩きする危険性もある。本研究では、粒状体の微視的挙動に立脚した地盤材料の構成モデルを検討する手法として LAT を捉えている。このような観点から得られたモデルは、粒状体の物理に立脚しているため中身が明らかであり、材料パラメータも物理的に意味のあるものとなる。また、現象を大きく見誤る危険性も少なくなると考えられる。

このような粒状体のマクロ(連続体としての構成モデル)とミクロ(粒子個々の運動)のつながりを詳細に検証するためには、マクロとミクロの諸量の同時計測が不可欠である。この場合、マクロは境界値問題ではなく連続体としての材料特性であるから、いわゆる要素試験を行って得られるような応力-ひずみ関係などを指している。従って、3軸圧縮試験のように、通常用いられているような要素試験に LAT の原理を適用すれば、マクロとミクロの同時計測が可能となる。しかしながら、LAT 実験ではレーザーを照射する方向と、それを観測する方向の2面が透明でなければならない、この条件により、側面をメンブレンで被うだけの3軸圧縮試験などに対しては、LAT の適用は極めて困難である<sup>1</sup>。一方、一面せん断試験などには比較的楽に適用可能であるが、自由なせん断層の発達が阻害されるため、本来の意味での要素試験ではないという問題がある。そこで、平面歪み要素試験(PSC 試験 : Plane strain compression test)に LAT を適用することが試みられ[3]、装置として良好に機能することが確かめられた。そこで本章では、より高精度な PSC 試験装置に LAT を組み込むことを試み、マクロとミクロの諸量の同時計測を行う。当初の目標では非排水繰り返し試験まで行う予定であったが、諸事情によりそこまで至らなかったため、排水状態での単調載荷試験結果についてのみ報告する。

### 4.2 LAT/PSC 試験の概要

文献[3]で試作された LAT/PSC 装置(東大生研型)は、圧力セルを設置せず、拘束圧を供試体内部からの負圧によってかけるタイプの装置であった。セル圧を負荷できないため、高圧をかけて供試体を完全飽和す

<sup>1</sup> 透明なゴム膜、というのがあれば別だが、現状ではそのようなゴム膜は開発されていない。

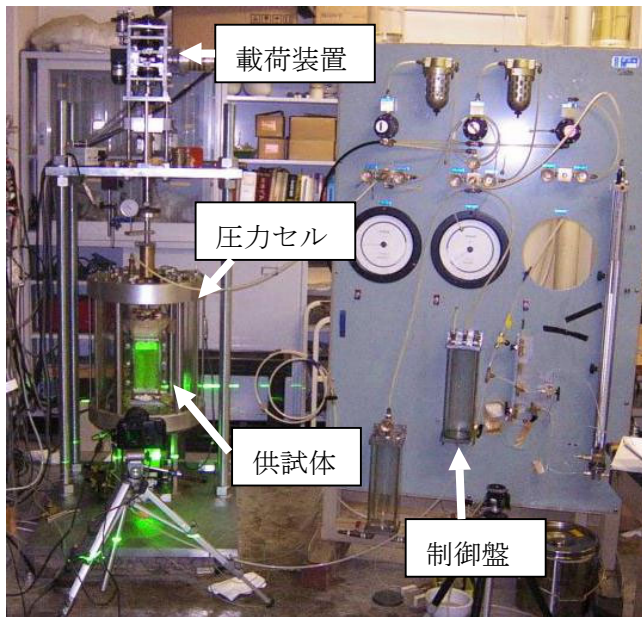


Fig. 4-1 LAT/PSC 装置(筑波大学型)

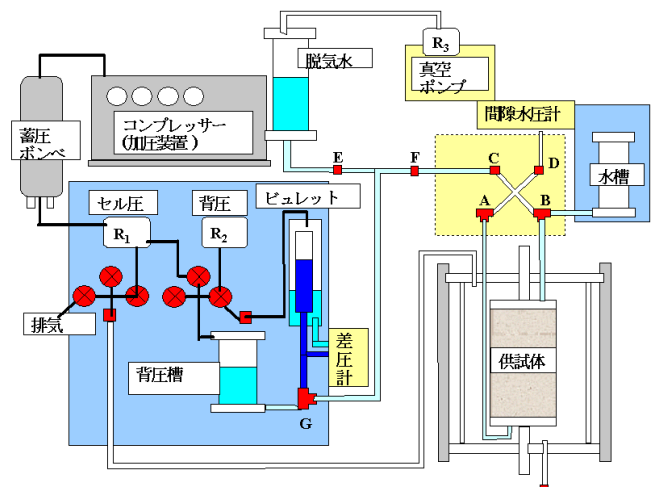


Fig.4-2 装置配管図

ることが困難であったため、内部に気泡が残留し、鮮明な LAT 画像が取得できないという問題点があった。また、载荷装置も単純な単調载荷のみ可能なものであったため、繰り返し载荷などを行うことは不可能であった。このような問題点を考慮し、本研究で新たに製作した LAT/PSC 機(筑波大学型)は、圧力セルを有し、またクラッチの切り替えにより遊びなしに瞬時に载荷方向を反転させることの可能な、高精度载荷装置を用いた (Fig.4-1)。Fig.4-2 には装置の配管図を示す。

LAT/PSC 試験装置の主要部分は、文献[4]の PSC 試験装置と同様に設計されているが、前述の通り、LAT 技術を適用するために、次のような修正が加えられている (Fig.4-3)。

(1) レーザーシートを下方から供試体に通すために、ペDESTALをアクリル製とし、その支持台にもペDESTALを固定するための穴を設ける。

(2) 供試体内部のレーザー透過断面を観察出来るように、不透明なメンブレンの正面部分をあらかじめ切り取って長方形の覗き窓をあけ、内側と外側から 2 枚のアクリル板ではさみこんで密閉する。さらに平面歪み状態を実現するための前面拘束板もアクリル製として、上述の二枚重ねのアクリル板と密着させる。

(3) 供試体を飽和させる液体は、3 章と同様、ガラス粒子と同じ屈折率を有する 2 種類のシリコンオイルの混合液を用いる。

特に(2)の変更によって、供試体のガラス粒子は、メンブレン

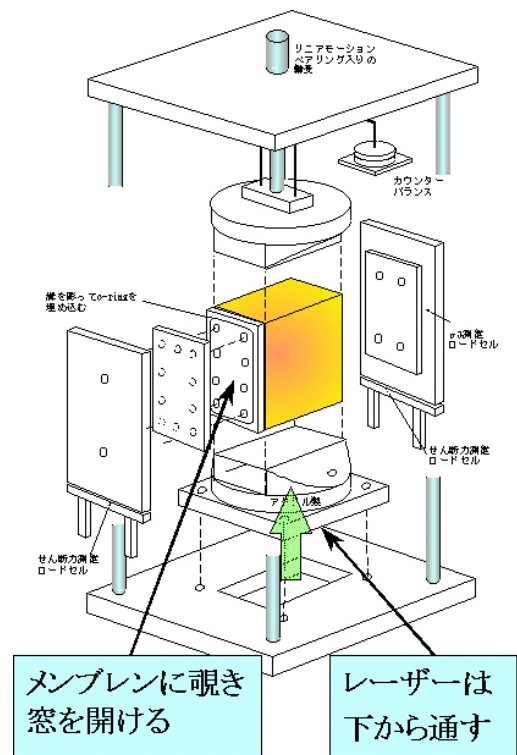


Fig.4-3 PSC 装置への LAT の導入



を介さず、アクリル板に直に接することになる。これにより供試体は摩擦を受け、変形しにくくなっていることが予想される。本研究ではそのまま行っているが、将来的にはこの摩擦の影響の評価及び低減措置などを講じる必要がある。

本章で使用したガラス粒子は、2mm～5mm 径のもので、最大間隙比および最小間隙比がそれぞれ 0.898 および 0.592 であった。用いたガラス粒子の写真を Fig.4-4 に示す。供試体サイズは高さ 200mm、幅 80mm、奥行き 158mm である。

使用するメンブレンは、ガラス粒子径が大きく形状も angular であるため破れやすい。本研究では 0.5mm 厚のメンブレンを使用しているが、それでも試験中に頻繁に破れた。セルを被せる前に破れた場合には、液体のラテックスゴムで補修をして実験を行ったが、せん断中に破れた場合はそのまま実験を継続した。

供試体をシリコンオイルで飽和させる際、まず空気を  $\text{CO}_2$  に置き換えてからシリコンオイルを導入した。これは水の場合と同様、シリコンオイルに対しても  $\text{CO}_2$  が溶けやすいからである。また、試験中は背圧を 200kPa かけ、気泡がなるべく障害にならないようにした。

せん断中の拘束圧は 50kPa で行った。軸ひずみ速度は 0.02%/min. とし、軸ひずみ 15%程度まで载荷を行った。今回、LAT 画像は、前面アクリル板から奥 1cm 程度の断面にレーザーを固定して、二次元の粒子運動情報を鉛直軸変位 1mm ごとに取得した。供試体全体の画像を撮影すると個々の粒子情報の誤差が大きくなるため、供試体下半分の画像を撮影した(Fig.4-5)。なお、初期状態と最終状態に関しては、供試体をスキャンして三次元粒子情報を取得したが、本報告では用いていない。

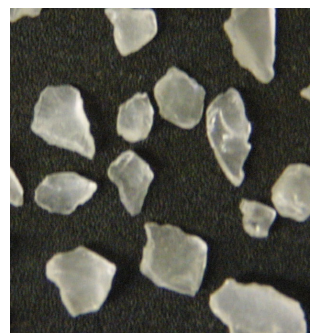


Fig.4-4 用いたガラス粒子(2mm-5mm)

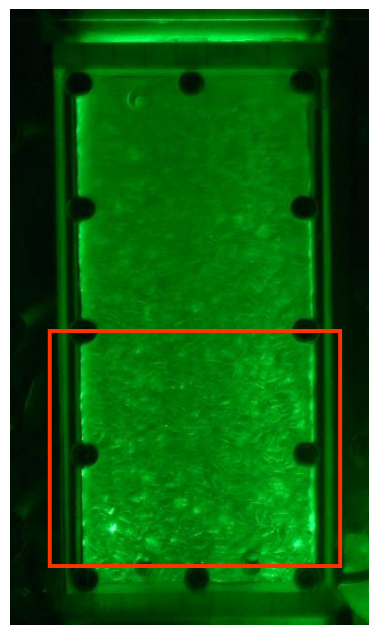


Fig.4-5 LAT 画像取得領域

### 4.3 実験結果

Fig.4-6 は、2つの実験(case 3 および case4)での応力ひずみ関係である。相対密度はそれぞれ 90.8%, 79.1% であるが、内部摩擦角はそれぞれ  $56.1^\circ$ 、 $55.6^\circ$  とかなり大きな値となっている。メンブレンにのぞき窓を開けるといふ同様の境界条件で行った既往の実験結果と比較すると、ほぼ同様の値となっており、本装置による特異性は見られない。のぞき窓を開けたことによる影響については、同じガラス粒子を用いてのぞき窓を開けない通常の試験をすることによって明らかとなるが、これは今後の課題である。

Fig.4-6 は体積変化も示しているが、ビュレットの容量が不足したため、途中までしか計測できていない。peak 強度付近のダイレタンシー角はそれぞれ  $27.0^\circ$ 、 $27.2^\circ$  となり、内部摩擦角に対応して大きな値となっている。

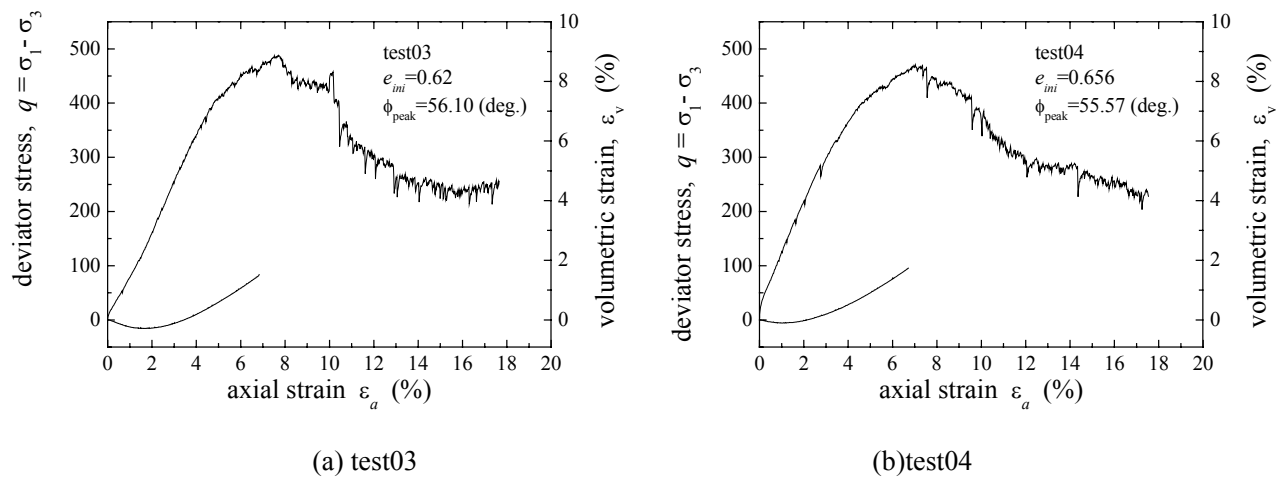


Fig.4-6 応力-ひずみ関係およびダイレタンシー関係

以下では test03 についての結果を示す。Fig.4-7 に示すような LAT 画像を各ひずみ段階で取得し、画像処理を行って、Fig.4-8 に示すような粒子運動の軌跡を得ることができる。ただし、画像の鮮明度がやや不足しているため、断面内の全ての粒子については情報を取得できていない。Fig.4-7 において各粒子の断面重心を求めて、粒子の並進変位の情報として、粒子回転情報から分離した。その並進変位の空間分布の最小 2 乗補間により、断面に貼り付けた長方形メッシュの変形を計算したものが Fig.4-9 である。これは、粒子の並進変位を平均化したものであり、いわゆるマクロな変形、連続体としてみた場合の変形に対応する。ペダスタルに接した供試体下面付近はほとんど変形が生じず、一方、供試体中央部付近に相当する画像上部では、左側と右側にせん断層が発達しているのが見える。ただし、peak 強度に達する直前の軸ひずみ 6% での変形図では、まだそのようなひずみの局所化は現れていないように見える。

このひずみの局所化をより明確に表現するために、各メッシュの最大せん断歪み分布を求めたものが Fig.4-10 である。これを良く見ると、軸ひずみ 3% の段階(Fig.4-9 ではほとんど変形が認められないので省い

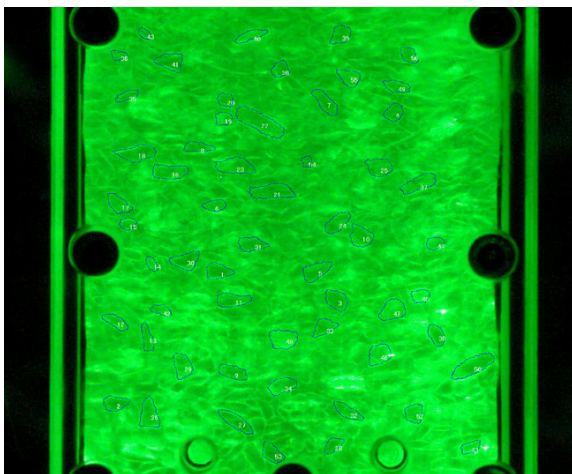


Fig.4-7 取得した LAT 画像の例 (test03)

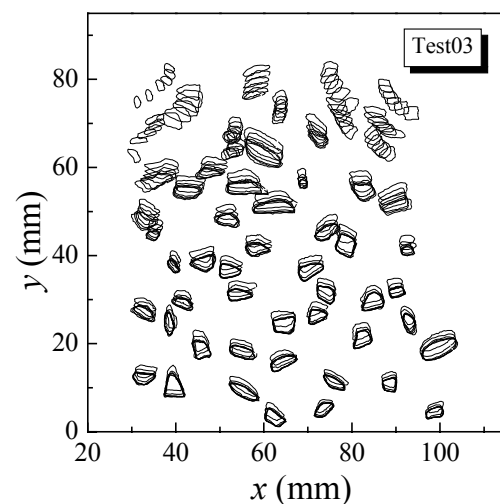


Fig.4-8 観察断面内の粒子運動

た)で、既に局所的なひずみの集中が見られ、それは供試体左下のエッジ部より斜め上方に進んでいるように見える。よく知られているように、平面歪み試験では供試体上下面のエッジ部よりせん断層が発達することが多いが、このひずみの集中もそれを捉えていると考えられる。しかし軸ひずみ 6%においては、3%で見られたひずみの集中は消失し、代わりに図の右上の部分にせん断層が形成されている。このせん断層は、画像では取得していないが、供試体の上左端から発達してきたものの延長であると予想される。そして軸ひずみ 9%では、更にひずみの集中が顕著になり、軸ひずみ 15%では図の左上の部分にもせん断層が現れている。この状態は Fig.4-9 のメッシュ変形図でも容易に判断できる。

今回行った実験ケースでは、常に供試体下面はほとんど変形せず、上部分が変形する結果となった。そのため、画像取得領域内に十分なせん断層が観察できず、せん断層幅やその他の情報を得ることはできなかった。その原因としては、供試体下面はレーザーを通すためにアクリルペDESTALにそのまま接しているのに対し、上面はキャップとの間にメンブレンを挟んでいるために粒子の拘束が弱く、その差によってせん断層が上面を基点にして現れやすいことによるものと考えられる。

最後に、粒子の回転について検討を行う。回転量の算出には、文献[3]で用いた長軸の回転から求める方

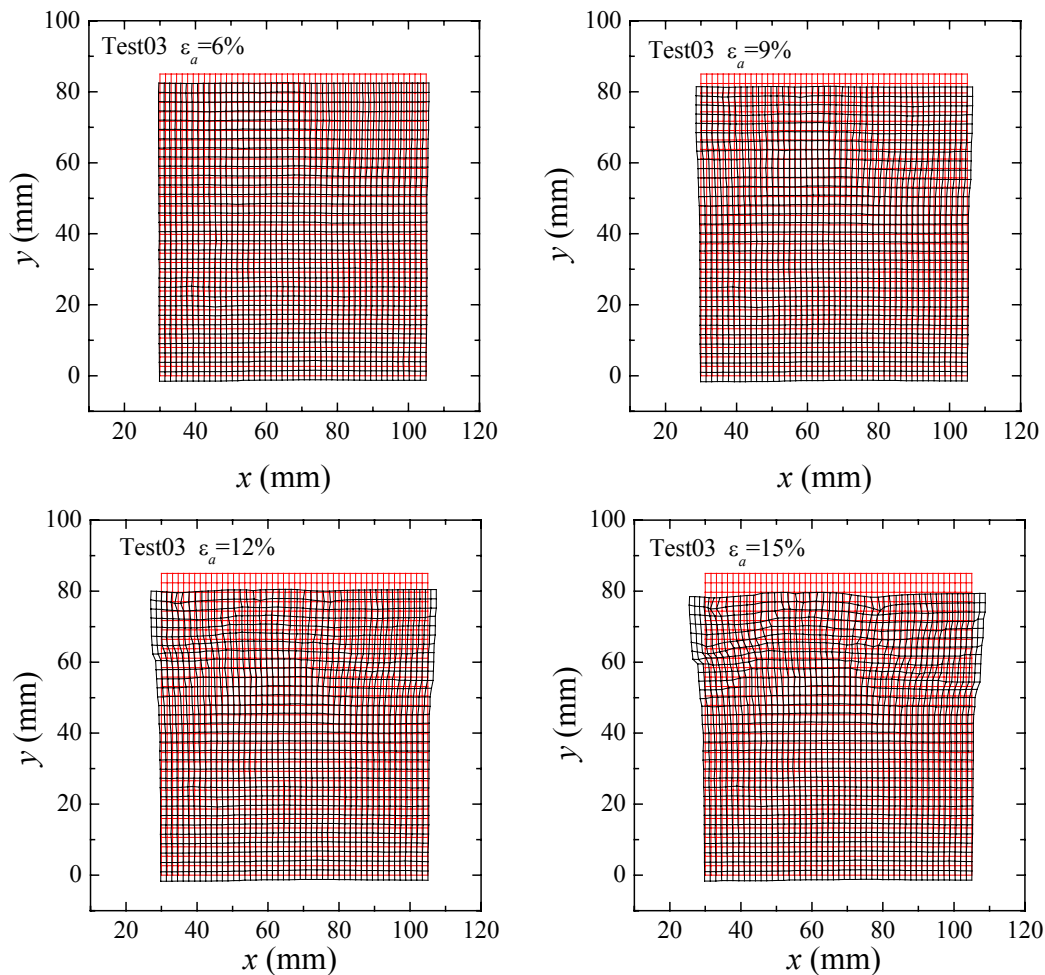


Fig.4-9 粒子中心変位から最小自乗補間により求めたメッシュの変形

法ではなく、移動前後の画像を徐々に相対回転させながら相関をとり、もっとも相関の良い角度を粒子の回転量とした。その際、断面内の粒子形状が球形に近いものはエラーが出やすい。計算された粒子回転のうち、その推移が不自然なものについて取り除いた結果を Fig.4-11 に示す。単調载荷のため、粒子の回転も単調に変化することが期待されるが、やや不自然な動きをしているものも見受けられる。Fig.4-12 は並進変位と同様の補間方法により得られた粒子回転(初期状態から軸ひずみ 15%までの回転量)の分布である。解析領域右上は負の回転(時計回り回転)、左上は正の回転を示しており、せん断層内のせん断方向と対応しているが局所化パターンなどは違いが見られる。これについては、粒子回転の定量化手法の精度を含め、今後の課題である。

粒状体を巨視的に見た場合の回転(連続体回転: Fig.4-9 のメッシュの回転に相当)と粒子回転との関係については、コッセラ理論等の高次連続体理論との関わりもあり、今後も多くの検討を要する課題である。それについての LAT 試験および個別要素法解析を行った研究例として文献[5]がある。

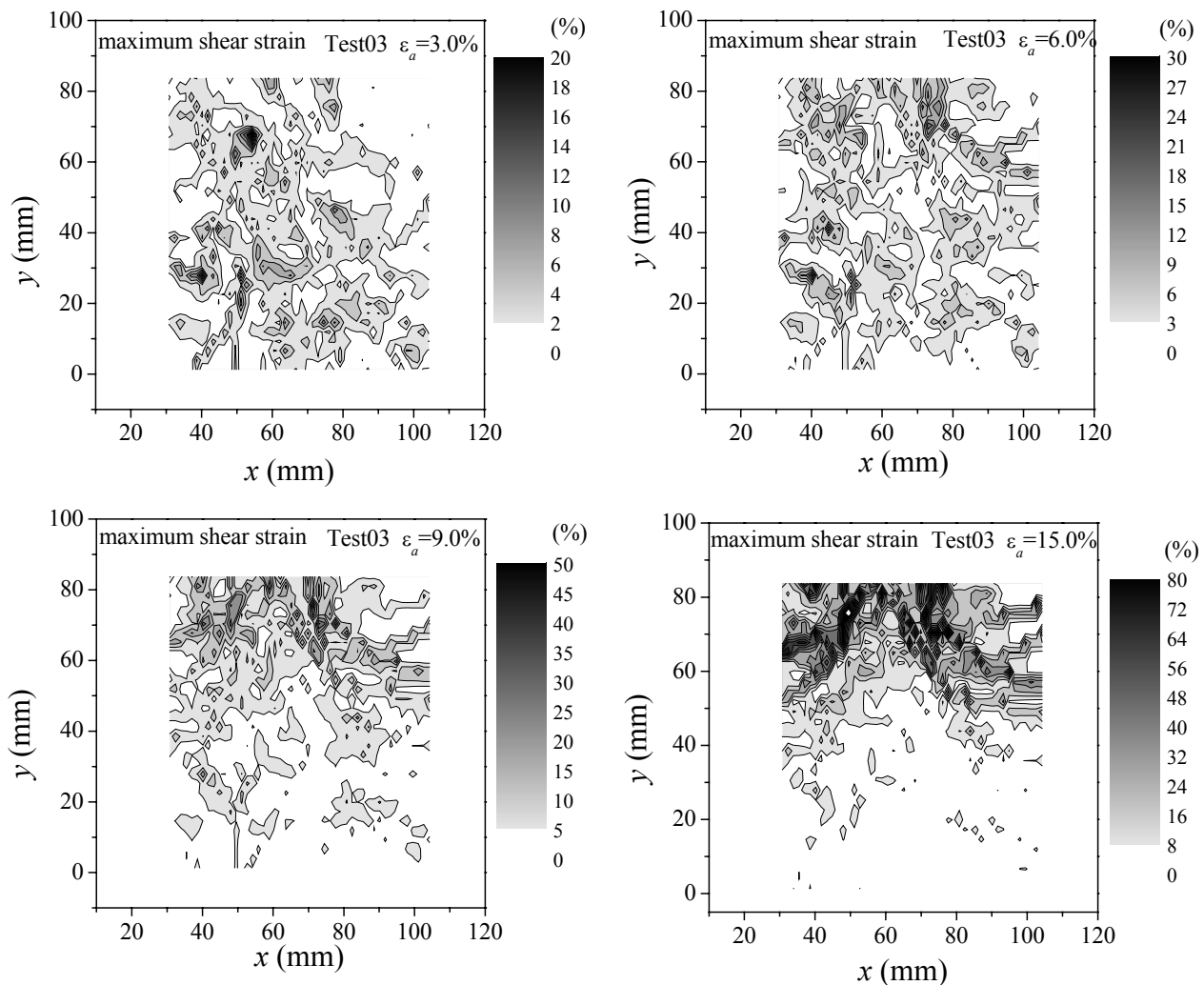


Fig.4-10 最大せん断ひずみ分布(test03)



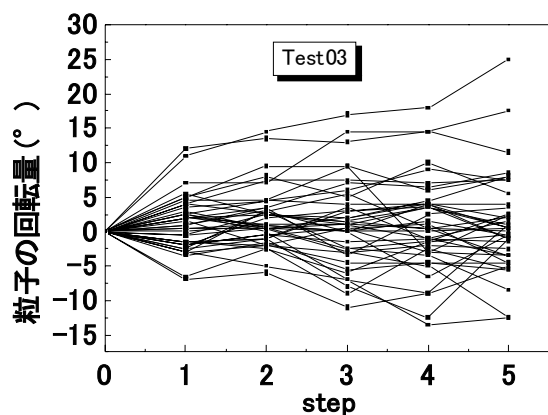


Fig.4-11 粒子回転の推移(step1 から順に、  
軸ひずみ 3%, 6%, 9%, 12%, 15%)

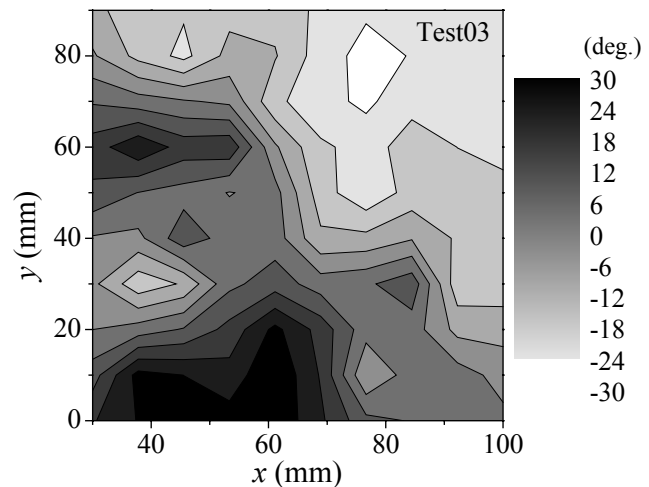


Fig.4-12 粒子回転分布(軸ひずみ 15%までの回転)

#### 4.4 本章のまとめ

圧力セルを有し、高精度載荷装置を備えた LAT/PSC 試験機(筑波大学型)を開発し、その基本性能の検証を行った。得られた応力-ひずみ関係などのマクロ挙動は、既往の試験装置(東大生研型)と同様であった。更に、載荷中の粒子運動の計測を行い、粒径 2-5mm の粒子に対しても、良好な計測結果が得られた。

今後の課題としては、載荷中にレーザーシート位置を自動変更しながらの 3 次元粒子運動計測の実現、特にせん断層内の詳細検討、個別要素法解析とのカップリング等が挙げられる。

#### 4 章の参考文献

- [1] 安田進、吉田望、安達健司、規矩大義、五瀬伸吾、増田民夫：液状化に伴う流動の簡易評価法、土木学会論文集、638, III-49, 71-89, 1999.
- [2] 岡二三生、盧之偉 (Lu Chiwei)、渦岡良介、張鋒、液状化の設計理論と実際、群杭を有する地盤の液状化、土と基礎(地盤工学会誌)、50-8, Ser. No. 535, pp.9-11, 2002.
- [3] Matsushima, T., Ishii, T. and Konagai, K.: Observation of Grain Motion in the interior of a PSC Test Specimen by Laser-Aided Tomography, Soils & Foundations, Vol. 42, No. 5, pp.27-36, 2002.
- [4] Tatsuoka, F., Sato, T., Park, C.-S., Kim, Y.-S., Mukabi, J.N. and Kohata, Y.(1994): "Measuring of elastic properties of geomaterials in laboratory compression tests," Geotechnical Testing Journal, Vol.17, No.1, pp.80-94.
- [5] Matsushima, T., Saomoto, H., Tsubokawa, Y., Yamada, Y.: Observation of Grain Rotation inside Granular Assembly during Shear Deformation, Vol.43, No.4, 2003.8. (accepted)

## 5. LAT による粒子 - 流体挙動同時計測の試み

### 5.1 本章の目的

粒子 - 流体系の挙動は、土木工学の分野のみならず、機械工学や粉体工学など、様々な分野で積極的に研究がなされているものの 1 つである。地盤工学においては、液状化や砂や礫の透水問題、ボーリング、パイピングなどがこの範疇であり、粒子 - 流体系の内部を観察し、挙動を把握することは重要である。LAT<sup>1)</sup>はこれまで、粒状体を構成する粒子を対象とした計測を行ってきた。本章では LAT を応用して、粒子 - 流体系の粒子挙動のみならず、間隙流体の挙動も同時に可視化・計測することを目的として、可視化実験を行った。

### 5.2 可視化手法とデジタル画像の取得方法

可視化手法として、粒子に対してはこれまでと同様に LAT を用い、流体に対しては PIV<sup>2)</sup>(Particle Image Velocimetry) を適用する。PIV は流体力学の分野でよく用いられる可視化手法である。流体中に無数のトレーサ粒子 (大きさ数十ミクロン) を混入し、レーザー光をシート状にして流れに照射することにより、レーザーシート面内のトレーサ粒子が光り、パターンを作り出す。微小時間に対するパターンの移動量をパターンマッチング操作<sup>3)</sup>により調べることで、流体の速度場を求めることができる。パターンの移動量は、微小時間をはさむ 2 つの画像に対して、輝度値の相互相関係数を計算し、相互相関係数が最大となる箇所を求めることで検出することができる (Fig 5.1)。ただし、2 つの画像から求められるパターンの移動量は並進変位のみであり、回転や変形の情報を得ることができない。したがって、パターンのサイズはこれらの効果が無視できる程度に十分小さくなくてはならない。

また、PIV はピット - 管や熱線などの測定器具を用いた流速測定法と比べて、流れを乱さないことや、画像を用いることによる多点同時計測が可能であることが特徴である。流速を測定する器具を供試体内部に設置する必要がないため、ガラス粒子の変形や流体の流れが測定器具により拘束されたり、乱されたりすることがない上に、供試体の作成段階においてトレ - サ粒子を流体に混入するだけであるため、作業効率が良いことなど、PIV は LAT と組み合わせるには極めて都合が良い手法である。これまでのように、準静的なガラス粒子の挙動を観察する目的であれば、デジタルカメラを使用することで LAT 画像をデジタル画像として取得することができた。しかしながら、PIV を併用して流体の挙動も同時に観察・計測するためには、トレ - サ粒子のパターンがあまり崩れない程度の時間間隔で画像を記憶し続けなければならないが、現象にもよるが、ほとんどの場合、デジタルカメラの時間分解能では無理である。以上のことから、ここでは、100 万画素、30 フレーム/秒の CCD ビデオカメラ (コダック メガプラス カメラ ES1.0) と大容量のメモリ (2GB) を持つパ - ソナル・コンピュ - タを用いて、計測システムを構築した (Fig 5.2)。このシステムにより、現象を 1/30 秒間隔で約 30 秒間撮影し続けることが可能であり、撮影したデジタル画像 (8bit の Tiff 形式) は画像ボ - ドを介してパ - ソナル・コンピュ - タに保存される。

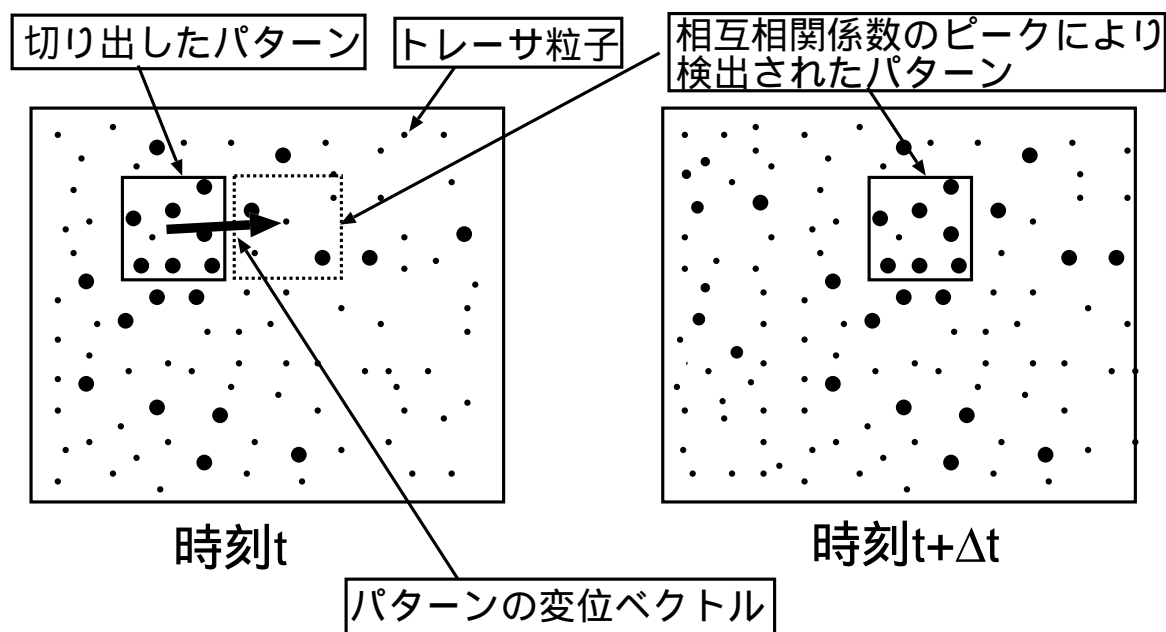


Fig 5.1: 2 枚の PIV 画像を用いた変位ベクトルの算出

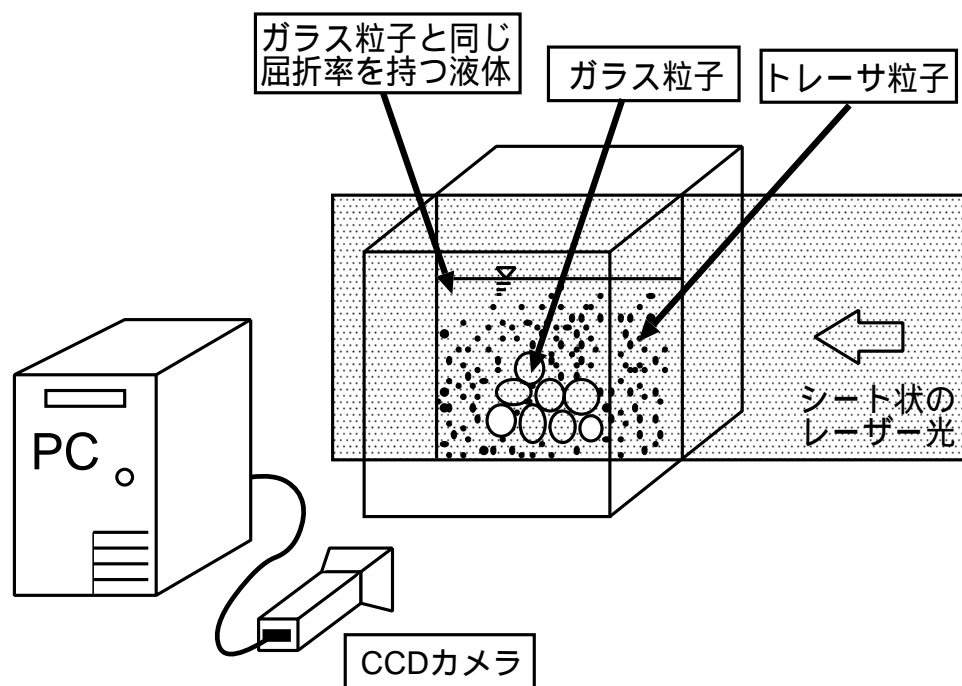


Fig 5.2: 計測システムの概要

### 5.3 可視化実験 1(パターン検出プログラムの検証)

まず実験に入る前に、今回用いるトレーサ粒子の流れに対する追従性について調べておく。トレーサ粒子を球形と仮定し、静止していたトレーサ粒子が流速  $U$  の流れにより加速されること考える。流体抵抗はストークスの法則に従うものとする、トレーサ粒子に対して以下の運動方程式が成り立つ。

$$\frac{4\rho_t\pi r^3}{3} \frac{dv}{dt} = -6\pi\rho_l\nu r(v - U) \quad (5.1)$$

ここで、 $\rho_t, \rho_l$  はそれぞれトレーサ粒子の密度と流体の密度を表し、 $v$  と  $\nu$  はそれぞれトレーサの速度と流体の動粘度である。この運動方程式を時刻零でトレーサの速度が零という初期条件のもとで解けば、トレーサの速度  $v$  は次の式により表される。

$$v(t) = U \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{9\rho_l\nu t}{2\rho_t r^2}\right) \right\} = U \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{18\rho_l\nu t}{\rho_t D^2}\right) \right\} \quad (5.2)$$

ここで、 $D$  はトレーサ粒子の直径である。式 (5.2) に今回実験に用いるトレーサ粒子とシリコンオイルの物性値 (表 5.1) を代入して、式 (5.2) のグラフを描いたものが Fig 5.3である。トレーサ粒子の速度が

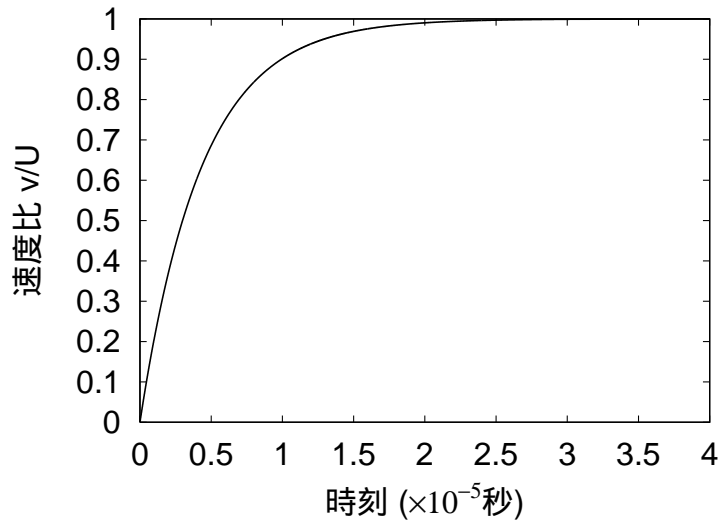


Fig 5.3: 流速  $U$  の流体によるトレーサ粒子の加速

流速  $U$  の 99%となる時間を求めてみれば、 $1.99 \times 10^{-5}$  秒となり、十分小さい。これより、今回用いるトレーサ粒子は、流体挙動をすばやく追従することができると考えられる。また、重力による鉛直方向の誘起速度はトレーサ粒子の密度とシリコンオイルの密度がほぼ等しいことから、ほとんど無いものと考えられ、トレーサ粒子の選定は妥当であるといえる。

次に、構築した計測システムと、流速場を求めるために作成したパターンマッチングプログラムの検証を行う目的で、一辺が 100mm の立方体のアクリル製の容器にトレーサ粒子を混入した流体 (シリコンオイル) を入れ、載荷装置につながった板付きのアクリル棒を容器の中央に設置し、アクリル棒を一定速度 (0.75mm/s) で引き上げられるという問題を取り扱った。実験に用いた供試体の概要を Fig 5.4 に、アクリル棒とシリコンオイル、ならびにトレ - サ粒子の諸元を表 5.1 に示す。また、初期状態を撮影した画像を Fig 5.5 に示す。今回の実験画像の撮影倍率は、0.132mm/pixel となっている。

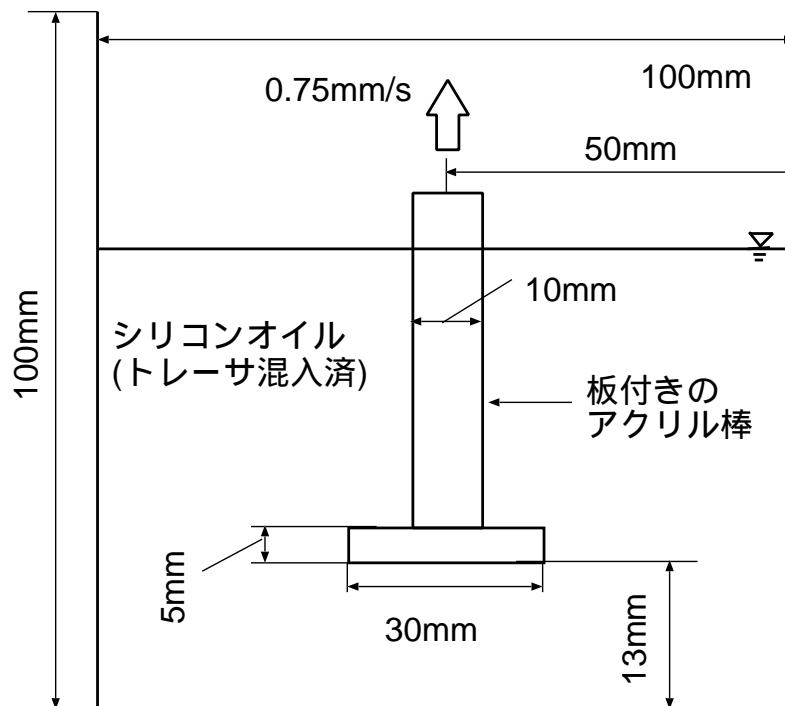


Fig 5.4: アクリル棒の引き上げ実験概要

表 5.1: アクリル棒, シリコンオイル, トレ - サ粒子の諸元

	アクリル棒	シリコンオイル	トレーサ粒子
密度	1.20 g/cm <sup>3</sup>	1.02 g/cm <sup>3</sup>	1.02 g/cm <sup>3</sup>
粒径	-	-	40 $\mu$ m
動粘度	-	20.6 mm <sup>2</sup> /s	-
屈折率	1.490	1.514	-

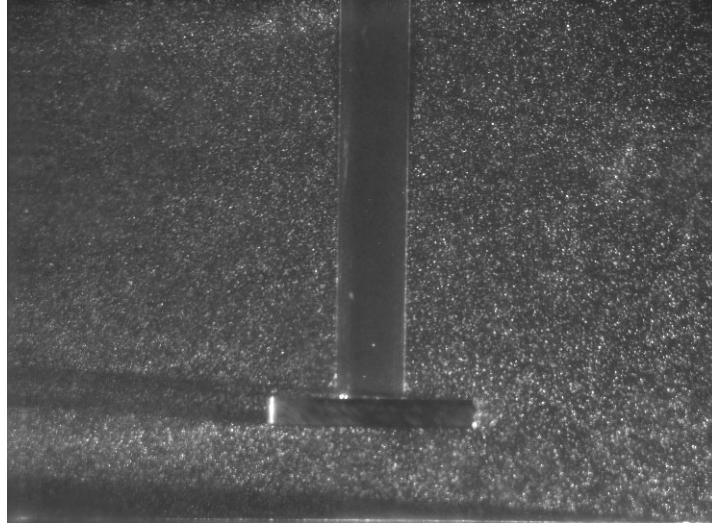


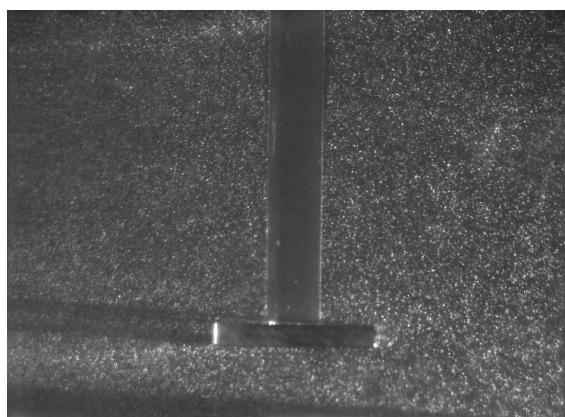
Fig 5.5: アクリル棒引き上げ実験の初期状態 (740×544pixel)

#### 5.4 実験結果と考察

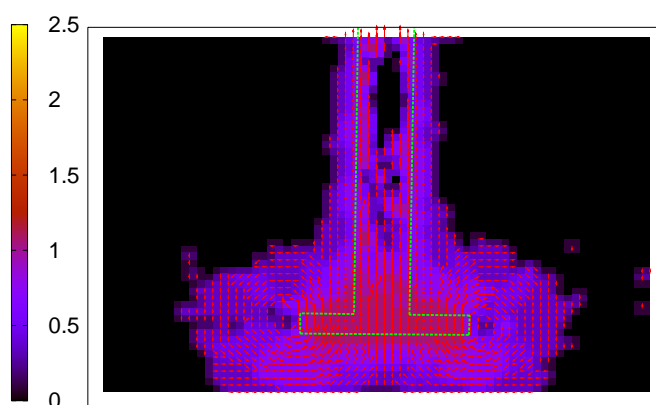
供試体を撮影した画像と、その時刻における速度場を画像解析により求めた例を Fig 5.6 に示す。Fig 5.6 において、左側が実際に撮影した画像であり、右側がパターン検出プログラムにより、速度場を求めた結果である。画像解析結果中のコンターの値はアクリル棒の引き抜き速度で無次元化したものである。また、画像解析の条件として、パターンマッチングのためのテンプレートサイズを 21pixel(2.78mm に相当) 四方とし、2 画像間の時間間隔は 0.5 秒とした。レーザーシートは画像右側から左側に向けて照射しており、アクリル棒を通過した後に影ができていることがわかる。これは、アクリル棒とシリコンオイルの屈折率 (LAT ガラス粒子の屈折率と同値) が違うことに起因するものであるが、影の影響は画像解析結果から 1、2 本程度の誤った流速ベクトルを生じさせていると考えられる。しかしながら、この程度であれば容易に除去、あるいは修正が可能であり、画像解析自体には差し支えない。

Fig 5.6 より、板の下方に周囲から流体が回り込み、板の左右にほぼ対称な渦が発生していることがわかる。渦は実験開始直後から発生して、時刻が経過するにつれて成長し、板とともに上昇していく。渦の成長は、約 3 秒後には定常状態となり、定常状態となった渦の大きさは、Fig 5.6 中の (c') から読み取ると、直径約 48mm であった。流速の分布については、板直下の流体が板の上昇に伴って板を追隨する箇所と、板の直上の流体が板の接近に伴い上方に押し出される箇所の流速が大きくなっている。

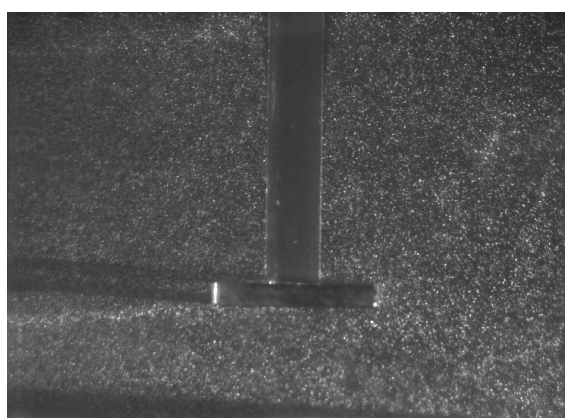
以上のことは、目視による実験動画の確認においても同様の傾向が見られ、パターン検出プログラムが正常に機能していると考えられる。ただし、アクリル棒内部領域の速度ベクトルは、アクリル棒の引き抜き速度と違ったものになっている。これは、撮影した画像からもわかるとおり、アクリル棒自体に明確なパターンが存在せず、アクリル棒内部領域においてパターンマッチングがうまく機能しないためである。



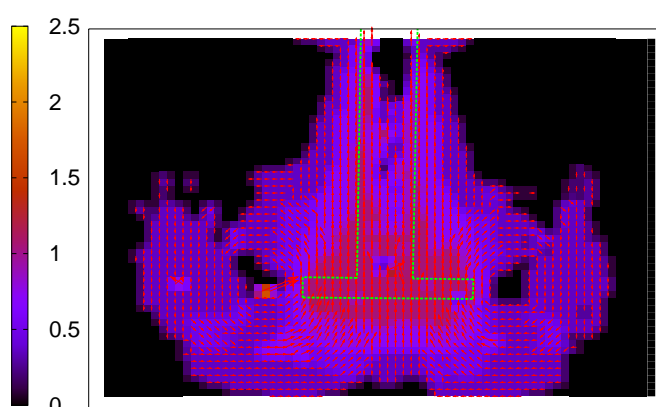
(a) 0.1秒後



(a') 0.1秒後 画像解析結果



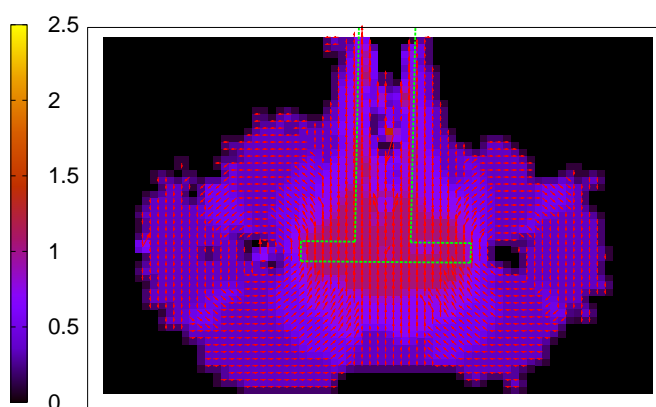
(b) 10.1秒後



(b') 10.1秒後 画像解析結果



(c) 18.6秒後



(c') 18.6秒後 画像解析結果

Fig 5.6: 実験結果

### 5.5 可視化実験 2(粒子 - 流体内部の速度場計測)

ここでは、粒子 - 流体内部の速度場の計測を目的として、一辺が 100mm の立方体の容器 (アクリル製) に、ガラス粒子と、トレーサ粒子を混入したシリコンオイル、および載荷装置につながった板付きのアクリル棒を詰めて供試体を作成し、0.75mm/s でアクリル棒を引き抜くという可視化実験を行った。実験は 2 種類行い、一方は供試体全体を撮影し、全体の速度場の観察を目的としたもの (case1) である。もう一方はアクリル棒につけた板近傍の領域を拡大撮影し、局所的な速度場の観察を目的としたもの (case2) である。どちらの場合も、レーザーシート面内の 2 次元的速度場の可視化実験である。また、撮影倍率はそれぞれ 0.130mm/pixel(case1)、0.049mm/pixel(case2) となっている。実験に用いた供試体の概要を図 5.7 に、ガラス粒子とシリコンオイルの諸元を表 5.2 にそれぞれ示す。供試体を作成した後、各場合に対して初期状態を撮影したものが、図 5.8 および図 5.9 である。

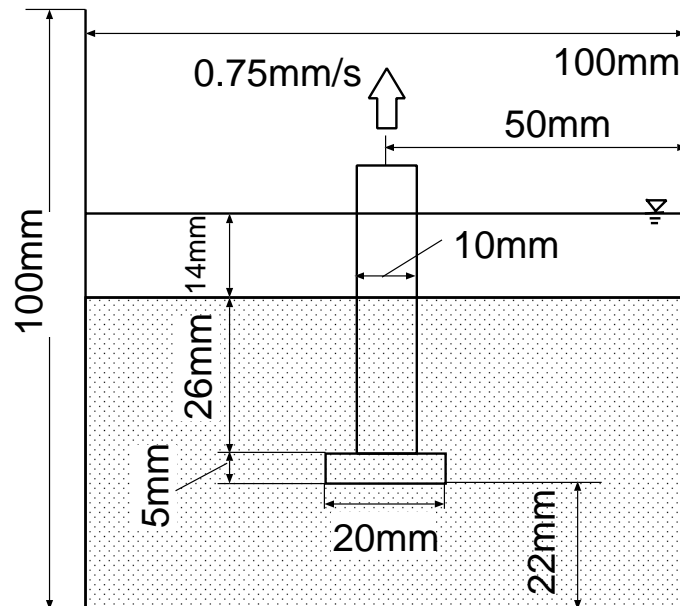


Fig 5.7: 供試体の概要

表 5.2: ガラス粒子とシリコンオイルの諸元

	ガラス粒子	シリコンオイル	トレーサ粒子
密度	2.52 g/cm <sup>3</sup>	1.02 g/cm <sup>3</sup>	1.02 g/cm <sup>3</sup>
粒径	2mm ~ 5mm	-	40μm
動粘度	-	20.6 mm <sup>2</sup> /s	-
屈折率	1.514	1.514	-



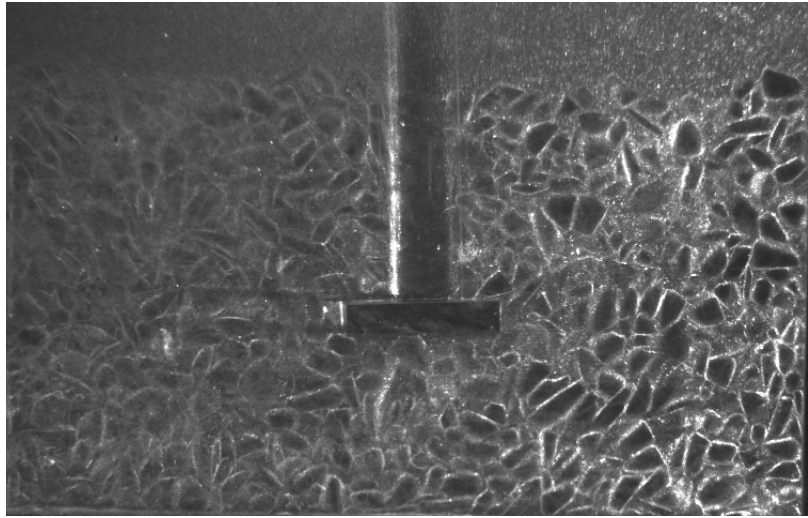


Fig 5.8: case1 の初期状態 (752×480pixel)

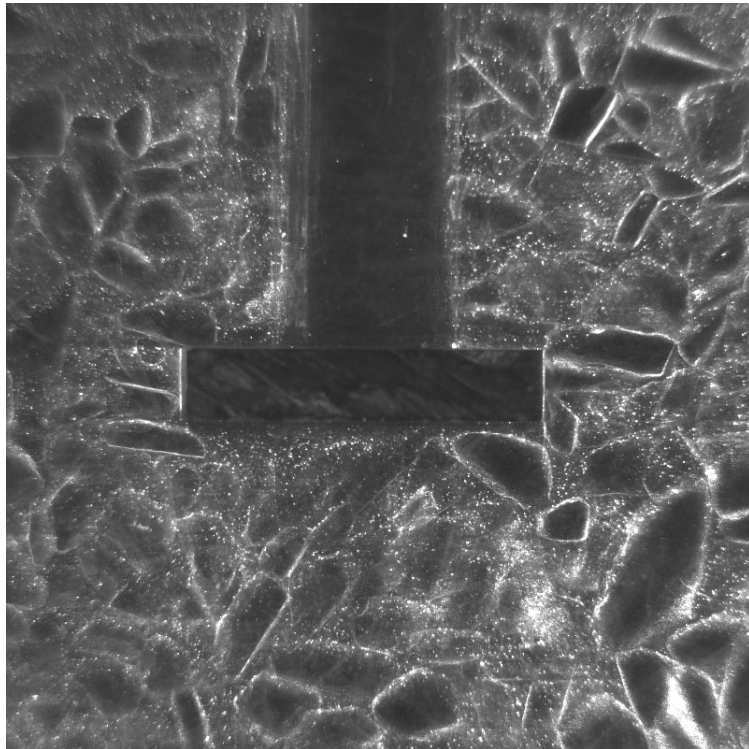


Fig 5.9: case2 の初期状態 (800×800pixel)

## 5.6 実験結果と考察

目視により実験の動画を確認すると、いずれの場合についても、引き抜きが始まると同時にアクリル棒の直下に空洞ができ始め、流体が流入している様子や、空洞中へのガラス粒子の落ち込み、粒状体の変形の様子が観察できた。次に、2 画像間の画素値の相互相関を用いてパターンマッチングを行い、速度場の定量化を行った。

まず、case1 について、速度場を求めた例が Fig 5.10 である。ここで、マッチングのために用いたテンプレートのサイズは 31pixel(4.03mm に相当) 四方であり、10pixel(1.3mm に相当) ずつずらしてテンプレートを切り出した。また、2 画像間の時間間隔は 0.167 秒である。コンターの値は、可視化実験 1 と同様に、アクリル棒の引き抜き速度で無次元化したものを示している。

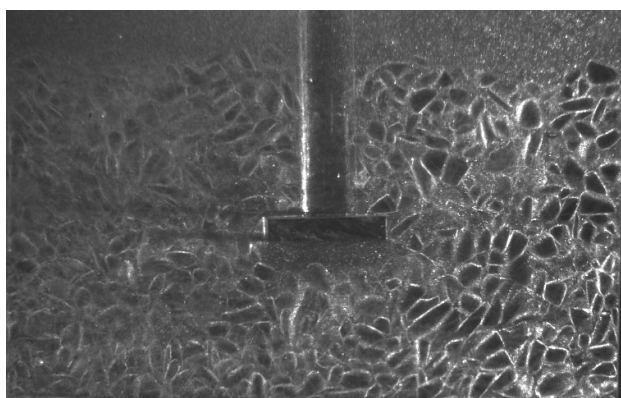
Fig 5.10 中の (a') は、実験の初期の段階であり、板の直下に少し空洞ができ、空洞中の流体が板を追従している。また、板の上方のガラス粒子が板とほぼ同じ速度で上昇していることがわかる。この傾向は実験結果全体にわたって見られた。case1 の倍率では、ガラス粒子の間隙を流れる流体の挙動はほぼ計測不可能であった。Fig 5.10 中の (b') は、板直下の空洞中の流体が、放射状に激しく動いていることがわかる。これは、空洞に紙面奥行き方向から手前に向かって、ガラス粒子が落ち込んだ瞬間を捕えたものであり、レーザーシート面に面外方向に卓越した流速ベクトルが投影されたものと解釈することができる。しかしながら、通常のパターンマッチングでは、面内の情報から面外方向の流速を再現することは困難であり、面外の挙動を含む 3 次元的な現象を把握するためには、他の手法を用いる必要がある。

Fig 5.10 中の (c') から、板の左斜め上方のガラス粒子群の落ち込みと、直下の空洞中の流体の速度場が卓越していることがわかる。このことは、マッチング操作がガラス粒子の輪郭により構成されるパターンに対して機能したことを表している。したがって、LAT 画像をこの程度の倍率で撮影すれば、供試体全体の変位場が自動的に取得可能であると考えられ、これまで作業者が手動で行っていた変位場の取得という部分を自動化でき、効率が上がるものとして期待できる。

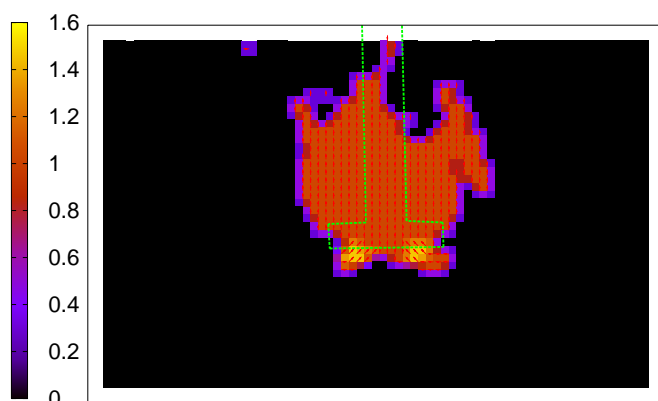
結果として、case1 についてはガラス粒子の間隙中を流れる流体の挙動を定量化することは困難であり、ガラス粒子群の速度場と空洞中の流体の速度場が測定可能であった。

case1 と同様の手順で、case2 について供試体内部の速度場を求めた例が Fig 5.11 である。テンプレートのサイズは 29pixel(1.42mm に相当) 四方であり、10pixel(0.49mm に相当) ずつずらしてテンプレートを切り出した。また、2 画像間の時間間隔は 0.1 秒である。

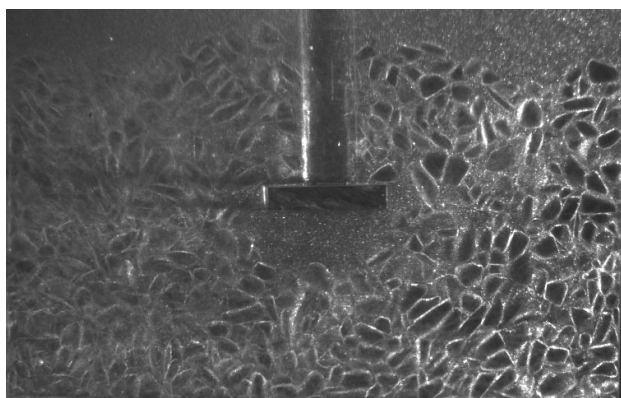
Fig 5.11 において、実験初期の段階では、板の下方から板の直下に向かう間隙流体の挙動が見られ、板の上昇とともに空洞が成長し、この流れは次第に弱くなり、実験開始から 8.4 秒後には、完全に消えてなくなる。また、この頃から板の斜め上方からガラス粒子が空洞に落ち込み始める。Fig 5.11 中の (b') は、左右からほぼ同時に空洞にガラス粒子が落ち込んだ状態を捕えたものであり、空洞中央に向かう流体の挙動が見て取れる。Fig 5.11 中の (c') も (b') と同じく、左側から空洞にガラス粒子が落ち込んだ状



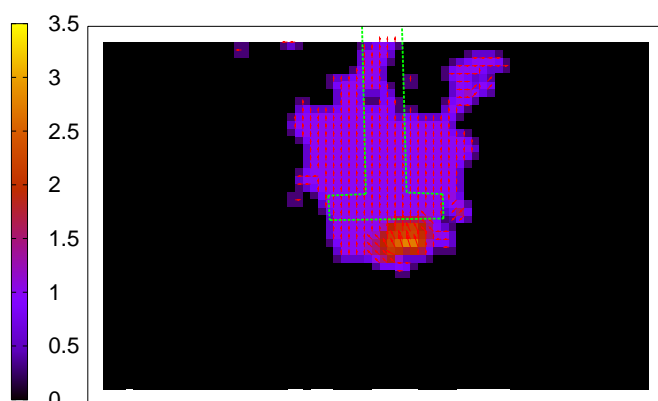
(a) 4.83秒後



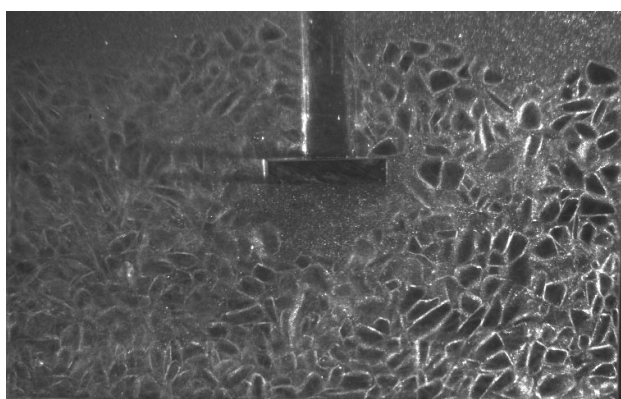
(a') 4.83秒後 画像解析結果



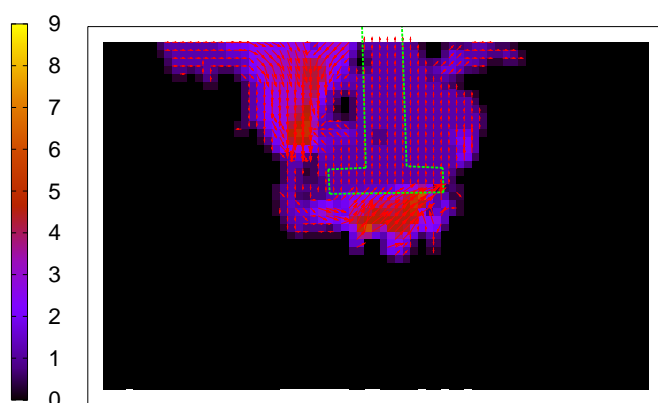
(b) 11.33秒後



(b') 11.33秒後 画像解析結果

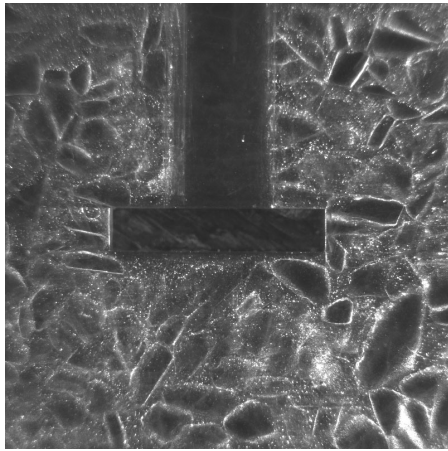


(c) 17.17秒後

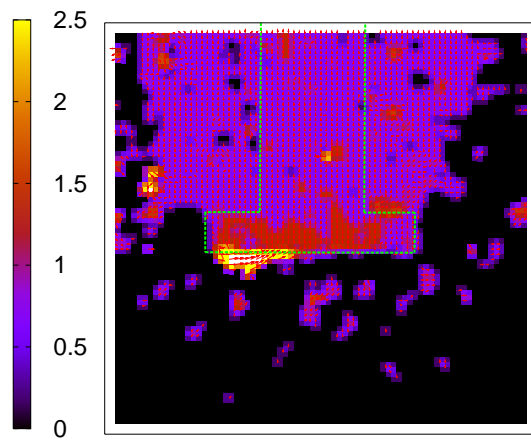


(c') 17.17秒後 画像解析結果

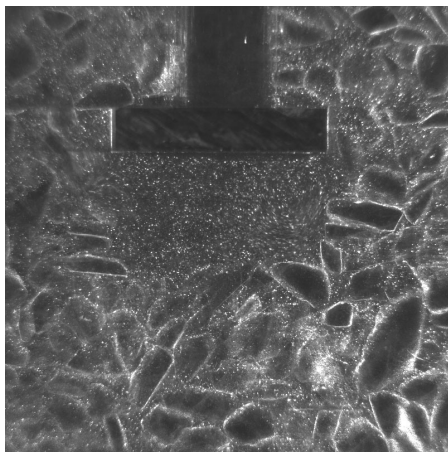
Fig 5.10: 供試体内部の速度場 (case1)



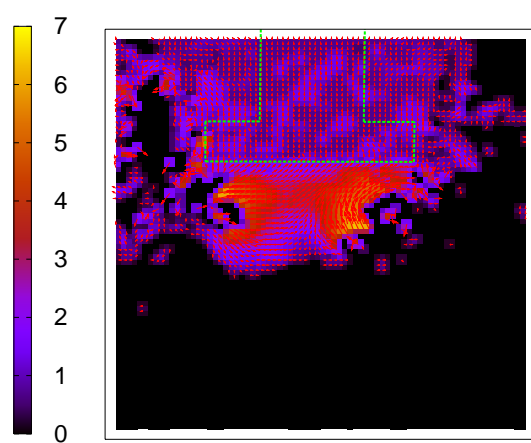
(a) 0.10秒後



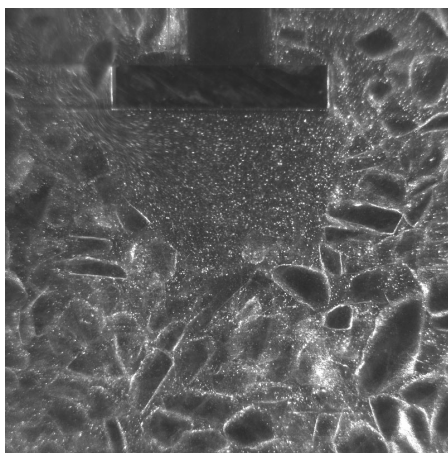
(a') 0.10秒後 画像解析結果



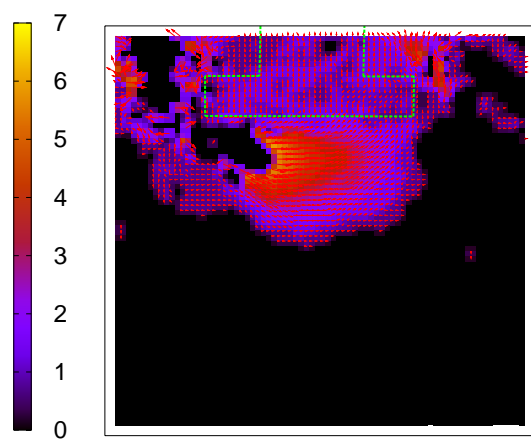
(b) 12.90秒後



(b') 12.90秒後 画像解析結果



(c) 18.30秒後



(c') 18.30秒後 画像解析結果

Fig 5.11: 供試体内部の速度場 (case2)



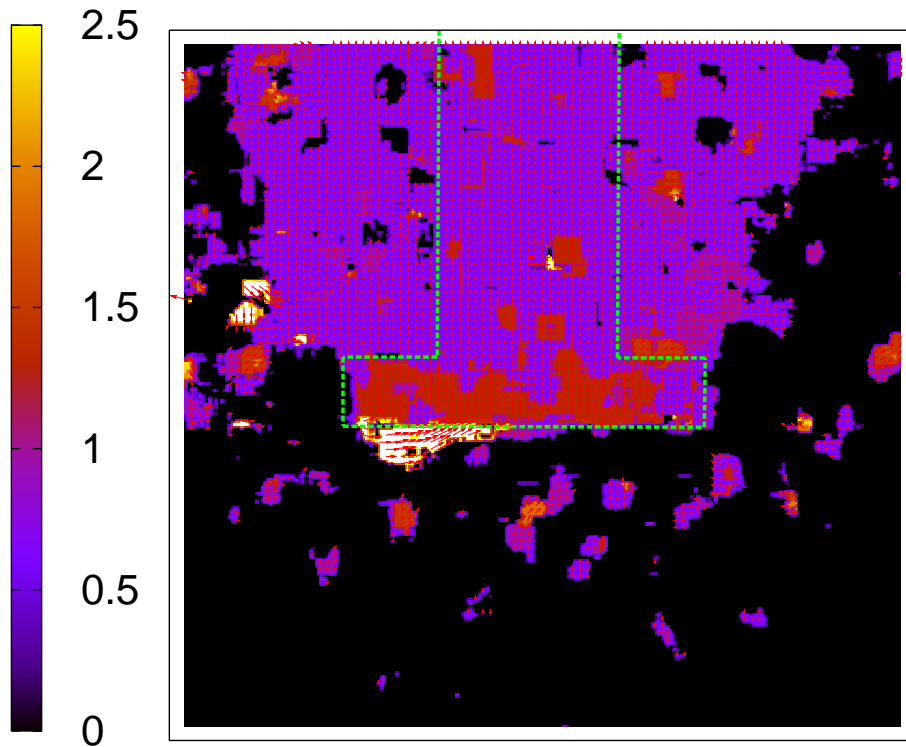


Fig 5.12: 供試体内部の速度場 (case2, 実験開始から 0.1 秒後)

態を捕えたものである。これらの結果より、case2 の倍率では、空洞中の流体の挙動は case1 に比べて、より詳細に計測することができるが、ガラス粒子の速度ベクトルはほとんど計測できないことがわかる。また、実験の初期段階において、板の下方ではガラス粒子は動かず、間隙流体のみが挙動している。間隙流体のみの計測を対象として画像解析を行った結果が、Fig 5.11中の (a') である。Fig 5.11中の (a') において、板の左隅から中央に向かう流体の挙動、および板の下方から板直下への流体の流入は、計測されている。しかしながら実験動画の目視によれば、下方からの流入は計測された箇所だけではなく、他の箇所からの流入も確認でき、間隙流体の速度場が計測可能な領域もあるが、計測不可能な領域も存在していることがわかった。このことは、画像から切り出すテンプレートにガラス粒子輪郭とトレーサ粒子のパターンが混在していて、両者に速度差があることによると考えられる。テンプレートのサイズを小さくすることでガラス粒子輪郭とトレーサ粒子のパターンが混在するのを回避しようと試みた。これにより測定可能な領域が多少増えたが、誤ベクトルの現れる割合も高くなった。

そこで、Fig 5.11中の (a') において間隙流体の挙動をより詳しく計測するために、テンプレートのサイズはそのまま、これまでは 10pixel ずつずらして切り出していたのを 2pixel とし、より高い密度で速度場を求めたものが、Fig 5.12である。

Fig 5.11中の (a') に比べて、板直下の空洞に向かって空洞の周囲から流体が流入してくる様子がより

鮮明になっていることがわかる。しかしながら、計測不可能な領域の間隙流体の挙動を完全に把握することはできなかった。

## 5.7 本章のまとめ

可視化実験 1 において、今回コーディングしたパターン検出プログラムの検証を行い、流体の挙動を観察、計測できることを示した。次いで、可視化実験 2 の case1、case2 の各場合に対する実験動画を目視により確認した。目視では、いずれの場合もガラス粒子群の変形や回転、間隙流体の挙動などを把握することができた。最後に各場合に対して速度場を定量化するために、パターンマッチング操作を行った。これにより得られた知見は以下の通りである。

case1 については、ガラス粒子群が作るパターンに対するマッチングが可能であり、ガラス粒子群の速度場の計測が可能である。また、間隙流体の速度場の計測は困難であった。

case2 については、間隙中の流体に対して、計測可能な領域と不可能な領域が存在した。今後は供試体を作成する際に、トレーサ粒子に蛍光粒子を用いるなどの工夫を施すことより、ガラス粒子と間隙の区別が可能となり、計測不可能であった領域における間隙流体の速度場が計測可能になると考えられる。また、この場合に対するガラス粒子の速度場の計測はパターンマッチングではなく、他の画像計測手法が必要となる。

## 参考文献

- 1) Matsushima,T., Ishii,T. and Konagai,K. :Observation of Grain Motion in the interior of a PSC Test Specimen by Laser-Aided Tomography, Soils&Foundations(2002), Vol.42, No.5, pp.27-36.
- 2) M. ラッフェル, C.E. ヴィラート, J. コンペンハンス著, 小林敏雄 監修, 岡本孝司, 川橋正昭, 西尾茂 訳: PIV の基礎と応用, シュプリンガー・フェラーク東京, 2000.
- 3) 酒井幸市: デジタル画像処理入門, コロナ社, 1997.

## 6. 2次元個別要素法による液状化・流動化挙動シミュレーション

### 6.1 本章の目的

個別要素法[1]は、粒状体のマクロな力学挙動と個々の粒子運動の関連を議論するためのツールとして極めて有用なシミュレーション手法である。そこでは、個々の粒子が他と接触・反発を繰り返しながら運動方程式に従って運動し、全体としての挙動は、単にその全体平均の結果として得られる。従って、粒状体のマクロな材料挙動をあらかじめ与える有限要素法などとは根本的に異なる手法である。本研究において対象としている、地盤の液状化とそれに伴う流動現象は、地盤材料の粒状体としての特質に起因したものであるため、そのメカニズムを把握し、構成モデルを構築する上で、個別要素法による微視的挙動の検討を行う意義は大きい。これまで個別要素法を用いて液状化解析を行った研究例はいくつかあり[2][3][4][5]、そこでは主に流体のモデル化を如何に行うかという方法論とその妥当性についての検討がなされている。特に過剰間隙水圧の消散の影響などを検討する際には、流体のモデル化は不可欠である。一方で、完全非排水条件下での粒状体要素の液状化・流動化挙動を再現する際には、特に流体の影響を考慮せず、単なる定体積試験を行うだけでも、ほぼ同等の結果が得られる。本章では、2次元個別要素法を用いて定体積繰り返し単純せん断試験を行い、液状化後に単調載荷を行うという、2章の中空ねじりせん断試験と対応させたシミュレーションを行い、2章の結果を踏まえた考察を加える。更に、2章の実験では得られなかった粒子間接点情報に着目し、液状化とそれに伴う流動現象をミクロな立場から理解することを目指す。なお、本章の内容は(松本優明：液状化に伴う流動の微視的メカニズム、筑波大学修士論文、2003)に基づく。

### 6.2 正多角形個別要素法の概要

砂粒子は複雑な形状を有しており、それが全体の力学挙動に大きく影響を及ぼす。これまでの多くの個別要素法解析において、接触判定の容易さゆえに用いられてきた円要素・球要素は、砂粒子と比較して強度が著しく小さい、取りうる間隙比の幅が小さい、といった問題を有していた。そこで、本章前半では正多角形個別要素法[6]を用い、密づめからゆるづめまで様々な間隙比の供試体を作成してせん断試験を行う。

正多角形個別要素法における接触判定は、まず外接円同士の接触判定を行い、接触と判別されたものに対してのみ以下の接触判定を行う (Fig.6-1)。

- (1) まず、対象となる2粒子の中心を結んだ線分  $O_A-O_B$  に最も近い角を、それぞれの粒子から1つずつ選びだし、より  $O_A-O_B$  により近いほうの角を  $A_0$ 、他方を  $B_0$  とする。
- (2)  $A_0$  を通り  $O_A-O_B$  に平行な直線を考え、 $A_0$  を持たないほうの粒子との接点  $B_c$  を含む辺が  $O_A-O_B$  に垂直な直線と成す角  $\theta_B$  を求める。
- (3)  $A_0$  を含む2辺のうち、 $B_0$  と接する可能性のあるほうの辺が  $O_A-O_B$  に垂直な直線と成す角  $\theta_A$  を求める。
- (4)  $\theta_B < \theta_A$  を満たすならば、 $A_0$  において接触判定を行う。
- (5)  $\theta_B > \theta_A$  ならば、 $B_0$  を通り  $O_A-O_B$  に平行な直線を考え、 $B_0$  を持たないほうの粒子との接点を含む辺  $A_i-A_{i-1}$  が  $O_A-O_B$  に垂直な直線と成す角  $\theta_{A(i)}$  を求める。

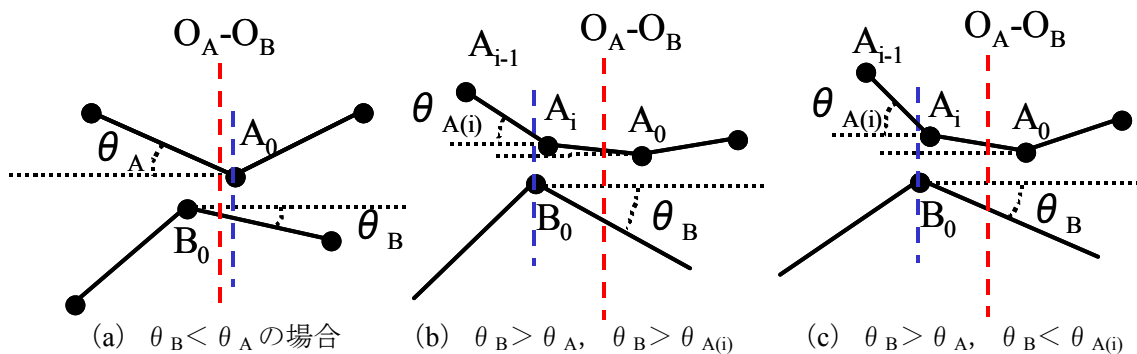


Fig.6-1 正多角形要素の接触判定

(6)  $\theta_{A(i)} < \theta_B$  ならば、 $B_0$  において接触判定を行う。 $\theta_{A(i)} > \theta_B$  ならば、辺  $A_i-A_{i-1}$  に含まれる角のうち、 $O_A-O_B$  に近いほうの角  $A_i$  において接触判定を行う。

(7) 接触判定を行う角  $p$  を接触角と呼ぶことにする。接触角を通り  $O_A-O_B$  に平行な直線と、角  $p$  を含まない粒子との接点を  $q$  とし、 $q$  を含む辺を接触面とする。 $pq$  間の距離  $d_c$  を求め、接触深さとする。

粒子間の接触力の評価は、接触面に垂直な方向と平行な方向にそれぞれ圧縮バネとせん断バネを考える (Fig.6-2)。圧縮バネの縮みはめり込み量  $d_c$  の接触面の法線方向成分から求める。

辺同士で接触するような場合、接触の対象となる二辺の傾きの差をとり、あるしきい値を越えた時点で、接触点の位置を傾きの差に比例させて辺上を移動させていくこととしている。

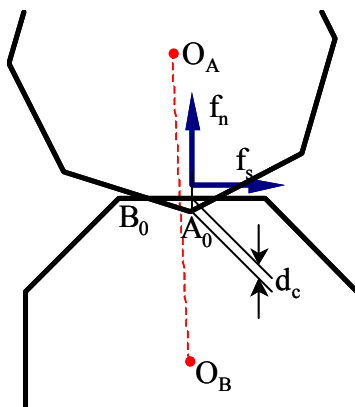


Fig.6-2 接触力の評価

このようなアルゴリズムにより、計算時間は円形の場合の3~4倍程度に抑えられている。その他、正多角形要素の特徴の詳細、単調載荷時の挙動については文献[6][7]を参照にしたい。

### 6.3 定体積繰り返し液状化→単調載荷のシミュレーション概要

材料は比較的揃った粒径のものをを用い (Fig.6-4)、粒子形状は正8角形を平均としてばらつかせたものをを用いる (Fig.6-5)。粒子物性および DEM パラメータは Table 6-1 に示すとおりである。弾性波速度で比較すると、実際の砂よりもやや柔らかい接触点剛性となっている。減衰定数については、局所的な数値安定性を確保



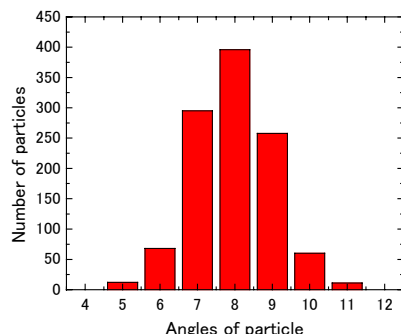
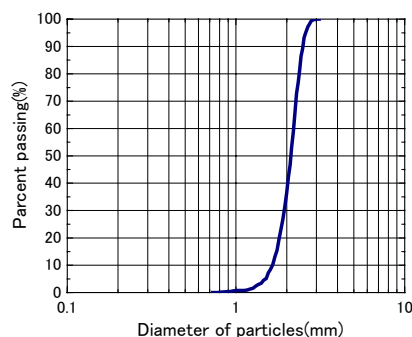


Table 6-1 用いた DEM パラメータ

粒子密度	2.5(g/cm <sup>3</sup> )
法線方向バネ定数	9.6 × 10 <sup>5</sup> (N/m)
接線方向バネ定数	2.4 × 10 <sup>5</sup> (N/m)
法線方向減衰定数	2.0(kg/s)
接線方向減衰定数	1.0(kg/s)
粒子間摩擦係数	$\phi=26.6^\circ$ ( $\tan \phi=0.5$ )
時間刻み	2.0 × 10 <sup>-6</sup> (sec)

Fig.6-4 材料の粒径分布 Fig.6-5 粒子形状の分布(正多角形の角の数で整理)

するために導入し、トータルのエネルギーとしては、このダンパーによるエネルギーロスは殆どないことを確認している。粒子間摩擦係数の値は、既往の実験結果などから定めた[7]。

このような粒子群を、摩擦係数を 0 にして packing したケース、摩擦係数を 26.6° ( $\tan\phi=0.5$ )で自由落下させて堆積させたケースでの間隙比を調べると、それぞれ 0.199, 0.279 であった。(2次元と3次元では取りうる間隙比の範囲が大きく異なることに注意。)本検討では、Table 6-2 に示すように、この間の様々な間隙比の供試体を作成し、液状化・流動化シミュレーションを行った。なお、間隙比調整は、粒子間摩擦係数を微小時間減少させて放置し、その後再び元の摩擦係数に戻すという手順で行った。

Fig.6-6 に供試体の概要、Fig.6-7 に解析手順を示す。用いた粒子数は 1100 個である。上下の境界は変位制御の壁、左右の境界は周期境界となっており、左端の粒子が右端の粒子と接しているとして解析を行う。まず自由落下で K0 圧密を行い、その後上下壁より約 180(kPa)の拘束圧を加え、重力加速度をゼロにして安定化させる。その上で、上壁は固定、下壁は左右方向にのみ動かして繰り返し単純せん断を加える。せん断は、ある一定ひずみ速度(13%/s)で一方向せん断を加え、せん断力が所要の値(20kPa: 応力比  $\tau/\sigma_n=0.11$ )に達した時点でせん断方向を反転させるという、擬似的な応力制御によって行った。これは個別要素法によって完全な応力制御を行うには収束計算が必要となり、不経済であるための処置である。なお、加えるせん断ひずみ速度は、計算時間の関係で実験と比べて非常に大きな値を設定しているが、トータルのエネルギーにしめる速度エネルギーの影響が十分小さいことは確認している。

なお、せん断中は上下壁付近のある範囲の粒子をそれぞれの壁に固定して、摩擦を確保している。

Table 6-2 供試体一覧

供試体	初期間隙比	相対密度	液状化までの 繰り返し回数	剛性回復 ひずみ
no.1	0.247	40%	液状化せず	-
no.2	0.250	36%	3.5	2.0%
no.3	0.253	32.5%	4	17.0%
no.4	0.258	26%	1.5	21.0%

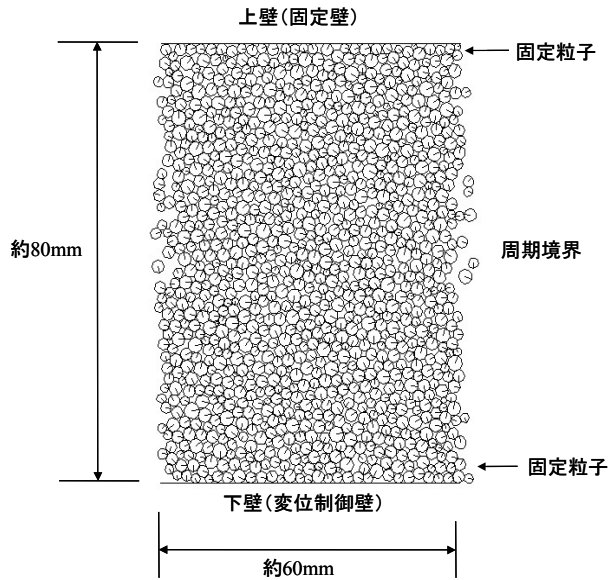


Fig.6-6 供試体と境界条件

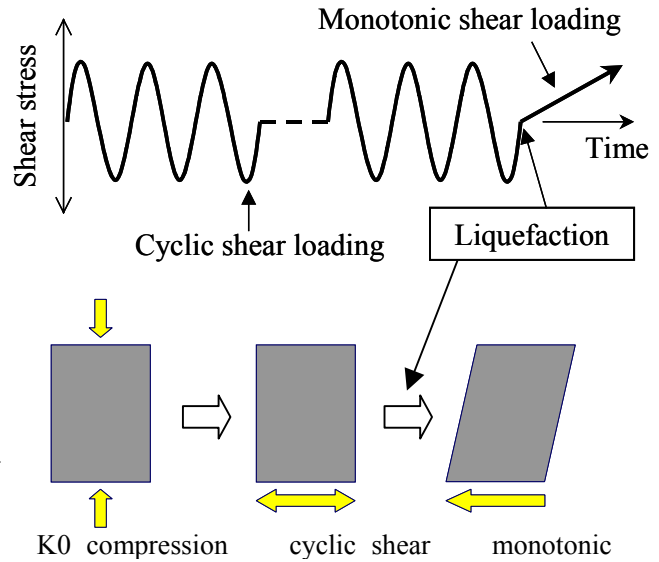


Fig.6-7 载荷条件

#### 6.4 繰り返し载荷シミュレーション結果の考察

間隙比  $e=0.253$  を例に、せん断応力、せん断ひずみ、有効拘束圧の時刻歴を Fig.6-8 に示す(実際には横軸は計算 step 数。これに  $2.0 \times 10^{-6}(\text{s/step})$  を乗じると時間となる)。繰り返し载荷によって有効応力が徐々に減少し、せん断ひずみは、徐々に大きくなっている。前述のように、本シミュレーションでは間隙水を考慮していないため、過剰間隙水圧分は有効拘束圧の減少分に相当するとみなし、初期拘束圧から各ステップの有効拘束圧を差し引くことで、過剰間隙水圧を得ることが出来る。その結果は、2章の実験結果(Fig.2-9)と定性的に良く一致している。

Fig.6-9 に応力-ひずみ関係を、Fig.6-10 に有効応力経路を示しているが、2章の実験結果(Fig.2-10, 2-11)と定性的に良く一致した挙動を示している。ただし、完全液状化直前の変相線付近での挙動は再現できていない。この原因としては、本節での解析では1ステップでも有効応力が0になると、その時点で液状化と見なして単調载荷へと移行している事による。後節の円形要素を対象にしたシミュレーションにおいて、有効応力が0になった後も繰

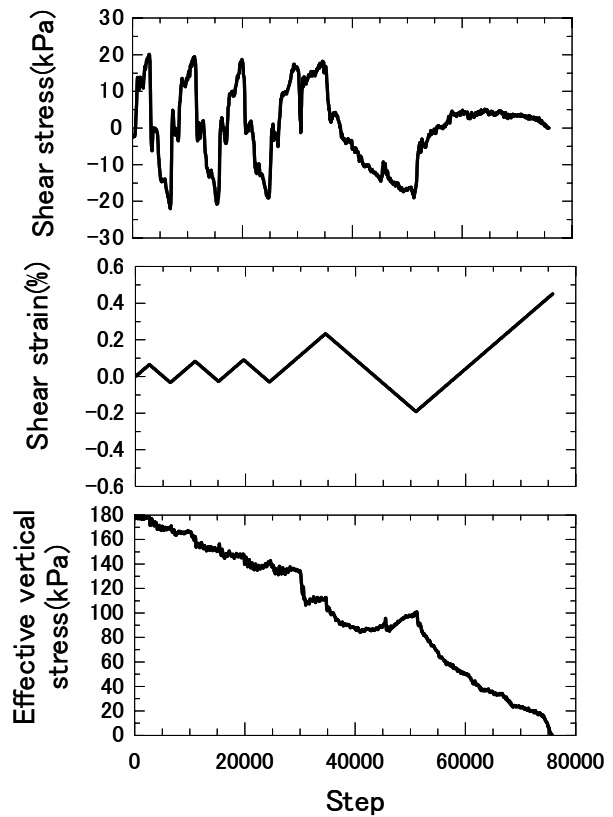


Fig.6-8 繰り返し载荷過程の時刻歴( $e=0.253$ )

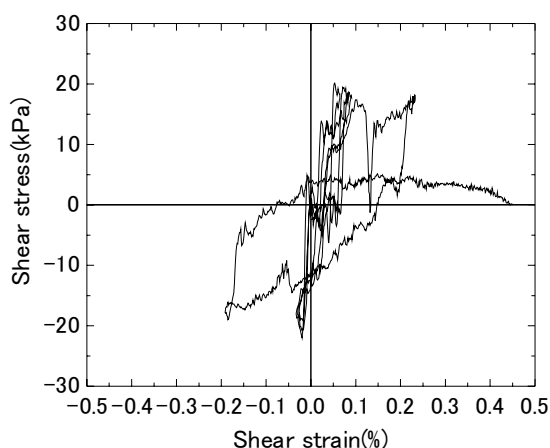


Fig.6-9 セン断応力-せん断ひずみ関係( $e=0.253$ )

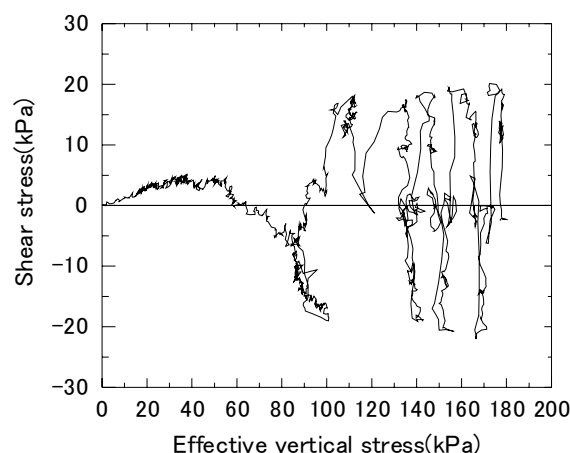


Fig.6-10 有効応力経路( $e=0.253$ )

り返しせん断を加えた結果が示されているが、そこでは変相線付近の挙動まできちんと表現されている。

有効応力が 0 になった時点を液状化と見なす。本研究で対象とした 3 ケースについて、液状化に要した繰返し回数を Table 6-2 に示しているが、必ずしも相対密度の順となっていない。これは 2 章での Fig.2-17 において、相対密度と液状化までの繰返し载荷数が必ずしも良い相関がないことと一致する。すなわち「供試体の乱れ易さ」は、必ずしも相対密度だけでは評価できず、より詳細な微視構造の評価が必要となると言える。

各間隙比の供試体について繰返し载荷時の有効拘束圧の変化を図 4.8 に、平均配位数の変化を図 4.9 に示す。平均配位数とは、供試体内の全接点数の 2 倍を粒子数で割ったもので、粒子 1 つ当たりの平均的な接点数を表す。2 つの図を比較すると、有効拘束圧がほぼ単調に減少していくのに対し、平均配位数は完全液状化前後で急激に減少する。有効拘束圧が減少するにも関わらず平均配位数の変化がわずかであることから、各接触点で伝達される力が繰返し载荷過程で減少していくことが考えられる。個別要素法で

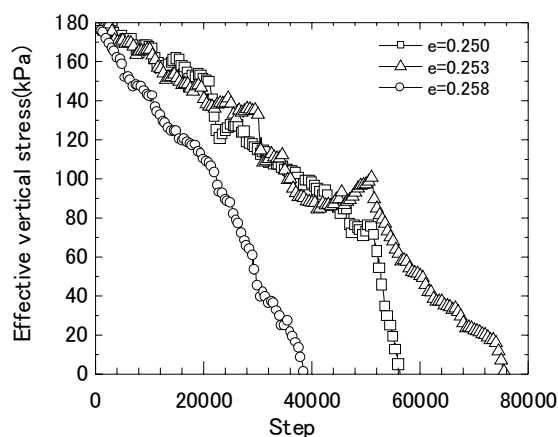


Fig.6-11 有効拘束圧の減少過程

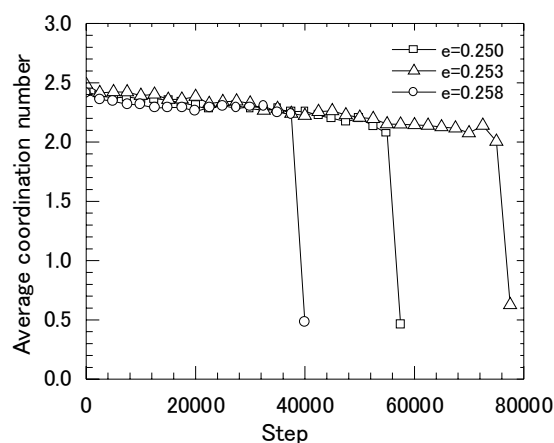


Fig.6-12 配位数の減少過程

は接触点力は粒子間の食い込み量(Fig.6-2)に依存するから、有効応力減少過程で、より大きく食い込んでいた粒子同士の接触点が徐々にゆるみ、全ての接触点が同程度の接触力を有する状態に変化していることが予想される。このメカニズムの詳細な検討は、後節で円形要素を用いて行っている。

## 6.5 液状化後の単調載荷シミュレーションの結果<sup>19)</sup>

単調載荷における応力-ひずみ関係を Fig.6-13 に示す。間隙比が大きいものほど剛性が回復するまでに要するひずみ量が大きく、そのひずみレベルも実験結果(Fig.2-18)と似たようなオーダーとなっている。また、間隙比が異なっても剛性の立ち上がりの角度に大きな違いは見られないことも一致している。一方、実験では液状化してもある程度の剛性が残っているのに対し、本研究では微小抵抗領域でのせん断剛性はほとんど見られなかった。この原因としては、2次元解析であること、粒子数が実験に比べて非常に少ないこと、などが考えられるが、はっきりとしたことは不明である。しかしながら、全体的な挙動として、本シミュレーションで液状化後の剛性回復過程についても適切に表現されているといえ、以下に示す微視的特性に関しても、実際の地盤材料内で成立しているものと考えられる。

Fig.6-14 は単調載荷時の平均配位数の変化を示している。これによれば、単調載荷時の平均配位数は、剛性回復をするまでは激しく増減を繰り返している。 $e=0.253$  のケースで見られるような有効拘束圧の一時的な増加も含め、剛性回復が見られるのは液状化前の平均配位数を越えた場合（本シミュレーションの場合、平均配位数が 2 を超える時点）であると言える。これは、接触点が少ない状態では供試体全体にわたって柱構造が形成されないことに対応している。Fig.6-15 に、 $e=0.253$  のケースを例に、初期状態、液状化時、剛性回復時の供試体変形状況と粒子間接触力分布を示す。まず、液状化後の供試体は、どの間隙比のケースもほぼ一様変形をした。従って、次節以降の結果の整理には、供試体全体の平均値を用いている。次に接触力に関しては、各時刻の平均接触力以上の力を伝達する接触点を太線で示しており、これはいわゆる粒状体の柱構造を示していると言える。接触点数が液状化時にほとんど消失し、剛性回復時に、初期状態と同程度の密度に回復していることがわかる。更に重要なのは、初期には比較的等方的であったネットワークが、液状化後の剛性回復時にはせん断に抵抗する方向に卓越する様子が見られることである。これは粒状体中の構造異方性の発達を意味しており、液状化後の挙動や再液状化等の問題と絡んでくるものであ

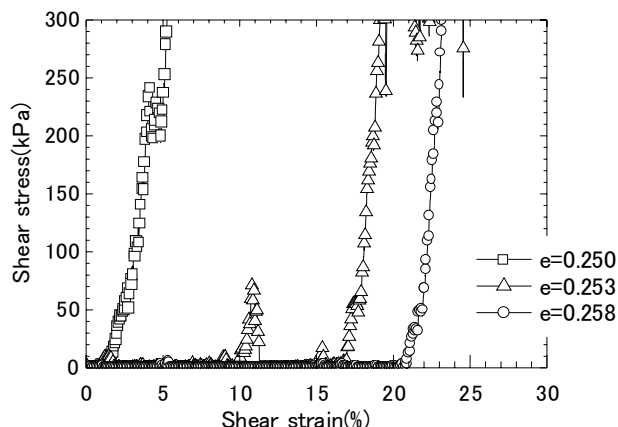


Fig.6-13 単調載荷過程でのせん断応力-せん断ひずみ関係

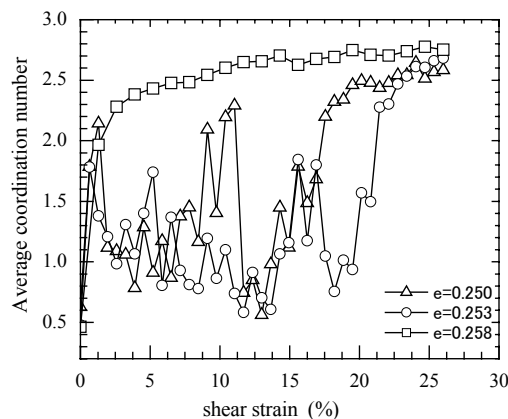


Fig.6-14 平均配位数の変化

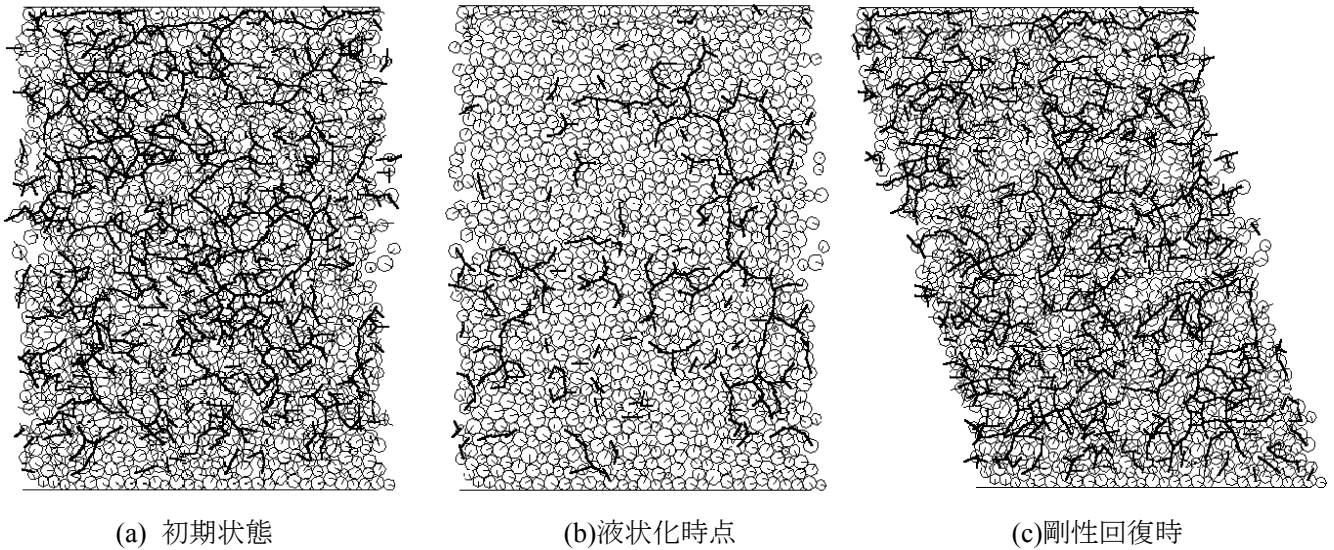


Fig. 6-15 せん断に抵抗する粒子間接触点の分布( $e=0.253$ )

る。次節では、この構造の発達について詳細に検討する。

## 6.6 粒子接触点に関する詳細検討<sup>[9]</sup>

まず、単位法線ベクトルと傾角  $\theta$  を Fig.6-16 のように定め、 $e=0.253$  のケースについて  $\theta$  の頻度分布を、初期状態、液状化状態、剛性回復状態について示したものが Fig.6-17 である。初期状態では、各方向に対してほぼ均等に接触点が分布しているが、液状化した状態では、全方向に対して接触点数が減少し、剛性回復後は  $0^\circ$  から  $90^\circ$  までの接触点数が、それ以外の接触方向角に比べて、より卓越していることが分かる。右斜め上から左斜め下への方向は、せん断により最も圧縮する方向であり、圧縮によって粒子間距離が減少し、接触点が増加し、その方向に柱構造が発達する、というメカニズムが明らかである。

更に、どの程度異方性が発達しているのかを調べるために、接触点密度関数およびファブリックテンソ

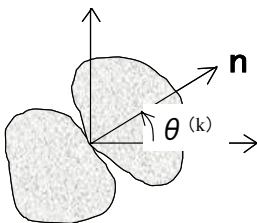


Fig.6-16 単位法線ベクトルと傾角  $\theta$

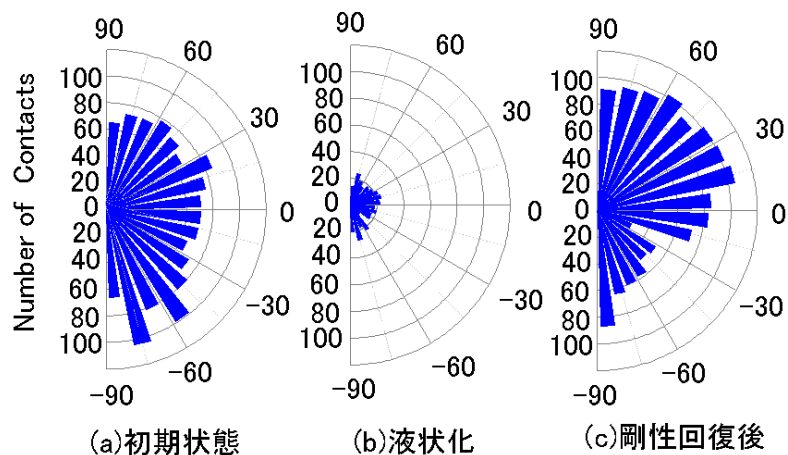


Fig.6-17 接触方向角分布の変化

ルを導入する。離散的な方向ベクトルデータの密度関数の理論[8]より、フーリエ級数展開した接触点密度関数  $E(\theta)$  は、次のように表される。

$$E(\theta) = \frac{1}{2\pi} \left[ a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta) \right]$$

ここに、 $a_n, b_n$  は角接触点の傾角  $\theta^{(k)}$  より次のように求められる。

$$a_n = \frac{1}{\pi M} \sum_{k=1}^M \cos n\theta^{(k)}, \quad b_n = \frac{1}{\pi M} \sum_{k=1}^M \sin n\theta^{(k)}$$

例えば2次までの近似を取ると、Fig.6-18 に示すような滑らかな近似線が得られる。

一方、粒状体のパッキングが有する異方性を表す基本量であるファブリックテンソルは次のように定義される。

$$F_{ij} = \frac{1}{2M} \sum_{k=1}^{2M} n_i^{(k)} n_j^{(k)}$$

これは、上記の密度関数の2次までの近似式と次のような関連がある。

$$F_{11} = \frac{\pi}{2} a_2 + \frac{1}{2}, \quad F_{22} = \frac{1}{2} - \frac{\pi}{2} a_2, \quad F_{12} = F_{21} = \frac{\pi b_2}{2}$$

更に、Fig.6-18 に示す密度関数の最大値の方向および扁平度は、それぞれファブリックテンソルの主軸方向 (のひとつ)  $\theta_{\max}$  および偏差成分の第2不変量  $\Pi^D$  によって表されることが知られている。それらは具体的には次のようになる。

$$\tan 2\theta_{\max} = \frac{b_2}{a_2} = \frac{2F_{12}}{F_{11} - F_{22}}$$

$$\Pi^D = \sqrt{\frac{1}{2} (F_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{2}) (F_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{2})}$$

ここに  $\delta_{ij}$  はクロネッカーのデルタである。

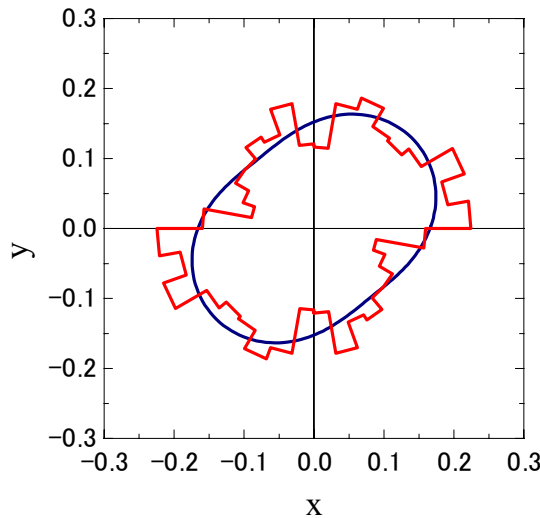


Fig.6-18 接触方向角分布(rose diagram)と2次までのフーリエ級数で近似した密度関数



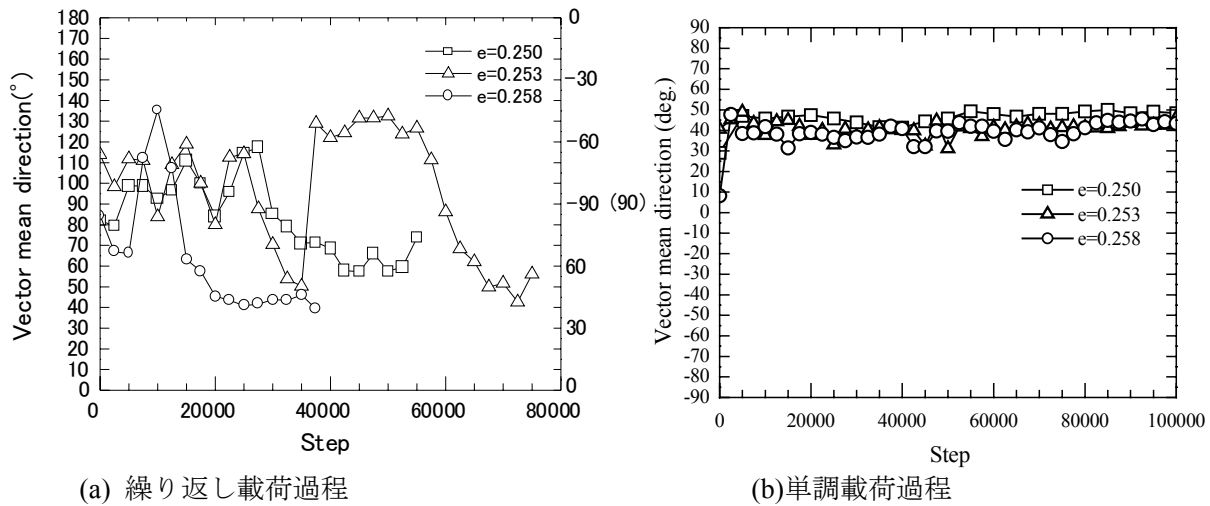


Fig.6-19 主軸方向の経時変化

主軸方向の経時変化を Fig.6-19 に示す. 繰返し载荷過程では, 主軸の方向はせん断方向の変化に伴って鉛直に対して $\pm 45^\circ$ の範囲を変化する. その後, 単調载荷過程に移ると, 载荷方向によって正負の違いがあるが, 主軸の向きは即座に約  $45^\circ$  となり, その後, せん断を続けてもほぼ一定の値を保つ. すなわち, 主軸の向きは, 接触点数の増減に関係なく, 変形の主軸方向によって決まるものと考えられる.

次に, 異方性の指標となる偏差成分の第2不変量 $\Pi^{(D)}$ の時刻歴を Fig.6-20 に示す. Fig.6-20(b)の図中に示した矢印は, それぞれの供試体で剛性が回復した時点を表している. 繰返し载荷では, やはり载荷方向の反転に伴って異方性の度合いが変化するが, その変化量はそれほど大きくない. 一方, 液状化後の単調载荷に移行した直後に $\Pi^{(D)}$ は大きく増大することが分かる. 更に興味深いのは, ゆるづめの2ケースにおいて, 異方性が最も大きくなるのは, 剛性回復以前の微小抵抗領域であり, 剛性回復後はむしろやや $\Pi^{(D)}$ の値はやや減少している. これを解釈すると次のようになる. せん断に抵抗するように形成される柱構造は, 異方性が極端に強い状態では柱が座屈しやすく, 結果として全体の剛性回復には至らない. しかし柱

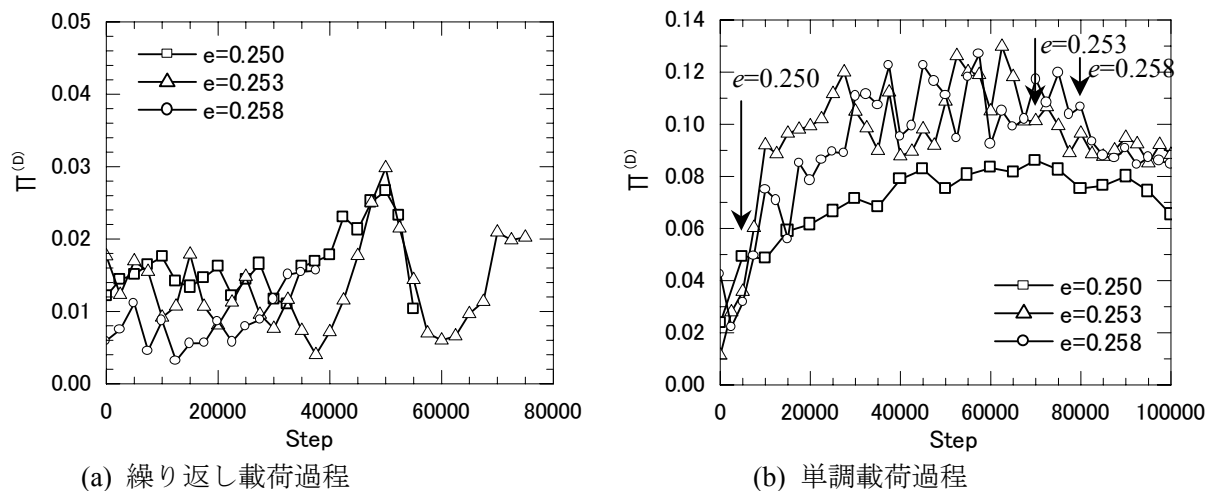


Fig.6-20 構造異方性の経時変化



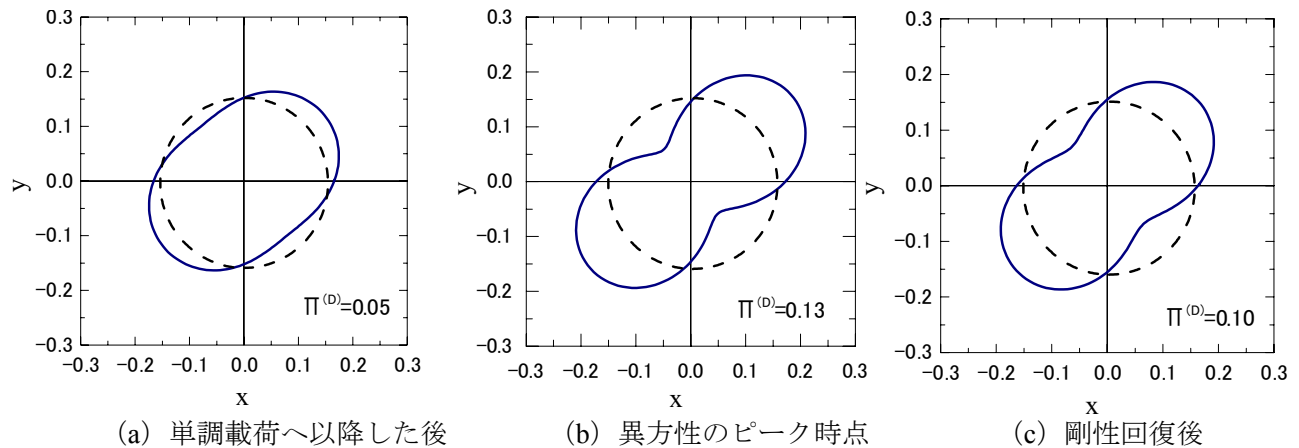


Fig.6-21 接触点密度分布の変化( $e=0.253$ )

構造を支えるような粒子接点が増加し、座屈を防ぐような状態になると柱構造が崩壊せずに剛性回復し、その場合には座屈を防ぐように、最大引張り方向にもある程度の接触点が分布するため、 $\Pi^{(D)}$  は極端には大きくならない。これらの  $\Pi^{(D)}$  の値に対応した接触点密度分布を Fig.6-22 に示す。

なお参考のため、本シミュレーションにおける重力のみでパッキングした供試体では、 $\Pi^{(D)}$  は 0.005 程度であった。それと比較すると、剛性回復後の異方性は極めて大きく、逆方向のせん断に対して非常に弱い構造である。従って、本震後の余震等によって容易に再液状化し、さらに流動が進むことも十分考えられる。また、 $e=0.250$  のケースで、液状化した後、単調荷重を行わずに重力落下をさせて落ち着かせたときの  $\Pi^{(D)}$  を調べたところ、液状化時の値(0.065)から殆ど変化がなかった。すなわち、流動が起こらずに、過剰間隙水圧の消散によって液状化が沈静化した場合、異方性はそれほど発達しない。これより、流動化した後の地盤は極めて特異な材料特性を有することがわかる。

## 6.7 粒子骨格の乱れの表現<sup>[10]</sup>

2章の実験及び本章のここまでの解析によれば、供試体の剛性回復特性を支配する要因は、微視的な構造に起因する材料の「乱されやすさ」および繰返し荷重によってどの程度材料が「乱されたか」である。この「乱れ」に関して、2章で検討したような歪みエネルギーの蓄積量等で評価することも可能であるが、これは材料が過去に受けたせん断履歴を基にしており、純粋な状態量ではない。供試体がせん断により本当に「乱されて」いるならば、そのときの材料の微視構造状態からそれを表すことができるはずである。そこで、ここでは円形個別要素法により、液状化とそれに伴う流動をシミュレートし、液状化から剛性が回復するまでの微視的な状態の変化をもとにした粒子骨格構造の乱れの表現法を提案し、その有効性について検討を行う。

本節では、円形要素 200 個（半径 0.05～0.1cm）を用いて作成した供試体を用いる。解析で用いた物性値を Table 6-3 に示す。境界条件は、前節までの検討と同様に、左右は周期境界、上部は完全固定、下部は左右のみ移動する変位制御とする(Fig.6-22)。従って荷重中は定体積条件となり、間隙水のモデル化なしに擬似的に液状化現象を再現できる。初期拘束圧は 2 次元的には 10 (N/m)、奥行き方向長さを 1mm として 10(kPa)と書ける。せん断は歪み速度一定で行い、拘束圧の 20%のせん断応力に達した時点でせん断方向を

Table 6-3 用いた DEM パラメータ

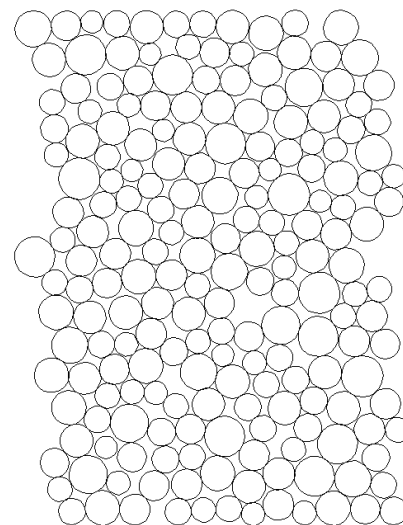
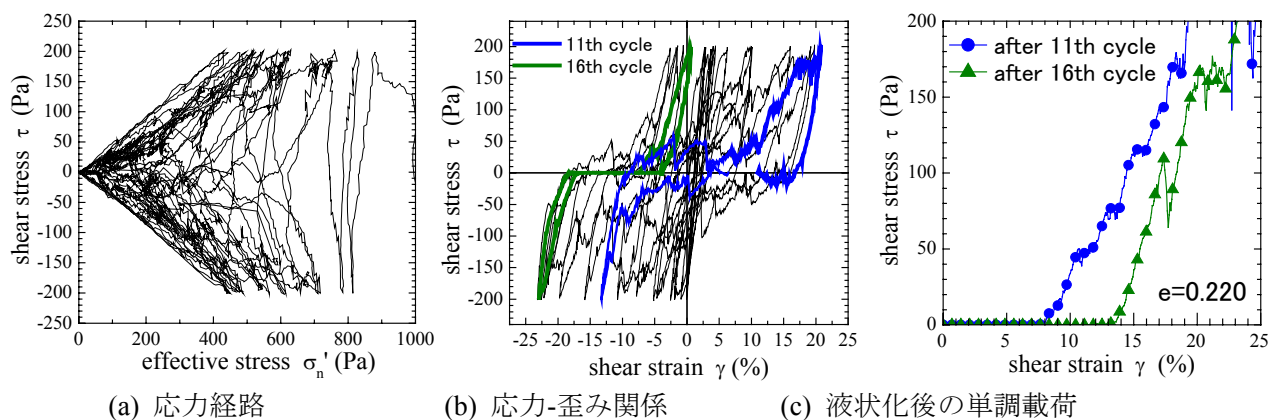
粒子密度	2.64(g/cm <sup>3</sup> )
法線方向のバネ定数	10(N/cm)
接線方向のバネ定数	2.5(N/cm)
法線方向のダッシュポット	10(g/s)
接線方向のダッシュポット	5(g/s)
粒子間摩擦係数	27(deg)
時間刻み	$8.0 \times 10^{-5}$ (sec)

Table 6-4 供試体一覧

間隙比/ e=0.213	供試体高さ/ e=0.216	液状化までの繰返し回数 No Liquifaction
2.28969	2.29568	25
e=0.217	2.29802	16
e=0.220	2.30298	11
e=0.228	2.31808	4
e=0.234	2.21921	2
e=0.239	2.33880	2

反転させることにより、繰返し载荷を行う。そして供試体が液状化した後に単調载荷を行い、剛性回復挙動をシミュレートする。Table 6-4 に、本研究で行った解析ケースと、液状化までに要した繰返し回数を示す。

Fig.6-23(a)(b)に  $e=0.220$  のケースの繰返し载荷時の応力経路および応力-歪み関係を示す。徐々に有効拘束圧が減少し、液状化に至る過程が妥当にシミュレート出来ていることがわかる。Fig.6-22(b)に示した、液状化直後(11th cycle)と更に繰返しせん断を加えた後(16th cycle)の供試体に単調载荷を加えたときの剛性回復挙動を Fig.6-22(c)に示す。初期液状化後により乱したもののほど剛性回復が遅れることが示されている。これは、2 章での実験結果と整合している。

Fig.6-22 供試体の例( $e=0.228$ )Fig.6-23 液状化とその後の単調载荷挙動( $e=0.220$ )

繰返しせん断の過程で、粒子接触点数が減少して、液状化時には殆どゼロになり、その後の単調载荷による剛性回復時には接触点数が急激に回復することは、前節までの正多角形要素による検討で確かめられている。しかしながら、この接触点数という指標では液状化している最中に供試体にどのような変化が生じているかを記述できない。これを改善するため、接触に関するより広義の概念として粒子間距離  $d_G$  についての検討を行った。Fig.6-24 は  $e=0.220$  のケースの、各段階での  $d_G$  の累積頻度分布である。 $d_G < 0$  は接

触を表し、 $d_G=0$ での累積頻度を2で割ると接触点数が得られる。図より初期状態ではめり込み量の大きいものから小さいものまでが存在し、骨格構造が発達していることがわかる。繰り返しせん断に伴ってその分布が狭くなり、どの粒子も同程度の接触力を受け持つような均質化が進む。そして液状化した状態では接触点が大きく減少する。更にその後の単調載荷に伴って剛性が回復すると、材料は再び構造化する。

また、図よりある程度 $d_G$ が大きくなると、その頻度はほぼ一定になることがわかる。これはマクロな定体積条件によるものである。従って、頻度が一定となる距離内で、各粒子は他粒子との相対距離を変化させることで液状化や剛性回復を起こす。その距離の分布が、状態量としての「乱れ」を表しているものと考えられる。

実際には、上述の粒子間距離分布は方向性を有している。単純せん断試験では、せん断に抵抗する柱構造は $\pm 45^\circ$ の方向に形成される(前節までの結果を参照)ことから、その方向の粒子間距離の分布を表す、次のような乱れ度 $i_p$ を定義する。

$$(i_p)_\pm = \sum_{\pm}^N (\mathbf{a}_\pm \cdot \mathbf{b})$$

ここに、 $\mathbf{a}_\pm$ は $\pm 45^\circ$ 方向の単位ベクトルであり、 $\mathbf{b}$ は、対象としている2粒子の中心間を結ぶ方向(Fig.6-25(a))のベクトルで、その大きさは粒子間距離 $d_G$ に応じて、Fig.6-25(b)に示すようにめり込み量が多いほど大きな値を取るように決められる。また $N$ は、頻度がほぼ一定になる $d_G$ (これを $(d_G)_{cr}$ と書き、ここでは $0.005\text{cm}$ とした)における累積頻度である。これより、 $i_p$ が大きいほど、 $\pm 45^\circ$ 方向に $d_G$ の小さな粒子の組が多く存在し、構造化された状態であるといえる。

Fig.6-26は、繰り返しせん断初期の最大主歪み方向の $i_p$ と、液状化までに要した繰り返し回数の関係を示している。 $i_p$ が小さいほど少ない繰り返し回数で液状化することがわかる。一方、Fig.6-27は $e=0.220$ の供試

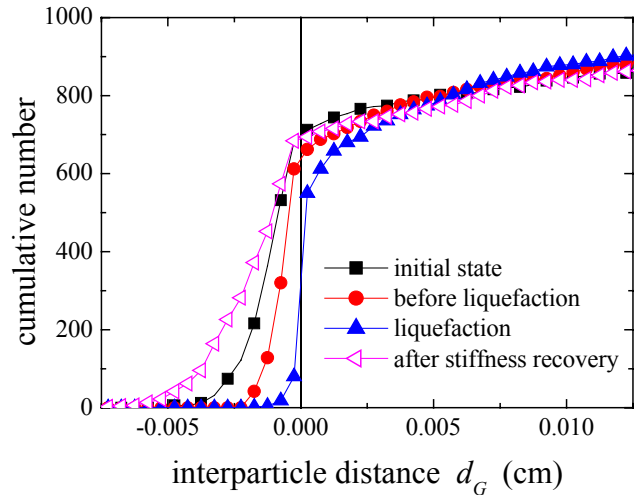


Fig.6-24 粒子間距離 $d_G$ の累積頻度分布( $e=0.220$ )

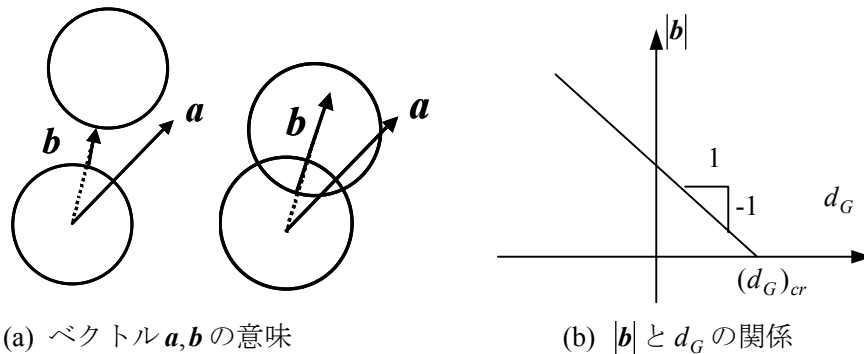


Fig.6-25 乱れ度 $i_p$ に関わる諸量

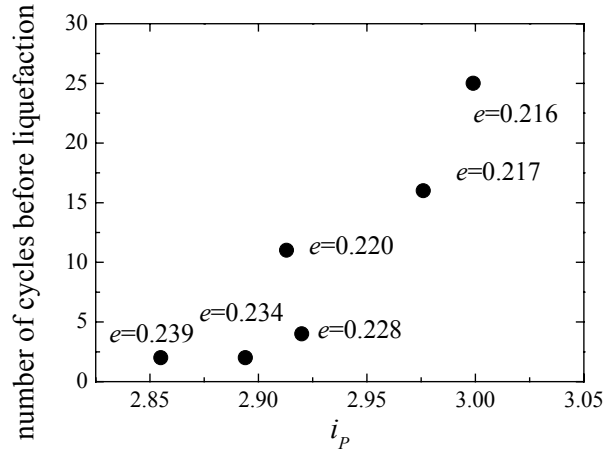


Fig.6-26 各供試体の初期 $i_p$ と液状化に要する繰返し回数の関係

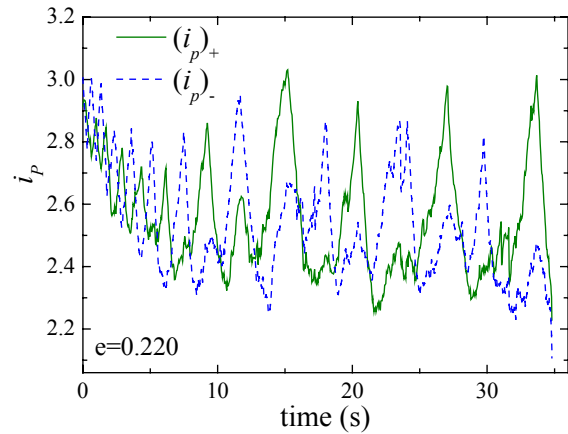


Fig.6-27 繰返しせん断に伴う $i_p$ の変化( $e=0.220$ )

体に繰返しせん断を加える過程で $(i_p)_+$ および $(i_p)_-$ がどのように変化するかを示したものである。繰返しに伴い、 $(i_p)_+$ および $(i_p)_-$ が振動しているが、それぞれの最小値をつなげた曲線は $t=35(s)$ の液状化点まで徐々に減少し続けることがわかる。

本節で提案した乱れの指標は、個別要素法のように粒子の配列が完全に明らかでないと定義できないが、このような物理量に基づいて液状化・流動化地盤の構成関係を記述することで、マイクロメカニクスに立脚した信頼性の高い構成モデルを構築することが可能であると考えられる。

## 6.8 本章のまとめ

本章では、2次元個別要素法を用いて、地盤材料の液状化とそれに伴う流動現象に対する微視的挙動の詳細な検討を行った。本解析では間隙水のモデル化は行わず、無重力+定体積条件で解析を行い、要素としての液状化・流動化挙動の再現を試み、その応答は2章における実験結果と定性的に良く一致する結果となった。その上で、通常の実験では得ることの難しい粒子間接触点情報を検討し、(1)有効応力の減少に伴う配位数の減少はそれほど顕著ではなく、各接触点が伝達する接触力の減少が有効応力の減少に支配的であること、(2)液状化後の単調載荷過程では、ある敷居値以上の配位数に達した時点で剛性回復が生じるが、そこに至る過程では、粒子の柱構造の生滅が繰返されることにより、単調な増加ではなく複雑な増減を繰返し、剛性回復の予測には役立たないこと、(3)剛性回復後の粒状体は極めて大きな異方性を有し、流動方向と逆向きの載荷には極めて弱い構造であること、などを明らかにした。

更に上記(1)の結果を踏まえ、繰返し載荷による供試体の「乱れ」の状態量を、配位数よりも広義の概念である「粒子間距離」で評価することを試みた。粒子間距離の頻度分布を調べた結果、有効応力の減少と共に、徐々に粒子の骨格構造が破壊され、大きな接触力を伝達する接触点と小さな接触力を伝達する接触点の差が小さくなり、接触力の均質化が進むことが確かめられた。そして、粒子間距離の方向性も考慮した状態量である乱れ度 $i_p$ を定義し、繰返し載荷とともに、主歪み方向である $\pm 45^\circ$ 方向の乱れ度が徐々に減少していくことを確認した。

本研究で得られた知見に基づけば、液状化とそれに伴う流動現象に対して、マイクロメカニクスに立

脚した信頼性の高い構成モデルを構築することが可能であると期待される。

## 6 章の参考文献

- [1] Cundall, P. A. 1971 A computer model for simulating progressive, large-scale movements in blocky rock systems. Symp. ISRM, Nancy, France. Proc., 2: 129-136.
- [2] Hakuno, M., Tarumi, Y.: A granular assembly simulation for the seismic liquefaction of sand, Proc. of JSCE, 398/I-10, 129-138, 1988.
- [3] Nakase, H., Ishikawa, H., Fujitani, M.: A simulation study on liquefaction using Distinct Element Method, Proc. Sixth Japan-U.S. Workshop on Earthquake Resistance Design of Lifeline Facilities and Countermeasures against Soil Liquefaction, Hamada and O'Rourke eds., Technical Report NCEER-96-0012, 309-318, 1996.
- [4] Meguro, K., Katayama, T.: Application of 3-D Distinct Element Method to Liquefaction, Proc. of 7th US-Japan Earthquake Resistant Structure Design of Lifeline Facilities and Countermeasures against Liquefaction, 8 pages, 1999.
- [5] 竿本英貴：液状化の数値解析的アプローチ、筑波大学修士論文, 2001.
- [6] Matsushima, T. and Konagai, K: Grain-shape effect on Peak Strength of Granular Materials, Computer Methods and Advances in Geomechanics, Proc. 10IACMAG, Desai et al. eds., Vol. 1, pp.361-366. 2001.1.
- [7] 松島亘志：粒状体斜面の動的塑性変形に及ぼす粒子間相互作用の影響，東京大学博士論文，1997
- [8] 金谷健一：ファブリックテンソルによる構造異方性の特徴づけと統計的検定，土質工学会論文報告集，Vol.23, No.4, pp.171-177, 1983
- [9] 松本優明、岩田直泰、松島亘志、山田恭央：液状化に伴う側方流動の個別要素法シミュレーション，土木学会第 57 回年次学術講演会講演概要集，Vol. III, pp. 947-948, 2002.
- [10] 松本優明、竿本英貴、松島亘志、山田恭央：液状化に伴う流動におけるマイクロ構造の個別要素法解析，第 38 回地盤工学研究発表会, 2002（発表予定）
- [11] 松本優明：液状化に伴う流動の微視的メカニズム、筑波大学修士論文、2003.



## 7. 砂の不規則粒子形状を考慮した個別要素法の開発

### 7.1 本章の目的

近年のコンピュータ性能の目覚ましい向上により、個別要素法の適用範囲は大きく広がっている。しかしながら、現在までの解析例のほとんどは球形(2次元解析では円形)要素を用いたものであり、それ以外も2次元では多角形や楕円、3次元では楕円体を用いたものがある程度で、実際の砂粒子の形状を忠実に再現しようと試みた例はない。その原因としては、①実際の砂粒子の形状が非常に複雑であり、モデル化が困難であること、②砂粒子の形状を精密に計測した研究例が少ないこと(特に3次元形状計測例は皆無)、③まだコンピュータ性能が不足しているという一般認識があること、などが挙げられる。一方で、粒子形状がマクロな力学挙動に大きく影響を及ぼすことは、古くから実験などで確かめられており、現存する多くの実実験結果と直接比較するためには、粒子形状の適切なモデル化が必要であることは確かである。

そこで本章では、複雑な砂粒子形状を任意の精度でモデル化する手法を提案する。更に、それを個別要素法に適用し、定体積条件での単純せん断試験シミュレーションを行った例を紹介する。

### 7-2. 複雑な粒子形状のモデル化手法[1]

個別要素法で自然粒子の複雑な形状を表現する手法はいくつか考えられるが、ここでは①3次元への拡張性、②多くの汎用ソフトへの適用性、を考慮して球形要素(2Dでは円形要素)の剛接続によって表現する方法を考える。解くべき問題は「なるべく少ない数の円(3次元の場合は球)で、所用の精度を有する粒子を表現するための円(球)の位置および半径を定める」ことである。基本的には、粒子表面のうち、曲率の大きな部分は小さな円(球)で表現し、曲率の小さな部分は大きな円(球)で表現するのが効率的であることは察しがつくが、ここでの「曲率」はある範囲を持った表面の平均的な曲率の意味となり、その「範囲」も変数となる(すなわち、ある円(球)が粒子表面のどの領域をカバーするかということも、円(球)の相対位置や半径で変わってくる)ため、問題はそれほど単純ではない。

ここでは次のような動的反復計算アルゴリズムを提案する。すなわち、粒子形状を表現するための球(円)の半径及び中心位置が、運動方程式に従って時間変化し、結果的に最も精度の良い解に到達するように、球(円)に働く仮想力を与える。この仮想力は、球要素と粒子表面の変位に比例し、粒子表面に引き寄せられる方向に働くものとする。仮想力は、ある表面のデータ点と、

```
[0] Start
[1] Grain data input
      grain surface data of a sand grain
[2] Calculation of volume (area), gravity center, etc. of the grain
[3] Input the calculation conditions
      number of elements and their initial configuration
      time increment, spring constant, damping coefficient
[4] Iteration loop start
[5] Loop for each grain-surface data point
[6] Detection of the element to describe the surface point
[7] Calculation of force from the distance
[8] Return [5] up to the end of data point
[9] Solve the equation of motion for each element
      and find the next configuration
[10] Calculation of accuracy
[11] If accuracy is not enough, go to [4]
[12] End
```

Fig.7-1 球要素による砂の最適形状表現アルゴリズム

その表面を表現する球要素の表面の間にのみ働く。そして、粒子の運動に対して、減衰を考慮することで、球要素は振動しながら収束解に近づいてゆく。Fig.7-1 は、その計算のフローチャートを示している。

以降は、図示による理解の容易な2次元問題について具体的なモデル化例を説明する。Fig.7-2 は、豊浦砂の砂粒子形状の例である。これを複数の円要素の剛接によって、なるべく効率的にモデル化することが目標である。まず、1個の円要素で計算した結果を Fig.7-3 に示す。はじめ、小さな半径を持っていた円要素は、砂の表面から力を受けることで膨張し、またその中心位置も移動する。それらは若干振動しながら平衡点へと移動し、10 step 以降は、ほとんど変化がなくなる。収束の仕方はばね定数と粘性係数によって変化するが、半径の変化については、余り振動しない方が良い収束を得られるようである。Fig.7-4 は、random に発生させた異なる初期位置(ただし粒子輪郭内)から始めた場合の計算結果であるが、全ての場合で同じ収束解が得られている。

このときのモデル化の精度を表現するのに、次のような形状誤差指標を用いる。

$$err = \frac{\sum_{k=1}^N |d_k - r_k|}{N R_{av}}$$

ここに、 $N$ は輪郭データ数、 $R_{av}$ は粒子面積と等価な面積と有する円の半径、 $d_k$ 、 $r_k$ は、 $k$ 番目のデータを表現する球(円)要素の中心から輪郭データまでの距離、および要素半径である。1要素の円による近似で

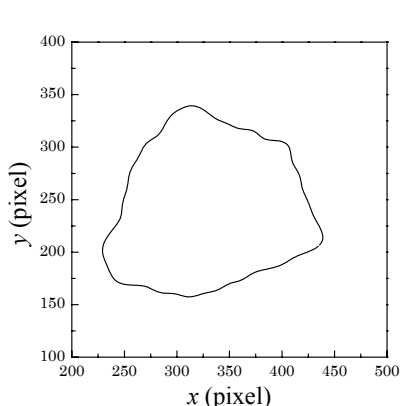


Fig.7-2 豊浦砂粒子の例

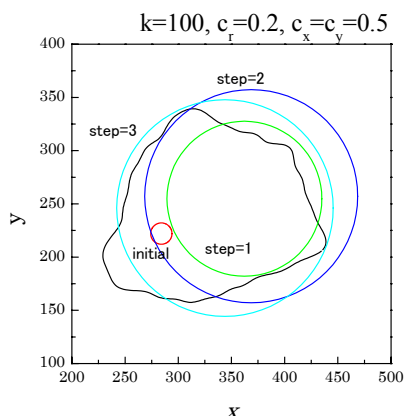


Fig.7-3 円要素1つによる形状近似計算

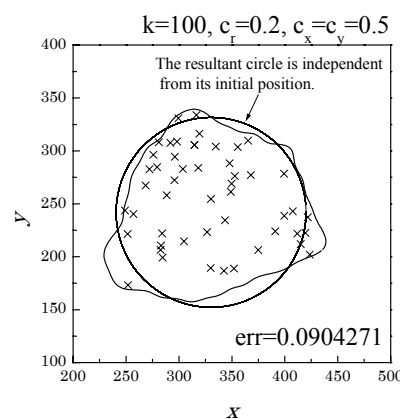
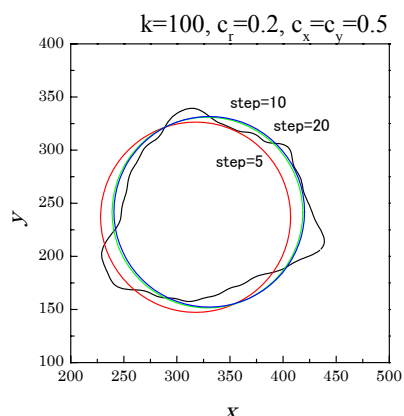


Fig.7-4 様々な初期位置からの収束計算結果

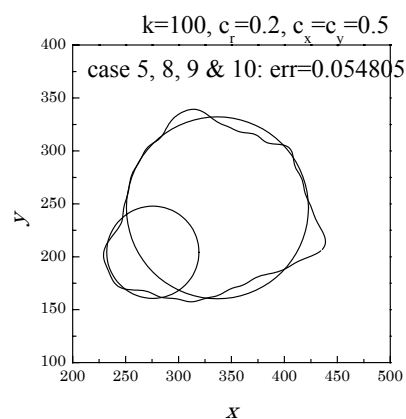
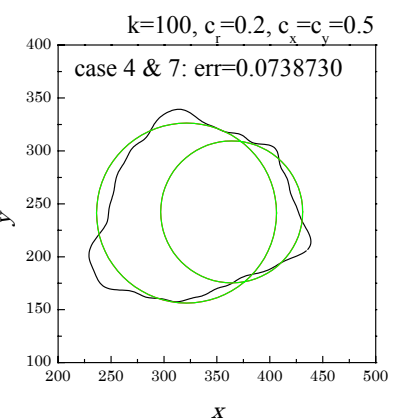


Fig.7-5 2要素による形状近似





は、誤差は 9.04%となっている。これは、粒子半径に対して、平均として 9%程度の半径誤差を含んでいることを意味する。

Fig.7-5 は、要素 2 つによる表現の例である。10 個の異なる初期位置の組み合わせに対して、異なるいくつかの収束解が得られた。このように、複数の要素について計算する場合は、初期位置によって異なった解に収束するので、**random** に初期位置を変化させたいくつかのケースについて計算を行い、最も精度の良い収束解を選択することになる。ここでは、10 回の計算で、最も精度の良かった 2 例について示しているが、最良解の誤差は 5.48%であった。

要素数を多くすると、新たな問題が生じる。Fig.7-6 は 3 要素による計算結果であるが、ある場合は、一つの要素が、別の要素の内部に入り込んでしまい、機能していない状態が発生する。これは、アルゴリズムから見れば当然で、輪郭点からの引力はその輪郭点を表現する粒子のみにしか働かないために、一旦このような状態になると、内部の粒子には全く力が働かないからである。この問題は、粒子の発生の方を工夫することで、かなりの程度回避することができる。Fig.7-7 は 10 要素による形状近似の例であるが、初期位置を輪郭に沿って図のように配置することで、全ての要素が形状表現に寄与するような結果となっている。更に、付加的なアルゴリズムとして、機能していない粒子は、その時点で最も精度の悪い部分に再配置することとし、より高精度な解を得ることを目指している。

要素数が多くなると、収束に多くの時間を要するようになるという問題もある。これは、収束計算の途

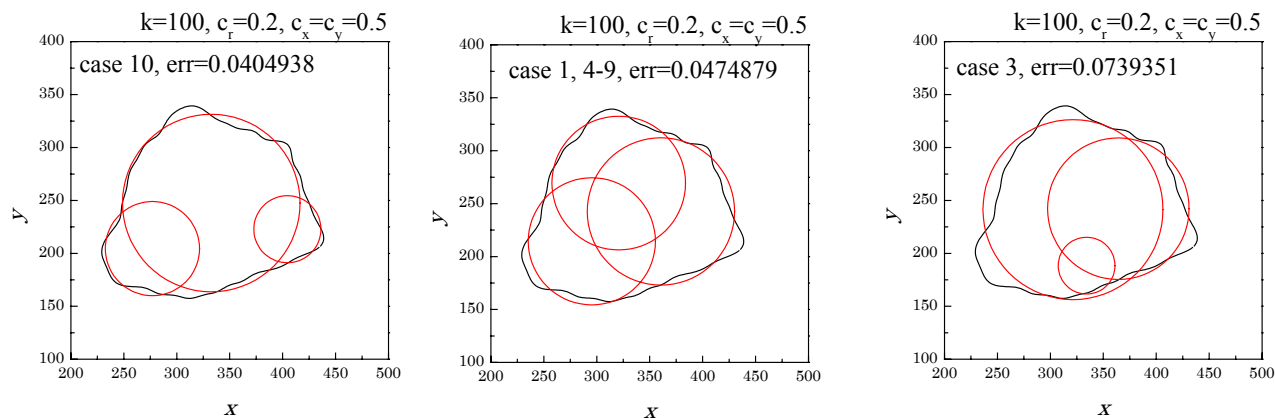


Fig.7-6 3要素による形状近似の例

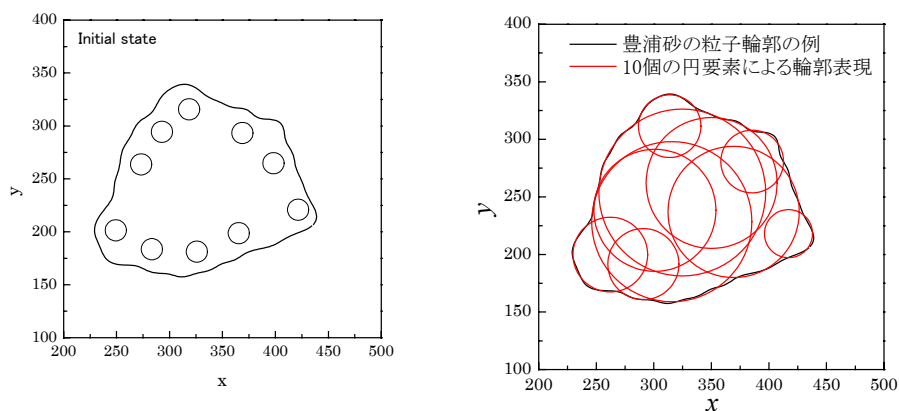


Fig.7-7 10要素による形状近似の例（左：初期配置、右最終状態）

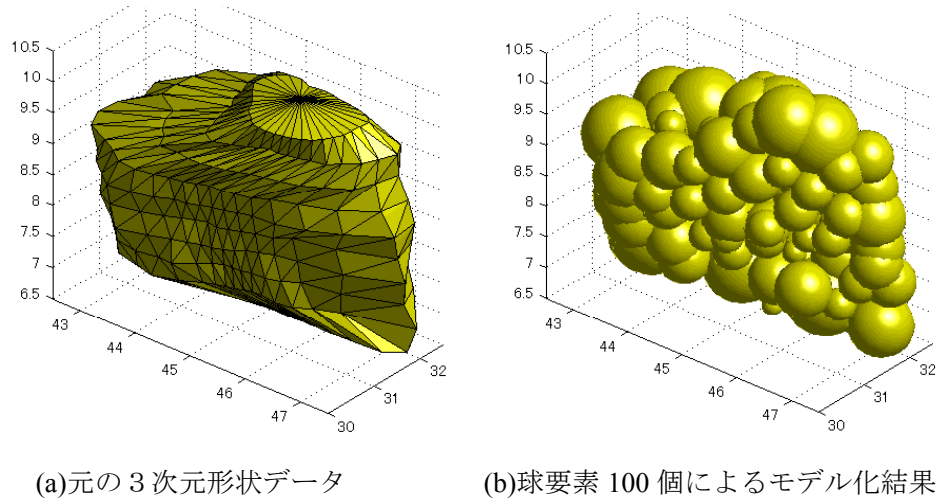


Fig.7-8 3次元形状近似の例 ( $err=0.962\%$ )

中で、要素が移動することにより、それらに働く力の系が刻々変化するためである。しかし、精度自体は単調減少し、ある収束解に向かう。この収束性の改善は今後の課題である。

Fig.7-8 は後述の3次元粒子データを基に、100 要素による形状近似を行った例である。本手法の特徴は、2次元と全く同様のアルゴリズムで3次元のモデル化を行えることである。ただし3次元の場合、2次元と同程度の精度を実現するためには、2次元での要素数の2乗の要素数を必要とする。Fig.7-9 はある特定の粒子について、2次元と3次元での要素数と精度の関係を示している。

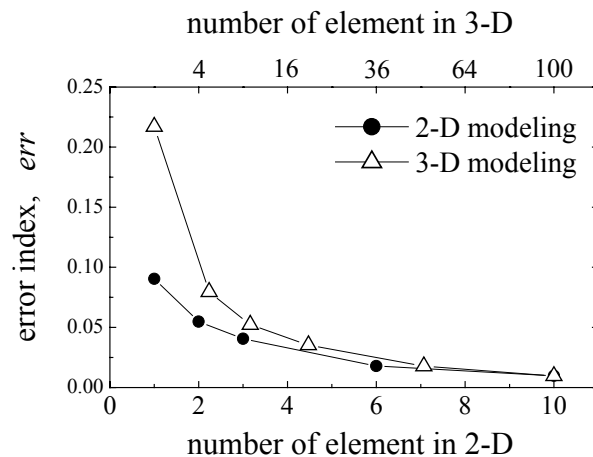


Fig.7-9 構成要素数と精度の関係

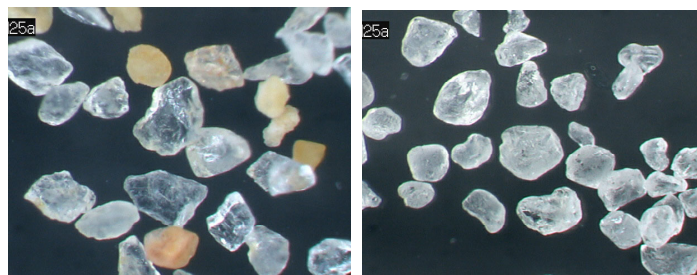
### 7-3. 不規則形状粒子を用いた個別要素法解析例

#### 7-3-1. 2次元解析

前節で提案した手法に基づいて、豊浦砂及び Ottawa 砂の二次元粒子形状を直接モデル化し、それぞれの DEM 単純せん断試験を行った。2つの砂の粒子写真を Fig.7-10 に示す。古典的な形状分類では豊浦砂は sub-angular、Ottawa 砂は sub-round と分類されている。まず、デジタルマイクロスコープで各砂 50 個ずつの

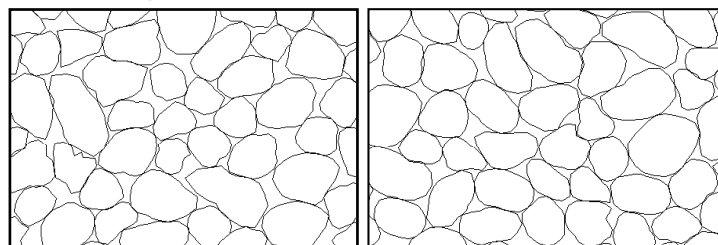
二次元粒子形状を取得し、輪郭抽出を行って粒子形状データを得た。それに対して、ここでは各々の不規則形状粒子を10個の円要素でモデル化した。得られた粒子形状をFig.7-11に示す。モデル化精度はFig.7-9に示した通りである。2つの砂の粒径加積曲線を、体積の等価な円の直径の分布から求めると、Fig.7-12のようになり、実際の砂の粒径加積曲線とほぼ一致した。

Table 7-1 に用いた個別要素法パラメータを示す。50個の粒子モデルを4個ずつ複製して、計200個の粒子を用いて単純せん断試験用供試体を作成した(Fig.7-13(a))。供試体の境界条件は前章の正多角形粒子の供試体と同様であり、左右が周期境界、上下がいくつかの粒子を剛接した板と



(a) 豊浦砂 (b)Ottawa 砂

Fig.7-10 用いた2種類の砂の粒子写真



(a) 豊浦砂 (b)Ottawa 砂

Fig.7-11 モデル化した粒子(圧密後)

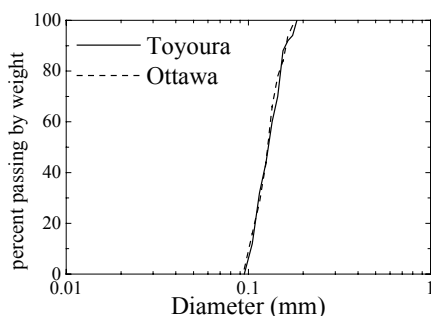
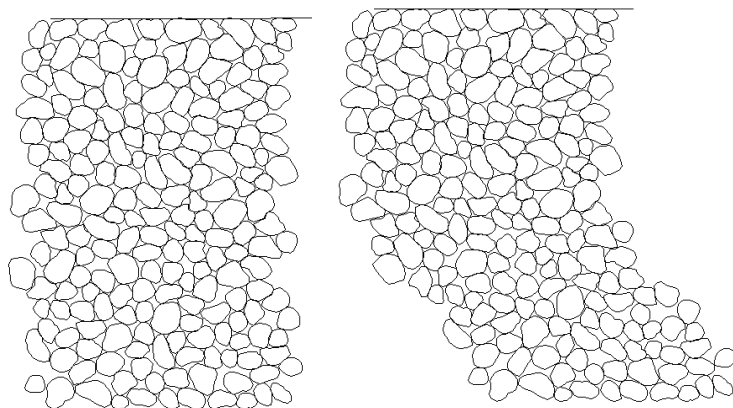


Fig.7-12 粒径加積曲線

Table 7-1 個別要素法パラメータ

Grain density	2.64(g/cm <sup>3</sup> )
Spring constant	
(normal)	1.0e9 (g/s <sup>2</sup> )
(tangential)	2.5e8 (g/s <sup>2</sup> )
Damping coefficient	
(normal)	2.0e2 (g/s)
(tangential)	1.0e2 (g/s)
Friction coefficient between grains	27 (deg.)
Time increment	2.5e-8 (sec.)



(a) せん断前 (b) せん断後

Fig.7-13 単純せん断試験における供試体図(豊浦砂：密づめ)

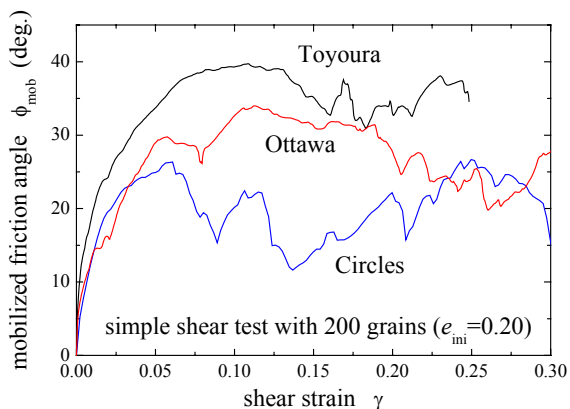
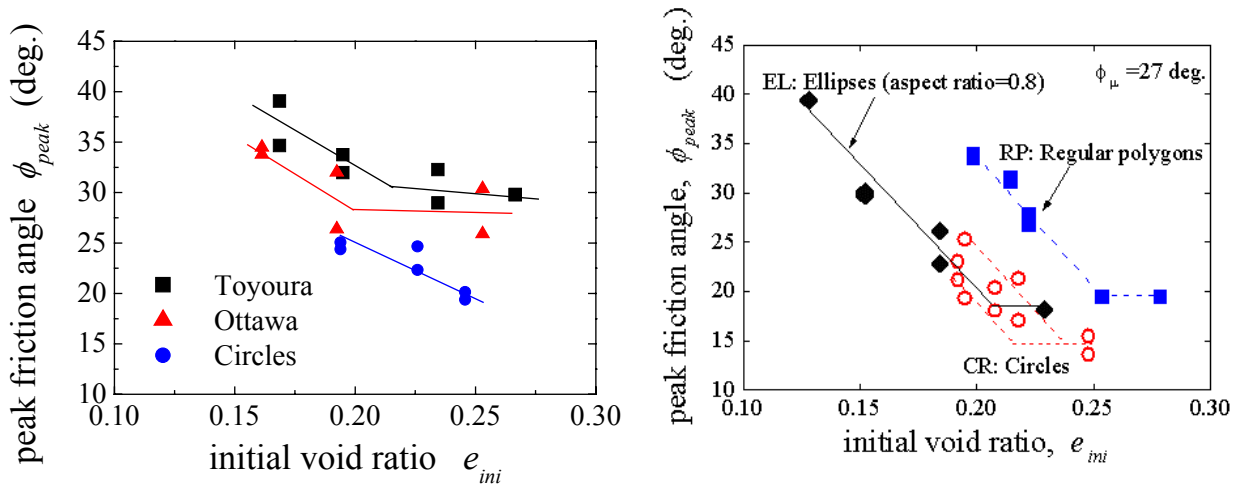


Fig.7-14 動員された内部摩擦角とせん断ひずみの関係



(a) 砂粒子モデルと等価円モデル

(b) 正多角形要素および楕円要素[3]

Fig.7-15 内部摩擦角と初期間隙比の関係

なっている。ここでは上壁は圧力制御壁とし、異なる初期間隙比を有するいくつかの供試体について、定圧単純せん断試験を行った。Fig.7-13(b)はせん断後の供試体の変形図の例である。

Fig.7-14 は豊浦砂モデル、Ottawa 砂モデル、および豊浦砂の各粒子と等価な体積を有する円形要素モデルについて、密づめ状態(粒子間摩擦係数=0 でパッキングした供試体)での動員された内部摩擦角の変化を示す。砂粒子モデルは円形要素と比較して大きな peak 強度を有し、また Ottawa 砂モデルよりも豊浦砂モデルの方が大きな peak 強度を有している。この結果は既往の実験結果[2]と定性的に一致している。更に、Fig.7-15(a) は初期間隙比に対する内部摩擦角の関係である。これを、正多角形要素および楕円要素モデルについての同様のシミュレーション結果(Fig.7-15(b))[3]と比較すると、砂粒子モデルは、楕円要素と正多角形要素の中間的な強度特性を有していることがわかる。ただし、正多角形および楕円要素の供試体が 1000 個の粒子を用いているのに対し、砂粒子モデルの粒子数は 200 個と少ないため、その違いの影響も含まれている可能性がある。

### 7-3-2. 3次元解析

前節の二次元モデルでは、間隙比の取得範囲やそれに起因する強度などが異なるため、実際の豊浦砂や Ottawa 砂の実験結果と定量的な評価を行うことはできない。そこで、3次元解析が望まれることとなるが、砂の複雑な3次元粒子形状を取得することは容易ではない。そこでここでは、3、4章のLAT実験で用いた粉碎ガラス粒子の三次元形状データ(Fig.3-13)より、粒子モデルを作成し、3次元個別要素法解析を行うことを考える。まず、計算負荷の増大を避けるため、ここでは1粒子につき10個の球要素によりモデル化を行った。そしてトータル100個のガラス粒子をモデル化し、それぞれを8個ずつ複製して計800粒子を計800粒子を、長方形領域にランダム発生させ、それを重力落下させて幅35cm、奥行き20cm、高さ約40cmの供試体を作成した(Fig.7-16)。側面は周期境界、手前と奥の面は摩擦ゼロの平面境界、上下はいくつかの粒子を固定して摩擦を確保した壁となっている。用いた個別要素法パラメータはTable 7-2の通りで

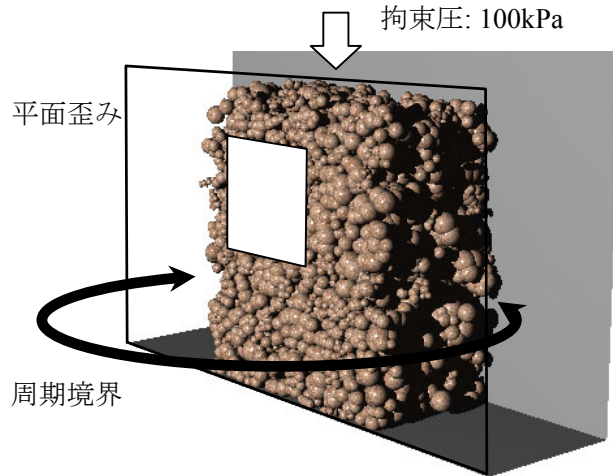


Fig.7-16 作成した供試体

Table 7-2 用いた個別要素法パラメータ

時間刻み	0.2e4(s)
粒子密度	2.64 (g/cm <sup>3</sup> )
粒子間バネ定数(法線方向)	1.0e9(g/s <sup>2</sup> )
(接線方向)	0.25e9(g/s <sup>2</sup> )
ダッシュポット(法線方向)	2.0e3(g/s)
(接線方向)	1.0e3(g/s)
粒子間摩擦角	27(deg.)

ある。

まず、Fig.7-17 および Fig.7-18 に定拘束圧試験の結果(動員された内部摩擦角とせん断ひずみの関係およびダイレタンシー関係)を示す。密づめ、ゆるづめとも最終的には同じ残留強度に達しており、その値は4章での平面歪み圧縮試験結果とほぼ一致している。一方、初期間隙比に対する内部摩擦角について、解析結果と実験を比較すると Fig.7-19 のようになる。図には球要素による解析結果および glass beads(球形)の平面歪み圧縮試験結果[2]も付け加えている。両者は良く一致しているようにも見えるが、一般に通常の重力落下により作成した供試体同士で比較した場合、平面歪み試験による内部摩擦角は、中空ねじり単純せん断試験において、 $\phi_d = \tan^{-1}(\tau/\sigma_n)$  により求めた内部摩擦角より  $10^\circ$  以上高い値となる[4]。このことを考えると、解析で得られた内部摩擦角はかなり大きめの値となっていると言える。この原因としては、(a)粒子形状モデル化の精度、(b)供試体の境界の影響 (特に前後の幅が小さすぎる影響)、(c)粒子間摩擦係数  $\mu$  の値の設定の問題 (ここで用いた  $\mu=27^\circ$  は種々の砂についての既往の実験結果などから決定している[5])、などが考えられ、これは今後の課題である。

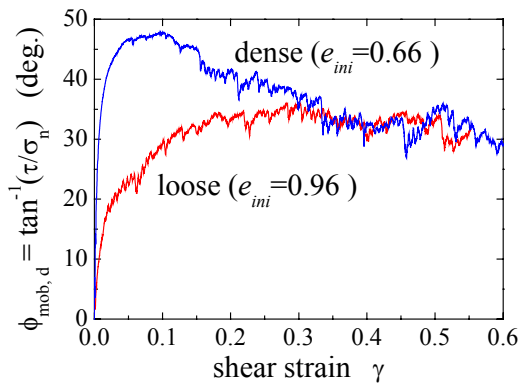


Fig.7-16 動員された内部摩擦角とせん断ひずみの関係

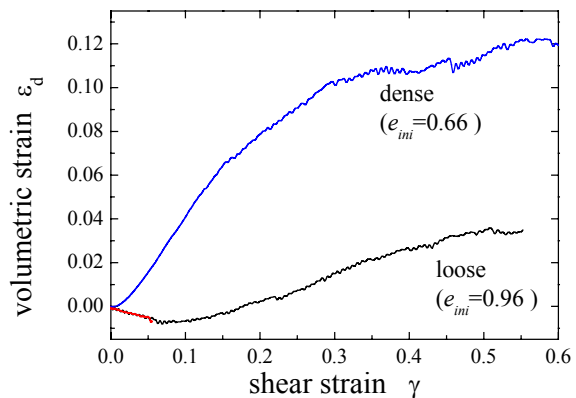


Fig.7-17 ダイレタンシー関係



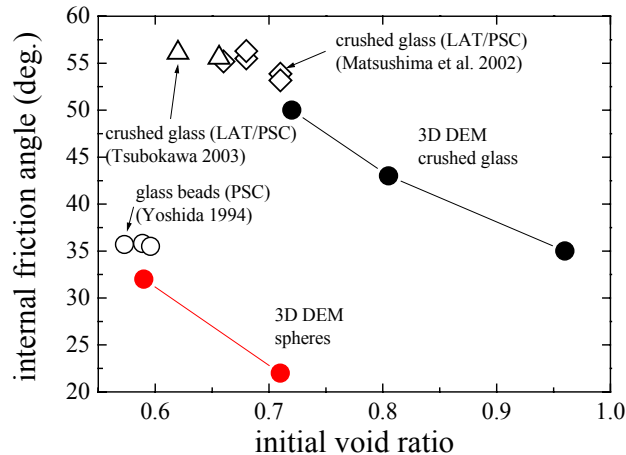


Fig.7-18 内部摩擦角と初期間隙比の関係

#### 7-4. 本章のまとめ

地盤材料の有する複雑な粒子形状を直接モデル化する手法を開発した。これを用いて二次元および三次元個別要素法解析を行い、以下に示す知見を得た。

- (1) 二次元個別要素法解析結果より、豊浦砂および Ottawa 砂をモデル化した粒子からなる供試体は、前章で用いた正多角形要素を似たような性質を有する。その原因となるメカニズムは「粒子接触点でのモーメント伝達」である。
- (2) 豊浦砂モデルは Ottawa 砂モデルよりも大きな内部摩擦角を発揮した。このことは、提案したモデル化が実際の粒子形状を妥当に表現できていることを示している。
- (3) 三次元個別要素法解析では、3、4章での LAT 実験で用いた粉砕ガラス粒子をモデル化し、単純せん断試験を行った。残留強度はほぼ等しい値となったが、peak 強度は解析結果が大きめの値を示した。この原因の解明は今後の検討課題である。

DEM のような数値計算は、実実験に比べて自由度が高く、またデータを細かく検討することが可能となるため、今まで得られなかった多くの知見を得ることが可能となる。特に実験と定量比較が可能となる本手法は、地盤工学のみならず、不規則形状粒子を扱う多くの工学分野での応用が期待できる。

#### 本章の参考文献

- [1] Matsushima, T. and Saomoto, H.: Discrete Element Modeling for Irregularly-shaped Sand Grains, Proc. NUMGE2002: Numerical Methods in Geotechnical Engineering, Mestat (ed.), pp. 239-246, 2002.
- [2] Yoshida, T. 1994. Strain localization and shear banding during failure of sands. Doctoral dissertation, University of Tokyo.
- [3] Matsushima, T. Konagai, K: Grain-shape effect on Peak Strength of Granular Materials, Computer Methods and Advances in Geomechanics, Proc. 10ACMAG, Desai et al. eds., Vol. 1, pp.361-366. 2001.1.
- [4] 地盤工学会：地盤工学ハンドブック、第3章土質力学, p.84, 1999.
- [5] 最上武雄編著：土質力学 第8章 粒状体の力学、技報堂出版、1969.

## 8. 粒子 - 流体系の精緻なシミュレ - ション手法の開発を目指して

---

### 8.1 本章の目的

地盤工学において地盤の液化・流動化挙動は水 - 土の連成問題としてとらえられるが、これまでは、巨視的な立場から有効応力の原理、および Darcy の法則、ならびに固相の構成則を基礎とする有限要素法が広く行われてきた<sup>1)</sup>。一方、微視的な立場からは、砂粒子の挙動を個別要素法を用いて解析し、間隙流体にはダルシーの法則を適用して解析を行った例<sup>2)3)</sup>がある。これらの手法では、固相 (粒状体) についての構成則を与える必要はなく、個々の粒子運動の結果として、材料特性が決まるが、間隙流体に関しては、ダルシーの法則を適用しているため、あくまでも巨視的な取り扱いとなり、流体中の単一粒子の挙動や、粒状体の間隙を通過する流体の運動を厳密に解析することはできない。これらの解析手法に対して、本章では、第 5 章および第 6 章、ならびに第 7 章の延長として、より詳細な間隙流体の影響を取り込んだ粒子 - 流体系のシミュレ - ション手法の開発を目指す。そのための第 1 歩として、ここでは、主に機械工学の分野で研究されている既往の粒子 - 流体系の数値解析手法を調査、整理し、液化現象および流動化現象への適用性を検討した。

### 8.2 既往の解析手法の調査と分類

粒子・流体系の数値解析手法のうち、既往の研究で用いられている手法の調査・分類結果を Fig 8.1 に示す。Fig 8.1 には、まず大まかな手法の分類として、解析領域をメッシュでもって覆う手法と覆わない手法に分類している。さらに、それぞれの場合について具体的な手法名を示した。

以下に、これらの手法の特徴を挙げる。

#### メッシュを用いるグループ

##### ● 差分法

差分法は流体解析のみならず、偏微分方程式を支配方程式とする現象に対して広く用いられる手法であり、時間微分または空間微分を適当な差分商で置き換え、支配方程式を離散化する手法である。とりわけ、微視的な観点から、粒子 - 流体系を取り扱った研究として、梶島らの研究<sup>4)</sup>がある。この研究で用いられた手法の特徴としては、解析領域全体を粒子に比べて十分小さいセルで覆い、粒子表面を含むセル (粒子に比べて) について、ナビエ・ストークス方程式に新たに外力項として、粒子からの影響を組み込んでいることが挙げられる。粒子にも反作用として、この項の体積積分から求まる外力とモメントを作用させている。また、空間に張り付けられた矩形メッシュであるため、粒子表面に完全には適合していないが、粒子から放出された渦はうまくとらえられている。

##### ● 有限体積法<sup>5)</sup>



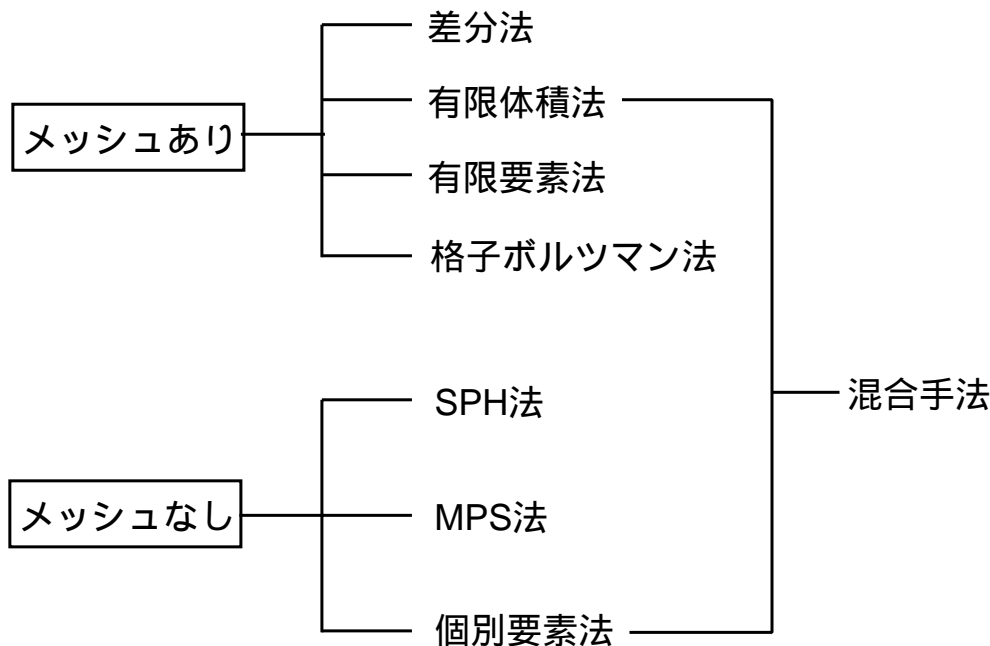


図 8.1: 数値解析手法の調査・分類結果

差分法が差分商で直接微分を置き換えて離散化するのに対して、有限体積法は、質量や運動量の保存則を満たしやすいように、格子点のまわりにコントロールボリュームと呼ばれる微小領域を考え、この領域内で支配方程式を積分し、微小領域の境界での物理量を近隣の格子点を利用して求められる精度で与えて支配方程式を離散化する手法である。主として、熱・流体解析で用いられている。粒子・流体系にこの手法を単独で適用した研究はなく、後で述べるように、混合手法の中で流体部の支配方程式を解く際に用いられている。

#### ●有限要素法

有限要素法は物理量を求められている精度の近似関数で表し、その係数の大きさを重み付き残差法などを利用して微小領域ごと決定する手法である。差分法や有限体積法に比べて、解析領域に対して比較的自由に格子を作ることができ、複雑な境界形状にも対応することができる。粒子・流体系へ適用例として、100個の球形粒子表面と粒子周りの流体をメッシュで覆い、数値計算を行った研究<sup>6)</sup>がある。この研究では、粒子が移動するため、解析領域で流体を解析するためのメッシュを再構成する必要がある。また、極めて自由度が大きいため、並列計算機を用いて解析を行っている。

#### ●格子ボルツマン法<sup>7)</sup>

格子ボルツマン法は、新しい数値流体力学の手法として近年用いられるようになってきた。この手法

は流れ場を規則的な格子で覆い、仮想的な流体粒子を格子に沿って運動させ、格子点において粒子の衝突モデルを設け、流体粒子のアンサンブル平均を取ることにより、マクロにみた連続体としての流体の運動を再現しようとするものである。ただし、支配方程式はナビエ・ストークスではなく、(格子) ボルツマン方程式である。粒子 - 流体系を取り扱った研究としては、J.Zhang らの研究<sup>7)</sup> があり、流体中の 2 つ球の衝突に伴う流体と球粒子の解析が格子ボルツマン法を用いてなされており、数値解析結果と実験結果との比較が行われている。

## メッシュを用いないグル - プ

### ●SPH 法

SPH 法は粒子平滑化法とも呼ばれ、宇宙流体物理の分野でよく用いられている。流体を流体粒子に分割し、流体中のある点における物理量を、その近傍内に存在する流体粒子の物理量に粒子間距離をパラメータとするカ - ネル関数と呼ばれる重み関数を掛けて、それらの重ね合わせとして表現する方法である。基本的に圧縮性流体を取り扱う手法であり、支配方程式には、連続の式、ナビエ・ストークスの他に、密度と圧力を結びつけるための状態方程式が必要となる。水などの非圧縮性流体を取り扱う場合は、密度の変化に圧力が敏感に応答する状態方程式を用いる必要がある。また、用途に応じてカ - ネル関数を選ぶ必要があり、ガウス関数形やスプライン関数形のカ - ネル関数がよく用いられている。粒子 - 流体系には、微視的な視点から個別要素法 (粒子のモデル) と組み合わせて用いられた研究<sup>8)</sup> があり、Bagnold 数と系に作用するせん断応力の関係が解析されており、Bagnold が行った実験と解析結果を比較している。

### ●MPS 法<sup>9)</sup>

MPS 法は、SPH 法と同様に、流体を流体粒子に分割し、粒子間の相互作用モデルを用いて流体の挙動を解析する手法である。粒子間相互作用は、粒子間距離をパラメータとする重み関数を基にして、グラディエントモデルやラブラシアンモデルが定義されており、これらのモデルを使ってナビエ・ストークス方程式を離散化している。粒子の数密度を一定とする収束計算により、非圧縮性の流体を取り扱うことができ、SPH 法のように状態方程式を必要としない。また、固体は SPH 同様流体粒子を剛接として表され、固液系の連成解析を行うことができる。現在までに、砕波<sup>10)</sup> や水のブ - ル核沸騰<sup>11)</sup> など、様々な問題に適用されている。

### ●個別要素法<sup>12)</sup>

これまでの数値計算手法の多くは、主に数値流体力学で用いられていたものを粒子 - 流体系に拡張したものと解釈できる。これに対して個別要素法は、岩盤の解析手法として考案された手法であり、粒子同士の接触モデルとしてフォ - クトモデルを仮定して、粒子の運動方程式を時刻歴で数値積分することにより、粒子の挙動を解析する手法である。特に、地盤工学では粒状体に対する有力な解析手法としてよく知られている。個別要素法が単独で詳細な間隙流体の流れの解析を含めた粒子 - 流体系に適用され

た例はほとんどなく、粒子 - 流体系の粒子部分を解析する手法として、SPH 法や有限体積法と組み合わせて用いられている。

#### 混合的な手法<sup>13)</sup>

粒子部分は個別要素法を用いて離散体としてとらえ、流体部分は間隙率 (粒子の濃度により変化する) を含むナビエ・ストークス方程式を、有限体積法を用いて解析を行う手法がある。この手法では、粒子に比べて大きく、解析領域全体からみれば小さいという中間的なサイズの流体解析格子が用いられており、粒子 - 流体間の相互作用としては、実験式が用いられている。この手法により、気流により粉体の攪拌を行うことを目的とする装置 (流動層) 内の一連の粒子 - 流体挙動の解析がなされており、粒子群の挙動や、巨視的な流体の速度場などが解析されている。ただし、支配方程式の性質上、流体中の単一粒子の挙動や粒子間の間隙を通過する流れの解析はできない。

以上、粒子 - 流体系で用いられている数値解析手法を分類・調査した。次の節では、これらの手法の特徴を踏まえて、液状化・流動化への適用性を検討していく。

### 8.3 液状化・流動化解析への適用性の検討

前節での調査結果で示したとおり、多種多様な粒子 - 流体系に対する数値解析手法がある。ここでは、前節の調査結果を元にして、各種手法の液状化・流動化解析への適用性を検討する。そのためには、まず微視的な観点から液状化や流動化現象をシミュレートする際に、どのようなことが問題となるのかを考慮しなければならない。考えられる問題のうち、主なものを列挙すれば以下になる。

1. 系内部に存在する個々の粒子は、流体に対する内部境界として解釈することができる。その上、粒子 (内部境界) 自体が移動可能である。
2. 地震力などの外力により、系内部では、粒子・流体がともに静止している状態から、流体中に粒子が分散している状態への遷移することや、粒子が分散している状態から再び静止状態となることが考えられる。

問題 1 は、粒子 - 流体系が変形を受けた場合や、粒子が移動した場合、粒子により、流体部分が押し退けられたり、粒子が占めていた領域に流体が流れ込むことを含んでおり、流体の占める領域の形状が変化することになる。また、LAT 画像等から、内部粒子の配置状態は極めて複雑であることや、流動化が自由表面を含む場合があることから、境界を取り扱うのに優れた有限要素法の利用が考えられる。しかしながら、メッシュを移動、あるいは再構成しなければいけないという短所がある。

以上のことから、流体部分には、メッシュを用いる方法よりも、メッシュを用いない SPH 法や MPS 法といった、いわゆる粒子法を用いた方が、統一的に計算を進めていくことができると考えられる。

問題 2 は、地盤工学において従来から考えられている液状化のメカニズムを示しているが、微視的な立場からの解析を行うにあたり、固体間の近接相互作用と呼ばれる重要な問題を含むことになる。この

作用は、外力により粒子同士の結合がはずれる瞬間や、分散状態を経た後の堆積過程で粒子同士が衝突する瞬間には、粒子は介在する流体の影響を大きく受けるようになることを指しており、この近接効果により、粒子の運動エネルギーの多くが消費される。

原田ら<sup>14)</sup>は、壁面に球が自由沈降により接近する際の近接効果を取り上げ、その中で球に作用する流体力を、数値解析と実験の両面から検討し、固体球に作用する流体力は既存の流体力学モデルにより表し得る、という貴重な考察を与えている。既存のモデルを用いるにせよ、流体力を直接数値計算するにせよ、微視的な観点から液状化や流動化を解析するには、流体部分に何らかの方法で近接効果を組み込まなければいけない。

すでに本報告の第7章において、個別要素法で任意の粒子形状を取り扱う方法を考案しているため、粒子部分には個別要素法を用いれば、砂粒子の形状などを容易に表すことができる。更に、この章での検討から、流体部分にはSPH法やMPS法といった粒子法を用いることが最も有効な手法であると考えられる。

また、数値計算には、膨大なメモリが必要とされ、1台の計算機では小規模な計算に留まってしまうと考えられる。しかしながら、現在では、PC同士をネットワークで結合した並列計算機が比較的容易に作ることができるようになってきており、並列計算機を用いれば、ある程度の規模の数値計算は実現可能であると考えられる。

#### 8.4 本章のまとめ

微視的な観点から流体の影響を考慮した液状化、流動化に対する精緻な数値解析手法を考えるにあたって、既存の微視的な観点からの粒子 - 流体系に対する数値解析手法を調査・分類した。次に液状化、流動化の問題を取り扱う上で問題となることを掲げ、開発すべき数値解析手法の方向性を検討した。その結果、粒子部分には、本報告第7章にある任意形状を取り扱うアルゴリズムを組み込んだ個別要素法を用い、流体部分には、SPH法やMPS法といった粒子法を適用した連成解析手法が有力であると考えられる。

#### 参考文献

- 1) 液状化メカニズム・予測法と設計法に関するシンポジウム論文集, 地盤工学会, 1999
- 2) Hakuno,M., Tarumi,Y. : A granular assembly simulation for the seismic liquefaction of sand, Proc. of JSCE, 398/I-10, 129-138, 1988
- 3) Nakase,H., Ishikawa,H., Fijitani,M.: A simulation study on liquefaction using Distinct Element Method, Proc.Sixth Japan-U.S. Workshop on Earthquake Resistant Design of Lifeline Facilities and Countermeasures against Soil Liquefaction, Hamada and O'Rourke eds., Technical Report NCEER-96-0012,309-318,1996

- 4) Kajishima,T et al. : Turbulence structure of particle-laden flow in a vertical plane channel due to vortex shedding,JSME Int.J.,Ser.B 44(2001)pp.526-535
- 5) 荒川忠一 : 数値流体力学,1997, 東京大学出版会
- 6) A.A.Johnson and T.E. Tezduyar : 3D SIMULATION OF FLUID-PARTICLE INTERACTIONS WITH THE NUMBER OF PARTICLES REACHING 100 , Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering(1997),pp.301-321
- 7) J.Zhang,L.Fan,C.Zhu,R.Pfeffer,D.Qi : Dynamic Behavior of Collision of Elastic Spheres in Viscous Fluids,Powder Technology Vol.106(1999),Issue 2,pp.98-109
- 8) Alexander V.Potapov,Charles S.Campbell,Melany Hunt:MICROSCOPIC MODELLING OF LIQUID-PARTICLE FLOWS,IFPRI meeting,1999
- 9) 越塚誠一 : 数値流体力学,1997, 培風館
- 10) Koshizuka,S. ,Nobe, A., & Oka,Y. : Numerical Analysis of Breaking Waves using the Moving Particle Semi-implicit Method, Int.J.Numer.Meth. Fluids 26(1998),pp.751-769
- 11) Yoon,H.Y.,Koshizuka, S. & Oka,Y. : Direct Calculation of Bubble Growth,Departure, and Rize in Nucleate Pool Boiling,Int.J.Multiphase Flow 27(2001),pp.277-298
- 12) P.A.CUNDALL : A computer model for simulating progressive,large-scale movements in blocky rock systems, ISRM(1971)Vol.2, pp.129-136
- 13) 川口寿裕・田中敏嗣・辻裕 : 離散要素法による流動層の数値シミュレーション(噴流層の場合), 日本機械学会論文集 58-551B(1992) ,pp.2119-2125.
- 14) 原田周作・田中敏嗣・辻裕 : 壁面近傍の自由沈降粒子に作用する流体力, 日本機械学会論文集 66-649B(2000) ,pp.2313-2319.

## 9. 結論

---

兵庫県南部地震の被害分析を契機として、地盤の液状化・流動化問題は地盤工学における最重要課題の一つとなっている。本研究はこの課題に対し、「粒状体の微視的な変形メカニズムの解明」という根本的な検討から出発し、液状化して流動する地盤の材料特性の把握を目指して、新たな実験手法の開発、数値解析による微視的挙動の検討などを行った。本研究で得られた知見をまとめると以下のようになる。

- (1) 部分排水状態での豊浦砂の中空ねじりせん断試験結果および剛性回復時間、過剰間隙水圧消散時間の簡単な試算により、液状化により流動した地盤の流動変位量は、多くの場合材料の剛性回復挙動により支配される。
- (2) その流動地盤の剛性回復挙動は、液状化後の繰り返し载荷において破壊線に沿って剛性が回復する挙動と等価であり、液状化→流動化を一括して扱える可能性がある。
- (3) 従って流動時の剛性回復挙動も、液状化過程の評価において用いられている正規化累積損失エネルギーによって良く整理できる。
- (4) しかし、累積損失エネルギーは与えられた外力に対する応答の積算値であり、「繰り返し载荷によって地盤材料がどの程度乱されているか」の純粋な状態量としては、微視的な構造変化に基づいた評価が必要である。
- (5) そこで、粒状体の微視的挙動を観察できる可視化手法としての LAT を用いて、このような検討を行うための基礎研究を行った。すなわち、(a)LAT による微視的情報の定量化の精度の検証、および(b)微視的諸量と巨視的諸量の同時計測を行うための LAT/PSC(LAT 平面歪み試験)の開発を行い、そのパフォーマンスの検証を行った。更に(c)LAT 手法を用いて、粒子運動だけでなく間隙流体の運動も可視化する手法についての基礎的検討を行った。
- (6) 一方、個別要素法による数値解析を通して、液状化・流動化地盤の材料特性の検討を行った。まず、間隙流体を考慮しない定体積単純せん断試験により、完全非排水状態の砂の液状化・流動化挙動をかなりの程度再現できることを示した。
- (7) その上で通常の実験では得ることの難しい粒子間接触点情報について詳細に検討し、(a)有効応力の減少に伴う配位数の減少はそれほど顕著ではなく、各接触点が伝達する接触力の減少が有効応力減少に支配的であること、(b)液状化で大きく減少した配位数の単調载荷過程での推移は、柱構造の生滅の繰り返しの伴う複雑な振動を示し、剛性回復を予測する指標としては適切ではないこと、(c)剛性回復後の粒状体は極めて大きな異方性を有し、流動方向と逆向きの载荷には極めて弱い構造であること、などを明らかにした。
- (8) 更に、繰り返し载荷による材料の「乱れ」の状態量を、配位数よりも広義の概念である「粒子間距離」を用いてうまく表現できる可能性があることを示した。
- (9)最後に、より高精度な解析手法の開発を意図して、砂のような不規則形状粒子のモデル化手法の開発を行い、その有効性の検証を行った。また部分排水状態など、より一般的な境界条件に対しても有効な解析手法として、粒子-流体系の高精度な解析手法に関する既往の研究を整理し、地盤の液状化・流動化解析へ

の適用性を探った。

今後は、本研究で得られた知見をより高精度な解析手法を用いて更に有用な知見へと発展させること、解析で得られる微視的な挙動を、可視化実験により検証すること、微視的な状態量をベースとしたマイクロメカニクス構成則の構築、そして境界値問題としての地盤の液化化・流動化問題（特に流動地盤と杭基礎との相互作用）について検討することを予定している。



## 謝 辞

本研究を遂行するに当たり、筑波大学機能工学系の飯高稔技官には、実験装置の製作、調整等に多大なご助力をいただきました。筑波大学機能工学系の榊原潤助教授には、PIV システムの構築の際にいろいろと教えていただきました。東京大学生産技術研究所の小長井一男教授には、LAT/PSC 試験について有益なご助言をいただきました。また、研究室の卒研究生および大学院生として、竿本英貴君、岩田直泰君、坪川洋友君、松本優明君には、積極的に研究に関わっていただきました。ここに謝意を表します。