

一面せん断試験における粒状体の進行性破壊と ダイレイタンシー特性の個別要素法による把握

棚橋 由彦* ・ 濱崎 正一**
西村 強*** ・ 木山 英郎***

A Study on Progressive Failure and Dilatancy Characteristics of Granular Material under Direct Shear Using by Distinct Element Method

by

Yoshihiko TANABASHI*, Seiichi HAMASAKI**
Tsuyoshi NISHIMURA*** and Hideo KIYAMA***

It is fairly important to estimate a feature of progressive failure and a dilatancy characteristics of granular material such as sand, and a development process of shear band has been recently noteworthy concerning with progressive failure in the micro-mechanics. This paper first describes the test results of direct shear test for glass beads which have equivalent diameters. The paper next deals with a numerical simulation for the above tests using by Distinct Element Method (hereafter refers to as DEM) developed by Cundall, P. A. (1971) at first as a computer model for simulating progressive large scale movement in blocky rock systems. It has been clarified that DEM modified by one of the authors can estimate sufficiently the feature of progressive failure and the dilatancy characteristics of granular material from the comparison with observed and calculated behavior of granular material under direct shear.

1. はじめに

不連続体を取り扱う1手法として、カンドル(Cundall, P. A., 1971)の提唱した個別要素法(Distinct Element Method, 以下DEMと略称)がある。これは、砂のような粒状体や亀裂性岩盤などの動的挙動を取り扱うのに適している。この方法を用いて、一面せん断試験や平面ひずみ試験等をモデルとし、粒状体の進行性破壊をシミュレートすることは可能である。それと同時に、粒状体特有のダイレイタンシー特性(せん断過程に生じる体積変化)や、せん断帯形成過程を観察するこ

とも容易にできる。なかでも、粒状体を取り扱う上でダイレイタンシー特性を把握することは必要不可欠である。本研究では、このダイレイタンシー特性及び進行性破壊を、一面せん断試験をモデルとし、粒子配列等の視点から検討を行ったので、ここに報告する。

2. 個別要素法(DEM)

2.1 DEMの概要

DEMでは、岩盤や粒状体を完全に切り離されたブロックの集合体として扱うので、通常の有限要素法

平成8年10月25日受理

* 社会開発工学科 (Civil Engineering Department)

** 大学院修士過程社会開発工学専攻 (Graduate Student, Civil Engineering Specialty)

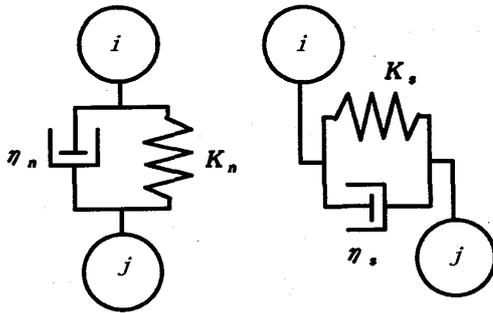
*** 鳥取大学工学部 (Faculty of Engineering, Tottori University)

(Finite Element Method)や剛体ばねモデル(Rigid Bodies Spring Model)では表現できない、動的な破壊過程の解析が可能である。この手法は、剛体で表される各要素の境界部分の接触力、及びそれによって引き起こされる要素変位を、運動方程式の時間差分によって各時間ごとに追跡していくもので、時間依存の問題等に有効で、物理量の離散化により大変形問題に対しても適用可能である。

2. 2 DEMの原理¹⁾

2. 2. 1 運動方程式

剛体ブロックの運動には、重心の並進運動と重心まわりの回転運動を伴う。また、2つの粒子が接触あるいは衝突する時、粒子は完全な弾性体ではないし、また接触点近傍は、局所的な塑性変形が生じ、完全弾性衝突とはならない。粒子のもつ弾性的、非弾性的性質は、接触点間に挿入したフォークト(Voigt)モデル(弾性スプリングと粘性ダッシュポットの並列配列)で表現する(Fig. 1)。



(a) Normal direction (b) Tangential direction
Fig. 1 Model of contact point

(1) 重心の並進運動に関する運動方程式

粒子の質量 m 、並進に伴う未知変位 u 、弾性スプリングの剛性定数 K 、粘性ダッシュポットの粘性定数 η とすれば、並進に伴う運動方程式は次のようになる。

$$m \frac{d^2 u}{dt^2} + \eta \frac{du}{dt} + Ku = F \quad (1)$$

ここに、 F は外力を表す。

(2) 重心まわりの回転に関する運動方程式

粒子の質量 m および慣性モーメント I 、回転に伴う未知回転量 ϕ 、弾性スプリングの剛性定数 K 、粘性ダッシュポットの粘性定数 η とすれば、回転に関する運動方程式は次のようになる。

$$I \frac{d^2 \phi}{dt^2} + \eta r^2 \frac{d\phi}{dt} + Kr^2 \phi = M \quad (2)$$

ここに、 M は外力によるモーメントを、 r は重心からの距離を表す。

2. 2. 2 接触力

2要素 i, j の接触面に作用する力を、法線方向に作用する圧縮力 f_n と、接線方向に作用するせん断力 f_s (要素 i に関して時計回りを正) に分けて考える。

(1) 法線方向の作用力

微小時間増分 Δt 間の法線方向の相対変位増分 Δu_n に比例した抗力増分 Δe_n を生じる弾性スプリング(剛性定数 K_n) と、相対変位速度 $\Delta u_n / \Delta t$ に比例した抗力増分 Δd_n を生じる粘性ダッシュポット(粘性定数 η_n) の並列配列を考える(Fig.1(a))。 $\Delta e_n, \Delta d_n$ は次式で表せる。

$$\begin{aligned} \Delta e_n &= K_n \cdot \Delta u_n \\ \Delta d_n &= \eta_n \cdot \frac{\Delta u_n}{\Delta t} \end{aligned} \quad (3)$$

但し、圧縮力を正とする。

したがって、時刻 t において接線方向に作用する弾性抗力 $[e_n]_t$ と粘性抗力 $[d_n]_t$ は次式の様になる。

$$\begin{aligned} [e_n]_t &= [e_n]_{t-\Delta t} + \Delta e_n \\ [d_n]_t &= \Delta d_n \end{aligned} \quad (4)$$

また、上式には次式の条件が付される。

$$\begin{aligned} [e_n]_t &< 0 \quad \text{のとき} \\ [e_n]_t &= [d_n]_t = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

以上より、時刻 t における2要素間の法線方向圧縮力 $[f_n]_t$ は次式で計算される。

$$[f_n]_t = [e_n]_t + [d_n]_t \quad (6)$$

(2) 接線方向の作用力

接線方向の相対変位増分 Δu_s (要素 i に関して時計回りを正) に対しても同様にせん断抗力を与えるフォークト(Voigt)モデル(せん断剛性定数 K_s 、せん断粘性定数 η_s) を考える(Fig.1(b))。 $\Delta e_s, \Delta d_s$ は次式で表せる。

$$\begin{aligned} \Delta e_s &= K_s \cdot \Delta u_s \\ \Delta d_s &= \eta_s \cdot \frac{\Delta u_s}{\Delta t} \end{aligned} \quad (7)$$

したがって、時刻 t における接線方向の弾性抗力 $[e_s]_t$ と粘性抗力 $[d_s]_t$ (いずれも要素 i に関し時計回りを正) は次式の様になる。

$$\begin{aligned} [e_s]_t &= [e_s]_{t-\Delta t} + \Delta e_s \\ [d_s]_t &= \Delta d_s \end{aligned} \quad (8)$$

上式には、次の2つの条件が付される。

$$[e_n]_t < 0 \text{ のとき } [e_s]_t = [d_s]_t = 0 \quad (9.a)$$

$|[e_s]_t| > \mu[e_n]_t$ のとき

$$\begin{cases} [e_s]_t = \mu[e_n]_t \times \text{SING}([e_s]_t) \\ [d_s]_t = 0 \end{cases} \quad (9.b)$$

ここに、 μ は粒子間の摩擦係数、 $\text{SING}(Z)$ は変数 Z の正負を表すものとする。これらの条件は、接触点近傍のせん断変形が、主として要素間の摩擦力によって生ずることを意味し、条件式前者、式(9.a)は、非接触状態を、後者式(9.b)は、摩擦力の限界をそれぞれ表している。以上より、時刻 t における2要素間の接線方向のせん断力 $[f_s]_t$ は次式で計算される。

$$[f_s]_t = [e_s]_t + [d_s]_t \quad (10)$$

2. 2. 3 運動方程式の差分近似

注目する要素 i と接触するすべての要素 j について先述した様な形で、接触力 $[f_n]_t$ 、 $[f_s]_t$ が計算されると、要素 i に関するそれらの X 方向の分力 x_i 、 Y 方向の分力 y_i ならびに中心回りのモーメント M_i (反時計回りを正) は次式で求められる (Fig. 2 参照)。

$$\begin{aligned} [x_i] &= \sum_j \{-[f_n]_t \cos \alpha_{ij} + [f_s]_t \sin \alpha_{ij}\} + m_{ig} \\ [y_i] &= \sum_j \{-[f_n]_t \sin \alpha_{ij} - [f_s]_t \cos \alpha_{ij}\} \\ [M_i] &= -r_i \cdot \sum_j \{[f_s]_t\} \end{aligned} \quad (11)$$

ここに、 \sum_j は要素 i に接触するすべての要素 j に関する総和を表し、また m_i は要素 i の質量であり、 m_{ig} の項は重力が X 方向に作用することによる。加速度を作用力の陽関数とみなして変形した運動方程式(式省略)を、時間増分 Δt で差分近似すれば、作用力は式(11)で与えられるから、時刻 t における加速度は、次式の様になる。

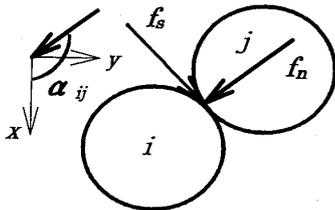


Fig. 2 Contact forces, f_n , f_s and co-ordinate x , y

$$\begin{aligned} [\ddot{u}_i]_t &= \frac{[x_i]_t}{m_i} \\ [\ddot{v}_i]_t &= \frac{[y_i]_t}{m_i} \\ [\ddot{\phi}_i]_t &= \frac{[M_i]_t}{I_i} \end{aligned} \quad (12)$$

ここに、 I_i は要素 i の慣性モーメントを表す。

時刻 t における変位速度は、式(12)を時間増分 Δt に関して積分して、

$$\begin{aligned} [\dot{u}_i]_t &= [\dot{u}_i]_{t-\Delta t} + [\ddot{u}_i]_t \cdot \Delta t \\ [\dot{v}_i]_t &= [\dot{v}_i]_{t-\Delta t} + [\ddot{v}_i]_t \cdot \Delta t \\ [\dot{\phi}_i]_t &= [\dot{\phi}_i]_{t-\Delta t} + [\ddot{\phi}_i]_t \cdot \Delta t \end{aligned} \quad (13)$$

式(13)をさらに Δt で積分すれば、時間増分 Δt 間の変位増分は次式となる。

$$\begin{aligned} [\Delta u_i]_t &= \{[\Delta u_i]_{t-\Delta t} + [\dot{u}_i]_t \cdot \Delta t\} / 2 \\ [\Delta v_i]_t &= \{[\Delta v_i]_{t-\Delta t} + [\dot{v}_i]_t \cdot \Delta t\} / 2 \\ [\Delta \phi_i]_t &= \{[\Delta \phi_i]_{t-\Delta t} + [\dot{\phi}_i]_t \cdot \Delta t\} / 2 \end{aligned} \quad (14)$$

式(3)から(14)に至る一連の過程で定められた変位増分を(時刻 t から $t+\Delta t$ まで)新たな変位増分に仮定して、再び演算を繰り返す。このようにして、時間増分 Δt 毎の変位増分が逐次計算できる。Fig. 3に、この繰り返し演算過程を示す。

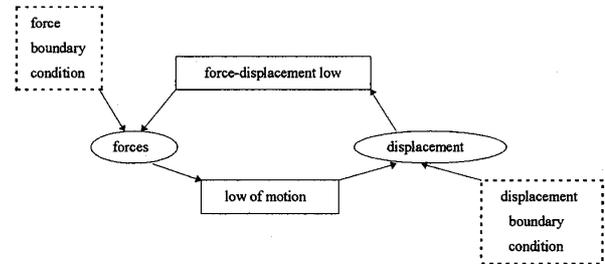


Fig. 3 Procedure of calculation by DEM²⁾

3. 実験⁵⁾

3. 1 実験の概要

本実験は、通常の一面せん断試験装置を用いて、球形ガラスビーズ(粒径 3.0mm, 均等係数 $U_c=1.0$)のみの定圧せん断試験を行った。後に述べる解析との比較を考慮し、せん断容器等は Table 1 の様に設定した。試料は、比較的緩く充填したものと、密に充填したものの2種とした。その際、充填の度合を空隙比 e 、及び平均配位数で表すと Table 2 の様になる。配位数とは、注目する要素の接点数のことを言う (Fig. 4 参照)。

Table 1 Experimental condition

shear box	diameter : 6cm height : 3cm*
shear velocity	1mm/min (0.00167cm/s)
vertical stress	0.14, 0.28, 0.56kgf/cm ²

* 解析時の1要素への負担を軽減させるため通常より1cm高くした

Table 2 Void ratio, co-ordination number

void ratio	average of co-ordination number
0.879	6.324▲, 6.386▲▲
0.618	9.129▲, 7.421▲▲

▲ smith³⁾, ▲▲ field³⁾

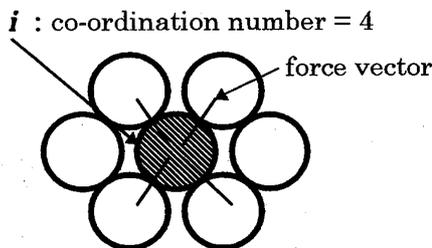


Fig. 4 Dification of co-ordination number

3. 2 実験結果と考察

Fig. 5 に、間隙比 $e=0.879$ の場合の応力比 η と相対変位 D の関係を、Fig. 6 に体積ひずみ ϵ_v と相対変位 D の関係を示す。ここに応力比 $\eta = \tau/\sigma$ であり、 τ はせん断応力、 σ は垂直応力である。また、Fig. 7, 8 は同様に間隙比 $e=0.618$ の場合を示したものである。試料にガラスビーズを用いたため、データにかなりのばらつきが見られる。応力比 η と相対変位 D の関係から、間隙比 $e=0.879$ (Fig. 5) が延性的傾向を示しているのに対し、 0.618 (Fig. 7) の場合は脆性的傾向を示していると言える。一方、体積ひずみ ϵ_v と相対変位 D の関係では、間隙比 $e=0.879$ (Fig. 6) 初期における負のダイレイタンス、及び間隙比 $e=0.618$ (Fig. 8) における正のダイレイタンスといった、一般的なダイレイタンス特性が表れている。また Fig. 6 と Fig. 8 から、粒状体の体積ひずみ ϵ_v が応力比 η により、一義的に規定されるという一般の傾向が認められる。

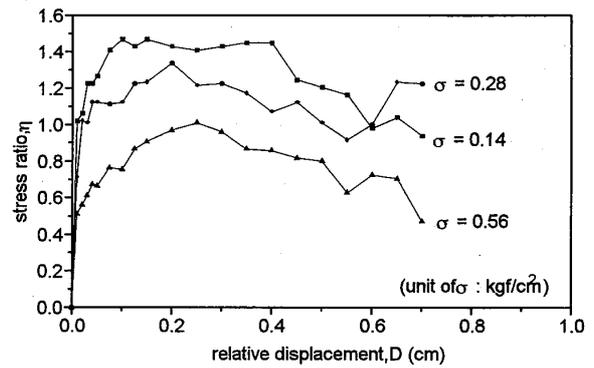


Fig. 5 Observed relationship between stress ratio and relative displacement ($e=0.879$)

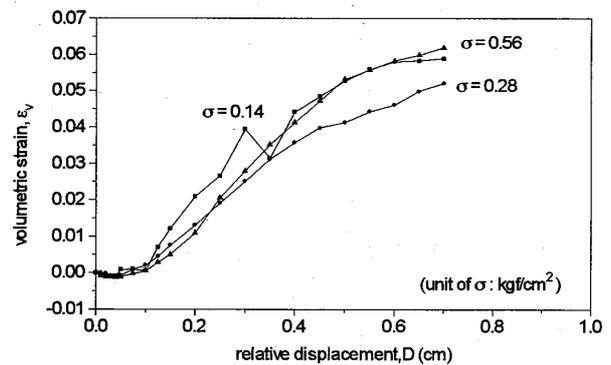


Fig. 6 Observed relationship between volumetric strain and relative displacement ($e=0.879$)

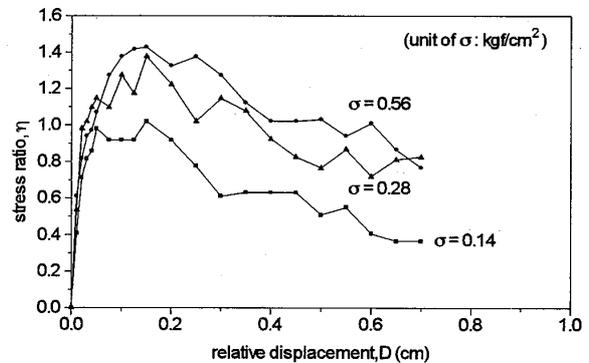


Fig. 7 Observed relationship between stress ratio and relative displacement ($e=0.618$)

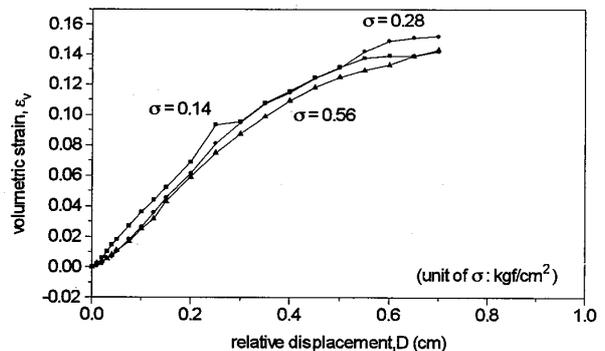


Fig. 8 Observed relationship between volumetric strain and relative displacement ($e=0.618$)

4. 解 析⁵⁾

4. 1 解析モデルの概要

等粒径円形要素(半径1cm)とし、DEMを用いて定圧一面せん断試験をシュミレートした。一面せん断試験をシュミレートする際のせん断速度は1cm/sで、せん断容器の大きさは底辺40cm,高さ20cmの単位幅当たりとした。これは、実際の試験装置の20/3(約6.67倍)であり、先に述べたせん断速度はこの場合0.15cm/s(粒径3.0mm)となる。その容器の最下層に等粒径円形要素を n 個、その上層に $n-1$ 個規則的に配列($(n-1)/n$ 配列と呼称)した。また、このようにしてできる配列(せん断前の粒子間接触において)は、すべて配位数4である。DEMに用いた諸定数をTable 3, 4に示す。Table 4中の*で示す値は、せん断箱のダイレイタンスーに伴う周面摩擦を軽減させるためのものである。解析過程は、初期配列時に発生する粒子浮遊状態から、静止状態を得た後、所定の上載荷重(0.1, 0.2, 0.4kgf/cm²)を載荷し(圧密過程)、せん断する(せん断過程)。なお、圧密終了は、次式の収束条件に基づくものとする。

$$|\Delta H| < LMIT = g \cdot \Delta t^2 \cdot 1.0 \times 10^{-3} \quad (15)$$

ΔH : 時間ステップ毎の載荷盤の変位

Δt : 時間増分

g : 重力加速度(980 cm/s²)

($\Delta t = 1.0 \times 10^{-4}$ の時 $LMIT = 9.8 \times 10^{-9}$ (cm))

Table 3 Material properties⁴⁾

radius: r (cm)	1.0
density: ρ (gf/cm ³)	2.65
young's modules: E (kgf/cm ²)	750
poisson's ratio: ν	0.3

Table 4 Interaction properties⁴⁾

	particle to particle	particle to wall
$K_n/\rho g$ (cm)	3.64×10^4	7.28×10^4
$\eta_n/\rho g$ (cm/s)	1.53×10	3.06×10
$K_s/\rho g$ (cm)	0.91×10^4	1.83×10^4
$\eta_s/\rho g$ (cm/s)	0.76×10	1.53×10
Δt (s)	1.00×10^{-4}	
friction angle, ϕ	30°	45°, 5°*
friction coefficient, μ	0.577	1, 0.087*

なお、解析に用いた粒子配列は11/12, 13/14, 17/18の3パターンである。それら各配列の要素数、及び静止状態での粒子間接触角 α はTable 5に示すとおりである。これからも分かるとおり、配列数 n が小さくな

Table 5 The number of elements and contact angle

arrangement	The number of elements	contact angle, α
11/12	219	59.756°
13/14	189	46.962°
17/18	210	33.980°

るにつれ、水平方向の力の伝達が卓越した配列となる。

4. 2 解析結果と考察

Fig. 9に17/18配列(上載荷重0.1kgf/cm²)の時間ステップ毎のプロッター出力結果を示す。せん断が始まると、Fig. 10に示す斜線部分の接触力が減少し、さらには消滅する(Fig.9(g)参照)。この過程ですでに、局所的な破壊が生じていると言える(step4000~8000, 要素番号71-89, 156-174: 黒色要素)。その局所的破壊が内部へ進行しせん断面を形成する(step12000~20000, 要素番号71-89, 156-174: 黒色要素)。

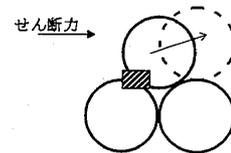


Fig. 10 Schematic diagram of movement each particles

また、せん断変形に伴う体積膨張(正のダイレイタンスー)は、せん断面形成に関与する粒子の乗り越え量に起因すると言える。ここに乗り越え量とは、Fig. 11に示すような粒子 i, j 間にせん断力が作用し、 i が j を乗り越えるときのある方向の変化量(d)のことを差す

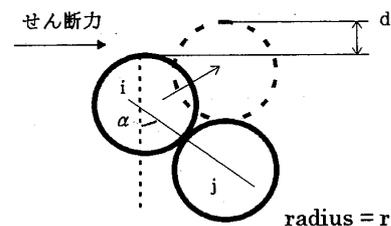


Fig. 11 Dification of d and α

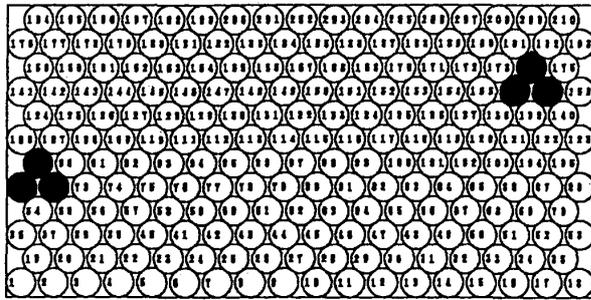
ものとする。完全に乗り越えた場合の d を d_{max} とすれば、 d_{max} を静止時の粒子間接触角 α と粒子半径 r で表すと、

$$d_{max} = 2r(1 - \cos \alpha) \tag{16}$$

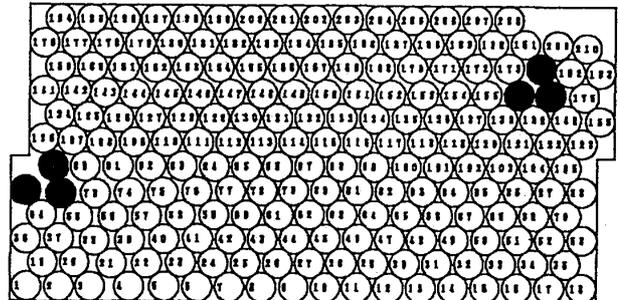
となり、 α の増加と共に d_{max} も増加する。しかし当然

のことながら、実際にはこの d_{max} が供試体(集合体として)の最大膨張量とはならない。今、仮に11/12, 13/14配列を例として d_{max} の計算を行うと次のようになる。

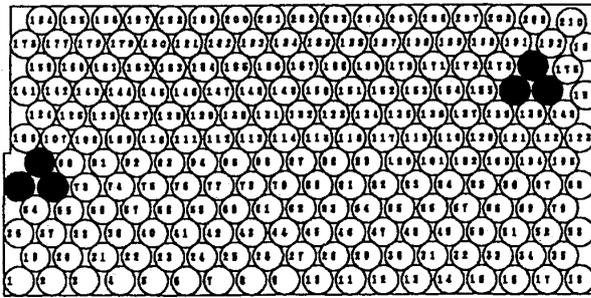
$$d_{max}(11/12) = 2 \cdot 1 \cdot (1 - \cos(59.756^\circ)) = 0.993 \text{ cm}$$



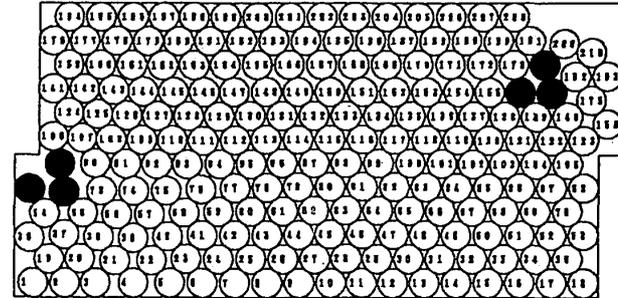
(a) time step = 1428



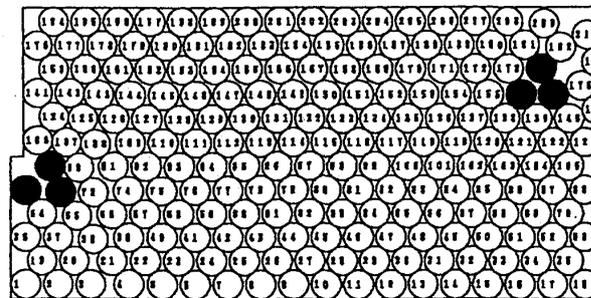
(d) time step = 12000



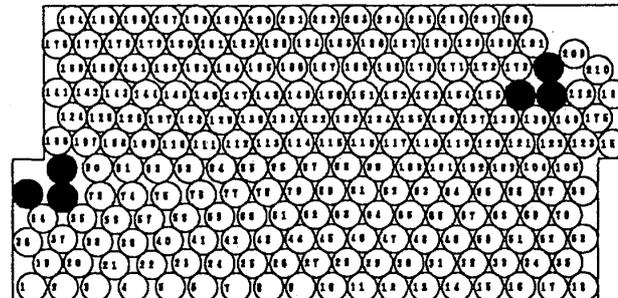
(b) time step = 4000



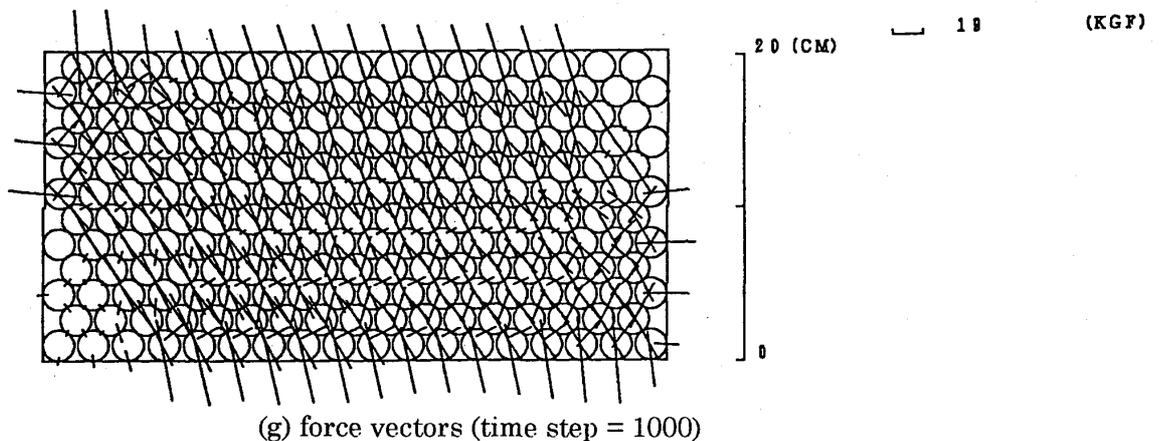
(e) time step = 16000



(c) time step = 8000



(f) time step = 20000



(g) force vectors (time step = 1000)

Fig.9 Calculated feature of progressive failure under direct shear (vertical stress, $\sigma=0.1\text{kgf/cm}^2$)

$$d_{max}(13/14)=2 \cdot 1 \cdot (1 - \cos(46.962^\circ)) = 0.635 \text{ cm}$$

ところで、解析結果から最大体積ひずみ ϵ_v を読み取ると Table 6 の様になる。このように、要素数200前後であっても、複雑に入り組みあって集合体としてのダイレイタンスーを粒子レベルから求めることは極めて困難である。

Table 6 Maximum volumetric strain and expansion amount

arrangement	11/12	13/14
volumetric strain, ϵ_v (%)	7.84	2.17
expansion amount, d (cm)	1.57	0.433

Fig. 12 に13/14配列(上載荷重 $\sigma=0.1 \text{ kgf/cm}^2$)の配位数、せん断応力 τ と相対変位 D の関係を示す。相対変位 0.0cm における配位数3の要素は、境界に隣接しているためである。せん断開始と共に、配位数4の要素数が減少し、配位数3の要素数が増加している。配位数4の要素数と配位数3の要素数が逆転するところでほぼピーク(せん断応力 τ)を示す。このことは、先に述べた局所的破壊を思い起こすと容易に理解できる。つまり、せん断が進むにつれ Fig. 13 に示す斜線部分の接触力が減衰、消滅する。そのため黒く塗りつぶした要素が、しだいに配位数4から3へ変化する。13/14配列の相対変位 1.2~1.5cm 付近の急激な減少では、配

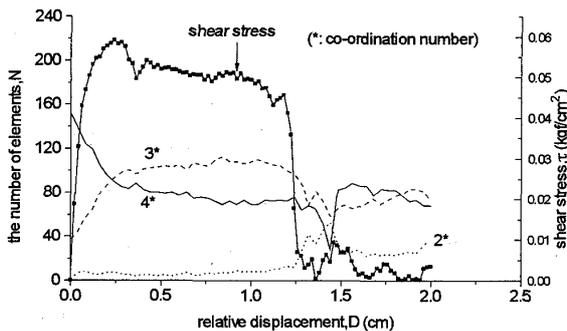


Fig. 12 Calculated relationships among the number of elements by co-ordination number, relative displacement and stress ratio

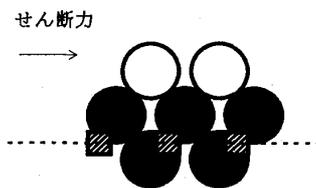


Fig. 13 Feature co-ordination number under direct shear

位数4、配位数3ともに減少(それに付随して配位数2の増加)している。相対変位 1.4cm 付近では、配位数2の要素数が配位数4より多くなっている。このことは、この付近において、粒子の再配列が行われているものと言える。

5. 実験と解析の比較

実験値と解析を比較するにあたり、まず初めに試験装置等の理由からひずみ条件を異にすることを加味してもらいたい。前述とある意味で同様なことであるが、配位数(実験の場合は確率変数的分布のため平均配位数)も異なる。したがって、定量的な評価は困難であり、定性的な評価にとどまる。Fig. 14, 15(解析結果)に比較的密な配列の11/12と緩い配列の13/14の応力比 η と相対変位 D の関係を示す。実験結果に見られる、密な場合の脆性的傾向及び緩い場合の延性的傾向が、解析結果にもあらわれている。また、相対変位初期の応力比増分と相対変位増分の比が、緩い状態のものが大きいことも実験結果と同様である。

Fig. 16, 17 は、比較的密な配列の17/18と緩い配列

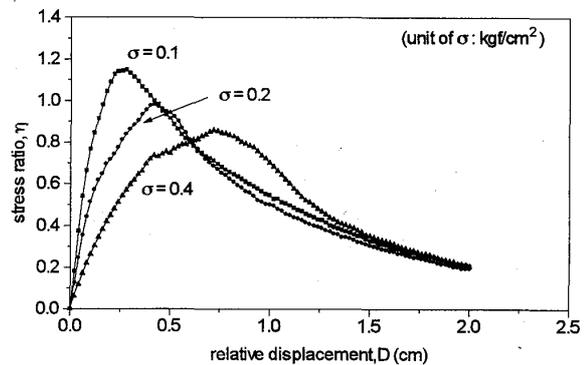


Fig. 14 Calculated relationship between stress ratio and relative displacement (dense arr.: 11/12)

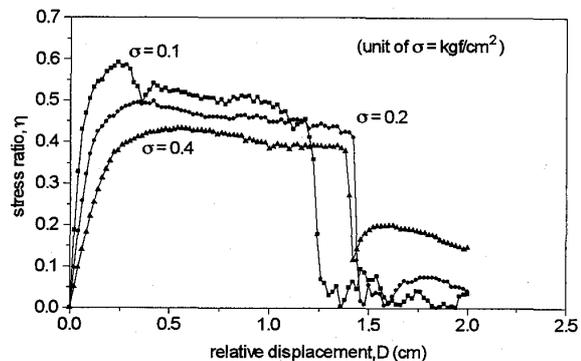


Fig. 15 Calculated relationship between stress ratio and relative displacement (loose arr.: 13/14)

の13/14の体積ひずみ ϵ_v と相対変位 D の関係を示す。どちらの場合も相対変位初期において、負のダイレイタンスーを示すが、両者を比較すると、17/18が密な場合の一般的傾向に近く、実験結果と同様である。

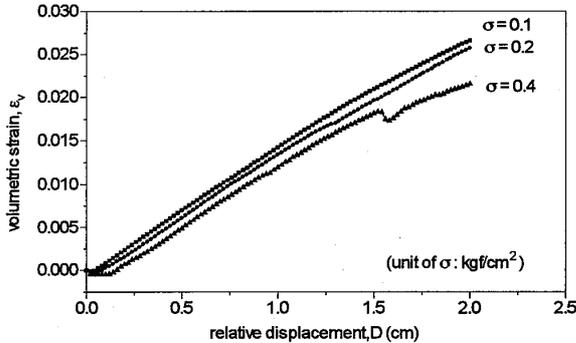


Fig. 16 Calculated relationship between volumetric strain and relative displacement (dense arr.: 17/18)

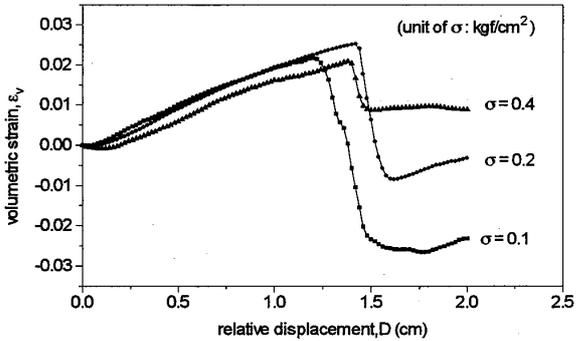


Fig. 17 Calculated relationship between volumetric strain and relative displacement (loose arr.: 13/14)

6. 新しいモデルによる解析

6. 1 解析モデルの概要

先のモデルでは、粒子1個にかかる負担が大きく、またモデル化された粒径も大きいなどの理由から、せん断箱のモデルスケールを大きくし解析を行った。実験との比較と同様、等粒径円形要素(半径1cm)とし、DEMを用いて定圧一面せん断試験をシュミレートした。一面せん断試験をシュミレートする際のせん断速度は1cm/sで、せん断容器の大きさは底辺72cm、高さ24cmの単位幅当りとした。これは、実際の試験装置の12倍であり、先に述べたせん断速度はこの場合0.08cm/s(粒径1.67mm)となる。解析過程も同様に初期配列時に発生する粒子浮遊状態から、静止状態を得た後、所定の上載荷重(0.1, 0.2, 0.4, 0.8, 1.6kgf/cm²の5パターン)を載荷し(圧密過程)せん断する(せん断過程)。なお、解析に用いた粒子配列は33/34, 31/32, 27/28, 23/24, 21/22の5パターンである。それら各配列の

要素数及び静止状態での粒子間接触角 α は Table 7 に示すとおりである。

Table 7 The number of elements and contact angles

arrangement	the number of elements	contact angle, α
21/22	452	56.468
23/24	423	49.557
27/28	440	40.412
31/32	441	34.375
33/34	469	32.032

6. 2 解析結果(粒子間接触角 α の及ぼす影響)

一般に、粒状体材料の破壊は、粒子間の摩擦すべりに起因する。 $(\tau/\sigma)_{max}$ を破壊とみなし、上載荷重毎にプロットし回帰直線を求め、モール・クーロンの破壊基準よりせん断強度を求めた。Fig. 18に粒子間接触角 α と内部摩擦角 ϕ の関係を示す。なお、30°の破線は粒子間摩擦角 ϕ を意味するものである。全てのパターンにおいて、粒子間摩擦角 ϕ より小さい値を示している。粒子間接触角 α の増加とともに内部摩擦角 ϕ も直

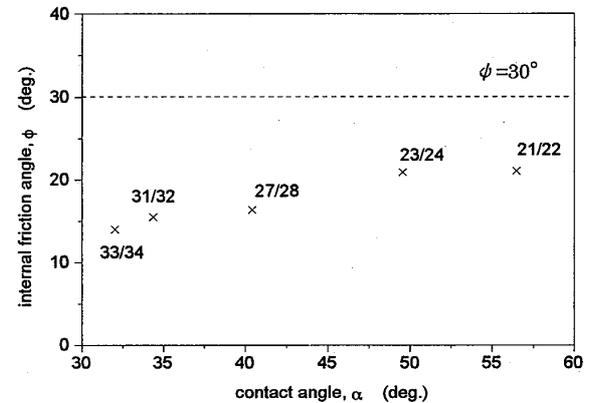


Fig. 18 Relationship between internal friction angle and contact angle

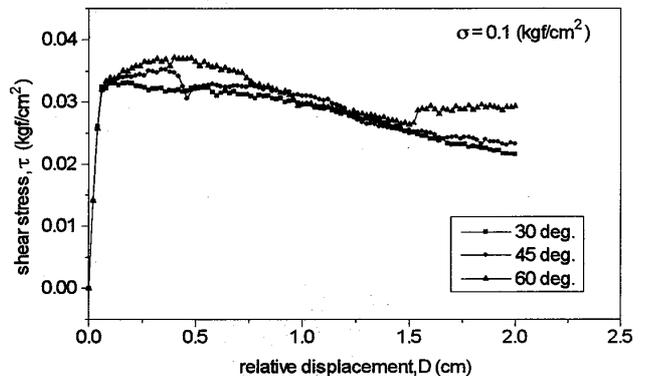


Fig. 19 Calculated relationship between shear stress and relative displacement (33/34)

線的に増加している。これは粒子間接触角 α が増加すれば、水平方向に力の伝達が卓越することに起因する。

Fig. 19 は、33/34配列(上載荷重 0.1kgf/cm^2)のせん断応力 τ と相対変位 D の関係で粒子間摩擦角 ϕ のみを変化させたものである。粒子間摩擦角 ϕ が大きくなるほどせん断応力 τ も増加する傾向を示す。しかし、配列の差異によるせん断応力 τ の違いと比べると微小である。粒子間接触による摩擦力は、平板上に載せた物体と、板との間に働く摩擦力の取り扱いに等しい。一方、通常言われている内部摩擦力は、粒子集合体としてある仮想した面に働くものであるため、両者は本質的に異なり直接的な関係はない。したがって、内部摩擦角 ϕ は、粒子間摩擦より粒子配列(粒子間接触角 α)に影響されると言える。

7. 終わりに

せん断強度のみならずダイレイタンスー特性も、粒子配列(粒子間接触角 α)の影響を受ける。しかし、一面せん断試験のみで粒子間接触角 α とダイレイタンスー特性の相関関係を把握するには、あまりに安易すぎる。今後、平面ひずみ試験等を行い、再度検討する余地を残している。一方、本論文で示した進行性破壊挙動は、せん断帯形成過程について検討を行う際、参考となり得るであろう。

参考文献

- 1) 木山英郎・藤村 尚：カンドルの離散剛要素法を用いた岩質粒状体の重力流動の解析，土木学会論文集，III-No. 333, pp. 137-146, 1983.
- 2) Cundall, P. A: A Computer Model for Simulating Progressive, Large-scale Movements in Blocky Systems, Symp. ISRM, Nancy, France, Proc. Vol. 2, pp. 129-136, 1971.
- 3) 土質学会：粒状体力学，pp. 56-60, 1993.
- 4) 木山英郎・藤村 尚・西村 強：せん断モデルを用いた離散剛要素法の材料定数の検討，土木学会論文集，III-No. 382, pp. 167-174, 1987.
- 5) 濱崎正一・棚橋由彦・西村 強・木山英郎：DEMによる一面せん断試験下の粒状体の進行性破壊とダイレイタンスー特性の把握，平成8年度土木学会西部支部講演概要，1997。(印刷中)