# 論 文 (Original Article)

# 崩壊の流動化機構ならびに到達距離予測に関する研究

大倉陽一1)

# Fluidization mechanism of landslides and prediction of the travel distance

# OKURA Yoichi<sup>1)</sup>

#### Abstract

This study clarified the mechanism of landslide fluidization by experiment and developed numerical simulation models of a discrete element system which could reproduce the fluidization process and so predict the travel distance of slope failure in order to prevent natural disasters. Slope failures were categorized into two groups: dry landslides such as rock avalanches and wet ones such as those induced by heavy rain. Fluidization of dry landslides was reproduced and the mechanism was clarified through model experiments and numerical simulations. For the wet landslides, the fluidization process followed by pore water pressure fluctuation and soil layer movement was investigated through model experiments by supplying artificial rainfall and an inclined flume, and through triaxial compression tests. Numerical simulations on the experiment results were also conducted to verify the reproducibility of the model for soil layer movement. As a result, a positive correlation was found between the travel distances of rock avalanche and the total number of rocks contained in a rock avalanche. This was conjectured to be because collisions between blocks increased in the case of larger number of blocks, and imparted downward-driving energy to the forefront blocks. For the wet landslides, excess pore water pressure was generated in the saturated soil layer during undrained shear and this was shown to be the cause of fluidization which decreased the effective stress between soil particles leading to decrease of shear resistance. Moreover, the discrete numerical simulations were able to represent the landslide movement from onset to final deposition in both the dry and wet landslides accompanied with fluidization because the model consists of a discrete element system which could represent collisions between rock blocks or volumetric dilation in the soil layer leading to landslide fluidization.

Key words : landslide, rock avalanche, fluidization, landslide model experiment, discrete model, numerical simulation, natural disaster

#### 要旨

本研究では、崩壊の長距離流動(流動化)メカニズムを実証的に解明するとともに、個別粒子の集合体 運動で崩壊運動を表現できる粒状体数値シミュレーションモデルを開発することを目的とした。流動化の 要因から、崩壊を岩屑雪崩などの"乾いた崩壊"と豪雨性崩壊などの"濡れた崩壊"に分類した。そして、 各々について崩壊モデル実験を行うことで、流動化を再現するとともにその発現メカニズムに関して実証 的な検討を行った。また、数値シミュレーションによる実験結果の再現と流動化メカニズムの解明を試み た。以上の結果、乾いた崩壊に関しては崩壊粒子あるいはブロック数の増加にともなって崩壊到達距離が 大きくなり、その原因としてブロック数の増加は相互衝突機会の増加をもたらし、先方付近のブロックは 流下方向への加速度をより多く受ける事が明らかとなった。また豪雨性崩壊に関しては、ソフトに堆積し た飽和土層が非排水せん断を受けて有効応力を伝えていた土粒子骨格が破壊されることで、過剰間隙水圧 が発生して流動化することを明らかにした。さらに粒状体数値シミュレーションモデルに関して、崩壊の 運動メカニズムを検討する際にも有効な手法であることが明らかとなった。

キーワード:崩壊、岩屑雪崩、流動化、崩壊モデル実験、粒状体モデル、数値シミュレーション、土砂災害

原稿受付:平成15年7月4日 Received July 4, 2003 原稿受理:平成16年1月8日 Accepted Jan. 8, 2004 1)森林総合研究所水土保全研究領域 〒305-8687 茨城県つくば市松の里1

Department of soil and water conservation, Forestry and Forest Products Research Institute (FFPRI),1 Matsunosato, Tsukuba, Ibaraki 305-8687, Japan; e-mail: ohkur03@ffpri.affrc.go.jp

# 第1章 はじめに

# 1.1 研究の背景・必要性

近年、日本における土砂災害の傾向が大きく変化して きたと言われ始めている。塚本 (1999) は、戦後半世紀の 土砂災害の変化を3時代に区分することを提唱した。第 Ⅰ期は昭和30年代末頃までの裸地・表面侵食型、第Ⅱ期 は昭和末期までで、若齢林・表層崩壊型、第Ⅲ期は平成 の現在で、壮齢林・深層崩壊型である。

太田 (1998) は、近年表層崩壊が減少してきた理由とし て、森林の表土保持機能が増加したことを挙げている。 これは明治政府の治水 3 法の制定より延々と続けられた 治山・砂防事業や戦後の造林事業の成果、あるいは燃料 革命・外材輸入による森林からの略奪が減少した事によ る、としている。

崩壊と森林の表土保持機能の関係として、塚本 (1986) は森林の成熟にともない樹木根系の斜面表層土安定効果 が増加すると、表層崩壊の周期は斜面基岩の風化・排出 周期に近くなり、確率的な豪雨に見舞われない限り 200 ~ 300 年程度になると考察している。

一方、近年の地球温暖化にともなう前線性豪雨により、 一降雨量の増加と局所的な豪雨が各地で観られるように なった。前者は深層崩壊を引き起こし、後者も表層崩壊 発生位置・時間の予測を非常に困難なものとしている。

特に長雨にともなう崩壊は、その発生位置・時間の予 測が困難な事に加えて、土量が大きく水分を多量に含ん で長距離流動する傾向にある。例えば1996年の長野県 蒲原沢災害、1997年の秋田県八幡平澄川災害、同じく 1997年の鹿児島県針原川災害は記憶に新しい。

この様に、崩壊発生場・時間の予測が困難を極め、崩 壊した土砂も長距離流動する傾向にあることは、今後の 山地における土砂災害防止対策の新たなベクトルを創造 する必要があると著者は考える。すなわち、崩壊の発生 時間を予測するのではなく、崩壊が発生したらその崩土 は流動化するのか否か、あるいはその流動化が継続する のか否かを推定して、崩土の到達距離を予測すると伴に、 防災施設計画、建築規制区域の設定ならびに避難システ ムの確立が必要であると考える。そのためには崩壊の流 動化メカニズムに関する基礎的知見の集積と、それに立 脚した到達距離予測モデルを開発する必要がある。ここ で議論する流動化とは、土層が静的から動的状態へ移行 する際の、有効応力の減少に伴うせん断抵抗力の減少と 定義する。

### 1.2 論文の構成

第1章では、本研究を行うに至った背景と今後の研究 の方向性を提案した。

第2章では、既往研究のレビューを行うとともに、本 研究の目的を設定した。

第3章では、剛性粒状体モデルによる崩壊土砂の数値

シミュレーションプログラムの開発と、ビーズを用いた 乾燥粒子崩壊実験によるプログラムの検証を行った。ビ ーズの物性ならびに斜面傾斜が崩壊到達距離に及ぼす影 響に関して、実験的・数値実験的に検討を行った。また、 数値シミュレーションの再現性を実験結果を用いて統計 的に検証を行って、シミュレーションモデルの妥当性を 証明した。さらにシミュレーションによる感度分析を行 うことで、到達距離に及ぼす要因の定量化を試みた。

第4章では、実規模の落石実験を行って、第3章で開 発したシミュレーションプログラムの実規模現象に対す る再現性を検証した。また、落石個数と流動化との関係 について実験的ならびに数値実験的に検証を行って、落 石あるいは岩屑雪崩等の乾いた崩壊の流動化機構を解明 した。

第5章では、過剰間隙水圧が崩壊土砂の流動化に及ぼ す影響の実証的検討を行った。降雨崩壊モデル実験によ って、崩壊運動と過剰間隙水圧変動の相互関係に着目し て、両者の同時観測を行った。その結果、上部からの崩 壊土砂による圧縮を受ける土層内では過剰間隙水圧が発 生して、それが新たに不安定化した土塊として運動を開 始する過程を再現することが出来た。さらに、過剰間隙 水圧の発生領域ではその大きさが上載土層深に比例する ことが明らかとなった。

第6章では、崩壊の流動化発生に及ぼす土層間隙比の 影響を検証するために、間隙比を様々に変えた試料によ る三軸圧縮試験を行い、流動化発生・非発生の境界とな る境界間隙比の特定を試みた。また、境界間隙比の前後 で崩壊運動形態がどのように変化するのか検証するため に、土層間隙比を変えて、第5章と同様の降雨崩壊モデ ル実験を行って、土層運動と土層内応力状態の変化を観 測した。

第7章では、間隙水の影響を考慮した粘弾性粒状体モ デルによる崩壊土砂の数値シミュレーションプログラム を開発した。そして、降雨崩壊モデル実験結果とプログ ラムによる解析結果を比較することで、その適用性を検 証した。このモデルの開発により、崩壊発生から堆積に 至る連続的な解析の可能性を提示すると伴に、粒子間の 応力、個別粒子の速度ベクトル解析を行うことにより、 施設配置計画・効果判定への適用の可能性を示した。

第8章は本研究の総括である。

# 第2章 既往研究のレビューならびに研究の目的

# 2.1 崩壊の流動化メカニズムに関する既往研究

崩壊土砂の流動化に関係する研究は、ヨーロッパアル プスで発生した岩屑雪崩を対象としたものを起源として これまでに数多く行われてきている。流動化の要因から これらの研究を分類すると、大きく3つのカテゴリーに 分類される。第1に、崩壊土粒子相互の衝突に起因する 分散圧力の増加と粒子間せん断抵抗応力減少に伴って流 動化するとする Grain flow model を支持する立場の研究。第2に、崩壊の発生時に土塊内に取り込まれた、あるいは流下途中で崩壊土粒子同士の衝突にともなって発生したガスの圧力により粒子間の有効応力が減少して流動化するとする Entrapped gas model。第3に、飽和あるいは飽和に近い土層が急速にせん断破壊されて、過剰間隙水圧が発生すると伴に土粒子骨格間の有効応力が減少して、せん断抵抗力の減少にともなって流動化するとする Excess pore water pressure model が挙げられる。以下、これら3つのカテゴリー毎に既往研究のレビューを行う。

#### 2.1.1 Grain flow model

Hsü(1975)によると、Heim(1932)は崩壊の流動化に関 する幾つかの重要な知見を見いだしていた様である。原 著の入手が困難なため、あえて Hsü による引用をここで 紹介する。Heim は崩壊源頭部と堆積土砂先端との見通 し角を "Travel angle" と定義した。これは後に Shreve (1968a) により "Equivalent coefficient of friction" (等 価摩擦係数)と呼ばれた。これはは崩壊の規模にかかわ らず到達距離を無次元化できるため、今日では一般的な 指標として定着している。Heim は幾つかの大規模岩屑れ の Travel angle を計算して、通常 Travel angle は崩壊土 砂の内部摩擦角に等しいが、大規模崩壊の Travel angle は内部摩擦角よりも小さくなる事を見いだした。また彼 は、巨大崩壊の観察記録から崩壊運動は flow であるとし、 粒子同士の衝突により運動エネルギーが伝播するとする Grain collision model を提唱した。そして崩壊個別粒子 の前後相対位置は、崩壊発生から停止に至るまで変わる ことがない等の、崩壊土塊内部での粒子個別運動を記述 し、崩壊の流動化機構を解明する上で重要な知見を見い だしていたと著者は考える。

この流れを受けて Bagnold(1954) は、高濃度に粒子を 含む流体では、粒子間の衝突が流れ全体の機構に対して 重要な役割を演ずるとする Grain flow model を提示した。 すなわち、粒子同士の衝突・分散による流れと垂直方向 の圧力が生じて、それに伴うせん断抵抗力の増加が流体 の粘性によるせん断抵抗力を上まわり、ある一定粒子濃 度以上ではせん断抵抗力に占める粘性抵抗力の影響は無 視できるとしている。

Hsü(1975)は、巨大岩屑流の等価摩擦係数が小さくな るメカニズムとして、Bagnold の Grain flow model を支 持した。すなわち、岩屑相互の衝突によって流下方向に 対する垂直方向の反発力が生じ、岩屑が浮遊することに よって長距離流動するとした。そして、この岩屑相互の 衝突効果を用いて既往崩壊の等価摩擦係数の試算を行っ た結果、崩壊土砂の内部摩擦角よりも小さくなることを 示した。さらに、崩壊土量と等価摩擦係数が負の相関関 係にある一要因として、ベントナイトを用いたモデル実 験を行い、崩壊土砂の堆積厚が崩壊土量によらず一定に なる傾向があるため、土量の増加に応じて堆積長が伸び るとした。そして、内部摩擦角から計算される堆積長を 越えた部分を Excess travel distance と定義し、岩屑雪崩 に関しては土量が 5×10<sup>6</sup> m<sup>3</sup>を越えたあたりから Excess travel distance が出現することを既往巨大崩壊ならびに実 験結果より明らかにした。

一方、Melosh(1979) は粒子同士が接触しつつ弾性 波により運動エネルギーが伝播するとする Acoustic fluidization 説を提唱した。これは粒子間の気体もしくは 液体等の間隙物質を仮定しなくとも長距離流動が可能で あり、Grain flow model よりも運動時の所用エネルギー レベルが低いが、Kobayashi(1991) は、長距離流動を維 持する Acoustic energy の継続的な供給源が未定であると 問題提起している。

Davies(1982) は Bagnold の Grain flow model を 巨大 崩壊に適用して、崩壊土塊のダイレイタンシーが発生す るとともに見かけの摩擦力が減少して崩壊が流動化する として Mechanical fluidization 説を提示した。

# 2.1.2 Entrapped gas model

一方 Reynolds(1954) は、溶岩層内に貫入している花崗 岩砕屑層の由縁に関して、火山ガスの噴出に伴う地下の 花崗岩屑が噴出・流動化して堆積したものであるとして、 Gas-emission hypothesis を提唱した。

さらに McTaggart (1960) は、Nuess Ardentes 火山の火 砕流の例を取り上げて、流下途中の高熱の火砕流に取り込 まれた冷気が急激に加熱され、膨張・噴出して火砕流粒子 間の有効応力が減少することで長距離を流下したとして、 Air-layer lubrication 説を提唱した。そして Kent(1966) は 世界各地の巨大崩壊の到達距離ならびに堆積形状の共通 点を挙げ、Air-layer lubrication 説を支持した。

Shreve(1966)は、大規模崩壊の等価摩擦係数が小さく なる理由として、崩壊運動は slide であるとし、崩壊土 量が大きくなるほど崩壊発生時に大量の空気を土塊内部 に取り込み、斜面との摩擦係数が小さくなるとする Airlayer lubrication 説を支持した。さらに Shreve(1968b) は、 Air-layer lubrication により崩壊土砂が流動化する条件と して、土塊の平均気体透過率が1 darcy 以下であること、 すべり面付近の透過率と容積密度の積が、土塊全体の透 過率と容積密度の積の0.7倍であること、の2点を挙げ た。そして既往の巨大崩壊の流動化条件を試算した結果、 上記の条件を満たしていることを示した。しかしこの説 は、崩壊が運動している間は、崩壊土塊内に取り込まれ た空気が、すべり面から土塊表層へ向かう圧力勾配によ り、Air-layer lubrication 機能を発揮し続けるとする前提 条件の下で成り立っている。すなわち機能が存在するこ とを証明せずに、その存在を仮定した上での理論展開を 図っており問題があると著者は考える。

その他、Erismann(1979)は崩壊土塊と斜面との間で摩 擦熱が発生し、岩石粒子が溶融するとともにその際に発 生する二酸化炭素ガス圧力により見かけの摩擦係数が減 少すると主張している。また、Voight(1982)は崩壊土塊 の間隙を埋める液体が、すべり面付近の薄層内で摩擦熱 により気化して土粒子間の有効垂直応力の減少に伴い、 見かけの摩擦係数が減少するとした。

# 2.1.3 Grain flow model と Entrapped gas model と の比較

以上 1980 年代初頭までの崩壊流動化に関する研究は、 Bagnold により実験的に証明された Grain flow model と、Reynolds による地形学的考察より類推された Gasemission hypothesis から始まる Entrapped gas model と の2理論により進められてきた。これらの研究の対象と する崩壊は主に落石、岩屑雪崩等の乾いた崩壊であり、 さらに崩壊体積は  $10^5 \sim 10^{10}$  m<sup>3</sup> 程度の巨大崩壊の流動化 が主題となっている。

ただし Entrapped gas model 研究に対しては、Howard (1973)が、空気も水もない月の巨大崩壊の等価摩擦係数 が地球上の巨大崩壊と同程度に小さくなることを示して、 Air-layer lubrication 説を否定した。そして、崩壊運動は 「すべり」ではなく「流れ」であり、崩壊粒子同士の衝 突・分散が流動化機構を支配すると主張して、Bagnold の Grain flow model を支持した。

また、Hsü(1975) も Bagnold の Grain flow model を背 景に、崩壊運動は土塊の slide 運動であるとする Shreve の説を否定して、個別粒子からなる flow であるとする Heim の説を支持した。さらに、Grain flow model では 崩壊流動深にはある限界値があり、一定の崩壊体積を超 えた部分は到達距離の増加にのみ寄与すると仮定した。 そしてベントナイトを用いた流下・堆積実験を行い、崩 壊体積と到達距離との正の相関を指摘している。しかし、 個別粒子運動の集合体である岩屑流と液体のベントナイ トの流動を支配する抵抗則は異なるので、流動化の検証 とするには無理があると著者は考える。

一方、Air-layer lubrication 説を提示した McTaggart (1960)は、火砕流の流動化を再現するため、750℃の高 温に熱した安山岩粉を用いたモデル実験を行って流動化 の再現に成功しているが、火山起源以外の崩落石の流動 化の説明には至らない。また Erismann(1979)は、岩石 片の衝突による溶融にともなって発生する二酸化炭素ガ ス圧力が、粒子間の有効応力を減少させて流動化すると 考察しており、大気の存在を前提としない Entrapped gas model を提示している。

ここで著者の見解であるが、Grain flow model と Entrapped gas model の両者とも、崩壊の流動化要因と して働いていることは推測されるが、火砕流以外の岩屑 流や落石については、Grain flow model の方がより寄 与度が高いと考える。なぜならば、Howard(1973)の報 告にもあるように、大気の存在しない月面上での巨大 崩壊が地球上と同様に流動化しており、Entrapped gas model が流動化の主たる要因とは考えられない。また Erismann(1979)の主張している、岩石片の衝突による溶 融説についても、重力加速度の低い月面上で岩石が溶融 するほどの衝突エネルギーが発生するとは考えづらい。 しかし Grain flow model に関しても実際の崩壊現象の中 でその機能が確認されているわけではない。

そこで、乾いた崩壊の流動化メカニズムを解明するた めには、実規模レベルの落石あるいは岩屑雪崩を実験的 あるいは数値実験的に再現して、その流動化メカニズム を実証的に解明する必要があると著者は考える。

### 2.1.4 Excess pore water pressure model

1970年代に入ると、研究の流れが巨大岩屑雪崩から豪 雨により発生する濡れた崩壊の流動化機構へとシフトし てきた。この要因として、近年における都市化域の山地 への侵入が顕著となり、豪雨性崩壊による災害頻度なら びに規模が増加している事が挙げられる。さらに第2の 要因として、豪雨性崩壊の等価摩擦係数が、10<sup>2</sup> m<sup>3</sup> 程度 の体積規模でも 0.2 前後と、乾燥岩屑雪崩の 10<sup>9</sup> m<sup>3</sup> 程度 の体積規模と同程度まで小さくなる傾向があり、その高 い流動性が注目を集める要因となっている。

例えば Casagrande(1971) は、貯水池側岸の崩れが流動 化して、その堆積斜面の傾斜が3~4°と大変小さくなっ た事例を紹介している。また、三軸 CU 試験結果より、 せん断に伴う液状化・非液状化の境界となる境界間隙比 が圧密応力と負の相関関係にあることを明らかにした。 すなわち拘束圧の大きい深い土層ほど、初期間隙比が小 さくとも液状化しやすくなる事を示している。ここで液 状化と流動化との関係について明瞭にしておく。緩く堆 積した飽和土層が非排水せん断されると、土粒子骨格構 造が破壊されて有効応力の伝達が切れ、その結果上載荷 重が水圧により支えられるので間隙水圧の上昇をもたら す。これを液状化と呼んでいるが、この液状化した土層 が側方流動を開始することをここでは流動化と呼ぶ。

矢澤ら (1985) は、崩壊土砂の流動化プロセスとして、 飽和に近い状態の間隙比の大きな土塊がせん断中に体積 収縮を起こして、飽和度の急激な上昇による液状化発生 に伴って流動化する可能性を提案した。

Ellen and Fleming(1987)は1982年1月のサンフラン シスコ沿岸地域における、豪雨性表層崩壊を調査するこ とにより、崩壊の流動化判定基準を提示した。彼は液状 化もしくは流動化程度の分類を行って、①崩壊土塊が攪 乱されて流動化し、長距離を流下したもの、②土塊が板 状のままでスリップしたが途中で止まっているもの、③ 崩土の形状・流下距離ともそれらの中間的なものに分類 した。そして土層のせん断発生時における dilation(膨張)、 あるいは contraction(収縮)により、流動化発生の判定 ができるとした。例えば contraction の発生する土層では 常に流動化が発生するが、dilation が発生する土層では、十 分な水分が供給されない限り流動化は発生しないとして いる。これらの傾向を定量化するために概略流動化指数 (Approximate Mobility Index: AMI)の概念を提示した。 これは液性限界に対する飽和含水比の比(AMI= 飽和含 水比/液性限界)であり、AMI > 1の時容易に流動化し、 AMI < 0.45の時流動化は起きない、0.45 < AMI < 1の 時十分な水分が供給されれば流動化が起きるとしている。 また、この区分は崩壊の発生・非発生の判別基準にも応 用できるとしている。さらに、土塊に働く重力と抵抗力 との釣り合いから流動化限界流動深を設定し、これより 流動深が浅いと flow へ移行できずに slide のままで土塊 が短い距離で停止するとしている。また、粘土分が増加 すると流動化するのに必要な水分量が増加するとしてい る。調査地域においては、粘土含有量 35% 以上では土石 流の発生は観られず、現地で発生した土石流のうち9割 ほどは粘土含有量 25% 以下で発生している事を指摘して いる。

Hutchinson(1988) は 種 々 の mass movement 形 態 を 分類した。その中で flow slide の一例として、石灰岩 (chalk) 崖の崩落土が孔隙に富んだ崩積土上へ衝突する ことで、崩積土層内に過剰間隙水圧が発生し、崩壊高さ の5倍程度の水平距離を流下した例を報告している。ま た、巨大崩壊(sturzstrom)の流動化機構については、間 隙流体の存在しない月の巨大崩壊を例に挙げ、Grain flow model を支持している。

以上の研究は、土層の contraction に伴う過剰間隙水圧 の発生により液状化した崩土が流動化すると仮定して、 土質試験により液状化が発生するための土質条件の検討 を行ったものである。これ以降の研究はこの流れを汲ん で、土質試験機内で contraction に伴う過剰間隙水圧の発 生と有効応力の減少を再現して、流動化の発生条件の定 量化を試みる、いわば崩土が高速せん断へ移行する前の 静的な研究と、新たな視点として、崩土が運動をしてい る際のすべり面付近に於ける土層運動と過剰間隙水圧変 動の関係に注目した動的な研究との2つのカテゴリーか ら進展する。

斜面の流動化発生条件に関して、Yoshimi et al. (1989) は繰り返しねじりせん断試験機を用いて、液状化発生プ ロセスの再現を試みた。飽和に近い不飽和土層がせん断 を受けて、飽和度がわずかに上昇することで液状化が発 生し、土層のせん断抵抗力が急減する事を明らかにした。 この研究結果は、土塊のわずかな初期すべりにともなう 土粒子骨格の破壊と間隙の減少により、飽和度の急激な 上昇が発生して、せん断抵抗力が急速に減少する可能性 を示唆した。

そして山下ら(1992)は、1990年熊本一の宮災害の崩 壊地調査により、崩壊発生斜面と非発生斜面との土質に よる定量的区分を行った。それによると、発生斜面すべ り面付近の間隙比は4.0以上であり、非発生斜面ではそ れ以下であった。また発生斜面の概略流動化指数(AMI) は1以上であるのに対し、非発生斜面では1以下である 事を示した。

Bulletin of FFPRI, Vol.3, No.2, 2004

土質試験による液状化発生の定量的評価の試みとして、 Anderson and Riemer(1995)は、均一粒径砂と堆積粘性 土を用いた三軸圧縮試験において、拘束圧を減少させて いくことにより圧縮破壊を誘起する実験を行った。その 結果、破壊時に至るまでの圧縮歪みが大きく間隙比の減 少が大きな土層では流動化あるいは崩壊発生の可能性が 高いとしている。

そして海堀 (1997) は、急速載荷三軸圧縮試験により、 均一粒径砂の供試体乾燥密度が 1.3g/cm<sup>3</sup> 以下の時、非排 水急速載荷にともなって間隙水圧の急激な上昇と、それ に続く急速な軸変位が生じて液状化が発生することを明 らかにした。従来の液状化発生条件の定量化に関する研 究は、地震動を模した繰り返しせん断試験が主流であっ た。しかし、この研究は崩壊運動の特性に着目して、荷 重制御による単一載荷によって発生する液状化の土層密 度による定量化を試みており、今後の流動化発生条件の 定量化に関する研究の一つの方向を示唆していると著者 は考える。

さらに、Iverson et al. (2000) は間隙比の違いが崩壊初 動時の運動速度に及ぼす影響に関して、土質実験による メカニズム解明ならびに斜面崩壊実験による検証を行っ ている。彼等はリングせん断試験機を用いて土の間隙比 が 0.46 の時、土層がせん断されると間隙比の急激な減少 に伴って間隙水圧が急増する事を見いだした。一方、間 隙比が 0.41 の時にはせん断の初期に間隙比が微増する と伴に間隙水圧が急減してせん断抵抗力が急増する現象 を見いだした。さらに、斜面崩壊実験において間隙比を 同様に 0.46 ならびに 0.41 に調整した土層それぞれにつ いて崩壊初動時の運動を比較実験したところ、間隙比が 0.46の時には高速運動を始めたのに対して、0.41の時に は土層が幾つかのブロックに分割されて断続的な滑動が 観られたが、高速流動へは移行しなかった。この研究は、 土質試験による流動化判定基準を斜面実験により検証し た例と位置づけられる。また、流動化判定基準に関して、 土層構成鉱物の種類により基準値が変動する乾燥密度よ りは、土層の圧縮・膨張と直接関連する間隙比で基準化 した方が、より汎用的であると著者は考える。

一方、崩土の運動開始後の流動化継続メカニズムに関 する研究について、Iverson and LaHusen(1989)は、水 で飽和した土層がせん断される際の、せん断面付近に於 ける間隙水圧の変動に関して実験的に検討を行っている。 彼等は多数の円柱を積層して飽和させた土層モデルを用 いて、せん断にともなう円柱相互の乗り上げ・落ち込み に伴う間隙の膨張と収縮により、過剰間隙水圧の発生・ 消散が交互に生起する事を示した。また傾斜水路を用い た崩壊実験により、せん断速度が大きくなると、せん断 面付近で過剰間隙水圧の周期的な変動が観られるように なり、せん断面から遠ざかるほど変動の振幅が小さくな る事を見いだした。彼等は先の円柱を用いたモデル実験 例も参考にして、せん断面付近における土粒子の再配列 により、この過剰間隙水圧の周期的な変動が発生すると 推測している。そして、過剰間隙水圧の高周波な変動が 有効応力を断続的に減少させて、崩壊が長距離流動する と推測している。

また Eckersley(1990) も、石炭を積層した人工斜面の 上流端背面より給水することで飽和水面を石炭層内に形 成し、崩壊を誘発する実験を行った。間隙水圧と石炭層 運動の観測より、せん断面付近で過剰間隙水圧が発生し て液状化する事を明らかにした。

これに対して佐々 (1997) は、崩壊土砂が流動化して長 距離を流下したものを「崩壊誘起土石流」と呼んで、こ の発生機構として以下の2点を提示している。1つは従 来より提唱されている渓床堆積物上へ崩土が非排水急速 載荷する事による液状化発生と、他の1つはせん断に伴 うすべり面付近の粒子破砕により、土層の contraction が 発生して液状化するものである。そして崩壊現場の試料 を用いた非排水繰り返し載荷リングせん断試験により、 粒子破砕に伴う液状化の再現に成功した。

さらに福岡ら (1998) は、出水市針原川崩壊ならびに蒲 原沢土石流跡地より採取した岩屑サンプルを用いてリン グせん断試験を行った。その結果、崩土の移動途中です べり面における粒子破砕に伴う contraction により過剰間 隙水圧が発生し、すべり面液状化が発生することを確認 した。そして、すべり面液状化が継続することにより見 かけの摩擦角が減少して、崩土が長距離流動するとして、 佐々 (1997) の粒子破砕説を支持した。

一方、堀田ら(1998)は、回転円筒水路を用いた実験と 土砂水理学的考察により、層流状態の固液混相流におけ る間隙水圧が、レイノルズ応力成分により静水圧より大 きな値を取ることを明らかにした。さらに、レイノルズ 応力は水面より路床に向かって直線的に分布し、粒径な らびに平均流速の2乗に比例するとした。この研究は、 崩土の流動時に発生する過剰間隙水圧が液状化に伴う土 粒子質量成分以外にも存在する事を示した点で今後の要 検討課題項目であると著者は考える。

以上、過剰間隙水圧の流動化に及ぼす影響に関するこ れまでの研究を概観してきたが、これらの研究結果の重 要な点を以下の2点にまとめる。1つは飽和したあるい はそれに近い状態で、緩く堆積した土層の非排水せん断 に伴う Contraction によって、過剰間隙水圧が発生し、有 効応力が減少して土層が不安定化する。そして2つ目は、 崩土の高速運動中はせん断面付近で過剰間隙水圧が発生 して長距離流動することである。このせん断面付近の過 剰間隙水圧発生メカニズムに関しては、Iversonの土粒子 ブロックの再配列説と、佐々等の粒子破砕説とが提唱さ れている。

しかし、土層の Contraction に伴う液状化発生プロセス は、土質試験機内における急速載荷試験により再現され ているのみであり、実際の斜面現象で確認されているま でには至っていない。また、すべり面付近における過剰 間隙水圧の発生メカニズムに関しても、円柱を用いた崩 壊モデル実験、あるいは土質試験からの推測の域を出て いない。

そこで、今後の研究課題として実規模に近い崩壊モデ ル実験を行って、非排水急速載荷に伴う過剰間隙水圧発 生と土層の不安定化過程を明らかにすると伴に、せん断 面付近の土層運動と過剰間隙水圧発生メカニズムを実証 的に明らかにする必要があると著者は考える。

# 2.2 崩壊の到達距離予測モデルに関する既往研究

以上、崩壊の流動化メカニズムに関するこれまでの研 究を3つのカテゴリーに分けて概観してきたが、当研 究については乾いた崩壊に関しては、例えば Grain flow model で表現されているような粒子間の衝突による応力 伝達メカニズムを、濡れた崩壊に関しては Excess pore water pressure model を支持する立場を取る事を述べた。 そして今後の研究方向に関して、いずれのカテゴリーに ついても実規模に近いモデル実験を行うことにより、理 論的あるいは土質実験的に検証されてきた各理論が実際 の崩壊運動時に流動化機構として働いている事を実証す る必要があることを述べた。

ここで、流動化メカニズムを解明する上で認識してお くべき重要な点が2点ほどある。第1点は流動化の定義 である。流動化した崩壊とそうでないものとを区別する ことで、両者に働く抵抗則の違いについて検討するとと もに、その到達距離予測が可能となる。

石川 (1998) は、崩壊土砂水平流下長/崩壊比高=流下 比≧ 5 (等価摩擦係数≦ 0.2 に相当)を土石流化した崩壊 と定義している。しかし、Hsü(1975) によると岩屑雪崩 に関しては土量が 5 × 10<sup>6</sup> m<sup>3</sup>を越えたあたりから流動化 傾向が観られるようになり、そのときの等価摩擦係数は 0.4 前後である。そして土量の増加に応じて堆積長が延び、 10<sup>8</sup> m<sup>3</sup> 程度の体積規模になってようやく等価摩擦係数は 0.2 前後となる。乾いた崩壊と濡れた崩壊とを統一的に扱 うためには崩壊運動の抵抗則に基づいた定義が必要であ ると著者は考える。

そこで、本研究では崩壊運動の開始直前に於ける諸条 件、例えば傾斜、土質、転がり摩擦、静水圧等の静的条 件から予測される到達距離よりも遠方へ流下した崩壊に ついて流動化したと定義することにする。すなわち内部 条件に着目すると、緩く堆積した飽和土層が非排水せん 断されると、土粒子骨格構造が破壊されて有効応力の伝 達が切れ、その結果上載荷重が水圧により支えられる ので、せん断抵抗力の減少と伴に間隙水圧の上昇をもた らす。また、外部条件としては例えば、Hsü(1975)の提 唱した内部摩擦角から計算される堆積長を越えた部分を Excess travel distance と定義して、流動化・非流動化の 区分を行う。

第2点として、何れの流動化機構モデルについても崩 壊土砂を土粒子の集合体として取り扱っていることをこ こで改めて認識する。Grain flow model では粒子間の衝 突・分散に起因する圧力が流れ全体の運動を規定すると している。Excess pore water pressure model では、土層 の Contraction にともなう土粒子骨格構造の破壊により、 過剰間隙水圧の発生と有効応力減少が流動化の要因であ るとしている。このことより、崩壊の流動化機構を解明 してその到達距離を予測するためには、粒状体という土 粒子本来の形態に着目して、粒子-粒子、あるいは粒子 一間隙物質の関係を明らかにするアプローチが必要であ ると著者は考える。

以上の考察より、崩土の流動化機構を解明しつつその 到達距離を予測するためには、土砂の粒状性を内在した モデルの開発が必要と考えられる。すなわち土粒子を個 別の粒状体でモデル化して、その集合体運動によって崩 壊運動を表現する数値シミュレーション手法の適用が考 えられる。一方で、解析的に崩土の運動の記述を試みた 研究例は過去多数に上り、到達距離に影響する要因に関 する重要な知見が多数得られている。そこで以下、解析 的手法ならびに数値シミュレーション的手法に関するレ ビューを行って、当論文にて解決すべき問題点の抽出を 行う。

# 2.2.1 解析的手法

Grain flow model を提示した Bagnold(1954) は、水で飽 和した土粒子層の安定堆積勾配に関して、浮力を受けた土 粒子のせん断抵抗力に規定されるモデルを提示した。この 斜面勾配を等価摩擦係数に置き換えれば、崩壊の到達距離 予測モデルとしてそのまま応用可能なモデルである。

Scheidegger(1973)は、崩壊土量 3×10<sup>4</sup>~2×10<sup>10</sup> m<sup>3</sup>ま での33の大崩壊記録を、崩壊土量と等価摩擦係数の両対 数グラフにプロットした結果、負の直線関係が見られた と報告している。この研究は、到達距離を予測する上で の崩壊土量の予測の重要性を指摘した点で、重要な研究 であると著者は考える。

一方、Körner(1976)は崩壊土塊を斜面上を滑動する一 質点として重力と摩擦力との釣り合いからその運動を解 析する lumped mass model を提示した。簡便な手法で到 達距離を予測できるが、崩壊土量の影響を反映していな いので、そのままの形では崩壊土量と流動化の関係を再 現することは出来ない。

さらに森脇(1983)は崩土の運動を質点系でとらえ、動 摩擦係数を導入して円弧上から堆積平坦面へ移動する、 崩土の停止に至るまでの速度変化、時間、距離を予測す る1次元モデルを作成した。円弧から平坦面へ移る際の 平坦面垂直方向の運動エネルギー散逸を考慮しており、 到達距離を予測する際の地形要素の重要性を認識してい る研究である。ただし、崩土の摩擦係数に関してはモデ ルを用いて逆算しており、この見かけの摩擦係数と実際 の運動中の摩擦係数との関係に関する検討が必要と考え られる。 ここで、海堀ら (1988) は一面せん断試験ならびにリン グせん断試験により、崩壊土塊の摩擦角に関する検討を 行っている。その結果、残留状態にある摩擦角は、土の 密度、せん断速度、試験方法に無関係に、試料により一 義的に決まることを示した。そして、実際の崩土の堆積 長から逆算された摩擦角が土質試験結果よりも小さくな る理由として、土塊の移動中にも残留している間隙水圧 や、土塊のバウンドに伴う転動などによる影響が考えら れるとしている。

そして Sassa(1988) は、崩壊到達距離を予測するため、 過剰間隙水圧の影響を運動モデルに取り入れて、間隙圧 係数と直接せん断試験より流下経路沿いに変化する崩壊 運動時の見かけの摩擦角を推定する「改良そりモデル」 を提示した。

そのほか、塚本ら (1993) は崩壊発生場の地形が流動化 に及ぼす影響に着目し、1993 年鹿児島災害の事例を解析 している。流動化の地形的な条件として、谷地形の等高 線横幅に対する奥行きの比が 0.4 ~ 0.5 以上であれば豪 雨性崩壊は流動化すると指摘している。

一方統計モデルとして、寺田 (1994) は 16 の崩壊事例 を用いて、可能性線形回帰分析により崩土の到達距離に 及ぼす種々の要因の寄与度に関する検討を行った。それ によると、影響度の高い順に、崩壊源頭部勾配、すべり 面直下の勾配ならびに集水度、崩壊深ならびに土質とな ることが明らかとなった。また、他の崩壊事例を用いて モデル式の検証を行った結果、よく適合する事が明らか となった。統計的アプローチにより到達距離に影響する 要因を抽出した点で、説得力のあるモデルと考えられる。 さらに、当モデルは簡単な地形計測ならびに土質調査に より崩土の到達距離を予測できるため、広域的なハザー ドマップ作成には優れている手法と考えられる。しかし、 施設効果ならびに下流側の地形を反映できないため、そ の適用には個別的な検討が必要であろう。

石川 (1999) は、崩壊土砂水平流下長/崩壊比高=流下 比≧5 (等価摩擦係数≦0.2 に相当)を土石流化した崩 壊と定義し、地震による崩壊事例を検討した。その結果、 崩壊の下流勾配が0.15 を越える場合は全ての事例で土石 流化が起こっていた。また渓流への流入角が70 度以下で は土石流化する割合が非常に高かった。さらに、火山噴 出物地帯ではその他の地質地帯よりも土石流化しやすい 傾向が観られた。下流の流下経路による崩壊の長距離流 動の条件を検討した事例として重要な研究である。

以上、解析的に到達距離を予測する研究のレビューよ り今後の課題としては、実験あるいは現地観測データに よるモデルの検証を行うと伴に、流下経路沿いの地形あ るいは間隙水圧の変動をモデル化することにより、予測 精度の向上を図る事が必要であろう。解析的手法は、広 域のハザードマップを作成するには適当な手法と考えら れるため、今後の研究の進展が望まれる。

# 2.2.2 数値シミュレーション的手法

近年の計算機能力の進展に伴い、土砂を不連続体とし て取り扱う手法が発展してきた。土の力学的特性の根本 機構を解明するためには、粒子の集合体という土の本来 の姿に着目し、各種の現象の内部機構を微視的立場で把 握して、それを巨視的な力学特性と結びつけるためであ る。以下、土を抽象的モデルにより置き換えた粒状体モ デルについて概観する。

粒状体モデルは大きく粘弾性体モデルと剛体モデルと に分類される。前者の研究は Cundall and Strack(1979) より始まり、彼らは岩質粒状体の重力流動の 2 次元数値 解析に Distinct Element Method (DEM)を提案した。こ れは円状要素の集合体に対して、個々の要素が運動方程 式を満足しつつ、要素間の力の伝達は作用・反作用の法 則に従う事を条件として、集合体の動力学的挙動を数値 解析するものである。岩塊の持つ弾性的および非弾性的 性質は接触点間に挿入した弾性スプリングと粘性ダシュ ポットで表現される。さらに、岩塊の接触・非接触の条 件判定時間を節約するために、円柱状粒子を用いた 2 次 元圧縮試験のシミュレーションを行った。

Hakuno and Tarumi(1988)は DEM を用いて、粒子で 囲まれた空隙を要素として認識した上で、そこに間隙水 を仮定して、地震動による液状化のシミュレーションを 行った。非排水条件の下で正弦波振動を入力した結果、 過剰間隙水圧の発生が再現された。この研究は間隙水を DEM へ組み込む際の1手法を提示した点で、重要な研 究であるが、以下の点が今後の課題として解決される必 要がある。すなわち、2次元 DEM による解析なので、 粒子により形成される間隙の閉塞条件が3次元の実際現 象とは異なる。

Casaverde et al.(1989)は DEM を用いて垂直崖の崩落 による斜面の形成過程とその後の地震動による斜面の再 崩壊時のシミュレーションを行った。その結果、せん断 面の形成と付近における粒子角速度の増加との関連が明 らかとなった。

Meguro and Hakuno(1989) は Modified Distinct Element Methos (MDEM)を用いて地震動によるコンク リート構造物の破壊現象をシミュレートした。このモデ ルは粒子間隙を埋めるモルタルの塑性的性質を第2のバ ネならびにダンパーにより表現したものである。このバ ネはある一定レベルの引張力に耐えることが出来るが、 限界を超えた引張力あるいはせん断力により一度切れる と引張に対する抵抗はなくなる。コンクリートフレーム 構造物、コンクリート壁あるいは鉄筋入り柱状構造物の 破壊モードを適切に表現する事が出来ている。

さらに Iwashita and Hakuno(1990) は MDEM を用いて 垂直崖の崩壊シミュレーションを行って、クラック、滑 落崖ならびに崩落岩塊ブロックの形成を再現し、従来の DEM では円形要素を用いるが故に斜面がどこまでも崩れ てしまう事態を回避する事が出来たとしている。 Uchida and Hakuno(1990)は岩屑雪崩のシミュレーションを行い、流下方向に対する一横断面の岩屑粒子運動の様子を計算した結果、大きな粒子が小さな粒子の上に浮き上がる様子が再現できたとしている。また深さ方向の速度分布を求めた結果、崩壊直後には中下層部の速度分布が大きく出たが、数秒後には床面から表層へ向かう正の速度勾配が観られるようになった。

この後 DEM を粒状集合体解析に適用して、その変 形・破壊のメカニズムを微視的観点から明らかにしよう とする試みが行われるようになってきた。例えば松岡ら (1994)はアルミ丸棒積層体の一面せん断試験と二軸圧縮 試験ならびにそのシミュレーションを行い、せん断時の 粒子接点角分布、粒子間力分布等についての定量的評価 より、DEM の粒状体解析への適用性を示した。

その他の適用例として、清野ら (1996) は地下街からの 群衆の避難行動を DEM を用いて解析して、より短時間 に避難が可能となる避難口の形状等について考察を加え ている。

砂防構造物に対する効果判定に適用した例として、水 野(2000)は流体力を考慮した個別要素法を用いて、スリ ットダムの土石流捕捉効果に関して検討を行った。その 結果、スリット内における粒子間の架橋構造が発達する ことで土石流が捕捉される事が明らかとなった。

次に剛体モデル研究について概観する。Campbell and Brennen(1983)は2次元粒子流のシミュレーションを行った。重力ならびに間隙流体の影響を無視して行ったシ ミュレーションであるが、せん断に伴う垂直・せん断応 力は理論値を再現することが出来たと報告している。

Hawkins(1983) も同様の手法を用いて正方形ならびに 長方形せん断箱を用いた単純せん断のシミュレーション を行って、特に長方形せん断箱内では2次元粒子流の再 現が出来たとしている。

Walton(1992)は、剛体モデルによるシミュレーショ ン手順に関して詳細な解説を行い、特に非弾性球体間の 衝突に際して発揮される摩擦力の回転運動と平行運動へ の分配に関する理論的展開を行っている。ただし、松崎 (1992)は剛性球体の理論を実際の現象で多く観られる弾 性球体の運動解析へ応用する際の問題点を、剛性理論と 弾性球体を用いた実験により明らかにした。その結果、 衝突方向では剛性体理論が適用できるが、接線方向では 回転運動が線運動へ変換される際の弾性変形により、剛 体理論からずれることが明らかとなった。回転運動と線 運動との変換には何らかの補正が必要であることが伺え る。

さらに、粘弾性体モデルと剛体モデルとの比較に関 して、Walton(1983)は Cundall の 個 別 要素法を softparticle model、粒子間に跳ね返り係数を設定したモ デルを rigid-particle model と呼んで、前者は粒子間の Continuous contact をシミュレートできるが、後者は Instantaneous collision のみ表現できるとしている。すな わち、前者は静的から動的な現象をシミュレートできる のに対して、後者は動的な現象、例えば気体粒子の様な 非接触時間の長い物質のシミュレートに適用性が良いと している。また、Tihg et al.(1989)も個別要素法の特性に 関し、粘弾性体モデルでは、粒子の積層を再現できるほか、 その際の応力伝達を計算することが可能であると述べて いる。

しかし Walton(1992) は、粘弾性モデルは接触粒子間 の力~変位関係を求めるのに数十ステップを要するので、 剛体モデルに対して計算時間が長くなる弱点がある事を 指摘している。また、粘弾性モデルでは弾性と粘性に関 する物理定数に計算定数としての性格があり、その設定 方法に曖昧な点があると著者は考えている。それに対し て剛体モデルでは、粘弾性モデルのような粒子間の歪み ~応力関係を求めることは出来ないが、使用する物理定 数は跳ね返り係数や摩擦係数等の容易に計測可能なもの であり、その設定方法に曖昧な点がない。以上の点を勘 案して、崩壊運動の解析へ両モデルを適用するに際して の著者の見解は、粒子間の接触時間が比較的大きくなる 間隙水の関与した崩壊運動については粘弾性モデルを、 接触時間の短くなる崩落石等の間隙水の影響を無視でき るものについては剛体モデルを用いるのが、再現性なら びに計算時間短縮の点から適当であると考えられる。

今後の粒状体モデルを用いた研究の課題は、実際の崩 壊現象あるいはモデル崩壊実験に対するシミュレーショ ンモデルの再現性を検討することが必要であろう。そし て個別粒子の微視的な運動から粒子の集合体としての全 体的な運動まで再現することが可能となれば、崩壊運動 現象そのものをシミュレーションにより再現していると 考えられる。この事から、シミュレーションによる到達 距離予測のみならず、流動化の再現とその機構解明、さ らには施設効果判定等応用範囲が幅広く、今後研究の進 展が最も期待されるモデルである。ただし、現在の計算 機能力ならびに計算モデル作成の手間を鑑みると、その 適用は当分の間、局所域の適用に限られると考えられる。

# 2.2.3 解析的手法と数値シミュレーション的手法の使い分け

塚本 (1999) が指摘しているように、土砂流出の時代特 性として、明治から昭和 30 年代までは裸地・表面侵食卓 越時代、昭和 40 年代から昭和末期までは若齢林・表層崩 壊卓越時代、平成の現代は壮齢林・深層崩壊卓越時代で ある。また、塚本 (2000) が述べているように、防災は表 面侵食卓越時代には復旧治山が即予防治山にもつながっ ていた。しかし、表層・深層崩壊が土砂流出形態として 卓越してくると、一度崩れた斜面は数十年から数百年は 崩れることがなく、次の豪雨では他の斜面が崩れること になる。その意味で、復旧工事を行ってもそれが予防に はつながらない。防災は予防である以上、下流域の安全 な生活・住環境の創造を目指した防災システムへの脱却

#### が必要であると著者は考える。

予防治山の最終的な目標は、崩壊した土砂が氾濫・堆 積する区域を特定した上で、保全対象を守るためのハー ド・ソフト対策を講じる事である。そのためには解析的 手法を用いて広域的な崩土の到達域ハザードマップを作 成する。次に保全対象があり、危険区域あるいはグレー ラインと判断された箇所については崩壊発生斜面の詳細 な検討を行うと伴に、数値シミュレーション的手法によ り土砂の氾濫域、建築・構造物への影響、避難経路の確保、 予防的な施設配置計画といった検討を行う手順が必要で あると考えられる。

#### 2.3 研究の目的

以上、崩壊の流動化発生メカニズムならびに到達距離 予測に関する既往研究のレビューから残された問題点を 抽出した。これを受けて当研究の主たる目的を、1)流動 化発生メカニズムの実証的解明、に設定する。さらに1) の問題を解明するためには次の2つの目的を設定する必 要がある。すなわち、2)流動化発生メカニズムを内在し た到達距離予測モデルの開発、3)到達距離予測に関する 基礎的知見の取得。

1) 流動化発生メカニズムの実証的解明

一般的に崩壊体積が大きくなると、その水平移動距離 に対する流下比高の比(等価摩擦係数)は小さくなり、 体積と等価摩擦係数との間には負の相関がある。これは 落石や岩屑雪崩などの間隙水の関与しない"乾いた崩壊" についても、また豪雨性崩壊などの"濡れた崩壊"につ いても観られる傾向である (Okura et.al. 2003)。しかし、 同一の崩壊体積では濡れた崩壊の等価摩擦係数は乾いた 崩壊の3~4割程度と低くなり、間隙水が土塊の摩擦抵 抗力を減少させている事が伺える。そこで、流動化の発 生要因を個別に検討するために、第4章では崩壊現象に 関して体積と流動化の関係について検討を行う。室内実 験あるいは屋外での実スケールに近いモデル斜面を用い た岩屑雪崩実験を行って、崩壊の発生から停止に至る個 別粒子の運動を追跡するとともに、数値シミュレーショ ン的手法を併用することにより、流動化発生メカニズム を解明する。

次に、第5、6章で豪雨性崩壊などの崩壊の発生・流 下に間隙水の影響が深く関与した崩壊に関しては、土質 試験ならびに室内崩壊実験を行うことで、土層せん断破 壊時の土層運動と間隙水圧の変動との関係を検討して、 流動化発生メカニズムとその条件を実証的に明らかにす る。ここでの崩壊実験は、土層のせん断破壊時のデータ を出来るだけ長時間にわたって収録したいので、斜面の 設計も崩土が出来るだけ運動を継続できるような形状と することが望まれる。

流動化発生のメカニズムとその条件が明らかになるこ とで、流動化発生危険斜面の特定が可能となり、防災計 画に有効な情報を提供することが可能になる。例えば施 設の配置については、流動化の発生が想定される流域で は、土石流の衝撃力を考慮した渓間工の設計が前提とな る。また、下流では土砂の氾濫が想定されるので、建築 規制を含む施設の配置計画ならびに避難態勢の確立を図 る必要がある。

2) 流動化発生メカニズムを内在した到達距離予測モデルの開発

ここでは、第3、4章で乾燥した崩壊現象に関するは 剛体モデルを、第7章で間隙水の関与した濡れた崩壊に 関する粘弾性モデルを用いた粒状体数値シミュレーショ ンモデルを開発する。これらのモデルは崩壊土塊を個別 粒子の集合体でモデル化することで、個別粒子間の接触・ 衝突に伴う応力伝達と運動を継時的に追跡することが出 来る。

具体的には、室内実験あるいは屋外モデル斜面を用い た崩壊実験の再現性を検証して、モデルの有効性を明ら かにするとともに、流動化の発生メカニズムに関して感 度分析等を行いながら検討する。

数値シミュレーションモデルでは詳細な地形条件が反 映できるので、1996年の長野県蒲原沢災害のような、土 砂の流下経路に狭窄部が続いて、土塊内部の過剰間隙水 圧が発散せずに長距離を流下する事例についても運動予 測が可能となり、流動化土砂流出危険渓流を抽出するた めの有効な指標になる。またこの計算スキームは粒子の 平行・回転速度および粒子に働く応力が陽的に表現され るので、計算速度が早く安定性も高い。そして例えば施 設に作用する土石流衝撃力も容易に算出することが可能 であり、施設設計・配置計画に有効な情報が得られる。

その他、1888 年噴火の磐梯山あるいは 1980 年噴火の St.Helens 火山の様に、大規模な山体崩壊に伴う土砂の流 下範囲は予想を遙かに超えて大きくなる傾向があり、こ れは岩屑ブロック間の衝突に起因するものと予想される。 このメカニズムは粒状体挙動解析コード内に本来的に内 在しているものであり、この手法を用いることで大規模 崩壊の流動化に伴う到達危険範囲を的確に予測して、長 期的な展望に立った安全な国土利用計画策定の指標を得 ることが期待される。

3) 到達距離予測に関する基礎的知見の取得

特に以下の事例が、この目的の必要性を明瞭にしてい る。1998年福島県南部豪雨災害で多発した崩壊は、斜面 直下の家屋を直撃して多くの被害が出た。この地区の斜 面傾斜が全体的に緩いことから、急傾斜地崩壊危険区域 には指定されておらず、崩壊に対する危険性の意識が薄 らいで、斜面直下に住宅が建設されたものと考えられる。 危険区域の設定は、地形、地質、気象、付近の崩壊発生 状況から最終的には調査担当者の状況判断に任されてい る。しかし、崩壊の発生箇所と時間の判断は、現在の地質・ 地形調査の進捗具合や降雨観測網では非常に困難である。

そこで本論第1章でも述べたように、ある斜面で崩壊 が発生したと仮定した上で、その土砂の到達域を予測し てその地区の危険度を評価する必要があるものと考えら れる。その際に、土質、地形、間隙水圧を適切に考慮し たモデルにより、危険区域を客観的に判断することが可 能となれば、住民の意識の啓発や避難警戒対策の重点化 などに有効活用されることが期待される。

そこで、第3章ではモデル斜面とビーズを用いた崩壊 実験により、斜面傾斜あるいは崩壊粒子の抵抗則を支配 する動摩擦係数、転がり摩擦係数を変えた実験を行うこ とで、崩壊の到達距離に及ぼす要因の抽出を行う。さら に数値シミュレーションモデルを用いた感度分析を行う ことで、各要因の定量評価を行う。さらに第5、6章では、 豪雨性崩壊の土層運動と間隙水圧変動・分布に関する基 礎的知見を得て、今後の到達距離予測モデル開発のため の基礎資料とする。

第3章 剛性粒状体数値シミュレーションモデル開発

# 3.1 本章の目的

本章では、落石・岩屑雪崩等の乾いた崩壊運動を再現 できる粒状体数値シミュレーションモデルの開発を行う。 落石・岩屑雪崩中の個別ブロック間の接触は瞬間的に終 了するので、ここでは剛性粒状体モデルを採用すること とする。実験計画法に従ってビーズの物理性ならびに斜 面傾斜を変えた乾燥粒子崩壊実験およびその数値シミュ レーションを行う事で、崩壊到達距離に影響する要因の 定量評価を行うと伴に、粒状体数値シミュレーションモ デルの統計的検証を行う。

# 3.2 数値シミュレーション手法

Walton(1992)によると、粒子 i、j が衝突するとき、i の衝突前後の速度変化は Fig.3.1 を参考に (3.1)、(3.2) 式 により求まる。



Fig.3.1 剛体摩擦衝突モデル。衝突垂直方向速度変化は跳 ね返り係数 e を介して、接線方向速度変化と角速 度変化は接線方向跳ね返り係数 β を介して伝達す る。

Rigid and frictional collision model for i and j particles. Velocity change in normal direction component transmits through coefficient of restitution e.

Velocity change in tangential direction component and angular velocity change transmit through coefficient of restitution in tangential direction  $\beta$ .

$$\Delta \mathbf{v}_{ni} = \frac{mj}{mi + mj} (1 + e) (\mathbf{v}_{ni} - \mathbf{v}_{nj})$$
(3.1)

$$\Delta \mathbf{v}_{ni} = -\mu \mid \Delta \mathbf{v}_{ni} \mid \mathbf{v}_{su} \tag{3.2}$$

ただし、

$$\mathbf{v}_{su} = \frac{\mathbf{v}_s}{|\mathbf{v}_s|} \tag{3.3}$$

$$\mathbf{v}_s = \mathbf{v}_{ti} + \mathbf{r}_i \boldsymbol{\omega}_i \times \mathbf{c}_u + \mathbf{r}_j \boldsymbol{\omega}_j \times \mathbf{c}_u \tag{3.4}$$

$$\boldsymbol{c}_{u} = \frac{(\boldsymbol{c}_{j} - \boldsymbol{c}_{i})}{|\boldsymbol{c}_{j} - \boldsymbol{c}_{i}|}$$
(3.5)

ここで、 $\Delta v_n$ :衝突後の垂直方向速度変化, $\Delta v_t$ :衝突後 の接線方向平行移動速度変化,m:粒子の質量、e:粒子 の跳ね返り係数, $\mu$ :粒子の摩擦係数, $v_s$ :粒子i、jの表 面相対速度の接線方向成分、 $v_{su}$ :粒子i、jの表面相対速 度の接線方向単位ベクトル、r:粒子の半径、 $\omega$ :粒子角速 度、 $c_i$ 、 $c_j$ :粒子i、jの中心座標、 $c_u$ :粒子iからjへ向 かう単位方向ベクトル。

(3.2) 式に関しては以下の条件が付帯する。

$$\beta = -\frac{|\mathbf{v}_{s}'|}{|\mathbf{v}_{s}|} = -\mu \frac{|\Delta \mathbf{v}_{ni}|}{|\mathbf{v}_{s}|} \le \beta_{0}$$
(3.6)

ただし、

$$-1 \le \beta_0 \le 1 \tag{3.7}$$

ここで、 $\beta$ :接線方向跳ね返り係数、 $v_{s}$ :衝突後の表面相 対速度の接線方向成分。Fig.3.2 に示すように、 $\beta$ が-1の 時は接線方向の速度伝達が0であり、1の時は完全弾性 的に速度が100%伝達される。-1~1の間は粒子表面上で 滑りと転がりを生じながら速度が伝達されるが、 $|\Delta v_{ni}|$ が 増加してある一定値 $\beta = \beta_0$ に達すると、 $|\Delta v_{ni}|$ がいく ら増加しても転がりのみが生じて衝突後の接線方向表面 相対速度が0になる。本シミュレーションにおいては実 験との再現性を検討しながら0.286 に設定した。

また、角速度変化は(3.8)式により表される。

$$\Delta \boldsymbol{\omega}_{i} = \frac{\mu m \mathbf{i} \mid \Delta \boldsymbol{v}_{ni} \mid \boldsymbol{r}_{i}}{I_{i}} \boldsymbol{v}_{su} \times \boldsymbol{c}_{u}$$
(3.8)

ここで、 $\Delta \omega_i$ :角速度変化,I:粒子の慣性モーメント。

また、本研究において新たに転がり摩擦による角速度 変化 (3.9) 式ならびに接線方向速度変化 (3.10) 式に関す る項を追加する(坂口・尾崎、1992)。

$$\Delta \boldsymbol{\omega}_{\mathrm{R}i} = - \frac{\mu_r \boldsymbol{m}_i \mid \Delta \boldsymbol{v}_{ni} \mid \boldsymbol{r}_i}{I_i} \boldsymbol{\omega}_{ui}$$
(3.9)

 $\Delta \boldsymbol{v}_{tRi} = \boldsymbol{c}_u \times \Delta \boldsymbol{\omega}_{Ri} \boldsymbol{r}_i \qquad (3.10)$ 

ただし、

Bulletin of FFPRI, Vol.3, No.2, 2004



Fig.3.2 接線方向跳ね返り係数 $\beta$ の値は -1  $\leq \beta \leq \beta_0$ の範 囲では  $\frac{|\Delta \mathbf{v}_{ni}|}{|\mathbf{v}_s|}$ に比例する。

Coefficient of restitution in tangential direction  $\beta$  is in proportion to the value of  $\frac{|\Delta v_{ni}|}{|v_s|}$  over  $-1 \leq \beta \leq \beta_0$ .

$$\boldsymbol{\omega}_{ui} = \frac{\boldsymbol{\omega}_i}{|\boldsymbol{\omega}_i|} \tag{3.11}$$

ここで、 $\Delta \omega_{\rm R}$ :転がり摩擦抵抗による角速度変化、 $\Delta \nu_{\rm R}$ :転がり摩擦抵抗による接線方向速度変化、 $\mu_{\rm r}$ :転がり摩 擦係数。転がり摩擦に関しては、粒子間の表面相対速度 がある一定値以下の時のみに働くとする。

以上 (3.1) ~ (3.11) 式を用いて、全ての粒子間の衝突 判定から速度変化量を計算し、(3.12) ならびに (3.13) 式 により平行ならびに回転変位量を算出する。

$$\boldsymbol{c}_{i}^{t+\Delta t} = \boldsymbol{c}_{i}^{t} + (\Delta \boldsymbol{v}_{ni} + \Delta \boldsymbol{v}_{ti}) \Delta t \qquad (3.12)$$

$$\boldsymbol{c}_{i}^{t+\Delta t} = \boldsymbol{\omega}_{i}^{t} + \Delta \boldsymbol{\omega}_{i} \Delta t \qquad (3.13)$$

ここで、*∆t*:計算時間間隔。

#### 3.3 ビーズを用いた乾燥粒子崩壊実験

数値シミュレーション結果を検証してその妥当性を評価するため、ビーズを多数用いた乾燥粒子崩壊実験をお こなった。Fig.3.3 に実験で用いたアクリル製斜面の諸元 を示す。斜面長 3.0 m、下部平坦部 5.0 m で、場合によ っては 6.0 m に延長した。幅 0.1 m の一定幅で、傾斜は 15 度もしくは 25 度の 2 段階に可変である。床面には粗 度をつけるため直径 φ 2 mm のガラスビーズを隙間なく 張り付けた。また、側壁内面には摩擦を低減させるため テフロンをコーティングした。

崩壊粒子に関しては、粒子物理性が崩壊到達距離に及 ぼす影響を検討するため、Table 3.1 に示すように、質量、 動摩擦係数 $\mu$ ならびに転がり摩擦係数 $\mu$ rを変えたものを 用意した。基準粒子(Glass)は $\phi$ 12 mmのガラスビー ズ周囲に $\phi$ 2 mmのガラスビーズを隙間なく張り付けた



Fig.3.3 乾燥粒子崩壊実験で用いた斜面の正面・側面図。粒子の崩壊する様子が側面から観察できるように、アクリルのプレートで作成した。

The front and side view of the flume used in the experiments. The flume was made of acrylic plate for the sake of taking side views of glass beads flow.

ものを用いた。その他、質量の違いが到達距離に及ぼす 影響を調べるため、アルミナビーズ(Alumina)ならび にジルコニアビーズ(Zirconia)を使用し、それぞれの 粒子周囲には粗度を付加するために、同様にφ2mmの ガラスビーズを隙間無く貼り付けた。また、μを変える ため、Glass にゴムのコーティング材を施した粒子を作 成した(Glass(R))。さらに、μrを変えるため、φ14mm のガラスビーズに他の粒子の粗度よりも直径の小さなφ1 mmのガラスビーズを隙間なく張り付け、基準粒子と外 形が変わらない粒子を作成した(Glass(S))。

粒子の跳ね返り係数 e の設定に関しては、平行速度な らびに角速度伝播に一次関数的に影響を及ぼす重要なフ ァクターであるので、繰り返し実験による統計的な検討 を行った。粒子-粒子間の e に関して、2 個の粒子に約 30 cm 程度の細い糸を接着し、その2本の糸の他端を上 方で束ねて固定して粒子を重力により静置させた後、一 方の粒子を側方へ数 cm 引いてから他方の粒子へ振り子 の要領で衝突させ、衝突前後の2粒子の速度を高速ビデ オカメラで撮影することで e を特定した。さらに、粒子 一床面の e に関しては、床を垂直に立てて、粒子間の衝 突実験と同様に1個の粒子を振り子の要領で垂直床面に 衝突させその前後の速度を計測することで粒子-床面間 のeを特定した。衝突実験はそれぞれ反復数10、上側確 率2.5%の分散分析を行い、次いで片側2.5%のt検定 を行った結果、Glass(R)以外の平均値の間に有意差は認 められなかった。そこで、Glass(R)以外の粒子に関して はそれらの単純平均値を採用し、Glass(R)に関しては反 復数10の単独の平均値を採用した。また、壁面との跳ね 返り係数は床面と同一の値とした。

μに関しては、数個の粒子を中心が同一平面上に並ぶ よう互いに固定して平面上の多角形体を形成した後、そ の一点に細い糸を接着し、粒子集合体上に一定の重りを 載せながら側方より糸を引くことで、床面上あるいは側 壁上をスライディングさせた際の水平力と垂直力との比 からμを算定した。そして、粒子一粒子のμに関しては 床面と同一の値とした。μrに関しては、粒子が床面ある いは側壁面上を一定速度で転がり落ちる傾斜角度から算 出した。また、粒子一粒子のμに関しては床面と同一の 値とした。

実験時の斜面流下長は2.0 mとした。上部斜面 0.2 m

Physical properties for particles used in experiments and simulations.							
Particle material	Glass	Glass(R)	Glass(S)	Alumina	Zirconia		
Diameter (mm)	14.0	14.0	14.0	14.0	14.0		
Density (kg/m <sup>3</sup> )	2081	2140	2140	2250	3264		
Coefficient of kinetic friction $\mu$							
(particle to particle)	0.325	0.903	0.325	0.325	0.325		
(particle to floor)	0.325	0.451	0.325	0.325	0.325		
(particle to wall)	0.0738	0.361	0.0738	0.0738	0.0738		
Coefficient of rolling friction $\mu^{r}$							
(particle to particle)	0.123	0.123	0.0787	0.123	0.123		
(particle to floor)	0.123	0.123	0.0787	0.123	0.123		
(particle to wall)	0.0699	0.0699	0.0140	0.0699	0.0699		
Coefficient of restitution e							
(particle to particle)	0.150	0.0530	0.150	0.150	0.150		
(particle to floor)	0.332	0.212	0.332	0.332	0.332		
(particle to wall)	0.332	0.212	0.332	0.332	0.332		

Table 3.1 粒子の物理定数。

Glass(R) : Rubber coating for large kinetic friction

Glass(S) : Attached smaller beads around particles for smaller roughness



Equivalent coefficient of friction  $f = H \nearrow L$ Equivalent coefficient of friction at gravity center  $f_g = H' \nearrow L'$ 

Fig.3.4 等価摩擦係数*f*ならびに重心等価摩擦係数*f*<sup>g</sup>の算出方法。 Calculate methods for equivalent coefficient of friction *f* and equivalent coefficient of friction at gravity center *f*<sup>g</sup> at slope failure site.

区間の前端面と後端面に垂直に隔壁を設定し、その間に ビーズを上面が水平になるようランダムに積み上げた。 崩壊の発生は前端面の隔壁を取り去ることで行った。計 測は停止・堆積個別粒子の3次元座標を計測する事で、 等価摩擦係数fならびに重心等価摩擦係数fg (Fig.3.4) を算出した。

# 3.4 実験計画法による数値シミュレーションモデルの統計的検証

数値シミュレーションモデルの妥当性を検討するため、 実験計画法による統計的検定を行った。斜面傾斜を25度 に設定し、Table 3.2(a)、(b) ならびに Table 3.3(a)、(b) に示したように、7 通りの処理を4個のブロックへ配置 した乱塊法による分散分析を行い、fならびにfaに関する 最小有意差を算出した。その結果、シミュレーション結 果と実験結果との有意差は水準1%で認められず、数値 シミュレーションモデルにより粒子の物理性の違いが到 達距離に及ぼす影響を定量的に評価出来ることが明らか になった。

# 3.5 最小有意差による等価摩擦係数に及ぼす物理性の抽出 3.5.1 粒子の物理性と等価摩擦係数の関係について

Table 3.2(a) 実験ならびに数値シミュレーションにより得られた等価摩擦係数の整理票 (斜面傾斜 25°)。 Pigeonholed table for equivalent coefficient of friction (Slope angle=25°).

	-	=			-	-	
Trea	tment			Block			Mean of treatment
No.	Material	Number of particles	Exp.1	Exp.2	Sim.1	Sim.2	
1	Glass	300	0.141	0.149	0.142	0.136	0.142
2	Glass	100	0.140	0.150	0.142	0.142	0.144
3	Glass	600	0.119	0.144	0.132	0.138	0.133
4	Glass(R)	300	0.205	0.176	0.143	0.139	0.166
5	Glass(S)	300	0.122	0.098	0.096	0.084	0.100
6	Alumina	300	0.161	0.161	0.141	0.132	0.149
7	Zirconia	300	0.163	0.152	0.140	0.129	0.146
M			0 150	0 1 4 7	0.124	0.120	
Mea	n of block		0.150	0.14/	0.134	0.129	
Exp.	: experiment	t.					

Sim. : simulation

Table 3.2(b) 等価摩擦係数に関する分散分析表。 Analysis of variance.

Factor of variation	Freedom	Sum of squares	Variance	Ratio of variance(F)	Probability of F
Total	27	$1.5 \times 10^{-2}$			
Treatment	6	$9.8  imes 10^{-3}$	$1.6  imes 10^{-3}$	9.35	$9.9 imes10^{-5}$
Block	3	$2.3  imes 10^{-3}$	$7.6  imes 10^{-4}$	4.37	$1.8  imes 10^{-2}$
Error	8	$3.1  imes 10^{-3}$	$1.7 imes10^{-4}$		
				$1.s.d.(2 \alpha = 1\%) = 0.0$	22

l.s.d. : least significant difference

nent				Pigeonnoied table for equivalent coefficient of incline at gravity center (Slope angle=25).								
			Block			Mean of treatment						
Material	Number of particles	Exp.1	Exp.2	Sim.1	Sim.2							
Glass	300	0.306	0.307	0.307	0.315	0.309						
Glass	100	0.246	0.246	0.222	0.194	0.226						
Glass	600	0.337	0.342	0.385	0.368	0.358						
Glass(R)	300	0.363	0.368	0.355	0.364	0.363						
Glass(S)	300	0.272	0.276	0.259	0.249	0.264						
Alumina	300	0.303	0.306	0.307	0.305	0.308						
Zirconia	300	0.304	0.306	0.307	0.311	0.307						
of block		0.304	0.307	0.307	0.301							
	Material Glass Glass Glass Glass(R) Glass(S) Alumina Zirconia	AaterialNumber of particlesGlass300Glass100Glass600Glass(R)300Glass(S)300Glass(S)300Alumina300Virconia300	Material         Number of particles         Exp.1           Glass         300         0.306           Glass         100         0.246           Glass         600         0.337           Glass(R)         300         0.363           Glass(S)         300         0.272           Alumina         300         0.303           Zirconia         300         0.304	Material         Number of particles         Exp.1         Exp.2           Glass         300         0.306         0.307           Glass         100         0.246         0.246           Glass         600         0.337         0.342           Glass(R)         300         0.363         0.368           Glass(S)         300         0.272         0.276           Alumina         300         0.303         0.306           Origonia         300         0.304         0.306	Material         Number of particles         Exp.1         Exp.2         Sim.1           Glass         300         0.306         0.307         0.307           Glass         100         0.246         0.246         0.222           Glass         600         0.337         0.342         0.385           Glass         600         0.363         0.368         0.355           Glass(R)         300         0.272         0.276         0.259           Alumina         300         0.303         0.306         0.307           of block         0.304         0.307         0.307	Material         Number of particles         Exp.1         Exp.2         Sim.1         Sim.2           Glass         300         0.306         0.307         0.307         0.315           Glass         100         0.246         0.246         0.222         0.194           Glass         600         0.337         0.342         0.385         0.368           Glass(R)         300         0.363         0.368         0.355         0.364           Glass(S)         300         0.272         0.276         0.259         0.249           Alumina         300         0.303         0.306         0.307         0.305           Virconia         300         0.304         0.307         0.301						

Table 3.3(a) 実験ならびに数値シミュレーションによる重心等価摩擦係数の整理票(斜面傾斜 25°)。 Pigeonholed table for equivalent coefficient of friction at gravity center (Slope angle=25°)

Exp.: experiment

 $Sim. \ : \ simulation$ 

Table 3.3(b) 重心等価摩擦係数に関する分散分析表。

Analys	is of varianc	<u>e.</u>			
Factor of variation	Freedom	Sum of squares	Variance	Ratio of variance(F)	Probability of F
Total	27	6.1×10 <sup>-2</sup>			
Treatment	6	5.7×10 <sup>-2</sup>	9.4×10 <sup>-3</sup>	45.4	$6.7 \times 10^{-10}$
Block	3	1.8×10 <sup>-4</sup>	6.0×10 <sup>-5</sup>	0.29	0.832
Error	18	3.7×10 <sup>-3</sup>	2.1×10 <sup>-4</sup>		
				l.s.d.(2α=10	$V_0) = 0.024$

l.s.d. : least significant difference

Fig.3.5 ならびに、Fig.3.6 に処理平均値と最小有意差 との関係を示す。両図より以下のことが統計的に証明さ れた。

1) 粒子の質量は到達距離に影響しない。すなわち Glass(300)、Alumina(300) ならびに Zirconia(300)の間 でfならびに $f_8$ の違いはなかった(()内の数字は粒子数 を表す)。

2) 崩壊粒子数と $f_8$ とは正の相関にある。すなわち、Glass(100) よりも Glass(600) の $f_8$ は大きくなった。



Fig.3.5 実験ならびに数値シミュレーションにより得られ た等価摩擦係数に関する処理平均(長方形の棒グ ラフで表示)と、最小有意差(レンジ0.022の線分 で表示)。面傾斜は25°の例。

Mean of treatment concerning to the equivalent coefficient of friction (represented by rectangle bars), and least significant differences (represented by thick lines of 0.022 of length). Inclination of slope angle is 25 degrees.

3)  $\mu$ ならびに  $\mu$  と、fならびに  $f_{g}$ とは正の相関にある。 すなわち、fならびに  $f_{g}$ は Glass(S) < Glass < Glass(R) の順に大きくなる。

# 3.5.2 斜面傾斜と重心等価摩擦係数の関係について

さらに、Table 3.4(a)(b) に示すように斜面傾斜に関し ても、2 通りの処理を 8 個のブロックへ配置した乱塊法 による分散分析を行い、f<sub>8</sub> に関する最小有意差を算出し た。その結果、シミュレーション結果と実験結果との有



Fig.3.6 実験ならびに数値シミュレーションにより得られた重心等価摩擦係数に関する処理平均(長方形の棒グラフで表示)と、最小有意差(レンジ0.024の線分で表示)。斜面傾斜は25°の例。
Mean of treatment concerning to equivalent coefficient of friction at gravitycenter (represented by rectangle bars), and least significant differences (represented by thick lines of 0.024 of length).

Inclination of slope is 25 degrees.

Table 3.4(a) 斜面傾斜 15°ならびに 25°に設定した際の実験と数値シミュレーションによる重心等価摩擦係数の整理表。

Treatn	nent	Block								Mean of treatment
No.	Slope angle	Exp.1	Exp.2	Exp.3	Exp.4	Sim.1	Sim.2	Sim.3	Sim.4	
1	15°	0 227	0 227	0 225	0 226	0 194	0 182	0 178	0 174	0 204
2	25°	0.306	0.307	0.299	0.297	0.307	0.315	0.268	0.296	0.299
Mean	of block	0.267	0.267	0.262	0.262	0.251	0.248	0.223	0.235	

Pigeonholed table for equivalent coefficient of friction at gravity center.

Table 3.4(b) 分散分析表。

Analys	sis of variance.				
Factor of variation	Freedom	Sum of squares	Variance	Ratio of variance(F)	Probability of F
Total	15	$4.2  imes 10^{-2}$			
Treatment	1	$3.6  imes 10^{-2}$	$3.6  imes 10^{-2}$	127.18	$9.6 imes10^{-6}$
Block	7	$3.5  imes 10^{-3}$	$5.0 imes10^{-4}$	0.57	0.761
Error	7	$2.0 imes10^{-3}$	$2.8 imes10^{-4}$		
				$1 \text{ s d} (2 \alpha = 10)$	(26) = 0.084



Fig.3.7 実験ならびに数値シミュレーションにより得ら れた重心等価摩擦係数に関する処理平均(長方 形の棒グラフで表示)ならびに最小有意差(レン ジ 0.084 の線分により表示)。実験では 300 個の ガラスビーズを用いた。

Mean of treatment concerning to equivalent coefficient of friction at gravity center (represented by rectangle bars), and least significant differences (represented by thick lines of 0.084 of length). Three hundreds of glass beads were used in this experiments.

意差は水準1%で認められず、数値シミュレーションモ デルの妥当性が証明された。Fig.3.7に処理平均値と最小 有意差値との関係を示す。これらより以下のことが明ら かとなった。

4) 斜面傾斜とfgとは正の相関関係にある。

以上の実験計画法により数値シミュレーションモデル が粒子運動を適切に再現し、到達距離の定量的評価が可 能であることが統計的に証明された。また、1)~4)の粒 子物理性ならびに斜面傾斜と到達距離との関係が新たに 明らかとなった。

# Bulletin of FFPRI, Vol.3, No.2, 2004

# 3.6 等価摩擦係数に及ぼす物理性の感度分析 3.6.1 粒子質量と等価摩擦係数の関係

粒子物理性並びに斜面傾斜の到達距離に及ぼす影響の 傾向を明瞭にするため、数値シミュレーションモデルを 用いて感度分析を行った。Fig.3.8 に粒子密度とfならび に f<sub>8</sub> との関係を示す。なお傾斜は 25 度、粒子はガラス ビーズ 300 個を想定した。また図中には各々 300 個の Glass、Alumina ならびに Zirconia 粒子を用いた際の実 験結果をあわせてプロットした。図より粒子質量は到達 距離に影響を及ぼさないことが明瞭となった。この理由 に関し若干の考察を行う。

粒子が傾斜θの斜面上を斜面との間に滑りを生じなが ら、あるいは滑りを生じないで転がり落ちていると仮 定すれば、この粒子の運動方程式から(3.14)もしくは (3.15)式が導かれ、粒子の運動は動摩擦あるいは転がり 摩擦に規定されるが質量に影響されないことがわかる。

$$= G (\sin\theta - \mu \cos\theta) \tag{3.14}$$

$$= G \left( \sin\theta - \mu \cos\theta \right) \tag{3.15}$$

ここで、a:粒子の加速度、G:重力加速度、 $\theta$ :斜面傾斜、  $\mu$ :動摩擦係数、 $\mu$ r:転がり摩擦係数。

а

а

### 3.6.2 転がり摩擦ならびに動摩擦と等価摩擦係数の関係

Fig.3.9 に  $\mu$  と f ならびに f<sub>8</sub> との関係を、また Fig.3.10 に  $\mu$ r と f ならびに f<sub>8</sub> との関係を示す。なお、斜面傾斜は 25 度、粒子はガラスビーズ 300 個を想定した。Fig.3.9 より、 $\mu$ の増加に伴い f も増加する傾向が観られるが、 $\mu$ >  $\mu$ r (=0.123)の範囲では f は  $\mu$ r に規定されることがわ かる。すなわちエネルギーレベルのより低い方向へ向か う傾向が明確になった。また、f<sub>8</sub> に関しても ( $\mu > \mu$ r) の範囲では増加割合は減少し、25°の斜面勾配(0.466) に規定された一定値をとる傾向がみられた。

Fig.3.10 に関しても同様に、(μr < μ)の範囲では μr





とfとは正の相関関係にあるが、( $\mu$ r >  $\mu$ )の範囲ではfは $\mu$ 以上の値を取ることができない。

ここで、 $\mu$ rの規定要因について考察してみる。いま、 傾斜 $\theta$ の斜面を粒子が一定速度で転がり落ちているとき (Fig.3.11)、高さSの粗度との接触点が粒子中心から下ろ した垂線上にあるとすると、Sは(3.16)式で表される。

$$S = r(1 - \cos \theta) \tag{3.16}$$

ここで、*r*:粒子半径、である。また、μrは (3.17) 式で表 される。

$$\mu r = tan \theta \tag{3.17}$$

(3.16) 式ならびに (3.17) 式より µr と r の関係は (3.18) 式 のように表される。

$$\mu_{\pi} = \frac{\sin \theta}{1 - \frac{S}{r}}$$
(3.18)

(3.18) 式より、µt は S/r が小さくなるほど小さくなるこ とがわかる。すなわち、粗度高さが小さくなるほど、あ るいは粒径が大きくなるほど µt が小さくなり停止距離が 伸びることが予測される。



Fig.3.9 粒子の動摩擦係数  $\mu$  と等価摩擦係数 f ならびに重 心等価摩擦係数  $f_g$ の関係。斜面傾斜は 25°、粒子 は 300 個のガラスビーズを想定した。さらに転が り摩擦係数  $\mu_r$ を縦軸に対してプロットした。 Relationships between coefficient of kinetic friction  $\mu$  of particles and equivalent coefficient of friction f or friction at the gravity center  $f_g$ . The inclination of the slope was 25 degrees, and the particles were 300 glass beads. Rolling friction  $\mu_r$ is plotted on the vertical axis.







Fig.3.11 球形粒子が摩擦抵抗を受けながら斜面上を一定速度で転がり落ちる際の概念図。S:粗度高さ、θ:斜面傾斜、r:粒子半径。 Conceptual sketch of a spherical particle rolling down a slope at constant velocity with resistant force of rolling friction. S: height of roughness, θ: slope angle, r: radius of particle.

Fig.3.12 に神戸市苧川谷崩落石崖錐における頂部から 斜面に沿った方向の粒径分布を示す。No1、No.2 の両測 線において、斜面下部ほど粒径が大きくなる傾向が見ら れた。諏訪(1988)が土石流中においては、石礫に働く 体積力(重力と動摩擦力)と面積力(流体力)との釣り 合いから、大きな石礫が段波先端に集中すると述べてい るが、落石においては流体力の効果がないので、粒径が 大きな石礫ほど μ が小さくなり、斜面下方への加速度が、 より小さな石礫と比較して大きくなるためと考えられる。

以上より、崩壊した乾燥粒子の摩擦抵抗は、µならびに µrのうち小さな係数に規定されることが明らかとなった。





Fig.3.12 神戸市苧川谷における崖錐斜面に沿った岩の粒径 分布。一観測点において3~4個のサンプルを抽 出し、長径と短径の単純平均を算出した。

Rock's diameter distribution along the talus slope at Ugawa valley in Kobe, Japan. Three or four rocks were sampled at one measured point, and the diameter was averaged in longer one and shorter one.

Bulletin of FFPRI, Vol.3, No.2, 2004

#### 3.6.3 斜面傾斜と等価摩擦係数の関係

Fig.3.13 に斜面傾斜 $\theta \geq f$ ならびに $f_{e}$ の関係を示す。 粒子は Glass(300)を用いた。実験では $\theta$ を 15° と 25° の 2 段階に変換し、シミュレーションでは 10° ~ 35° ま で変化させた。図からシミュレーションならびに理論値 は実験値とよく一致しており、 $\theta \geq f$ ならびに  $f_{e}$  との間に は正の相関関係が観られた。この理由に関し、Fig.3.14 を用いて考察を行う。

一般に床面との摩擦係数が tan  $\phi$ の物体が傾斜 $\theta$ の斜 面を滑りながら下部平坦面上で停止するとき、fは tan  $\phi$ よりも大きくなる。なぜなら、傾斜変換点において垂直 方向の速度成分に由来する運動エネルギー  $E_V$ が消散する からである。すなわち、勾配変換点においてエネルギー 線が  $E_V$ だけ下方へ平行移動することになる。このエネル ギー散逸を考慮したfの理論値を $f_c$ とすれば、tan  $\phi$ なら びに $\theta$ を用いて (3.19) 式のように表現される。

$$f_{\rm c} = \frac{H}{\frac{E_h}{\tan\phi} + \frac{H}{\tan\theta}}$$
(3.19)

ここで、*E<sub>h</sub>*は(3.20)式のように表される。

$$E_{h} = \frac{H(\sin\theta - \tan\phi\cos\theta)}{\tan\theta}$$
(3.20)

(3.20) 式を(3.19) 式へ代入することにより(3.21) 式が導かれる。



Fig.3.13 斜面傾斜と等価摩擦係数*f*ならびに重心等価摩擦 係数*f*gの関係。粒子は Glass300 個を用いた。 Relationship between slope angle and equivalent coefficient of friction *f* or friction at the gravity center *f*. Particles were Glass(300).



Ev :Kinetic energy in vertical direction at slope foot

- Fig.3.14 土塊が堆積平坦面へ衝突する際のエネルギー散逸を考慮した fcの模式図。
  - The rigid body, which has  $\tan \phi$  of kinetic friction, slides down a slope of  $\tan \theta$  of inclination and stops on a lower flat plane at the *f* because of the kinetic energy loss in vertical direction through the collision of the body to the flat plane.

$$f_{\rm c} = \frac{\tan\theta\tan\phi}{\sin\theta + (1 - \cos\theta)\tan\phi}$$
(3.21)

ガラスビーズの場合、( $\mu < \mu$ )なので粒子の抵抗は $\mu$ により規定され、その運動は(3.15)式により表現される。 そこで、(3.21)式中の摩擦係数 $\tan \phi$ を粒子の $\mu$ に置き換えて、理論等価摩擦係数 $f_c$ を斜面傾斜との関係でプロットしたものをFig.3.13上に表示した。(3.21)式による理論値、シミュレーションによる数値解ならびに実験値の3者とも良い一致を示しており傾斜変換点の入射角が 到達距離の規定要因の一つであることが明らかとなった。

# 3.6.4 粒子数と等価摩擦係数の関係

Fig.3.15 に粒子数とfならびに fg の関係を示す。粒子 は Glass を用いて、斜面傾斜は 25°とした。実験では粒 子を 0、300、600 個の 3 段階に変化させた。シミュレー ションではさらに 1200 個まで増加させた。図より実験 およびシミュレーションでは、f は粒子数と負の相関関係 にあり、fg は正の相関関係にあることが明らかとなった。 すなわち、粒子数の増加に伴い崩壊先頭部はより遠方へ 流下し、重心付近はより手前で停止する現象がみられた。

さらに、(3.21) 式による fc を Fig.3.15 中に示したが、 シミュレーションによる f は粒子数の増加に伴って fc と 剥離していく傾向が見られた。すなわち f < fc の時、何 らかの要因が働いて崩壊が長距離流動(流動化)してい るのであって、fc は流動化の発生を判別する境界等価摩 擦係数と見なすことも出来る。Scheidegger(1973)は、崩 壊土量の増加に伴って f が減少していく現象を指摘して いるが、本シミュレーションにおいてもそれが再現され た。

ここで、乾燥粒子の崩壊流動化メカニズムについて若 干の考察を試みる。Fig.3.16 に Glass ビーズ 600 個、斜 面傾斜 25 度のケースにおける粒子初期配置と停止・堆積



Fig.5.15 粒子数と守価厚捺床数fならびに重心守価厚捺床数 $f_g$ の関係。斜面傾斜は 25°。 Relationship between number of particles and equivalent coefficient of friction or friction at the gravity center. The slope inclination was 25 degrees.

域における配置との関係を示す。図中の斜面は上から順 にシミュレーションでの初期状態、1.0sec 後、2.5sec 後(停 止状態)、そして最下段が実験による停止状態である。粒 子初期配置の前端部には赤くマーキングした粒子を配置 し、中央部はブルー、後端部にはグリーンの粒子を配置 した。

シミュレーションならびに実験結果から、斜面流下途 中ならびに停止堆積部におけるこれら粒子の前後相対位



Fig.3.16 数値シミュレーションにより得られた結果と実験結果との比較。両結果において、粒子間の前後相対位置は、 崩壊発生前と堆積後において維持されている。斜面傾斜 25°、ガラスビーズ 600 個の例。 Comparison between simulation results and a experimental result within collapse. The initial locational relationships between particles were maintained from the collapse initiation to final deposition in both cases. Slope angle was 25 degrees and particles were 600 glass beads.

置は初期関係が維持されていることがわかる。すなわち 流下途中の粒子同士の衝突により、前端部付近の粒子 は前方への加速度をより多く受け、中央部ではランダ ム方向の加速度を、後端部付近では後方への加速度を より多く受けることが推察される。このことはすでに Heim(1932)が実際の岩屑雪崩の目撃者談より言及してお り、後端部の粒子が加速しても前方の粒子に衝突し、運 動エネルギーが前方粒子に遷移して追い越すことができ ず、結局崩壊粒子はその初期の前後相対位置を変えるこ とができないとしている。

さらに、粒子数の増加に伴い粒子同士の衝突機会が増 加すると、前端部の粒子は前方への加速度をより多く受 けて流動化し、中央部付近の粒子はランダム方向の衝突 により運動エネルギーが消費されて、より短い距離で停 止すると考えられる。その結果、堆積長も延びてゆくこ とが予察される。

#### 3.7 まとめ

崩壊土砂の到達距離予測へ向けて、崩壊した乾燥粒子 の粒状体数値シミュレーションモデルを作成した。実験 計画法により、ビーズを用いた乾燥粒子崩壊実験ならび にシミュレーションを行った。最小有意差法により実験 結果とシミュレーション結果との有意差がないことを検 証し、数値シミュレーションモデルの妥当性を証明した。 その上で、シミュレーションに用いた粒子の物理性なら びに斜面傾斜に関する感度分析を行うことで、以下の新 たな知見を得た。

 粒子密度は等価摩擦係数*f*に影響しないが、転がり摩 擦係数μαならびに動摩擦係数μは*f*と正の相関関係にあ り、より小さな係数に規定される。

2) 粒子数とfとは負の相関関係にあり、重心等価摩擦係

数f<sub>8</sub>とは正の相関関係にある。これは、粒子数が増加す ると粒子同士の衝突機会が増加して、前端部の粒子は前 方への加速度をより多く受け、重心付近の粒子はランダ ム方向の衝突により運動エネルギーが消費され、より短 い距離で停止するためと考えられる。この機構は、粒子 配置の前後関係が崩壊前後において変わらない事からも 推察される。

3) 斜面傾斜とfとは正の相関関係にある。これは、斜面 上を流下してきた粒子が堆積面へ衝突する際に、垂直方 向の運動エネルギーが消散されるためと考えられる。こ のことは崩土の流動化を予測する際に、地形要因が重要 なファクターとなる事が推察される。

今後、剛性粒状体数値シミュレーションモデルを用い ることで、地形ならびに構造物等複雑な地形要因の基で の落石・岩屑流等の流動堆積域予測が可能となり、施設 計画ならびに危険区域予測に応用されることが期待され る。

# 第4章 落石実験ならびに剛性粒状体数値シミュレーシ ョンモデルによる落石の流動化メカニズム解明

#### 4.1 本章の目的

前章では、剛性粒状体数値シミュレーションモデルを 開発するとともに、崩壊粒子の物理性ならびに斜面傾斜 が崩壊到達距離に及ぼす影響について定量的な評価を行 った。さらに、数値実験により崩壊土砂量が多いほど到 達距離が伸びてゆく傾向を示した。そこで、本章では実 規模の落石実験を行って流動化を再現すると伴に、得ら れた結果に対して数値シミュレーションモデルの再現性 を検証して、流動化メカニズムを実証的に解明する。





Surface of the experimental slope.



# 4.2 落石実験方法

屋外斜面と花崗岩ブロックを用いて落石実験を行った。Fig.4.1 に斜面縦断図ならびに平面図を示す。斜面部と堆積部平坦面上には縦×横×厚さ=0.4×0.4×0.05 mの花崗岩板を隙間なく敷き詰めた。また、落石ブロックは一辺0.1 mもしくは0.2 mの立方体状花崗岩を用いた。実験条件を Table4.1 に示す。

落石ブロックは斜面頂部の平坦面上に設置した木製厚 板上へ、立方体状に積み上げた(Photo.4.1、S-1000の 例)。この板は前方部が斜面上に突き出す形で設置され ており、その前端部下に支え棒が設置されている。そし て、落石の開始はこの支え棒を外すことにより、落石ブ ロックと厚板の自重による前方への傾斜によって崩落を 誘発した。一塊の落石ブロック集合体を一気に崩落させ るには最適の手法と考えられる。

初期立方体状配置の前端面、後端面、上端面ならびに 下端面に配置されたブロックはそれぞれオレンジ、ピン ク、ブルーならびにグリーンに着色された。実験時には 次の2項目に関して観測を行った。すなわち、①落石初 期配置と堆積時の個別落石ブロックの3次元座標、②2 台の高速ビデオカメラによる、落石の発生から堆積に至 るまでの3次元変位観測、である。

落石到達距離については等価摩擦係数fならび重心等 価摩擦係数fgにより評価した。Fig.4.2 にfとfgの算出 法を示す。これらは崩壊の到達距離を無次元化出来るの で、本研究に於いては到達距離の指標として用いること

# にする。

Table 4.1 落石実験条件。

The size and number of rockfall blocks for experiments and numerical simulations.

Experiments or simulations	Side dimensions of cubic blocks(m)	Number of blocks
S-1	0.1	1
S-8	0.1	8
S-27	0.1	27
S-64	0.1	64
S-125	0.1	125
S-216	0.1	216
S-343	0.1	343
S-512	0.1	512
S-729	0.1	729
S-1000	0.1	1000
L-1	0.2	1
L-8	0.2	8
L-27	0.2	27
L-64	0.2	64
L-125	0.2	125



Photo.4.1 落石実験における落石ブロックの初期配置例と落石崩落装置。 Rockfall-inducing apparatus and example of initial arrangement of rockfall blocks in the case of 1,000 0.1 × 0.1 × 0.1 m blocks.



Equivalent coefficient of friction :  $f = tan \phi$ Equivalent coefficient of fricition at gravity center :  $f_g = tan \phi_g$ 

Fig.4.2 等価摩擦係数 *f*、重心等価摩擦係数 *f*<sup>®</sup> の算出方法。 The conceptual scheme for equivalent coefficient of friction *f* and the friction at gravity-center.

# 4.3 数値シミュレーション手法

前章により提示した剛性粒状体数値シミュレーション モデルを落石実験に適用して、その再現性を検討すると ともに落石の流動化機構の解明をおこなった。シミュレ ーションで用いる跳ね返り係数 e に関しては計算結果に 直接影響するので、2 個の落石ブロックを用いた衝突実 験を行い、衝突前後の速度比から算出した。Fig.4.3 に 衝突実験概略図を示す。動摩擦係数μに関してはブロ ックの転がりを制限した状態で花崗岩板上を牽引した際 の上載荷重と牽引荷重との比から算出した。転がり摩擦 係数μr に関してはブロックが滑らずに一定速度で転が り落ちる傾斜角から算出した。Fig.4.4 に両係数算定の ための実験概略図を示す。

全ての実験ケースについて数値シミュレーションを行った。そして、落石の流動化機構を解明するため、落石の発生から堆積に至るまで連続的に、個別ブロックの3 次元座標、相互衝突回数、衝突方向を記録した。

# 4.4 結果ならびに考察

Bulletin of FFPRI, Vol.3, No.2, 2004

#### 4.4.1 落石体積と到達距離の関係

Photo.4.2 に S-1000 における実験例を示す。落石の スタートから停止・堆積までの経過時間はおよそ4秒 であった。また、数値シミュレーションで用いた計算定 数を Table 4.2 に示す。Fig.4.5 に S-512 のシミュレー ション結果と実験結果を示す。数値シミュレーションモ デルにより堆積形状、到達距離とも良く再現されている ことがわかる。さらに、両結果とも初期配置で先端部に 配置されていたブロックは後端に配置されていたものよ りも遠方へ到達していることが分かる。すなわち流下方 向での個別ブロック相対位置は落石の流動中は保持され る事が明らかとなった。

Fig.4.6 ならびに Fig.4.7 に、実験ならびにシミュレ ーションにより得られた落石体積(落石ブロック数)と fもしくは  $f_{e}$ の関係を示す。Fig.4.6 では 0.1 × 0.1 × 0.1 m ブロックによる結果であり、Fig.4.7 では 0.2 × 0.2 × 0.2 m ブロックによるものである。また、(3.21) 式により提示された境界等価摩擦係数を両図に示す。 (3.21) 式における摩擦項 tan  $\phi$ に関しては落石ブロック



# Coefficient of restitution : $e = -(v_{1'} - v_{2'}) / (v_1 - v_2)$

Fig.4.3 跳ね返り係数 e を算定するための落石ブロックを 用いた衝突実験。

Schematic figure of a collisional experiment for estimating the coefficient of restitution e by using a video camera and two rockfall blocks.



Coefficient of kinetic friction :  $\tan \phi \, {\bf k} = \, ( \, {\rm Traction \ force \ }) \, \diagup \, ( \, {\rm Gravity \ force \ })$ 



Coefficient of rolling friction :  $\tan \phi$  r

Fig.4.4 落石ブロックの動摩擦係数 $\mu$ ならびに転がり摩擦 係数 $\mu$ rを算定するための実験の様子。 Schematic figure of experiments for estimating the coefficients of kinetic friction  $\mu$  and rolling friction  $\mu$ r. の $\mu t$ が $\mu$ よりも小さく、落石運動の摩擦抵抗力を規定 すると考えられるため、 $\mu t$ を採用した。そこで、(3.21) 式による境界等価摩擦係数f cは 0.417 と算定された。

Fig.4.6 より、次のことが明らかとなった。①数値シ ミュレーションモデルは、f、fgの算定に関して実際規 模の落石現象を適切に再現できる。②本実験に於いて、 (3.21)式は落石体積が 0.216 m<sup>3</sup>以下の時には f の適切 な指標となる。③落石体積と fg とは正の相関関係にあ るが、④落石体積とfとは負の相関関係にある。すなわ ち、落石体積が大きいと実測値は理論値より乖離してゆ き、流動化傾向が顕著となる。

Fig.4.7 においても①、②、③に関しては同様の傾向 が観られるが、②に関しては落石体積が1m<sup>3</sup>まで拡張 される。④に関しては、落石体積とfの相関は観られず、 体積が増加しても流動化傾向は現れなかった。fならび にfsはシミュレーション結果よりも大きくなる傾向が あった。これは0.2m角ブロックの質量が0.1m角ブ ロックの8倍あり、ブロック間あるいは底面との衝突の 際の破壊あるいは非弾性的接触によるエネルギー散逸が 大きくなった影響によるものと考えられる。さらにfに ついては、落石総体積が同じでもブロック数が少ないた めに、流下方向への加速を促す衝突機会が少なかったこ とが考えられるが、この機構については後ほどシミュレ ーション結果を用いて考察を行う。

Fig.4.8 に Fig.4.6 ならびに Fig.4.7 で得られたシミュ レーション結果を、ブロック数との関係に着目して整理 した f と f<sub>g</sub> を示す。図より、ブロック数が 100 を越え たあたりから流動化傾向が観られる事がわかる。すなわ ち、落石の f は落石体積ではなく落石ブロック数と負の 相関にあり、f<sub>g</sub> は落石ブロック数と正の相関にあるとい うことが出来る。

# 4.4.2 落石の流動化メカニズム

Kent(1966)は巨大崩壊の観察記録から、崩落発生時 に取り込んだ空気が斜面と崩土との間のクッションとな り、見かけの摩擦係数が減少して長距離流動するとして いる。しかし、今回の落石実験中の最大体積は1 m<sup>3</sup>で あり、空気を取り込んでさらに流動中もその空気を air cushion として保持し得るだけの体積はないので、この 機構は働かないものと考えられる。Erismann(1979)は 崩壊土塊と斜面との間で摩擦熱が発生し、岩石ブロック が溶融するとともにその際に発生する二酸化炭素ガスに より見かけの摩擦係数が減少するとしている。今回の 実験においても Photo.4.2 に観られるように、落石ブロ ック同士の衝突によるブロック破砕とそれに伴うガスが 発生して、実験後しばらくは焦げ臭いにおいが周囲に漂 った。しかし、そのガスはきわめて希薄で落石ブロッ クを支えられるほどの圧力はなく、またブロックと斜 面上には溶融した痕跡も見あたらなかった。Voight and Fauxt(1982)は崩壊土塊の間隙を埋める液体が、滑り面



①初期状態



2





Photo.4.2 0.1 m 角落石ブロック 1000 個の実験例。崩落開始から落石ブロックの停止・堆積まで約4秒経過。 Example of an experiment using 1,000 0.1 × 0.1 × 0.1 m blocks. It took about 4 seconds from the initiation of the rockfall to final deposition.



(5)







⑦最終停止状態

Table 4.2 落石ブロックの物理性。

Physical constants of rockfall blocks used in the simulations.

Size of cubic blocks	Density	Coefficient of restitution	Coefficient of kinetic friction	Coefficient of rolling friction
		е	$\mu$	$\mu^{ m r}$
0.1  imes 0.1  imes 0.1 m	2700kg/m <sup>3</sup>	0.541	0.577	0.344
0.2  imes 0.2  imes 0.2m	2700kg/m <sup>3</sup>	0.509	0.577	0.344



Fig.4.5 S-512 のケースにおけるシミュレーションならびに実験結果の比較。 Comparison between simulation and experimental results in S-512.



Fig.4.6 実験ならびにシミュレーションにおける、落石体 積と等価摩擦係数fならびに重心等価摩擦係数f の関係。0.1 m角の落石ブロックを使用。境界等 価摩擦係数fを点線で示した。

The relation of rockfall volume to equivalent coefficient of friction and friction at gravity-center  $f_g$  in the experimental and simulation results using  $0.1 \times 0.1 \times 0.1$  m blocks. The critical equivalent coefficient of friction is shown by the dotted line.



Fig.4.7 実験ならびにシミュレーションにおける、落石体 積と等価摩擦係数fならびに重心等価摩擦係数f<sub>2</sub> の関係。0.2 m角の落石ブロックを用いた。境界 等価摩擦係数f<sub>6</sub>を点線で示した。

The relation of rockfall volume to equivalent coefficient of friction and friction at gravitycenter  $f_{\rm g}$  in the experimental and simulational results using  $0.2 \times 0.2 \times 0.2$  m blocks. The critical equivalent coefficient of friction is shown by the dotted line.



Fig.4.8 シミュレーションにおける落石ブロック数と等 価摩擦係数fならびに重心等価摩擦係数fe との 関係。0.1 m角と0.2 m角の落石ブロックを想定。 境界等価摩擦係数fc を点線で示す。 The relation of number of rockfall blocks to

equivalent coefficient of friction  $\mathbf{f}$  and friction at gravity-center  $f_g$  in the simulational results with using blocks of 0.1 m or 0.2 m on each side. Critical equivalent coefficient of friction  $f_c$  is shown by the dotted line.

付近の薄層内で摩擦熱により気化して土粒子間の有効垂 直応力の減少にともない摩擦抵抗力が減少して、見かけ の摩擦係数が減少するとした。また Sassa et al.(1992) は急速載荷リングせん断試験により、過剰間隙水圧の発 生が崩壊土砂の見かけの摩擦角を減少させる要因である とした。そして、崩壊土量が多いほど過剰間隙水圧の散 逸が遅れ、見かけの摩擦角が減少するとした。しかし、 今回の落石実験では乾燥ブロックを用いているので間隙 水の影響は考えられない。

そこで第2章レビューでも述べた様に、本研究では 実験時の落石ブロック運動の観察より、Heim(1932)の Grain collsion model あるいは Bagnold(1954)の Grain flow model を支持する立場を取り、落石ブロック数の 増加に伴う流動化発生のメカニズムを明らかにする。

Fig.4.9 に落石ブロックの初期配置で前端面に配置されたブロックと後端面に配置されたブロックの崩落開始から停止に至るまでの水平移動距離の度数分布を示す。 図より、落石ブロックは初期配置の前後相対位置を大きく崩すことなく流下・堆積していることがわかる。

そこで、流下途中における落石ブロックの前後相対位 置保存のメカニズムに関して検討を行う。Fig.4.10 なら びに Fig.4.11 に L-125 の実験例における、斜面上での 落石ブロック速度と斜面垂直高の関係を示す。ブロック 速度の計測は、高速ビデオカメラによる 3 次元撮影画像



□ : Front-positioned blocks □ : Rear-positioned blocks

Fig.4.9 L-125 の実験における崩落前と停止・堆積時のブ ロック相対位置関係。図中の横軸は崩落開始から 停止時までの水平方向ブロック移動距離を、縦軸 は移動距離クラスごとの度数を表す。白抜きの棒 グラフは、崩落前の初期配置で前端面に配置され たものを、斜線の入った棒グラフは後端面に配置 されたブロックを表す。

Relative positioning relationships of individual blocks between initial arrangement and final deposited positioning in the experiment of L-125. The transverse axis expresses the horizontal runout distance of blocks, and the vertical axis shows the frequency of the blocks. The white bars show front-facing blocks in the initial arrangement, and the shaded bars show rearfacing blocks.

を解析する事により求めた。Fig.4.10 では初期配置で前 端面最上部に配置された2個の落石ブロックの速度変化 を示す。Photo.4.3 はブロック速度を求めるのに用いた 立体撮影画像である。Fig.4.11 では初期配置で上端面中 央部付近に配置された2個の落石ブロックの速度変化を 示す。Fig.4.10 では垂直高 2.0 m 付近では 5.0 m/s 程度 であるが、1.0 m以下の垂直高では 5.0 m/s 以上となり、 瞬間的には 10.0 m/s 以上となる時もあり、斜面上を流 下するに従って速度が増加してくる傾向が観られた。こ れに対して、Fig.4.11 では垂直高 2.5 m から 0.5 m 付 近まで、瞬間的な変動はあるものの 5.0 m/s を中心とし た一定速度で推移している。すなわち、落石の流下方向 先頭付近のブロックほど流下速度が大きくなり、後方の ブロックは前方のブロックを追い越すことが出来ず、流 下途中のブロックは互いの前後相対位置関係を維持しな がら、流下・停止・堆積すると考えられる。

Fig.4.12(a) ~ (c) ならびに Fig.4.13(a) ~ (c) におい て、先頭部のブロック群が後方部のブロック群よりも流 下方向への加速度をより多く受けるメカニズムについて 考察する。Fig.4.12(a) に S-64 のシミュレーションによ る崩落開始から停止・堆積にいたるまでに、個々のブロ ックが他のブロックと衝突した度数を示す。図中におい て横軸は個々のブロックの水平流下距離を示す。縦軸は 他ブロックとの衝突頻度を表す。流下方向に加速される 方向の衝突頻度を正に、減速される方向の衝突頻度を負



Fig.4.10 L-125 の実験例における画像解析により求めた 2 個の落石ブロックの速度変化。ブロックは初期 配置で前端面に配置されていた。横軸はブロッ ク速度を、縦軸は斜面を流下中のブロック垂直 高を表す。

Change in speed of two blocks obtained by image analysis in the L-125 experiment. The blocks were at the front-facing part of the initial rockfall arrangement. The transverse axis shows block velocity, and the vertical axis shows the vertical height of blocks during downslope flow.



Fig.4.11 L-125 の実験例における画像解析により求めた 2 個の落石ブロック速度変化。ブロックは初期配 置に於いて中央部付近に配置されていた。横軸 流下途中の速度を、縦軸は斜面内垂直高を表す。 Change in speed of two blocks by image analysis in the L-125 experiment. The blocks were at the center of the initial rockfall arrangement. The transverse axis shows block velocity, and the vertical axis shows the vertical height of blocks during downslope flow. に取っている。ブロック相互の衝突頻度は落石ブロック 群重心付近において加速・減速両方向とも大きくなり、 先頭部ほど減少する傾向が観られた。

次に Fig.4.12(b) に Fig.4.12(a) における加速側の頻 度から減速側の頻度を引いた頻度差を示す。図より落 石後部ほど減速方向の衝突をより多く受け、先頭部ほ ど加速方向の衝突を多く受けることがわかる。さらに、 Fig.4.12(c) にブロック相互の衝突により付加される速 度を、崩落開始から停止・堆積に至るまで累積した結果 を示す。縦軸は流下方向を正に取っている。図より、ブ ロック間の衝突によって後方部ほど減速され、先方部ほ ど加速されることがわかる。同じ停止距離でも付加速度 が負から正まで広いレンジに分散しているが、負側のブ ロックに関してはブロック間衝突による運動エネルギー の消耗が停止距離をより短くしており、正側に関して は斜面との衝突あるいは摩擦による運動エネルギー消費 が、負側のブロックよりも大きくなっている。

また図中に S-1 のケースをプロットする。S-1 は S-64 の停止分布内かつ、S-64 の重心よりも先方にある ことがわかる。

Fig.4.13(a) ~ (c) に S-512 のシミュレーション結 果によるブロック相互間衝突頻度、衝突頻度差ならび に累積付加速度を示す。各グラフの縦軸・横軸の意味 は Fig.4.12(a) ~ (c) と同様である。Fig.4.12(a) ~ (c) と同様の傾向が Fig.4.13(a)~(c) においても観られ た。ただ一点 S-64 の場合と異なるのは、ブロック数の 増加に伴う衝突頻度の増加が観られた(Fig.4.13(a))。 それに伴って加・減速方向の衝突頻度差も増加した。 (Fig.4.13(b))。すなわち、落石ブロック数の増加に伴 い前方部のブロックは流下方向への加速度をより多く受 けて流動化する(Fig.4.13(c))。以上が落石ブロック数 とfが負の相関を示す理由である。これに対して、落石 ブロック群重心付近では、ブロック数の増加に伴う衝突 頻度の増加により運動エネルギーをより多く消耗し、後 部付近では減速方向の付加速度をより多く受け、短い距 離で停止する。以上が落石ブロック数とfaが正の相関 を示す理由である。

#### 4.5 まとめ

崩壊土量の増加に伴う流動化の発生メカニズムを解明 するために、実規模の落石実験ならびに剛性粒状体数値 シミュレーションを行った。実験には花崗岩板を敷き詰 めた人工斜面と立方体状花崗岩ブロックを用いた。数値 シミュレーションモデルは落石発生から堆積に至る個別 ブロックの3次元座標を連続的に追跡する事が可能で あり、ブロックの反発と摩擦に関する物理性が落石の運 動を規定している。

実験ならびにシミュレーション結果より、落石ブロッ ク数と等価摩擦係数とは負の相関関係にあり、落石体の 重心で計測した等価摩擦係数とは正の相関にある事が明



① Start of tracing



② 0.364 sec after the start of tracing.



③ 1.964 sec after the start of tracing and traced blocks came to a stop.

Photo.4.3 ブロック速度算出のための 3 次元画像解析。これら対の画像は、L-125 実験時に側面ならびに正面から同時に撮影されたものである。初期配置前端面に配置された 2 個のブロックが速度ベクトル軌跡により追跡されている。

3-D filming images for calculating block velocities. These paired photos were taken at the same time from the left and the center of L-125 experiment. Front facing two blocks in the initial arrangement were traced by the loci of velocity vectors in these images.



Fig.4.12(a) S-64 のシミュレーション結果を用いた個別ブ ロック運動解析。ブロック相互の衝突頻度。 横軸はブロックの水平流下距離を示す。縦軸 は崩落の開始から停止・堆積に至るまでの累 積衝突頻度。縦軸の正の向きは流下方向への 加速を促す衝突で、負の向きは停止を促す衝 突である。

> Analyses for individual block movements using the results of S-64 simulations. Frequency of collisions among rockfall blocks. The transverse axis shows the runout distance of individual blocks. The vertical axis shows the cumulative number of collisions among blocks from the rockfall initiation to final deposition. Positive collisions are those tending to accelerate downslope, with negative tending to decelerate.



Fig.4.12(b) ブロック相互間衝突の加速方向と減速方向の 衝突頻度差。縦軸正の向きは加速方向の、負 の向きは減速方向の衝突頻度が卓越している ことを表す。横軸は(a)と同様である。

Differences in frequencies between accelerating and decelerating collisions among blocks. In the vertical axis, the plus expresses the excess of collisions in the direction of accelerating blocks, minus expresses the excess of collisions decelerating them. The transverse axis is shown as (a).



Fig.4.12(c) ブロック相互の衝突による累積付加速度。縦 軸正の向きは流下方向への付加速度を、負の 向きは減速方向への付加速度を表す。横軸は (a)ならびに(b)と同様である。ブロック1個 の場合の停止点を×印で示す。

> Accumulation of velocity change by collisions among blocks. The vertical axis shows added velocity by collision in the downslope direction as positive, and the added velocity in the direction of deceleration as negative. The transverse axis is shown as (a) and (b).  $\times$ indicates depositing point for one block.



Fig.4.13(a) S-512 の数値シミュレーションによる個別落 石ブロックの運動解析。

> Analyses for individual block movements using results of S-512 simulations. Frequency of collisions among rockfall blocks. The transverse and vertical axes show the same as Figure 4.12(a).



Fig.4.13(b) ブロック相互の衝突頻度差。縦・横軸の意味 は図 4.12(b) と同様である。S-64 のケースと 傾向は同様であるが、頻度差のレンジは正・ 負の両方向で図 4.12(b) よりも増加している。
Differences in frequencies of collisions among blocks. The vertical and horizontal axes are the same as in Figure 12(b). It shows tendencies similar to those in Figure 12(b), but the range in differences of frequency is wider in both the positive and negative directions.



Fig.4.13(c) ブロック相互の衝突による累積付加速度。縦・ 横軸の意味は図 4.12(c) と同様である。図 4.12(c) と比較して加・減速の両方向におい て速度のレンジが大きくなっている。ブロッ ク1個の場合の停止点を×印で示す。
Accumulation of velocity change by collisions among blocks. The vertical and horizontal axes are the same as in Figure 4.12(c), but the range of velocity here is wider in directions of both acceleration and deceleration. × indicates depositing point for one block. らかとなった。そして落石ブロック数の増加に伴って、 単体ブロックでの到達距離よりも遠方へ流下して、流動 化していく傾向が観られた。

落石の流動化機構解明のため、高速ビデオカメラによ る撮影画像解析ならびに数値シミュレーションモデルに よる個別ブロックの運動解析をおこなった。その結果、 次のことが明らかとなった。

1) 落石運動中は、ブロック間の流下方向前後相対位置 は大きく乱れることはない。

2) なぜならば、ブロック相互の衝突により前方のブロ ックは速度を増し、中央部から後方のブロックは運動エ ネルギー消散により一定速度を維持するからである。

3) さらに、落石ブロック数の増加に伴って先頭部付近 では流下方向へより多くの加速度を受ける。同時に、後 方付近ではより多くの減速を受け、中央付近ではより多 くの運動エネルギーを消耗して、全落石ブロックの重心 の停止位置はより手前に移動する。

#### 第5章 間隙水圧による流動化発生メカニズム

#### 5.1 本章の目的

前章までにおいて、落石・岩屑雪崩等の乾いた崩壊の 流動化機構に関して、落石ブロック数の増加に伴うブロ ック間衝突頻度の増加が流動化要因であることを、実験 ならびに数値シミュレーションで明らかにした。さら に、剛性粒状体モデルを用いた落石運動予測のための数 値シミュレーションモデルの開発を行い、実験値との統 計的検証により、落石の運動機構を正しくモデル化して いることを証明した。

しかし、日本のような湿潤変動帯では斜面の侵食の 主たる誘因は降水であり、崩壊運動を議論する上で間 隙水の影響を無視した事例はむしろ少数であると考え られる。特に、1996年12月6日、新潟県と長野県の 県境に位置する蒲原沢で発生した大規模な土石流は、 昨今の流動化した崩壊事例として各所で事例が引用さ れている。この土石流は、標高1,300 m付近の崩壊が 引き金となったものであるが、土砂収支は、崩壊土砂 約39,000 m<sup>3</sup>のうち約8,000 m<sup>3</sup>が崩壊地内に残存し、 約 31,000 m<sup>3</sup> が土石流となって流下した。さらに流下 途中 37,000 m<sup>3</sup> の土砂が侵食され、途中の堰堤で約 15,000m<sup>3</sup>が捕捉された結果、約 53,000 m<sup>3</sup>が扇状地上 部まで到達した(12・6 蒲原沢土石流災害調査委員会、 1997)。土砂収支からも明らかなように、この土石流の 特徴として崩壊土砂が流下途中で渓床堆積土砂を巻き込 みながら土量を増加させて、結果的に流出土量が崩壊土 量の約2倍程度にまで増加した事が挙げられる。

佐々(1997)はこの現象を崩壊誘起土石流と呼び、崩 土の急速載荷による渓床堆積物の液状化破壊が発生し、 さらに土砂の流下に伴って液状化が下流へ進行すること で流出土量が増加したとしている。 しかし、急速載荷による液状化に関する研究は、現在 までのところ土質試験機内での液状化再現試験(例えば 海堀,1997)、あるいは崩土が斜面下部の崩積土層へ衝 突する事で過剰間隙水圧が発生し、土砂が長距離流動し たとする事例報告(例えば Hutchinson, 1988)に限ら れている。

そこで、本章では降雨を誘因とした崩壊の流動化機構 を解明するために、人工降雨装置を用いた降雨崩壊モデ ル実験を行って、崩壊流動化の要因と考えられている過 剰間隙水圧の発生と崩壊運動との相互関係について実証 的に明らかにする。特に、渓床堆積物の急速載荷に伴う 流動化を再現することにより、"崩壊誘起土石流"現象 の存在を実証するとともに、過剰間隙水圧が流動化要因 として機能している事の実証を行う。

なおここで述べる流動化とは、飽和土層の内部摩擦角 から計算される崩壊到達距離よりも遠方に流下・堆積す ることを指す。

# 5.2 実験方法

# 5.2.1 降雨崩壊モデル実験傾斜水路概要

Fig.5.1 に実験に用いた傾斜水路の概略図を示す。また、Photo.5.1 に崩壊前後の傾斜水路全体の様子を示す。 傾斜水路の各サイズは図に示す通りである。傾斜水路左 側面は崩壊の運動を観察するために強化ガラス製となっ ている。傾斜を上部と下部とで変えた理由は、上部斜面 で崩壊を誘発し、その崩土が下部斜面土層へ急速載荷す る事で、崩壊発生時の間隙水圧変動と下部斜面土層が液 状化を起こして流動化する過程を観測することをねらっ たものである。砂の積み込みは傾斜水路上の移動式ホッ パーにより、砂を傾斜水路内に静かに静置させ、圧密は 行わずに緩く詰めた。

人工降雨装置は地上約 6.4 m の位置に傾斜水路上に 沿って4箇所のノズルを備える。降雨強度は全ての実 験で約 100 mm/hr の同一値とした。また、極力均等分 布となるようそれぞれのノズルにバルブを取り付け水圧 を調整した。

## 5.2.2 観測システム

Fig.5.2 に観測システムの概略を示す。本観測の目的 は間隙水圧の変動と崩壊運動を高周波のサンプリングで 同期を取って観測することである。そこで、観測中タイ ムコードジェネレータを用いて、間隙水圧の観測データ にタイムコードを記録すると伴に、ビデオカメラの画像 内にタイムコードの表示を写し込むことにより、間隙水 圧と崩壊運動データの同期を取ることとした。

間隙水圧の観測については、(株) Druck 社製の圧力 変換器 PDCR800 の感応部に、先端にグラスフィルタ ーを付けた小さなキャップをかぶせ、内部に水を充填し てセンサー全体を土層中に埋設することにより、不飽和 から飽和に至るまでの間隙水圧の観測を行った。

崩土の運動の観測には、傾斜水路ガラス側面よりデジ タルビデオカメラ (DVC)による撮影を行った。DVC を3台用いて、傾斜水路下端部より2~4m、4~6m、 6~8mの各水平スパン毎に、崩土の運動の観測を行 った。また、土層内各点の運動を追跡するために、長さ 6.0 cm、直径 1.6 cmの円柱状マーカーを作成した。そ



Fig.5.1 崩壊傾斜水路の正面・側面図。水路上部には降雨装置ならびに移動式クレーンを備える。

The front-view and side-view of the flume. Rainfall simulators and a transportable crane are equipped over the flume.





① Before collapse

2 After collapse



して、円柱片側底面が傾斜水路ガラス内壁面に密着する よう土層中に埋設して、土層各層の動きをマーカーによ り追跡できるようにした。このマーカーは、アクリルパ イプにアルミ棒を挿入して飽和土層と比重が同一程度に なるよう工夫されている。さらに、タイムコードジェネ レータの表示部を傾斜水路に沿って配置して、デジタル ビデオカメラによる撮影画像内に実験開始時からの経過 時間のデジタル表示を写し込んだ。同時に間隙水圧観測 データファイルへタイムコードを記録した。間隙水圧は 100 Hz で、ビデオカメラによる動画像記録は 30 枚 / 秒 で観測を行った。Fig.5.3 に各測器の様子を示す。

# 5.2.3 土層形状ならびに測器類の配置

実験は土層厚さを上・下部斜面で変えることにより、 Exp.1~4まで4ケースを試みた。上・下斜面土層厚は それぞれ Exp.1では 0.5 m、0.5 m、Exp.2 では 0.5 m、 0.7 m、Exp.3 では 0.7 m、0.5 m、そしで Exp.4 では 0.7 m、0.7 m である。Fig.5.4 に土層横断面形状ならび に測器類の配置を示す。また実験に用いた砂の土質に関 して、実験開始前に土層よりサンプルを採取して、各種 試験を行った。

# 5.3 結果ならびに考察

# 5.3.1 供試砂の土質

実験には同一の砂を繰り返し使用した。供試砂の各 種土質試験結果を Table5.1 に示す。0.5 m、0.7 m深さ の乾燥密度  $y_{d0.5}$ 、 $y_{d0.7}$ ならびに間隙比  $e_{0.5}$ 、 $e_{0.7}$ は圧密 試験により求めた。出来るだけ間隙比の大きな土層を形 成するために、砂にはわずかの水分を含ませて自重以外 には圧密を極力加えないようにした。内部摩擦角 $\phi$ 'な らびに粘着力 c'は定体積一面せん断試験により求めた。 AMI(概略流動化指数)は (5.1)式により求めた。



Fig.5.2 観測システム概念図。 The data aquisition system.



Fig.5.3 各測器の様子。 The arrangement for the instrumentation.

$$AMI = \frac{W_{sat}}{W_L}$$
(5.1)

ここで、 $W_{sat}$ : 飽和含水比、 $W_L$ :液状化限界である。Ellen and Fleming(1987)によればAMI > 1.0の時、崩壊土砂は容易に流動化するとしている。また海堀(1997)によると、 $y_d \leq 1.3$ の時には、急速載荷により液状化破壊が発生すると言われている。さらに、Iverson et al.(2000)によるとe > 0.46の時には崩壊の発生と同時に高速流動が開始されるとしている。これら3条件より、この供試砂は $y_d$ 条件以外は流動化の発生しやすい土質規定を満たしていると言える。また、Fig.5.5 に供試砂の粒径加積曲線を、Fig.5.6 に砂柱法による水分特性曲線を示す。

#### 5.3.2 崩壊発生までの累積降雨量

Table5.2 に各実験における上・下部斜面土層厚と崩 壊発生までの累積降雨量ならびに崩壊発生直前における 上部斜面平均含水比を示す。崩壊は何れの実験でも上部 斜面で発生した。表より、崩壊発生までの累積降雨量と 上部斜面厚とは正の相関関係にあるようである。三森ら (1995)によると、wetting front は土層表層から鉛直方 向へ一定速度で降下する。それが傾斜水路底面にいたる と斜面の不安定化をもたらす飽和水面を形成する。その ため、土層厚と飽和水面が形成されるまでの累積降雨量 との間には正の相関があるとしている。

# 5.3.3 崩壊運動と間隙水圧の分布

Fig.5.7 に Exp.1 ~ 4 における (a) 崩壊発生直前にお ける土層内飽和水面の分布、(b) 崩壊発生前後における 土層表層形状ならびに土層内に埋設された間隙水圧計の 変位ベクトル、(c) 崩壊停止・堆積直後の土層内間隙水 圧分布を示す。

Exp.1 では 0.5 m 均一土層厚であり、(a) において飽 和水面は上・下部斜面内でほぼ同じ高さにある。(b)から、 すべり面はこの飽和水面内で発生していることがわか る。また (c) より、崩壊後の過剰間隙水圧は土層の圧縮 域に於いて発生している。過剰間隙水圧の発生領域の特 定方法については、飽和水面以下の領域で、想定される 静水圧値よりも大きな水圧値が観測された領域とした。

これに対して Exp.2 では、上部 0.5 m、下部 0.7 m 厚 なので、(a) において飽和水面は上部斜面内でのみ観測 され、下部斜面では wetting front が傾斜水路底面まで 到達していない。そのため、すべり面は上部斜面内のみ で発生し、(c) においても過剰間隙水圧は上・下部斜面 境界付近の圧縮域で観測された。

これと対照的に、Exp.3 では上部 0.7 m、下部 0.5 m 厚なので、(a) において飽和水面は下部斜面で高くなっ ている。そして、上部斜面厚が下部斜面よりも大きく、 相対的に大きな mass が下部斜面土層を圧縮したため、 流下した土砂が傾斜水路下端部壁面を乗り越えて流出し た。そのため、過剰間隙水圧も下端壁の圧縮領域付近で 発生している。

Exp.4 では 0.7 m 均一厚であり、(a) において飽和水



Fig.5.4 土層の横断面形状ならびに間隙水圧計の配置。 The side-view of sand layer and the configuration of the instruments.

Dry density (surface)	γ <sub>d</sub>	$1.33 \text{ g/cm}^{3}$
" (0.5m depth)	γ d0.5	1.5 g/cm <sup>3</sup>
" (0.7m depth)	γ d0.7	1.6 g/cm <sup>3</sup>
Void ratio (surface)	е	0.73
" (0.5m depth)	$e_{0.5}$	0.62
" (0.7m depth)	$e_{0.7}$	0.54
Saturated water content	$W_{sat}$	32 %
Internal friction angle	$\phi$ '	30.6°
Cohesion	c'	0.75 kPa
50% diameter of soil particle		0.51 mm
Silt + Clay content		0.6%
Uniformity coefficient	$U_{ m c}$	3.5
Coefficient of permiability	k	$1.2  imes 10^{-2}  ext{ cm/sec}$
Approximate mobility index	AMI	1.14

Table 5.1 供試砂の土質定数。 Soil properties of the sand for the experiments.



Fig.5.5 供試砂の粒径加積曲線。 Grading curve of the sand for the experiments.



Fig.5.6 供試砂の水分特性曲線。 Moisture characteristic curve of the sand for the experiments.

Table 5.2 各実験例における斜面土層厚、崩壊発生時間 ならびに崩壊発生時の上部斜面平均含水比。 The thickness of soil layer, time of collapse initiation and mean water content in upper slope right beore collapse in each example of experiment.

Exp. No.	Upper slope thicness (m)	Lower slope thickness (m)	Cumulative rainfall (mm)	Water content in upper slope (%)
1	0.5	0.5	81.5	27.1
2	0.5	0.7	72.2	26.1
3	0.7	0.5	108.2	27.3
4	0.7	0.7	111.2	27.3

面は上・下部斜面内で形成されているが、下部斜面 0~ 1.5 m 付近には形成されていない。また、両斜面傾斜変 換点付近で高くなっている。そのため (b) において、崩 土の運動は上部斜面より発生し、その移動土塊が下部斜 面上へ急速載荷する事により下部斜面土層が圧縮され、 すべりが誘発された。同様の均一土層厚の Exp.1(b) で は、下部斜面土層は水平圧縮が卓越しているのに対し て、Exp.4(b) では水平・垂直の両方向の圧縮を受けて いる。

以上 Fig.5.7 より明らかになったことを以下にまとめる。

1) 崩壊は上部斜面で発生して、下部斜面土層厚が上部 斜面に比較して相対的に小さくなると、上部斜面土層が 下部斜面土層を側方に圧縮する傾向が大きくなる。反対 に、下部斜面土層厚が大きくなると崩壊した土砂が下部 斜面土層上に乗り上げる傾向が大きくなる。

2) 崩壊発生直前における飽和水面の発生域でせん断が 生じている。

3) 土層圧縮域に於いて過剰間隙水圧が発生している。

#### 5.3.4 崩壊運動と間隙水圧の変動

次に、Fig.5.8 に Exp.1 ~ 4 までの傾斜水路下端部よ り3 m 地点の崩土による圧縮域における土層の移動速 度、体積歪み、間隙水圧ならびに最下部に埋設された間 隙水圧計位置の土層厚の時間変動を示す。体積歪みなら びに移動速度は、土層内に埋設されたマーカーのビデオ カメラによる追跡画像より算出した。ただし、全ての実 験で土層の移動に伴ってマーカーの追跡が困難となり、 崩壊の停止に至るまでの体積歪み、速度ならびに土層厚 を算出することが出来なかった。

Exp.1 では、上部斜面の滑動により下部斜面土層が水 平圧縮を受けた。初めに圧密度の低い上層部の高速運 動が始まると同時に、傾斜水路床面近傍の45 cm 深で は負の体積歪みが急増して、ここでの水頭値が急増し た (2931.5s)。そして水頭値が土層厚を越えて過剰間隙 水圧が発生すると45 cm 深でも高速せん断が誘発され た (2932s)。この前後に水頭値が一端減少していが、崩 土の載荷に伴う土層厚の増加により非排水条件が維持さ れ、水頭値も再び上昇に転じ、45 cm 深では土層厚が





(b). Displacement vectors of the piezometer before and after collapse





(a). Water table distribution in the sand layer right beore the collapse.



(b). Displacement vectors of the piezometer before and after collapse.







(b). Displacement vectors of the piezometer before and after collapse.





(a). Water table distribution in the sand layer right beore the collapse.



(b). Displacement vectors of the piezometer before and after collapse.





60 cm の時に水頭値は 78 cm に達した (2932.8s)。

Exp.2 では上部斜面の滑動土塊が下部斜面まで到達し なかったので、土層の移動、体積歪みならびに水頭値の 変動が観られなかった。

Exp.3 においても Exp.1 と同様の経過をたどるが、 Exp.3 では 5 cm ならびに 25 cm 深のセンサーも埋設深 から算定すると過剰間隙水圧が発生していることにな る。これは崩壊の発生直前において飽和水面が土層表面 に近く、土層の高速運動に伴う攪乱により液状化したた めと考えられる。また、45 cm 深の水頭値の急増は一端 緩和されるが (3895s)、上載土層厚の増加に伴い水頭値 も緩やかに上昇を続ける。そして傾斜水路下端壁を移動 土塊が乗り越える際の土層厚急増に伴い水頭値も急増し た (3896.5s)。また、土層厚が 70 cm の時に水頭値は約 100cm に達した (3896.7s)。

Exp.4 でも Exp.1、3 と同様の経過をたどり、上載土 層厚 90 cm の時に水頭値が 125 cm に達した (4005s)。 上載土層厚と圧力水頭値との関係を Fig.5.9 に整理する。 また、土層厚が 60 ~ 90 cm 区間に限った回帰直線を補 った。回帰係数 1.86 は Table 5.1 より求めた飽和土層 の概略の比重 1.96 に近い値となっている。

以上 Fig.5.8 および Fig.5.9 より明らかになった点を 以下に整理する。

 崩土による急速載荷に伴う流動化の発生過程は、崩 土による土層圧縮、飽和域における過剰間隙水圧の発
 生、高速せん断の誘発の3段階で進行する。

2) 飽和域の方が不飽和域よりも、圧縮を受けた際の間 隙水圧の上昇が急激である。これは不飽和状態では砂粒 子間の空隙が体積収縮を吸収して排水条件となるためと 考えられる。

3) 過剰間隙水圧の発生域では上載土層厚と間隙水圧値 の間には正の相関関係がある。これは、上載荷重を水圧 で支えているためと考えられる。この事実はまた、せん 断面で過剰間隙水圧が発生した場合、崩壊の規模が大き くなり上載荷重が大きくなる程、土塊の安定勾配が小さ くなり長距離流動することを意味する。

Fig.5.10に、Exp.4の傾斜変換点における崩土の運動 の様子を示す。また、土層内埋設マーカーの動きを連続 ベクトルにより表示した。①土層は上部斜面上層部より 動き出し、②次に崩土が下部斜面上へ乗り上げ始め、斜 面内部では土層が水平圧縮を受け、一部で垂直圧縮を受 けている。③そして崩土による非排水載荷によって過剰 間隙水圧が発生すると、土層内部のせん断歪みが急増し た。この一連の運動過程が明らかになったことで、崩土 の急速載荷に伴う渓床堆積物の液状化により、崩土と新 たに滑り始めた土塊とが更に下流の不安定堆積物上へ流 出することで、液状化領域が広がり流出土量が崩壊土量 以上に大きくなる事が予測される。

次に崩壊発生源すべり面付近における崩土の運動と間 隙水圧変動との関係を明らかにする。Fig.5.11 にそれぞ れ Exp.1 ならびに 2 における上部斜面 7 m 地点におけ る土層移動速度、体積歪み、圧力水頭値ならびに最下層 に設置された間隙水圧計上の土層厚の時間変動を示す。 両実験におけるすべり面の発生は、傾斜水路床面近傍の 45 cm 深付近であった。Exp.3 ならびに 4 についてはす べり面付近に間隙水圧計が設置されていなかったので、 ここでは割愛する。また Fig.5.8 同様、ここでも崩土の 移動に伴ってマーカーの追跡が困難となり、崩壊の停止 に至るまでの体積歪み、速度ならびに土層厚を算出する ことが出来なかった。

Fig.5.11(Exp.1) では土塊の内部摩擦係数が斜面傾斜 よりも小さく、すべり面付近でのせん断に伴う砂粒子骨 格の破壊による体積収縮により間隙水圧が上昇して、全 層的なすべりが誘発された (2931s)。せん断速度の急増 にともなって、傾斜水路床面に設置してある粗度の影響 による水圧変動の周波数・振幅が大きくなるが、中間値 は一定のレベルで推移している (2932s)。また、高速流 動への移行過程で、すべり面から土層表層へ向けての速 度勾配が発生して上層部が抜け落ちて行ったために、土 層厚の減少が観られた(2931~2932s)。すなわち、上 載荷重の減少による圧密の効果が小さくなったので、土 層厚を越える程の圧力水頭値の上昇は観られなかった。 崩壊運動の後半以降水頭値が緩やかに上昇しているの は、崩土が下部斜面へ衝突して土層厚が増加したためと 考えられる。また、25.5 cm 深では水頭値は殆ど変化し なかった。

Fig.5.11(Exp.2) においても Exp.1 と同様の傾向が観 られた。ただし、せん断発生に伴う圧力水頭値の変化は、 Exp.1 と比較して若干遅れた。これは水圧計の埋設位置 が土層変位計測用のマーカー位置と若干ずれていたため に生じたずれと考えられた。

以上、Fig.5.11 より以下のことが明らかとなった。 1) 崩壊発生源における高速せん断の発生過程は、せん 断に伴う砂粒子骨格の破壊による土層体積の収縮、間隙 水圧の上昇、せん断速度の急増の3段階で進行するが、 それらの過程はほぼ同時に生起する。

2) 高速せん断への移行にともない、すべり面から表層 へ向けての速度勾配が発生し、土層上層部が抜け落ちる ので土層厚は減少してゆく。

3) 土層厚の減少により、上載荷重による圧密の効果が 少なくなり、圧力水頭が土層厚を越えるほど大きく上昇 することはなかった。

#### 5.4 まとめ

豪雨性崩壊の流動化発生過程を実証的に明らかにする ため、降雨装置を用いた実規模に近い降雨崩壊モデル実 験を行った。崩壊の開始から停止・堆積に至るまでの崩 土の運動と土層内間隙水圧との同期をとった観測によ り、以下のことが明らかとなった。

1) 崩土の急速載荷による不安定堆積層の流動化発生過



Fig.5.8 水路下端部より 3 m 地点における体積歪み、変位速度、砂層厚ならびに圧力水頭の関係。 The volumetric strain, thickness, pressure head and displacement velocity of sand layer at 3m point from the lower end of the flume.



 Fig.5.9 過剰間隙水圧発生域における上載土層厚と圧力 水頭値との関係。
 The thickness of soil layer, time of collapse initiation and mean water content in upper slope right beore collapse in each example of

experiment.

程は、崩土による土層圧縮、飽和域における過剰間隙水 圧の発生、高速せん断の誘発の3段階で進行する。す なわち、土層内部摩擦係数が斜面傾斜よりも大きな場合 は、過剰間隙水圧の発生がなければ全層的な高速流動へ は移行しない。また、飽和域の方が不飽和域よりも圧縮 を受けた際の間隙水圧の上昇が急激である。さらに、過 剰間隙水圧の発生域では上載土層厚と間隙水圧値の間に は正の相関関係がある。これは、上載荷重を水圧で支え ているためと考えられる。この事はまた、崩壊の規模が 大きくなり上載荷重が大きくなる程、全応力に対する有 効応力比は減少して、土塊の安定勾配が小さくなり長距 離流動することを意味する。

2) 崩壊発生源においては斜面傾斜が内部摩擦角よりも 大きいため、せん断発生と同時にせん断速度が急速に上 昇した。また、せん断による土層の体積収縮と圧力水頭 の上昇が観られたが、土層深を越えるほど大きく上昇す ることはなかった。これは土層厚が減少することで上載 荷重による圧密の影響が少なかったためと考えられる。

# 第6章 間隙水圧による流動化の発生条件

#### 6.1 本章の目的

前章では、間隙水の関与した斜面崩壊の高速せん断へ の移行には2つの形態があることを水路実験によって実 証した。すなわち、第1の形態は間隙比の大きな土層 が急速載荷を受けることで、圧縮せん断を伴いながら飽 和域において過剰間隙水圧が発生して流動化するもので ある。第2の形態は、内部摩擦角程度の急斜面上に堆 積した間隙比の大きな土層がせん断されると、体積の収 縮に伴って飽和域に於いては間隙水圧が上昇して高速せ ん断へ移行するものである。

土層のせん断破壊発生時における高速せん断への移行 を決定する要因として、土層の間隙比と拘束圧の関係 が支配的である。Yoshimine et al.(1998)は CU 三軸試 験によって、非排水せん断時の最終平衡状態(Ultimate steady-state)ならびに圧縮過程における土層の収縮か ら膨張への移行点(Phase transformation)の関係か ら、流動性破壊の指標となる Flow potential を提示した。 さらに流動中のせん断力とせん断抵抗力より、Critical flow potential を定義して、Flow potential > Critical flow potential の時、流動性崩壊が発生するとした。こ の研究は流動性崩壊の発生は、同一の土であれば間隙比 ならびに拘束圧により決定されることを主張している。

また、Been et al.(1991) は三軸圧縮試験の試料調整 方法および圧縮モードを様々に変えて試験を行ったとこ ろ、これらは critical-state (or steady state) に影響しな いことを実験的に明らかにした。

そこで本章では、土層間隙比に着目してせん断破壊発 生時における高速せん断への移行条件を明らかにする。 ここでは、新たに開発された急速載荷三軸圧縮試験装置 を用いて、流動化発生条件の土層間隙比による定量化を 試みる。さらに、この条件が実際の斜面崩壊運動にどの ような影響を与えるのか検証を行うため、土層間隙比を 変化させた降雨崩壊モデル実験を行う。

# 6.2 実験方法

# 6.2.1 三軸圧縮試験方法

土層がせん断破壊される際の最終段階に発揮する最大 圧縮強度に及ぼす、間隙比の影響を明らかにするため に、せん断試料の間隙比を様々に変えた CU 三軸圧縮 試験を行った。載荷方法は 25 kPa/min の荷重制御なら びに 1 %/min の歪み制御の両者で行い結果を比較した。 拘束圧は 20 kPa および 200 kPa とした。せん断試料は 第5章と同一の砂質土を用いて、直径 10 cm、高さ 25 cm のモールド内に Wet tamping method により間隙比 を変えて調整・成型された。

Wet tamping method とは、絶乾状態の試料に約5% 程度の水分を含ませ、モールド内に出来るだけ均一に厚 さ数 cm 程度に静置した後、適当な荷重で圧密し、この 過程を繰り返すことによりモールド上端面まで試料を充 填する手法である。圧密荷重を変更することにより、間 隙比の調整幅を大きくとれるのがこの手法の特徴であ る。

試料は地盤工学会基準 JGS-0520 ならびに JGS-0523 に従って飽和、圧密、せん断された。Photo.6.1 に本実 験に用いられた急速載荷三軸圧縮試験装置を示す。

## 6.2.2 降雨崩壊モデル実験方法

土質試験で得られた流動化発生条件の斜面崩壊に与え る影響を検証するために、第5章と同様の実験装置、手



1 0.4 sec after collapse initiation



2 1.2 sec after collapse initiation



3 4.0 sec after collapse inititation

Fig.5.10 傾斜変換点における崩壊運動中のマーカー移動軌跡。 The transfer loici of the markers during collapse motion.



Fig.5.11 Exp.1、2 の水路 7 m 地点における体積歪み、変位速度、土層厚ならびに圧力水頭の変動。 The volumetric strain, thickness, pressure head and displacement velocity of sand layer at 7 m point from the lower end of the flume in the case of Exp.1.

法により、土層間隙比を変化させて、降雨崩壊モデル実 験を行った。その際の土層間隙比の調整は急斜面上での 作業の安全性を重視して踏圧で行った。

# 6.3 三軸圧縮試験結果

# 6.3.1 最大圧縮強度曲線

Fig.6.1 に側圧 20 kPa および 200 kPa の下で実施された非排水三軸圧縮試験より得られた、間隙比と最大圧縮強度との関係をあらわす最大圧縮強度曲線を示す。図より、載荷モード(荷重制御あるいは歪み制御)による最大圧縮強度への影響はないことが明らかとなった。また、200 kPa の側圧の方が 20 kPa のものよりも大きな圧縮強度を示すが、せん断に伴う液状化と非液状化の境界間隙比は、200 kPa の側圧の方が小さくなることが明らかとなった。図より、側圧 20 kPa での液状化・非液状化の境界間隙比はおよそ 0.67、側圧 200 kPa では 0.64 になることが読みとれる。

#### 6.3.2 間隙比と応力経路の関係

Fig.6.2 に、Fig6.1 中の側圧 20 kPa 時の境界間隙比 0.67 を挟む、緩詰め試料ならびに密詰め試料のせん断 破壊に至るまでの主応力差、間隙水圧、A 値(=間隙水 圧/主応力差)、応力経路を示す。さらに、Table6.1 に 緩詰め試料として e=0.70 の時の土質を、また密詰め試 料として e=0.64 の時の土質を示す。

荷重制御試験による緩詰め試料では(図上段左側)、 非排水せん断により間隙水圧の上昇と主応力差の減少が 観られた直後に、試料が液状化・倒壊しているが、密詰 め試料では(図上段右側)せん断の進行と共に有効応力 を増加させて、最終的には試料が倒壊することはなかっ た(Photo.6.2 参照)。

歪み制御試験による緩詰め試料でも同様、間隙水圧の



Photo.6.1 急速載荷三軸圧縮試験装置。 High speed loading triaxial testing apparatus.

上昇が側圧値 20 kPa に達すると、試料が液状化・倒壊 しているが、密詰め試料(図下段右側)はせん断の前半 に体積膨張を伴いながら最大圧縮強度を発揮した後は、 もとの体積へと収縮しながら破壊線上で徐々に強度を低 下させており、載荷モードによる間隙水圧および応力経 路の傾向、絶対値ともに大きな相違は観られなかった。

# 6.4 降雨崩壊モデル実験結果

# 6.4.1 崩壊運動の様子

最大圧縮強度曲線により求めた液状化・非液状化の 境界間隙比の崩壊運動形態に及ぼす影響を検証するた めに、第5章と同様の方法により崩壊モデル実験を行っ た。実験には土質試験と同一の砂質土を用いて、0.5 m の均一土層深とした。土層深から算出される拘束圧は水



```
Fig.6.1 側圧 20 kPa および 200 kPa における、荷重制御
および歪み制御 CU 三軸圧縮試験による間隙比
と最大圧縮強度との関係。
Void ratio versus peak compression strength
compressed with stress or strain controls under
lateral pressure of 20kPa or 200kPa.
```

路床面付近で10 kPa 前後と予測されたので、水路実験 における境界間隙比を、側圧20 kPa による三軸試験か ら求められた0.67 に設定した。そして、境界間隙比を 挟む e=0.71、ならびに e=0.64 に土層間隙比を調整した 2つのケースについて実験を行った。実験中、土層内の 間隙水圧、土圧ならびに崩壊運動の同期を取った観測を 行った。

崩壊は降雨開始後おおむね1時間前後で発生した。 Fig.6.3 に緩詰め土層(e=0.71)および密詰め土層 (e=0.64)による崩壊発生前後の土層内間隙水圧分布と 崩壊運動の様子を示す。緩詰め土層では上部斜面の土層 が床面付近をすべり面として崩壊して、その土塊が下部 斜面土層を圧縮することで下部斜面内に過剰間隙水圧が 発生した。一方密詰め土層の場合、上部斜面での崩壊運 動は緩慢で断続的であり、土塊は斜面途中で停止して、 その後は表面侵食が卓越した。

### 6.4.2 土層歪みと間隙水圧の変動

Fig.6.4 に水路床面付近における緩詰め土層と密詰め 土層の運動と応力状態の変動との関係を示す。Fig.6.3 に示した揺る詰め土層上部斜面の I の箇所では、せん断 の発生と同時に有効応力が瞬間的に減少しているのに 対して、Fig.6.3 に示した密詰め土層上部斜面の II の箇 所では、土層の体積膨張とともに有効応力が増加して、 その後のクリーピングと共に有効応力が減少している。 Fig.6.3 揺る詰め土層下部斜面の III の箇所では非排水せ ん断に伴う急激な間隙水圧の上昇と有効応力の急減が観 られた。一方、Fig.6.3 密詰め土層下部斜面のⅣの箇所 では土層の運動は観られず、過剰間隙水圧の発生も観ら れなかった。

すなわち、三軸圧縮試験によって求められた境界間隙 比よりも大きな間隙比で堆積している斜面では、せん断 の発生と共に土層体積が収縮し、間隙水圧が上昇して高 速せん断へ移行するのに対して、境界間隙比よりも小さ な間隙比の斜面では、せん断に伴って土層体積が膨張す ると共に、有効応力が増加して高速せん断への移行が妨 げられることが明らかとなった。

#### 6.5 まとめ

第6章では、間隙水圧上昇による崩壊の発生・非発生、 あるいは発生後の斜面土層の高速せん断への移行は、斜 面土層間隙比に大きく影響されるという仮定を設定し た。間隙比を様々に変えた試料による非排水三軸圧縮試 験を行って、土層せん断に伴う液状化・非液状化の境界 間隙比を求めた。また、境界間隙比が斜面崩壊の運動形 態に及ぼす影響を検証するために、境界間隙比を挟んだ 緩詰め土層ならびに密詰め土層による崩壊モデル実験を 行った。これらの実験から以下の知見が得られた。

 砂質土の最大圧縮強度は載荷モードに影響されない。
 土質ならびに拘束圧を特定した場合、土層せん断に 伴う体積膨張ならびに収縮の境界となる境界間隙比がた だ一つ存在する。

3)境界間隙比よりも大きな間隙比で堆積した土層は、 せん断に伴ってその体積を収縮させるとともに、有効応 力が急減して高速せん断へ移行する。一方境界間隙比よ りも小さな間隙比の土層では、せん断に伴って体積膨張 とともに有効応力を増加させ、間隙水の十分な供給が継 続しなければ運動が停止する。

#### 第7章 粘弾性粒状体数値シミュレーションモデル開発

### 7.1 本章の目的

従来、斜面安定問題に関しては極限平衡法による解析 や有限要素法による連続体としての取扱いがなされてき た。これらは崩壊が起きる瞬間までの間に対しては有効 な解析手段ではあるが、崩壊運動については解析の対象 とはなっていない。しかし、実際の現象では斜面崩壊が 土石流へと変化している例が数多く、土粒子の集合体運 動として崩壊運動を理解するアプローチが必要であると 著者は考える。そこで、第3、4章に於いて剛性粒状体 数値シミュレーションモデルを開発して、落石の個別・ 集合体運動を精度良く追跡出来る事を示した。また、落 石ブロック数が増加するとブロック間の衝突・分散力も 増加し、岩屑雪崩等の乾いた崩壊の流動化機構を明らか にした。

しかし、Walton(1983)が指摘しているように、剛性 モデルは一回の計算ステップにより粒子の衝突–速度 変化を求めることが出来るが、継続的に接触している粒



Fig.6.2 載荷モードならびに土層密度が、せん断破壊時の主応力差、間隙水圧、A 値、応力経路に及ぼす影響に関する CU 三軸圧縮試験結果。

The results of CU triaxial compression tests in stress and strain control tests with loose and dense speciments.

Son properties for the son tests and nume experiments.						
		Loose soil	Dense soil			
Void ratio	е	0.70	0.64			
Dry density (g/cm <sup>3</sup> )	γd	1.33	1.44			
Saturated density (g/cm <sup>3</sup> )	$\gamma_{sat}$	1.73	1.83			
Coefficient of permeability (cm/sec)	k	$1.6 imes10^{-1}$	$6.9 imes10^{-2}$			

Table 6.1 緩詰め試料と密詰め試料の土質。 Soil properties for the soil tests and flume experin





The specimens after undrained triaxial compression tests. Loose soil spacimen collapsed in the earlier stage of compression, whereas dense soil specimen was self-standing after compression at 30%.



Fig.6.3 緩詰め(左図)および密詰め(右図) 土層の崩壊発生前後における間隙水圧分布と崩壊運動の様子。 I ~IVはそれぞれ Fig.6.4 における圧力ならびに土層運動の観測点を表す。
 Pore pressure distribution and soil layer displacements during failure. I ~IV indicate the position of the graphs in Fig.6.4.



Fig.6.4 崩壊発生時における土層変位・体積歪みと間隙水圧、有効応力変動の様子。Fig.6.3 中の観測点 I ~ IVにおける 結果を表す。

Motions and stress conditions in soil layers during shear for the flume experiments. No. I  $\sim$ IV indicate the observed positions in the Fig.6.3.

子間の変位~応力関係を求めることが出来ない。すなわ ち、剛性モデルは気体分子あるいは落石運動等の粒子間 の接触が瞬間的に終了する現象には適用できるが、間隙 水の影響による粒子間の継続的な接触が卓越する豪雨性 崩壊には適用できない。

そこで、本章では粘弾性粒状体モデルによる崩壊運動の数値シミュレーションモデルを開発することを目的とする。このモデルは Cundall and Strack(1979)により提唱された DEM (Distinct Element Method) が代表的なものであり、トンネルの掘削や鉱山の露天掘りでの岩盤崩落を解析するのに用いられてきた。解析対象物を不

連続体としてあつかい、解析対象の大きな移動を許容す るので。崩壊運動を解析する場合にも適当な手法と考え る。

本章では、室内崩壊実験規模の土層をモデルとして、 崩壊土砂の動きを DEM により解析し、実際の崩壊運動 と比較検討した上、DEM による解析の有効性について 検討した。

# 7.2 数値シミュレーションモデル理論

DEM による計算理論の概略を以下に示す。一般に二つの岩質粒状体が衝突するとき、完全弾性的な衝突とは

ならず、非弾性的な特徴も示す。そこで粒状体の持つ 弾性的及び非弾性的性質を二つの円形粒子の接触点間 に挿入した弾性スプリング(弾性係数*K*)と粘性ダシュ ポット(粘性係数η)で表現する(Fig.7.1)。このとき 一つの粒子の平行移動と回転移動に関する運動方程式は (7.1)、(7.2)式のように略記される。

$$m\mathbf{a} + \eta \mathbf{v} + K\mathbf{d} = 0 \tag{7.1}$$

$$I \gamma + \eta r \omega + Kr \phi = 0 \tag{7.2}$$

ここで、*m*:粒子質量、*a*:平行移動加速度、*v*:平行移 動速度、*d*:平行移動量、*I*:粒子慣性モーメント、*y*: 角加速度、*ω*:角速度、*φ*:角変位、*r*:粒子半径を表す。



Normal direction

Tangential direction

Fig.7.1 垂直ならびに接線方向の接触時の弾性係数Kと 粘性係数 $\eta$ の配置。 The arrengements for modulus of elasticity K and coefficient of viscosity  $\eta$  in normal and vertical contacts.

次に (7.1)、(7.2) 式を時間増分 $\Delta t$ によって差分近 似し、加速度 $a \ge y$ を陽に含む式に変換すると (7.3)、 (7.4) 式のようになり、複数の粒子についての逐次計算 が可能となる。

$$m[a]_t = -\eta [v]_{t-\Delta t} - K[d]_{t-\Delta t}$$

$$(7.3)$$

$$I[\gamma]_{t} = \eta r[\omega]_{t-\Delta t} - Kr^{2}[\phi]_{t-\Delta t}$$
(7.4)

次に粒子の変位量の計算手順を示す。二つの粒子の接 触については (7.5) 式により判定される。

$$r_i + r_j \ge |c_i - c_j| \tag{7.5}$$

ここで、 $r_i$ 、 $r_j$ : 粒子 i、jの半径、 $c_i$ 、 $c_j$ : 粒子 i、jの中 心座標ベクトル。

△ t 間における粒子 i の粒子 j に対する垂直方向およ び接線方向相対変位ベクトルはそれぞれ (7.6)、(7.7) 式 の様に表される。

$$\Delta d_n = \{ (\Delta d_i - \Delta d_j) \cdot c_u \} c_u$$
(7.6)

$$\Delta d_{s} = \Delta d_{i} - \Delta d_{j} - \Delta d_{n} + r_{i} \Delta \phi_{i} \times c_{u} + r_{j} \Delta \phi_{j} \times c_{u} (7.7)$$

ただし、

$$C_u = \frac{C_i - C_j}{\left| \begin{array}{c} c_i - c_j \end{array} \right|} \tag{7.8}$$

ここで、 $\Delta d_n$ 、 $\Delta d_s$ :  $\Delta t$ 間における粒子 i の垂直方向な らびに接線方向相対変位ベクトル、 $\Delta d_i$ 、 $\Delta d_j$ : 粒子 i、 j の $\Delta t$ 間の平行移動ベクトル、 $c_u$ : 粒子 i の中心から粒 子 j の中心へ向かう単位ベクトル、 $\Delta \phi$  i、 $\Delta \phi$  j: 粒子 i、 j の $\Delta t$ 間の角変位ベクトル。

接触時に粒子 i が粒子 j から受ける作用力については、 法線方向圧縮カ  $F_n$ 、接線方向せん断カ  $F_s$ 、転がり抵抗 モーメント  $T_R$  にそれぞれ分けて考慮する。Fig.7.1(a) に示すように、 $\Delta d_n$  に比例した抗力増分 $\Delta F_{en}$  を生じる 弾性スプリング(弾性係数 $K_n$ )と、相対変位速度 $\Delta d_n/\Delta t$  に比例した抗力増分 $\Delta F_{vn}$  を生じる粘性ダシュポット (粘性係数 $\eta_n$ )の並列配置を仮定すると、(7.9)、(7.10) 式の関係が導かれる。

$$\Delta F_{en} = K_n \Delta d_n \tag{7.9}$$

$$\Delta F_{vn} = \eta_n \frac{\Delta d_n}{\Delta t}$$
(7.10)

したがって、時刻 t における弾性抗力  $[F_{en}]_t$  と粘性抗力  $[F_{vn}]_t$  は (7.11)、(7.12) 式のようになる。

$$[F_{en}]_t = [F_{en}]_{t-\Delta t} + \Delta F_{en}$$
(7.11)

$$[F_{\nu n}]_t = \Delta F_{\nu n} \tag{7.12}$$

以上より、時刻*t*において、粒子iが粒子jより受ける 法線方向カ [*F*<sub>*n*</sub>]<sub>*t*</sub>は (7.13) 式で表される。

$$[F_n]_t = [F_{en}]_t + [F_{vn}]_t$$
(7.13)

Fig.7.1(b) に示すように、接線方向についても法線方 向と同様に、(7.14) ~ (7.19) 式の関係が導かれる。  $| [F_{en}]_t | \leq \mu [F_{en}]_t$ のとき、

$$\Delta F_{es} = K_s \Delta d_s \tag{7.14}$$

$$\Delta F_{vs} = \eta_s \frac{\Delta d_s}{\Delta t} \tag{7.15}$$

$$[F_{es}]_t = [F_{es}]_{t-\Delta t} + \Delta F_{es}$$
(7.16)

$$[F_{vs}]_t = \Delta F_{vs} \tag{7.17}$$

Bulletin of FFPRI, Vol.3, No.2, 2004

 $|[F_{es}]_t| > \mu[F_{en}]_t \mathcal{O} \geq \mathfrak{E},$ 

$$[F_{es}]_{t} = \mu \mid [F_{en}]_{t} \mid \frac{[F_{es}]_{t}}{\mid [F_{es}]_{t} \mid}$$
(7.18)

$$[F_{vs}]_t = 0 \tag{7.19}$$

ここで、μ:粒子間の摩擦係数である。

以上より、時刻 t における 2 要素間の接線方向せん断 カ [F<sub>s</sub>]<sub>t</sub> は (7.20) 式で計算される。

$$[F_s]_t = [F_{es}]_t + [F_{vs}]_t \tag{7.20}$$

転がり抵抗モーメント [*T<sub>R</sub>*], については (7.21)、(7.22) 式で計算される (坂口ら, 1992)。

$$[T_R]_t = -\frac{b}{2} |[F_n]_t| \frac{\Delta \phi i}{|\Delta \phi i|}$$
(7.21)

$$b = \sqrt{\frac{4(1-\nu \ 2)}{\pi E} |[F_n]_t|} \tag{7.22}$$

ただし  $[T_R]_t \leq |[F_s]_t|r_i$ 

ここで、b: 粒子接触幅、E: ヤング率、v: ポアソン比 である。

以上から粒子 i に対する粒子 j の  $[F_n]$ ,  $[F_s]$ , 及び  $[F_r]$ , が求まる。(7.23)、(7.24) 式により、j に関してこ れらを積分することにより、粒子 i に働く合力を求める ことが出来る。

$$F_i = \sum_j [F_n]_t + G \tag{7.23}$$

$$T_{i} = \sum_{i} \{ [F_{s}]_{t \ ri} \} + [T_{R}]_{t}$$
(7.24)

ここで、 $\Sigma$ :粒子iに接触する全ての粒子jに関する総和、 G:重力加速度である。

これらの作用力から、時刻*t*における加速度 [*a*<sub>i</sub>], 角 加速度 [*y*<sub>i</sub>]<sub>t</sub> はそれぞれ (7.25)、(7.26) 式で計算される。

$$[a_i]_t = \frac{[F_i]_t}{m_i}$$
(7.25)

$$[\gamma_i]_t = \frac{[T_i]_t}{I_i}$$
(7.26)

ここで、*m*:粒子質量、*I*:要素の慣性モーメントである。

したがって、時刻(*t*+*∆t*)における速度ベクトルなら びに角速度ベクトルはそれぞれ(7.27)、(7.28)式で、ま た平行移動増加ベクトルならびに角速度増加ベクトルは (7.29)、(7.30)式で計算される。

$$[\boldsymbol{\nu}_i]_{t+\Delta t} = [\boldsymbol{\nu}_i]_t + [a_i]_t \Delta t$$
(7.27)

$$[\boldsymbol{\omega}_i]_{t+\Delta t} = [\boldsymbol{\omega}_i]_t + [\boldsymbol{\gamma}_i]_t \Delta t$$
(7.28)

$$[\Delta d_i]_{t+\Delta t} = [\boldsymbol{\nu}_i]_t + \Delta t - \frac{[\boldsymbol{a}_i]_t \Delta t^2}{2}$$
(7.29)

$$[\Delta \phi_i]_{t+\Delta t} = [\boldsymbol{\omega}_i]_t + \Delta t - \frac{[\gamma_i]_t \Delta t^2}{2}$$
(7.30)

このようにして求められた変位増分を再び新たな変位 増分として、(7.5)式から(7.30)式までの演算を繰り返 す。以上の手順によって微小時間増分Δtごとの逐次計 算が可能となる。

# 7.3 解析モデル作成

#### 7.3.1 降雨崩壊モデル実験

シミュレーションの解析対象モデルとして、第5・6 章とは異なる降雨装置を用いた降雨崩壊モデル実験結果 を採用した。Fig.7.2 に水路内に積めた土層の縦断面を 示す。土層は、下端及び上端に平坦部を持ち、下部の水 平距離は2.0 m、斜面部は2.46 m、上部は0.88 m、幅 1.0 mで、斜面部の傾斜角は35°、土層厚は下部で0.5 m、斜面部で0.4 m、上部で0.3 mとなっている。用い た砂質土、土層形成方法、散水方法等は第5章と同一の 手法であった。観測については第5章と同一の圧力変換 器を用いた間隙水圧およびマーカーによる崩壊運動の観 測を行った。

土層密度は 1300 kg/m<sup>3</sup>、間隙率は 0.429、一面せん 断試験による内部摩擦角は 30.4°、粘着カは 80.5 Pa、 実験時の降雨強度は 110 mm/h、崩壊までに要した時間 は 41 分で総降雨量は 75 mm であった。



Fig.7.2 解析に用いた土層の縦断面図。 The side-view of the model used in DEM analysis.

# 7.3.2 粒子物理定数・シミュレーション定数の設定

次に、粒子の物理諸量については、ポアソン比  $\nu = 0.3$ 、密度については崩壊実験において崩壊直前に は土層全体が飽和に近く、崩壊発生時には飽和水面の発 生が観測されていることから(三森ら,1995)、浮力を 受けた砂粒子の見かけ密度を採用し $\rho = 1630 \text{ kg/m}^3$ とし た。半径については、小さくするほど粒子数が多くなり 詳細な解析が可能となるが、コンピュータのメモリ容量 と計算時間を多大に必要とするため、今回はr = 0.04 mに設定し、粒子質量をm = 0.082 kgとした。

法線方向ばね定数 K の設定については、ヘルツの弾 性円柱の接触理論を用いて加重変位曲線の勾配を用いる 方法もあるが(Roark.1965)、解析対象物が不均質・不均 一形状の場合弾性定数の設定自体が困難であり、特に水 で飽和した砂の挙動は DEM で用いる粘弾性模型で仮定 された Kelvin 個体 (遅延弾性個体)とは異なる。そこ で今回の解析ではバネ定数を計算パラメータと考え、他 の研究例も参考に検討を加えたところ、K<sub>n</sub>が約1~2 オーダー変動すると解析結果に大きく影響し、K<sub>n</sub>の値 が大きくなると計算が発散する傾向がみられた。そのた め*∆t*を小さくとらねばならず計算時間を多く必要とし た。また Kn を小さくとると粒子間の反発力が不足し、 粒子が全体的に沈み込む動きを示し斜面上を流下しなく なった。以上の結果から計算の安定性と収束性を考慮 し、K<sub>n</sub>=2.06×10<sup>4</sup> N/m とした。なお K<sub>n</sub> から粒子の弾 性定数を逆算すると E=1.0 × 105 Pa となる。接線方向 のばね定数 Ks については、Kn に対する逓減率 p=0.25 を導入して(木山・藤村, 1983)(7.31)式のように定 める。

$$K_s = pK_n \tag{7.31}$$

粘性定数 η については、一自由度の振動方程式 (7.1) 式 を最も速く減衰させる条件から (7.32)、(7.33) 式のよう に定める。

$$\eta_n = 2\sqrt{mK_n} \tag{7.32}$$

$$\eta s = \eta n \sqrt{p} \tag{7.33}$$

また、解の収束性と安定性を得るための条件から $\Delta t$ は (7.34)式のように設定する。

$$\Delta t < 2\sqrt{\frac{m}{K_n}} \tag{7.34}$$

粒子と壁との間のばね定数および粘性定数について は、壁は粒子よりも剛体に近いことからそれぞれ2倍と した(木山・藤村,1983)。摩擦係数については、一面 せん断試験により求めた砂の内部摩擦角を参考に $\mu =$ 0.58 とし、粒子と壁の間は、傾斜水路の斜面傾斜程度 として $\mu = 0.7$  とした。粒子の物理諸量及び計算で使用 した諸定数の値を Table7.1 に示す。

# 7.4 結果ならびに考察

### 7.4.1 粒子変位

粒子の初期配置については、水路下部平坦部では床 面より0.5 m上方に床面と平行に壁を設定し、斜面部、 上部平坦部でも同様にそれぞれ0.4 m、0.3 m上方に床 面と平行に壁を設定した。垂直方向ならびに水平流下方 向に0.1 m/s<sup>2</sup>の加速度を設定し、土層の床面と上方の 壁との隙間に、水路上端部より354個の粒子を送り出し、 本解析法により落下させ、全粒子が停止したとみなされ た時を粒子の初期配列とした。

Fig.7.3(a)~(f)に解析結果を示す。計算の開始は、 粒子の初期配置を形成する際に設定した土層上方の壁を 取り除いて、粒子が重力により移動を始めるようにし た。(a) に示す 0.2 秒後では斜面下部および中央部付近 から表層の粒子が上方へ押し出されるのに対し、斜面上 部の変曲点付近では表層の粒子が落ち込む動きを示して いる。(c) に示す 0.8 秒後では斜面部の粒子が下方平坦 部の粒子に衝突して撹乱されている。降雨崩壊モデル実 験に関する藤平ら(1992)の報告では、斜面上を落下し た土魂が下方平坦部に達したときに衝撃を受けて擾乱さ れた状況が観察されているが、今回の解析でも同様の現 象が認められた。1.2 ~ 1.6 秒後では、斜面を流下した 粒子が、下方平坦部の粒子に乗り上げるとともに、平坦 部に元々存在した粒子層中にせん断面を生じさせている が、せん断面より下層の粒子については、その構造は壊 されることがなかった。崩壊の発生後約2.0秒で全粒子 の動きがほぼ停止した。

Fig.7.4(a) ~ (f) に回転抑制の項を省いた場合の解析 結果を示す。回転抑制項のある Fig.7.3 の解析結果と比 較すると、崩壊始動後 2.0 秒経過しても斜面上にあった 粒子が下方平坦部の粒子の上へ乗り上げる動きは止まら ず、また上方平坦部の粒子も斜面部へ転がり落ち続け、 円形粒子を用いた DEM 解析においてはその回転の抑制 に関して考慮する必要のあることが明らかとなった。な お、回転抑制モーメントは粒子の回転速度と平行移動速 度とが釣り合った場合の無制限な平行移動を抑制するも のであるので、粒子を定位置にとどめる働きをする点で は粒子間に粘着カの効果を導入したとみなしてもよい。

#### 7.4.2 粒子速度分布

次に、Fig.7.5(a) ~ (f) に各粒子の速度ベクトルの時 系列変化を示す。0.2 秒後では粒子は斜面中・上部から 動き始め、0.4 秒後では上方の粒子に押される形で下方 の粒子も移動を開始している。0.8 ~ 1.2 秒後では斜面 部の粒子が下方平坦部に衝突し、斜面下部の変曲点付近 から、表層の速度の速い粒子が下層の粒子を乗り越える 動きを観ることができる。1.6 秒後には、上部から移動 し下方平坦部に達した粒子の速度も減少し始め、2.0 秒 後では粒子の動きはほぼ停止した。第5章における実験 例でも斜面上部より水路床面付近をすべり面とする崩壊 が発生しており、当手法により崩壊の発生から下部土層 へ乗り上げる過程まで、崩壊運動の特徴を再現できるこ とが明らかとなった。

#### 7.4.3 粒子の移動軌跡

本解析による粒子変位の軌跡を Fig.7.6(a) ~ (b) に示 す。軌跡を示す粒子については、下方平坦部に 3 箇所で 垂直方向に 6 個の粒子を抽出し、斜面部では斜面に沿っ Table 7.1 粒子の物理定数とシミュレーション定数。

Physical proparties of particles and calculation constants for DEM analysis. Radius of particles 0.04 *r*[m] Density of particles 1630  $\rho$ [kg/m<sup>3</sup>] Poisson's ratio of particles 0.3 Time step of calculation 0.00005  $\Delta t[s]$ Gravity accelelation 9.8  $G[m/s^2]$ Particle to particle Particle to wall Normal direction spring constant  $K_n[N/m]$  $2.06 \times 10^{4}$ 4.11×104 Tangential direction spring constant  $K_{s}[N/m]$ 5.14×10<sup>3</sup> 1.64×10<sup>2</sup> Normal direction viscosity constant  $\eta_n[N \cdot s/m]$ 8.21×10 8.21×10 Tangential direction viscosity constant  $\eta_{s}[N \cdot s/m]$ 4.10×10 8.21×10 0.70 Coefficient of friction 0.58 μ

Coefficient of friction μ て3箇所で垂直方向に4個の粒子を抽出した。Fig.7.6 の0.2 ~ 0.4 秒後では、斜面中・上部の粒子は、重力の 影響で全体が動き始めたのに対し、0.8 ~ 1.2 秒後の斜 面下部から下方平坦部にかけては、上方の粒子に押さ れて動き始めている。すなわち、斜面上方の粒子ほど早 くから加速を始めているので、長い距離を移動し、斜面 下部および下方平坦部の粒子を追い越す動きを示してい る。そのため、斜面部ではほぼ斜面に平行に移動してい るのに対し、1.2 ~ 2.0 秒後では、斜面部と下方平坦部 との変曲点付近では、斜面上を落下した粒子が、前方に

ある粒子を乗り越えるために、粒子の軌跡は水平もしく は上方へと変化している。しかし、斜面部から下方平坦 部にかけての下層の粒子は、水路末端壁に押さえられ て、上層の粒子ほど大きく移動しない。

実際の降雨崩壊モデル実験における実験前後の位置か ら求められた測器の移動ベクトルを Fig.7.7 に示す。図 に示す土層形状は、上方平坦部の長さが 1.0 m となっ ていることをのぞけば本解析のものと同一である。

Fig.7.6 に示す粒子の移動軌跡は、Fig.7.7 の実験例と 良く一致している。斜面中部の土砂は、斜面下部および



Fig.7.3 粒子変位の様子。 Simulation results for particle displacements.



Fig.7.4 回転抑制項のない場合の解析結果。 Simulation results for the case of no rotational resistance.

下方平坦部の土砂よりも移動量は大きくなっており、斜 面中部では斜面に平行に移動しているのに対し、斜面下 部と下方平坦部変曲点付近では、移動方向が水路床面方 向よりも上向きになっている。藤平ら(1992)の崩壊実 験でも、崩壊によって斜面下部の地表を斜面中部の地表 が乗り越え、土塊が盛り上がるような形状を示したこと が報告されており、今回の解析は、実際の土砂の動きを 良く再現していると言える。ただし、実験例では斜面下 部の水路床面付近の土層も中・上層と同程度変位してい るのに対して、計算結果ではそれほど変位していない。 第5章の実験例では、水路床面近傍では飽和水面が形成 されており、圧縮に伴って過剰間隙水圧が発生し、土層 移動速度が大きくなっている。計算例では過剰間隙水圧 の発生過程まではモデル化されていないので、非排水急 速載荷に伴う流動化過程を適切に反映できなかったもの と考えられる。Fig.7.3(f)の計算結果による土層表面形 状は、Fig.7.7の実験例との比較より、堆積土層の表面 形状を良く再現することが出来ている。

# 7.5 まとめ

間隙水を考慮した粘弾性粒状体モデルによる崩壊運動 の数値シミュレーションモデルを開発した。シミュレー ションモデルの検証には降雨崩壊モデル実験結果を用い

Bulletin of FFPRI, Vol.3, No.2, 2004

た。

2次元円柱状粒状体モデルを用いて、粒子間の弾性定 数は計算の安定性と収束性を考慮しながら設定した。摩 擦係数については、飽和した砂の内部摩擦角程度の値を 仮定した。新たに、転がり摩擦の概念を導入したことに より粒子の無制限な転がりを抑えた。

シミュレーション結果より、粒子の運動を位置、速 度、軌跡によって解析することが可能となり、また崩壊 実験による崩壊運動と比較した結果、全体的な動きとと もに、土塊内での粒子の個別的な動きを再現することが でき、その有効性が確認された。

今後の当モデルに関する課題として、間隙水と土粒子 とのカップリングモデルを開発して、第5、6章で解明 された土層の非排水せん断に伴う流動化の発生過程を再 現すると伴に、流下時の間隙水圧変動も適切に再現する ことで、崩壊の到達距離予測技術の高度化を図る必要が あるものと考えられる。

#### 第8章 おわりに

従来の土砂災害防止対策が、崩壊発生時間の予測と警 戒・避難情報の伝達に重点を置いてきたなかで、被災者 の数は着実に減少しつつある。しかし、近年の土砂災害



Fig.7.5 粒子速度ベクトルの時間変化。 Velocity vectors of particles.

が局所的深層崩壊型へ移行しつつある中で、降雨条件に よる災害発生時間の予測が非常に困難になりつつある。

そこで、土砂の流下距離をあらかじめ予測して、ハー ドならびにソフト対策の両面から防災システムを再構築 する必要がある、との認識が本研究を始めるに至った契 機である。つまり、生活領域と土砂移動領域とのゾーニ ングを行うことが、国土の安全と費用対効果を勘案した 防災施策を行う上で不可欠であると考えられる。

崩壊土砂の到達距離予測に関する系統だった研究は 1930年代のヨーロッパに遡り、過去の巨大崩壊資料か ら崩壊土量と到達距離の正の相関について指摘されてい る。また近年の国内では、多量の水分を含んだ深層崩壊 が長距離流動する傾向にあることから、到達距離の的確 な予測を行うためには、崩壊土砂の長距離流動(流動化) のメカニズムを解明した上で、予測モデルの開発を行う 必要がある。そこで本研究の目的を1)流動化発生メカ ニズムの実証的解明、2)流動化発生メカニズムを内在 した到達距離予測モデルの開発、3)到達距離予測に関 する基礎的知見の取得、の3点に設定した。

1) に関して、崩壊土砂の間隙が水で充たされていない "乾いた崩壊"については、崩壊体積の増加にともなう岩屑粒子相互の衝突機会の増加による分散圧力の増加が、流動化の要因であることを、実際の斜面を用いた実

験と数値解析によりここで初めて明らかにした。また間 隙が水で満たされた"濡れた崩壊"については、土層の 非排水せん断に伴う土粒子骨格構造の破壊が過剰間隙水 圧発生の誘因となって崩壊が流動化することを、三軸圧 縮試験ならびに人工降雨による崩壊モデル実験によって 実証的に明らかにした。さらに土層間隙比が流動化の発 生判定指標となることを実験的に実証したことで、崩壊 の流動化危険渓流を判定して広域ハザードマップの作成 に活用出来る可能性について言及した。

2)に関して、粒状体モデルによる数値シミュレーションモデルを開発すると伴に、流動化を再現した乾燥粒 子崩壊実験および岩屑雪崩実験を行うことで、観測デー タによるシミュレーションモデルの妥当性を実証した。 このモデルを用いることで、崩壊の発生から流動、停止・ 堆積に至るまでの土砂の連続的な運動を再現できる他、 堰堤に作用する土砂の衝撃力の算定、あるいは施設配置 計画にも有効に活用される可能性について述べた。

3) に関して、落石や岩屑雪崩の摩擦抵抗は流下ブロ ックの動摩擦係数あるいは転がり摩擦係数のうち小さな ものに規定される事を、実験ならびにシミュレーション モデルによる感度分析で明らかにした。また流下経路に 沿って明瞭な屈曲点があると、衝突により土砂の運動エ ネルギーが散逸して到達距離が短くなる事が明らかとな

158



Fig.7.6 粒子の移動軌跡。 Movement loci of particles.



Fig.7.7 実験例の土砂の移動軌跡。 Desplacement vectors of instruments berried in the sand layer from the initiation to final deposition of landslide experiment.

った。さらに豪雨性崩壊に関しては、過剰間隙水圧は土 層の圧縮領域で発生すること、その値は土層厚に比例す ることが明らかとなり、崩壊土砂の流出危険流域を特定 する為には、渓床不安定堆積物の有無と崩壊土量に関す る情報も重要であることが明らかとなった。

以上、崩土を構成する土粒子あるいは岩屑ブロック相 互の接触が崩壊の流動化メカニズムに重要な役割を果た す事を、実験ならびに数値シミュレーションにより明ら かにした。すなわち、粒子間の衝突による運動量の伝達、 あるいは粒子骨格構造の破壊に伴う過剰間隙水圧の発生 が流動化発現の基本的なメカニズムであることを実証し た。さらに、土粒子の粒状性を明示的に表現した数値シ ミュレーションモデルを開発することで、流動化した 崩壊の到達距離予測のみならず、そのメカニズムの解明 にも新たな知見を得ることが出来た。これらの研究成果 は、防災システムが住環境と土砂生産域の「ゾーニング」 へと変革を踏み出している現在、その重要な技術的背景 を与えるものである。また崩壊運動の根元的な理解のた めに、土粒子の粒状性に着目して数値シミュレーション モデルを開発し、その有効性を実証したことで、今後の 崩壊研究の一手法を提示した本研究の意義は大きい。

今後の課題は、過剰間隙水圧による流動化の継続メカ ニズムを解明して、崩壊土砂流出危険渓流の特定に活用 する事である。そのためには過剰間隙水圧の維持・発散 に影響するであろう土質条件や流動条件、渓床勾配の影 響を実験的に定量化する必要がある。さらに粒状体数値 シミュレーションモデルに関して、土粒子と流体のカッ プリングモデルを開発することで、流動中の間隙水圧変 動を再現して、崩壊の発生から流動化して停止するまで の過程を連続的に追跡するとともに、ハザードマップの 作成あるいは施設効果判定に活用する事が期待される。

159

# 引用文献

- Anderson, S. A. and Riemer, M. F. (1995) Collapse of Saturated soil due to reduction in confinement, Jour. Geotechical Engineering, **121** No.2, 216-220.
- Bagnold, R. A. (1954) Experiments on a grabvity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, 225, Mathematical and physical sciences, 49-63.
- Been, K., Jefferies, M. G., and Hachey, J. (1991) The critical state of sands, Geotechnique, **41** No.3, 365-381.
- Campbell, C. S., and Brennen, C. E. (1983) Computer simulation of shear flows of granular material, Mechanics of granular materials: New models and constitutive relations, J. T. Jenkins and M. Satake, eds., Elsevier Science Publ., Amsterdam, 313-326.
- Casagrande, A. (1971) On liquefaction phenomena, repprt of lecture, Geotechnique **21**, 197-202.
- Casaverde, M. L., Iwashita, K., Tarumi, Y. and Hakuno, M. (1989) Distinct element analysis for rock avalanche, Proc. of Japan Society of Civil Engineers, 404, 153-162.
- Cundall, P. A. and Strack, O. D. L. (1979) A discrete numerical model for granular assemblies, Geotechnique **29** No. 1, 47-65.
- Davies, T. R. H. (1982) Spreading of Rock Avalanche Debris by Mechanical. Rock Mechanics, **15**, 9-24.
- Eckersley, D. (1990) Insturmented laboratory flowslides, Geotechnique, **40**(3), 489-502.
- Ellen, S. D. and Fleming, R. W. (1987) Mobilization of debris flows from soil slips, San Francisco Bay region, California, Geological Society of America Reviews in Engineering Geology, Ⅶ, 31-40.
- Erismann, T. H. (1979) Mechanisms of Large Landslides. Rock Mechanics, **12**, 15-46.
- 福岡浩・汪発武・佐々恭二 (1998) 崩壊誘起土石流の発生 過程の再現試験,第30回砂防学会シンポジウム講演 集,11-20.
- Hakuno, M. and Tarumi, Y. (1989) A granular assembly simulation for the sesmic liquefaction of sand, Proc. of Japan Society of Civil Engineeris, **398**, 129-138.
- Hawkins, G. W. (1983) Simulation of granular flow, Mechanics of granular materials: New models and constitutive relations, J. T. Jenkins and M. Satake, eds., Elsevier Science Publ., Amsterdam, 305-312.
- Heim, A. (1932) Bergsturz und Menschenleben, Zurich, Fretz & Wasmuth Verlag.
- Howard, K. A. (1973) Avalanche mode of motion; Implications from Lunar examples, Science, 180, 1052-1054.

- 堀田紀文・宮本邦明・鈴木雅一・太田猛彦 (1998) 回転円 筒水路を用いた高濃度固液混相流における間隙水圧 分布の測定,砂防学会誌,50(6),11-16.
- Hsü, K. J. (1975) Catastrophic debris streams, sturzstroms generated by rockfalls, Geological Society of America Bulletin, 86, 129-140.
- Hutchinson, J. H. (1988) Morphological and geotechnical parameters of landslides in relation to geology and hydrogeology, Landslides, Proceedings of the Fifth International Symposium on Landslides, 3-35.
- 石川芳治 (1998) 土石流の機構(崩壊に起因する土石流の 発生機構),第30回砂防学会シンポジウム講演集, 1-10.
- 石川芳治 (1999) 地震による土石流の発生に関わる地形, 地質条件,砂防学会誌,44 No.5,35-42.
- Iverson, R. M. and LaHusen, R. G. (1989) Dynamic porepressure fluctuations in rapidly shearing granular materials, Sience, 246, 796-798.
- Iverson, R. M., Reid, M. E., Iverson, N. R., LaHusen, R. G., Logan, M., Mann, J. E., and Brien, D. L., 2000. Acute sensitivity of landslide rates to initial soil porosity, Science, 290, 513-516.
- Iwashita, K. and Hakuno, M. (1990) Modified distinct element method simulation of dynamic cliff collapse, Proc. of Japan Society of Civil Engineers, 416, 145-154.
- 海堀正博・佐々恭二・栃木省二 (1988) 山腹崩壊土砂の運 動中の摩擦係数に関する研究,新砂防,41(3),3-10.
- 海堀正博 (1997) 流動型崩壊発生メカニズムの研究のため の試験機の試作と適用,砂防学会誌,49(6),24-28.
- Kent, E., 1966. The transport mechanism in catastrophic rock falls. The Journal of Geology, **74**, 79-83.
- 木山英郎・藤村尚 (1983) 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,土木学会論文報告集 ,333,137-146.
- 清野純史・三浦房紀・瀧本浩一 (1996) 被災時の群衆避難 行動シミュレーションへの個別要素法の適用につい て,土木学会論文集,**537**,233-244.
- Kobayashi, Y. (1991) Travel mechanisms of large debris avalanches, Proceecings of Japan-U.S. Workshop on Snow Avalanche, Landslides, Debris Flow Prediction and Control, 409-418.
- Körner, H. J. (1976) The reach and velocity of catastrophic landslides and flowing snow avalanches, Rock Mechanics, **8**, 225-256.
- 松岡元・山本修一 (1994) 個別要素法による粒状体のせん 断機構の微視的考察,土木学会論文集,487,167-175.
- 松崎健 (1992) 角運動量を持った落下球体の跳ね返りに関 する実験的研究,新砂防,45(2),12-17.
- McTaggart, K. C. (1960) The mobility of Nuees Ardentes, American Journal of science, 369-382.

- Meguro, K. and Hakuno, M. (1989) Fracture analysis of concrete structures by the modified distinct element method, Proc. of Japan Society of Civil Engineers, 410, 113-124.
- Melosh, H. J. (1979) Acoustic fluidization: a new geologic process?, Journal of Geophysical Research 84(B13), 7513-7520.
- 水野秀明・水山高久・南哲行・倉岡千郎 (2000) 個別要素 法を用いた鋼管製透過型砂防ダムの土石流補足効果 に関するシミュレーション解析,砂防学会誌,**52**(6), 4-11.
- 森脇寛 (1983) 円弧斜面上を滑る崩壊土塊の運動について ,新砂防,36(3),10-16.
- Okura, Y., Kitahara, H., Kawanami, A. and Kurokawa, U. (2003) Topography and volume effects on travel distance of surface failure, Engineering Geology, (In press).
- 太田猛彦 (1998) 森林と水,河川2月号, 14-23.
- Reynolds, D. L. (1954) Fluidization as a geological process and its bearing on the problem of intrusive graintes, American journal of science, 577-613.
- Roark (1965) Formulas for stress and strain, 318-326.
- 阪口秀・尾崎督司 (1992) 円形要素を用いた DEM におけ る回転の抑制に関する研究,第27回土質工学研究発 表会,571-572.
- 三森利昭・大倉陽一・落合博貴・北原 曜 (1995) 降雨を 原因とする斜面崩壊に土層厚が及ぼす影響,新砂防, 48(1), 12-23.
- Sassa, K. (1988) Geotechnical model for the motion of landslides. (Special lecture), Proceedings of 5th International Symposium on Landslides, 1, 37-56.
- Sassa, K., Fukuoka, H., Lee, J. H. and Zhang, D. X. (1992) Measurement of the apparent friction angle during rapid loading by the high-speed highstress ring shear apparatus --Interpretation of the relationship between landslide volume and the apparent friction during motion. Proceedings of 6th International Symposium on Landslides vol. 1. A.A.Balkema Publishers, Rotterdam, 545-552.
- 佐々恭二 (1997) 崩壊誘起土石流-渓床堆積物の非排水載 荷のメカニズム,月刊地球,19(10),652-660.
- Scheidegger, A. E. (1973) On the prediction of the reach and velocity of catastrophic landslides, Rock Mechanics, **5**, 231-236.
- Shreve, R. L. (1966) Sherman landslide, alaska, Science, **154**, 1639-1643.
- Shreve, R. L. (1968a) Leakage and fluidization in airlayer lubricated avalanches, Geological Society of America, Bulletin 79, 653-658.

Shreve, R. L.(1968b) The blackhawk Landslide, The

Geological Society of America, Special Paper, **108**, 47-42.

- 諏訪浩 (1988) 土石流先端への大岩塊の集中機構,京都大 学防災研究所年報,31(B-1).
- 寺田秀樹 (1994) 可能性線形回帰分析による崩土の到達範 囲の検討,新砂防,47(1),37-42.
- Tihg, J. M., B. T. Corkum, C. R. Kauffman, and C. Greco, 1989. Discrete numerical model for soil mechanics, Journal of Geotechnical Engineering, 115(3), 379-398.
- 藤平大・天田高白・落合博貴・三森利昭・大倉陽一・森 脇寛 (1992) 斜面崩壊発生時の土層の変形,平成4年 度砂防学会研究発表会概要集,18-21.
- 塚本良則 (1986) 樹木根系の崩壊抑止効果に関する研究, 東京農工大学農学部演習林報告第 23,65-124.
- 塚本良則・竹下敬司・下川悦郎・谷口義信・地頭薗隆 (1993) 平成5年豪雨による鹿児島県下の土砂災害に ついて,砂防学会誌,46(4),23-35.
- 塚本良則 (1999) 変わりゆく自然社会を見据えた高度技術 時代の国土保全,農業土木学会誌,67(1),10-11.
- 塚本良則 (2000) 森林・侵食型・社会の変化に対応した防 災対策,第40回治山研究発表会特別講演要旨,1-10.
- Uchida, Y. and Hakuno, M. (1990) Distinct Element analysis of dry rock avalanches, Proc. of Japan Society of Civil Engineers, **422**, 85-96.
- Voight, B. and Fauxt, C. (1982) Frictional heat and strength loss in some rapid landslides. Geotechnique, 32(1), 43-54.
- Walton, O. R. (1983) Particle-dynamic calcultations of shear flow, Mechanics of granular materials: New models and constitutive relations, J. T. Jenkins and M. Satake, eds., Elsevier Science Publ. Amsterdam, 327-338.
- Walton, O. R. (1992) Numerical simulation of inelastic, frictional particle-particle interactions, Particulate Two-Phase Flow, Butterworth-Heinemann, 884-911.
- 山下祐一・石川芳治・草野慎一 (1992) 土石流発生源の崩 壊地の土質特性,新砂防 **178**, 19-25.
- 矢澤昭夫・水山高久・原義文 (1985) 崩壊土砂の土石流化 に関する予察,新砂防,38(1),22.
- Yoshimi, Y., Tanaka, K. and Tokimatsu, K. (1989) Liquefaction resistance of a partially saturated sand, Jour. Soil and Foundation, 29(3), 157-162.
- Yoshimine, M., and Ishihara, K. (1998) Flow potential of sand during liquefaction, Soils and Foundations, 38(3), 189-198.
- 12 · 6 蒲原沢土石流災害調査委員会 (1997) 12 · 6 蒲原沢 土石流災害調査報告, 砂防学会誌, 50(3), 89-94.

# Fluidization mechanism of landslides and prediction of the travel distance

#### Summary

Traditional studies on the mitigation of landslide hazards have been focusing on predicting when and where landslides occur. In the mean time, slip surfaces of landslides have been recently deepening as forests mature making it difficulties to predict the onset time of landslides in Japan. Moreover, this approach consumes much time and money for ground investigations and infrastructures for rainfall observation networks. Therefore, the author thinks that it would be more economical to predict landslide hazards area and to improve land use management such as imposing restrictions on construction than to predict the onset time and to make residents evacuated and abandoned the properties after landslide destructions.

Major and saturated landslides tend to flow longer than expected distances, so it is fundamental issue to understand the mechanism of landslide fluidization to predict the travel distance. Therefore, the objectives of this study are to 1)clarify the mechanism of landslide fluidization through experiments and numerical simulations, 2)develop numerical simulation models for particle flow systems which could simulate landslide movement from the onset to deposition, 3) acquire fundamental information on factors affecting travel distances of landslides such as topography and soil properties. The paper is arranged as follows. The background and objectives of the study are described in Chapter 1 and 2.

Chapter 3 examines a particle flow code that was developed for rigid body elements to predict hazardous areas of rock fall or avalanche. The movement of each dry block in rock falls is represented by the movement of individual spherical element in the simulation code. Kinetic energy transmissions and energy dissipations during collisions between particles are expressed by the coefficient of restitution of particle to particle or particle to boundary wall contacts as shown in Fig.1. Particle displacements were calculated by integrating the parallel and rotational velocities within an infinitesimal calculation time step. The calculation constants such as coefficient of restitution or rolling friction could be easily determined by simple bouncing or rolling tests with spherical beads which were used in verification experiments for the simulation code.

Verification experiments for the simulation code were conducted using spherical beads and artificial small slope made of acrylic plate, slope length and width of which was 3.0m and 0.1m respectively. The experiments and the simulations were conducted according to experimental planning method by changing the number, kinetic friction, rolling friction and mass of beads with slope inclination changes. The simulation results were verified by least significant difference with experimental results of the travel distances. Further, sensitivity analyses were conducted using a simulation for clarifying the effect of physical properties of particles and slope inclination on the travel distance of a landslide. Tease results are summarized as follows:

- Particle mass did not affect the travel distance of landslides, whereas kinetic and rotational frictions had negative correlations with the distances which were controlled with the smaller friction, namely landslides flow down in a form of least energy consumption.
- Travel distance had negative correlation with slope inclinations because of kinetic energy consumption in the vertical direction during particle collision with the depositing horizontal plane at the slope toe.

The mechanism of fluidization in accordance with the volume increase was investigated in Chapter 4 through rock avalanche model experiments and the particle flow simulations developed in Chapter 3. The slope length and angle used in the experiments was 5.8m and 32 degrees respectively, and granite plates were placed all over the surface to give the surface a uniform condition. Two sizes of granite cubes, in which each side was 0.1m and 0.2m respectively, were used for rock fall blocks. The blocks were piled up on the top of the slope in a cube shape having a total volume of from 0.001 to 1.0m<sup>3</sup>, and rock avalanches were generated by having the rocks collapsed quickly in the experiments and numerical simulations.

Travel distance had a positive correlation, and the distance measured in the gravity center of the deposited blocks had a negative correlation with the number of rock fall blocks in both experiments and numerical simulations as shown in Fig.2. The reason for this, as revealed by simulation analysis, was that collisions between the blocks increased in accordance with number of the blocks flowing down the slope, and forward deposited blocks were accelerated downward by the collisions, whereas the center and rear deposited ones were accelerated backwards through kinetic energy consumptions by the collisions.

The fluidization process during excess pore-water pressure generation is clarified experimentally in Chapter 5. An inclined flume and rainfall simulator were used in the experiments. The slope consisted of upper and lower parts having

32 degrees and 4.7m long in upper slope, 10 degrees and 4.1m long in lower slope respectively with 1.0m width. Four combinations of soil layer thickness in upper and lower slope were tested in the experiments by packing sandy soil loosely in the flume, and landslides were triggered by spraying artificial rainfall above the flume. Soil layer movement, pore-water pressure and total pressure on the flume bed were acquired synchronously during the experiments. The results were as follows:

- 1) Soil mass on the upper slope collapsed to and compressed the lower slope, excess pore-water pressure was generated and effective stress was decreased in the soil layer on the lower slope leading to rapid shear. In other words, the experiments were able to reproduce the fluidization process through undrained shear (Fig.3).
- Excess pore-water pressure had a positive correlation with overlaying sand thickness, indicating that larger volume landslides tend to be fluidized.
- 3) Pore-water pressure fluctuated rapidly and excess pore-water pressure was not maintained continuously around the slip surface on the upper slope, indicating that soil layer in upper slope was not compressed during shear and could not have maintained undrained condition.

In chapter 6, the effect of volumetric strain in soil layer during undrained shear on the fluidization is verified by triaxial compression tests and the landslide model experiments same as in Chapter 5. A critical void ratio, below which soil layer dilate during shear and effective stress increase leading to stable of the slope, whereas the soil layer above which contract during shear and excess pore-water pressure would be generated with undrained condition leading to fluidization, was determined by CU triaxial compression tests. Two cases of landslide model experiments were conducted with loose and dense soil layer, which were bordered by the critical void ratio, to verify the effect of volumetric strain of soil layer on collapse mode of a slope. The results were as follows:

- 1) There was no difference in maximum compression strength between the stress and strain control triaxial compression tests.
- 2) The critical void ratio increased in accordance with confining pressure in the triaxial tests, showings that landslides tend to fluidize on a smaller void ratio when the slip surface is deep in the earth.
- 3) Loose soil layer contracted with shear and effective stress decreased leading to rapid shear (Fig.4).
- 4) In contrast, dense soil layer dilated with shear and increased effective stress. Release of in-site stress followed by temporal increase in effective stress through restricted shear was progressing with intermittent sliding.

The volumetric strain during undrained shear governs collapse mode and the void ratio should be an appropriate indicator for landslide fluidization.

Chapter 7 examines particle flow code with viscoelastic body that was applied to wet landslide movements to develop a simulation model for predicting landslide hazardous area. The viscoelastic bodies have an advantageous point of being able to represent static stress which should not be represented by the rigid body model used in Chapter 3 and 4. Stress between contacting particles is calculated by the total of elastic force and damping force (Fig.5), and particle displacements are calculated with Newton's second law.

Landslide movement is represented by the movement of a group of numerous particles. The simulation model was verified by landslide model experiments using inclined flume and artificial rainfall simulators. The slope was 3.0m long, 35 degrees and 1.0m width. Only the hydrostatic pressure was concerned in the model because excess pore-water pressure was not continuously maintained on the steep slope in Chapter 5. Following information were acquired through comparing simulation results and experimental results:

- The simulation accurately represented local and overall soil layer movement within the experiments from the collapse onset to final deposition, namely it should be effective method to predict landslide hazardous area.
- 2) The simulation could be applied to slope stability analysis, evaluation for impact resistance strength of check dams or planning for the arrangements of landslide mitigation facilities because several physical properties such as stress, speed and displacement for every particle are traced along calculation execution.

Chapter 8 is summarization of this research.

Fluidization mechanisms have been clarified and predictive models for landslide travel distance by particle models in chapter 3 7. Moreover, the effect of slope inclination, physical properties of collapsed blocks and void ratio of soil layer on travel distance of landslide were quantitatively evaluated.

One topic future research will be to clarify the continuing mechanism and conditions of fluidization during landslide 's flowing in terms of topography and soil properties and to predict debris flow hazards in a drainage basin. Furthermore, fluid coupling should be incorporated into the particle flow code to reproduce the fluidization process of landslides.



Fig.1 Velocity change in normal direction during collision between rigid particles.

0.6



0.

2

8t

8 ilire

Volumetric strain(%) 6 nset



Fig.4 Soil layer movement, pore-water pressure and effective stress on the bed of the flume in upper slope during failure. Shear displacement was increased rapidly with drop in effective stress in the case of loose soil layer (left side graph). Whereas, effective stress was sharply increased with shear being followed by the gradual release of it in the case of dense soil layer (right side graph). Temporal increases in the effective stress were arisen by the shears on the course of stress release during creeping movement.



Fig.5 Rebounding force generated through a collision of normal direction with viscoelastic model.



Fig.2 Equivalent friction versus total volume of rock falls in experiments and numerical simulations. Dotted line expresses theoretical equivalent friction with one block.



Fig.3 Soil layer movement, effective stress and porewater pressure fluctuations at the lower slope of the experiment flume. Shear velocity was increased sharply after the soil layer was compressed and excess pore-water pressure was generated.