

円形粒子の規則的配列をもつロックフィルダム模型の動的破壊機構

DYNAMIC FAILURE MECHANISM OF ROCKFILL DAM MODELS COMPOSED OF REGULARLY ARRANGED CIRCULAR PARTICLES

大町達夫*・荒井靖博**

By Tatsuo OHMACHI and Yasuhiro ARAI

Highly idealized rockfill dam models are used for close examination of their failure mechanism under earthquake excitation. They have a symmetrically triangular configuration with regular arrangement of brass cylinders. The models are forced to failure by means of vibration, inclination or impulse applied at their base. The key step for their failure process is found to be an opening which develops at the deepest portion of the models. The opening can be attributed to a kind of buckling of the particles in a linear contact each other. As progress of the buckling requires a finite time duration, the earthquake failure is sometimes interrupted by the reversed direction of inertia force, suggesting great significance of acceleration period in such a failure.

Keywords: rockfill dam, particle arrangement, dynamic failure

1. はじめに

1984年モーガンヒル地震(M6.2)の際、コヨーテレイクダムの左岸アパートメントでは約1.3G(Gは重力加速度)の水平最大加速度が観測された¹⁾。このダムは、1935年に築造された高さ37m、長さ302mのロックフィルダムであるが、この地震でほとんど被害らしい被害を受けなかった。また同年の長野県西部地震(M6.8)では震源近傍に位置していた牧尾ダム(高さ105m、長さ264mのロックフィルダム)の堤頂に数本の亀裂と50cm程度の沈下を生じたが、詳細な調査がなされた結果では、構造的に無被害といえる状態であった。さらに翌年の1985年メキシコ地震(M8.1)では、ラビジータダム(高さ60m、長さ420mのロックフィルダム)で堤頂付近に亀裂や沈下を生じたが、ダムの機能を損なうような被害は生じなかった。このダムは本震の震源域内に位置し、しかも厚さ60mに及ぶ未固結の河床砂礫層上に築造されている。これら最近の事例に限らず、ロックフィルダムが地震で崩壊し、社会に大被害をもたらした

た例は従来知られていない。しかしこのことは、この種のダムの耐震性がすでに十分究明されていることを意味するものではない。

従来の研究によればロックフィルダムの耐震機能は、遮水壁を支持するロックフィルの滑り挙動と密接な関連性がある²⁾。この観点からロックフィルの滑りに関しても、各種の実験がなされ数値解析による説明も加えられてきた。既存の多くの数値解析ではロックフィルを近似的に連続体とみなし、滑りが発生するか否かを判定する点に主眼が置かれてきたが、冒頭に述べたような事例にこのようなアプローチを適用すると、ダムが破壊条件を満足し現実と整合しない結果となる場合が多い。この原因は、本来、不連続な粒状体の集合であるロックフィルを連続体とみなす点に由来しており、ロックフィルダムのもつ耐震機能の本質を究明するためには、まず第一に粒状体構造の動的破壊機構を明らかにする必要があるものと考えられる。

以上のような考えに基づき、本論文では円形断面をもつ粒子の規則的配列によって二次元的フィルダム模型を作成し、その破壊実験および数値シミュレーションによって動的破壊機構の解明を試みた。現実のロックフィルダムの模型としては規則的な粒子配列は決して最適とはいえないが、同一実験に対しては必ず同一の結果が再

* 正会員 工博 東京工業大学教授 大学院総合理工学研究科社会開発工学専攻
(〒227 横浜市緑区長津田町 4259)

** 正会員 工修 日本道路公団(研究当時 同上修士課程)

現できること、配列構造の破壊モードが単純で典型的であること、などの利点もある。したがって、これらの利点を生かせば、粒子構造の破壊基準を究明したり、シミュレーション結果の妥当性を評価するうえで、規則的粒子配列は十分な有用性を発揮できるものである。そこで、本論文では実ダムとの相似則には特段の注意を払わず、主眼を粒子配列構造の動的破壊機構を究明することに置いた。とりわけ、粒子配列の微視的破壊と模型全体の構造的破壊との関連性を明らかにするために、第一著者が過去に実施した実験結果³⁾を引用し、これと個別要素法による数値シミュレーションとを併用することによって、個々の粒子の運動状態を詳細に調べてみた。

2. 真鍮円柱を用いた模型実験

(1) 模型材料および実験方法

堤体模型は、直径 10 mm、長さ 100 mm、質量 66 g の真鍮円柱を横倒しにして 17 段積み上げて作成した。この円柱側面の摩擦係数を実測した結果、静止摩擦係数は 0.32、動摩擦係数は 0.26 であった。この静止摩擦係数は、2 本の円柱の側面をアクリル剛板の下面に接着してそり（襷）状のブロックを作り、それが同質の真鍮平板上で横滑りする最小の傾斜角度から求めたものである。また動摩擦係数は、水平振動台上に固定した真鍮平板を正弦加振しこの板上に置いたブロックを反復横滑り運動させ、そのときのブロックの水平加速度と重力加速度の比として求めたものである。

模型底部の円柱の移動を拘束するために、それらを櫛の歯状の切り欠きをもつ鋼製底板の上に配置した。この底板は幅 600 mm、奥行き 10 mm、厚さ 10 mm で、上面に深さ 2 mm、幅 8 mm の凹部が 4 mm 間隔で彫り込んである。この凹部に直径 10 mm の円柱を横倒しにして順次積み上げ左右対称な二次元的堤体模型を作成すると、円柱列が鉛直面に対し ± 36.9 度の方向に一直線状に連続接触する配列となる。

振動破壊実験では、このようにして作成した模型を振動台上にのせ底板を水平方向に正弦加振して模型を破壊に至らしめた。使用した振動台は加振振幅を一定として振動数を増減させることが可能なものであり、大半の実験では片振幅を 10 mm に固定し、模型が破壊するまで徐々に振動数を増加させた。また、傾斜破壊実験では底板の一端を徐々に静かに持ち上げて傾斜させ模型を破壊に至らしめた。これらの実験で模型が破壊する状況を、毎秒 64 コマあるいは 500 コマ撮影可能な高速度カメラを用いて撮影記録した。

(2) 実験結果

観察された模型の振動破壊状況を写真-1 に示す。加振加速度があるレベルに達すると模型内部の規則的配列

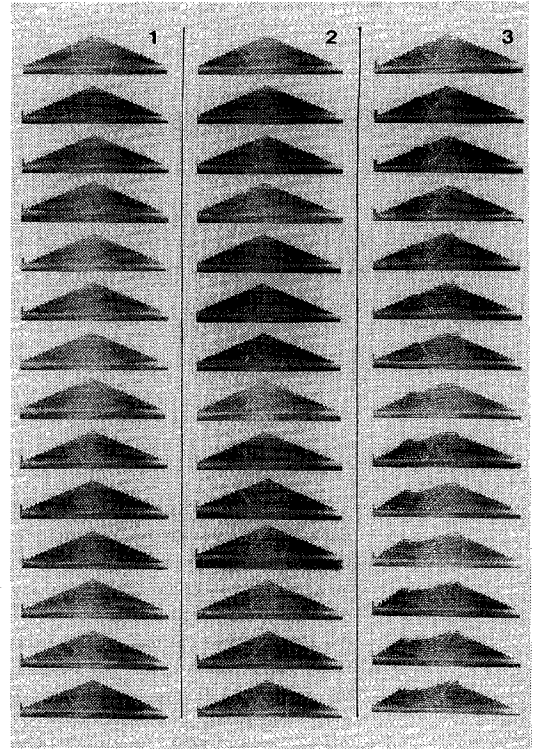


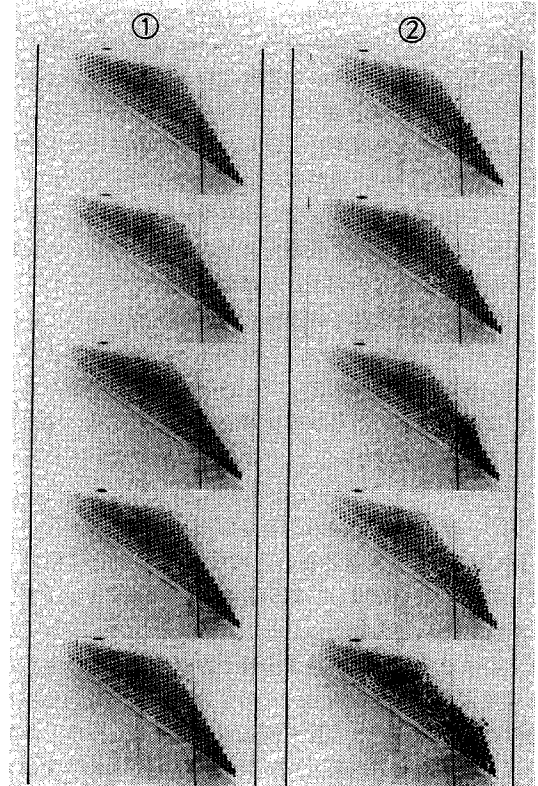
写真-1 振動破壊実験における模型の概況

にわずかな乱れが発生し、振動方向の反転に伴ってその乱れが何度か消滅発生を繰り返した後、ついに不可逆的な大破壊に至るといふ過程をたどる。一連の写真における各コマの時間間隔は 31.2 ms (2/64 s) でこの時点における振動台の加速度振幅はほぼ ± 0.7 G である。第 1 列 (左端列) の上から 4 枚目の写真にみられるように、初期の乱れは模型中央の底部付近に発生する数本の平行な右上がりの細い開口として観察される。この段階では、真鍮円柱が小刻みに触れ合う音が聞こえる。それから一周期分の時間が経過した第 1 列最下段の写真では、数条の開口は見当たらず、右上がりの比較的幅の広い 1 本の開口とそれに伴う配列の粗密が観察される。以後、開口や粗密の方向は振動方向の反転に伴って逆転するが、たとえば右上がりの開口が発生する時点は、模型に作用する慣性力が左向きに最大に達した直後の時点である。振動台の加振周期は模型の固有周期より長く、また $\tan^{-1} 0.7 = 35^\circ$ であるので、この時点では重力と慣性力の合力の作用方向は、模型各部で粒子が直線的に連続接触している方向とほぼ等しいといえる。

配列の粗密として観察される粒子配列の乱れや、それに続く模型の破壊過程の詳細を写真-2 に示す。この写真は、反射光学系を通して撮影されているので、写真-1 とは左右が逆転している。この一連の写真における各



写真一2 振動破壊実験における崩壊状況の詳細



写真一3 傾斜破壊実験における模型の概況

コマの時間間隔は、15.6 ms (1/64 s) である。この写真から、初期に観察される配列の粗密は模型内部に顕著な開口を発生させた2個ないし3個の円柱が、模型表面までの円柱列を一気に押し上げることによって生じるものであることがわかる。振動台の加速度レベルが大きくなると開口の幅が広がり、そこへ開口上端の円柱が陥没することによって初期の規則的配列は急激に崩れ模型が大破壊に至るといった状況が、写真一2の第3列（右端列）に明瞭に示されている。

・以上の振動破壊は、前述のように振動台の変位振幅を±10 mmとして振動数を漸増させるとき、加速度振幅が約0.7 Gに達した時点で観察される現象であるが、この破壊現象を理解するうえで次の2つは特に重要である。まず第一は、同じ模型を用いても振動台の振幅が小さい場合には加速度が0.7 Gを越えても、隣接する円柱間で微小な衝突が起こるだけで模型が大破するまでに至らないことである。第二は、前掲の写真に示された振動による破壊状況は、発生した開口や配列の粗密が振動方向の反転によって消滅することを除外すれば、模型を徐々に傾斜させることによって発生する静的な破壊状況と非常に類似していることである。写真一3はその傾斜破壊の状況を示したもので、各コマの時間間隔は12 ms

(6/500 s) である。模型の右側にある黒い実線は下げ振りの糸であり、鉛直方向を示している。円柱配列の連続接触方向は、当初鉛直方向に対し36.9度の方向であったが、模型底板を約36.5度傾斜させてその直線的配列方向がほぼ鉛直に近付いたとき、模型の底部付近に直線配列の座屈状変形に伴う大きな開口が発生し、そこへ開口上端から円柱が陥没して配列全体の安定を一気に崩し模型を大破に至らしている。大きな開口の発生は模型が大破壊する前の先駆的現象といえるが、これが振動実験と傾斜実験とではほぼ同じ部位に発生することや、外力の作用方向が粒子の連続接触の方向とほぼ平行になった時点でそれが発生することなどの事実は、上に述べた傾斜破壊と振動破壊とがほぼ同一の機構によるものであることを示すものと考えられる。

3. 個別要素法による数値解析シミュレーション

上述のような模型実験には、材料の物性値や加力方法が任意に選択できない難点がある。しかし、適切な数値解析手法を用いればこのような難点が比較的容易に克服できるので、数値シミュレーションは粒子配列の破壊機構を知るうえで有用である。

(1) 解析方法の概要

本論文で用いた個別要素法では、接触する粒子間での力の伝達を、法線方向には弾性ばねと粘性ダッシュポットを介して、接線方向にはそれらとスライダを介して行う力学モデルを採用している。非接触時には粒子間での力の伝達はないが、接触時には各時間ステップにおける粒子間の相対変位増分や相対速度増分にばね定数や粘性定数をそれぞれ乗じて伝達力の大きさを定め、さらに接線方向には伝達力の大きさが摩擦力を越えないという条件を付加して、全粒子の運動状態を時々刻々定めていくという手順で解析が進む。したがって、解析にあたりそれらの各定数や時間ステップを適切に与える必要があるが、これについての基本的な考え方はすでに他の論文で述べている^{4),5)}ので、ここでは詳しく触れないこととする。

(2) 傾斜破壊実験のシミュレーション

直径 10 mm、比重 8.4 の円柱要素を規則的に積み上げた数値モデルを作成し、傾斜破壊実験のシミュレーションを行った。この解析の目的は、数値シミュレーションによる破壊性状と傾斜破壊実験で観察された破壊性状とを比較することによって、このダム模型の典型的な破壊機構に関する新たな知見を得ることにある。作成した模型は、幅 468 mm、高さ 108 mm で、円柱の水平間隔は 12 mm、積み上げた段数は 14 段で、円柱要素の総数は 313 である。解析に使用した諸数値を表—1 に示す。実験で使用した真鍮円柱のばね定数を Hertz の接触理論から算定すると表—1 に示した値の 5 桁程度も大きな値となり、それに伴って数値積分の時間ステップも 2 桁程度短くすることが必要となる。また、実験での傾斜速度も表—1 の値より 1 桁以上遅い速度であった。しかし、これらを使うと演算時間があまりにも膨大となるので表示した諸数値を使用することとし、実験結果と比較して顕著な差異が生じればその原因を究明することに主眼をおいた。最下段の全要素を不動として解析した結果を図—1 と図—2 に示す。

実験で観察された破壊状況と数値シミュレーションで得られた破壊状況とは、一見して明らかな相違がある。すなわち規則的な粒子配列の崩壊を誘引する大きな間隙についてみれば、それが発生する傾斜角度がシミュレーションでは 32.0 度（実験では 36.5 度）であり、その発生位置が模型上部（実験では模型底部）である点である。これらの相違をもたらした原因として、シミュレーションではばね定数が小さいため模型の固有周期が実物よりも 2 桁程度長いことや傾斜速度が実験より 1 桁以上速いことなどが列挙できる。これらのために、数値シミュレーションでは傾斜角の増加につれて円柱群が微小振動を起し、緩い傾斜角度において比較的振幅の大きい模型上

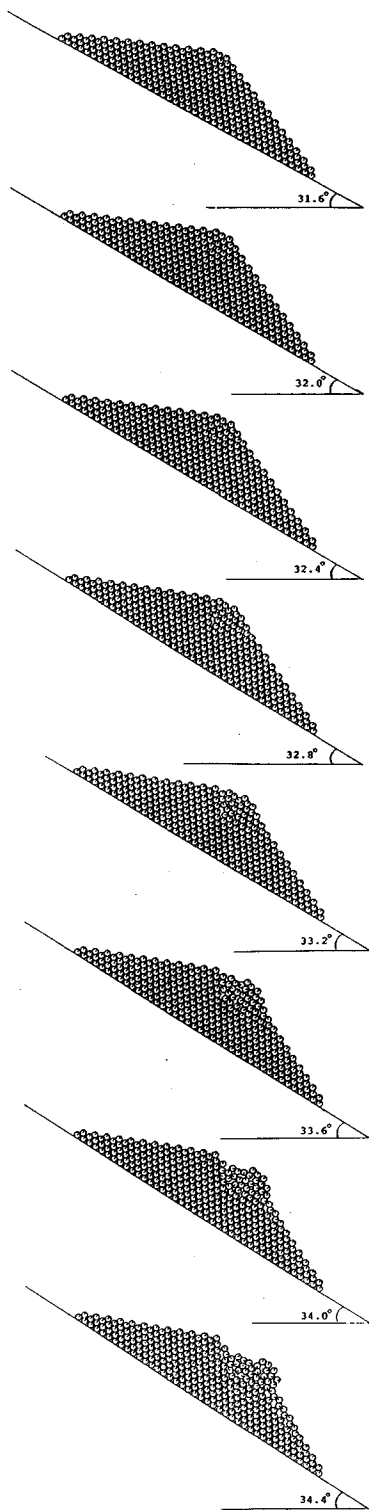
表—1 傾斜破壊シミュレーションに用いたパラメーター

| | |
|-----------|-------------------------------------|
| 要素質量： | M = 66 g |
| 要素直径： | D = 10 mm |
| 要素長さ： | L = 100 mm |
| 法線方向ばね定数： | $K_n = 1.0 \times 10^5$ N/m |
| 接線方向ばね定数： | $K_s = 2.5 \times 10^4$ N/m |
| 法線方向減衰比： | $h_n = 0.10$ |
| 接線方向減衰比： | $h_s = 0.05$ |
| 静止摩擦係数： | $\mu_s = 0.32$ |
| 動摩擦係数： | $\mu_d = 0.24$ |
| 計算時間ステップ： | $\Delta t = 1.0 \times 10^{-5}$ sec |
| 傾斜速度： | $d\theta/dt = 10$ deg/sec |

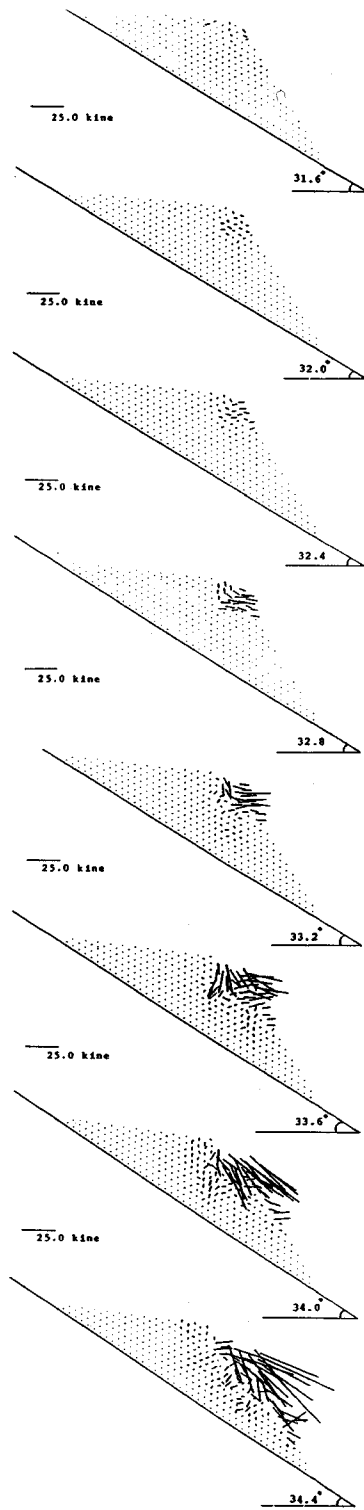
半部で崩壊が発生したものと考えられるからである。図—2 の速度分布もこの考えを裏付けている。しかし、崩壊開始後の円柱群の運動状況をみると、原因はこれ以外にもあるように思われる。傾斜角が 32.4 度の時点では実験で観察されたような円柱配列の粗密が生じているが、32.8 度になると表層付近にも配列の乱れが生じ、34.0 度以後表層にブリッジが形成されるに至るが、このような現象は実験では観察されていない。数値シミュレーションでは摩擦係数として前述の実測値を使用しているが、実験では観察されなかった粒子挙動が現われたのは、この値が過小であることが起因しているとも考えられる。

(3) 衝撃破壊のシミュレーション

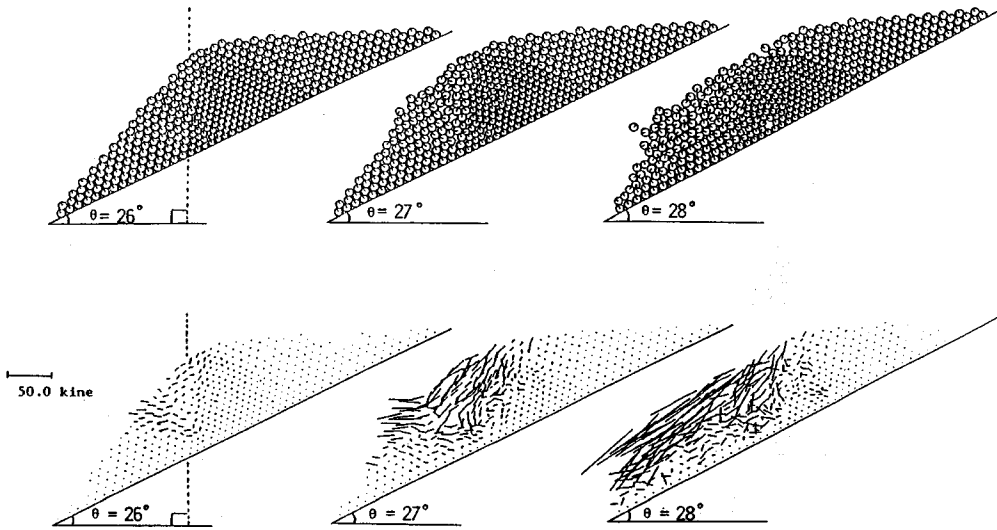
直径 8 mm の円柱要素を中央部に、直径 10 mm の要素をその両側に積み上げて左右対称なゾーン型ロックフィルダムの数値モデルを作成した。模型の高さは 119 mm、横幅は 520 mm で要素の総数は 439 個であり、模型底部の全要素は実験での観測結果をもとに不動とした。円柱要素の比重やばね定数は上述のモデルと同一としたが、静止摩擦係数を 0.64、動摩擦係数をその 1/2 とした。この静止摩擦係数は、要素群の安息角が 45 度となるように Caquot の式⁶⁾ から定めたものである。加える衝撃力の大きさと時間幅とを定める目安を得るため、まず模型を毎秒 10 度の速度で傾斜させてみたところ、図—3 のように傾斜角が 26 度に達した時点で底部付近で開口が発生し、破壊が開始した。 $\tan 26^\circ = 0.49$ であるので、模型を破壊するためには水平方向に重力加速度の 1/2 以上の加速度を加えればよいものと判断できる。また、模型の基盤に衝撃加速度を入力し、これに対する応答の卓越周期から求めた模型の基本周期は 0.03 秒程度であった。これらの予備的検討をもとに、数値シミュレーションでは大きさ $a = 1$ G の矩形加速度パルスをもとに、模型の基盤に水平右向きに入力した後基盤を急停止させることとし、矩形加速度の時間幅 T として 0.004 秒、0.04 秒、0.20 秒の 3 通りを選んだ。



図一 傾斜シミュレーションによる模型の破壊状況



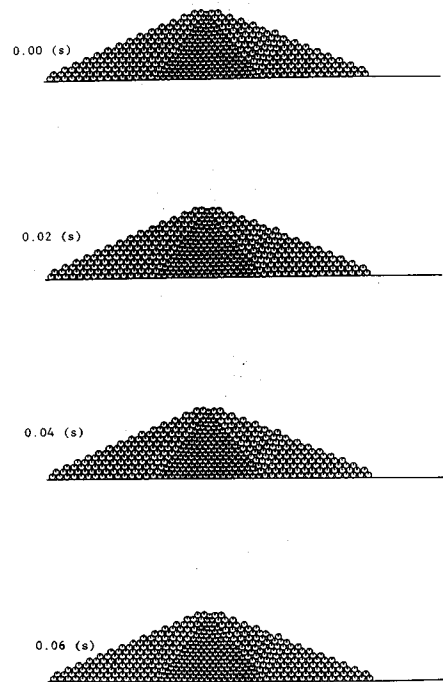
図二 傾斜シミュレーションによる要素の速度分布



図—3 ゾーン型ダム傾斜破壊シミュレーション結果

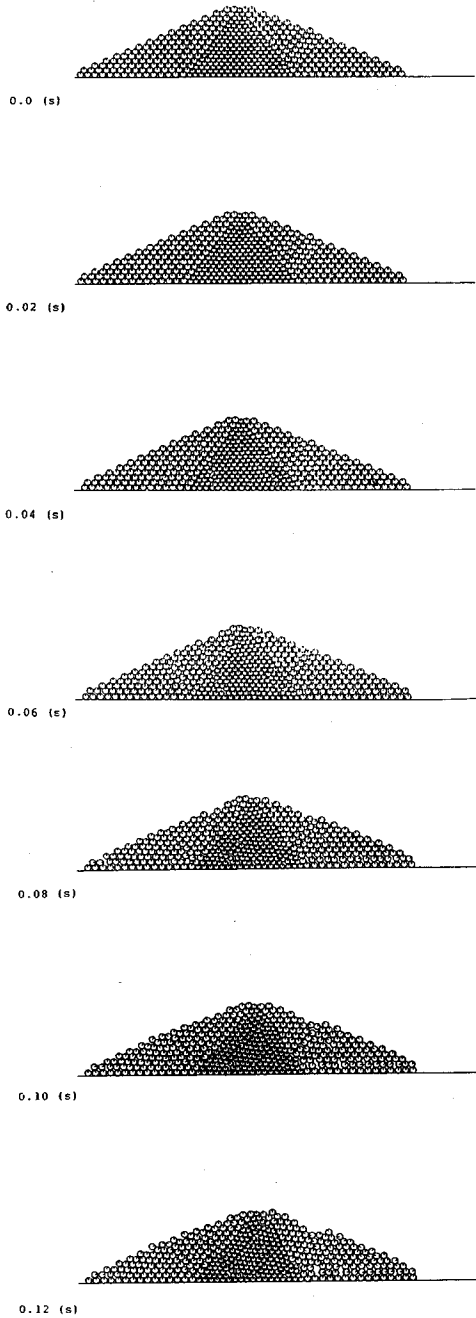
数値シミュレーションの結果を図—4～6に示す。基盤に入力した加速度の大きさはいずれも1Gであるが、粒子の挙動や模型の破壊形態は継続時間の違いによって大幅に異なっている。すなわち、図—4に示すパルス時間幅が0.004秒の場合には、粒子の移動はもちろん回転もほとんど認められない。図—5に示すパルス時間幅が0.04秒の場合には、0.04秒の時点で内部の左寄り部分に比較的大きな開口が認められるが、0.08秒にはそれが閉合し、以後模型右側の破壊が進展していく。これは模型の基本振動モードによる応答がもたらした破壊と考えられる。図—6に示すパルス時間幅が0.02秒の場合には、0.04秒までの状態は図—5と同じであるが、それ以後は模型左側部分で粒子配列が著しく崩壊し、そのまま模型の大破壊へと進展していく。図—6における破壊の状況は、図—3に示した傾斜破壊の状況との類似性が強い。

入力加速度の継続時間によって模型の破壊状況がこのように異なるのは、粒子が回転や並進の運動をするには有限の時間が必要であることに起因している。規則的粒子配列をもつこの模型の場合には、配列が崩壊する初期において模型内部に大きな開口が発達することがいずれのシミュレーションにも共通するパターンであるが、その開口の発達は瞬間的に完了するのではなく有限の時間をかけて徐々に進展するのである。この開口が発達する状況は、N. M. Newmarkによって指摘された地震による剛体の滑り変位が発生する状況⁷⁾と類似しているともいえる。同様なことは、ここで扱った規則的粒子配列に限らず、砂利を使ったダム模型のように不規則な粒子配列に対する衝撃破壊実験でも確かめられている³⁾。これら



図—4 衝撃入力によるシミュレーション結果 (その1)
($\alpha=1G, T=0.004s$)

のことは、ロックフィルダムの耐震性を検討する際に地震加速度の大きさだけでなく、破壊をもたらす加速度の継続時間が重要な要因であることを示唆するものである。ここでは、衝撃的加速度の継続時間を模型の基本振動周期との関連において変化させ、それがダム模型の破壊性状に及ぼす効果の概略を調べたが、ロックフィルダ

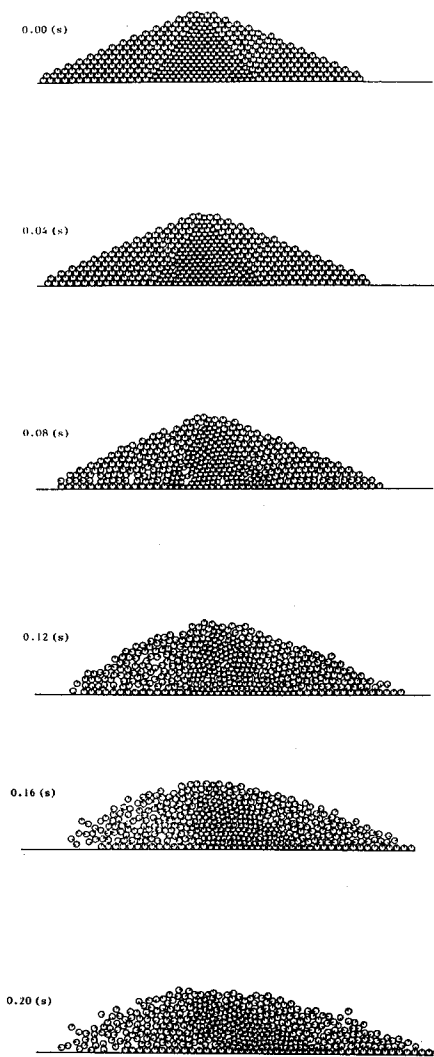


図一五 衝撃入力によるシミュレーション結果 (その2)
($\alpha=1 G, T=0.040 s$)

ムの動的破壊に及ぼす地震加速度の時間効果についてはさらに詳細に検討される必要がある。

4. 粒子配列の崩壊機構についての考察

これまで繰り返しみてきたように、規則的粒子配列をもつダム模型の崩壊は、互いに順次接触している円形粒



図一六 衝撃入力によるシミュレーション結果 (その3)
($\alpha=1 G, T=0.200 s$)

子の直線的配列が座屈状の突出変形を起こし、それに伴って発生する大きな開口に隣接粒子が陥没することによってもたらされる。模型の傾斜破壊実験においては、この座屈状変形は粒子配列がほぼ鉛直になった状態で発生し、振動破壊実験においても重力と慣性力の合力がほぼこの直線配列の方向に一致するときに開口が発生した。そこでこの直線的粒子配列の座屈条件を、静力学的に検討してみる。

(1) 単一粒子の突出による直線配列の崩壊

図一七 (a) のように、当初直線的配列をしていた複数の円形粒子のうち、地表から n 番目の粒子1個が側方へわずかに突出して静的極限平衡状態になったものとする。図一七 (b) は突出した粒子とその両側の粒子を

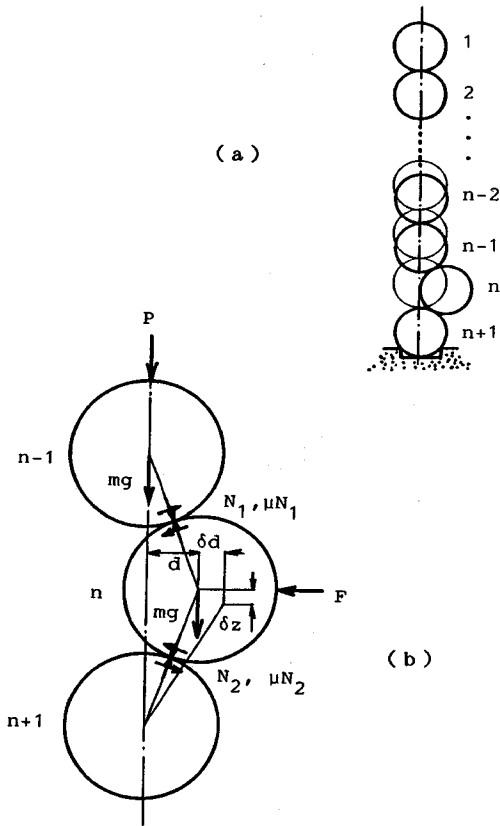


図-7 単一粒子の突出による直線的粒子配列の崩壊

取り出したものであり、 F は n 番目の粒子に側方から作用している拘束力、 P は $(n-1)$ 番目の粒子に上方から垂直に作用する上載荷重である。各粒子の直径は等しく D であるとし、質量を m 、摩擦係数を μ とすれば、 n 番目の粒子に作用する力は、 $(n-1)$ 番目の粒子との接点に作用する垂直力 N_1 と摩擦力 μN_1 、 $(n+1)$ 番目の粒子との接点に作用する垂直力 N_2 と摩擦力 μN_2 、および自重 mg と拘束力 F である。突出変位置 d が粒子の直径 D に比べて小さいとし、突出変位置 d に対する仮想水平変位を δd とすると、それに伴う仮想鉛直変位 δz は $(d/D) \delta d$ で近似できる。したがって、 δd に伴う仮想仕事 δW は次のようになる。

$$\delta W = -F\delta d + mg\delta z + (P + mg)2\delta z - \mu N_1 \frac{\delta d}{2} - \mu N_2 \frac{\delta d}{2} \dots \dots \dots (1)$$

ここで近似的に $P = (n-2)mg$ 、 $N_1 = P + mg$ 、 $N_2 = P + 2mg$ と表わしてこれらを上式に代入し、 $\delta W = 0$ とおけば、次式が得られる。

$$\frac{F}{mg} = (2n-1) \left[\frac{d}{D} - \frac{\mu}{2} \right]$$

よって

$$2n-1 = \frac{F}{mg} \frac{D}{d - \frac{\mu D}{2}} \dots \dots \dots (2)$$

上式から、図-7のようなモードで座屈する粒子の地表からの位置が定まる。その位置 n は、拘束力 F が大きいほど深くなり、摩擦係数 μ が小さいほど減少する傾向を示すが、摩擦係数がある限界よりも大きくなると n は負となり、このようなモードの座屈は現実には発生し得ないことがわかる。この限界は $\mu = 2d/D$ で与えられるので、摩擦係数が相当小さくないとこのようなモードの不安定現象は実現不可能といえる。

(2) 複数粒子の突出による直線配列の崩壊

次に、 n 番目と $(n+1)$ 番目の2個の粒子が突出する図-8のようなモードについて考えてみる。 n 番目の粒子に作用する拘束力を F_1 、 $(n+1)$ 番目の粒子に作用する拘束力を F_2 とし、それぞれの突出変位置 d_1 および d_2 がともに等しく d であるとすれば、上と同様の式を展開して、このモードによる極限平衡位置 n が次式で与えられることになる。

$$n = \frac{F_1 + F_2}{2mg} \frac{1}{\frac{d}{D} - \frac{\mu}{2}} \dots \dots \dots (3)$$

式(3)は式(2)と形式的に非常によく似ているが、両者における摩擦係数は意味が異なる。なぜならば、図-7のモードで突出する場合にはすべり摩擦となるが、図-8のモードの場合にはころがり摩擦あるいはすべりを伴うころがり摩擦⁸⁾となるからである。したがって、式(3)の摩擦係数として非常に小さな値を想定することは現実に可能であり、図-8のように複数の粒子が突出するモードでの崩壊の方が、図-7のように単一粒子が突出するモードでの崩壊よりも実際には発生しやすいと考えられる。

いま簡単に、 $F_1 = F_2 = F$ (一定) で摩擦が無視できるとすると、式(3)は単純に

$$n = \frac{F D}{mg d} \dots \dots \dots (4)$$

となる。模型の傾斜破壊実験を想定すると、傾斜角度が徐々に増加するにつれて拘束力 F は減少し変位 d は増加する過程をたどる。そのような過程では、式(4)の n の値は当初は非常に大きな値であるがだいに小さくなるので、傾斜角が増加していくにつれ最初に模型の最深部で式(4)の条件が満足され、そこで図-8のモードの変形を伴う不安定現象が発達することになる。摩擦係数が無視できない、すなわち $\mu \neq 0$ の場合にも、これと同様な推論から、模型の最深部が破壊の発生場所となることが予測される。式(3)や(4)が示唆するこれ

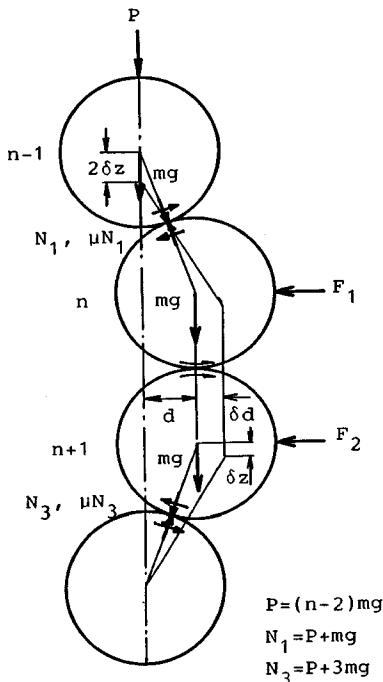


図-8 複数粒子の突出による直線的粒子配列の崩壊

らの状況は、前述の実験や図-3以降の数値シミュレーションで観察された状況と定性的には符合している。

ここでは簡単のため、静的極限平衡状態を想定して式(3)を誘導したが、この式は本論文で扱ったような、固有周期に比べて十分長い周期をもつ動的な外力による極限平衡状態にも適用できるはずであり、振動破壊実験の結果や衝撃破壊の数値シミュレーション結果はこのことを支持しているといえる。外力の周期が固有周期に対して十分長くないと静力学的近似が無理な場合には、動的な拘束力や突出変位の空間的分布あるいは慣性力や減衰力の効果なども勘案することが当然必要となる。この意味で上述の理論的考察はきわめて限定された範囲内のもに過ぎないが、規則的な粒子構造の崩壊現象が、座屈解析によってある程度合理的に説明し得ることは非常に興味深いことである。

5. 結 論

円形粒子の規則的配列をもつロックフィルダム模型の動的破壊機構について、本論文で得られた結論をまとめれば次のようになる。

(1) この模型の典型的な破壊パターンを見出した。このパターンは、模型深部において大きな開口が発生し、そこへ開口部上端の粒子が陥没することによって一気に配列構造が崩壊するという過程をたどる。

(2) この破壊過程は一瞬間では完了せず、発生から

完了までに有限の時間を必要とする。したがって、細い開口が発生する程度の初期段階で外力の方向が逆転すると、開口は閉合して終局的な崩壊に至らない。

(3) このため、地震による粒子配列の微視的崩壊や構造全体の巨視的破壊を検討する際には、入力地震加速度の振幅とともにその周期特性が重要な要因となる。ただし、粒子配列の崩壊や構造の破壊にかかわる時間スケールと加速度の周期との関係については未解明である。

(4) 粒子配列の崩壊現象を理解するうえで、座屈理論は有用である。これを適用した簡単な解析によって、実験やシミュレーションで観察された崩壊の発生位置や発生時期が合理的に説明できることを示した。

(5) 粒子の破砕が起こらない場合の粒子配列の崩壊には、粒子のこりり摩擦あるいは滑りを伴うこりり摩擦による配列の変形が大きく寄与している可能性が強い。この点についても、座屈解析は有用な知見を提供することを示した。

(6) 粒子間の摩擦係数は、ロックフィル斜面の破壊傾斜角度や破壊発生位置を支配する最も重要な因子であるが、破砕しない円形粒子間の摩擦係数に関してさえない不明な部分が残されている。この種の数値シミュレーションの信頼度を高めるためにも、実用的な測定方法を確立し各種の物質について具体的な数値が早急に提示されることが望まれる。

本論文で扱ったダム模型は、多くの点で現実のロックフィルダムとは相違している。しかし、これから得られたダムの動的破壊機構に関する上記の結論は、冒頭に述べた事例を理解するうえで非常に有用である。このような研究によって、連続体と不連続体の耐震機能についての根本的な違いがしだいに明らかになるものと考えられる⁹⁾。

参 考 文 献

- 1) Shakal, A.F., Sherburne, R.W. and Parke, D.L. : Principal Features of the Strong-Motion Data from the 1984 Morgan Hill Earthquake, The 1984 Morgan Hill, California Earthquake, Special Publication 68, pp. 249 ~ 264, 1984.
- 2) 岡本舜三：耐震工学，オーム社，pp. 365~416, 1971.
- 3) 大町達夫：ロックフィルダムの地震時の安定に関する基礎的研究，東京大学提出博士論文，および東京大学工学部土木工学科論文集録 第11巻，pp. 21~28, 1974.
- 4) 大町達夫・荒井靖博：個別要素法で用いる要素定数の決め方について，構造工学論文集，Vol. 32 A, pp. 715~723, 1986.
- 5) Ohmachi, T. and Arai, Y. : On the Distinct Element Parameters Used for Earthquake Ground Motion Simulation, Computers and Geotechnics, Vol. 2, No. 6, pp. 329 ~ 345, 1986.

- 6) 最上武雄：粒状体の力学, 最上編・土質力学, 技報堂出版, pp. 978~979, 1969.
- 7) Newmark, N. M. : Effects of Earthquakes on Dams and Embankments, *Geotechnique* 15, No. 2, pp. 139~160, 1965.
- 8) 曾田範宗：軸受, 岩波全書, pp. 99~107, 1964.
- 9) Ohmachi, T. : Onset of Rockfill Sliding Induced by Ground Shaking, 東工大土木工学科研究報告, No. 37, pp. 1~16, 1987.

(1987.5.8・受付)
