

液状化過程における散逸エネルギー分布の解析

東北大学工学部 学生員 海上 健一
 同上 正員 佐武 正雄
 同上 正員 岸野 佑次

1. まえがき 近年、顆状体力学の微視的なアプローチの1つとして、計算機によるシミュレーション解析が目立っている。著者は静的な変形を生じる顆状体モデルに対し新しい解析法を提案し、種々の応用を試みてきた^(1~3)。本文は液状化シミュレーション解析により得られるデータをもとに顆状体の液状化過程と深い関係を持つと思われる散逸エネルギーの計算を行い、考察を加えた結果について述べる。

2. 解析方法 液状化解析についての詳細は、参考文献⁽²⁾に記述されているのでここでは省略する。まず液状化の解析を行うに当たっては、排水条件の下で、等圧圧力を作用させた状態

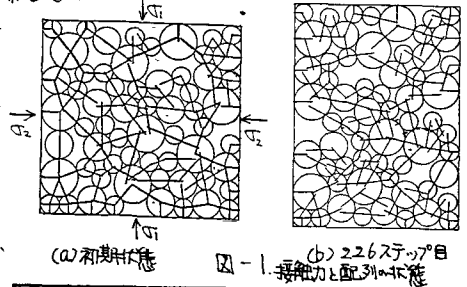
表-1. 顆状体モデル

粒径 (cm)	0.60	0.90	1.20
粒子個数	37	15	9
総粒子数	61		

が生じた後の状態(拘束圧 1.5×10^5)を、繰り返し载荷の初期状態と考へ、以後、非排水応力制御の条件下で、一定の応力振幅($2.0 \times 10^3 \text{ dyn/cm}^2$)で両振りの二軸圧縮伸張を繰返す。この際用いた顆状体モデル及び諸定数を表-1, 2に示す。又図-1(a)に示す配列について解析を行った結果図-2に示すような有効応力経路を得た(図中の線分は、接触力 P を表す)。図中に記された数字はステップ数を示し、片振り10ステップで载荷した。図-1(b)は急激に液状化が進んだ226ステップ目の接触力と配列の状態を示している。

表-2. 液状化解析に用いた定数

要線方向単位長さあたりの粒子数 k_t (dyn/cm^2)	1×10^4
法線方向単位長さあたりの粒子数 k_n (dyn/cm^2)	1×10^8
粒子間摩擦角 ϕ	25°
壁面摩擦角	0°
粒子密度 (g/cm^3)	1.5
水の圧縮率	0
初期固相比 e_0	0.315



求めた結果より弾性エネルギー及び塑性エネルギーを計算することが出来る。弾性エネルギーは接触力 P より直接的に求めることが可能である。塑性エネルギーに関しては以下の方法で計算される。図-3を参照して、粒子 i, j の相対的滑り量の増分は次式で与えられる。

$$\Delta U_p = (\Delta z_i - \Delta z_j) \cdot \tau + (r_i \omega_i - r_j \omega_j) - \Delta U_e \quad (1)$$

ここに、 ΔU_e は粒子間の要線方向単位長さにつき生じる相対変位である。この節点ごとの摩擦も滑り以前は $\Delta U_p = 0$ である。このとき散逸エネルギー増分は、

$$\Delta U_w = \mu \bar{P}_n |\Delta U_p| \quad (2)$$

で与えられる。ここに μ は摩擦係数、 \bar{P}_n は与えているステップ前後の P_n の平均値である。

3. 結果及び考察 上記のような解析方法により求めた、ステップ毎の散逸エネルギー増分を図-4に示す。また弾性エネルギーの値も図-5に示す。図-4をみると有効平均応力の減少の割合が小さい150ステップより前の段階については応力振幅が最大になる時に、散逸エネルギーの増分が大きくなり繰返しに同期に合わせ、散逸エネルギーの値も周期的に増減を繰返していることがわかる。また、有効応力の減少が比較的大きい150ステップ以後の段階では、それ以前に比べて散逸エネルギーの値も

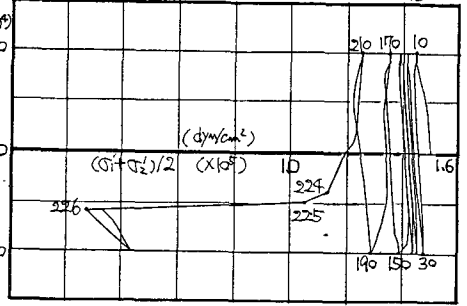


図-2 有効応力経路

- Δz : 粒子重心位置ベクトルの増分
- $\Delta \omega$: 粒子回転の増分
- r : 粒子半径
- P : 接触力ベクトル
- m : 法線方向単位長さあたりの粒子数
- k_t : 要線方向単位長さあたりの粒子数

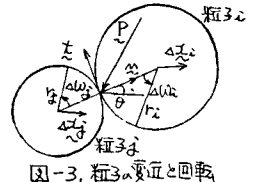


図-3. 粒子の変位と回転

随分大きくなっており、液状化が急激に進む225から226のステップでは、1桁大きな値となっている。図-5の弾性エネルギーは、繰返し載荷の周期に合わせて増減を繰り返しているが、液状化の兆しが現われる150ステップ以後より減少の傾向が強まり、急激な液状化の起る226ステップ目で大幅に減少している。このことは図-4の散逸エネルギーの急激な増加に対応している。このように、散逸エネルギーの時間分布等の図は、液状化を判定する上で非常に有用であると思われる。更に、図-6は各接点が、どのような大きさの散逸エネルギーを持つかを示している。図-6(a)の急激な液状化が起る前は、種々のエネルギーレベルに分散して接点が存在していることがわかる。但し最高レベルの接点数は、ごく僅かであり、この接点の散逸エネルギーが全体の散逸エネルギーの、かなりの部分を占めていることが注目される。これに対して急激に液状化が起る(4)では、最も大きなレベルに接点が20近くも存在し低レベルの接点はほとんどなくなる。このことは、このステップにおける変形が巨視的な滑りに支配されていると考えられる。図-7は、あるステップにおける散逸エネルギーが、どの接触角方向(図-3(a)のθ)に分布しているかを、百分率で示したものである。この3つの図より、急激な液状化が発生する部分では、散逸エネルギーの空間的な分布形状も、急激に変化することがわかる。

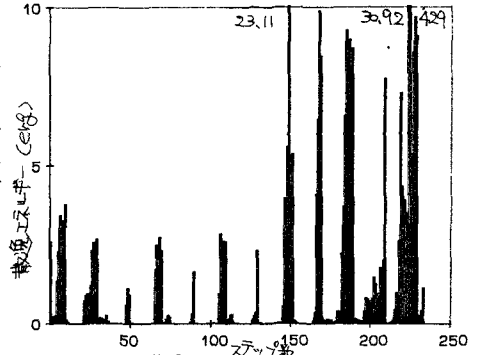


図-4. 散逸エネルギーの時間分布

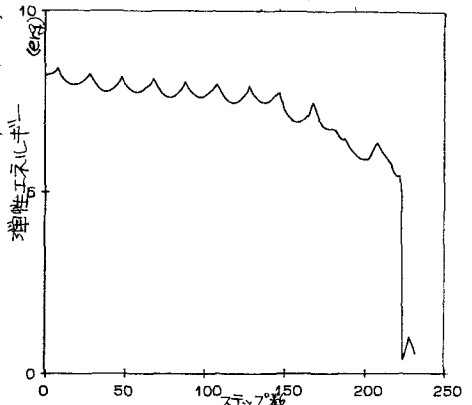


図-5. 弾性エネルギーの変化

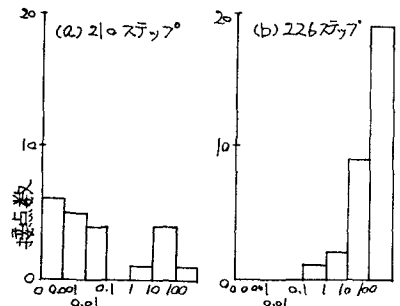


図-6. 散逸エネルギーレベル分布

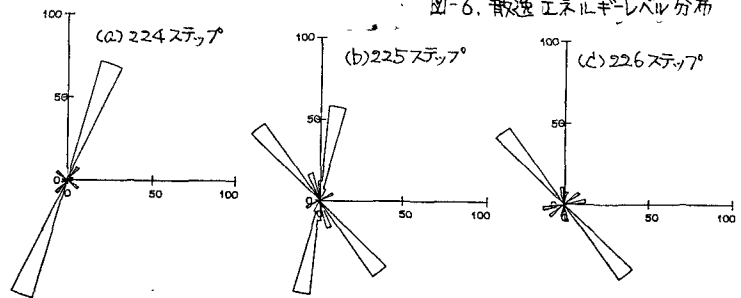


図-7. 散逸エネルギー空間分布

4. あとがき 以上シミュレーションによる液状化の過程のエネルギーを算出し種々の考察を行った。本文に示されているように、散逸エネルギー等は、液状化現象と密接な関係があり、液状化のメカニズムを考える上で有用であると考える。今後、粒子個数を多くしたシミュレーション等についてこの解析により、研究を進めたいと考えている。

参考文献 1) 藤, 佐武, 岸野:

新しい種状体解析モデルによるシミュレーションの考察, 昭和60年度東北支部発表会(1986) 239-240

2) 佐藤, 佐武, 岸野: 種状体モデルによる液状化のシミュレーション, 昭和60年度東北支部発表会(1986) 219-220

3) 岸野: 種状体, 新しいシミュレーション解析法とその応用,

土木学会オカ1 周年講義-122(1986) 243-244