

徳島大学工学部 正 員 尾 島 勝

1 まえがき

著者は、飽和砂層の液状化機構の解明を目的として、液状化現象を加速度場における砂層構造の急激な崩壊および再配列の過程としてとらえ、その起因要素は動的な外力の作用によって砂層間を水に付加される動的過剰間隙水圧の伝播作用であるとして若干の考察を進めてきた^(1,2)。すなわち、砂層の液状化機構は、基本的には乾燥砂、飽和砂を問わず同じであると思われ、飽和砂の場合、実際には乾燥砂におけるよりしほり小さい外力の作用によって液状化する^(1,2)ことが知られてゐる。これは、間隙水の存在によって見かけ上の外力が増すと、液状化による過剰間隙水圧が隣接要素へ伝播する^(1,2)ことと理由によるものと考えられる。したがって、飽和砂層では有効応力の減少は間隙水圧の増大としてとらえることができるから、遂に間隙水圧性状を詳細に説明すれば構造変形あるいは破壊現象である液状化現象をかなり明確にできよう。今回はこのように考え方のもとに液状化領域の伝播について考察する。すでに発表した内容と若干重複するが、液状化度、動起加速度、液状化過程について簡単に説明し、液状化領域の伝播に関する考え方を述べる。

2 液状化度

液状化時における砂層内のある要素の動的過剰間隙水圧は、その要素自体の構造崩壊による過剰水圧とその要素より上部の砂層構造の崩壊にもとづく伝播過剰水圧とからなっているため、砂層内の任意点における液状化の程度を示すためにはこれらを区別して考えなければならぬ。

ある要素が完全に液状化した場合、その要素の鉛直方向の加速度を無視すれば、その要素の間隙水に発生する動的過剰間隙水圧(u)は有効上載圧(σ'_z)に等しい。したがって、液状化の程度を表す指標としてつぎの二つを考えよう。

$$L_a = u/\sigma'_z \quad (1) \quad L_e = (1/\sigma'_z) \cdot (\partial u / \partial z) \quad (2)$$

このように定義した L_a と L_e の間には、

$$L_a = u/\sigma'_z = (1/\sigma'_z) \cdot \int_0^z \partial u / \partial z \cdot dz = (1/\sigma'_z) \int_0^z \sigma'_z L_e dz = (1/z) \int_0^z L_e dz = \bar{L}_e \quad (3)$$

の関係があり、 L_a はその要素より上部砂層の L_e の平均的な値を表わすものといえる。したがって、地盤反力係数の問題に対しては L_a を用いた方が有効であろうが、液状化現象の力学機構を考察する場合には L_e を用いなければならぬ。すなわち、 L_e は付加要素自体の構造崩壊にもとづく過剰水圧の変化のみを見出すことができる。そこで、このように意味において L_e を本質的な液状化度と呼び、また、 L_a を見かけの液状化度と呼んで区別する。

3 動起加速度

砂層の加速度場において γ の一様な加速度分布としておくと考えられても、個々の砂層要素についておそれずしきうではない。すなわち、作用加速度がある限界値 a_e に達するまでは個々の砂層要素は可逆変形を繰り返すであろうが、作用加速度が a_e を越せば要素は相互の位置を変えて非

可逆な変形を生じ、 σ と τ の作用加速度に対して変位を保てる位置に移行しようとする。こゝを砂層構造の第1の屈起と呼び、 α_0 を屈起の速度と呼ぶことにした。こゝで、 α_0 は砂層の一要素の平均の値としておくと、砂粒子間の有効応力、間隙比（密度）、砂粒子の形状・粒度などによって変化する考えられる。こゝらの影響因子のうち、粒子形状・粒度は同一の砂についてほぼ一定とおしてよいであろうが、前者は同一の砂であっても条件によって大きく異なるものである。そこで、 α_0 は粒子構造が緊密であるほど大きく、 σ の緊密度は有効応力が大きいほど大きいと考え、つぎのように仮定した。

$$a_e = (\sigma_v - u) \cdot \varphi(\lambda)$$

∴ K, σ_0 は有効上載圧, $1/\alpha$ だけ $(\sigma_0 - u)$ の静的過剰間隙水圧が u になる値をもつときの有効応力である。また, $f(\lambda)$ は間隙率 λ の関数であり, 間隙率の減少に伴う密度の増大にともなう増大する性質をもつ。

さて、式(4)のように表現在した関係は、H. B. Seed 也 N. N. Maslov 同志が示した結論と矛盾するものではないが、従来の以外小の加速度であるから $[LT^2]$ であり、右辺の有効次元は $[ML^2]$ であることから、両辺の単位が一致しない。然し次元量と単位は同一とすればまだ欠陥が残る。

液状化の発生から終了までの全過程を一般的に表現し考察する。
砂層要素に作用する加速度振幅 a とその振動に対する応答量としての
砂層要素の動的過剰間隙水圧 u 、有効応力 σ_v 、体積ひずみ ϵ （沈下量 S ）、
その加速度 a の時間変化を模式的に示したものが図
1-2-1 である。

図-1に示した力学諸量の応答模式図は、これまでの実験結果を考慮して想定したものであり、簡単に説明すればつぎのようである。

作用外力 α の加速度 α は時刻 t まで直線的に増大し、以後は加速度振幅 α_{max} の一定加速度となる。このとき、動的過制周波数 ω_d は、時刻 t で発生した最大値に達し、 t を経て ω_d で消滅する。また、 ω_d と共振の周波数にある有効能力 σ_{eff} は、時刻 t から減少し始め ω_d で零になり、以後 ω_d の減少とともに増大し ω_d を経て ω_d まで ω_d に達する。沈下量は砂層全体、体積 V 以外の集積量であり平均量ではあるが、その性状は周波数 ω_d により時刻 t まで ω_d と ω_d の沈下は起らない、 ω_d から ω_d までの ω_d の上昇過程における沈下量はわずかであり、以後 ω_d の減少とともに沈下量は増大し ω_d を経て ω_d で沈下は終了する。また、超起加速度 α_{ex} は ω_d で説明したように ω_d に入るに因するから、時刻 t から減少し始め ω_d で零になり、以後漸次増大して時刻 t では作用加速度と等しくなるがその後時刻 t まで増大する ω_d になる。このように震動化過程を定性的に説明する。

とを以て、 u の変化は u における有効応力の变化を以てするが、是が体積ひずみと等しい直接的に結びついてゐることを考えれば、 u の発生過程あるは液状化初期における流下（体積ひずみ）の性状を明解に説明できる。これを説明するためには、 u におけるダイレイタンス効果と導入し得るからである。すなわち、[左へ右] では有効応力が減少するために砂粒子は中へ中へとなるが、一方 u の発生による排水はう配にしたがひて同じく水も流出し砂層は収縮しようとする。すなわち、[右へ左] ではダイレイタンス効果と同じく水の流出による収縮量とが平衡しており、[左へ右] ではダイレイタンス効果よりも同じく水の流出による収縮量の方がおそく大きいと考へられる。

5 液状化領域の伝播

通常、液状化は砂層の上層から下層へと進み、遂に下層から上層へと逆変化していくといふれてゐる。Florin は液状化領域と安定領域の境界は明確であるとして液状化継続時間を求める式を示してゐるが、前者は u 領域の境界は明確ではなく、 u における遷移領域があるとして z で述べたような液状化度を定義し、図-2 のような概念図を示した。

いま、本質的な液状化度 $L_e = \alpha$ ($0 < \alpha \leq 1$) の位置・移動速度を求め、液状化の進行並びに安定化を定量的に把握する方法を検討する。図-3 のように、 $L_e = \alpha$ の位置を $t = t$ において $z = \xi$ 、 $t = t + \delta t$ において $z = \xi + \delta \xi$ とすると次式が成り立つ。

$$L_e(\xi, t) = \frac{1}{\delta'} \frac{\partial u}{\partial z}(\xi, t) = \alpha \quad (5)$$

$$L_e(\xi + \delta \xi, t + \delta t) = \frac{1}{\delta'} \frac{\partial u}{\partial z}(\xi + \delta \xi, t + \delta t) = \alpha \quad (6)$$

式(6)を Taylor 展開し高次の微小項を無視すれば、

$$\frac{\partial u}{\partial z}(\xi, t) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}(\xi, t) \delta \xi + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}(\xi, t) \delta t = \delta' \alpha$$

となり、これを式(5)の関係と代入すれば、

$$\frac{d\xi}{dt} = - \frac{\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}(\xi, t)}{\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}(\xi, t)} = - \frac{\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z}(\xi, t) \right)}{\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}(\xi, t)} \quad (7)$$

となる。そこで、水圧はう配 $\partial u(\xi, t) / \partial z$ は余弦曲線を与えられ、 $\partial / \partial z (\partial u(\xi, t) / \partial z)$ は負、分子の $\partial / \partial t (\partial u(\xi, t) / \partial z)$ は液状化が進行してゐる場合には正、安定化に向かつてゐる場合には負となるから、液状化の進行過程、安定化過程における液状化領域の伝播速度が、 $d\xi/dt \geq 0$ となるとされることになる。

このような考え方を発展せしめ、 $\partial u / \partial z$ が解析的に与えられることから液状化の予測を行はうとは可能であると考えられるが、具体的に解析の途中において実験に頼らざるを得ない定数も決定を多く含んでゐるため、さらに検討を加へる必要がある。

そこで、液状化発生初期すなわち進行過程における伝播性状について実験により検討した結果を述べる。

図-4は、深さ(2)とパラメータ γ による液状化過程の様子を示したものである。縦軸に本質的な液状化度に対する排水はう配 ($\partial u / \partial z$) と、横軸に時間 (t) をとてゐる。ただし、 z は砂槽底面を基準にし

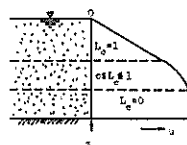


図-2 液状化度

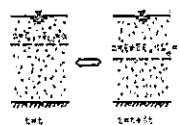


図-3 液状化領域の伝播

この、過剰水圧の測定は $z=5, 10, 15, 20$ cm の 4 点で行い、この中で、 $u_{\%}$ を求めた際には $(u_{\%})_m = (u_m - u_m)/(z_1 - z_2)$ として求め、 $z=7.5, 12.5, 17.5, 22$ cm の 4 点について示した。理論的には完全に凍結した場合は、 $u_e = (u_m)/(u_{\%}) = 1$ となるから、 $u_{\%}$ は砂中の単位体積重量 γ に等しい一定値になるべきものである。

図-4 に示した実験における凍結化の進行過程の過剰水圧の時間変化を詳細に示したのが図-5 である。これらの図から明らかになるように凍結化の進行は砂層の上層部ほど早い。また、これらの結果を時間対比圧 σ/σ_0 として示したのが図-6 である。同一時刻の各測点の値を結び、次のように配りみて検討すれば時間の経過とともにこの配がフラットになる領域が増えていく様子が明瞭である。この実験では、 $z=7.5$ cm での凍結化の程度は小さいが、少なくとも $z=12.5$ cm の測点まではほぼ同程度の凍結化に至ったことを示すものである。

図-7 は、図-4 に示した実験における凍結化速度係数の性状を明らかにするために整理しておいたものである。凍結化速度係数は、 $\sigma/\sigma_0 = (R/\sigma_0) \cdot (a - a^*)$ であるから R であり、この式中の a^* は各時刻における見かけの飽和速度である。この式の算出法は参考文献に示す。参考文献に述べてあるが、 σ/σ_0 と $(a - a^*)$ との関係は凍結化の進行過程において直線関係があり、したがって、砂層全体について R を一定と仮定していただ、図-7 の結果からわかるとおり、厳密には場所的にも時間的にも変化があるものといえる。この点については今後検討し改めらるべきであろう。

6 あとがき

本論文は、著者の学位論文の一部であるとともに、昭和 46 年度文部省科学研究費補助金（一般研究 D）の交付を受けたことと付随する。

参考文献 1) 尾島：飽和砂層の凍結化機構に関する理論的研究，土木学会論文報告集，第 184 号，昭 45. 12.

2) 尾島・土居：飽和砂層の凍結化に関する実験的研究，土木学会論文報告集，第 191 号，昭 46. 7.

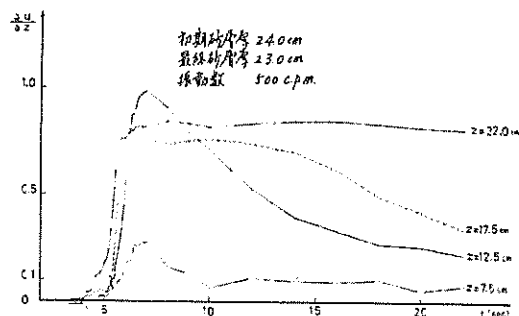


図-4 凍結化時における過剰水圧の経時変化

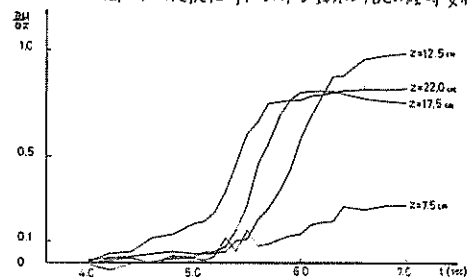


図-5 凍結化進行過程の過剰水圧

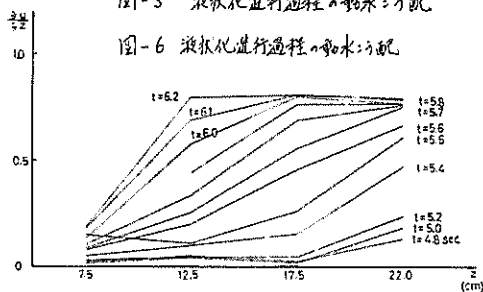


図-6 凍結化進行過程の過剰水圧

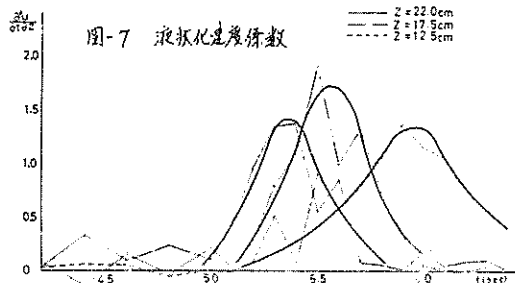


図-7 凍結化速度係数