

135. 砂の振動実験について (20分)

正員 東京大学工学部 最 上 武 雄
 准員 " " ○久 保 浩 一

砂粒を箱に入れて振動をあたえると、各粒は激しく運動しお互にぶつかり合い、全體として流動性を帯びる。そして砂の流動性を砂の表面につけた溝の塞がりということであらわすことにすると、砂に一定の流動性をあたえるためには一定の加速度の振動を加えることを要する。このことは島田中村兩氏及び大西福澤兩氏の實驗により明らかにされた。

そこで砂が流動性を帯びるということは、振動により砂粒間の間隙が増大してお互に動きやすくなるためであろうという豫想のもとに、振動中の砂の容積の變化を調べてみた。九味浦標準砂を箱に入れ振動数15~55、振幅2~0.1mmの各種の振動をあたえてみたのであるが、最初振動をあたえると砂の容積は變化するが、後には大體定常状態となる。この状態に達したときの容積を振動の加速度あるいはエネルギーに對してプロットしてみると、豫想に反して振動の大きくなるにつれて容積は減少して行き、しかも流動性は大きくなつて行く。これは最初填めた状態における砂粒間の間隙に非常な不平等さがあり、それが振動によつて平等化するために、粒子間の自由活动範圍が大きくなつてもなお全體としての容積は減少するものであると考えられる。更に大きな振動を加えると今度は漸次容積は増大して行くのである。

同様の事實は相馬砂、カーボランダム等についても觀察される。これらの物質による様相のちがい及び振動の種類による容積變化のちがい等については目下理論的考察を加えつつあるが、振動によつて加えられるエネルギーがある値に達するまでは容積がエネルギーに比例し、それ以上になると振動数の變化に應じて異つた様相を示すことから見ると、最初の中は砂粒間の摩擦によりエネルギーが吸収され、ある値以上のエネルギーが加えられるときにはそのエネルギーは砂塊の渦的な動きのために吸収され、そのために振動数の變化に應じた砂の全體的な運動の相違がきいてくるのであらうと思われる。

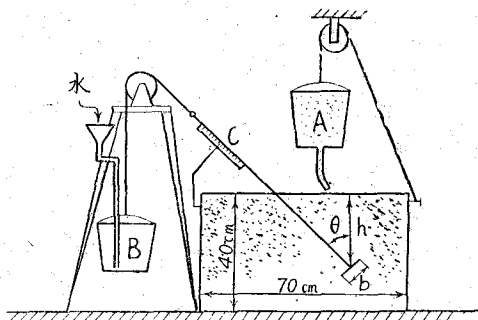
136. 砂中に埋めた正方形アンカーの抵抗土圧 (20分)

准員 大阪大学工学部 ○伊 藤 富 雄
 准員 " " 山 佐 博

1. 目的 色々な大きさを有する正方形のアンカーすなわち控版を、種々の傾きをなしかつ深さを異にして砂中に埋込んだ場合、その抵抗土圧が如何なる大きさになるかを求めるのが我々の目的である。これがため種々實驗を行い、その結果得られた實驗公式について報告する。

2. 實驗の裝置と方法 圖のように巾50 cm、奥行70 cm深さ40 cmの箱を作り、その中にアンカーを所定の傾きをなしておいた後、Aなるバケツから砂を一定の深さまでなるべく一様に入れる。つぎにBなる水槽に水を徐々に入れ、その荷重に對應するアンカーの變位をスケールCで讀む。かくして次第に荷重を大きくし、ついにアンカーが引抜かれる時の荷重を求める。なお實驗に使用した砂は川砂を充分に乾燥したものであり、アンカーの大きさは5.0×5.0, 7.1×7.1, 10.0×10.0 cmの3種、アンカーの中心から砂の表面までの深さは10, 15, 20, 25, 30 cmの5つ、圖に示す角度 θ は0, 15, 30, 45, 60, 75, 90°の7種に變化させて實驗を行つた。

3. 實驗結果 上述の實驗から得られたデータを用いて、アンカーの最大抵抗土圧とそれを左右する色々なファクターとの關係を試べながら、その結果我々はつぎの實驗公式を提案する。



$$P = k \cdot \gamma \cdot b \cdot h^2 \cdot \cosh \theta$$

ここに P : アンカーの最大抵抗土圧, k : 砂による常数, γ : 砂の単位重量, b : 正方形アンカーの1邊の長さ, h : アンカーの中心から砂表面までの深さ, θ : アンカーが水平となす角 (ラディアン)

4. 結語

- クーロンの理論による計算値は、実験値より甚だしく小さく、1/3程度である。
 - アンカーが引き抜かれるときの砂の破壊機構・理論的計算法などについては觸れなかつたが、講演當日御説明する。
 - アンカーに荷重をかけるとき、荷重を段階的に増したり、繰返し荷重を加えたりすると、最大抵抗土圧が上述の場合に比べて相當變化するが、この点については実験を續行している。
 - 矩形板・丸棒などを埋込んだときについても目下実験中で、なかなか面白い結果を得ている。
- 終りにこの実験のために種々盡力を賜つた兵庫縣土木部の猪口弘君、奈良電鐵の菅真哉君に對し心から感謝の意を表する。

137. 土堤内二重過渡領域の解法について (20分)

正員 京都大學工學部 村 山 朔 郎
准員 " ○赤 井 浩 一

限界釣合の状態にある水平稜線を有する三角形粉粒堤体内の應力解析には、安藏博士がいわゆる過渡領域と、それを範圍づける影響角の概念を導入し、平面變形の問題として巧妙な近似計算法を提案されている。すなわち過渡領域内の應力を求めるために、頂點から引いた放射線でこの領域を微小楔形に細分し、各楔形内の應力度を頂點を原點とする1次函數と假定し、微小楔形の境界線上において應力の連續性と、次式の如き限界釣合状態をみたすものとして解を進めている。

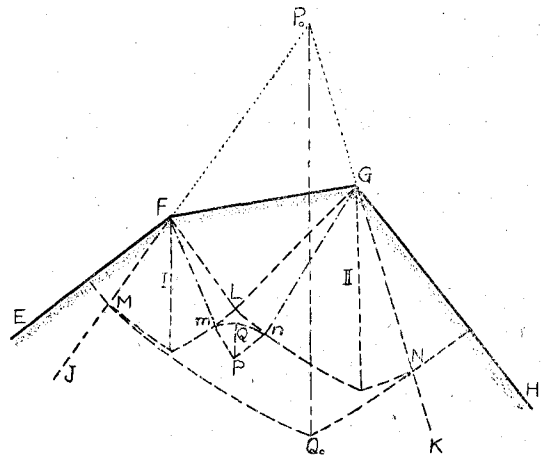
$$(\sigma_y - \sigma_x)^2 + 4\tau_{xy}^2 = \sin^2 \phi (\sigma_y + \sigma_x)^2 \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 ϕ は粉粒の内部摩擦角である。

ところが、一般に實在する土堤體はその頭部に若干の平面を有しているために、安藏博士の方法を適用する場合には、過渡領域の重なり合う部分(二重過渡領域と假稱)ができて、上記の解法の適用が困難となる。ここでは水平稜線を有する3平面にて圍まれた粉粒堤体内の限界釣合時の應力を、上記の方法と同様の假定を用いて求めようとしたものである。

圖において、EFJ, HGK 及び FLG は Rankine 領域であり、MFLと NGL は影響圈となる。とり面 JMQ₀NK より下方の部分は兩側斜面の影響だけを受けるから、この部分の解析には、細分された微小楔形がごとく假想頂點P₀をもつようにとればよい。従つて、残りの MLNQ₀ で圍まれる部分が、他より高度の過渡率を有するいわゆる二重過渡領域となる。

安藏博士の方法では、頂點における應力度成分は何れも0であるが、ここに $\mu\sigma_y$, $\mu\tau_{xy}$, $\mu\sigma_x$ ($\mu \geq 0$) の應力を加えても極限釣合の式(1)はやはり成立する。ゆえに、微小楔形 mFL, nGL において點 m を規定しておき、これに對して點 n が或る假想頂點 P を共有するものとし、このある大きさの應力を有す



るPによつてmPnなる領域を細分して行くと、應力分布が判明する。この場合、假想頂點Pにおける應力はmPに沿つては領域mFLでの應力函數で、又nPに沿つては領域nGLでの應力函數で與えられ、兩者はPで當然等しくなければならないから、