圧密理論の検討及び定圧圧密における 歪み硬化・回復過程の導入

Development of Consolidation Theory and Introduction of Stress Hardening-Recovery Hypothesis for Constant Load Consolidation

長瀬 洋一*, 岡田 賢治*, 銭 紹祥*, 竹山 宏秋**

Youichi NAGASE, Kenji OKADA, Shaoxiang QIAN, Hiroaki TAKEYAMA

We noticed that the boundary condition on the top surface of the consolidated bed in the theoretical calculations was incorrectly imposed in ref.¹⁾ and ref.²⁾. Revised calculations are presented in this paper. In ref.¹⁾ a new theory for the constant load consolidation was proposed together with a convenient boundary conditions on the bottom of the consolidated bed (Eq. (7) in this paper) which assumed that the void ratio suddenly jumped to the final value immediately after the loading. If strict forward consideration is assumed, the boundary condition (BC) should be varied with time according to the increases in friction and particle network stress, i. e., Eq. (8) has to be imposed in place of Eq. (7). However, the previous calculations together with Eq. (7) predicted the observed consolidation curves even until middle of the consolidation period. To overcome this contradiction is the main objective of this work. Variable load consolidation experiments are compared with theoretical calculations for both BC's. Calculations for frictionless wall on the constant load are also conducted and discussed. It is concluded from these examinations that during the constant load consolidation the stress hardening must occur after the loading to balance out the extra load until strain in the bed reaches to a normal stress-strain relation, since strain could develop only when dewatering from the bed has progressed. Modified theory including the stress hardening and recovery process predicts consolidation experiments quite well for the whole period of the consolidation. Master curves for the constant load and the variable load consolidations are also presented.

Key Words : Consolidation, Constant Load, Variable Load, Stress Hardening, Stress Recovery

1. 緒 言

本文に先立って、論文^{1, 2)}の理論計算における境界条件の設定に誤りが、伴って、計算誤りがあったことを陳謝する*¹⁾*²⁾。本報において訂正した計算結果を新たな計算と合わせてFig. 1, 4に示す。

著者らは側面拘束せず、排水もない高濃度スラッジの1軸圧縮実験を行い、破壊以前の僅かな歪み範囲で粘弾性を示す、この意味でスラッジは粘弾塑性体であ

ることを確認した³⁾。シリンダー内でスラッジを圧縮するときは側面拘束され、かつ排水が起こる圧密になるので、従来は圧密中の粒子ネットワークの力学特性を推察できなかった¹⁾。著者らは十分圧密し平衡に達した層について、載荷している荷重を急減させることによって、膨張回復歪みを測定することを考案した。回復歪みと先に求めた粘弾性の弾性要素との積として、圧密層の弾性応力を求め、その間隙比依存性を得た。その際に壁摩擦が無視できないことを同時に見い

1998年4月6日受付
粉体工学会春期研究発表会(1997年5月、京都)にて一部発表
* 倉敷芸術科学大学
(〒712-8505 倉敷市連島町西之浦2640) TEL 086-440-1164
Kurashiki University of science and the Art
(2640 Nishino-ura, Turajimacho, Kurashiki-shi, Okayama 712-8505)

** 関クボタ新淀川環境プラントセンター
(〒555-0042 大阪市西淀川区西島2-1-6) TEL 06-475-3921
Shinyodogawa Environmental Plant Center, KUBOTA Co.
(2-1-6 Nishijima, Nishiyodogawa-ku, Osaka 555-0042)

*¹⁾ 圧密層上面における境界条件として液圧勾配を零とおいていた。正しくは本報Eq. (6) でなければならない。この誤謬のために計算圧密曲線は実験と一致しなくなるが、時定数 λ_0 の定義に関せず便宜に与え、また圧密の実測値を部分修正していた。なお、論文²⁾では理論計算が正当であるとして、液圧分布等を提示しているが、現時点では理論の正確度を実験的に立証するのが困難であるので(本報参照)、これらの訂正は差し控える。論文²⁾のFig. 1 (a)を削除する。

*²⁾ 論文²⁾について現在、原著者に連絡できない状態である。そのため論文¹⁾の共著者であり、また論文²⁾の実験を提起した責任上、原著者に代わって両編をまとめて訂正せざるを得ない。

だした。また透水抵抗は Kozeny-Carman 式に従うことを確認し、これらをまとめて壁摩擦を考慮した新しい圧密方程式を誘導した。これを検証するために定圧圧密について従来と同様な境界条件を適用したところ、圧密の中期まで計算圧密曲線が実験と一致した¹⁾。しかし適用した境界条件は論理の一貫性に欠けるので、中期までにせよ実験と一致した理由を探るために、荷重を徐々に増大させる変圧圧密実験²⁾を追加し、考察を加えることにした。その結果、圧密のメカニズムについて新たな知見がえられ、また前報の境界条件が論理性に欠ける理由も明らかになったと考えるので報告する。また実用に便利な無次元圧密曲線を提示する。

2. 境界条件及び圧密曲線の多様性

2.1 境界条件

後に必要になるので、前報で誘導した主要な関係式及び境界条件を列記する。圧密においては排水が起こることによって始めて、層内歪みや間隙比の変化が同時に起こる。しかるに排水は時間遅れを伴うので、歪み（間隙比に関連する物理量ではない）はゆっくり増加することになる。そこで一軸圧縮実験結果が拡張適用できるとすると、粒子層は破壊することなく、かつ粘弾性のうちの弾性のみが表れるはずである。以下で σ はかような意味の弾性応力である。
弾性応力の間隙比依存：

$$\hat{\sigma} = \frac{\sigma}{\alpha} = \exp(-\beta e) \quad (1)$$

力の釣り合い式：任意時間，任意面（ w で表す）において、荷重 F は粒子ネットワーク強度 α ，間隙水圧 p 及び層上面より w までの壁摩擦（Eq. (2) 右辺第3項）と平衡する。摩擦係数相当値 $\tan \phi$ は一定と近似する¹⁾。

$$\hat{F} = \hat{\sigma} + \hat{p} + \int_{\hat{w}}^{1.0} (1+e) \frac{2}{R} \hat{\tau}_w dw, \quad \hat{\tau}_w = \hat{\sigma} \tan \phi \quad (2)$$

脱水速度式：Eq. (2) を w で偏微分し、 $\partial F / \partial w = 0$ を考慮して、 $\partial F / \partial w$ に Kozeny-Carman 式を代入。

$$u = \frac{e^3}{(1+e)^2} \left\{ A(1+e) \hat{\sigma} - \frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial \hat{w}} \right\}, \quad A = \frac{2w_0 \tan \phi}{R} \quad (3)$$

連続式：

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{w}} \quad (4)$$

以上は Eq. (1) の係数 α ，及び固体のみの全高さ w_0 を用いて、次のように無次元化している。

$$\hat{\sigma} = \frac{\sigma}{\alpha}, \quad \hat{w} = \frac{w}{w_0}, \quad \hat{t} = \frac{t}{\lambda_c}, \quad \lambda_c = \frac{\mu k w_0^2}{\alpha}, \quad \hat{u} = \frac{u \lambda_c}{w_0} \quad (5)$$

Eqs. (1) ~ (4) を連立して解く場合の初期条件は前報¹⁾ で述べた。用いた圧密実験装置は両面排水方式であるので、(前報³⁾，Fig. 7 参照)，層の上表面 ($\hat{w} = 1.0$) では、Eq. (2) で液圧 $\hat{p}$ および壁摩擦は零。よって荷重はすべて粒子ネットワークに伝えられ、層上面の境界条件は次式になる。

$$\begin{aligned} \text{BC } 1. (\hat{w} = 1.0): \quad \hat{F}_t &= \hat{\sigma}_t(1) \quad \text{予備圧密,} \\ \hat{F}_t &= \hat{\sigma} \quad \text{本圧密.} \end{aligned} \quad (6)$$

層底面でも液圧は零であるが、Eq. (2) にしたがって壁摩擦が発達しているので、荷重 $\hat{F}_t$ は層底に達しない。前報¹⁾ では、層底における境界条件として、従来の圧密理論が層底では圧密開始直後に平衡値に達するとしていることを考慮して、層底における間隙比 $e(0)$ は圧密後、直ちに圧密平衡におけるそれ（時間に関係なく一定）になる。すなわち層底面の境界条件として、次式を設定した。

$$\begin{aligned} \text{BC } 2. (\hat{w} = 0) \text{ (その1):} \\ e_f(0) &= (1 + e_f(1)) \exp(A/\beta) - 1, \\ A &= \frac{2w_0 \tan \phi}{R}, \quad e_f(1) = \ln F_f / (-\beta) \end{aligned} \quad (7)$$

しかし層底のみが理論に関せず最終平衡値に達し、その直ぐ上方では、Eqs. (1) ~ (4) に従って壁摩擦を含めて、全体にわたり圧密が進行してゆくとするのは理論の一貫性に欠ける。

本理論が妥当であるとする、時間 $t = t$ における底面上の応力は Eq. (2) より、対応して間隙比は Eq. (8) 第2式で与えられるはずである。

$$\begin{aligned} \text{BC } 2. (\hat{w} = 0) \text{ (その2):} \\ \hat{\sigma}(0, \hat{t}) &= \hat{F}_t - \int_0^{1.0} A(1+e(\hat{w}, \hat{t})) \hat{\sigma}(\hat{w}, \hat{t}) d\hat{w} \\ e(0, \hat{t}) &= \ln \hat{\sigma}(0, \hat{t}) / (-\beta) \end{aligned} \quad (8)$$

この条件によると、本圧密開始時点では予備圧密終了時の小さい荷重 F_t に対応する壁摩擦が残っている

Fig. 1 Constant load consolidation curves observed and calculated on boundary Conditions, Eqs. (7)・(9) and (13) : ———, observed ; ———, Eq. (7) ; — · — · —, Eq. (8) ; · · · · ·, Eq. (9) ; — — — — —, Eqs. (8) and (13).

ので、本圧密開始直後に層全体が大きく圧縮される。とくに層底付近では一旦強力に脱水され（過圧密と仮称する）、その後過圧密が解消されるに伴って再度吸水が起これ、平衡値に近づくことになる。結果として圧密はEq. (7)の条件の場合よりも急速に進展することになり、実験圧密曲線に合わない。理論は不完全であることになる。再考するために、荷重を徐々に増加する変圧圧密実験を追加することにした（緒言参照）。

対比するために、本理論を壁摩擦がない場合にも拡張する。この場合はEqs. (2), (3)で $\tan \phi = 0$ 。両面排水のときは層中央断面に関して上下対称になるから、層底の境界条件BC 2はBC 1に一致する。

BC 2. ($\dot{w} = 0$) (その3. 壁摩擦なし) :

$$\hat{\sigma}(0) = \hat{\sigma}(1) = \hat{F}_f, \quad e(0) = e(1) \quad (9)$$

この条件は層中央において、液圧勾配 ($= \partial p / \partial w$) を0とおくことと同等である^{*1)}。

2. 2 圧密研究の難点

前報¹⁾ (Table 1) に示した諸係数値を用い、底面の境界条件をEqs. (7) ~ (9) としたときの定圧圧密曲線の計算結果と実験結果の対比をFig. 1 (a) ~ (d) に示す（前報¹⁾ Fig. 3 (a) ~ (d) に対応）。各図にEq. (5) で定義した λ_c 、 w_0 及び圧密最終における壁摩擦の総和と荷重との比、

$$R_{fm} = \frac{\int_0^{1.0} A(1 + e(\hat{w}, \hat{t}_f)) \hat{\sigma}(\hat{w}, \hat{t}_f) d\hat{w}}{\hat{F}_f} \quad (10)$$

をFig. 1に付記した。 w_0 以外の実験条件は前報¹⁾に示されている。境界条件Eq. (7)による圧密曲線（二点鎖線）が圧密中期まで（縦軸について）実験結果とほぼ一致することを再確認した。Eq. (8)の場合は（一点鎖線）上記した理由で、圧密が急速に進行している。点線で示す曲線は次項で述べる。

注目されることは実験条件によって R_{fm} が55%~

Fig. 2 Development of e -distributions with time—an illustration (experimental conditions refer to Fig. 1 (c)) : (a) calculated on boundary condition, Eq. (7) ; (b) calculated on boundary condition, Eq. (9).

23 % と変化しているにもかかわらず、実測圧密曲線は壁摩擦なしの場合（破線）のそれとわずかにずれているだけである。圧密曲線は壁摩擦に対して鈍感であることが分かる。圧密曲線が積分量であるため、間隙比や応力の局所分布でないと顕著な相違は表れない。その例を **Figs. 2, 3** に示す。壁摩擦なしの場合は、予備圧密終了時に e または $\hat{\sigma}$ は一定、圧密開始とともに上下対称に変化し、再び一定値に収束する。壁摩擦があるときはこれらの曲線の上面のみが摩擦なしと一致し、以下全体に右下方向（ e 分布）又は左下方向にずれた分布（ $\hat{\sigma}$ ）となる。層平均間隙比は壁摩擦なしの方が元々小さいなど、その相違は顕著である。理論（次項の計算を含めて）の完成度、壁摩擦の推定精度等は層内の応力、または間隙比の局所分布測定結果と対比しないと判定できない。しかしそのために層厚さ

Fig. 3 Development of σ -distributions with time—an illustration (experimental conditions refer to Fig. 1 (c)) : (a) calculated on boundary condition, Eq. (7) ; (b) calculated on boundary condition, Eq. (9).

を大きくすると、再現性のあるデータを得ることが極めて困難になる。層厚さを小にすると、数ないし十数 μm 厚さに層をスライスし、かつスライスした層の e を正確に求めなければならず^{*3)}、大がかりな設備を要する。著者が知る限りでは、土質力学の分野でも局所の e または $\hat{\sigma}$ の測定は行われていない^{*4)}。従って著者らが展開してきた理論の厳密性を検証できていない。しかし本理論で、Eqs. (2), (4) は法則であり、Kozeny-Carman 式は広く認められているので、弾性体と仮定して実験的にえられた Eq. (1)、及び壁摩

^{*3)} 理論の完成度は、圧密開始直後の層底面、表面付近における e の急激な変化（本理論では著しく非線形な変化）に端的に表れる。圧密終了付近において理論式は線形化する。

^{*4)} 今井の実験があるが、圧密層を7層に分割しているに過ぎず、かつ各分割層には液圧しか伝達されない装置構造なので⁴⁾、本理論の直接検証には適しない。

擦の推定値 $\tan \phi$ が問題になるのみである。ところで Fig. 1 (a) ~ (d) のすべてについて圧密が平衡に達する実測時間, Eq. (7) による計算が実測曲線からずれ始める時間は, $\hat{t}$ として, それぞれの 1500~2000 及び約 5~8 であるなど, 実験誤差を考慮すると, 特性時間は共通していると認められる。このことは圧密時定数 λ_c の定義が妥当であることを例示している。また圧密平衡に達したときの縦軸値は計算とほぼ一致している (4. 2 項で再述する)。これらの結果は Eq. (1) が大略妥当であることを示しているものと考えられる。そうして以下の考察を続ける。

3. 変圧圧密の解析

本理論は粒子層の強度, 層の透水抵抗を考慮しているので, 変圧圧密の場合も, 上記諸式で $\hat{F}_f$ を実験条件に従って変化させるだけで計算可能である²⁾。変圧圧密の内でも最も単純な実験を行ったに過ぎないが, この実験に対する条件式 (7) および (8) による計算結果を, Fig. 4 (a) ~ (c) に示した (論文²⁾, Fig. 1 (b) ~ (d) に対応)。荷重変化パターンおよび λ_c , w_0 , R_{fi} を図中に付記している。荷重変化パターンと圧密曲線を対比すれば明かなように, 実験は荷重が一定になるまでの载荷速度を意識的に小さくしているので, 荷重増加域の終点において, 圧密はほぼ終わっている。このような場合は, 条件式 (7), (8) による計算結果は全時間にわたってほぼ完全に一致している。また圧密の最終期を除いて, 計算結果は実験とよく一致している。なお変圧が定圧よりも効果的な圧密方法であることは²⁾, Fig. 1 と Fig. 4 の R_{fi} を対比すれば容易に知ることができる。外力を徐々に増加させることによって, 壁摩擦の発達が遅れ, それだけ外力が圧密に有効に利用されるためである。

4. 定圧圧密における歪み硬化・回復の仮定

4. 1 仮定

条件式 (8) は定圧圧密では実験結果から全くずれているのに対して, Fig. 4 のように荷重変化が僅かである変圧圧密においては, ごく限られた終期でのみずれるに過ぎないことを確認した。このことと, 条件式 (7) が本理論からすると一貫性に欠けることを, まとめて矛盾なく説明できる唯一の概念は次のようであらう。

定圧圧密では, 予備圧密荷重 $\hat{F}_i$ から本圧密荷重 $\hat{F}_f$ に荷重が急激に変化する。しかし, 粘性遅延のために, 脱水が対応して急激に起こることは出来ない。脱

Fig. 4 Variable load consolidation curves and calculated on boundary conditions, Eqs. (7) and (8): ——— observed; ----, Eq. (7); - · - · -, Eq. (8).

水しなければ歪み増加は起こりえず, 応力変化も起こらない。結局荷重の急変に対応するには, 粒子ネットワークが歪みを硬化を起こして過剰外力と平衡する他ない。著者らは, 以前より一軸圧縮実験によって, 粒子層は外力が急増したときに歪み硬化を起こす, 除荷して長時間放置すると, 元の粘弾性に回復する (逆キソトロピー) 性質があることを強調してきた^{5, 6)}。側面が非拘束である場合でもそうであるから, 側面拘束されている定圧圧密においては, なお歪み硬化を起こし易いであろう。

そこで, 外力が急変するときに歪み硬化を起こす,

Fig. 5 Constant load consolidation curve calculated under hardening assumption given by Eqs. (11) and (12) (experimental conditions refer to Fig. 1 (c)): solid line, observed; dotted line, calculated.

そうでない変圧圧密では硬化が起こらない、定圧圧密でも脱水が進行して、歪みが大きくなってくると、以後はチキソトロピー的に元の応力・歪み関係に回復する、と仮定することにする。従って以下は定圧圧密のみを対象にする。

4.2 近似表示

上記の意味の歪み硬化・回復過程を単純に表現するために、Eq. (1) を次式のように修正する。

$$\hat{\sigma} = \varphi(\hat{t}) \exp(-\beta e) \quad (11)$$

修正項 $\varphi(\hat{t})$ は無次元時間のみの関数とする。上式でまず硬化のみを検討するために、

$$\varphi(\hat{t}) \equiv 1.082 \quad (12)$$

とにおいて簡略化し、境界条件式 (8) を適用して、Fig. 1 (c) の実測圧密曲線と対比した例を Fig. 5 に示す。Eq. (12) は Eq. (1) の係数 α を大にしたのと同様であるから、圧密最終の縦軸値は実際よりも大きくなる。

極めて注目されることは、Fig. 5 と同様に Fig. 1 (a), (b), (c), (d) の何れについても、計算曲線は $\hat{t} = 5-8$ 程度まで実測曲線にほぼ一致し、はずれ始める横軸値は境界条件式 (7) による計算がはずれる横軸値、及び既往の Terzaghi 式による計算結果が実測とはずれ始める横軸値などとほぼ一致していることであった (再計算して確かめた)。このことは仮定及び理論が妥当であるとする、不自然であった条件式 (7) は、圧密曲線に関して歪み硬化と同等な効果をもたらしていたこと (圧密曲線は境界条件に鈍感である)、また Terzaghi 式或いはその修正式を基本とす

る土質力学分野の研究において、二次圧密域といわれてきた圧密後期は、本理論では歪み硬化から元の応力・歪み関係に回復してゆく、すなわち粒子ネットワークのメカニズムが変化する領域であると説明される。仮定は圧密曲線についてしか確認できない段階であるが、論理体系としては一貫していると考えられる。 $\hat{t} = 5-8$ 程度まで Eq. (12) のように硬化を表す係数が一定であったのは、本実験に関する限りは Eq. (12) が硬化の上限に対応していること、この時間程度まで脱水して始めて、層内がいわば正常な応力・歪み関係に回復し始めることを意味しているのであろう。

Eq. (12) を考慮して、硬化・回復の全域を総括する簡単な関数が存在すれば便利であるので、次式のような近似を行ってみた。

$$\varphi(\hat{t}) = 1.0 + 0.085 \exp\left\{-\left(\frac{\hat{t}}{80}\right)^{0.8}\right\} \quad (13)$$

計算結果は、Fig. 1 (a) ~ (d) の点線で示している。Fig. 1 (b), (d) については圧密後期において実験曲線と計算曲線との一致は余り良くない。このずれ、また Figs. 1, 4 の各図において、圧密最終の縦軸実験値が計算のそれとほぼ一致したり、ずれていたするのは、圧密終期の層厚さの測定が困難であることによっていると考える。

なお Fig. 4 (a) ~ (c) においても、圧密曲線の終期において計算は実測とずれているので、上記の推論によると、変圧圧密においても幾分は硬化・回復が起きていることになるが、ここでは扱わないことにする。

Eq. (13) と Eq. (8) を用いたときの、 e 及び $\hat{\sigma}$ 分布の時間変化の一例を Fig. 6 (a), (b) にまとめて示した。これらと Fig. 2 (a), Fig. 3 (a) とを対比すると、Fig. 6の方が遥かに複雑な変化を与えていることが分かる。すなわち Fig. 6では歪み硬化を認めてもお、境界条件 Eq. (8) に関連して述べた層底面付近における過圧密と再吸水が、僅かであるが起きている ($\hat{t} = 0.3$ 及び 1.0 で、 $e(0)$ と $\hat{\sigma}(0)$ はそれぞれ最終値よりも、小、大である)。層上部では硬化を与えたことで、 $\hat{\sigma}$ 分布が $\hat{t} = 0.3$ で、すでに初期分布から大きくずれている。対応して $e(1)$ は最終値に一致しなくなっている。過圧密からの解放は、 e 分布については $\hat{t} = 5-30$ の間で起こり ($\hat{\sigma}$ 分布は $\hat{t} \approx 30$ で最終分布とほとんど一致しているが)、その後層全体にわたってほぼ一様に再度圧密され、最終分布に漸近している。

Fig. 6 Developments of e and σ -distributions with time under assumption of hardening and recovery given by Eq. (13) (experimental conditions refer to Fig. 1 (c)) :
(a) e -distributions ; (b) σ -distributions.

一方 Fig. 2 (a) では、 $\bar{t} = 30$ ですすでに最終分布とは重なっている。このように大幅に相違するので、仮定の厳密な検証は局所分布の実測による他ない。

5. 圧密の主パラメータ及び圧密曲線の近似マスターカーブ

本理論では、圧密の主パラメータは Eq. (5) の時定数 λ_c である。各種の条件で行った定圧及び変圧圧密実験によって、このことを確認した。実際に λ_c は弾性を代表する係数 α 、透水抵抗を代表する係数 μk 、層厚さを代表する w_0 の主要な 3 因子を含んでいる。Eq. (2) で壁摩擦を無視できるときは、外力は弾性要素と粘性要素との和よりなるので、 λ_c の物理的意味は層厚さの補正をした Voigt 的遅延弾性を表すといえる。第 2 のパラメータは、壁摩擦を代表する $\tan \phi$ 及び Eq. (1) の β である。これら多数の係数を実験的に

Fig. 7 Approximate master curve for constant load consolidation.

Fig. 8 Variable load consolidation curves to present approximate master curve

求めるのは面倒な手数を要するのであるが、圧密曲線に関する限りは壁摩擦の影響はわずかであった。また β の相違は次式の圧密度に変換すると陽に現れない。

$$H = \frac{L_i - L}{L_i - L_f} \quad (14)$$

そこで圧密度対無次元時間の実験結果を平均した圧密曲線は近似のマスターカーブとみなすことができる。これに圧密実験データをフィッティングさせると、主パラメータ λ_c を容易に推定でき、圧密の概要を知ることができる。

定圧圧密：4 本のグラフを平均化して得た定圧圧密の近似マスターカーブを Fig. 7 に示す。

Fig. 4 のような荷重パターンの変圧圧密の場合：この場合は荷重増加中に圧密度が 90 % 以上に達するので、圧密曲線の横軸は主として荷重増加率によって左右される。これを無次元化して横軸を次のように修正する。

$$\hat{t}_m = \frac{F_{ff} - F_i}{a \hat{t}_f} \hat{t} = \frac{\Delta \hat{F}}{\hat{t}_f} \hat{t} \quad (15)$$

F_{ff} は定荷重に達したときの荷重、その他の記号はFig. 4を参照。Fig. 4のデータを H 対 $\hat{t}_m$ 曲線に変換した結果をFig. 8に示す。3本の曲線はほとんど一致しており、マスターカーブとして利用できる。

6. 結 言

理論の完成度を詳細に検証できないのであるが、時定数の定義は妥当、圧密最終値の予測も可能である。また本理論によると、層底面の境界条件はEq. (8)でなければならないことを変圧圧密について確かめた。これらによって理論の骨格は合理的であることを示し

た。その結果、定圧圧密では圧密開始から中期まで歪み硬化し、以後元の応力・歪み関係に漸次回復すると仮説を提起した。仮説は過去の実験から類推して合理的であると考えられるが、なお今後の検討に待たれる。ひるがえって、仮定が妥当であるとする、歪み硬化を起こすような定圧圧密は圧密目的からすると不利な方法である（このことは技術的には衆知のことで、回避されている）。今日まで圧密に関与する主要な因子を求める目的で、定圧圧密実験が重視されてきたのであるが、定圧でない実験方法に変換する方がよいと思われる。

最後に、実用の便宜に供するために、定圧及び変圧圧密の近似マスターカーブを提示した。

Nomenclature

e : void ratio = (liquid volume) / (solid volume) (—)	w_0 : total volume of dry solid per unit area (m)
F : consolidation load (kPa)	α : coefficient defined in Eq. (5) (kPa)
H : degree of consolidation defined in Eq. (14) (—)	β : coefficient defined in Eq. (1) (—)
k : coefficient in Kozeny-Carman Eq. (m ⁻²)	μ : liquid viscosity (Pa · s)
L : thickness of consolidated bed at $t=t$ (m)	λ_c : time constant defined in Eq. (5) (s)
ΔL : thickness variation with time ($=L_i - L$) (m)	σ : particle network stress (kPa)
R : radius of consolidated bed (m)	τ_w : wall friction (kPa)
$\tan \phi$: friction coefficient defined in Eq. (2) (—)	Subscript
t : time (s)	i : represent of initial condition ($t=0$)
u : superficial liquid velocity in bed (m/s)	f : represent of final condition ($t=t_f$)
w : volume of dry solid per unit area (m)	

References

- 1) Wu, X., H. Itou, K. Ono and Y. Nagase : "Consolidation Analysis- An Approximate Theory of Consolidation-", *J. Soc. Powder Technol. Japan*, **33**, 10-16 (1996)
- 2) Wu, X. : "A Study of Variable-pressure Consolidation", *J. Soc. Powder Technol. Japan*, **34**, 84-90 (1997)
- 3) Wu, X., A. Mukunoki and Y. Nagase : "Consolidation Analysis - Mechanical Characteristics of a Particle Bed -", *J. Soc. Powder Technol. Japan*, **33**, 4-9 (1996)
- 4) Imai, G., S. Onodera, K. Tatsuma and T. Moritoh : "A Study on Consolidation Mechanism in Clay Layers by Use of Connected Oedometers", 22th Doshitsukougaku-Kennkyu-Hapyoukai, pp. 243-246 (1987)
- 5) Nakamaru, H., T. Yuzuki and Y. Nagase : "Rheology of Sludge-Rupture Behavior-", *J. Soc. Rheology, Japan*, **16**, 66-71 (1988)
- 6) Nakamaru, H., Y. Tawara and Y. Nagase : "Rheological Behavior of Highly Filled Ceramic Suspensions", *J. Soc. Powder Technol. Japan*, **31**, 241-247 (1994)