

다차원 압밀해석을 위한 한계상태이론의 적용

Application of the Critical State Theory to
Multi-Dimensional Consolidation Analysis

鄭 鎭 燮*

Jeong, Jin-Seob

Abstract

This study was performed to investigate the effect of time-dependent creep on the deformation analysis of multi-dimensional consolidation using the finite element method for young Sedimentary clay. It was assumed that the creep in the clay had occurred during consolidation.

In the analysis, the Modified cam-clay theory originated from the critical state theory was used as the constitutive equation, in which a term equivalent to the creep was supplemented. The results of the analysis were in good agreement with the observed values in the field.

要 旨

연약지반의 다차원 압밀해석을 유한요소법으로 해석하기 위하여 점토의 구성방정식으로서 신생퇴적 점토층에서 압밀시에 예상되는 creep와 같은 변형의 시간의존성거동을 표현하는 탄·점소성 구성방정식을 새로히 제안하기 위하여 한계상태 개념으로부터 개발된 수정 cam clay 모델을 보완하여 응력변형해석을 통하여 실측치와 비교한 것이다. 그 결과 대체적으로 실측치와 접근하고 있음을 알 수 있었다.

1. 序 論

埋立盛土荷重처럼 넓은 범위에 거의 일정한荷重在 걸리는 경우의 壓密沈下量의 計算은 통상의 1次元壓密解析式을 준용할 수 있다.

그러나 大部分은 어느 限定된 폭이나 길이를 갖는 構造物의 沈下가 問題가 되는 경우가 많으므로 이때는 二次元이나 三次元的 沈下量의 計算이 必要하게 된다. 特히 荷重強度가 地盤의 極限支持力에 가까운 部分載荷일 경우 沈下는 壓縮에 의한 것 외에도 剪斷變形에 의해서도 沈下가 發生한다.

따라서 地盤의 變形舉動을 명확히 표현하는데

는 側方流動이나 측시침하 즉 1차원의 연직응력 뿐만 아니라 수평응력을 포함한 3차원적 응력조건에서 변형문제를 다루어야 한다.

이와 같은 조건을 근거로한 시초의 연구로서 Rendulic(1935)은 Terzaghi의 一次元壓密理論을 三次元으로 확장하였다. 이때 Terzaghi는 壓密係數값이 압밀과정 중 항상 일정한 값으로 가정한데 반하여 Rendulic은 三次元으로 확장한 이론에서 應力에 따라서 변하도록 규정하였다.

그러나 이러한 사항이 압밀방정식의 해를 난해하게 하고 土體의 연속성을 충분히 설명하지 못하고 있다.

이와는 다르게 Biot¹⁾는 변위를 미지수로 하여 흙요소의 평형식을 중심으로 연속조건식을 연립

* 正會員, 圓光大學校 工科大學 副教授

하여 지배방정식을 개발하였다. 이 압밀방정식은 이론적으로는 압밀의 구조적특성을 충분히 설명하고 있지만 지배방정식이 파인간극수압과 변위를 미지수로한 연립미분방정식이 되기 때문에 이 이론의 정해를 구하기가 어려웠다.

그러나 수년동안 발달해온 유한요소법을 중심으로 한 계산방법은 복잡한 경계조건 아래서의 Biot의 압밀방정식의 해석을 가능하게 하여 다차원적인 압밀변형을 하는 지반의 거동해석에 발전을 가져왔다.

한편 응력-변형을 관계식의 확립을 목표로 일련의 연구가 이루어져 과거에 사용하던 탄성 모델보다는 흙의 거동을 잘 나타내는 응력-변형률 관계식이 많이 제안되었다. 그중에도 Roscoe²⁾ 등의 한계상태이론은 비교적 간단한 식으로서 점토의 특성을 명확히 기술하고 있다. 또 최근에는 creep나 응력완화와 같은 흙의 변형거동을 표현할 수 있는 시간효과를 고려한 점소성 구성 모델이 Sekiguchi³⁾ 등에 의하여 제안되었다.

과거에는 압밀이론과 응력-변형률이론이 별개로 발달하여 오다가 이양자를 결합한 변형해석이 70년대 후반이후 현재까지 많은 진전을 보이고 있다.

이러한 연구의 일환으로 본 연구는 신생퇴적 점토층인 경우에 creep와 같은 시간의존적 거동이 토질구조물 안정에 크게 영향을 미치는 것을 감안하여 수정 cam-clay 모델에 creep 효과를 나타낼 수 있는 탄-점소성 구성식을 개발하려고 연구중에 있다. 그 시도의 하나로서 본 연구에서는 이 구성식으로서 해석한 결과와, creep 효과가 클 것으로 예상되는 시험성토지점의 관측 자료를 본 해석결과와 비교하여 그 정도를 확인하고 나아가 흙의 creep 영향정도를 파악하려고 한 것이다.

2. 한계상태이론

2.1. 한계상태 개념

한계상태 개념은 영국의 Cambridge 대학에서 동방·연속·탄소성·변형률경화의 “wet clay” 의 거동을 설명하기 위하여 개발한 것으로 이

“wet clay”는 큰 외력을 받았을 때 마찰유체와 같이 연속적으로 전단변형하는 것을 관찰하고 이를 모든 흙에 가정하므로써 유도된 것이다.

한계상태는 다음 두 식에 의해서 정의된다.

$$q = Mp \quad (2.1)$$

$$e = e_a - \lambda \ln p \quad (2.2)$$

(2.1)식은 축차응력 q 와 평균응력 p 의 관계를 나타내는 한계상태선의 방정식이다.

여기서 M 은 그때의 기울기를 말한다. 이선 위의 어떤상태점은 체적변화없이 마찰유체의 불안정한 소성전단변형의 상태를 나타낼 것이다. 식(2.2)는 압밀곡선식으로서 간극비 e 평균응력 p , 상수 e_a, λ 로 정의한다. 식(2.1), (2.2)을 동시에 만족하는 것은 fig. (2.1)과 같은 $p-q-e$ 공간에서 하나의 곡선을 정의하므로써 이루어진다.

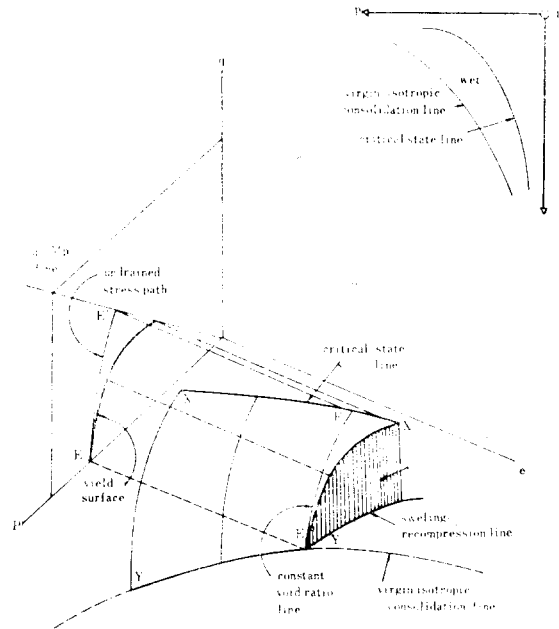


Fig. 2.1. The state boundary surface

2.2. Cam Clay 모델

Roscoe, schofield, Thurairjah 등은 삼축실험 자료로부터 에너지이론을 수식화하였다. 이들은 다음과 같이 응력매개변수 p, q 를 정의하였다.²⁾

$$p = \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \quad (2.3)$$

$$q = (\sigma_1 - \sigma_3) \quad (2.4)$$

이러한 응력조건에 대응하는 미소체적변형률 $d\varepsilon_v$ 와 미소전단변형률 $d\varepsilon_s$ 는 다음과 같다.

$$d\varepsilon_v = d\varepsilon_1 + d\varepsilon_2 + d\varepsilon_3 = d\varepsilon_1 + 2d\varepsilon_3 \quad (2.5)$$

$$d\varepsilon_s = d\varepsilon_1 - \frac{1}{3}d\varepsilon_v = \frac{2}{3}(d\varepsilon_1 - d\varepsilon_3) \quad (2.6)$$

한계상태조건에서 소산에너지 dw 는 다음과 같이 주어진다.

$$dw = q \cdot d\varepsilon_s = Mp \cdot d\varepsilon_s \quad (2.7)$$

fig. (2.1)과 같은 $p \cdot q \cdot e$ 공간에서 상태경계면의 식은 다음과 같다.

$$q = \frac{Mp}{\lambda - k} (e_a - e - \lambda \ln p) \quad (2.8)$$

여기서 e_a 는 $p=1$ 일 때의 간극비이다. $p-q$ 면에서 항복곡선은 다음식에 의해 표현이 된다.

$$q = Mp \ln \left(\frac{p_0}{p} \right) \quad (2.9)$$

여기서 p_0 는 $q=0$ 일 때 평균응력이다. 비배수 응력경로는 다음의 표현에 의해서 주어진다.

$$q = \frac{Mp}{1 - k/\lambda} \ln \left(\frac{p_0}{p} \right) \quad (2.10)$$

식(2.10)은 $k=0$ 일 때는 식(2.9)로 된다. 미소응력 dp 와 dq 은 다음식에 의해 미소전단 변형률을 얻는다.

$$d\varepsilon_s = d\varepsilon_s^p = \frac{\lambda - k}{Mp(1+e)} \left(dp + \frac{dq}{M - \eta} \right) \quad (2.11)$$

여기서 η 는 응력비 $\left(\frac{q}{p} \right)$ 이다.

체적변형률의 탄성성분($d\varepsilon_v^e$)는 다음식과 같다.

$$d\varepsilon_v^e = \frac{k}{1+e} \frac{dp}{p} \quad (2.12)$$

$d\varepsilon_v^e$ 를 얻기 위하여 관련 유동법칙을 적용하고 식(2.12)에서 얻은 $d\varepsilon_v^e$ 값을 합하면 전체적 변형률증분값은 다음과 같이 된다.

$$d\varepsilon_v = d\varepsilon_v^e + d\varepsilon_v^p = \frac{1}{1+e} \left[\frac{\lambda - k}{Mp} (dq - \eta dp) + \frac{\lambda dp}{p} \right] \quad (2.13)$$

위에서 알 수 있는 바와 같이 cam clay 모델은 단지 4개의 재료정수 k, λ, M, e_a 가 필요하다. 그러나 이 모델은 η 값이 작을 때에는 $d\eta$ 의 변화에 의한 변형률증분값이 과대추정된다.

2.3. 수정 cam clay 모델

Roscoe 와 Burland 는 다음과 같은 미소 소산 에너지방정식을 사용하여 수정 cam-clay 이론을 제안했다.⁵⁾

$$dw = p \sqrt{(d\varepsilon_v^p)^2 + (Md\varepsilon_s^p)^2} \quad (2.14)$$

이 일방정식은 다음의 상태경계면의 형태로 변환할 수 있다.

$$\frac{p}{p_0} = \frac{e_a - e}{\lambda \ln p} = \left(\frac{M^2}{M^2 + \eta^2} \right)^{(1 - \frac{1}{\lambda})} \quad (2.15)$$

여기서 p_0 는 다음 식으로 주어진다.

$$p_0 = \exp \left(\frac{e_a - e}{\lambda} \right) \quad (2.16)$$

$p-q$ 면의 항복곡선 방정식은 다음과 같다.

$$p = p_0 \left(\frac{M^2}{M^2 + \eta^2} \right) \quad (2.17)$$

이 항복곡선은 $\frac{p_0}{2}$ 을 중심으로 한 타원의 형상을 갖는다. p_0 를 통한 비배수응력경로는 다음과 같다.

$$p = p_0 \left(\frac{M^2}{M^2 + \eta^2} \right)^{(1 - \frac{1}{\lambda})} \quad (2.18)$$

dp 와 $d\eta$ 에 의해 미소변형률 값을 관련유동칙을 사용하여 다음과 같다.

$$d\varepsilon_s = d\varepsilon_s^p = \frac{\lambda - k}{1+e} \left(\frac{2\eta}{M^2 + \eta^2} \right) \left(\frac{2\eta d\eta}{M^2 + \eta^2} + \frac{dp}{p} \right) \quad (2.19)$$

$$d\varepsilon_v = d\varepsilon_v^e + d\varepsilon_v^p = \left(\frac{1}{1+e} \right) \left[(\lambda - k) \frac{2\eta d\eta}{M^2 + \eta^2} + \lambda \left(\frac{dp}{p} \right) \right] \quad (2.20)$$

2.4. 수정 Cam Clay 모델의 변환

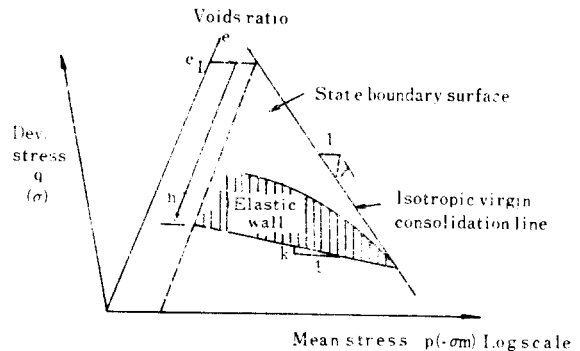


Fig. 2.2. (a) State boundary surface in p, q, e space

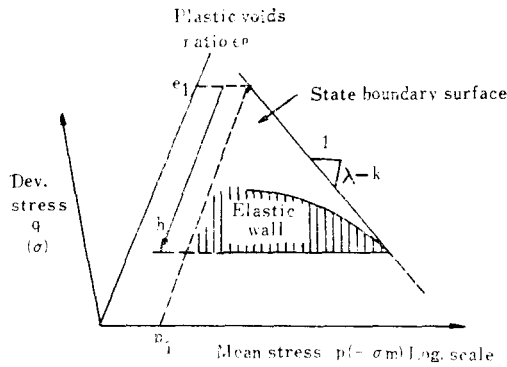


Fig. 2.2. (b) State boundary surface in p, q, e space

Roscoe 상태경계면은 일반적으로 fig. (2.2)와 같이 $p-q-e$ 공간에서 설명할 수 있는데 이것을 $p-q-e$ 공간에서 Roscoe 면을 표현하면 탄성벽은 e^p 축에 수직이 된다.

fig. (2.2) (b)에서 Roscoe 곡면은 다음식으로 표현된다.

$$F(p, q) = h \quad (2.21)$$

여기서 $h = e_1 - e^p$ 로서 경화매개변수로 정의한다.

fig. (2.2) (a)에서,

$$h = e_1 - e - k \ln p/p_1 \quad (2.22)$$

수정 cam clay 모델에 대한 상태경계면의 방정식은,

$$p_e = p \left[1 + \frac{\eta^2}{M^2} \right]^{(1-k/\lambda)} \quad (2.23)$$

한편, p_e 는 등치평균압력으로서 다음과 같다.

$$p_e = p_1 \exp\left(\frac{e_1 - e}{\lambda}\right) \quad (2.24)$$

식 (2.22)와 식 (2.23)으로부터 다음의 관계를 얻는다.

$$(\lambda - k) \ln \left[\frac{p}{p_1} \left(1 + \frac{\eta^2}{M^2} \right) \right] = h \quad (2.25)$$

여기서 $h = e_1 - e^p$ 이므로

$$V^p = \frac{h}{1 + e_0} \quad (2.26)$$

그러하여 수정 cam clay 모델의 항복함수는 다음과 같이 된다.

$$f = \frac{\lambda - k}{1 + e_0} \ln \left[\frac{p}{p_0} \left(1 + \frac{\eta^2}{M^2} \right) \right] = V^p \quad (2.27)$$

여기서 V^p 는 경화매개변수로 정의된다.

3. 탄·점소성 구성식의 전개

3.1. 서 언

하중이 오랜동안 유지되는 제방과 같은 토질 구조물의 응력과 변위를 해석하는데 있어서 점토의 시간의존성 거동은 매우 중요한 역할을 한다. 시간의 경과와 함께 발생하는 토압과 변위는 압밀현상과 creep 에 기인한다고 본다.

지금까지 유효응력과 소성이론을 사용한 많은 구성방정식이 제안되고 수치해석을 할 수 있도록 이용되고 있지만 이들 모델에 의해서는 유효응력 변화없이 어떠한 변형도 생기지 않는다. 그러나 혹은 유효응력이 일정하게 고정된 조건 아래서 creep 변형과 같은 시간의존적인 거동을 나타내고 있다.

특히 신생퇴적 점토층인 경우 전단변형의 대부분이 creep 에 의해서 생기는 경우가 많다. 이와 같이 점토의 시간의존적 거동의 중요성에도 불구하고 토질구조물 해석이나 설계에 적용되는 구성모델에 시간효과를 포함시키는 경우는 흔하지 않다.

따라서 본연구에서는 응력—변형률—시간관계를 다루는 구성방정식을 시간효과를 도입하여 탄·점소성구성 방정식을 개발하고 이 구성식을 사용하여 creep 효과가 클 것으로 예상되는 시험성토지점의 응력과 변형을 예측하고 관측자료와 비교하므로써 구성식의 정도를 확인하고자 한다.

3.2. 수정 Cam-clay 모델에 Creep 효과의 도입

점토의 변형이 시간에 의존한다는 것은 일찍부터 잘 알려진 사실이다. 따라서 많은 연구가 진행되어 여러가지 역학모델이 제안되고 있으며 그중에서 몇 가지 요점을 고찰하면 다음 식으로 표현된다.

a. Yong 와 Japp 의 정변형률속도 실험식⁷⁾

$$\sigma_c(\varepsilon_1, \dot{\varepsilon}) = \sigma_c(\varepsilon, \dot{\varepsilon}_0) + \alpha(\varepsilon_1) \log(\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_0) \quad (3.1)$$

동적응력 기저동적응력 과잉응력

b. Murayama 의 응력완화 실험식⁴⁾

$$\sigma_k(\varepsilon_1, t) = \sigma_k(\varepsilon_1, t_1) - \beta(\varepsilon) \log(t/t_1) \quad (3.2)$$

c. Akai 등의 실험결과는 다음과 같이 나타났다.

$$\beta(\epsilon_c) \equiv \alpha(\epsilon_c) \quad (3.3)$$

특히 우리나라 점토에서도 식(3.3)이 성립됨을 규명한 바 있다.¹⁰⁾

d. Dilatancy 모델은 동적인 상태라는 가정위에서 세워진 것이므로 식(3.1)의 기저응력 부분에 해당한다고 보고 다음 식으로 나타냈다.

$$V = \frac{\lambda}{1+e_0} \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) + [F(\eta) - F(\eta_c)] \quad (3.4)$$

식(3.4)에 strain rate 를 크게 보면 체적변형률 감소를 초래한다고 생각하여 다음 식을 가정하였다.

$$V = \frac{\lambda}{1+e_0} \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) + [F(\eta) - F(\eta_0)] - \alpha \ln\left(\frac{\dot{V}}{\dot{V}_0}\right) \quad (3.5)$$

그런데 Sekiguchi(1977)은 비등방 cam-clay 모델에 creep 항을 추가하였고 체적 creep 방정식을 다음과 같이 제안하였다.³⁾

$$V = \frac{\lambda}{1+e_0} \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) + D\left(\frac{q}{p} + \eta_0\right) - \alpha \ln\left(\frac{\dot{V}}{\dot{V}_0}\right) \quad (3.6)$$

여기서 η_0 : q/p 의 초기치

α : 2차압축지수

\dot{V} : 체적변형률속도

\dot{V}_0 : 초기체적 변형률속도

그러나 본문에서는 수정 cam clay 모델에 creep 항을 첨가하여 다음과 같이 PJ 모델을 제안하였다.

$$V = \frac{\lambda}{1+e_0} \ln\left[\frac{p}{p_0} \left(1 + \frac{\eta^2}{M^2}\right)\right] - \alpha \ln\left(\frac{\dot{V}}{\dot{V}_0}\right) \quad (3.7)$$

식(3.7)을 간단히 표현하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$V^p = V - V^e = f - \alpha \ln\left(\frac{\dot{V}}{\dot{V}_0}\right) \quad (3.8)$$

여기서

$$f = \frac{\lambda - k}{1+e_0} \ln\left[\frac{p}{p_c} \left(1 + \frac{\eta^2}{M^2}\right)\right]$$

식(3.8)을 변형하면 다음과 같다.

$$\left(\frac{f - V^p}{\alpha}\right) = \ln\left(\frac{\dot{V}}{\dot{V}_0}\right) \quad (3.9)$$

또 식(3.9)을 변형하면 다음과 같다.

$$e^{\frac{V^p}{\alpha}} \cdot \frac{dV^p}{dt} = \dot{V}_0 e^{\left(\frac{f}{\alpha}\right)} \quad (3.10)$$

윗 식을 적분하면 다음과 같다.

$$F \equiv \alpha \cdot \ln\left[1 + \frac{\dot{V}_0 t}{\alpha}\right] \exp\left(\frac{f}{\alpha}\right) = V^p \quad (3.11)$$

여기서 F : Viscoe-plastic potential 로서

Scalar 함수

t : 하중이 변환적후부터의 시간

식(3.11)에서 t 를 고정하면 유효응력 공간에서 하나의 곡면이 나타나고 V^p 는 변형률경화매개 변수로서 작용한다. 그러므로 F 는 점·소성포텐셜이다. 따라서 변형률의 방향은 다음과 같이 가정할 수 있다.

$$\dot{\epsilon}_{ij}^p = \Lambda \cdot \partial F / \partial \sigma_{ij} \quad (3.12)$$

또 F 의 도함수와 같은 요소에 대한 f 의 도함수 관계를 유도하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} = \left[1 - \exp\left(\frac{-V^p}{\alpha}\right)\right] \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3.13)$$

식(3.12)의 Λ 값을 결정하기 위하여 $F = \dot{V}^p$ 에서

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \dot{V}_0 \exp\left(\frac{f - V^p}{\alpha}\right) \quad (3.14)$$

연속적인 점·소성변형에 대한 조건을 가정하면

$$\dot{V}^p = \Lambda \frac{\partial F}{\partial p}$$

$\therefore \Lambda = \dot{V}^p / \partial F / \partial p$ 이므로

식(3.12)을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{*p} = \dot{V}^p \frac{(\partial F / \partial \sigma_{ij})}{(\partial F / \partial p)} \quad (3.15)$$

여기서 \dot{V}^p 는 다음과 같이 된다.

$$\dot{V}^p = \left[1 - \exp\left(-\frac{V^p}{\alpha}\right)\right] \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\sigma}_{ij} + \dot{V}_0 \exp\left[\frac{f - V^p}{\alpha}\right] \quad (3.16)$$

일반적으로 탄성변형률은 다음 식으로 표현이 된다.

$$\dot{\epsilon}_{ij}^e = \frac{k \dot{p}}{3(1+e_0)} \delta_{ij} + \frac{1}{2G} \dot{\sigma}_{ij} \quad (3.17)$$

최종적으로 완전단변형률속도 $\dot{\epsilon}_{ij}$ 는 탄성변형률속도 $\dot{\epsilon}_{ij}^e$ 와 점소성변형률속도 $\dot{\epsilon}_{ij}^{*p}$ 의 합으로 할 수 있다.

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij}^e + \dot{\epsilon}_{ij}^{*p} \quad (3.18)$$

3.3. 탄·점소성 구성식의 메트릭스 표현식

변형률속도 텐서의 탄성성분과 유효응력속도 텐서관계는 등방선형관계를 가정하여 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{ij} &= L\dot{V}^e \delta_{ij} + 2G\dot{\epsilon}_{ij}^p \\ &= L(\dot{V} - \dot{V}^p) \delta_{ij} + 2G(\dot{\epsilon}_{ij} - \dot{\epsilon}_{ij}^p) \quad (3.19)\end{aligned}$$

점소성유동의 계속 조건식으로서 다음 식을 도입한다.

$$F = \frac{\partial F}{\partial \sigma_{kl}} \dot{\sigma}_{kl} + \frac{\partial F}{\partial t} = \dot{V}^p \quad (3.20)$$

식(3.19)에 $\dot{V}^p = \Lambda \frac{\partial F}{\partial p}$ 와 $\dot{\epsilon}_{ij}^p = \Lambda \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}}$ 을 代入하면

식(3.23)을 식(3.21)에 대입하면

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{ij} &= L\dot{V} \delta_{ij} + 2G\dot{\epsilon}_{ij} \\ &= \frac{\left(L \frac{\partial F}{\partial p} \delta_{ij} + 2G \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \right) \left(L \frac{\partial F}{\partial p} \dot{V} + 2G \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\epsilon}_{kl} + \frac{\partial F}{\partial t} \right)}{L \left(\frac{\partial F}{\partial p} \right)^2 + 2G \frac{\partial F}{\partial \sigma_{mn}} \frac{\partial F}{\partial \sigma_{mn}} + \frac{\partial F}{\partial p}} \quad (3.24)\end{aligned}$$

식(3.24)을 plane strain 조건과 축대칭 조건에 사용할 수 있는 구체적인 메트릭스형태로 표현하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}\begin{pmatrix} \dot{\sigma}_{xx} \\ \dot{\sigma}_{yy} \\ \dot{\sigma}_{xy} \\ \dot{\sigma}_{zz} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} L+2G & L & 0 & L \\ L & L+2G & 0 & L \\ 0 & 0 & G & 0 \\ L & L & 0 & L+2G \end{pmatrix} \\ &- \frac{C_5}{C_4} \begin{pmatrix} C_1^2 & C_1 C_2 & 2Gf_{xy}C_1 & C_1 C_3 \\ C_1 C_2 & C_2^2 & 2Gf_{xy}C_2 & C_2 C_3 \\ 2Gf_{xy}C_1 & 2Gf_{xy}C_2 & 4G^2 f_{xy} & 2Gf_{xy}C_3 \\ C_1 C_3 & C_2 C_3 & 2Gf_{xy}C_3 & C_3^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\epsilon}_x \\ \dot{\epsilon}_y \\ \dot{\sigma}_{xy} \\ \dot{\epsilon}_z \end{pmatrix} - \frac{C_6}{C_4} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ 2Gf_{xy} \\ C_3 \end{pmatrix} \quad (3.25)\end{aligned}$$

여기서

$$f_{xy} = \frac{\partial f}{\partial \sigma_{xy}}$$

$$C_1 = L \frac{\partial f}{\partial p} + 2G \frac{\partial f}{\partial \sigma_{xx}}$$

$$C_2 = L \frac{\partial f}{\partial p} + 2G \frac{\partial f}{\partial \sigma_{yy}}$$

$$C_3 = L \frac{\partial f}{\partial p} + 2G \frac{\partial f}{\partial \sigma_{zz}}$$

$$\begin{aligned}C_4 &= \left[L \left(\frac{\partial f}{\partial p} \right)^2 + 2G \left\{ \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma_{xx}} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma_{yy}} \right)^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma_{zz}} \right)^2 + 2G \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma_{xy}} \right)^2 \right\} \right] \times C_5 + \frac{\partial F}{\partial p}\end{aligned}$$

$$C_5 = 1 - \exp\left(-\frac{V^p}{\alpha}\right)$$

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{ij} &= L \left(\dot{V} - \Lambda \frac{\partial F}{\partial p} \right) \delta_{ij} \\ &\quad + 2G \left(\dot{\epsilon}_{ij} - \Lambda \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \right) \quad (3.21)\end{aligned}$$

식(3.21)을 식(3.20)에 대입하면

$$\begin{aligned}\frac{\partial F}{\partial \sigma_{kl}} \left[L \left(\dot{V} - \Lambda \frac{\partial F}{\partial p} \right) \delta_{ij} + 2G \left(\dot{\epsilon}_{ij} - \Lambda \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \right) \right] \\ + \frac{\partial F}{\partial t} = \Lambda \frac{\partial F}{\partial p} \quad (3.22)\end{aligned}$$

식(3.22)을 정리하면

$$\Lambda = \frac{L \frac{\partial F}{\partial p} \dot{V} + 2G \frac{\partial F}{\partial \sigma_{kl}} \dot{\epsilon}_{kl} + \frac{\partial F}{\partial t}}{L \left(\frac{\partial F}{\partial p} \right)^2 + 2G \frac{\partial F}{\partial \sigma_{mn}} \frac{\partial F}{\partial \sigma_{mn}} + \frac{\partial F}{\partial p}} \quad (3.23)$$

$$C_6 = \frac{\partial F}{\partial t} = \dot{V}_0 \exp\left(-\frac{f - V^p}{\alpha}\right)$$

$$L = \frac{p(1+e_0)}{k} - \frac{2}{3} G$$

$$G = G_0 \exp\left(-\frac{e - e_0}{\lambda}\right)$$

수정 cam clay 모델의 항복함수에 대한 도함수의 표현식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial p}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{1}{3} \delta_{ij}$$

$$\frac{\partial q}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{3}{2q} \left(\sigma_{ij} - \frac{1}{3} \sigma_{kk} \delta_{ij} \right)$$

$$\frac{\partial f}{\partial p} = \frac{\lambda - k}{1 + e_0} \frac{M^2 - \eta^2}{p(M^2 + \eta^2)}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial b} &= \frac{\lambda-k}{1+e_0} \frac{2\eta}{p(M^2+\eta^2)} \\ \frac{\partial f}{\partial p_c} &= \frac{\lambda-k}{1+e_0} \left(-\frac{1}{p_c} \right) \\ \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} &= \frac{\partial f}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial \sigma_{ij}} + \frac{\partial f}{\partial q} \cdot \frac{2q}{\partial \sigma_{ij}} \\ &= \frac{\lambda-k}{3p(1+e_0)(M^2+\eta^2)} \\ &\quad \left[(M^2-\eta^2-q)\delta_{ij} + \frac{q}{p} \sigma_{ij} \right] \end{aligned}$$

4. 다차원압밀의 유한요소 해석법

4.1. Biot의 압밀방정식

여기에서 설명할 압밀이론은 다음의 Biot 방정식에 따른 현상으로 정의한다.

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial p_w}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{k}{r_w} \nabla^2 u \quad (4.2)$$

여기서 p_w , v , k , r_w 는 각각 과잉간극수압, 체적변형률, 투수계수, 간극수의 단위체적중량이다. 식(4.1)은 미소한 흡요소의 평형조건을 의미하고 식(4.2)는 요소의 체적변화와 배수량과의 관계를 나타낸 연속조건식이다.

식(4.1)에 있어서는 물체력을 고려하는 것이 일반적이지만 본 해석에서는 자중에 의한 압밀이 완료된 시점의 변형을 기준으로 했고 간극수압에서도 정수압과의 차이 과잉간극수압을 미지수로 하였으므로 물체력은 고려하지 아니하였다. 식(4.1), (4.2)는 압밀을 지배하는 방정식이지만 토질재료의 특성을 나타내는 구성식은 규정되어 있지 않다. 그러므로 만약 재료를 선형등방탄성체라 가정하면 다음의 관계가 성립한다.

$$\sigma_{ij} = \tilde{\lambda} v \delta_{ij} + 2 \tilde{\mu} \varepsilon_{ij} \quad (4.3)$$

여기서 $\tilde{\lambda}$, $\tilde{\mu}$ 는 Lamé 정수, ε_{ij} 는 변형률텐서이다. 따라서 이 경우의 평형조건식은 변위 u_i 와 과잉간극수압 p_w 로서 표현하면

$$\tilde{\mu} \nabla u_i + (\tilde{\lambda} + \tilde{\mu}) \frac{\partial v}{\partial x_i} + \frac{\partial p_w}{\partial x_i} = 0 \quad (4.4)$$

로 되어 Navier의 식을 얻는다.

그러나 본 문에서는 흙의 구성방정식을 그때

그때 상황의 적합한 식으로 바꾸어 사용할 수 있도록 하기 위하여 흡요소의 평형조건식으로 식(4.1)을 사용하여 설명한다. Biot의 방정식(4.1)과 (4.2)를 고려해 보면 각각의 방정식의 의미는 위에서 설명한 바와 같지만 압밀과정들이 식으로부터 설명하면 다음과 같다.

표화점토는 점토입자로 형성된 토체골격과 그 내부를 채운 간극수의 혼합구성체이다. 간극수의 존재는 그 토체의 자체골격의 고유한 응력-변형률관계에 어떠한 영향도 주지 않는다. 바꾸어 말하면 유효응력의 원리가 성립하는 것으로 가정되어 있다. 이것은 간극수의 역할을 역학적인 응력이라는 의미로부터 체적변화의 구속이라는 물리학적 조건으로 전환할 수 있음을 의미하고 있다. 즉 본래 포화점토의 토체골격은 응력-변형률관계에 따라 변형을 하려는 것에 대해서 간극수의 존재는 체적변화를 저지하려고 한다. 따라서 체적변화가 저지되기 때문에 그것이 구속력으로 작용하여 과잉간극수압이 발생한다. 이러한 구속력을 고려한 평형방정식이 식(4.1)이다. 평형방정식(4.1)에 대해서 연속조건식(4.2)의 의미는 위에서 서술한 것으로 본다면 체적변형률의 구속조건이 시간이 지남에 따라 어떻게 변화하는가를 결정하는 식이라고 이해할 수 있다.

결국 평형조건과 체적변형률의 구속조건 즉 비배수조건으로 변위와 과잉간극수압이 구해진다. 연속조건을 사용 과잉간극수압의 분포로부터 미소시간후의 체적변형률의 분포를 결정하는 새로운 비배수조건하의 문제가 설정된다.

4.2. 압밀의 유한요소법 적용

앞에서 설명한 Biot의 압밀방정식에 탄·점소성구성식을 사용하고 plane strain 조건에서 다음과 같이 유도한다.

변위증분 Δu_x , Δu_y 을 성분으로 하는 벡터는 $\{\Delta u\}$ 로 표시하며 평형방정식을 만족하는 전응력증분 $\{\Delta \sigma\}^T = [\Delta \sigma_{xx} \ \Delta \sigma_{yy} \ \Delta \sigma_{xz}]$ 에 대해서 가상일의 원리를 적용하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \int_V \{\Delta \varepsilon\}^T \{\Delta \sigma\} dV &= \int_V \{\Delta \varepsilon\}^T \{\Delta \sigma\} dV \\ &+ \int_V \{\Delta \varepsilon\}^T \{\Delta p_w\} dV \end{aligned}$$

$$= \int_V \{\Delta \tilde{u}\}^T \{\Delta F_b\} dV + \int_s \{\Delta u\}^T \{\Delta T_s\} d_s \quad (4.5)$$

여기서

$$\begin{aligned} & \{\Delta \varepsilon\}; \{\Delta \varepsilon_x, \Delta \varepsilon_y, \Delta \sigma_{xy}\} \\ & \{\Delta \sigma'\}; \{\Delta \sigma_x', \Delta \sigma_y', \Delta \tau_{xy}\} \\ & \{\Delta \mathcal{Q}_w\}^T; \{\Delta p_w, \Delta p_w, 0\} \\ & \{\Delta F_b\}; \text{물체력증분벡터} \\ & \{\Delta T_s\}; \text{표면력증분벡터} \end{aligned}$$

요소내의 임의점에서 변위증분 $\{\Delta u\}$ 는 절점변위증분 $\{\Delta u^*\}$ 으로부터 형상함수 $[N]$ 을 이용하여 다음과 같이 표현된다.

$$\{\Delta u\} = [N] \{\Delta u^*\} \quad (4.6)$$

윗식에 대응하는 요소내 임의점의 변위증분 $\{\Delta \varepsilon\}$ 과 체적변형률증분 ΔV 는 절점변위증분과 관계시킬 수 있다.

$$\{\Delta \varepsilon\} = [B] \{\Delta u^*\} \quad (4.7)$$

$$\Delta V = [B_V]^T \{\Delta V^*\} \quad (4.8)$$

일반적인 과잉간극수압증분 벡터 $\{\Delta p_w\}$ 는 요소내 중심의 과잉간극수압 증분치 Δp_w^* 를 이용하여

$$\{\Delta p_w\}^T = [1 \ 1 \ 0] \{\Delta p_w^*\} \quad (4.9)$$

유효응력증분 $\{\Delta \sigma'\}$ 와 변형률증분 $\{\Delta \varepsilon\}$ 은 다음과 같이 관련지을 수 있다.

$$\{\Delta \sigma'\} = [D_{ep}] \{\Delta \varepsilon\} \quad (4.10)$$

여기서 $[D_{ep}]$ 는 3행 3열의 대칭행렬이며 탄소성계수이다. 식 (4.6)~(4.10)은 식(4.5)에 대입하고 가상변위를 임의로 선택한 것을 고려하면

$$\{k\} \{\Delta u^*\} + \{k_v\} \Delta p_w^* = \{\Delta Q\} \quad (4.11)$$

여기서

$$\{k\} = \int_V \{B\}^T [D_{ep}] \{B\} dV \quad (4.12)$$

$$\{k_v\} = \int_V \{B_V\} dV \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} \{\Delta Q\} &= \int_V \{N\}^T \{\Delta F_b\} dV \\ &+ \int_s \{N\}^T \{\Delta T_s\} d_s \\ &+ \int_V \{B\}^T \{\Delta \sigma_n\} dV \end{aligned} \quad (4.14)$$

다음은 연속방정식에 대해 생각해 보면

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{r_w} \left(k_x \frac{\partial^2 p_w}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 p_w}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (4.15)$$

정의에 의하면 요소내의 체적변화는 다음과 같다.

$$\Delta V = [k_v]^T \{\Delta u^*\} \quad (4.16)$$

식(4.15)에 계산된 체적변화량을 식(4.16)에 대입하면 식(4.11)과 식(4.12)는 $\{\Delta u^*\}$ 와 p_w^* 를 미지수로한 연립방정식을 만든다. 그리하여 ΔV 를 계산하고 압밀진행과정에 따라 단계적으로 연립방정식을 풀면 압밀해를 얻을 수 있다. 식(4.15)을 차분법으로 풀기위해서 식(4.17)에 의해 정의되는 과잉간극수압 p_w^* 는 Christian과 Boehmer(1970)에 의해서 다음 식(4.18)과 같이 주어진다.

$$p_w^* = \{(1-\theta)p_{wt} + \theta p_{wt+\Delta t}\} \quad (4.17)$$

$$p_w^* = \alpha_1 + \alpha_2 x + \alpha_3 y + \alpha_4 x^2 + \alpha_5 y^2 \quad (4.18)$$

여기서 $p_{wt} : t=t$ 일 때의 과잉간극수압

$p_{wt+\Delta t} : t=t+\Delta t$ 일 때의 과잉간극수압

$\theta (0 \leq \theta \leq 1) : \text{차분근사상수}$

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5$ 값은 fig. 4.1에서와 같이 사변형 요소 i 와 이 요소를 둘러싸고 있는 j, k, L, m 의 요소에 의해서 결정되어야 하는 미정계수이다.

요소중앙점의 과잉간극수압벡터 $\{p_w^*\}$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \{p_w^*\} &= \begin{Bmatrix} p_{wi}^* \\ p_{wj}^* \\ p_{wk}^* \\ p_{wL}^* \\ p_{wm}^* \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & \bar{x}_i & \bar{y}_i & \bar{x}_i^2 & \bar{y}_i^2 \\ 1 & \bar{x}_k & \bar{y}_k & \bar{x}_k^2 & \bar{y}_k^2 \\ 1 & \bar{x}_L & \bar{y}_L & \bar{x}_L^2 & \bar{y}_L^2 \\ 1 & \bar{x}_m & \bar{y}_m & \bar{x}_m^2 & \bar{y}_m^2 \end{Bmatrix} \\ &= B\alpha \end{aligned} \quad (4.19)$$

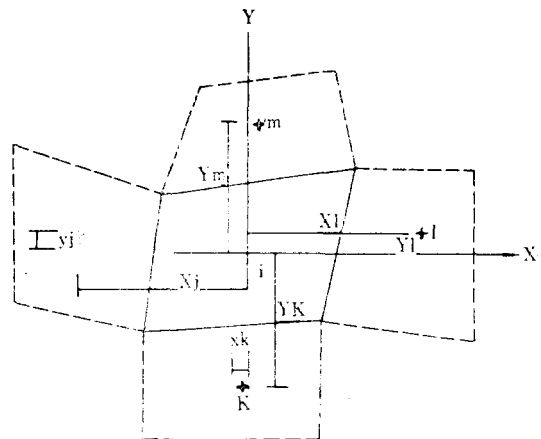


Fig. 4.1. Local coordinate used in calculating state of flow

그러면

$$\alpha = B^{-1} \{p_w^*\} \quad (4.20)$$

식(4.18)을 식(4.15)에 대입하고 식(4.20)을 고려하면 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \Delta V &= -\frac{\Delta t v}{r_w} (2k_x \alpha_4 + 2k_y \alpha_5) \\ &= -\frac{2\Delta t v}{r_w} (k_x b_4^T + k_y b_5^T) p_w^* \\ &= -\{k_v\}^T \{p_w^*\} \end{aligned} \quad (4.21)$$

여기서 $\{k_v\}^T = \left(\frac{2\Delta t v}{r_w}\right) (k_x b_4 + k_y b_5)$

Δt : 시간증분량

V : 요소체적

b_4, b_5 는 B^{-1} 의 4행과 5행 벡터, $\Delta p_w = p_{w,t+\Delta t} - p_w$ 의 한계를 이용하고 식(4.17)에서 $\theta=1$ 로 하여 식(4.21)을 식(4.16)에 대입하여 변형하면 다음 식을 얻는다.

$$\left. \begin{aligned} \{k\} \{\Delta u^*\}_j + \{k_v\} p_{w,j}^* \\ = [\Delta Q]_i + \{k_v\} p_{w,j-1} \\ \{k_v\}^T \{\Delta u^*\}_j = -\{k_v\}^T p_{w,j-1}^* \end{aligned} \right\} \quad (4.22)$$

여기서 요구되는 요소는 사변형요소이고 수치해석 과정에서 4개의 삼각형요소로 이루어진 4변형요소는 Wilson(1965)이 제안한 방법에 의해서 해석하였다.

5. 압밀해석의 적용예

5.1. 부분개량지반의 압밀해석

5.1.1. 모형지반과 계산조건

Paper drain과 같은 Vertical drain을 설치할 경우의 압밀계산은 넓은 범위에 재하를 하고 이 하중이 재하하는 전지역에 drain을 설치하여 압밀해석에는 Barron의 해가 일반적으로 사용되고 있으나 부분적인 개량을 실시하거나 국부적인 하중을 재하하는 경우에도 Barron의 압밀해를 이용하고 있다.

그러나 이와 같은 경우에는 지반의 개량부분과 미개량부분에 압밀도의 차가 크게 생기고 이들 상호작용에 의한 개량부의 압밀속도가 Barron의 해와 크게 다를 가능성이 있다. 그리하여 여기서는 fig. 5.1과 같은 점토지반의 중앙부로부터 5m 지점까지를 paper drain의 설치구역으로 하고 계산조건은 ① 6m 구간에 하중을 재하하는 경우와 ② 전표면에 하중을 재하한 경우로 계산한다.

사용한 구성식은 수정 cam clay 모델을 사용하고 평면변형률 조건으로 계산하였다.

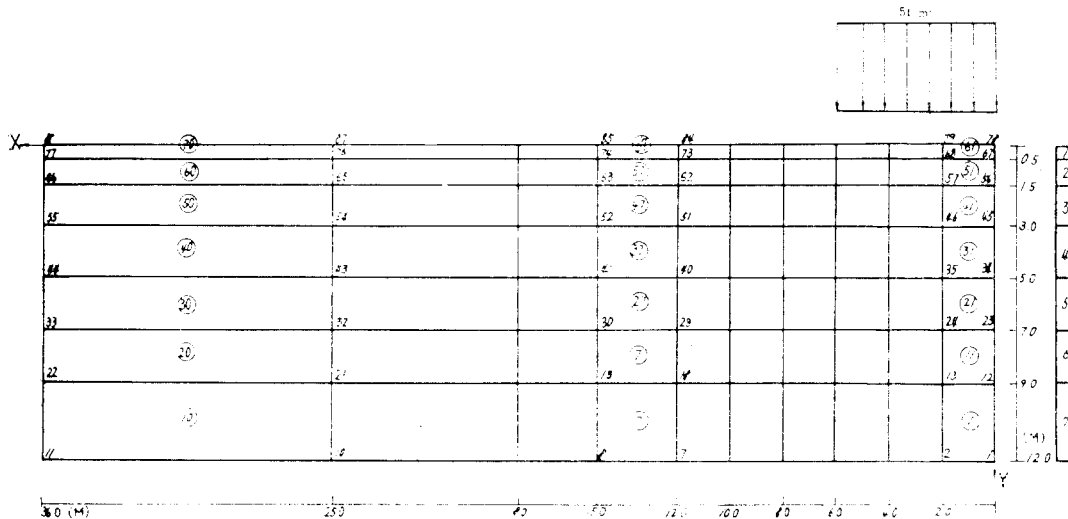


Fig. 5.1. 모형지반의 요소분할

5.1.2. 수치해석결과 및 고찰

Fig. 5.2(a)(b)는 탄소성 유한요소계산 결과를 지표면의 침하도와 시간과의 관계로 정리하여

나타낸 것으로서 그림중의 ① 곡선은 배수거리 1m인 Terzaghi 일차원 압밀곡선인데 이것은 Barron의 paper drain와 같은 곡선을 나타내고

있으며 배수거리 10 m 인 Terzaghi 일차원 압밀 곡선 ②도 나타내었다. Fig. 5.2(a)에서 $B=6$ m 의 하중을 재하한 경우 개량중앙부 압밀곡선은 미개량지반의 영향에 의해서 2차압밀의 특성을 압밀후반부에서 나타내고 있으며 압밀지연을 발생시키고 있다.

Fig. 5.2(b)는 전표면에 하중을 재하한 경우인데 이러한 현상이 현저하게 나타나고 있는 것을 알 수 있다.

대체적으로 압밀후반부의 지연현상은 개량부의 단부에 가까울수록 또 재하폭이 넓을수록 이러한 현상이 크게 나타나고 있다. 수치해석에 사용한 구성식이 점성효과를 고려하지 않은 수정 cam-clay 모델을 사용하였으므로 여기에서

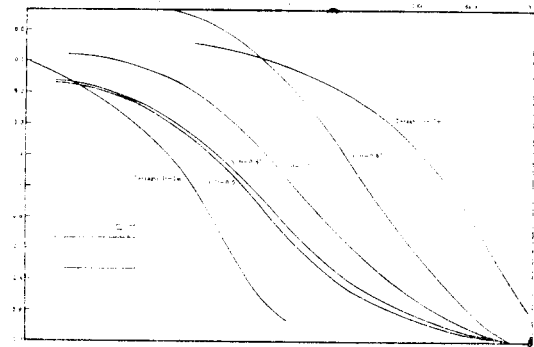


Fig. 5.2. (a)

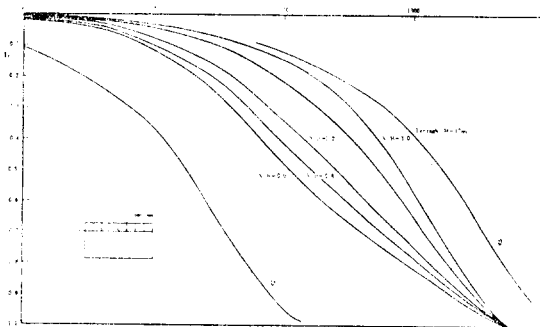


Fig. 5.2. (b)

나타나는 2차압밀적인 침하특성은 creep 침하에 의한 것이 아니고 개량지반과 미개량지반의 상호작용에 의한 것임을 알 수 있다. 이와 같이 주변지반의 영향으로 압밀속도를 지연시킬 뿐 아니라 압밀곡선의 형상까지 바뀌게 되므로 실제 도로를 paper drain 을 설치하여 건설할 경우

Barron 대를 그대로 사용하여 설계나 시공을 할 경우 많은 문제가 있을 것이 생각된다.

5.2. 성토기초지반의 압밀해석

본문에서 제안한 탄·점소성구성 방정식의 정도를 알아보기 위하여 해성연약 점토로써 creep 의 영향이 클 것으로 생각되는 일본 倉敷지역에서 시험성토하여 실측한 자료와 본 연구에서 제안한 creep 효과를 고려한 경우와 고려하지 않은 경우로 해석하여 비교검토한다.

5.2.1. 성토와 현장조건 및 해석방법

시험장소는 倉敷市 玉島지구에 위치하고 지반 표고는 $Tp \pm 0$ m 에 가까운 전형적인 해성연약 점성토지반이다. 지반의 표층부에는 0.4 m 두께의 풍화토가 시험성토의 1년 이전에 시공되었기 때문에 성토하중에 의한 연약점성토층(심도 0.4 ~ 6.3 m 의 범위)의 압밀은 완료된 것으로 보인다. 지하수위는 모래층 아래에 위치하고 있으며 연약점성토층의 하위층은 N 치가 약 15인 모래층으로 되어 있고 성토고는 5 m 이다. 시험성토에 대한 단면도는 fig. 5.3(a)와 같다. 시험성토지

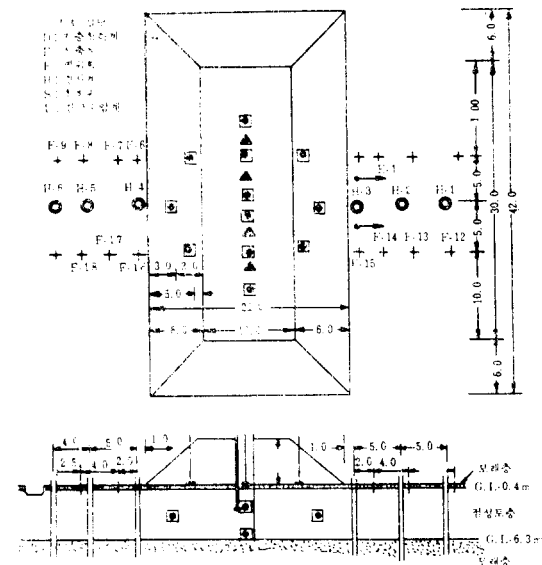


Fig. 5.3. (a) 시험성토의 단면도

반을 유한요소해석을 하기 위하여 fig. 5.3(b)와 같이 지반을 요소분할하였고 지반위 성토축조과정은 fig. 5.4 와 같다. 또한 수치해석에 이용된 토질매개변수는 표 5.1 과 같다.

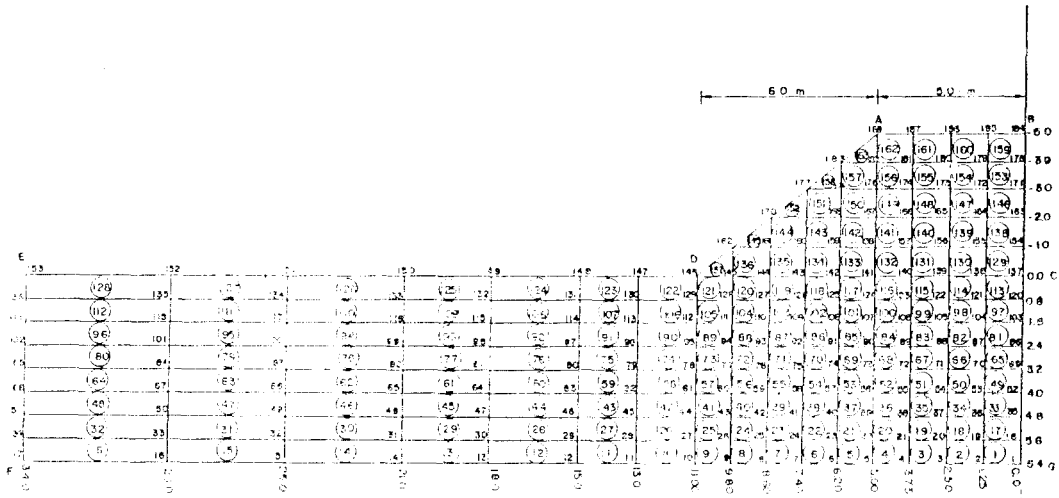


Fig. 5.3. (b) 모형지반의 요소분할

Table 5.1. 土質 parameter

Layer	解 析 模 型	G (t/m ²)	ν	λ	κ	M	α	V_0	k_{vs} (m/d)	k_h/k_v	λ_k
盛土部	A	190	0.30
L-1	A	92	0.30	3.2×10^{-4}	1.0	∞
L-2	B	92	0.30	0.16	0.054	1.51	0.0039	4×10^{-5}	3.1×10^{-4}	1.0	0.10
L-3	B	49	0.27	0.36	0.24	1.22	0.0072	4×10^{-5}	2.7×10^{-4}	1.0	0.32
L-4	B	49	0.27	0.36	0.24	1.22	0.0072	4×10^{-5}	2.6×10^{-4}	1.0	0.32
L-5	B	49	0.27	0.36	0.24	1.22	0.0072	4×10^{-5}	1.4×10^{-4}	1.0	0.32
L-6	B	49	0.27	0.36	0.24	1.22	0.0072	4×10^{-5}	1.4×10^{-4}	1.0	0.32
L-7	B	49	0.27	0.29	0.20	1.51	0.0061	4×10^{-5}	3.1×10^{-4}	1.0	0.18
L-8	A	150	0.27	2.4×10^{-4}	1.0	∞

*A: 彈性

B: 彈粘塑性

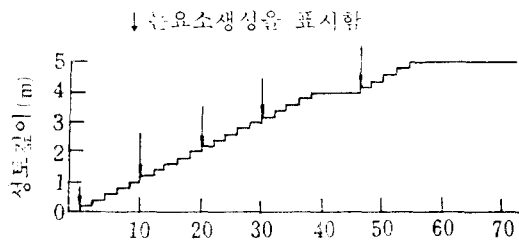


Fig. 5.4. 성토축조 과정

5.2.2 해석결과와 실측결과와의 비교

1) 침하

성토중양부의 침하를 creep 효과를 무시한 경우와 고려한 경우를 실측치와 비교하여 fig. (5.

5)에 나타내었다. 그림에서 보는바와 같이 creep 효과를 고려한 탄·점소성모델이 creep 효과를 고려하지 않는 경우보다 침하량이 더 크게 나타나는 것을 볼 수 있고 두 경우 모두 대체적으로 실측치와 근사함을 알 수 있다.

Fig. (5.6)는 성토완료시점과 경과시간 161 일에 있어서 성토중심선 아래의 실측침하량의 침도분포와 이에 대응하는 계산결과를 나타낸 것이고 fig. (5.7)은 성토완료시점과 경과시간 161 일에 있어서 횡단면내에서 실측한 지표면침하와 이에 대응하는 해석결과를 표시한 것이다. 두가지 모두 대체적으로 실측치와 근사함을 보이고 있으며 fig. (5.3)과 같이 creep를 고려한 경우

가 고려하지 않는 경우보다 성토부아래에서 보다 많은 침하량을 보이고 있음을 알 수 있다.

2) 간극수압과 측방변위

시험성토에서 주의하여 측정하여야 할 것 중의

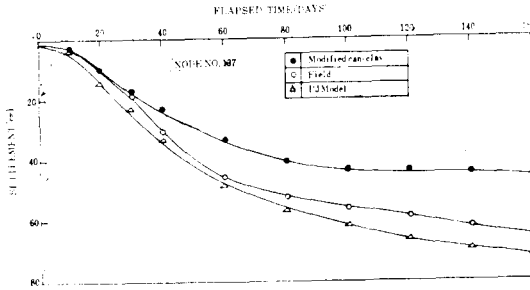


Fig. 5.5. 성토중심선이 침하량과 시간과의 관계

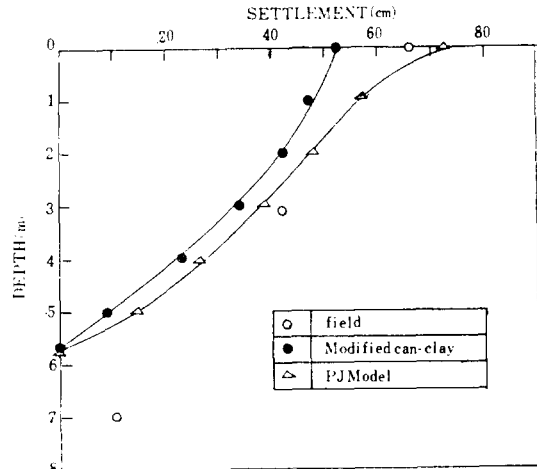


Fig. 5.6. 성토중심선 아래의 침하량의 심도분포

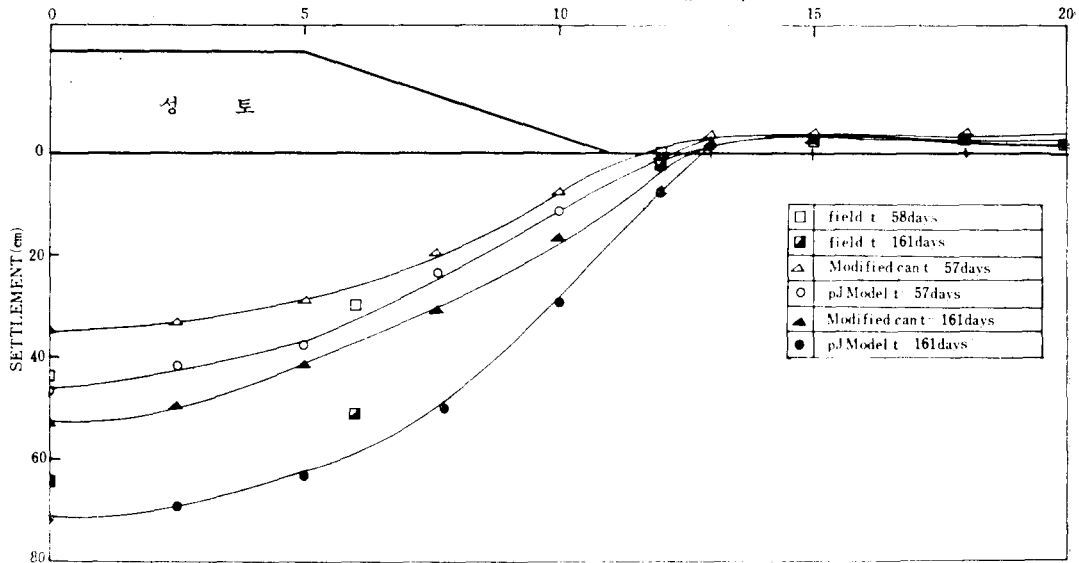


Fig. 5.7. 성토형단면내의 침하량과 수평분포

하나의 간극수압의 측정이다. 압밀의 대부분은 간극수의 배출에 의한 것이므로 시간경과에 대한 소산특성의 조사와 예측은 중요하다. Fig. 5.8 에는 $t=57$ 일에서의 간극수압소산분포를 creep 효과를 고려한 경우와 무시한 경우에 대해서도 시하였다. 이것을 보면 지표면부근 보다 압밀의 진행속도가 늦은 2 m 지점에서 최대간극수압이 발생하여 creep 효과를 고려한 모델의 해석해가 더 크게 나타나고 있다. Fig. 5.9는 성토 끝점 아래에 있어서의 지중측방변위를 나타낸 것이다. 또한 fig. 5.10은 성토주변 지반에 미치는 측방 유동의 영향범위를 실측치와 비교하였다. 그림

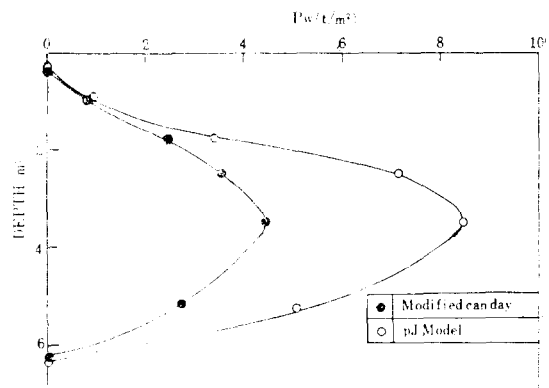


Fig. 5.8. 간극수압의 심도분포

에서 보면 두 모델모두 실측치와 상당한 차이를 보이고 있다. 이는 토질정수와 경계조건상의 문제

로 생각되어 앞으로 계속 연구를 진행하여 정도를 높일 예정이다.

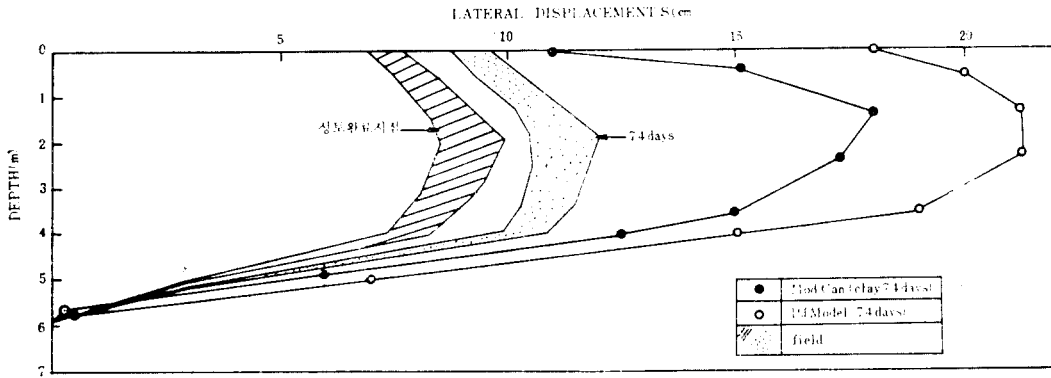


Fig. 5.9. 심도와 측방변위와의 관계

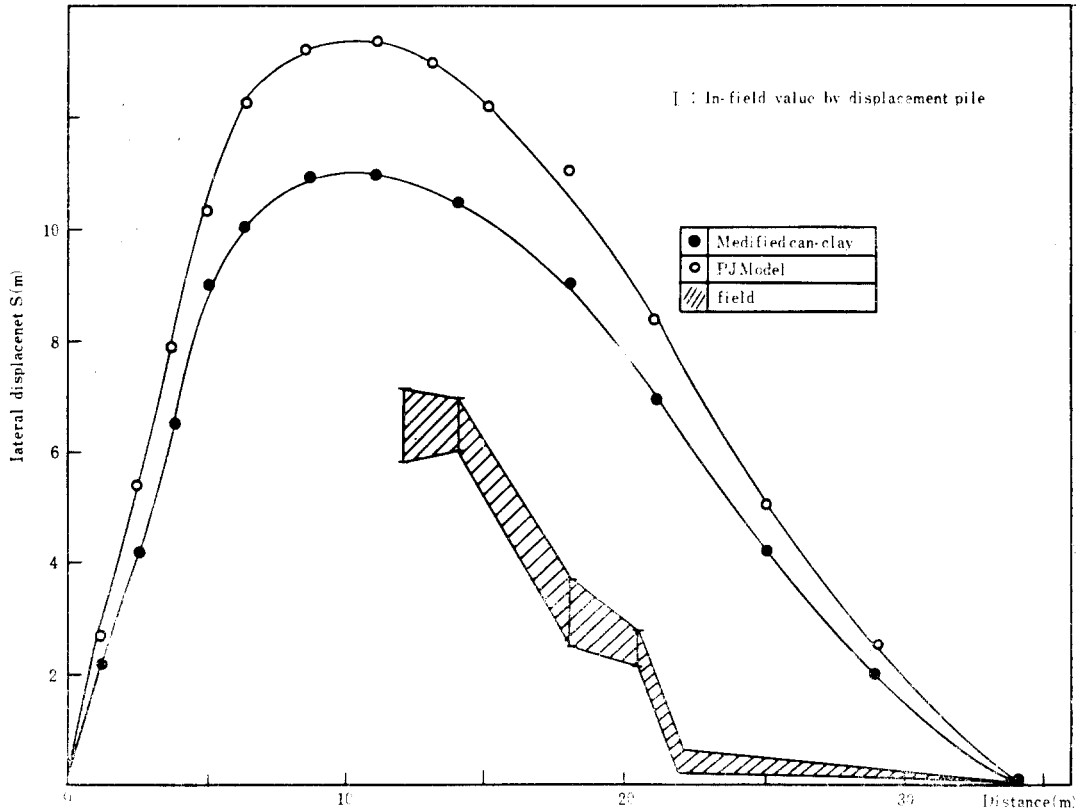


Fig. 5.10. 지표면에 있어서 측방변위의 수평방향분포

6. 결 론

본문은 다차원압밀해석에 한계상태 이론에 의한 구성식을 사용하여 성토기초지반의 유한요소

해석을 하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

1. 부분개량지반의 압밀해석에의 적용

1) 개량 중앙부 압밀폭선은 미개량부의 영향에 의해서 2차압밀적 성질을 갖는 압밀후반부에서 압밀지연을 발생한다.

2) 압밀지연현상은 개량부의 단부에 가까울수록 또 하중재하폭이 클수록 크다.

3) 1)과 2)의 성질로 인하여 실제도로를 paper drain 을 설치하여 건설할 경우 Barron의 해를 그대로 사용할 경우 다소의 문제점이 있을 것으로 판단된다.

2. 성토기초지반의 압밀해석

본 연구에서 제안한 탄·점소성모델(PJ 모델)과 기존의 수정 cam clay 모델과 비교하여 압밀해석한 결과

1) 지반의 침하에 있어서 두 경우 모두 실측치와 근사하나 creep 효과를 고려한 PJ 모델이 실측치에 더 근접함을 알 수 있었다.

2) 간극수압에 있어서는 지표면부근보다 압밀의 진행속도가 늦은 2m 지점에서 최대간극수압이 발생하고 PJ 모델의 해석해가 더 큰 값을 나타내고 있다.

3) 성토주변지반에 미치는 측방유동의 영향 범위를 실측치와 비교한 결과 상당한 차이를 보이고 있다. 이는 앞으로 계속 연구를 진행하여 정도를 높일 계획이다.

(본 연구는 1985년도 하반기 한국과학재단 일련연구비 지원에 의해서 수행된 것으로서 본 재단에 감사드립니다.)

참 고 문 헌

1. Biot, M.A. General theory of three-dimension consolidation. *Jurnal of applied physis*. Vol.12, pp.155~164.
2. Roscoe, K.H.N.N. Schofield & A. Thurairajah.

Yielding of clays in states wetter than critical Geotechnique, 1963, pp.211~240.

3. Sekiguchi, H., Ohta, H. Induced anisotropy and time dependency in clays. Preprints of speciality section 9, 9 TH ICSMFE. 1977, pp.229~238).
4. Shibata, T. & H. Sekguchi, A method of prediction failure of embankment foundation based on elasto-viscoplastic analysis. *JSCE*. Vol. 301, 1918, pp.93~104. (in Japanese)
5. Burland, J.B. The yielding dilation of clay. *Correspondence, Geotechnique*, Vol.15, 1985, pp.211~214.
6. Borja, R.I. & E. Kavazanjian, A constitutive model for the stress-strain-time behavior of 'WETCLAY' *Geotechnique*, Vol.35, No.3, 1985. pp.285~298.
7. 關國秀維, 蔡田徹, 盛土基礎地盤. 側方流動解析上. 問題點, 土と基礎, 30-5, No.305, 1982, pp.47~54.
8. Christian, J.T., Undrained stress distributions by numerical method. *Jurnal of the soil mechanics and foundation*. ASCE, SM6, 1968. pp.1333~1344.
9. Christian J.T. & J.W. Boehmer, Plane strain consolidation by finite elements. *Jouran of the soil Mechanics and foundation*. Div. ASCE. No.96, SM 4, 1970, pp.1435~1457.
10. 鄭鎮燮, 飽和粘土의 應力-變形率에 관한 研究, 工學博士學位論文, 全南大學校 大學院, 1983.
11. 李汶樹, 有限要素法에 의한 多次元壓密의 變形解析, 工學博士學位論文, 高麗大學校 大學院, 1984. (접수일자 1987. 9. 14)