

豊浦砂の降伏関数について

三浦 哲彦*・山本 紀之**・菊沢 朋巳***

Yielding Function of the Toyoura Sand

Norihiko MIURA, Noriyuki YAMAMOTO and Tomomi KIKUZAWA

Abstract

Stress probe tests were conducted on the Toyoura sand by several complicated stress paths to determine the yield function of the sand in a loose state. Main conclusions derived were as follows:

- The characteristics of yield locus of the sand was found to be $dq/dp' = F(\eta)$ independent of the stress path experienced by the sample.
- The yield loci could be represented by a single curve in (p^*, q^*) space, where $p^* = p'/p_e$, $q^* = q/p_e$, and p_e is a newly defined parameter.
- The dimensionless yield curve in (p^*, q^*) space was represented by a combined curve of ellipse and parabola.
- Based on the state path depicted on (p^*, q^*) space, the stress~volumetric strain curve could be predicted as a first approximation for a complicated stress path.

1. まえがき

著者らは、粒子破碎を生じる応力領域（以下簡単に粒子破碎領域という）における粒状材料の応力ひずみ挙動について実験的研究を行ってきた。特に、粒子破碎領域における粒状材料の応力ひずみ特性は正規圧密粘土のそれと類似している点に着目し、後者に対して Roscoe らが与えた弾塑性モデル¹⁾を用いれば粒状材料の応力ひずみ関係は第1次近似で予測できることを示した。^{2), 3)}

しかし、粒子破碎領域の砂の応力ひずみ挙動の予測に対して上記の弾塑性モデルが十分適用できるとの結論が得られたわけではなく、検討すべき重要な事項がいくつか残されている。その一つは、降伏曲線に関する問題である。これまでに得られた実験データから判断する限り、Roscoe らのモデルによる降伏曲線は実測値からかなり離れているようである。

本研究では上記の問題について詳細に検討すべく、豊浦砂を対象に種々の応用径路によるストレスプローブ試験を行ってその降伏曲線を決定し、各種の弾塑性

モデルと比較検討する。

2. 降伏関数決定のための三軸試験

2.1 実験試料

実験試料として豊浦砂を用い、直径 50 mm、高さ 130 mm のゆるづめ供試体を作製した。その物理的力学的性質は Table 1 に示すとおりである。

Table 1 Physical and mechanical properties of the Toyoura sand

Initial void ratio	e	0.8
Specific gravity	G_s	2.646
Maximum particle size	D_{\max} (mm)	0.25
Uniformity coefficient	U_c	1.5
Preconsolidation stress	p_y (MN/m ²)	10~15
Young's modulus	E (MN/m ²)	1400
Poisson's ratio	ν	0.27
Material constant	λ	0.203
Material constant	κ	0.014
Material constant	M	1.3

材料定数 λ および κ は $e \sim \ln p'$ 平面における正規圧密曲線および膨張曲線の傾きであり、それぞれ圧縮指

* 土木工学科

** 基礎地盤コンサルタンツ(株)

*** 日本道路公団

数 C_e および膨張指数 C_s の0.434倍の値をもつ。また材料定数 M は限界状態における応力比 $\eta (=q/p')$ を意味する。ここに、 e は間隙比、 p' は平均有効主応力、 q は軸差応力また η は応力比である。

$$\left. \begin{aligned} p' &= (\sigma'_1 + \sigma'_2 + \sigma'_3)/3 = (\sigma'_1 + 2\sigma'_3)/3 \\ q &= \sigma'_1 - \sigma'_3 \\ \eta &= q/p' \end{aligned} \right\} (1)$$

本研究では、 p' 、 q に対応するひずみとして体積ひずみ v とせん断ひずみ ε を考えている。

$$\left. \begin{aligned} v &= \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = \varepsilon_1 + 2\varepsilon_3 \\ \varepsilon &= \varepsilon_1 - (v/3) = 2(\varepsilon_1 - \varepsilon_3)/3 \end{aligned} \right\} (2)$$

式 (1) の σ'_1 、 σ'_2 および σ'_3 は、最大、中間および最小有効主応力であり、また式 (2) の ε_1 、 ε_2 および ε_3 は最大、中間および最小主ひずみを意味し、いずれも圧縮時を正とする。

2.2 三軸試験方法

Fig. 1 は、本研究で行った三軸試験の応力径路を簡単に示したものである。

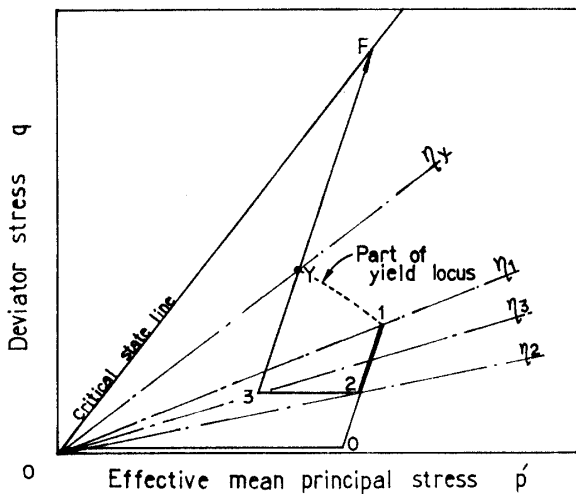


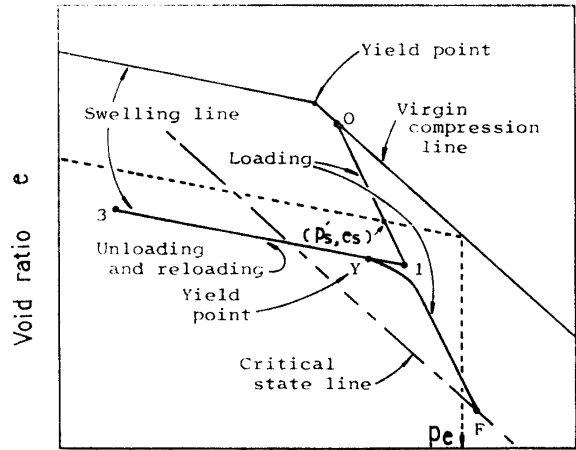
Fig. 1 Stress path for determining the yield locus.

いま点0まで等方圧密した後、塑性ひずみが十分認められる点1までせん断し、供試体に点1までのひずみ履歴に応じる硬化を与える。その後直ちに除荷・再負荷をおこなうと、再び塑性ひずみの発生しはじめる降伏点 Y が観測される。 Y 点と1点を連結すれば、これが点1までのひずみ硬化に対応する降伏曲線の一部となる。

このようにして、あるひずみ硬化に対応する断片的な降伏曲線を求めていくのであるが、ここで降伏点 Y の決定方法が問題となる。

現在までのところ上の降伏応力を決定する明確な方法は確立されていない。そこで、本研究では次式に示されるようなパラメーター p_e を定義し、これを用いて土要素の状態径路を描き、降伏点を決定した。

パラメーター p_e は土要素の間隙比 e_s と平均有効主応力 p'_s の関数で、 $e \sim \ln p'$ 平面上で点 (e_s, p'_s) を通り膨張曲線と平行な直線が正規圧密曲線と交わる点の平均有効主応力の値を意味する (Fig. 2)。



Effective mean principal stress $\cdot \ln(p')$

Fig. 2 Idealized $e \sim \ln(p')$ curve.

$$p_e = \exp \{ (e_a - e_s + \lambda \ln p'_a - \kappa \ln p'_s) / (\lambda - \kappa) \} \quad (3)$$

ここに、 e_a および p'_a は、正規圧密曲線上の任意の点における間隙比および平均有効主応力の値である。

Roscoe らの‘弾性壁’の概念を用いると、弾性状態では、土要素は (p', q, e) 三次元空間で膨張曲線上に立つ平面内すなわち弾性壁面内にあり、塑性状態では上述の弾性壁と状態境界面の交線上、もしくは交線から離れた状態境界面上にある。従って Fig. 1 の応力径路に対応する $e \sim \ln p'$ 曲線は Fig. 2 のように理想化して表わすことができる。Fig. 2 の区間 $0 \rightarrow 1$ および $Y \rightarrow F$ の (e, p') 関係は、状態境界面上を膨張曲線を横切る方向に変化しており、この間に土要素は塑性的な挙動を示している。したがって式 (3) のパラメーター p_e は、この間に指数関数的に増加している。一方、Fig. 2 の区間 $1 \rightarrow 3 \rightarrow Y$ の (e, p') 関係は膨張曲線上 (三次元的には弾性壁上) を変化しており、この間に土要素は弾性的な挙動を示している。式 (3) より、この間の p_e 値は一定である。

換言すれば、降伏点 Y は p_e の値が増加し始める点であるということもできる。

Fig. 3 は、次の定義による (p^*, q^*) を用いた状態径路図である。

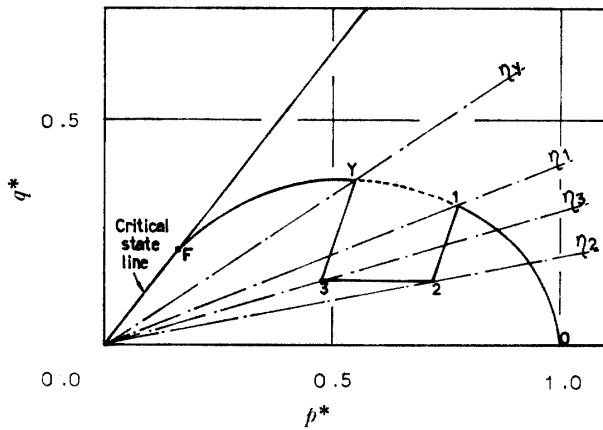


Fig. 3 State path on $p^* \sim q^*$ diagram.

$$p^* = p'/p_e, \quad q^* = q/p_e \quad (4)$$

Fig. 3で、区間0→1は塑性状態にあるから p_e は指数関数的に増加している。この間の Fig. 3 の状態径路と Fig. 1 の応力径路とは η の値のみは対応しているものの、両者の軌跡は大きく異なっていて状態径路は限界状態線方向へ湾曲している。次に、Fig. 1 の応力径路 1→2→3→Y に示されたような除荷・再負荷をおこなうと、この間の $e \sim \ln p'$ 挙動は Fig. 2 の膨張曲線 1→3→Y 上を弾性的に変化し、 p_e は一定である。したがって、Fig. 3 の状態径路 1→2→3→Y と Fig. 1 の応力径路 1→2→3→Y は相似な形となる。ここでも両径路の間で応力比 η は対応している。再負荷によって降伏点 Y より高い応力レベルに達すれば、 p_e は再び増加し始め、状態径路は限界状態方向へ湾曲してついに F 点で限界状態に達する。

Fig. 3 の状態径路図に示されるように、 (p^*, q^*) 平面上では降伏点 Y は明確に定め得る。

Fig. 4 および Fig. 5 は、上記の方法で決定した降伏点 (Δ 印) を実際の応力ひずみ曲線上のプロットしたものである。

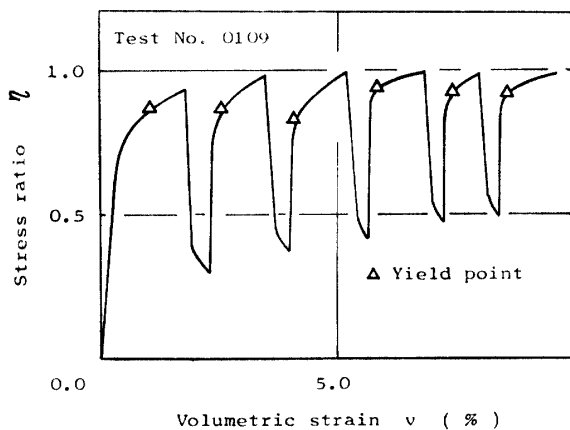


Fig. 4 Relationship between stress ratio η and volumetric strain v .

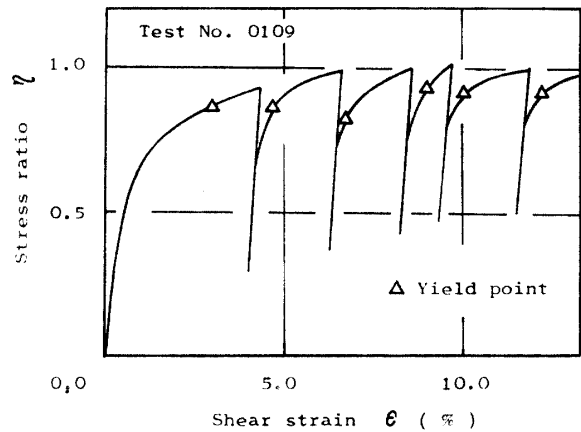


Fig. 5 Relationship between stress ratio η and shear strain ϵ .

3. ゆるづめ豊浦砂の降伏特性

2. で述べた方法により、Fig. 6 に示すような種々の応力径路をもつ三軸圧縮試験をおこない、いくつかの断片的な降伏曲線群を得た。これを基に、いろいろな方法でデーター整理を試みた結果、粒子破碎領域におけるゆるづめ豊浦砂の降伏特性を表わすには、断片的な降伏曲線群の $dq/dp' \sim \eta$ 関係を調べるのが最も適切であることがわかった。

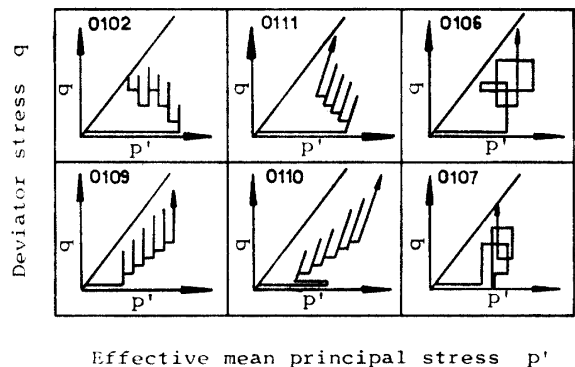


Fig. 6 Various stress paths for determining the yield locus.

今、Fig. 1 のような応力径路を用いて断片的な降伏曲線 1Y を得たとする。点 1 の応力値を (p'_1, q_1, η_1) 、降伏点 Y の応力値を (p'_y, q_y, η_y) とすると、2 つの応力点が近い場合には次のように表わすことができる。

$$\left. \begin{aligned} dq/dp' &\cong (q_1 - q_y)/(p'_1 - p'_y) \\ \eta &\cong (\eta_1 + \eta_y)/2 \end{aligned} \right\} (5)$$

本実験試料について調べた $dq/dp' \sim \eta$ 関係は Fig. 7 に示すようであった。

Fig. 7 に示されたデータは、Fig. 6 に示すような種々の応力径路を持つ三軸試験結果より得られたものである。それにもかかわらず、 $dq/dp' \sim \eta$ 関係はユニークな一本の曲線で表わせることがわかる。すなわち、粒子破碎領域におけるゆるづめ豊浦砂の降伏曲線の接線係数 dq/dp' は、応力履歴には無関係に応力比 η のみの関数であることがわかる。

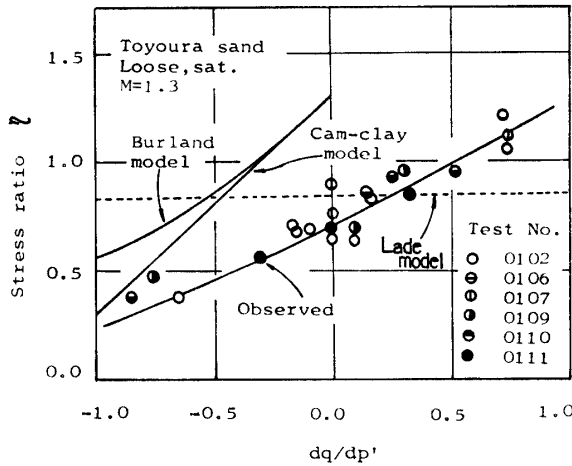


Fig. 7 Yield characteristics of the Toyoura sand.

以上のことから、粒子破碎領域のゆるづめ豊浦砂は次式で表わされる降伏特性を有するといえよう。

$$dq/dp' = F(\eta) \tag{6}$$

4. 数値積分による降伏関数の決定

軸差応力 q の全微分は次のようである。

$$dq = \eta dp' + p' d\eta \tag{7}$$

上式を用いると式 (6) は積分できて次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} p &= \{p'_0 / U_p(\eta_0)\} U_p(\eta) \\ q &= \eta p' \end{aligned} \right\} \tag{8}$$

ただし、 $U_p(\eta) \equiv \exp\left[\int_0^\eta \{d\eta / (F(\eta) - \eta)\}\right]$

ここに、 p'_0 は積分定数で、 $\eta = \eta_0$ のときの降伏曲線上の平均有効主応力を意味する。

ところで、あるひずみ硬化レベルの降伏曲線を考えると、それは $\eta = 0$ のときに正規圧密曲線と交わり、このときの平均有効主応力 p' が p_e を与える。すなわち $\eta = 0$ で $p' = p_e$ 。式 (8) へこの関係を代入すると

$$p' = p_e = \{p'_0 / U_p(\eta_0)\} U_p(0) \tag{9}$$

$U_p(0) = 1$ であるから

$$p_e = p'_0 / U_p(\eta_0) \tag{10}$$

したがって、降伏曲線は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} p' &= p_e U_p(\eta) \\ q &= \eta p' \end{aligned} \right\} \tag{11}$$

ただし、 $p_e = p'_0 / U_p(\eta_0)$

$$U_p(\eta) = \exp\left[\int_0^\eta \{d\eta / (F(\eta) - \eta)\}\right]$$

式 (11) を用いて降伏曲線を描くには、 $\eta \sim U_p(\eta)$ 関係および任意な1つの降伏点の応力値 (p'_0, η_0) が与えられればよい。応力値 (p'_0, η_0) は試験時の応力径路より直ちに与えられる。また、 $\eta \sim U_p(\eta)$ 関係は、Fig. 7 の $dq/dp' \sim \eta$ 曲線を数値積分することにより与えられる。Fig. 8 は、このようにして求めた $\eta \sim U_p(\eta)$ 関係を示すものである。

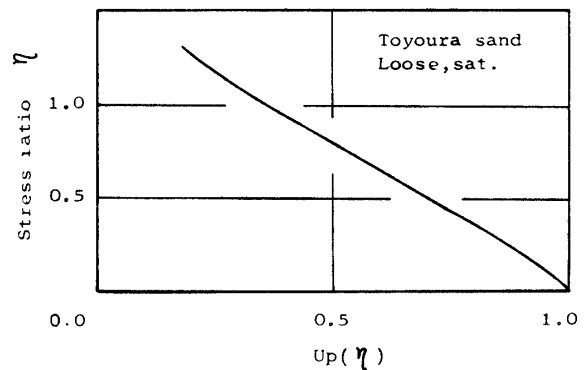


Fig. 8 Relationship between η and $U_p(\eta)$.

Fig. 9 は、式 (11) と Fig. 8 を用いて描いた降伏曲線群の一例である。この図からわかるように、予測曲線は実測される降伏点をうまく近似している。

5. 降伏関数

5.1 降伏関数の無次元表示

2.2 で述べたような実験方法を用いれば (p', q) 平面上に断片的な降伏曲線が描けるが、これらは、いろいろなひずみ硬化レベルに対応する不連続かつ局部的な降伏曲線であって降伏曲線の全体像を与えるものではない。ここでは、粒子破碎領域のゆるづめ豊浦砂の降伏特性がその応力履歴と無関係に $dq/dp' = F(\eta)$ の関係を満足することから、あらゆる降伏曲線が (p^*, q^*) 平面上で一本のユニークな曲線に無次元化されることを示す。

さて、式 (11) は、次のように書きあらためることができる。

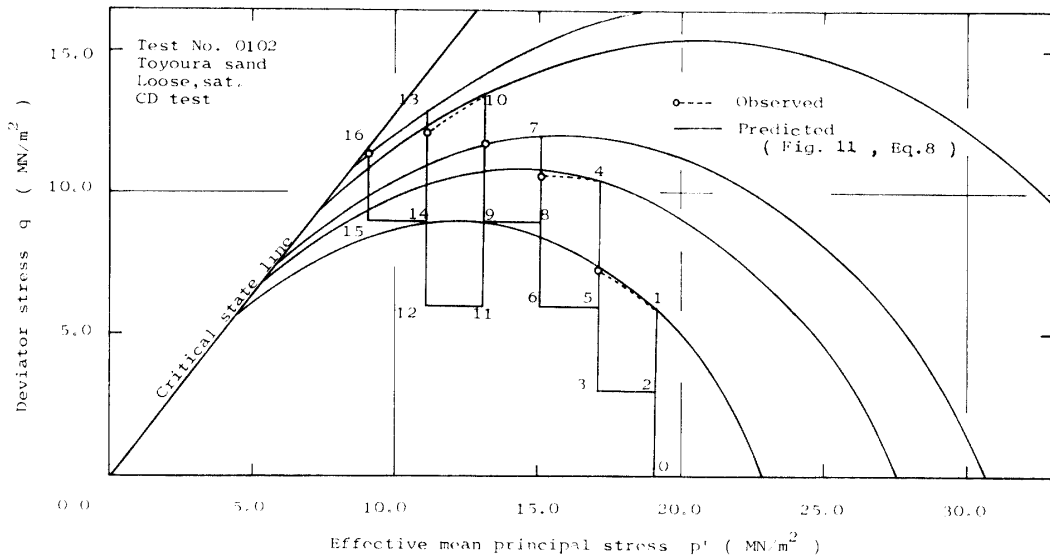


Fig. 9 Family of yield loci for the Toyoura sand.

$$\left. \begin{aligned} p'/p_c &= U_p(\eta) = p^* \\ q/p_c &= U_q(\eta) = q^* \end{aligned} \right\} (12)$$

ただし、 $U_q(\eta) = \eta U_p(\eta)$

これより、粒子破砕領域におけるゆるづめ豊浦砂の降伏曲線は、応力履歴と無関係に、 (p^*, q^*) 平面上で η のみにより決定されるユニークな一本の曲線となることが示唆される。いうまでもなく、式 (12) は考えている土要素が塑性状態にある場合に成立つものである。

Fig. 10 は、Fig. 6 に示すような種々の応力径路を持つ三軸圧縮試験において、塑性状態の (p', q, e) を

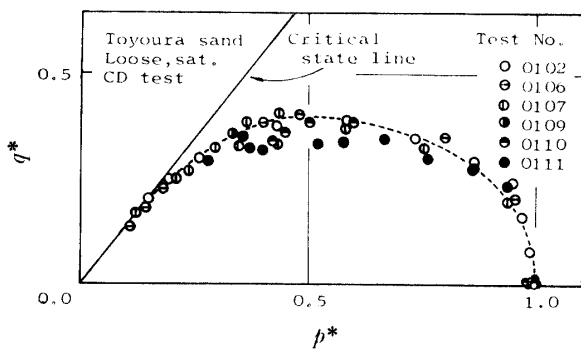


Fig. 10 Observed non-dimensional yield locus.

(p^*, q^*) 平面へプロットしたものである。この図から塑性状態における (p', q, e) は、 (p^*, q^*) 平面上ではその応力履歴に依らず一本のユニークな曲線上にあることがわかる。すなわち、あらゆる降伏点は、 (p^*, q^*) 平面上では一本の曲線上にある。ここで注意すべきは、先に示した Fig. 7 が実験結果より与えられた具体的な降伏点より与えられるデータを解析することによ

り得られたものであったのに対し、Fig. 10 は、ひずみ硬化が連続的に進行しつつある応力状態 (p', q, e) より与えられたものであることである。すなわち、Fig. 7 は、Fig. 1 の点 1 と点 Y の 2 点の応力値より与えられるようなものであるのに対し、Fig. 10 は、Fig. 1 の区間 0→1, Y→F 間の一つ一つの応力点より与えられたものである。

5.2 降伏関数の決定

前節では、あらゆる降伏曲線は (p^*, q^*) 平面上では一本のユニークな曲線で表わされることを示した。ここでは、この無次元表示された降伏曲線を楕円と放物線で近似し、その関数形を決定する。

Fig. 10 に示される無次元降伏曲線は、 $p^* = p_1^*$ で限界状態線と交わり、 $p_1^* < p^* < p_2^*$ の領域では放物線によって、また $p_2^* < p^* < 1.0$ の領域では楕円によって近似できそうである。ただし、 p_2^* は、無次元降伏曲線が最大の q^* 値 ($= q_2^* = q_{max}^*$) を与える点の p^* 値である。これより、Fig. 11 に示すように $0 \leq \eta \leq \eta_2$ で楕円、 $\eta_2 \leq \eta \leq M$ で放物線となるような無次元降伏関数を考

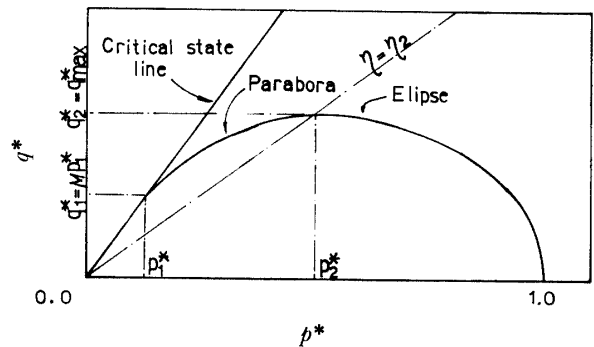


Fig. 11 Assumed non-dimensional yield locus.

えた。ここに、応力比 η_2 は、無次元降伏曲線が最大の q^* 値を与える点の応力比の値である。

この無次元降伏関数に対して次の条件を与える。

- i) $p^*=1.0$ で $q^*=0$
- ii) $p^*=p_1^*$ で $q^*=Mp_1^*$
- iii) $p^*=p_2^*$ で 二つの 2 次曲線は連続
- iv) $p^*=p_2^*$ で $dq^*/dp^*=0$

これより次の関係を得る。

$0 \leq \eta \leq \eta_2$ で楕円

$$C_1(p^*-C_2)^2 + C_3(q^*)^2 = 1$$

$\eta_2 \leq \eta \leq M$ で放物線

$$q^* = C_4 p^{*2} + C_5 p^* + C_6$$

ただし,

$$C_1 = (1 - p_2^{*2})^{-2}$$

$$C_2 = p_2^*$$

$$C_3 = (q_{\max}^*)^{-2}$$

$$C_4 = (Mp_1^* - q_{\max}^*) / (p_1^* - p_2^*)$$

$$C_5 = -2p_2^* C_4$$

$$C_6 = p_1^* \{M + (2p_2^* - p_1^*)C_4\}$$

(13)

ここでは $p_1^*=0.135$, $p_2^*=0.5$, $q_{\max}^*=0.371$ を得ており、また $M=1.3$ であるから実験定数 $C_1 \sim C_6$ は次のようになった。

$$C_1 = 4, C_2 = 0.5, C_3 = 7.265, C_4 = -1.467, C_5 = 1.467,$$

および $C_6 = 0.00414$

定数 C_6 は非常に小さいが、ひずみ硬化に伴い p_e が指数関数的に増加していくのでこれを無視するのは適切でない。

次に、この無次元降伏関数を実際の応力平面 (p', q) へ投影する方法について述べる。

いま、土要素が過去にうけた応力値のうち最大のものを (p'_0, q_0, η_0) であるとすると、この時の p_e の値は次のようになる。

$0 \leq \eta_0 \leq \eta_2$ のとき

$$1 - C_1 C_3^2 = 0 \text{ で}$$

$$p_e = [(C_1/p'_0)^2 + C_3 q_0^2] / [2C_1 C_2 p'_0]$$

$$1 - C_1 C_3^2 \neq 0 \text{ で}$$

$$p_e = [-C_1 C_2 p'_0 + \{(C_1 C_2 p'_0)^2 + (C_1 (p'_0)^2 + C_3 q_0^2)(1 - C_1 C_3^2)\}^{1/2}] / (1 - C_1 C_3^2)$$

(14)

$\eta_2 \leq \eta \leq M$ のとき

$$C_6 = 0 \text{ で}$$

$$p_e = [C_4 (p'_0)^2] / (q_0 - C_5 p'_0)$$

$$C_6 \neq 0 \text{ で}$$

$$p_e = [(q_0 - C_5 p'_0) + \{(q_0 - C_5 p'_0)^2 - 4C_4 C_6 (p'_0)^2\}^{1/2}] / (2C_6)$$

式 (14) により p_e を決定すれば、式 (13) に $p^* = p'/p_e$, $q^* = q/p_e$ の関係を代入して次式を得る。

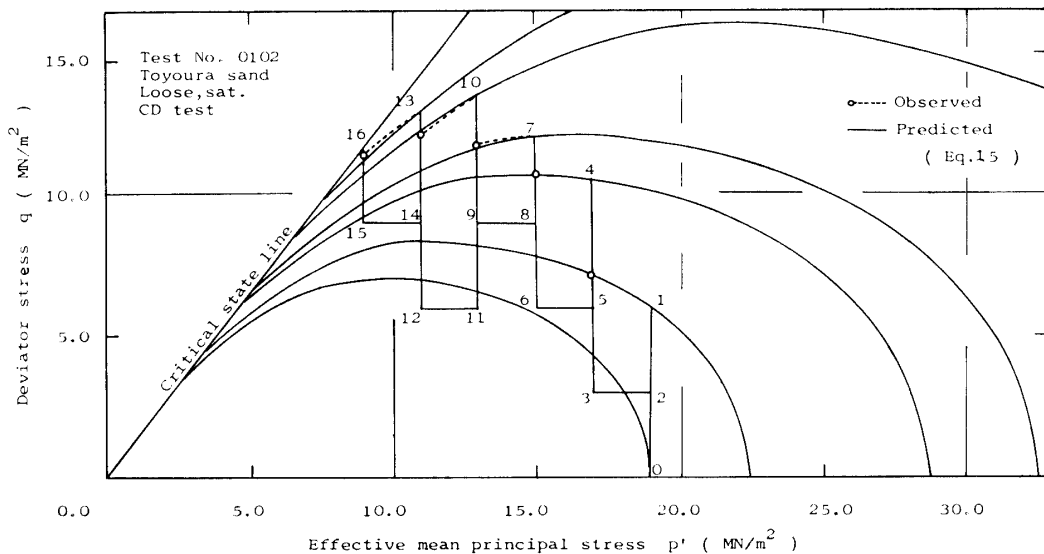


Fig. 12 Family of yield loci for the Toyoura sand.

$$\left. \begin{aligned}
 & p^* p_e \leq p' \leq p_e^* p_e \text{ のとき} \\
 & q = p_e \{ C_4 (p'/p_e)^2 + C_5 (p'/p_e) + C_6 \} \\
 & p_e^* p_e \leq p' \leq p_e \text{ のとき} \\
 & q = p_e \sqrt{ [1 - C_1 \{ (p'/p_e) - C_2 \}^2] / C_3 }
 \end{aligned} \right\} (15)$$

Fig. 12 は、上記の手法を用いて描いた降伏曲線群の一例を示すものである。この図は、先に示した Fig. 9 とよく似ており、実測値と予測値はうまくあっているようである。

また、Fig. 13 は、2つの降伏関数は同一の (p^*, q^*) 平面にプロットしてその違いを示したものである。

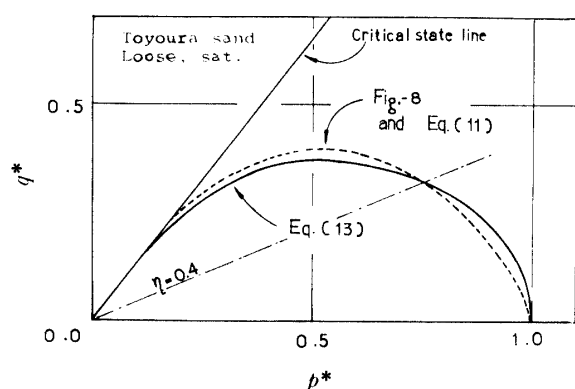


Fig. 13 Comparison of two yield functions.

6. 各種降伏関数との比較

広く知られている降伏関数として Roscoe らの Cam-clay モデル¹⁾、Burland 修正モデル¹⁾、Lade のモデル⁴⁾、および龍岡の降伏関数⁵⁾などをあげることができる。ここでは、これらの降伏関数と前章で定めた豊浦砂の降伏関数とを比較検討する。

6.1 Cam-clay モデル, Burland 修正モデル, Lade モデル

Roscoe, Burland らは、正規圧密粘土の降伏特性として次のような関係を仮定した¹⁾。

$$\left. \begin{aligned}
 & dq/dp' = \Psi(\eta) \\
 & dq/dp' = dv^p/d\varepsilon^p
 \end{aligned} \right\} (16)$$

ここに、 $dv^p, d\varepsilon^p$ は塑性体積ひずみ増分および塑性せん断ひずみ増分を意味する。

式 (16) 第1式の物理的意味は式 (6) の $dq/dq' = F(\eta)$ と同どであり、第2式は流れ法則である。これら2つの式を結びつけているので式 (16) は関連する流れ法則を与えることになる。

式 (16) からわかるように、限界状態では $d\varepsilon^p$ は無

限大 $\eta = M$ で dq/dp' は 0 となる。すなわち、 $\eta = M$ で $\Psi(\eta) = \Psi(M) = 0$ となる。

Roscoe らは、塑性仕事増分 δW^p に関する仮定を導入して $\Psi(\eta)$ および降伏関数を次のような形で表わしている。

Cam-clay モデル

$$\left. \begin{aligned}
 & \delta W^p = Mp' \delta\varepsilon \text{ と仮定し,} \\
 & \Psi(\eta)_C = M - \eta \\
 & \eta = M \ln(p_e/p')
 \end{aligned} \right\} (17)$$

Burland 修正モデル

$$\left. \begin{aligned}
 & \delta W^p = p' \sqrt{(\delta v^p)^2 + (M \delta\varepsilon^p)^2} \text{ と仮定し,} \\
 & \Psi(\eta)_B = (M^2 - \eta^2)/(2\eta) \\
 & p_e/p' = 1 + (\eta/M)^2
 \end{aligned} \right\} (18)$$

次に、Lade モデルは、通常圧力域における砂質土の応力ひずみ理論である。その降伏関数は、Mohr-Coulomb の破壊基準を応力の不変量表示したものに似ている。

$$\left. \begin{aligned}
 & f = I_1^3 / I_3 \\
 & \text{ここに, } 27 \leq f \leq 729 / \{ (3 - M)^2 (3 + 2M) \} \\
 & I_1: \text{ 応力の第 I 不変量} \\
 & I_3: \text{ 応力の第 III 不変量}
 \end{aligned} \right\} (19)$$

この降伏関数は、 (p', q) 平面上では原点を通る直線となる。

Fig. 14 は、実測された断片的な降伏曲線と、Cam-clay モデル、Burland 修正モデル、Lade モデルによる降伏曲線との比較である。この図からわかるように、これらの3つの降伏関数は、粒子破碎領域の砂の降伏特性を表わすには適していないようである。さらに、先に示した Fig. 7 では、実測された $dq/dp' \sim \eta$ 曲線とともに、上記の3つの理論による $dq/dp' \sim \eta$ 曲線が示してあるが、理論曲線は実測値とはかなり離れている。Lade モデルの降伏関数は、 $\eta = \text{const}$ と非常に単純な関数形であり、実測値と大きな違いを見せている。また、Cam-clay モデル、Burland モデルの降伏関数は、先に述べた関連する流れ法則の採用により、 $\eta = M$ で $\Psi(M) = dq/dp = 0$ となるため、実測値と予測値は一致しない。3つの降伏関数を比較するならば、Cam-clay モデルの降伏関数が最も実測値に近いと言えるであろう。

6.2 龍岡の降伏関数

龍岡らは⁵⁾、通常圧力域の砂の降伏特性に関して次

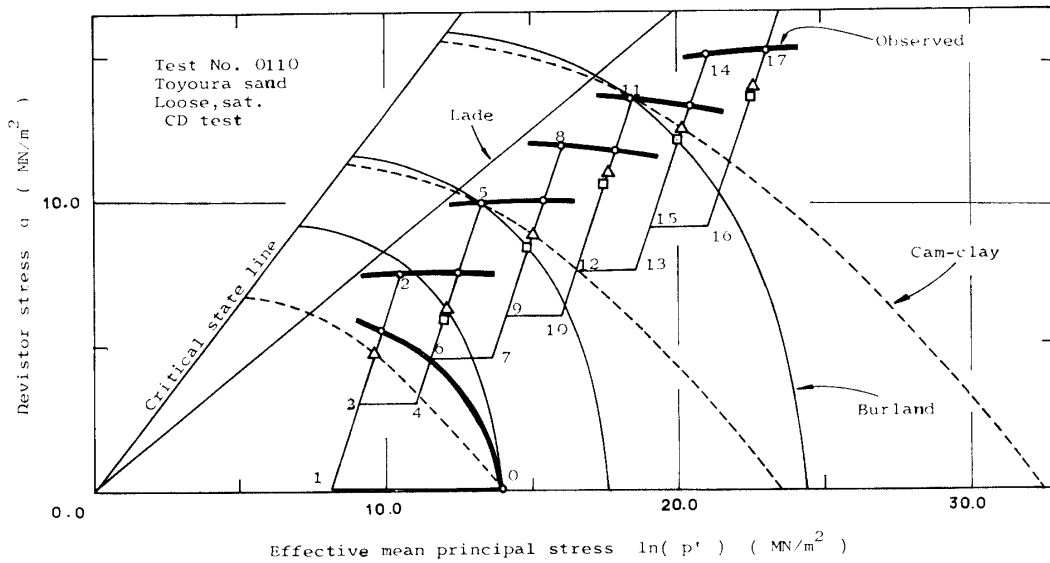


Fig. 14 Comparison of observed yield loci with that of predicted by three equations.

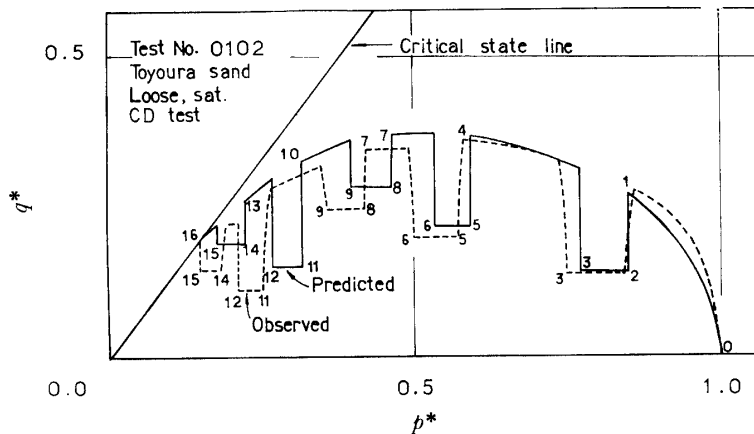


Fig. 15 Observed and predicted state paths.

のような関係のあることを見出している。

$$d\eta/dp' = h(p') \quad (20)$$

上式から次の降伏関数が与えられる。

$$\eta = \eta_0 + \int_{p_0}^{p'} h(p') dp' \quad (21)$$

ここに、 η_0 は積分定数で、 $p' = p_0$ のときの降伏曲線上の応力比 η の値である。

当初、本実験試料について求めた降伏点を龍岡らにならって $d\eta/dp'$ と p' とについて整理してみたが、彼らが示したようなユニークな $d\eta/dp' \sim p'$ 関係を見出すことはできなかった。これは、本実験試料の降伏特性が先に述べたように $dq/dp' = F(\eta)$ であることから当然の結果であった。

7. 体積ひずみ～応力関係の予測

2.2, 式 (3) で定義したパラメーター p_e は、間隙比 e と平均有効主応力 p' の関数である。いま、 p_e を間隙比 e について整理しなおすと次式を得る。

$$e = \{e_a + \lambda \ln p'_a\} - \kappa \ln p' - (\lambda - \kappa) \ln p_e \quad (22)$$

ここに、 e_a および p'_a は、正規圧密曲線上の任意の点の間隙比および平均有効主応力の値である。

また、この間隙比 e に対応する体積ひずみ v は、

$$v = -\ln \{(1+e)\gamma_{ac}/(G_s\gamma_w)\} \quad (23)$$

ここに、 γ_{ac} は試料の圧密後の乾燥単位体積重量、 G_s は土粒子比重、 γ_w は間隙水の単位体積重量である。式 (22), (23) から、任意の応力経路にそう p_e の値がわかれば、その時の体積ひずみ～応力関係の予測が可

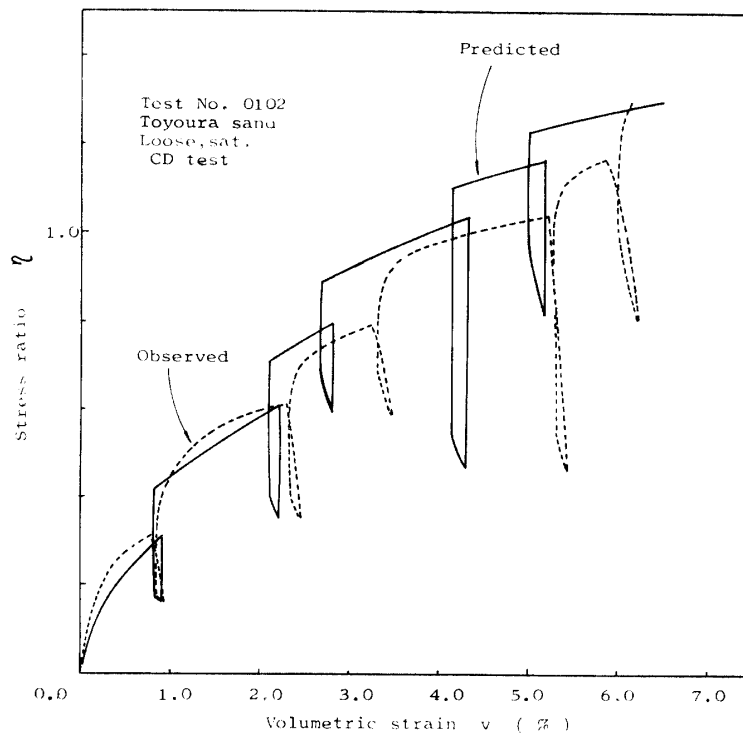


Fig. 16 Comparison of observed and predicted $\tau \sim v$ relationship.

能となる。

p_e は、塑性領域では単調増加し、弾性領域では過去に与えられた最大の値を保ちつづけるもので、式(10)または式(14)より決定される。

Fig. 15 は、上記の方法で算定した p_e の値を基に描いた状態径路の予測曲線と実測曲線とを示すものである。また、Fig. 16 は、式(22)および(23)より求めた体積ひずみ v ~ 応力比 η 曲線である。これらの曲線から、応力径路の負荷~除荷サイクルが3回以下の範囲では、実測値と予測値は比較的良好に合っていることがわかる。しかし、4回以上のサイクルになると実測値と予測値とのずれは大きくなっていく。これは、パラメーター p_e の定義が、膨張曲線のヒステリシスループを無視して $e \sim \ln p'$ 関係の線形性を前提としており、したがって複雑な応力履歴に伴う η の値の変化を無視した結果であろうと思われる。

8. 結 論

粒子破碎領域におけるゆるづめ豊浦砂の降伏関数を調べるために種々の応力径路によるストレスループ試験を行ない、次のような結論を得た。

1) 体積ひずみおよびせん断ひずみに関する2種類の応力ひずみ曲線についてそれぞれの降伏点を決定し対応関係を調べた結果、2つの降伏点はほぼ同じ応力値

で生じることが確認された。

2) 降伏応力は、式(3)で定義されるパラメーター p_e が急増する点として明確に決定できる。

3) 粒子破碎領域におけるゆるづめ豊浦砂は $dq/dp' = F(\eta)$ なる降伏特性を有している。これより、降伏関数 $p' = p_e U_p(\eta)$, $q = \eta p'$ が導かれた。

4) $p^* (= p'/p_e)$, $q^* (= q/p_e)$ なるパラメーターを用いると降伏曲線は無次元表示できる。この無次元降伏曲線は応力径路に依存しない。

5) したがって、複雑なストレスループ試験を行わなくとも、標準的な側圧一定の圧密排水三軸圧縮試験をおこなえばその状態径路 (p^* , q^*) を描けば、これが無次元表示された降伏曲線となる。

6) 無次元表示降伏曲線を楕円と放物線で近似することにより降伏関数を決定した。この降伏関数は実測値に比較的良好に適合する。この降伏関数は、Roscoe, Lade, 龍岡らが与えた降伏関数とはかなり異っている。

7) 無次元降伏関数を基にして応力~体積ひずみ関係を予測することができる。

参 考 文 献

- 1) Roscoe, K.H. and Burland, J.B.: Engineering Plasticity, Cambridge Univ. Press, (1975), pp. 535~609
- 2) 三浦哲彦: 土木学会論文報告集, No. 282, 127 (1979)

- 3) 三浦哲彦, 山本紀之: 山口大学工学部研究報告, **30**, 35 (1980)
- 4) Lade, P.V. and Duncan, J.M.: Proc. ASCE, **101**, 1037 (1975)
- 5) Tatsuoka F. and Ishihara K.: Soil & Foundation, **14**, 63 (1974)

(昭和56年4月8日 受理)