

文章编号:0559-9350(2009)06-0651-08

循环荷载作用下粉细砂累积变形的等效黏塑性本构模型

张宏博¹,黄茂松²,宋修广¹

(1. 山东大学 土建与水利学院,山东 济南 250061; 2. 同济大学 地下建筑与工程系,上海 200092)

摘要:提出了适用于长期循环荷载作用下粉细砂累积变形计算的等效黏塑性本构模型及数值模拟方法。该模型基于经典弹塑性理论框架及结构安定理论,考虑了砂土材料的双屈服面及剪胀性特征,引入塑性应变随加载次数的增量表达式,预测粉细砂土材料累积不均匀变形。通过粉细砂的动静三轴试验确定模型参数,并研究了砂土累积变形规律。数值模拟结果表明,该模型对于粉细砂长期循环累积塑性变形具有良好的模拟能力,而且计算步长可任选取,适用于长期循环加载的计算。

关键词:循环加载;粉细砂;累积变形;安定理论;等效黏塑性本构模型

中图分类号:TU441

文献标识码:A

1 研究背景

随着土地资源的日益紧张,许多沿海地区通过围海造田方式扩大城市土体使用面积,如在长江入海口通过挖泥船将江底沉积粉细砂进行水力吹填,用于填筑地基或路基。该类吹填砂不同于一般砂土,在长距离的水流搬运过程中,由于水流冲刷和颗粒间的相互碰撞,使得土体颗粒的磨圆度明显提高,粒度均匀,难以形成有效的颗粒嵌挤,在外力作用下容易发生颗粒间的相互错动。当作为路基或地基使用时,随着重载交通量的日益增加,在长期车辆轮载作用下将不可避免的产生不均匀沉降变形,严重影响道路运营的安全性及舒适性。同时,波浪荷载的水平冲击效应对吹填地基土体变形的影响也不容忽视。因此,有必要深入了解吹填粉细砂在长期循环荷载作用下复杂的变形机理,提出累积变形的有效预测方法。尽管许多研究者针对土体的累积变形进行了大量的室内及现场试验研究^[1-3],并提出了很多经验公式,但该类方法缺乏明确的力学机理,参数确定具有较大的随意性,适用性较差。文献[4-5]基于临界状态理论,考虑了初始围压、静偏应力比以及动应力比的综合影响,提出适用于软黏土的循环累积塑性变形的修正经验公式,但毕竟还是属于经验公式范畴。而诸如套叠屈服面模型、边界面模型等复杂的土体本构理论^[6-9],由于可考虑土体复杂的循环变形特性,可较为真实地反映循环荷载作用下土体变形特征,模拟效果较好,正逐渐被用于预测土体在多次重复荷载作用下的累积变形问题。但这些模型由于采用传统的小步长积分方法,需准确模拟每一个循环加卸载过程,导致计算工作量非常大,这对于高达百万次以上循环加载计算显然是难以实现的^[10-11]。

为了克服以上模型存在的问题,一些研究者基于安定(shakedown)理论提出了新的理论模型用于模拟循环加载,该类模型可采用较大的积分步长,计算效率很高,如 Suiker^[12]提出的本构模型在模拟道渣材料的累积塑性变形方面具有良好的精度,计算效率非常高。因此,为了合理、高效的模拟粉细砂材料在循环荷载作用下的累积塑性变形问题,本文基于结构安定理论,综合考虑砂土材料的硬化规律及剪胀

收稿日期:2008-05-27

基金项目:国家自然科学基金项目(10272083);教育部新世纪优秀人才支持计划项目(NCET-04-0371)

作者简介:张宏博(1977—),男,山东金乡人,博士,讲师,主要从事土的本构理论、边坡加固、基础工程方面研究。

E-mail:zhanghongbo@sdu.edu.cn

性特征^[13-14],从材料的内在变形机理出发提出了一种双硬化“等效黏塑性”本构模型。室内动三轴试验模拟结果表明,本文模型不仅可有效反映粉细砂材料累积塑性变形与动、静应力水平及加载次数的关系,而且具有模拟精度高、计算速度快的特点,适用于砂性土在长期循环加载作用下的累积变形计算。

2 考虑材料循环变形特征的等黏粘塑性本构理论框架

土体在承受往复荷载作用时,由于颗粒之间的错动和滑移,会造成局部区域产生不均匀沉降,材料的密实度逐渐得到提高,强度增大,表现出显著的硬化特征,直至达到安定状态,即不再产生塑性变形。

为了构造理论框架,首先,假定弹性区的初始边界是各向同性的,则屈服函数可表示为

$$f(\bar{\sigma}, \bar{\varepsilon}^p) = \bar{\sigma} - H(\bar{\varepsilon}^p) = 0 \quad (1)$$

式中: $H(\bar{\varepsilon}^p)$ 为屈服应力; $\bar{\sigma}$ 为应力不变量; $\bar{\varepsilon}^p$ 为塑性应变不变量。

由经典塑性理论,塑性应变率 $\dot{\varepsilon}_{ij}^p$ 可表示为

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \lambda \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} \quad (2)$$

式中: g 为塑性势函数; λ 为塑性因子。

若采用相关联流动法则,则 $g=f$ 且 $\dot{\varepsilon}^p = \lambda \frac{\partial g}{\partial \bar{\sigma}}$, 则可得

$$\lambda = \dot{\varepsilon}^p \quad (3)$$

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \dot{\varepsilon}^p \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} \quad (4)$$

由式(1),当发生塑性屈服时,可得

$$H(\bar{\varepsilon}^p) = \bar{\sigma} \quad (5)$$

或

$$\bar{\varepsilon}^p = H_*(\bar{\sigma}) \quad (6)$$

式中: $H_*(\bar{\sigma})$ 表征动应力水平与累积塑性应变的关系。

由式(6),对时间进行求导,则可得到塑性应变率表达式为

$$\dot{\varepsilon}^p = H'_*(\bar{\sigma}) \dot{\bar{\sigma}} \quad (7)$$

式中 $H'_*(\bar{\sigma}) = dH_*(\bar{\sigma})/d\bar{\sigma}$ 。

对式(7)进行积分,则可得时间 $[t, t+\Delta t]$ 内的有效塑性应变增量 $\Delta \bar{\varepsilon}^p$, 即

$$\Delta \bar{\varepsilon}^p = \int_t^{t+\Delta t} \dot{\varepsilon}^p d\tau = \int_t^{t+\Delta t} H'_*(\bar{\sigma}) \dot{\bar{\sigma}} d\tau \quad (8)$$

循环荷载在作用过程中,其加卸载过程可表示为如图1所示的半正弦波。为了方便起见,本文未考虑循环荷载的随机分布特征,而将其假定为载荷相同、加载频率一致的一系列等幅循环加载。

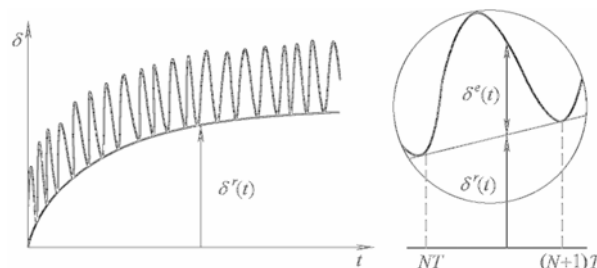


图1 循环加载过程中土体的累积变形规律

则式(8)的积分形式可改造为

$$\Delta \bar{\epsilon}^p = \int_h^{\bar{\sigma}_{\text{cyc}}} H'_*(\bar{\sigma}) d\bar{\sigma} \quad (9)$$

式中： $\bar{\sigma}_{\text{cyc}}$ 为循环加载过程中的应力峰值； h 为对应该次加载时的屈服(安定)应力。

依据安定性理论,式(9)式表明:若 $\bar{\sigma}_{\text{cyc}} > h$,则加载时将产生塑性应变;而当 $\bar{\sigma}_{\text{cyc}} \leq h$ 时,则无塑性应变产生。其中,塑性应变量的大小与二者的差值相关。由于本文考虑的循环荷载的动应力水平一般较低,故不需考虑材料的动力特性,因此,本文在构造模型时假定累积塑性应变仅与加载次数 N 有关,与每次的加载时间无关。

同时,由于每次加载产生的塑性应变增量很小,因此,材料的屈服强度增长缓慢。为了便于构造模型,做出如下两点假定,如图2所示:一是假定材料的屈服强度在一定加载次数(ΔN)内保持为常数;二是假定塑性变形仅在加载时产生,卸载时不产生,则 ΔN 次内塑性应变增量为 $\Delta \bar{\epsilon}_{\Delta N}^p = \Delta N \Delta \bar{\epsilon}^p$ 。将其代入式(9),并对该式右边进行积分求解,可得

$$\frac{\Delta \bar{\epsilon}_{\Delta N}^p}{\Delta N} = H_*(\bar{\sigma}_{\text{cyc}}) - H_*(h) \quad (10)$$

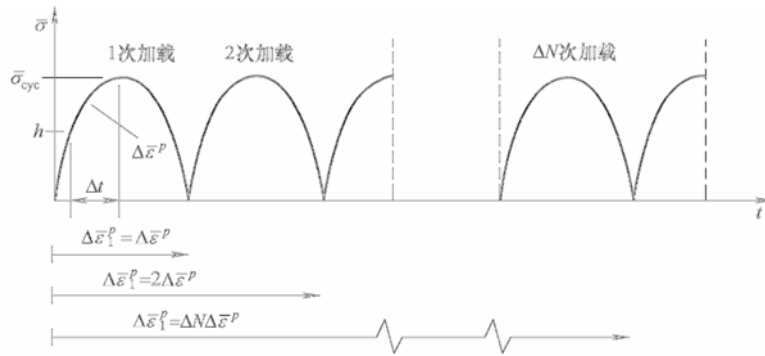


图2 循环加载过程中累积塑性应变的产生机理

式中 h 在循环加载过程中是逐渐增大的,因此,应表示为 $\bar{\epsilon}^p$ 的函数,以 $h(\bar{\epsilon}^p)$ 代替。基于安定性理论,式(10)可以改写为:

$$\frac{d\bar{\epsilon}^p}{dN} = \langle H_*(\bar{\sigma}_{\text{cyc}}) - H_*(h(\bar{\epsilon}^p)) \rangle \quad (11)$$

式中: $\langle \rangle$ 为Macauley括号,它表示

$$\langle H_*(\bar{\sigma}_{\text{cyc}}) - H_*(h(\bar{\epsilon}^p)) \rangle = \begin{cases} H_*(\bar{\sigma}_{\text{cyc}}) - H_*(h(\bar{\epsilon}^p)), & \text{当 } H_*(\bar{\sigma}_{\text{cyc}}) - H_*(h(\bar{\epsilon}^p)) \geq 0 \text{ 时} \\ 0, & \text{当 } H_*(\bar{\sigma}_{\text{cyc}}) - H_*(h(\bar{\epsilon}^p)) < 0 \text{ 时} \end{cases} \quad (12)$$

式(11)也可以改写为:

$$\frac{d\bar{\epsilon}^p}{dN} = \langle H(\bar{\sigma}_{\text{cyc}} - h(\bar{\epsilon}^p)) \rangle \quad (13)$$

上式类似于Perzyna^[15]黏塑性模型的“过应力”函数形式,但由于其并未考虑实际的物理时间,因此,本文将该模型框架称为“等效黏塑性”本构模型。

3 循环荷载作用下粉细砂累积变形的等效黏塑性本构模型

3.1 双屈服面函数 Vemcer^[16]提出,砂土在剪切过程中其变形同时包括剪切变形及体积压缩两类变形特征。本文模型中,屈服函数同时包括这两类屈服面,如图3所示。其中,剪切屈服面 f_s 采用 Pietruszczak 等^[17]所提出的广义

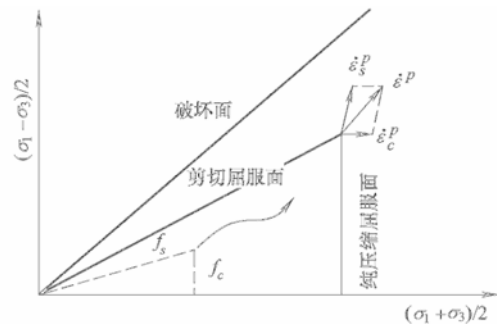


图3 双屈服面本构模型构成

Drucker-Prager 屈服函数,即

$$f_s = q - M(\varepsilon_s^p) \cdot g(\theta) \cdot p = 0 \quad (14)$$

式中: p 为有效平均应力, $p = \sigma_{ij}^2/3$; q 为偏应力, $q = \sqrt{s_{ij}s_{ij}^2/2}$, $s_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij}p$; g 为塑性势函数; θ 为罗德角; M 为剪切硬化函数。

体积屈服函数 f_c 则采用 Vermeer 等^[18]所采用的屈服面形式,即

$$f_c = p - p_c(\varepsilon_c^p) = 0 \quad (15)$$

式中 p_c 为体积硬化函数。

3.2 粉细砂双硬化规律 为了合理地定义塑性应变增量,引入如下硬化规律:

(1)剪切硬化规律。对于剪切变形,其硬化特征符合经典的全量双曲线形式,即:

$$M = \frac{\varepsilon_s^p}{B + \varepsilon_s^p} M_p \quad (16)$$

式中: B 为材料常数; M_p 为峰值应力比; ε_s^p 为塑性广义剪应变, $\varepsilon_s^p = \int d\varepsilon_s^p$, $d\varepsilon_s^p = \sqrt{\frac{2}{3}} d\varepsilon_{ij}^p$ 。

(2)体积硬化规律。对于体积变形, p_c 的硬化应同时考虑纯体积压缩引起的塑性体应变与剪胀性引起的塑性体应变,参考修正剑桥模型中黏土的硬化准则,并考虑砂土在压缩过程中的非线性特征,提出如下硬化准则:

$$d\varepsilon_c^p = \frac{1}{K_0^* h_v} \left(\frac{p_c}{p_a} \right)^{1-m} \frac{d p_c}{p_c} \quad (17)$$

式中: $K_0^* = K_0 \frac{(2.97 - e)^2}{1 + e}$; h_v 及 m 为模型参数; p_a 为标准大气压(=101kPa); K_0 为初始体积模量。

3.3 循环荷载作用下塑性剪应变增量和塑性体应变增量 依据式(13),参考 Suiker 模型中塑性应变增量表达式,针对两类屈服函数,提出如下塑性剪应变增量和纯体积压缩引起的塑性体应变增量表达式:

$$\frac{d\varepsilon_s^p}{dN} = \alpha_s \langle \bar{q} (p \cdot g(\theta)) - M \rangle^{\gamma_s} \quad (18)$$

$$\frac{d\varepsilon_c^p}{dN} = \alpha_c \langle \bar{p} p_{c0} - p_c / p_{c0} \rangle^{\gamma_c} \quad (19)$$

式中: α_s 、 α_c 、 γ_s 和 γ_c 为模型参数; p_{c0} 为初始状态有效平均应力; $d\varepsilon_s^p$ 为循环加载过程中的塑性剪应变增量; $d\varepsilon_c^p$ 为纯体积压缩引起的塑性体应变增量。

如上所述,塑性体应变包括剪胀性引起的塑性体应变和纯体积压缩引起的塑性体应变两部分,下面依据各自的塑性势函数进行求解。

(1)剪切塑性势函数。塑性剪应变引起的塑性体应变增量可由公式(18)以及剪胀性来确定,其中,剪胀性定义为塑性体应变增量与塑性剪应变增量之比,即

$$D_s = d\varepsilon_c^p / d\varepsilon_s^p \quad (20)$$

式中: $d\varepsilon_c^p = d\varepsilon_{kk}^p$, $d\varepsilon_s^p = \sqrt{\frac{2}{3}} d\varepsilon_{ij}^p$, $d\varepsilon_{ij}^p = d\varepsilon_{ij}^p - \frac{1}{3} \delta_{ij} d\varepsilon_{kk}^p$ 。

本文采用了 Gajo 等^[19]所采用的剪胀性方程:

$$D_s = A \cdot [M_s \cdot g(\theta) - \eta] \quad (21)$$

式中: A 为模型参数; M_s 为状态转换应力比; $\eta = \bar{q} p$ 为应力比。

上述剪胀性公式对应的塑性势函数的等效形式为:

$$g_s = q + \frac{A}{1 - A} M_s \cdot p \cdot g(\theta) \cdot \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-(1-A)} \right] = 0 \quad (22)$$

(2)纯体积压缩塑性势函数。纯体积压缩引起的塑性体应变即为总塑性体应变的一部分,因此,可采用相关联流动法则,即

$$g_c = f_2 = p - p_c = 0 \quad (23)$$

(3) 塑性体应变增量的求解。由上述塑性势函数(22)、(23), 可得:

$$\frac{\partial g_s}{\partial p} = D_s; \frac{\partial g_s}{\partial q} = 1; \frac{\partial g_c}{\partial p} = 1; \frac{\partial g_c}{\partial q} = 0 \quad (24)$$

则塑性剪应变增量 $d\varepsilon_s^p$ 、纯体积压缩引起的塑性体应变增量 $d\varepsilon_c^p$ 以及总的塑性体应变增量 $d\varepsilon_v^p$ 可以分别表示为:

$$d\varepsilon_s^p = d\lambda_c \frac{\partial g_c}{\partial q} + d\lambda_s \frac{\partial g_s}{\partial q} = d\lambda_s \quad (25)$$

$$d\varepsilon_c^p = d\lambda_c \frac{\partial g_c}{\partial p} = d\lambda_c \quad (26)$$

$$d\varepsilon_v^p = d\lambda_c \frac{\partial g_c}{\partial p} + d\lambda_s \frac{\partial g_s}{\partial p} = d\lambda_c + D_s d\lambda_s \quad (27)$$

式中: $d\lambda_s$ 、 $d\lambda_c$ 为塑性因子, $d\lambda_s = \frac{d\varepsilon_s^p}{dN}$, $d\lambda_c = \frac{d\varepsilon_c^p}{dN}$ 。

这样, 循环加载过程中累积塑性体应变增量可以表示为:

$$\frac{d\varepsilon_v^p}{dN} = D_s \frac{d\varepsilon_s^p}{dN} + \frac{d\varepsilon_c^p}{dN} \quad (28)$$

(4) 循环加载过程中各方向塑性应变增量。有了塑性体应变增量和塑性剪应变增量后, 就可以得到循环加载过程中各方向塑性应变增量的表达式:

$$\frac{d\varepsilon_{ij}^p}{dN} = \frac{d\varepsilon_s^p}{dN} \frac{\partial q}{\partial \sigma_{ij}} + \frac{d\varepsilon_c^p}{dN} \frac{\partial p}{\partial \sigma_{ij}} \quad \text{或} \quad \frac{d\varepsilon_{ij}^p}{dN} = \left(\frac{\partial q}{\partial \sigma_{ij}} + D_s \frac{\partial p}{\partial \sigma_{ij}} \right) \frac{d\varepsilon_s^p}{dN} + \frac{\partial p}{\partial \sigma_{ij}} \frac{d\varepsilon_c^p}{dN} \quad (29)$$

3.4 弹性常数 弹性剪切模量 G 的变化取决于当前孔隙比 e 与有效平均应力 p , 这里采用 Richart 等^[20] 给出的经验表达式, 即:

$$G = G_0 \frac{(2.973 - e)^2}{1 + e} (pp_a)^{0.5} \quad (30)$$

式中: e 为孔隙比; G_0 为材料常数。

这样弹性体积模量 K 可表示为:

$$K = G_0 \frac{2(1 + \nu)}{3(1 - 2\nu)} p_a \frac{(2.97 - e)^2}{1 + e} \left(\frac{p}{p_a} \right)^{0.5} \quad \text{或} \quad K = K_0^* (pp_a)^{0.5} \quad (31)$$

式中: $K_0^* = K_0 \frac{(2.97 - e)^2}{1 + e}$, $K_0 = G_0 \frac{2(1 + \nu)}{3(1 - 2\nu)}$ 。

3.5 弹塑性应力应变关系 最后, $p-g$ 形式的本构方程可以表示为:

$$\frac{dp}{dN} = K \frac{d\varepsilon_v^p}{dN} = K \left(\frac{d\varepsilon_v}{dN} - \frac{d\varepsilon_v^p}{dN} \right) \quad (32)$$

$$\frac{dq}{dN} = 3G \frac{d\varepsilon_s^p}{dN} = 3G \left(\frac{d\varepsilon_s}{dN} - \frac{d\varepsilon_s^p}{dN} \right) \quad (33)$$

本构方程的一般形式为:

$$\frac{d\sigma_{ij}}{dN} = D_{ijkl}^e \left(\frac{d\varepsilon_{kl}}{dN} - \frac{d\varepsilon_{kl}^p}{dN} \right) \quad (34)$$

式中: D_{ijkl}^e 为弹性矩阵。

3.6 参数取值的确定方法 (1) M_p 为静三轴压缩试验中砂土的峰值应力比, 对应 $q-p'$ 曲线的峰值点; (2) M_d 为静三轴压缩试验中砂土的状态转换应力比, 在排水剪试验中对应 $\varepsilon_v - \varepsilon_1$ 曲线中的转弯点; (3) A 值由静三轴压缩试验中 $\varepsilon_v^p - \varepsilon_s^p$ 曲线, 根据式(21)得到; (4) B 值由静三轴压缩试验中 $q-p' - \varepsilon_s^p$ 曲线, 根据式(16)得到; (5) h_v 、 m 由式(17)得到; (6) α_s 、 γ_s 由动三轴试验中的 $\varepsilon_s^p - N$ 曲线, 根据式(18)拟合得到。对于纯体积压缩引起的塑性体应变增量由动三轴试验中的 $\varepsilon_c^p - N$ 曲线及式(28)确定 $\varepsilon_c^p - N$ 曲线, 然后由式(19)拟合得到。

3.7 模型讨论 本文模型的特点在于将安定理论引入到经典塑性理论框架中, 既能从内在变形机理上

充分反映循环荷载作用下土体变形特征,又能显著提高计算效率,从而既克服了经验公式的片面性、区域性,又解决了复杂本构模型计算效率低的缺陷。然而,作为初步探索,本文在构造本构模型时仍然采用了传统的方法,即将不同密度的同一类材料视为不同材料类型,采用不同的材料参数,而未考虑砂土的临界状态。尽管如此,这种处理方法对于吹填地基的累积变形计算是可行的,因为吹填地基具有较好的均匀性,材料参数完全可通过三轴试验合理确定,在进行计算模拟时只需根据初始孔隙比即可确定相应的计算参数。

4 模型验证

4.1 模型参数取值 为了验证模型的合理性,作者利用 GDS 动三轴仪针对上海粉细砂进行了一系列循环加载试验,动三轴试验分别是在不同初始孔隙比($e_0=0.776、0.862、0.948$)、不同初始有效围压($\sigma_{3c}=100\text{kPa}、200\text{kPa}$)及不同动应力比($\eta_d=0.1、0.2$)组合下得到的,加载次数均为 5000 次。根据节 3.6 中方法确定模型参数如表 1 所示。

表 1 模型参数取值

e_0	A	B	h_v	m	M_p	M_d	α_s	α_c	γ_s	γ_c
0.948	0.75	0.007 4	0.8	0.7	1.320	1.32	0.007 5	5×10^{-5}	2.85	4.0
0.862	0.8	0.006 0	0.9	0.7	1.348	1.31	0.006 2	5×10^{-5}	2.90	4.0
0.776	1.0	0.005 3	0.9	0.7	1.410	1.30	0.005 7	5×10^{-5}	3.06	4.0

4.2 循环加载过程中累积塑性应变模拟结果 图 4—7 为循环三轴试验模拟结果,由图可知:

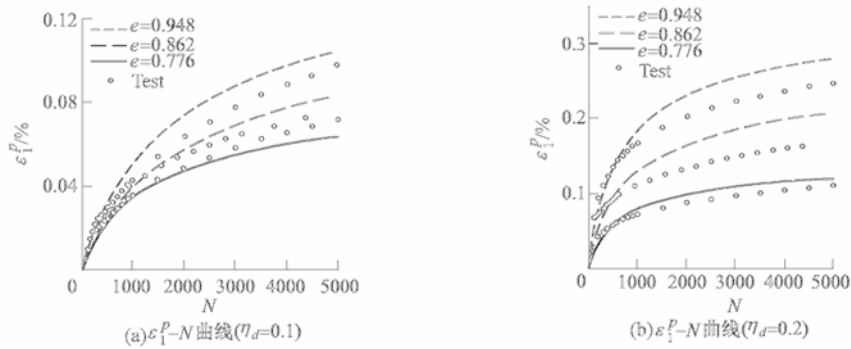


图 4 不同初始密度粉细砂循环累积轴向应变模拟结果($\sigma_{3c}=100\text{kPa}$)

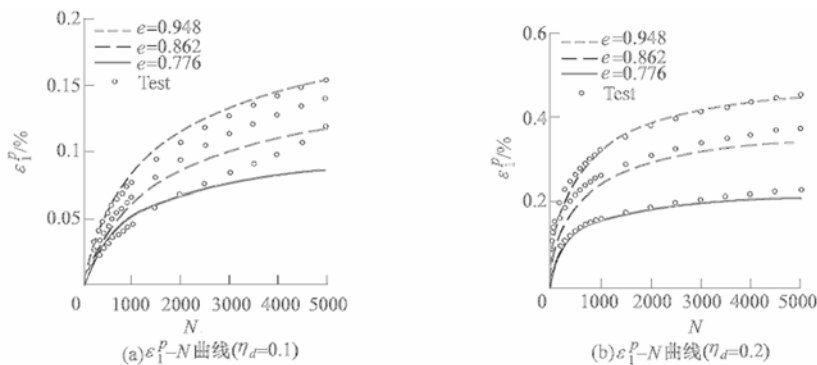


图 5 不同初始密度粉细砂循环累积轴向应变模拟结果($\sigma_{3c}=200\text{kPa}$)

(1)循环加载过程中累积塑性应变的理论模拟结果与试验结果较为接近,表明本文模型可以较好地模拟粉细砂在长期循环荷载作用下的累积塑性变形。

(2)计算步长可以任意选取,如本文计算采用的一次计算步长为 20 次循环,则 5000 次循环加载相

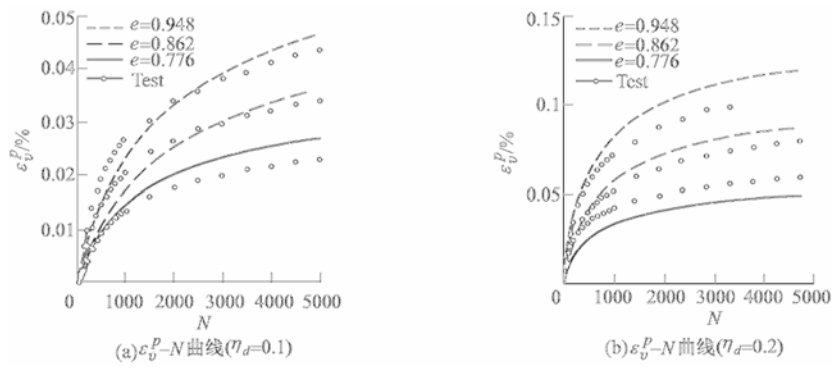


图 6 不同初始密度粉细砂循环累积体积应变模拟结果 ($\sigma_{3o}=100\text{kPa}$)

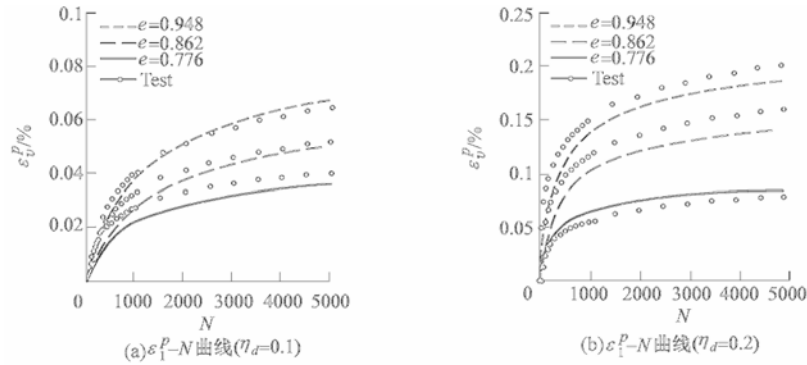


图 7 不同初始密度粉细砂循环累积体积应变模拟结果 ($\sigma_{3o}=200\text{kPa}$)

当于仅进行了 250 次计算时步。相比较而言,对于套叠屈服面模型或边界面模型等,每次循环均需分成几十次甚至上百次计算时步,则对于 5000 次循环加载,需要几十万甚至上百万次计算时步。因此,本文模型显著提高了计算效率。

5 结论

具有明确理论基础、相对简单有效的长期循环荷载作用下土体累积变形的本构与数值模拟方法,一直是困扰岩土工程界的一个关键性科学问题。近些年来,安定性理论由于理论基础明确、计算效率高,在结构分析及道路工程界得到了较多的应用。本文针对吹填粉细砂,在经典弹塑性理论框架内,考虑材料剪切硬化及体积硬化规律,引入塑性应变随加载次数的增量表达式,提出了基于安定性理论的等效黏塑性本构模型。为了验证模型的合理性及准确性,作者采用同济大学 GDS 多功能三轴试验仪针对粉细砂进行了一系列的静动三轴试验,确定了模型参数及砂土累积变形规律。数值模拟结果表明,本文模型对于粉细砂长期循环累积塑性变形具有良好的模拟能力,计算步长可任意选取,适于分析长期运营的道路路基或地基的不均匀沉降变形计算。

参 考 文 献:

- [1] Li D, Selig E T. Cumulative plastic deformation for fine-grained subgrade soils[J]. J. Geotech. Eng., 1996, 122(12): 1006—1013.
- [2] Chai J C, Miura N, et al. Traffic-load-induced permanent deformation of road on soft subsoil[J]. Journal of geotechnical and geoenvironmental engineering, 2002, 128(11): 907—916.
- [3] 李进军, 黄茂松, 等. 交通荷载作用下软土路基累积塑性变形分析方法[J]. 中国公路学报, 2005, 19(1): 1—5.

- [4] 黄茂松,李进军,李兴照. 饱和软粘土的不排水循环累积变形特性[J]. 岩土工程学报,2006,28(7):891—895.
- [5] 刘明,黄茂松,李进军. 地铁荷载作用下饱和软粘土的长期沉降分析[J]. 地下空间与工程学报,2006,2(5):813—817.
- [6] Mroz Z, Norris V A, Zienkiewicz O C. An anisotropic hardening model for soils and its application to cyclic loading[J]. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*,1978,2;203—221.
- [7] Manzari M T,Dafalias Y F. A critical state two-surface plasticity model for sands[J]. *Geotechnique*,1997,47(2);255—272.
- [8] 钟辉虹,黄茂松,等. 循环荷载作用下软粘土变形特性研究[J]. 岩土工程学报,2002,24(5):629—632.
- [9] 李兴照,黄茂松. 循环荷载作用下流变性软粘土的界面模型研究[J]. 岩土工程学报,2007,29(2):249—254.
- [10] Ge Y N. *Cyclic constitutive modeling of granular materials*[D]. The University of Colorado,Boulder,2003.
- [11] Abdelkrim M,De Buhon P,Bonnet G. A computational procedure for predicting the long term residual settlement of a platform induced by repeated traffic loading[J]. *Computers and Geotechnics*,2003,30;463—476.
- [12] Suiker A S J. *The mechanical behavior of ballasted railway tracks*[D]. Ph. D. Thesis, University of Delft, Delft, The Netherlands,2002.
- [13] 罗刚,张建民. 考虑物理状态变化的砂土本构模型[J]. 水利学报,2004,35(7):26—31.
- [14] 黄茂松,扈萍,张宏博. 考虑剪胀性和应变软化的粉细砂双屈服面本构模型[J]. 水利学报,2008,39(2):129—136.
- [15] Perzyna P. Fundamental problems in viscoplasticity[J]. *Rec. Adv. Apply. Mech.*, 1966(9);243—377.
- [16] Vermeer P A. A double hardening model for sand[J]. *Geotechnique*,1978,28(4);413—433.
- [17] Pietruszczak S,Stolle D F E. Deformation of strain softening material,Part II ;modelling of strain softening response[J]. *Comput. Geotech.*, 1987(4);109—123.
- [18] Vermeer P A,de Borst R. Non-associated plasticity for soils[J]. *Concrete and Rock*, 1984,29(3);1—64.
- [19] Gajo A, Muir Wood D. Severn-Trent sand; a kinematic-hardening constitutive model; the q-p formulation [J]. *Geotechnique*,1999,49(5);595—614.
- [20] Richart F E,Jr,Woods R D,Hall J R. *Vibration of Soils and Foundations*[M]. Prentice-Hall,London,1970;191—241.

Equivalent viscoplastic model for cumulative deformation of sandy silt under long-term cyclic loading

ZHANG Hong-bo¹,HUANG Mao-song²,SONG Xiu-guang¹

(1. Shandong University, Jinan 250061, China; 2. Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract: A new constitutive model, namely equivalent viscoplastic model, adaptive to cumulative deformation computation of sandy silt under long-term cyclic loading is proposed. The model is based on shakedown theory and in the classic elastoplastic theoretical frame with double yield surfaces and dilatancy characteristic taken into account. The equation of plastic strain increment proposed is also introduced into the model. The comparison of the computational result with laboratory test data shows that the proposed model is capable of efficiently predicting the long-term cumulative deformation. Since the traditional step-by-step calculation is avoided, the proposed viscoplasticity framework can be used in the realistic boundary value problems under large number cyclic loading.

Key words: cyclic loading; sandy silt; cumulative deformation; shakedown theory; equivalent viscoplastic model

(责任编辑:李琳)