МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗЖИЖЕНИЯ ВОДОНАСЫЩЕННОГО ГРАНУЛИРОВАННОГО МАТЕРИАЛА ПРИ НЕДРЕНИРОВАННОМ ЦИКЛИЧЕСКОМ СДВИГЕ

SIMULATION OF DILUTION OF WATER-SATURATED GRANULAR MATERIAL UNDER UN-DRAINED CYCLIC SHEAR

УДК 69.04

Соколов Николай Сергеевич, кандидат технических наук, доцент Заведующий «Кафедрой строительных технологий, геотехники и экономики строительства» Строительный факультет ФГБОУ ВО «ЧувГУ им. И.Н.Ульянова» Россия, г. Чебоксары

Анисимов Роман Борисович, студент магистратура 2 курс, Строительный факультет ФГБОУ ВО «ЧувГУ им. И.Н.Ульянова» Россия, г. Чебоксары

Sokolov Nikolai Sergeevich, far21rus@gmail.com

Anisimov Roman Borisovich, far21rus@gmail.com

Аннотация

Тенденция частиц в водонасыщенной гранулированной массе перестраиваться в более плотное состояние во время циклического сдвига под давлением приводит к увеличению давления поровой воды. Увеличение давления воды в порах вызывает уменьшение внутренних контактных сил частиц и, в свою очередь, более легкую перегруппировку частиц. В конце концов, материал частично или почти полностью теряет свою прочность на сдвиг. В этой статье представлена общая трехмерная модель механики сплошной среды для деформации сыпучих материалов и физически обоснованная модель для

характеристики разжижения водонасыщенного гранулированного материала при недренированном циклическом сдвиге.

Annotation

The tendency of particles in the water-saturated granular mass to rearrange into a denser state during cyclic shear underneath results in an increase in pore water pressure. An increase in the water pressure in the pores, a decrease in the internal contact forces of the particles. Eventually, the material loses some or almost all of its shear strength. This article presents a general model of a mechanical continuous medium for a material and technical database for the liquefaction of a water-saturated granular material under undrained cyclic shear.

Ключевые слова. Гранулированные материалы, Разжижение, Физическая модель, Материальное отношение.

Keywords. Granular materials, Liquefaction, Physical model, Material relation.

1 Введение. Известно, что недренированный насыщенный песок постепенно теряет прочность при циклическом сдвиге. Продолжающаяся потеря прочности такого рода может привести к разжижению. Это происходит потому, что избыточное давление поровой воды не возвращается к нулю после каждого цикла загрузки, а скорее накапливается. Поскольку давление поровой воды увеличивается во время каждого цикла нагружения, сопротивление гранулированной массы сдвигу уменьшается. Увеличение давления поровой воды является отражением тенденции к уплотнению, которая вызвана прогрессивной перестройкой гранулированных частиц во время каждого последовательного цикла сдвига под приложенным давлением. Для песчаных грунтов такое поведение во время циклической нагрузки может привести к почти полным потерям сопротивления сдвигу, и грунт может перейти в разжиженное состояние. После достижения начального сжиженного состояния песок демонстрирует рост отрицательного порового давления воды во время продолжающейся фазы сдвига. Затем после разгрузки возникает положительное давление в поровой воде. В

настоящей работе предложена модель для характеристики процесса ожижения недренированных насыщенных сыпучих материалов при циклическом нагружении. Показано, что с помощью этих моделей можно предсказать процесс ожижения с хорошей корреляцией с экспериментальными результатами.

2 Общие уравнения. Как правило, тензор напряжения τ может быть представлен суммой давления −p1 и девиаторной части напряжения τ`, т. е.

$$\tau = -p\mathbf{1} + \tau' \qquad (1)$$

Здесь, 1 с компонентами δ_{ij} - тождественный тензор. В этой статье мы фокусируемся на зернистом материале и рассматриваем воду в порах материалов как внутреннюю границу, так что $p = -\frac{1}{3}\tau_{kk} = -\frac{1}{3}\mathrm{tr}\tau$ - эффективное давление, которое представляет собой разницу между ограничивающим давлением внешней границы и давлением поровой воды. Используя девиаторный тензор S, чтобы представить внутреннее изотропное сопротивление деформации, и β девиаторное обратное напряжение, девиаторное напряжение τ` теперь выражается так

$$\tau' = S + \beta \qquad (2)$$

Подставляя (2) в (1), получаем

$$\tau = S - p\mathbf{1} + \beta \qquad (3)$$

или, используя прямоугольную декартову систему координат

$$\tau_{ij} = S_{ij} - p\delta_{i,j} + \beta_{ij} \quad i, j = 1, 2, 3 \qquad (4)$$

где trS = trβ = 0. Эффективная величина β, определяемая величиной $\beta = \left(\frac{1}{2}\beta : \beta\right)^{\frac{1}{2}}$, дает степень анизотропии, а ориентация главных осей β определяет ориентацию осей анизотропии гомогенизированного зернистого материала в каждой материальной точке соответствующей модели континуума. Эти оси проходят вдоль направлений экстремумов плотности единичных векторов нормали контакта, то есть главных осей тензора ткани фактической зернистой массы. Эффективное значение (величина) S

$$\tau = \left(\frac{1}{2}S : S\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (5)$$

представляет собой изотропное сопротивление гранулированного материала. Предполагается, что величина S определяется выражением

$$\tau = Mp \qquad M = \sin\phi_\mu \qquad (6)$$

где φ_μ - изотропный эффективный коэффициент трения. Обобщение моделей двойного скольжения показало, что тензор скорости неупругой деформации D^p для трехмерного случая можно представить в виде

$$D^p = \dot{\gamma}\frac{\mu}{\sqrt{2}} + \hat{\alpha}\left(1^{(4s)} - \mu \otimes \mu\right) : D' + \frac{1}{3}\dot{\gamma}B1 \qquad (7)$$

или, в компонентной форме

$$D^p_{ij} = \dot{\gamma}\frac{\mu_{ij}}{\sqrt{2}} + \hat{\alpha}\left(1^{(4s)}_{ijkl} - \mu_{ij}\mu_{kl}\right)D'_{kl} + \frac{1}{2}\dot{\gamma}B\delta_{ij} \qquad (8)$$

где $1^{(4s)}$ с компонентами $1^{(4s)}_{ijkl} = \frac{1}{2}(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})$ - симметричный единичный тензор четвертого порядка; ˆa - коэффициент несоосности; D` - девиаторная часть тензора скорости деформации; γ˙ - эффективная скорость неупругой деформации; μ - единичный тензор, коаксиальный с S; B - параметр дилатансии. Если континуальное поле скорости задается формулой v = v (x, t), то скорость деформации — это симметричная часть $\partial v/\partial x$ компонентов $\partial v_i/\partial x_j$, а D^p - соответствующая пластическая часть. В формуле. (7) единичный тензор второго порядка μ определяется равенством

$$\mu = \frac{S}{\sqrt{2}\tau} \qquad \mu : \mu = 1 \qquad (9)$$

Упругий отклик гранулированной массы также зависит от структуры и, как правило, анизотропен. Разумно ожидать, что главные направления тензора ткани также определяют оси упругой анизотропии, поскольку первые оси соответствуют экстремумам плотности нормалей контакта. Можно показать, что тензор упругости четвертого порядка имеет вид

$$\mathcal{L} = 2\mu\left(1^{(4s)} - \frac{1}{3}1 \otimes 1\right) + 2\bar{\mu}\mu_\beta \otimes \mu_\beta + \frac{1}{2}\bar{K}\left(\mu_\beta \otimes 1 + 1 \otimes \mu_\beta\right) + \frac{1}{9}K\,1 \otimes 1 \qquad (10)$$

с компонентами

$$\mathcal{L}_{ijkl} = 2\mu\left(1^{(4s)}_{ijkl} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\delta_{kl}\right) + 2\bar{\mu}\mu_{\beta ij}\mu_{\beta kl} + \frac{1}{2}\bar{K}\left(\mu_{\beta ij}\delta_{kl} + \delta_{ij}\mu_{\beta kl}\right) + \frac{1}{9}K\delta_{ij}\delta_{kl} \qquad (11)$$

где μ, ¯μ, K, ¯K - модули упругости; Соотношение эволюции эластичности выражается как

$$\overset{\circ}{\tau} = \mathcal{L} : (D - D^p) \qquad (12)$$

где D - тензор скорости деформации, D^p определяется формулой (7), а ∘τ - скорость изменения Яумана. Предполагается, что обратное напряжение β пропорционально тензору структуры, обозначенному J, и эффективному давлению p

$$\beta = \sqrt{2}pJ \qquad (13)$$

Структура изменяется при продолжающемся пластическом течении гранулированной массы. Это изменение должно быть определено количественно в единицах измерения деформации или напряжения. Экспериментальные наблюдения фотоупругих гранул предполагают, что структура изменяется под действием напряжения, стремясь слиться с ней соосно. С другой стороны, те же экспериментальные результаты показывают, что в равной степени разумно предположить, что тензор структуры изменяется с пластической деформацией. Тогда это больше соответствует классической пластичности. Следовательно, рассмотрим следующее правило скорости изменения тензора структуры:

$$\overset{\circ}{J} = \sqrt{2}\Lambda D^{p'} \qquad (14)$$

где Λ - материальная функция. С учетом (13) и (14) скорость Яумана изменения обратного напряжения β выражается как

$$\overset{\circ}{\beta} = 2p\Lambda D^{p'} + \frac{\dot{p}}{p}\beta \qquad (15)$$

Из (6) получаем соотношение согласованности:

$$\dot{\tau} - \dot{p}M = p\dot{M} \qquad M = \sin\phi_\mu \tag{16}$$

Скорость изменения pM дает параметр упрочнения. В общем, M является функцией коэффициента пустотности и других параметров, которые характеризуют микроструктуру гранулированной массы. В качестве иллюстрации

$$M = M(\gamma, \Delta) \tag{17}$$

где

$$\Delta = \int_0^t \frac{\rho_0}{\rho} D_{kk}^p \mathrm{d}t \quad \gamma = \int_0^t \dot{\gamma}\,\mathrm{d}t \tag{18}$$

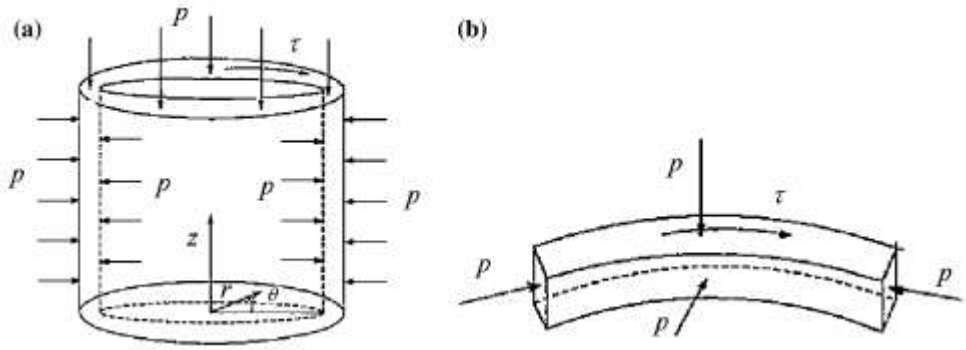


Рис. 1 (а) Принципиальная схема полого цилиндрического образца, подвергнутого действию гидростатического давления p и напряжения сдвига при кручении τ; (б) Напряженное состояние в элементе полого цилиндрического образца

где $\dot{\gamma}$ - эффективная скорость пластической деформации; - общая накопленная пластическая объемная деформация, измеренная относительно эталонного состояния с массовой плотностью ρ_0, а ρ - текущая массовая плотность. Для конечных неупругих деформаций необходимо измерять деформации из некоторого эталонного состояния. Для малых деформаций - объемная пластическая деформация, обычно обозначаемая e^p_{kk}. Теперь из (17) следует, что

$$\dot{M} = H\dot{\gamma} \quad H = \frac{\partial M}{\partial \gamma} + \frac{\partial M}{\partial \Delta}\frac{\partial \Delta}{\partial \gamma} \tag{19}$$

Левая часть (16) может быть вычислена явно, используя (3), (7), (10), (12) и (15). Получается

$$\begin{aligned}\dot{\tau} - M\dot{p} &= \sqrt{2}(\mu D_\mu + \bar{\mu}\mu_\beta D_\beta) + \bar{K}\mu_\beta D_{kk} \\ &+\sqrt{2}\hat{\alpha}\bar{\mu}(\mu_\beta D_\mu - D_\beta)\mu_\beta \\ &-(\mu + \bar{\mu}\mu_\beta{}^2 + B\bar{K}\mu_\beta)\dot{\gamma} \\ &-p\Lambda\dot{\gamma} - \frac{\dot{p}}{p}\beta\mu_\beta - \dot{p}M \qquad (20)\end{aligned}$$

где $D_\mu = D{:}\ \mu$, $\mu_\beta = \mu_\beta{:}\ \mu$ и $D_\beta = D{:}\ \mu_\beta$, $\beta = (1/2\beta{:}\beta)^{1/2}$ Все эти величины выражаются в терминах текущего напряжения и состояния структуры, а также тензора скорости деформации. Подстановка (19) и (20) в (16) дает выражение для $\dot{\gamma}$

$$\begin{aligned}\dot{\gamma} &= \frac{A_1 + A_2}{p(H + \Lambda) + \mu + \bar{\mu}\mu_\beta{}^2 + B\bar{K}\mu_\beta} \\ A_1 &= \sqrt{2}(\mu D_\mu + \bar{\mu}\mu_\beta D_\beta) + \bar{K}\mu_\beta D_{kk} \qquad (21) \\ A_2 &= \sqrt{2}\hat{\alpha}\bar{\mu}(\mu_\beta D_\mu - D_\beta)\mu_\beta - \dot{p}\left(M + \frac{\beta}{p}\mu_\beta\right)\end{aligned}$$

3 Моделирование поведения при циклическом сдвиге. В этом разделе мы рассматриваем проблему циклического сдвига, сводим общие определяющие уравнения, представленные в разделе 2, и стремимся определить функции материала на основе экспериментальных результатов.

Циклические испытания на скручивание были проведены на песке в недренированном и осушенном состоянии с использованием полого цилиндрического аппарата. Принципиальная схема полого цилиндрического образца приведена на рис. 1(а), а напряженное состояние в элементе образца показано на рис. 1(б). Образец состоит из полой цилиндрической массы из гранулированных материалов с внутренним диаметром 20 см, внешним диаметром 25 см и высотой 25 см. Он подвергается равномерному ограничивающему давлению (в осевом, внутреннем и внешнем направлениях) 392 кПа, а затем подвергается сдвигу при кручении. В эксперименте сначала образец изотропно уплотняется под эффективным давлением 196 кПа. Рассмотрим полярные координаты, показанные на рис. 1а. Напряженное состояние в элементе оболочки образца тогда такое, что $\tau_{rr} = \tau_{\theta\theta} = \tau_{zz} = -\ p$ и $\tau_{r\theta} = \tau_{rz} = 0$. В процессе деформации внутренняя и внешняя поверхности оболочки могут свободно

перемещаться по направлению к центру цилиндра, вызывая кольцевую деформацию $e_{\theta\theta}$ и радиальную деформацию e_{rr}. В эксперименте контролируется деформация сдвига $e_{\theta z}$ и ограничивающее давление, и измеряется напряжение сдвига. Для моделирования экспериментальных результатов мы предполагаем, что образец однородно деформируется вдоль цилиндрической оси. Учитывая, что толщина (2,5 см) образца намного меньше его высоты (25 см) и его среднего диаметра (22,5 см), мы пренебрегаем деформацией толщины, т.е. полагаем $e_{rr} \approx 0$. В результате деформацию можно смоделировать как простой сдвиг в плоскости θ, z под постоянным ограничивающим давлением. Обозначим θ-направление через x_1, а z-направление через x_2.

При простом сдвиге компоненты единичного тензора μ имеют следующий вид:

$$\mu_{ij} = \begin{cases} \pm\dfrac{\sqrt{2}}{2} & i=1, j=2 \ , \ j=1, i=2 \\ 0 & \end{cases} \qquad (22)$$

В дальнейшем «+» соответствует нагрузке или обратной разгрузке, где для простого сдвига величина деформации сдвига является возрастающей функцией времени. Знак «-» означает разгрузку или обратную нагрузку, где величина деформации сдвига является убывающей функцией времени. Подставляя (22) в (14), с учетом (8) получаем

$$\mathring{J}_{11} = \mathring{J}_{22} = 0 \qquad (23)$$

Предполагая, что начальное состояние изотропно, (23) показывает, что $J_{11} = J_{22}$ = constant, которую мы принимаем равной нулю. Тогда с учетом (7) и (14) получаем

$$\dot{J}_{12} = \sqrt{2}\Lambda\dot{\gamma}\mu_{12} + W_{12}(J_{22} - J_{11}) = \pm\frac{1}{\sqrt{2}}\Lambda\dot{\gamma} \qquad (24)$$

из этого следует, что W_{12} не влияет на напряжение в этом простом случае. Как видно из (21), упругие параметры влияют на скорость пластической деформации $\dot{\gamma}$. Для простого сдвига μβ = ± μ, μβ = ± 1, а в (21)

$$D_\mu \mu_\beta - D_\beta = 0$$
$$D_\mu = \pm\sqrt{2} D_{12} \qquad (25)$$
$$\frac{\beta}{p}\mu_\beta = \pm\sqrt{2} J_{12}$$

Для рыхлого песка разумно предположить, что упругие деформации настолько малы, что ими можно пренебречь в процессе нагружения. Это означает, что эффективная разность напряжений τ и, следовательно, радиус поверхности текучести pM пренебрежимо малы, причем

$$M \approx 0 \qquad (26)$$

Таким образом, с учетом (4) - (6) и (26) напряжение сдвига определяется выражением

$$\tau_{12} \approx \beta_{12} = \sqrt{2} p J_{12} \qquad (27)$$

Для насыщенных сыпучих материалов, при недренированном циклическом сдвиге и приложении довольно небольшого давления, разумно предположить, что объем материалов не изменился (общая несжимаемость), и поэтому мы устанавливаем

$$D_{kk} \approx 0 \qquad (28)$$

С учетом (25) - (28) и в предположении, что H в (19) и (21) также пренебрежимо мало, (21) сводится к

$$\dot{\gamma} = \pm \frac{2\hat{\mu} D_{12} - \sqrt{2}\dot{p} J_{12}}{p\Lambda + \hat{\mu} + B\bar{K}\mu_\beta} \qquad (29)$$

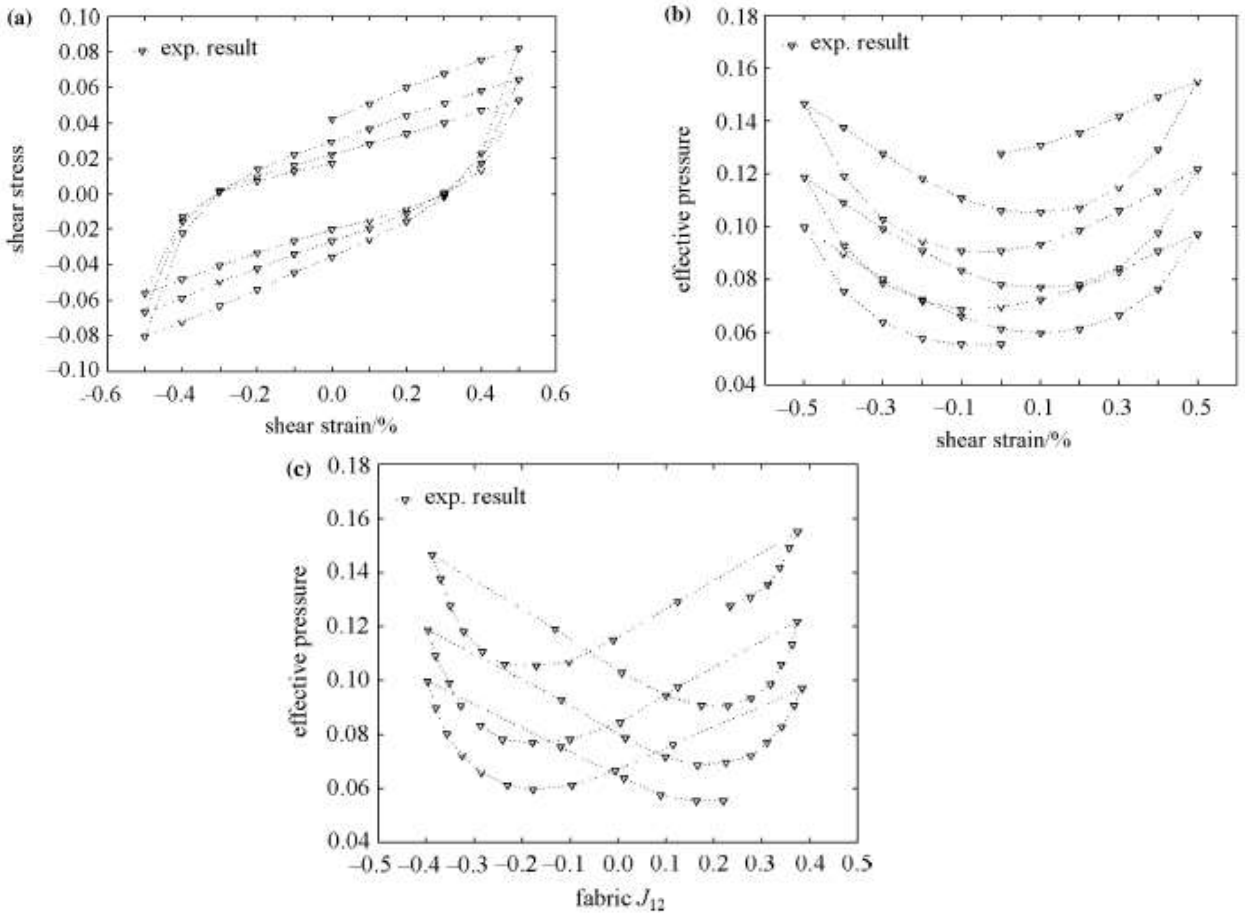
где эффективный модуль сдвига ˆμ = μ + ¯μ, как правило, зависит от коэффициента пустотности и эффективного давления. В недренированных условиях коэффициент пустотности в основном не изменяется. Как упоминалось ранее, уменьшение эффективного давления (увеличение давления поровой воды) приводит к тому, что недренированный насыщенный песок постепенно теряет свою прочность на сдвиг при циклическом сдвиге. Когда эффективное давление достигает нуля, прочность на сдвиг полностью теряется. Итак, в качестве приближения первого порядка мы используем линейную функцию для описания

связи между эффективным модулем сдвига и эффективным давлением следующим образом:

$$\hat{\mu} = p\hat{\mu}_0 \qquad (30)$$

где ˆμ0 - материальный параметр.

В процессе циклического сдвига, скорость изменения эффективного



давления зависит от пластической скорости деформации.

Рис. 2 (а) Экспериментальный результат: соотношение между нормализованным напряжением сдвига и деформацией сдвига; (б) экспериментальный результат: соотношение между нормализованным эффективным давлением и деформацией сдвига; (с) Экспериментальный результат: соотношение между нормализованным эффективным давлением и структурой

Некоторые экспериментальные результаты показаны на рис. 2 (a), 2 (b) и 2 (c), которые, соответственно, представляют соотношение между деформацией сдвига и напряжением сдвига, деформацией сдвига и эффективным давлением, а также структурой и эффективным давлением. На рис. 2-5, напряжение сдвига и

эффективное давление нормализованы внешним ограничивающим давлением, 392 кПа. На этих рисунках показаны три цикла непрерывной резки.

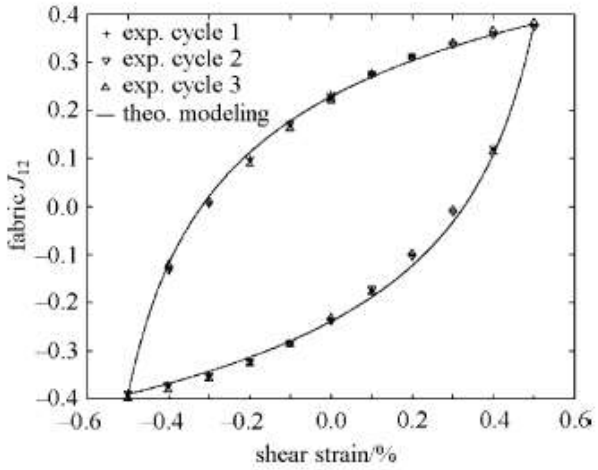


Рис. 3 Связь между структурой и деформацией сдвига: недренированное состояние

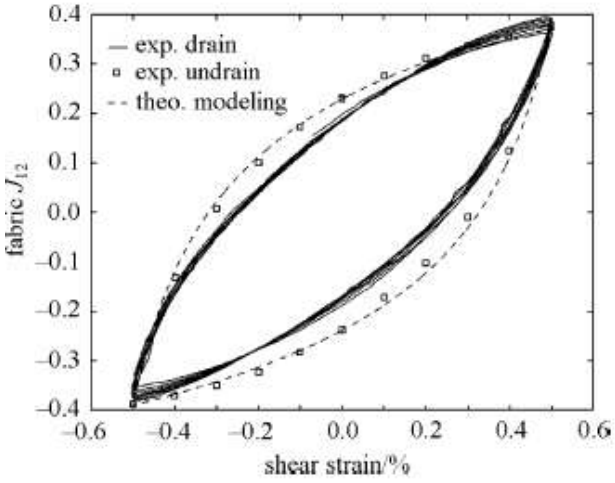


Рис. 4 Связь между структурой и деформацией сдвига: недренированное и дренированное состояние

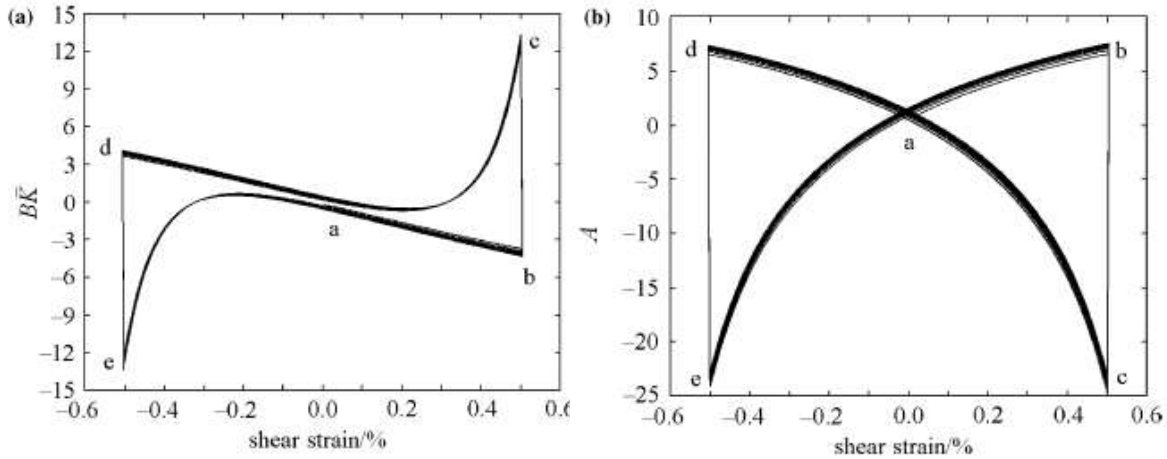


Рис. 5 (а) Связь между B ¯K и деформацией сдвига; (б) Связь между эффективным параметром эволюции A и деформацией сдвига

Пути загрузки-разгрузки изменяются от цикла к циклу из-за изменения сопротивления сдвигу, вызванного давлением поровой воды во время каждого цикла сдвига. Мы стремимся идентифицировать некоторые инвариантные характеристики, которые здесь лежат в основе физики деформации. Согласно (27) структура $J_{12} = \frac{\tau_{12}}{\sqrt{2}p}$, и на рис. 3 видно, что зависимость деформации структуры остается нечувствительной к изменению эффективного давления. Мы отмечаем, что структура также нечувствительна к небольшим изменениям коэффициента пустотности в условиях слива, как показано на рис. 4 с учетом уравнения. В уравнении (24), описывающем эволюцию структуры, мы ожидаем, что параметр Λ и скорость пластической деформации $\dot{\gamma}$ должны зависеть только от деформации сдвига. Следовательно, в (29)

$$B\bar{K}\mu_\beta\dot{\gamma} = \mp\sqrt{2}\dot{p}J_{12} \quad \mu_\beta = \pm 1 \tag{31}$$

так что эволюция скорости изменения эффективного давления становится

$$\dot{p} = A\dot{\gamma} \quad A = -\frac{B\bar{K}}{\sqrt{2}J_{12}} \tag{32}$$

где A = A (J12, p, τ, ...) еще предстоит определить. С учетом (31) (29) сводится к

$$\dot{\gamma} = \pm\frac{2D_{12}}{1 + \Lambda/\hat{\mu}_0} \tag{33}$$

Структура изменяется при продолжающейся пластической деформации зернистой массы. Это изменение должно быть определено количественно с точки зрения мер деформации или напряжения. Поскольку фрикционные гранулы срезаются под ограничивающим давлением, распределение нормалей контакта и контактных сил изменяется, поскольку больше контактов развивается в направлении максимального сжатия. Этот процесс приводит к большей наведенной анизотропии по мере продолжения сдвига. Микроструктура гранулированной массы изменяется таким образом, что увеличивается ее сопротивление этому продолжающемуся сдвигу за счет увеличения плотности контактов в направлении максимального главного сжатия, в то время как

плотность контактов в направлении минимального сжатия уменьшается. В этом процессе напряжение и тензоры ткани имеют тенденцию становиться соосными и синфазными друг с другом, то есть направления максимального сжатия (главного напряжения) и максимальной плотности контакта имеют тенденцию совпадать. Таким образом, для циклического сдвига максимальная наведенная анизотропия достигается при экстремальных значениях деформации сдвига.

При обращении сдвига происходит существенное изменение относительной ориентации напряжения и тензоров ткани, то есть они внезапно оказываются в противофазе друг с другом. Следовательно, сопротивление ткани внезапно снижается до минимального значения и продолжает уменьшаться на ранних стадиях разгрузки, как было экспериментально показано и обсуждалось в другом месте. Таким образом, мы заключаем, что зависимость сдвига-деформации-истории могут быть представлены экстремумами деформации сдвига во время каждого цикла деформации. Эта величина имеет важное влияние на последующую траекторию напряжения и деформации.

Хотя диапазон упругости довольно мал и им можно пренебречь для рассматриваемого несвязного песка, подвергающегося циклическим недренированным и осушаемым сдвигам при небольшом давлении, модули упругости по-прежнему являются важными параметрами. Основываясь на этих обсуждениях, мы предполагаем, что коэффициент эволюции структуры, впервые фигурирующий в (14), имеет следующий вид

$$\Lambda = \frac{\hat{\mu}_0}{1 + a|\epsilon - \epsilon^e|^n} \qquad (34)$$

где a и n - константы, определяемые эмпирически из экспериментов. В (34) $\epsilon = \epsilon(t) = \int_0^t$, а e^e - значение от e(t), достигаемое непосредственно перед обращением сдвига. Путь деформации структуры теперь получается интегрированием (24). Сравнение между прогнозом модели и экспериментальными результатами показано на рис. 3. Необходимые параметры материала перечислены в таблице 1. Пунктирные линии представляют

экспериментальные данные, а сплошные линии соответствуют результатам моделирования. Здесь e_e имеет значения ± 0,5% соответственно.

Таблица 1

a	n	$\hat{\mu}_0$	A_0	A_1	A_2	A_3	p_0	J_0
7.6×10^3	1.2	510	7.5	1.5	5.1	1.0	0.127	0.22

С учетом (31) получаем

$$B\bar{K} = -\sqrt{2}J_{12}A \qquad (35)$$

где B ¯K имеет размерность давления. Хотя параметр дилатансии B пренебрежимо мал в недренированном состоянии, объемный модуль ¯K может быть очень большим. Понятно, что коэффициент A в (35), определяющий эволюцию эффективного давления, должен зависеть как от структуры, так и от давления. Рассмотрим следующую модель для коэффициента

$$A = A_0(1 + A_1 p)(-1 \pm A_2(1 - A_3 p)J_{12}) \qquad (36)$$

где A_0, A_1, A_2 и A_3 - параметры материала.

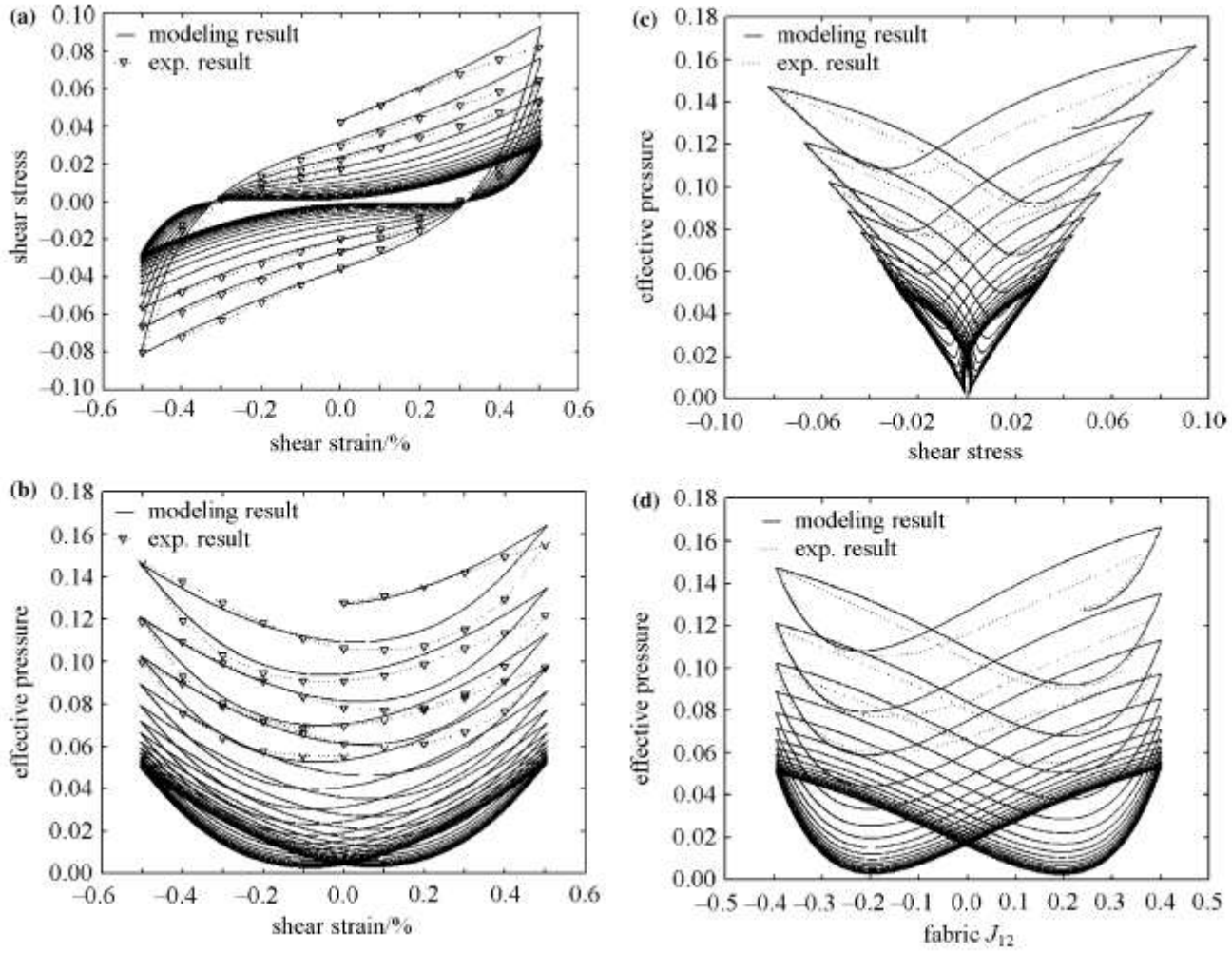


Рис. 6 (a) Связь между нормализованным напряжением сдвига и деформацией сдвига при многоцикловом сдвиге; (b) Связь между нормализованным эффективным давлением и деформацией сдвига при многоцикловом сдвиге; (c) Связь между нормализованным эффективным давлением и напряжением сдвига при многоцикловом сдвиге; (d) Связь между нормализованным эффективным давлением и структурой при многоцикловом сдвиге.

В (36) второй член $1 + A_1p$ представляет тот факт, что эффективное давление изменяется быстрее в каждом цикле, когда поровое давление ниже. Третий член - $1 \pm A_2(1-A_3p)J_{12}$ воплощает поведение «фазового превращения», когда водонасыщенный гранулированный материал меняет поведение от уплотнения до дилатансии или наоборот во время каждого цикла сдвига, когда материал приближается к точке разжижения. Связь между $B\bar{K}$ и деформацией сдвига, а также связь между A и деформацией сдвига показаны на рис. 5 (а) и 5 (б). Сравнение результатов расчета и эксперимента показано на рис. 6. Необходимые параметры материала и их значения перечислены в таблице 1. Треугольники

представляют экспериментальные данные, а сплошные линии соответствуют результатам модели. Как показано в 6 (a) – 6 (d), предсказания модели находятся в разумном согласии с экспериментальными результатами. Поведение фазового превращения и банановая форма кривой, описывающей связь между напряжением сдвига и деформацией сдвига, четко видны на рисунках.

4 Выводы. В этой работе мы представили общее определяющее соотношение упругопластической сплошной среды, которое может быть применено к моделированию разжижения и уплотнения водонасыщенных гранулированных материалов. Разжижение - типичное поведение при циклической сдвиговой деформации несвязных песков в недренированных условиях. Когда образец подвергается циклическому сдвигу, зависимость деформации от времени может быть представлена крайними значениями деформации сдвига. Модель материала, которая включает зависимость сдвиговой деформации от времени, достаточно хорошо описывает результаты измерений, которые зависят от пластической деформации сдвига и нечувствительности к поровому давлению воды. Модель развития давления дает результаты, разумно согласующиеся с экспериментальным наблюдением процесса накопления порового давления и разжижения в процессе циклического сдвигового нагружения и разгрузки.

Использованные источники:

1. СП 34.13330.2021 «Автомобильные дороги. Актуализированная редакция СНиП 2.05.02-85»;
2. СП 78.13330.2012 «Автомобильные дороги. Актуализированная редакция СНиП 3.06.03-85»;
3. ГОСТ 30672-99 «Грунты. Полевые испытания. Общие положения»;
4. ГОСТ 20276-99 «Грунты. Методы полевого определения характеристик прочности и деформируемости».

5. Okada, N.: «Диссипация энергии в неупругом потоке несвязных гранулированных сред» [Кандидатская диссертация]. Калифорнийский университет, Сан-Диего, Калифорния (1992)
6. Nemat-Nasser, S., Zhang, J.: «Определяющие соотношения для несвязных фрикционных гранулированных материалов». International Journal of Plast. 18: 531–547 (2002).

Sources used:

1. SP 34.13330.2021 " Automobile roads. Updated version of SNiP 2.05.02-85»;
2. SP 78.13330.2012 " Automobile roads. Updated version of SNiP 3.06.03-85»;
3. GOST 30672-99 " Soils. Field tests. General provisions»;
4. GOST 20276-99 " Soils. Methods of field determination of strength and deformability characteristics".
5. Okada, N.: "Energy dissipation in an inelastic flow of disjointed granular media" [PhD thesis]. University of California, San Diego, California (1992)
6. Nemat-Nasser, S., Zhang, J.: "Defining relations for disjoint frictional granular materials". International Journal of Plast. 18: 531–547 (2002).