

УДК 539.3

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАКРОСВОЙСТВ ОБРАЗЦОВ ГЕОМАТЕРИАЛОВ ПРИ ПРОСТОМ СДВИГЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МИКРОПАРАМЕТРОВ МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2023 г. Д. С. Журкина¹, *, С. В. Лавриков¹, **¹Институт горного дела им. Н. А. Чинакала СО РАН, Новосибирск, Россия

*E-mail: daria.zhurk@gmail.com,

**E-mail: lvk64@mail.ru

Рассмотрена задача о циклическом сдвиге образца сыпучей среды в рамках численного метода дискретных элементов. Реализация близкого к однородному сдвигу позволяет рассчитать компоненты тензора напряжений и деформаций представительного объема среды в зависимости от заданных микросвойств дискретных частиц и потенциалов взаимодействия между ними. Показано, что при сдвиге макрообъема выполняется условие соосности тензоров напряжений и деформаций. Построены дилатансионные кривые нагружения. Анализ напряженного состояния и дилатансии показывает, что с увеличением числа циклов нагружения процесс стабилизируется и выходит на стационарный режим. Установлена корреляция данных численных расчетов с аналогичными данными лабораторных экспериментов, проведенных ранее.

Ключевые слова: сыпучий материал, сдвиг, напряжения, дилатансия, метод дискретных элементов, континуальные свойства.

Для цитирования: Журкина Д.С., Лавриков С.В. К вопросу определения макросвойств образцов геоматериалов при простом сдвиге в зависимости от микропараметров метода дискретных элементов // Динамические процессы в геосферах, 2023, т. 15, № 1. С. 1–10. http://doi.org/10.26006/29490995_2023_15_1_1

Введение

Как известно, одну из ведущих ролей при проектировании, строительстве и эксплуатации горных предприятий играет математическое и численное моделирование. На основе результатов моделирования делается прогноз поведения породных массивов под нагрузкой, рассчитывается устойчивость крепей выработок и охранных целиков, решаются задачи безопасности и оптимизации горного производства [Анциферов и др., 2017; Лавриков, Ревуженко, 2020; Серяков, Красновский, 2022; Wu et al., 2017].

В настоящее время считается общепризнанным, что массив горных пород представляет собой сложную иерархически организованную структурно-неоднородную среду [Садовский, 1979; Ким и др., 2022; Кочарян, 2016; Кочарян и др., 2022; Пономарев, 2011; Kolymbas, 2005; Лавриков, Ревуженко, 1990; Лавриков и др., 2008]. Блочность строения массива определяет его основные свойства – дилатансию, внутреннее трение, сцепление, нелинейность, анизотропию и ряд других. Указанные свойства оказывают существенное влияние на поведение массива под действием внешних нагрузок и, следовательно, в той или иной степени должны учитываться при построении математических моделей и численном решении задач механики горных пород.

Классический подход к построению математических моделей геомеханики осуществляется следующим образом. Выбирается представительный объем реальной среды и проводится исследование его физико-механических характеристик. Затем вводится сплошная среда, каждый бесконечно малый элементарный объем которой наделяется свойствами представительного объема реальной среды. Сформулированные зависимости напряжений, деформаций и их скоростей представляют собой определяющие соотношения такой среды, они дополняются общими уравнениями, отражающими

законы сохранения, и в результате формулируется замкнутая математическая модель. При таком подходе есть гарантия, что модель действительно описывает все свойства реальной среды, обнаруженные при исследовании ее представительного объема.

В последние десятилетия активно развивается альтернативный подход, основанный на применении метода дискретных элементов (МДЭ) [Cundall, Strack, 1979; He et al., 2017; Klishin et al., 2018; Zhurkina, Lavrikov, 2021]. Реальная среда заменяется ансамблем дискретных частиц, движущихся согласно динамическим уравнениям Ньютона. Взаимодействие между частицами описывается в соответствии с заданными потенциалами, в которых могут учитываться различные свойства – упругость, пластичность, трение скольжения, сопротивление качению, адгезия, тепловое взаимодействие и множество других. МДЭ имеет ряд преимуществ перед классическими континуальными моделями среды. Здесь в рамках единого подхода сравнительно просто учитываются конечные деформации, физическая нелинейность, локализация сдвигов, разрушение [Клишин, Ревуженко, 2023; Гиляров, Дамаскинская, 2022; Журкина и др., 2022]. Недостаток МДЭ состоит в сложности интерпретации результатов расчетов, поскольку изначально неясно какие именно макросвойства среды (свойства представительного объема) описывают заданные потенциалы взаимодействия отдельных дискретных частиц. Иными словами, если в континуальных моделях всегда есть гарантия, что любой представительный объем обладает свойствами, заложенными в определяющих соотношениях элементарного объема среды, то в методе дискретных элементов такой гарантии нет.

В настоящей работе с использованием МДЭ проводится численное моделирование циклического сдвига сыпучей среды и рассчитываются осредненные компоненты тензора напряжений и дилатансионные кривые для выбранного представительного объема. В результате строятся зависимости, необходимые для установления связи между свойствами среды на микроуровне (начальные положения и форма частиц, потенциалы взаимодействия между ними) и континуальными макросвойствами представительного объема.

Расчеты проводятся на основе «решателя» программного обеспечения Altair EDEM (академическая лицензия) с использованием собственных встраиваемых API приложений, разработанных на языках программирования C++ и Python, и реализующих формирование начальных упаковок, нагружение образцов циклическим сдвигом и обработку полученных результатов расчетов.

1. Метод дискретных элементов

Как известно, в МДЭ среда заменяется ансамблем дискретных частиц, которые движутся в соответствии с уравнениями движения Ньютона

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \sum_{j=1}^{n_b} \mathbf{F}_{ij} + m_i \mathbf{g}, \quad J_i \frac{d\boldsymbol{\omega}_i}{dt} = \sum_{j=1}^{n_b} \mathbf{M}_{ij}, \quad i = \overline{1, N}, \quad (1)$$

где $\mathbf{v}_i$, $\boldsymbol{\omega}_i$ – соответственно векторы линейной и угловой скорости, m_i – масса, J_i – момент инерции, i -частицы, $\mathbf{F}_{ij}$, $\mathbf{M}_{ij}$ – соответственно главный вектор и главный момент сил, действующие на i -частицу со стороны j -частицы, n_b – количество соседних частиц, с которыми i -частица имеет контакт в текущий момент времени, N – общее число частиц, $\mathbf{g}$ – вектор ускорения свободного падения. Для расчета силы, возникающей при контакте частиц, используется вязкоупругая модель Кельвина-Фойгта с учетом нормальной и касательной составляющих [Клишин, Ревуженко, 2023]. Расчет нормальной составляющей силы осуществляется с использованием нелинейного закона Герца контактной механики [Джонсон, 1989], либо – линейного соотношения на основе закона Гука. При расчете касательной составляющей используются представления Миндлина-Дересевича [Mindlin, 1949; Mindlin, Deresiewicz, 1953]. Уравнения для расчета сил имеют следующий вид

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{ij} &= F_{n,ij} \cdot \mathbf{n}_{ij} + F_{t,ij} \cdot \mathbf{t}_{ij}, \\ F_{n,ij} &= k_{n,ij} \cdot d_{n,ij} - \gamma_{n,ij} \cdot \mathbf{v}_{n,ij}, \quad F_{t,ij} = k_{t,ij} \cdot d_{t,ij} - \gamma_{t,ij} \cdot \mathbf{v}_{t,ij}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\mathbf{n}_{ij}$, $\mathbf{t}_{ij}$ – нормальные и касательные единичные векторы для плоскости контакта i,j -частиц, $v_{n,ij}$, $v_{t,ij}$ – нормальная и касательная проекции вектора относительной скорости в точке контакта, $d_{n,ij}$, $d_{t,ij}$ – величины нормального перекрытия и величины проскальзывания между контактирующими частицами. Упругие $k_{n,ij}$, $k_{t,ij}$ – и вязкие $\gamma_{n,ij}$, $\gamma_{t,ij}$ – модули в соотношении (2) в случае использования потенциала Герца имеют вид

$$\begin{aligned} k_{n,ij} &= \frac{4}{3} E^* \cdot \sqrt{R^* \cdot d_{n,ij}}, \quad k_{t,ij} = 8G^* \cdot \sqrt{R^* \cdot d_{n,ij}}, \\ \gamma_{n,ij} &= -2\sqrt{\frac{5}{6}} \cdot \beta \cdot \sqrt{S_{n,ij} \cdot m^*}, \quad \gamma_{t,ij} = -2\sqrt{\frac{5}{6}} \cdot \beta \cdot \sqrt{S_{t,ij} \cdot m^*}, \\ S_{n,ij} &= 2E^* \cdot \sqrt{R^* \cdot d_{n,ij}}, \quad S_{t,ij} = 8G^* \cdot \sqrt{R^* \cdot d_{n,ij}}, \\ \beta &= \frac{\ln(c_r)}{\sqrt{\ln^2(c_r) + \pi^2}} < 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь величина $0 \leq c_r \leq 1$ представляет собой коэффициент восстановления скорости (отношение нормальной составляющей вектора скорости разлета частиц после соударения к соответствующей величине скорости их подлета до соударения), обобщенные величины R^* , m^* , E^* , G^* вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} \frac{1}{R^*} &= \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_j}, \quad \frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_j}, \quad \frac{1}{E^*} = \frac{(1-\nu_i)^2}{E_i} + \frac{(1-\nu_j)^2}{E_j}, \\ \frac{1}{G^*} &= \frac{2(2-\nu_i)(1+\nu_i)}{E_i} + \frac{2(2-\nu_j)(1+\nu_j)}{E_j}, \end{aligned} \quad (4)$$

где R_i , m_i , E_i , ν_i – соответственно радиус, масса, модуль упругости и коэффициент Пуассона i -частицы. Величина касательной силы $F_{t,ij}$ вычисляется в соответствии с соотношением (2) только до определенного момента, а именно пока $F_{t,ij} \leq \text{tg}\varphi \times F_{n,ij}$ (стадия развивающегося трения), в противном случае полагаем $F_{t,ij} = \text{tg}\varphi \times F_{n,ij}$ (стадия развитого трения), где $\text{tg}\varphi$ – коэффициент сухого трения между частицами.

2. Сдвиг без учета веса среды

2.1. Постановка задачи

Рассмотрим моделирование сдвига образца сыпучей среды в рамках метода дискретных элементов. Вес среды учитывать пока не будем. В качестве параметров рассмотрим следующие характеристики дискретных частиц: модуль упругости E , коэффициент Пуассона ν , плотность ρ , коэффициент трения скольжения f_{slip} между частицами и между частицами и ограждающими стенками, коэффициент восстановления скорости c_r .

Численный эксперимент проводился в камере сдвига кубической формы, ограниченной жесткими стенками (рис. 1). В камере создавалась упаковка сыпучего материала по следующему алгоритму. В куб размером $1 \times 1 \times 1$ м случайным образом помещается наперед заданное количество гладких частиц радиуса r . Величина r выбирается заведомо

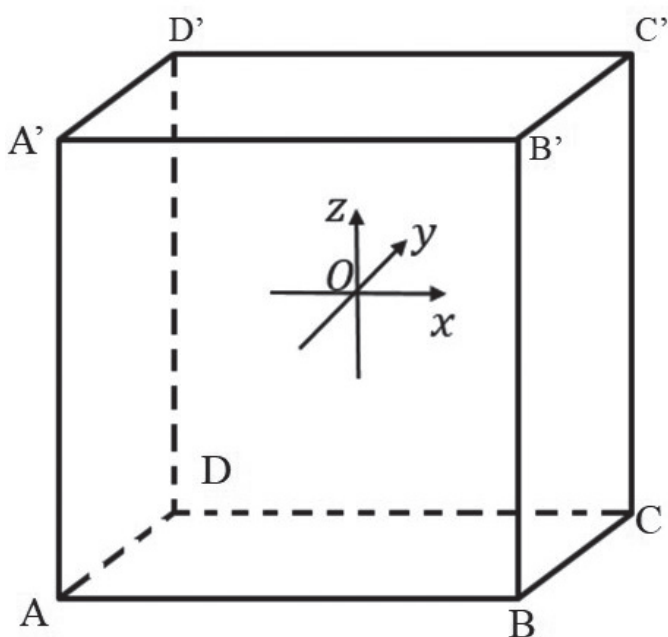


Рис. 1. Расчетная область – куб, центр которого находится в начале оси координат

малой, чтобы при использовании датчика случайных чисел исключить возможные взаимопересечения (перекрытия) между частицами и между частицами и ограждающими стенками при заданном числе попыток их случайного помещения в емкость. Затем радиусы всех частиц равномерно увеличиваются до величины R_0 , которая однозначно вычисляется по заданному числу частиц и заданной относительной плотности упаковки (отношение суммарного объема всех частиц к объему формируемого кубического образца). Одновременно с началом процедуры увеличения радиусов включается алгоритм МДЭ.

В процессе увеличения радиусов на границах частиц и на ограждающих стенках емкости могут возникать перекрытия, что в соответствии с алгоритмами МДЭ приводит к возникновению между ними сил отталкивания и, как следствие, – переупаковке частиц и занятию ими новых равновесных положений. По окончании процедуры увеличения радиусов сформированная упаковка выстаивается в течение определенного времени для достижения стационарного состояния (затухание колебаний частиц).

В результате описанного алгоритма была сформирована равновесная стационарная упаковка из 30 тыс частиц с относительной плотностью $\rho_{rel} = 0.65$. Начальное поджатие на стенках емкости при этом составило $\sigma_0 = 3.2$ МПа. После того как упаковка была сформирована, между частицами вводилось условие сухого трения с коэффициентом $f_{slip} = 0.4$.

Нагружение образца осуществлялось в виде циклического сдвига, задаваемого перемещением боковых стенок емкости $ABA'B'$, $BCB'C'$, $CDC'D'$, $ADA'D'$. Стенки $ABA'B'$, $CDC'D'$ поступательно перемещаются вдоль оси Ox , а стенки $BCB'C'$, $ADA'D'$ поворачиваются относительно своего центра масс вокруг оси Oz как жесткие целые. Таким образом, поле смещений принимает вид (см. рис. 1)

$$\begin{aligned} BCB'C', ADA'D' : u_x &= \operatorname{tg}\chi(t) \cdot y, \quad u_y = 0, \quad u_z = 0; \\ CDC'D' : u_x &= L_0 / 2 \cdot \operatorname{tg}\chi(t), \quad u_y = 0, \quad u_z = 0; \\ ABA'B' : u_x &= -L_0 / 2 \cdot \operatorname{tg}\chi(t), \quad u_y = 0, \quad u_z = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\operatorname{tg}\chi$ – величина сдвига, угол $-\chi_{\max} \leq \chi(t) \leq \chi_{\max}$ – играет роль параметра нагружения, t – время, L_0 – длина ребра кубической емкости, $\chi_{\max}$ – амплитуда циклического сдвига. Боковые стенки считаются шероховатыми, то есть на них также учитывается условие сухого трения с коэффициентом $f_{slip} = 0.4$.

Необходимо отметить, что площадь поперечного сечения камеры сдвига при заданном способе нагружения остается постоянной. Циклом нагружения будем называть процесс деформирования, когда сдвиг реализуется последовательно из положения емкости $\chi = 0$ в положение $\chi = -\chi_{\max}$, далее в положение $\chi = \chi_{\max}$ и, наконец, снова в положение $\chi = 0$.

Верхняя и нижняя стенки емкости $ABCD$ и $A'B'C'D'$ предполагаются гладкими, на них задается условие:

$$\sigma_{zz} = \sigma_0 = \text{const} < 0, \quad \sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0, \quad (6)$$

которое обеспечивает возможность свободной дилатансии среды.

Зададим следующие значения параметров: $E = 2.5 \cdot 10^4$ МПа, $\nu = 0.25$, $\rho = 2500$ кг/м³, $c_r = 0.7$, $\chi_{\max} = 5^\circ$. В квазистатическом режиме нагружения скорость сдвига должна обеспечивать условие медленного нагружения. Примем, что один полный цикл нагружения осуществляется за 8 секунд. Расчеты показывают, что в этом случае скорость нагружения сравнима или меньше скорости релаксационных процессов в среде. Иными словами, при выбранной скорости нагружения инерционные силы не оказывают сколько-нибудь существенного влияния на конечное напряженно-деформированное состояние образца, то есть при нагружении с любой скоростью, меньшей или равной одному циклу нагружения за 8 сек, конечный результат отличаться будет пренебрежимо мало.

2.2. Результаты расчетов

Реализация описанного нагружения приводит к тому, что процесс деформирования достаточно быстро (через 2–3 цикла) стабилизируется и выходит на стационарный режим. В стационарном режиме

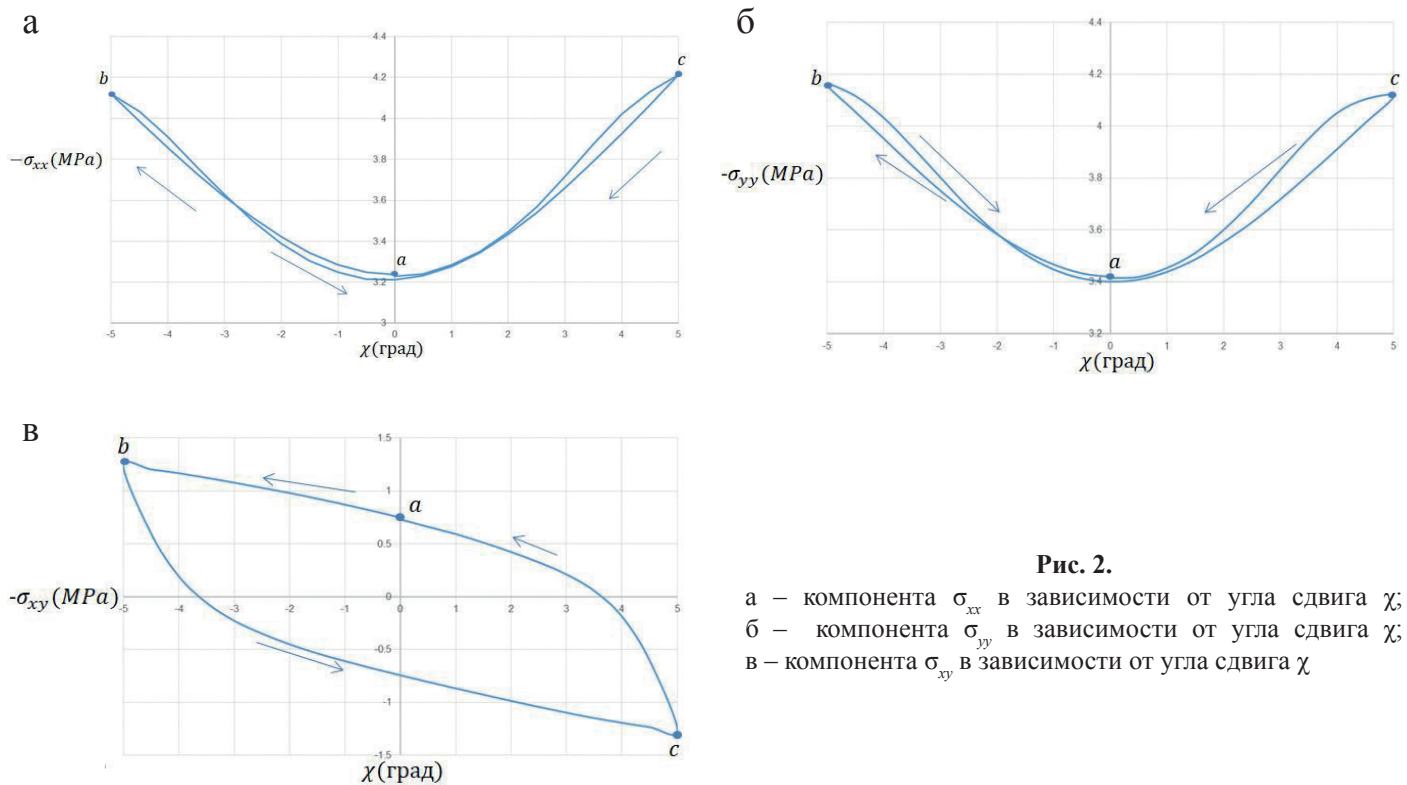


Рис. 2.

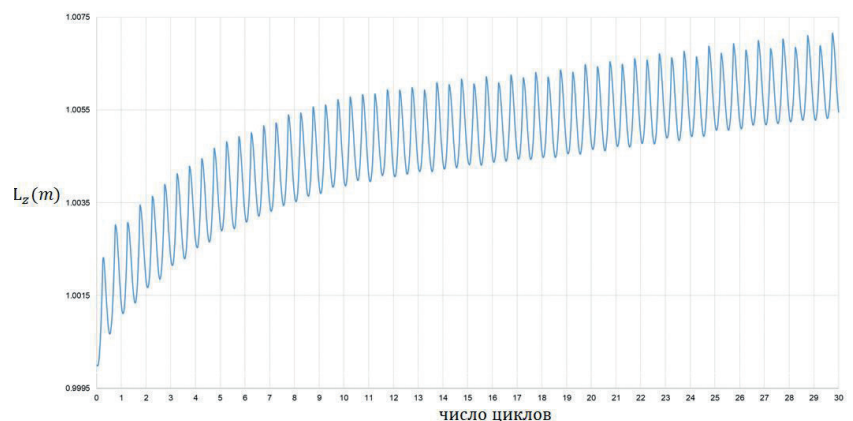
а – компонента σ_{xx} в зависимости от угла сдвига χ ;
 б – компонента σ_{yy} в зависимости от угла сдвига χ ;
 в – компонента σ_{xy} в зависимости от угла сдвига χ

напряженное состояние практически не меняется от цикла к циклу и зависит только от фазы сдвига внутри одного цикла. На рис. 2 приведены диаграммы зависимости компонент напряжений σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{xy} за один цикл нагружения (точками a - b - c и стрелками указано направление сдвига). Здесь напряжения рассчитывались как отношение среднего арифметического соответствующих сил, действующих на двух противоположных стенках, к площади стенки.

Одним из ключевых вопросов при рассмотрении процессов деформирования неупругих материалов является вопрос о соосности тензоров напряжений, деформаций и скоростей деформаций. В описанном способе нагружения в соответствии с (5) угол β между главным направлением тензора деформаций ϵ_1 и осью Ox составляет $\beta = \pm 45^\circ$ (знак зависит от направления сдвига). Анализ рассчитанного напряженного состояния позволяет заключить, что угол α отклонения главного направления σ_1 от оси Ox

$$\alpha = 0.5 \times \arctg \left(\frac{2\sigma_{xy}}{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}} \right) \quad (7)$$

Рис. 3. Изменение высоты сыпучего материала в емкости в зависимости от числа циклов



составляет $\alpha = \pm (40^\circ \div 45^\circ)$. Таким образом, на основании результатов расчетов можно считать, что при описанном способе нагружения сыпучей среды тензоры напряжений и деформаций с достаточной точностью являются соосными.

Одной из важных характеристик сыпучих материалов является дилатансия – изменение объема при сдвиге. При заданных условиях нагружения (5), (6) площадь поперечного сечения камеры – постоянна, а высота образца может изменяться, то есть образец дилатирует. При этом изменение высоты образца однозначно характеризует дилатансию. На рис. 3 показано изменение высоты образца материала в емкости в зависимости от числа циклов нагружения.

Видно, что точки максимумов диаграммы соответствуют максимальной амплитуде сдвига $\pm\chi_{\max}$, а точки минимума – начальному положению камеры $\chi = 0$. В целом, как видно из графика, сыпучий материал в процессе деформирования разрыхляется. С течением времени этот процесс имеет тенденцию к стабилизации.

3. Сдвиг с учетом веса среды

3.1. Постановка задачи

Проведем теперь численное моделирование циклического сдвига сыпучей среды с учетом собственного веса. В данном эксперименте начальная упаковка сыпучего материала создается путем гравитационной засыпки частиц в емкость путем предварительного расчета с использованием алгоритма МДЭ (1)–(4).

Снова выберем кубическую емкость (см. рис. 1) и удалим в ней верхнюю стенку. Для засыпки частиц в емкость используется датчик случайных чисел с равномерным распределением по площади сечения Oxy камеры. Образец формировался из 100 тыс гладких частиц заданного радиуса R_0 . При засыпке частицы равномерно (слой за слоем) засыпаются в емкость и, в конце концов, образец достигает некоторой определенной высоты. Расчетная относительная плотность полученной упаковки составила $\rho_{rel} = 0.627$. После формирования упаковки и достижения ею стационарного состояния на границах между частицами вводится условие сухого трения с заданным коэффициентом трения.

Боковые стенки и нижняя стенка емкости считаются шероховатыми – на них также реализуется условие сухого трения. Краевые условия на боковых стенках камеры сдвига $ABA'B'$, $BCB'C'$, $CDC'D'$, $ADA'D'$ выбираются, как и ранее, в виде (1). Нижняя стенка (дно емкости) выбиралась в виде набора узких длинных пластин, ориентированных вдоль оси Ox . В процессе нагружения пластины сдвигались друг относительно друга по закону:

$$u_x = y_c \cdot \operatorname{tg}\chi(t), \quad u_y = 0, \quad u_z = 0, \quad (8)$$

где y_c – координата центра масс соответствующей пластины. Таким образом, на шероховатом дне емкости также реализуется условие, близкое к условию простого сдвига. Верхняя стенка емкости отсутствует, поэтому верхняя граница образца от напряжений свободна.

Параметры задачи выбирались в виде: число частиц – 100 тыс, $E = 2.5 \cdot 10^2$ МПа, $\nu = 0.25$, $\rho = 2500$ кг/м³, $c_r = 0.7$, $\chi_{\max} = 5^\circ$, коэффициент сухого трения варьировался в диапазоне $f_{slip} = 0 \div 0.4$.

3.2. Результаты расчетов

Перейдем к описанию результатов численных экспериментов. Как и в предыдущем расчете здесь процесс деформирования через определенное число циклов стабилизируется – выходит на стационарный режим. В стационарном режиме диаграммы осредненных компонент тензора напряжений, действующие на боковые стенки емкости, в зависимости от угла сдвига для различных значений коэффициента трения имеют следующий вид (рис. 4).

Результаты показывают, что увеличение коэффициента сухого трения между частицами приводит к увеличению общего уровня напряжений среды в целом.

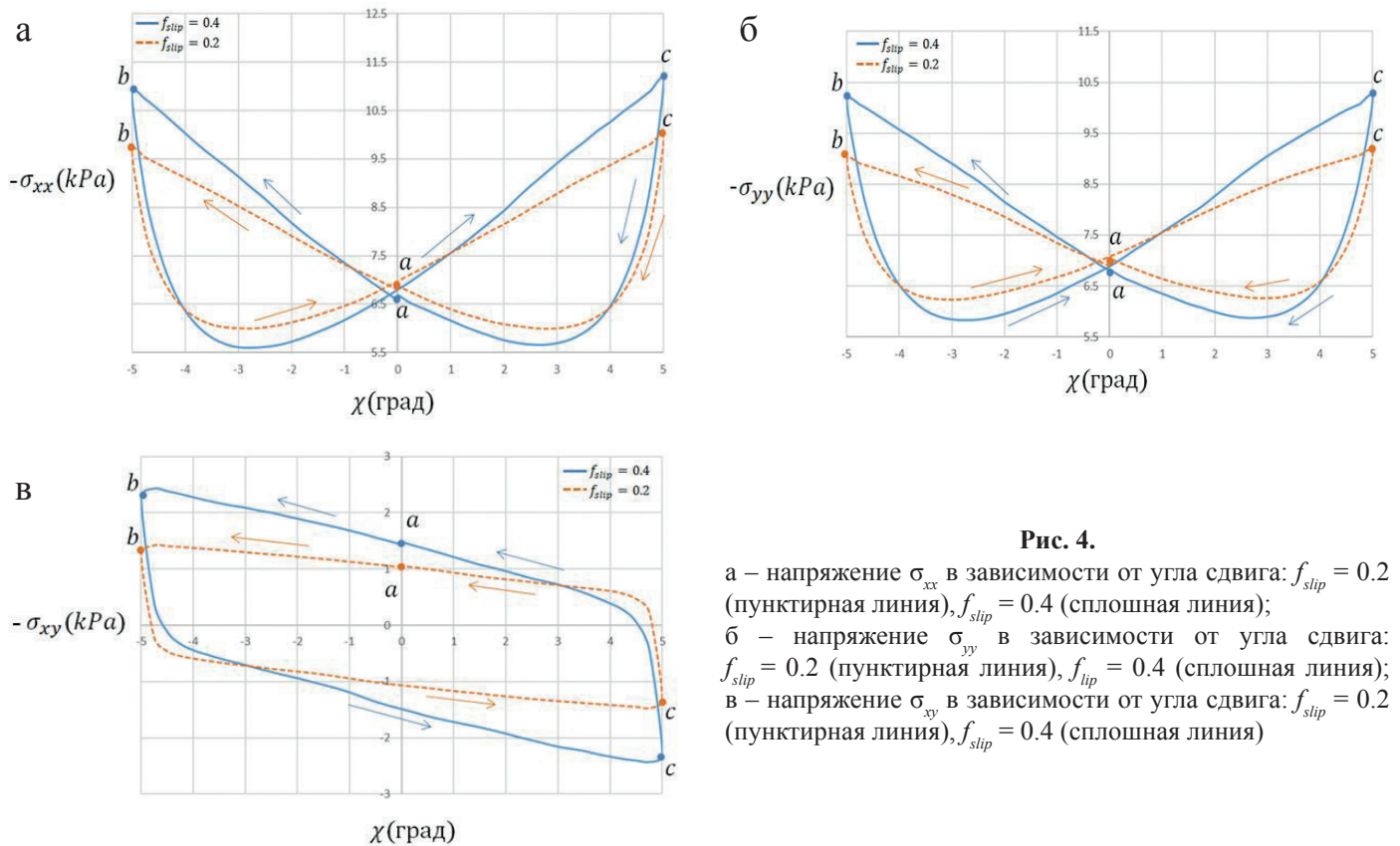


Рис. 4.

а – напряжение σ_{xx} в зависимости от угла сдвига: $f_{slip} = 0.2$ (пунктирная линия), $f_{slip} = 0.4$ (сплошная линия);
 б – напряжение σ_{yy} в зависимости от угла сдвига: $f_{slip} = 0.2$ (пунктирная линия), $f_{slip} = 0.4$ (сплошная линия);
 в – напряжение σ_{xy} в зависимости от угла сдвига: $f_{slip} = 0.2$ (пунктирная линия), $f_{slip} = 0.4$ (сплошная линия)

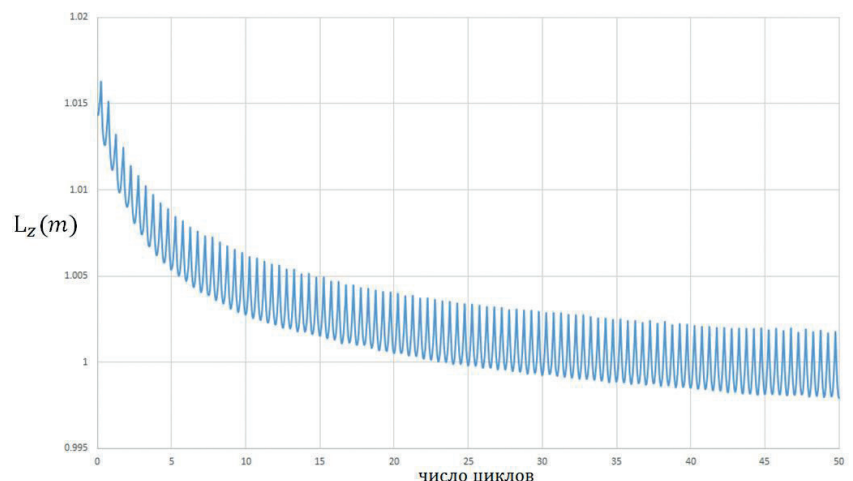
Рассмотрим выполнение условия соосности тензоров напряжений и деформаций. Эксперименты показывают, что вне зависимости от значения коэффициента трения расчетный угол α отклонения главного направления σ_1 от оси Ox лежит в диапазоне $\alpha = \pm(40^\circ \div 45^\circ)$, что также свидетельствует о выполнении с достаточной точностью условия соосности данных тензоров.

Проведем теперь анализ дилатансии. На рис. 5 представлена диаграмма изменения высоты образца в процессе сдвига с учетом веса частиц.

Видно, что в начале деформирования материал резко уплотняется, затем процесс уплотнения замедляется и, в конце концов, выходит на режим деформирования, приближающийся к стационарному.

Отметим, что полученные результаты по циклическому сдвигу сыпучей среды качественно согласуются с данными лабораторных экспериментов, полученными ранее в ИГД СО РАН на

Рис. 5. Дилатансионное уплотнение образца и выход на близкий к стационарному режим деформирования



приборе однородного сдвига для образцов из сухого кварцевого песка [Бобряков, Ревуженко, 1982; Ревуженко, 2000]. Так, результаты численных и лабораторных экспериментов коррелируют по уровню напряженного состояния, когда при увеличении числа циклов сдвига процесс изменения напряжений выходит на стационарный режим. В этом режиме напряжения зависят только от фазы сдвига внутри цикла, значения напряжений совершают колебания вокруг веса вышележащих слоев (для расчета с учетом веса среды) и достигают максимума при максимальной амплитуде сдвига. Корреляция результатов наблюдается также по дилатансионному изменению объема образца. В частности, в расчете с учетом веса при насыпной плотности начальных упаковок всегда имеет место уплотнение образца с последующим выходом на стационарное значение пористости. Численные эксперименты с точностью порядка 0÷11% демонстрируют также выполнение условия соосности тензоров напряжений и деформаций, наблюдаемое в лабораторных опытах.

Выводы

1. Численная реализация простого сдвига сыпучей среды на основе МДЭ приводит к распределению напряжений, близкому к однородному. При циклическом сдвиге процесс деформирования через определенное число циклов выходит на стационарный режим, в котором все параметры зависят только от фазы сдвига внутри цикла и не меняются от цикла к циклу.
2. Для представительного макрообъема с достаточной точностью выполняется условие соосности тензоров напряжений и деформаций. Уровень напряжений и поведение дилатансии при численном моделировании коррелируют с данными лабораторных экспериментов.
3. Расчетные значения напряжений представительного макрообъема среды в зависимости от заданных микропараметров МДЭ могут служить основой для построения континуальных моделей структурно-неоднородных геоматериалов, эквивалентных моделям дискретных элементов.

Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-17-00008).

Благодарности

Численные расчеты проводились с использованием программного обеспечения Altair EDEM (академическая лицензия).

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н., профессору А. Ф. Ревуженко за ценные обсуждения по вопросам постановок задач и интерпретации результатов расчетов.

Список литературы

- Анциферов С.В., Саммаль А.С., Деев П.В. Оценка напряженно-деформированного состояния многослойной крепи вертикального ствола с учетом отклонений форм поперечных сечений от проектных // *Фундаментальные и прикладные вопросы горных наук*. 2017, т. 4. № 2, с. 19–25.
- Бобряков А.П., Ревуженко А.Ф. Однородный сдвиг сыпучего материала. Дилатансия // *Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых*. 1982. № 5, с. 23–29.
- Гиляров В.Л., Дамаскинская Е.Е. Моделирование акустической эмиссии и разрушения поликристаллических гетерогенных материалов методом дискретных элементов // *Физика твердого тела*. 2022, т. 4, вып. 6, с. 676–682.
- Джонсон К. Механика контактного взаимодействия. М. : Мир, 1989. –509 с.
- Журкина Д.С., Клишин С.В., Лавриков С.В., Леонов М.Г. Моделирование локализации сдвигов и перехода геосреды к неустойчивым режимам деформирования на основе метода дискретных элементов // *Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых*. 2022. № 3, с. 13–22.
- Ким А.С., Шпади Ю.Р., Литвинов Ю.Г. Математическое моделирование нестационарных процессов в сейсмоактивной зоне // *Динамические процессы в геосферах*. 2022, т. 14. № 1, с. 69–84.

- Клишин С.В., Ревуженко А.Ф.* Течение сыпучей среды в радиальном канале: локализация сдвигов и образование структуры // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2023. № 1, с. 22–34.
- Кочарян Г.Г.* Геомеханика разломов. М. : Геос, 2016, –424 с.
- Кочарян Г.Г., Шарафиев З.З., Кишкина С.Б., Ци Чен Чжи.* Эффект снижения трения в основании гравитационного оползня под действием сейсмических колебаний // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2022. № 2, с. 3–14.
- Лавриков С.В., Ревуженко А.Ф.* Математическое моделирование неустойчивого режима деформирования породного массива с учетом внутренних самоуравновешенных напряжений // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2020. № 6, с. 12–29.
- Лавриков С.В., Микенина О.А., Ревуженко А.Ф., Шемякин Е.И.* Концепция неархимедова многомасштабного пространства и модели пластических сред со структурой // Физическая мезомеханика. 2008, т. 11. № 3, с. 45–60.
- Лавриков С.В., Ревуженко А.Ф.* О деформировании блочной среды вокруг выработки // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 1990. № 6, с. 7–15.
- Пономарев В.С.* Проблемы изучения энергетически активной геологической среды // Геотектоника. 2011. № 2, с. 66–75.
- Ревуженко А.Ф.* Механика упругопластических сред и нестандартный анализ. Новосибирск: Изд-во Новосибирского ун-та, 2000. –428 с.
- Серяков В.М., Красновский А.А.* Напряженное состояние крепи подготовительной выработки в неустойчивом массиве горных пород // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2022. № 6, с. 43.
- Садовский М.А.* Естественная кусковатость горной породы // ДАН СССР. 1979, т. 247. № 4, с. 829–831.
- Cundall P.A., Strack O.D.L.* A discrete numerical model for granular assemblies // Geotechnique, 1979, vol. 29.
- He Y., Evans T.J., Yu A., Yang R.* Discrete Modelling of Compaction of Non-spherical Particles. Powders and Grains: 8th International Conference on Micromechanics on Granular Media, 2017. Volume 140, 01005.
- Kolymbas D.* Tunneling and Tunnel Mechanics. A Rational Approach to Tunneling. (2005). Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 437 p.
- Mindlin R.D.* Compliance of elastic bodies in contact // J. Appl. Mech. 1949. 16, p. 259–268.
- Mindlin R.D., Deresiewicz H.* Elastic spheres in contact under varying oblique forces // J. Appl. Mech., Trans. ASME. 1953. № 20, p. 327–344.
- Klishin S.V., Lavrikov S.V., Mikenina O.A., Revuzhenko A.F.* Discrete element method modification for the transition to a linearly elastic body model // Journal of Physics: IOP Conference Series. 2018. 973. 012008.
- Wu W., Lin J., Wang X.* A basic hypoplastic constitutive model for sand // Acta Geotechnica. 2017. Vol. 12 (6), p. 1373–1382.
- Zhurkina D.S., Lavrikov S.V.* Problem of simple shear in granular medium: Comparison of DEM modeling results and laboratory testing data. (2021). AIP Conference Proceedings. 2448, 020027.

ON THE DETERMINATION OF MACROFEATURES OF GRANULAR MATERIAL SAMPLES DEPENDING ON DEM-MICROPARAMETERS UNDER SIMPLE SHEAR

© 2023 D. S. Zhurkina^{1, *}, S. V. Lavrikov¹

¹Chinakal Institute of Mining of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

**E-mail: daria.zhurk@gmail.com*

The problem of cyclic shear of granular material sample in the framework of discrete element method (DEM) was considered. The realization of the shear closed to homogeneous one allows calculating the components of the stress tensor of representative medium volume depending on given microproperties of the discrete particles and on the interaction conditions between them. It was shown that the coaxiality condition of the stress and strain tensors under the shear of macrovolume is satisfied. The dilatancy curve was plotted. An analysis of the stress state and the behavior of the dilatancy shows that an increasing of loading cycle number leads to the stabilization of deformation process in which the stationary deformation regime occurs. The correlation between the obtained numerical solutions and the data of laboratory experiments carried out earlier was found.

Keywords: granular material, shear, stress, dilatancy, discrete element method, continual properties.