

3. Применение метода расчета предела прочности пород при практических расчетах позволяет повысить достоверность результатов с экспериментальными данными по сравнению с известными методами.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев Д.Л. Определение влияния внутреннего и внешнего трения горных пород на их прочность при одноосном сжатии. Дисс. канд. техн. наук. – Днепропетровск, 2002. – 145 с.
2. Васильев Л.М., Васильев Д.Л. Дифференциальное уравнение предельного состояния деформируемого твердого тела материала с учетом внутреннего и внешнего трения // Геотехническая механика. Выпуск 41. – Днепропетровск: ИГТМ НАН Украины. 2003. - С. 145-152.
3. Васильев Л.М., Васильев Д.Л. Метод расчета предела прочности горных пород на одноосное сжатие при линейной связи между контактными напряжениями // Геотехническая механика. Выпуск 42. – Днепропетровск: ИГТМ НАН Украины. 2003. - С. 73-80.
4. Васильев Д.Л. Закономерности формирования горизонтальных нормальных напряжений в массивах горных пород // Геотехническая механика. Выпуск 29. – Днепропетровск: ИГТМ НАН Украины. 2001. - С. 17-21.
5. Справочник (кадастр) физических свойств горных пород. – М.: «Недра», 1975. - 277 с.

**УДК 531.555.1:531.384:532.51.542.012.4.001.24**

Д-р техн. наук А.И. Волошин,  
канд. техн. наук Б.В. Пономарёв,  
канд. техн. наук О.Л. Кордюк

### **ПРЯМОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В ПНЕВОТРАНСПОРТНОМ КАНАЛЕ**

Викладено алгоритм та результати прямого чисельного моделювання руху ансамблю частинок, що моделюють транспортування сипкого матеріалу у горизонтальному каналі. Застосовано алгоритм типу молекулярної динаміки.

### **DIRECT NUMERICAL MODELING OF PARTICLES IN PNEUMOCONVEYING CHANNEL**

Algorithm & results of direct numerical modeling particles ensemble is described. These particles motion is modeling of bulk materials transportation in gas flow. Method of molecular dynamics is used.

Движение двухфазной среды газ - твёрдые частицы являлось предметом многочисленных исследований. В части работ не учитывается взаимодействие частиц между собой. В других работах принимаются феноменологические законы трения среды частиц о стенки канала. Целью настоящей работы является попытка определить величину трения частиц о стенки канала и законы движения частиц путём прямого моделирования ансамбля частиц методом молекулярной динамики. Известны два подхода рассмотрения движения потока частиц некоторой среды, предложенные один Лагранжем другой Эйлером [3]. Подход Лагранжа на основе уравнений динамики точки предусматривает изучение движения частиц данной среды так, что наблюдается каждая отдельная частица во времени и пространстве. Для этого необходимо следить за каждой частицей на всем протяжении потока, что не всегда удобно и, кроме того, в этом случае

нельзя не учитывать изменение скорости газа по длине канала.

Подход Эйлера предусматривает изучение потока рассматриваемых частиц так, что выбирается некоторое сечение канала и отмечаются параметры движения частиц в момент прохождения ими данного сечения. При этом подход Эйлера устанавливает параметры движения, связанные не с каждой отдельной частицей, а с отдельным сечением потока, т.е. оценка движения по Эйлеру, более общая для данного потока частиц.

Воспользоваться непосредственно для потока частиц уравнениями Навье-Стокса не представляется возможным, поскольку последние предназначены для описания непрерывной среды, переход к которой для потока частиц связан с выполнением осреднения по некоторому макрообъёму, содержащему частицы, а для этого необходимо знать параметры движения частиц, входящих в рассматриваемый микрообъем.

Определение этих параметров для частиц возможно только на основе уравнений динамики точки. Для каждой частицы, которая проходит через данное сечение, ее скорость и координата по высоте сечения зависит от того, как частица подошла к этому сечению, т.е. от «истории движения» частицы до рассматриваемого сечения, что сильно усложняет задачу, т.к. требует изучения движения частицы на всей длине потока до данного сечения.

Возможно совместное использование этих подходов, которое предлагается в следующем виде. Отмечаются на некотором расстоянии два поперечных сечения потока так, что между ними фиксируется данный объем. В пределах этого объема движение частиц рассматривается на основе подхода Лагранжа так, что для каждой частицы составляются уравнения движения с учетом всех действующих на нее сил. Полученные при интегрировании уравнений параметры движения (продольная и поперечная компоненты скорости, ударные импульсы о верхнюю и нижнюю стенки канала) усредняются в пределах рассматриваемого объема. Для концентрации частиц, поперечной скорости частиц усреднение выполняется в пределах горизонтальных слоев данного объема. Полученные характеристики движения представляют собой параметры движения частиц по Эйлеру.

Такое рассмотрение движения частиц содержит существенную особенность. Каждая частица, которая перемещается в пределах заданного объема, подходя к правой границе, покидает его. Поскольку, средняя объемная концентрация частиц полагается постоянной, на рассматриваемой ограниченной длине канала, то вместо частицы, покинувшей данный объем через правую границу, должна пройти частица через левую его границу. Место появления этой частицы и ее скорость не определены. Неопределенности можно избежать, если учесть, что поток полагается макро однородным и интегральные характеристики на рассматриваемой длине канала одинаковы для всех отдельно взятых объемов, аналогичных данному. Следовательно, можно предположить, что вид движения соответствующих частиц в соседних объемах одинаков, т.е. имеет место своего рода периодичность в характере движения всех частиц в соседних объемах. Некоторые авторы [7, 5] в связи с этим границы рассматриваемого объема назы-

вают периодическими границами. Таким образом, как только какая-либо частица на определенном уровне правого граничного сечения покидает данный объем, то на левой его границе появляется на том же уровне и с той же скоростью другая частица и движение продолжается дальше. Очевидно, величина рассматриваемого объема связана с периодичностью процесса движения частиц и зависит от скорости газа. Ряд авторов занимался исследованием этого вопроса, имеются рекомендации по выбору расстояния между сечениями данного объема [7].

Для определения характеристик непрерывной среды, таких как коэффициент теплопроводности, вязкости и т.п., используется метод молекулярной динамики [4, 5, 7]. Рассматривая ограниченный объем фазы твердых частиц, состоящий из конечного числа молекул, проводят интегрирование уравнений движения каждой из частиц. Ансамбль молекул (частиц) со временем стремится к некоторому установившемуся (равновесному) состоянию. После достижения этого состояния, усредняя по ансамблю соответствующие параметры, определяют среднюю скорость движения и другие характеристики фазы твердых частиц.

Исследуем движение комплекса «газ – вращающиеся твердые частицы» в плоском горизонтальном канале. Рассматриваем частицы сферической формы, одинаковых размеров. Движение происходит под действием горизонтальной силы Стокса и вертикальных сил тяжести и Магнуса- Жуковского. Причем, если сила тяжести направлена вниз, то направление силы Магнуса- Жуковского зависит от знака угловой скорости.

Параметры осредненной фазы твердых частиц предполагаем однородными вдоль оси канала. Скорость газа  $u$  считается постоянной, не зависящей от координат и концентрации частиц. Последнее предположение может быть оправдано на участке канала небольшой протяженности.

Алгоритм расчета состоит в следующем. Пространство в канале разбито на отдельные равные объемы, из которых на рис. 1 приведены объемы I, II, III; там же указаны оси координат. В объеме I находится конечное число частиц с номерами от 1 до  $n$ . В силу однородности осредненных параметров фазы твердых частиц по координате  $x$ , предполагаем, что частицы в объемах I, II, III по отношению к границам объемов расположены одинаковым образом.

Частице с номером  $i$ , координатами центра тяжести  $(x_i, y_i)$  и компонентами скорости  $(v_{xi}, v_{yi}, \omega_i)$  в объеме I соответствуют частицы в объеме II с координатами  $(x_i + L, y_i)$  и в объеме III с координатами  $(x_i - L, y_i)$  и такими же компонентами скорости (см. рис. 1), где  $L$  – протяженность каждого из объемов вдоль оси  $Ox$ . Если из объема I через границу  $x = L$  в объем II выходит частица с координатами  $(L, y_i)$ , то в тот же момент времени через границу  $x = 0$  из объема III в объем I входит частица с координатами  $(0, y_i)$  и такими же компонентами скорости. Подобные условия в [4, 8] называются периодическими граничными условиями.

При столкновении частицы с верхней или нижней стенкой, компоненты линейной скорости и угловая скорость частицы мгновенно изменяется в соответ-

ствии с [2]. При столкновении частиц с номерами  $i$  и  $j$  компоненты линейной скорости и угловая скорость изменяются в соответствии с выражениями [1].

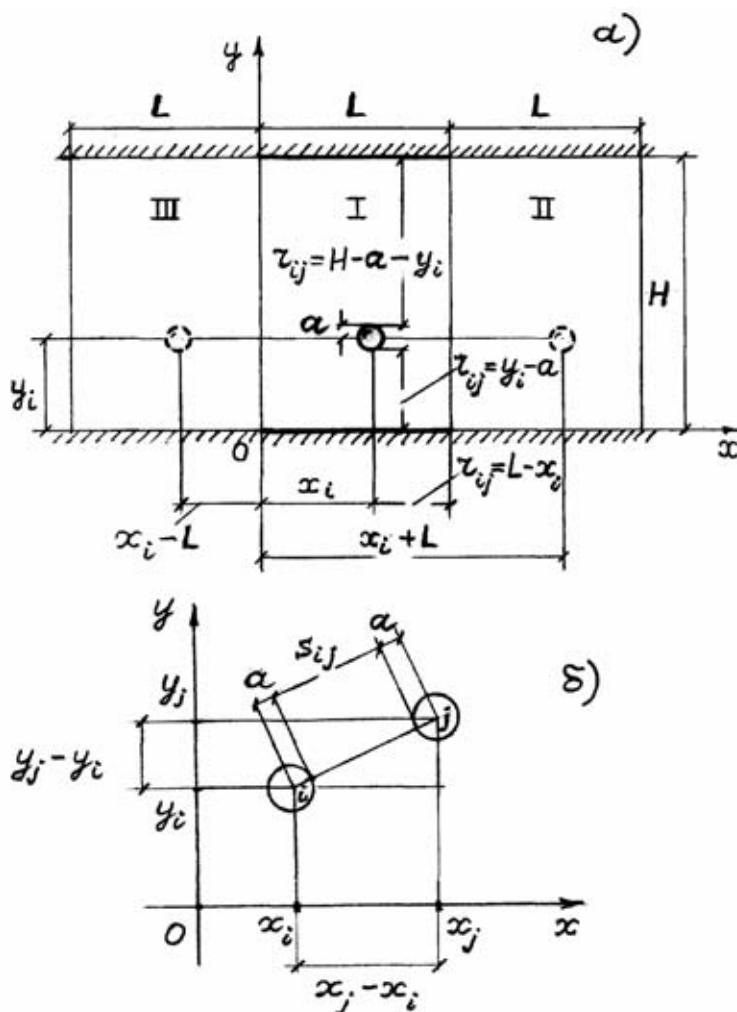


Рис. 1. - а) Контрольные объемы I, II, III, канала, на границах которых кинематические параметры частиц обладают свойством периодичности. б) К определению расстояния  $s_{ij}$  между  $i$ -ой и  $j$ -ой частицами.

В промежутке между столкновениями частицы движутся под действием сил тяжести, Магнуса-Жуковского и аэродинамической. Координаты и скорости частицы изменяются в соответствии с формулами [2]. Угловая скорость частицы между столкновениями постоянна

Частицам, находящимся в объеме II, присвоены номера  $n + 4, \dots, 2n + 3$ , а частицам из объема III присвоены номера  $2n + 4, \dots, 3n + 3$ . Координаты и скорости частиц из объема I рассчитываются по формулам [2] в моменты времени  $t, t + \Delta t, t + 2\Delta t, t + 3\Delta t, \dots$  с шагом  $\Delta t$ . Координаты частиц из объема II и III, которые соответствуют частицам  $i = 1, \dots, n$  из объема I, определяются в соответствии с условиями периодичности:

$$x_{i+n+3} = x_i + L \quad (1)$$

$$x_{i+2n+3} = x_i - L \quad (2)$$

Алгоритм расчета движения частиц в контрольном объеме включает в себя определение момента времени столкновения частиц между собой в пределах объема I, момента столкновения со стенкой, выхода частицы за правую границу контрольного объема или столкновения с частицами из объемов II или III.

Для этого в моменты времени  $t, t + \Delta t, t + 2\Delta t, t + 3\Delta t, \dots$  контролируется параметр  $r_{ij}$ , представляющий собой величину  $r_{ij} = F(s_{ij}) = 4as_{ij} + s_{ij}^2$ , где  $s_{ij}$  – расстояние между точками, в которых произойдет соприкосновение  $i$  – ой частицы из объема I с  $j$  – ой частицей ( $j \neq n + 1, j \neq n + 2$ ), находящейся в объеме I, II, или III при их столкновении (см. рис. 1). Обращение в нуль параметра  $r_{ij}$  в данном случае означает касание  $i$  – ой и  $j$  – ой частицы. При  $j = n + 1$  величина  $r_{ij}$  обозначает расстояние от верхней стенки канала до ближайшей к ней точки на поверхности  $i$  – ой частицы, при  $j = n + 2$ :  $r_{ij}$  – расстояние от нижней стенки до ближайшей к ней точки  $i$  – ой частицы. При  $j = n + 3$  величина  $r_{ij}$  представляет расстояние от центра  $i$  – ой частицы до правой границы объема I.

Значения параметра  $r_{ij}$  для вышеперечисленных случаев записываются в следующем виде:

При  $i < j \leq n$  (частицы находятся в объеме I):

$$r_{ij} = (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 - 4a^2. \quad (3)$$

При  $n + 4 < j \leq 2n + 3$  (частица  $j$  из объема II):

$$r_{ij} = (x_i - x_j - L)^2 + (y_i - y_j)^2 - 4a^2. \quad (4)$$

При  $2n + 4 < j \leq 3n + 3$  (частица  $j$  из объема III):

$$r_{ij} = (x_i - x_j + L)^2 + (y_i - y_j)^2 - 4a^2. \quad (5)$$

При  $j = n + 1$  (столкновение с верхней стенкой)

$$r_{ij} = H - a - y_i. \quad (6)$$

При  $j = n + 2$  (столкновение с нижней стенкой):

$$r_{ij} = y_i - a. \quad (7)$$

При  $j = n + 3$  (переход центром тяжести частицы правой границы объема I):

$$r_{ij} = L - x_i. \quad (8)$$

Таким образом, с помощью индекса  $j$  указывается либо номер частицы, с которой может столкнуться  $i$  – ая частица, либо обозначается факт возможного контакта частицы с верхней (нижней) стенкой, или переход ее через правую

границу объема I.

Если на очередном шаге  $\Delta t$  произошла смена знака величины  $r_{ij}$ , то это означает, что на интервале  $\Delta t$  произошло столкновение  $i$ -ой частицы с другой частицей, верхней (нижней) стенкой или пересечение правой границы объема I. Далее производится уточнение момента времени контакта  $i$ -ой частицы с вышеуказанными объектами, выполняемое следующим образом. Используется разложение функции  $r_{ij}$  в окрестности точки  $t^*$  в ряд Тейлора, в котором удержаны три первых члена

$$r_{ij}(t) = r_{ij}(t^*) + \frac{dr_{ij}(t^*)}{dt} \delta t + \frac{d^2 r_{ij}(t^*)}{dt^2} \frac{(\delta t)^2}{2}, \quad (9)$$

где  $t^*$  - значение параметра времени перед последним приращением  $\Delta t$  в последовательности  $t, t + \Delta t, t + 2\Delta t \dots$ , после которого выражение для  $r_{ij}$  меняет знак;  $\delta t$  - приращение времени, отсчитываемое от  $t^*$ , соответствующее обращению в нуль  $r_{ij}$  из выражения (9);  $dr_{ij}(t^*)/dt$  и  $d^2 r_{ij}(t^*)/dt^2$  - коэффициенты в разложении (9), определяемые с помощью формул (3) - (8). В случае  $i < j \leq n$  эти коэффициенты имеют следующий вид:

$$\frac{dr_{ij}}{dt} = 2 [(v_{ix} - v_{jx})(x_i - x_j) + (v_{iy} - v_{jy})(y_i - y_j)]; \quad (10)$$

$$\frac{d^2 r_{ij}}{dt^2} = 2 \left[ \left( \frac{dv_{ix}}{dt} - \frac{dv_{jx}}{dt} \right) (x_i - x_j) + (v_{ix} - v_{jx})^2 + \left( \frac{dv_{iy}}{dt} - \frac{dv_{jy}}{dt} \right) (y_i - y_j) + (v_{iy} - v_{jy})^2 \right], \quad (11)$$

Где  $v_{ix}, v_{iy}, x_i, y_i, v_{jx}, v_{jy}, x_j, y_j$  определяются для  $i$ -ой и  $j$ -ой частицы по формулам [2] в момент времени  $t = t^*$ . Для остальных случаев формул (3) - (8) коэффициенты разложения (9) определяются аналогично. Промежуток времени  $\delta t$  от момента  $t^*$  до момента касания  $i$ -ой и  $j$ -ой частицы определяется из решения квадратного относительно  $\delta t$  уравнения

$$r_{ij}(t^*) + \frac{dr_{ij}(t^*)}{dt} \delta t + \frac{d^2 r_{ij}(t^*)}{dt^2} \frac{(\delta t)^2}{2} = 0. \quad (12)$$

Для  $t^* + \delta t$  по формулам (3.2) определяются значения  $x_i, y_i, x_j, y_j$  и подставляются в одну из формул (3) - (8). Если при этом  $|r_{ij}| > \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  - наперед заданное малое число, то в качестве очередного  $t^*$  принимается  $t^* + \delta t$  и расчет повторяется в соответствии с описанным алгоритмом до тех пор, пока  $|r_{ij}| \leq \varepsilon$ . В этом случае считается, что произошло установление мгновенного контакта  $i$ -ой частицы из объема I с  $j$ -ой частицей из объемов I, II, III, или с одной из стенок канала или достижение  $i$ -ой частицей правой границы объема I.

Компоненты скорости  $i$ -ой частицы  $v_{xi}$ ,  $v_{yi}$  и  $j$ -ой частицы  $v_{xj}$ ,  $v_{yj}$  (при  $j \neq n + 1, n + 2, n + 3$ ) изменяются в соответствии с [1] в зависимости от выполнения условия непроскальзывания [1] или при  $j = n + 1$  в соответствии с [2] в зависимости от выполнения условия непроскальзывания [2].

После столкновения  $i$ -ой частицы с другой частицей или с одной из стенок канала происходит скачкообразное изменение начальных параметров движения. Для следующего этапа движения принимаются новые начальные скорости ( $v_{0xi}$ ,  $v_{0yi}$ ,  $\omega_{0i}$ ) и начальный момент отсчета времени  $t_{0i}$ .

При проведении такого расчета движения частиц из объема I, отслеживаются средние по объему скорости частиц в моменты времени  $t$ ,  $t + \Delta t$ ,  $t + 2 \Delta t$ ,  $t + 3 \Delta t$ , ... и т.д. При этом  $\Delta t$  здесь и выше принимается таким, чтобы  $s_{cp} = v_{cp,x} \cdot \Delta t < 10^{-3} L$ . Промежуток времени до момента окончания расчета выбирается заранее достаточно большим, чтобы скорость  $v_{cp,x}$  и амплитуда скорости  $v_{cp,y}$  достигли стационарных значений.

В начальный момент времени предполагается, что частицы расположены в объеме I равномерно и  $v_{ix} = v_{iy} = \omega_i = 0$  для каждой  $i$ -ой частицы (см. рис. 2). Дальнейшее расположение частиц и векторы их скоростей приведены на рис. 3. После проведения интегрирования уравнений детерминированного движения ансамбля частиц в методе молекулярной динамики вычисляются параметры среды в целом. Это достигается путем осреднения параметров движения отдельных частиц по ансамблю частиц.

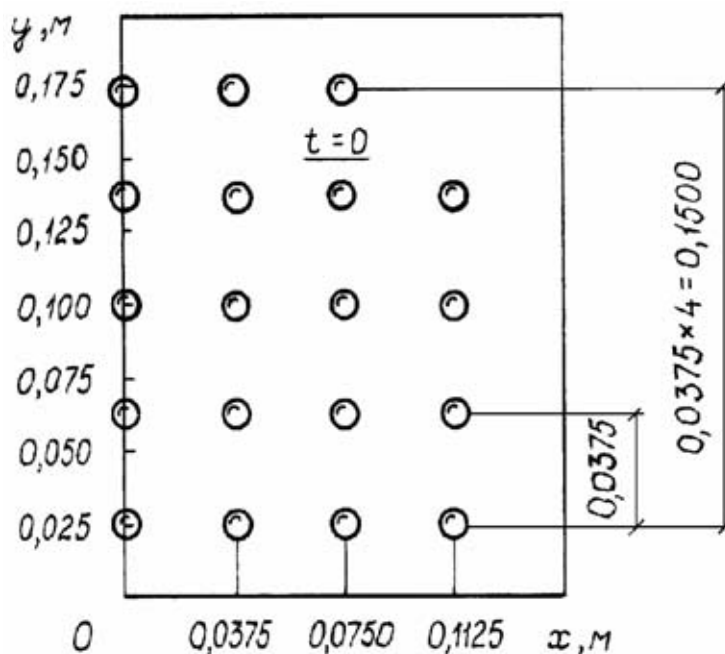


Рис. 2 – Частицы в контрольном объеме в начальный момент времени. Их дальнейшее расположение определяется действием сил: тяжести, Стокса, Магнуса-Жуковского

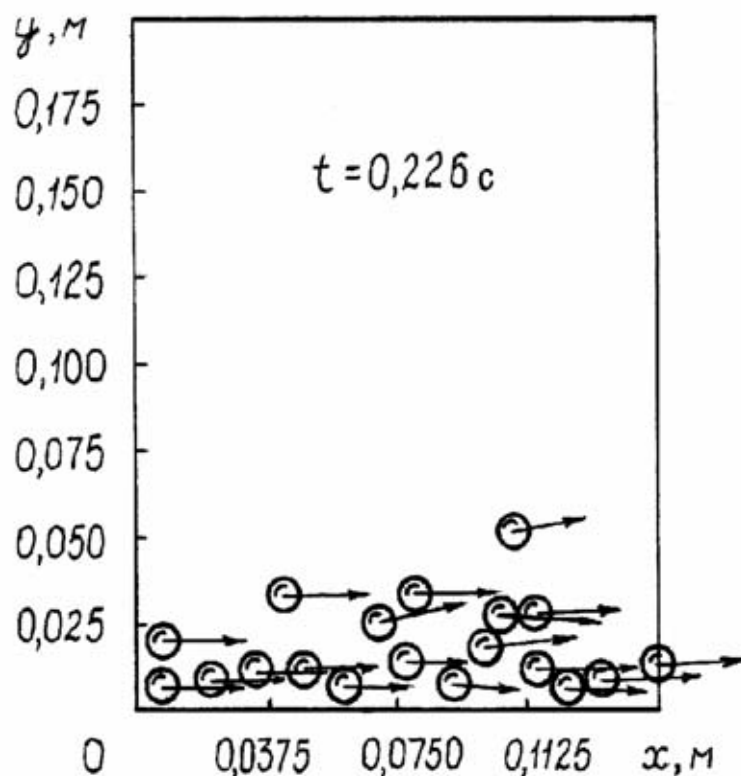


Рис. 3 – Расположение частиц в контрольном объеме через  $t = 0,226$  с. Стрелками указаны направления скоростей частиц.

Компоненты средней скорости частиц  $v_{cp,x}$ ,  $v_{cp,y}$  вдоль координатных осей определяются по формулам (13). Получив их в моменты времени  $t$ ,  $t + \Delta t$ ,  $t + 2\Delta t$ , ..., вычисляем средний путь контрольного объема вдоль оси  $x$

$$v_{cp,x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_{ix}, \quad v_{cp,y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_{iy} \quad (13)$$

$$x_{cp} = \sum_k v_{cp,x}^k \Delta t \quad (14)$$

где  $v_{cp,x}^k$  средняя скорость частиц в момент  $t_k = k\Delta t$ ,  $k = 1, 2, 3, \dots$

Зависимости величины средней скорости частиц вдоль осей  $x$  и  $y$  от времени  $t$  и от величины среднего пути  $x$  приведены на рис. 4 и 5, из которых видно, что средняя величина поперечной компоненты скорости частиц  $v_{cp,y}$  колеблется около 0, т.е. движение частиц в среднем происходит вдоль оси канала.



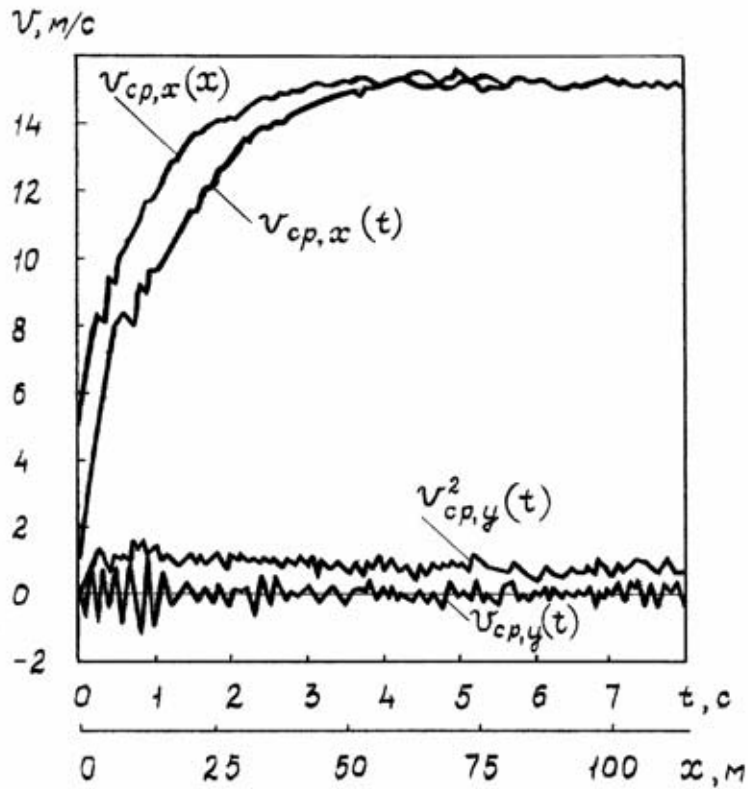


Рис. 4 – Изменение средних продольной ( $v_{cp,x}$ ) и поперечной ( $v_{cp,y}$ ) скоростей частиц, находящихся в контрольном объеме канала, в зависимости от времени ( $t$ ) и пройденного расстояния ( $x$ ). Движение частиц происходит под действием сил тяжести, Стокса, Магнуса-Жуковского.

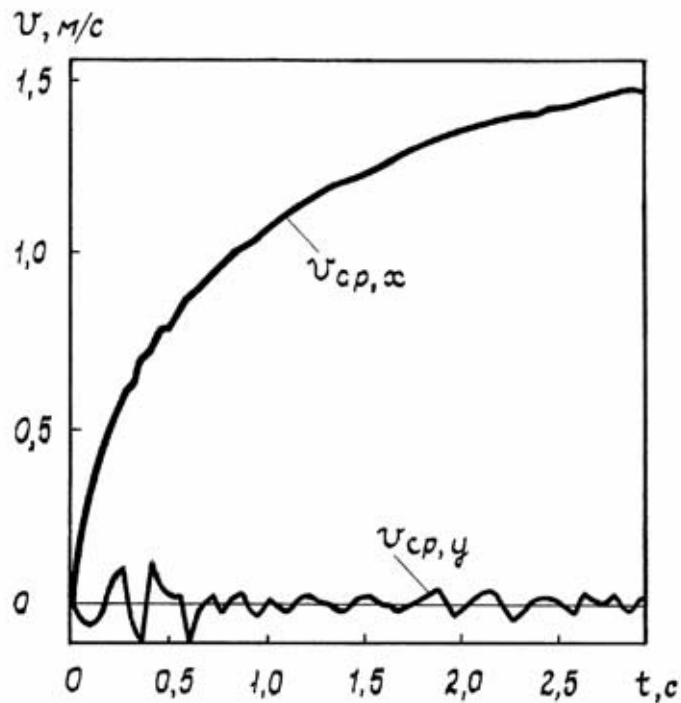


Рис. 5 – Изменение средних по ансамблю продольной ( $v_{cp,x}$ ) и поперечной ( $v_{cp,y}$ ) скоростей частиц контрольного объема в зависимости от времени на начальном его этапе.

Продольная компонента скорости частиц возрастает и приближается к среднему значению 15 м/с, не достигая при этом скорости газа  $u = 20$  м/с. Характер изменения компоненты скорости  $v_{cp,x}$  соответствует представлениям о процессе разгона частицы при пневмотранспортировании сыпучих материалов.

Изменение средней угловой скорости  $\omega_{cp}$  в зависимости от времени приведено на рис. 6. Средняя угловая скорость является отрицательной величиной, поскольку раскручивание частиц в основном осуществляется при ударах о нижнюю стенку и происходит по часовой стрелке. В начале движения угловая скорость колеблется с наибольшей амплитудой, так как имеют место удары без проскальзывания. В дальнейшем при ударах о стенку с проскальзыванием изменения угловой скорости становятся не такими резкими. Как видно для среднеквадратической угловой скорости (верхняя кривая на рис. 6) средняя линия графика идет с наклоном вверх, что свидетельствует о возрастании в среднем абсолютного значения угловой скорости вращения частиц, как по длине канала так и во времени.

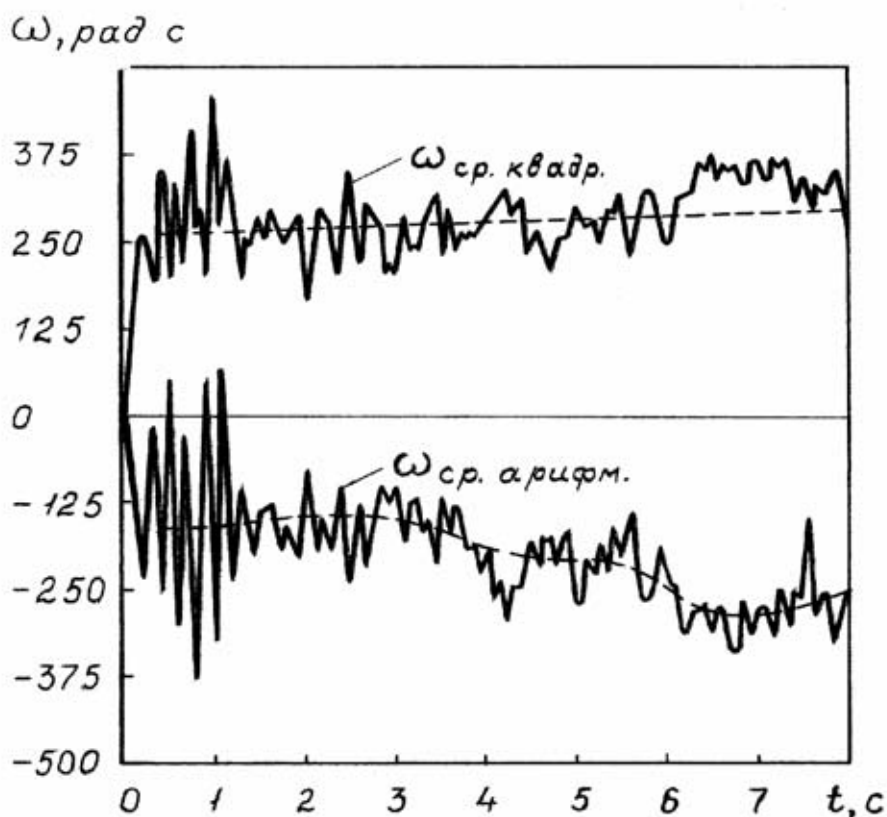


Рис. 6 - Изменение средних по ансамблю арифметического ( $\omega_{ср.арифм.}$ ) и квадратического ( $\omega_{ср.кв.др.}$ ) значений угловой скорости частиц контрольного объема в зависимости от времени

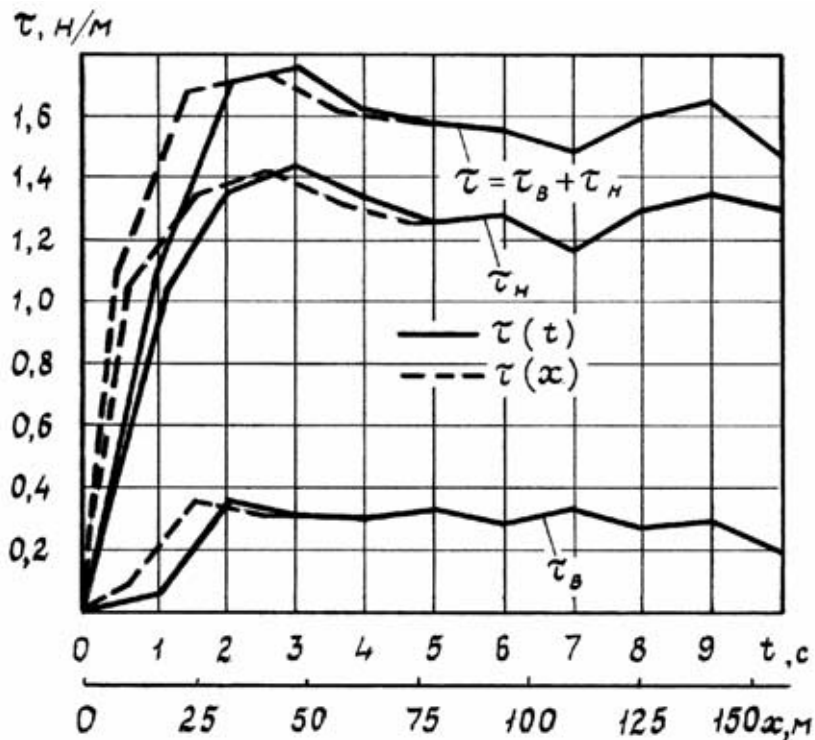


Рис. 7 - Изменение касательных напряжений на верхней ( $\tau_B$ ), нижней ( $\tau_H$ ) стенке и суммарных ( $\tau$ ) в зависимости от времени ( $t$ ) и пройденного расстояния ( $x$ ).

При столкновении частицы со стенкой компонента скорости частицы вдоль оси  $x$  меняется мгновенно от значения  $v_x^-$  до  $v_x^+$ . При этом на стенку передается касательный импульс  $m(v_x^- - v_x^+)$ , где  $m$  – масса частицы. Осреднением передаваемых на стенку импульсов за время  $\Delta T$ , подсчитываются, касательные напряжения на стенке канала.

$$\tau = \frac{\sum m(v_x^- - v_x^+)}{\Delta T \cdot L}. \quad (15)$$

Суммирование в (15) проводится по всем столкновениям за время  $\Delta T$ . Интервал времени  $\Delta T$  осреднения принимается равным  $\Delta T \sim 10^3 \cdot \Delta t$  на участке установившегося режима  $v_{cp,x}(t)$  (см. рис. 4).

Изменение касательных напряжений на верхней ( $\tau_B$ ), нижней ( $\tau_H$ ) стенке и суммарных ( $\tau$ ) в зависимости от пути ( $x$ ) и времени ( $t$ ) представлено на рис. 7. Поведение касательных напряжений свидетельствует о сложном характере движения частиц сыпучей среды и о колебаниях частиц поперек канала. Первый максимум касательных напряжений соответствует первоначальному оседанию частиц на дно трубопровода. В последующем после раскручивания частиц они под действием силы Магнуса-Жуковского начинают отрываться от нижней стенки и касательные напряжения уменьшаются

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волошин А.И., Пономарёв Б.В., Кордюк О.Л. Кинематика столкновения частиц сыпучего материала при пневмотранспортировании. // Сб. «Геотехническая механика», 2001, вып. 30, с. 182-190.
2. Волошин А.И., Пономарёв Б.В., Кордюк О.Л. Движение частиц сыпучего материала по нижней стенке и с ударами об обе стенки в потоке сжатого воздуха по горизонтальному трубопроводу // Сб. «Геотехническая механика», 2003, вып. 47, с. 130-140.
3. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973. – 847 с.
4. Хеерман Д.В. Методы компьютерного эксперимента в теоретической физике. М.: Наука, 1980. – 170 с.
5. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987
6. Цибаров В.А. Кинетический аналог ячеечной схемы // Вестн. Ленингр. ун-та. Математика, механика, астрономия. – 1982. – С. 35.
7. Поттер Д. Вычислительные методы в физике. М.: Мир, 1975. – 392 с.
8. Tanaka T., Tsuji Y. Numerical simulation of gas-solid two-phase flow in a vertical pipe: on the effect of inter-particle collision // The American Society of Mechanical Engineers, 1991, v. 21, p. 123-128.

## УДК 624. 131

Д-р техн. наук, проф. О.М. Пшінько (ДІТ),  
 М.Д. Костюк (ЗАТ "Укрзалізниця"),  
 д-р техн. наук, проф. В.Д. Петренко,  
 с.н.с. С.В. Цепак, д-р техн. наук С.В. Мямлін (ДІТ)

### ОСНОВИ УПРАВЛІННЯ ЗЕМЛЯНИМ ТРАНСПОРТНИМ ПОЛОТНОМ

Приведена возможность применения теории управления к анализу грунтов и расчетам земляного транспортного полотна, выявлены закономерности появления места изменения напряжений внутри земполотна.

### THE FUNDAMENTALS OF CONTROLS EARTHEN RAIL TRANSPORT

In article has been given the possibility employment of the controls theory in analysis of soils and calculation of railway bed has been established the law of the appearance place change in its middle.

Аналіз впровадження швидкісного руху на перегоні Дніпропетровськ-П'ятихатки довів складність урахування усіх факторів, які виникають при оцінці надійності земполотна, що обумовлює спрощені підходи до нормативної документації для проектування. Однак розгляд цього напрямку в науково-практичній роботі є необхідним, оскільки збільшення швидкості рухомого складу залізниць може зрости однозначно з розвитком пропускнув спроможності. При цьому також слід врахувати, що всі наукові дослідження земляного полотна-споруди проводились без урахування розвитку та формування напрямків на основі не достатньо розробленої на даний термін теорії управління земполотном в нових умовах. В даному випадку перш за все необхідно розглядати його як систему, у якій під впливом статичного та динамічного навантаження високого рівня утворюються дефекти типу тріщин.

Розглядаючи проблему стійкості земполотна температура ґрунтів якого [1-5] різко не змінюється і використовуючи відкриття № 78 та № 151 [4,5], можливо зробити висновок, що при руйнуванні твердого земляного полотна як суцільного твердого тіла створення кожної тріщини приводить до виділення енергії  $W$ , накопиченої у навантаженому тілі. При  $W > 0$  створення тріщини виступає