

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСЛОВИЙ РАВНОВЕСИЯ СЛОЕВ ЖИДКОСТИ
В КВАДРАТНОЙ ЯЧЕЙКЕ СИТА ГРОХОТА**

У статті розглянуто рівновагу шару рідини у квадратній чарунці сита грохота. Приведено випадки коли рідина змочує та не змочує чарунку сита. Визначено вплив перепаду на рівноважний стан меніску у чарунці

**DETERMINATION OF LIQUID LAYERS EQUILIBRIUM TERMS
IN SQUARE CELL OF SCREEN SIEVE**

The equilibrium of liquid's layers in the square cell of the screen sieve has been analyzed in the article. There are represented cases when a liquid moistens or does not moisten the sieve cell. It has been determined the influence of pressure difference on the equilibrium state of meniscus in the cell

Введение

Процесс классификации горной массы тонких классов крупности в большинстве случаев связан с процессом обезвоживания. Наличие жидкости в горной массе влияет на выбор параметров грохота и эффективность грохочения. Поэтому возникла необходимость определения и изучения условий равновесия слоев жидкости в ячейке сита грохота.

Целью исследований является определение: условий равновесия слоя жидкости в квадратной ячейке сита грохота; влияния перепада давления на равновесие мениска жидкости в ячейке.

В предыдущих работах рассмотрены условия равновесия жидкости в круглой ячейке сита грохота [1, 2], где было показано, что капиллярными силами в ячейке удерживаются значимые по величине массы жидкости. Однако, грохота для тонкой классификации, как правило, имеют ячейки квадратного сечения. Для изучения равновесия слоя жидкости в ячейке воспользуемся теорией Лапласа [3], устанавливающей взаимосвязь силовых характеристик на границе поверхности с ее кривизной. Общее выражение для средней кривизны поверхности в декартовой системе координат определяется из уравнения, которое получено из уравнений дифференциальной геометрии [4]

$$\frac{1}{R} = \left(1 + \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)^2 \right)^{-3/2} \cdot \left\{ \left[1 + \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial y} + \left[1 + \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right\}, \quad (1)$$

где x, y – система координат; h – поверхность.

Далее рассмотрены задачи, подобные решенным в [1, 2] для осесимметричного случая. Для получения качественных зависимостей и понимания процесса

введено упрощение – отброшены нелинейные члены в выражении (1). Это значительно упрощает задачу и дает возможность получения простых выражений, удобных для анализа.

1. Несмачивающая поверхность сита жидкость. Толстый слой. Уравнение для поверхности жидкости, опирающейся на волокно (рис. 1) прямоугольной ячейки, имеет следующий вид

$$h''_{xx} + h''_{yy} = \frac{\rho g}{\sigma} (H - h) , \quad (2)$$

где ρ – плотность жидкости; σ – коэффициент поверхностного натяжения; H – высота столба жидкости; g – ускорение свободно падающего тела; штрих означает производную по координате, соответствующую нижнему индексу.

Граничными условиями для уравнения (3) являются следующие выражения:

$$\text{при } x = y = 0 \quad h'_x = h'_y = 0 ,$$

$$\text{при } x = y = L - \text{Sin}\beta \cdot R_w \quad h = \text{Cos}\beta \cdot R_w , \quad h'_x = h'_y = \text{tg}\gamma , \quad (3)$$

где L – полуширина ячейки; R_w – радиус волокна; β – угол, показанный на рис. 1.

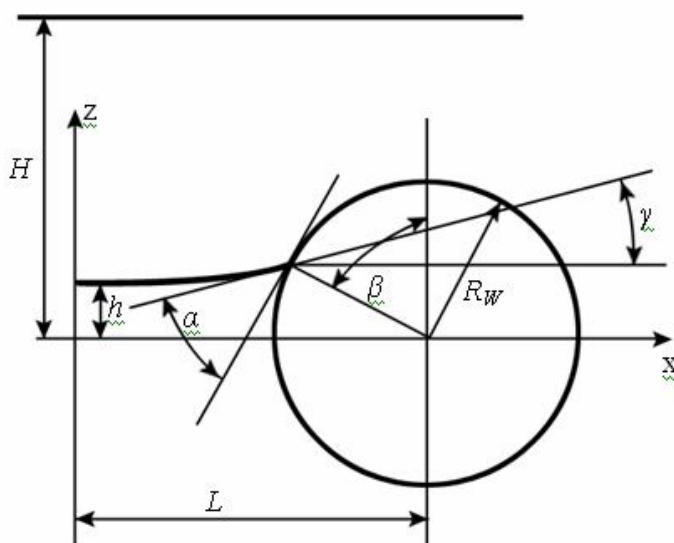


Рис.1 – Расчетная схема равновесия слоя несмачивающей поверхности сита жидкости в ячейке капиллярной сетки

Из рис. 1 следует, что угол $\gamma = \beta - \alpha$ ($\alpha = 180 - \theta$, θ – краевой угол смачивания), тогда

$$\text{tg}\gamma = \frac{\text{Sin}\beta - \text{tg}\alpha \cdot \text{Cos}\beta}{\text{Cos}\beta + \text{tg}\alpha \cdot \text{Sin}\beta} . \quad (4)$$

Введены следующие безразмерные координаты $\xi = \frac{x}{L - \text{Sin}\beta R_w}$,

$\eta = \frac{y}{L - \text{Sin}\beta R_w}$, уравнение (2) имеет вид

$$h''_{\xi\xi} + h''_{\eta\eta} = \text{Bo} \left(1 - \text{Sin}\beta \frac{R_w}{L} \right)^2 (H - h) + F. \quad (5)$$

где L – полуширина ячейки; R_w – радиус волокна; $\text{Bo} = \frac{\rho g L^2}{\sigma}$ – число Бонда; β – угол, показанный на рис. 1.

В величину F входят все производные по углу β от ξ и η , образующиеся в результате перехода к безразмерным величинам. Принято, что $\text{Bo} \ll 1$, поэтому в рамках первого приближения функцией F можно пренебречь, т.к. она по порядку $\sim \text{Bo}^2$.

Раскладывая решение в ряд по малому параметру Bo и ограничиваясь первым приближением, из уравнения (3) получено простое решение вида

$$h = R_w \text{Cos}\beta_0 + \frac{1}{4} \text{Bo} (R_w \text{Cos}\beta_0 - H_0) \left(1 - \text{Sin}\beta_0 \frac{R_w}{L} \right)^2 [1 - (\xi^2 + \eta^2)], \quad (6)$$

при этом, согласно граничным условиям (4) и (5), выполняется равенство

$$\frac{1}{2} \text{Bo} \frac{R_w}{L} \left(\frac{H_0}{R_w} - \text{Cos}\beta_0 \right) \left(1 - \text{Sin}\beta_0 \frac{R_w}{L} \right) = \frac{\text{Sin}\beta_0 - \text{tg}\alpha \cdot \text{Cos}\beta_0}{\text{Cos}\beta_0 + \text{tg}\alpha \cdot \text{Sin}\beta_0}. \quad (7)$$

Таким образом, получено

$$\frac{H_0}{R_w} = \text{Cos}\beta_0 + 2\text{Bo}^{-1} \frac{L}{R_w} \left(1 - \text{Sin}\beta_0 \frac{R_w}{L} \right)^{-1} \frac{\text{Sin}\beta_0 - \text{tg}\alpha \cdot \text{Cos}\beta_0}{\text{Cos}\beta_0 + \text{tg}\alpha \cdot \text{Sin}\beta_0}, \quad (8)$$

$$\frac{h(0,0)}{R_w} = \text{Cos}\beta_0 - \frac{1}{2} \left(\frac{L}{R_w} - \text{Sin}\beta_0 \right) \frac{\text{Sin}\beta_0 - \text{tg}\alpha \cdot \text{Cos}\beta_0}{\text{Cos}\beta_0 + \text{tg}\alpha \cdot \text{Sin}\beta_0}. \quad (9)$$

В этих выражениях индекс "0" указывает, что в решениях используются значения соответствующих величин в нулевом приближении, при этом угол β_0 отсчитывается в плоскостях симметрии, т.е. при $x = 0$ или $y = 0$.

2. Смачивающая поверхность сита жидкость. Толстый слой. Положение слоя жидкости в ячейке показано на рис. 2.

Опуская все промежуточные выкладки, которые аналогичны сделанным выше, получены следующие выражения для высоты слоя жидкости и нижней точки мениска

$$\frac{H_0}{R_w} = \cos\beta_0 + 2Bo^{-1} \frac{L}{R_w} \left(1 - \sin\beta \frac{R_w}{L}\right)^{-1} \frac{\sin\beta_0 + \operatorname{tg}\alpha \cdot \cos\beta_0}{\cos\beta_0 - \operatorname{tg}\alpha \cdot \sin\beta_0}, \quad (10)$$

$$\frac{h(0,0)}{R_w} = \cos\beta_0 - \frac{1}{2} \left(\frac{L}{R_w} - \sin\beta_0 \right) \frac{\sin\beta_0 + \operatorname{tg}\alpha \cdot \cos\beta_0}{\cos\beta_0 - \operatorname{tg}\alpha \cdot \sin\beta_0}, \quad (11)$$

где $\alpha = \theta$.

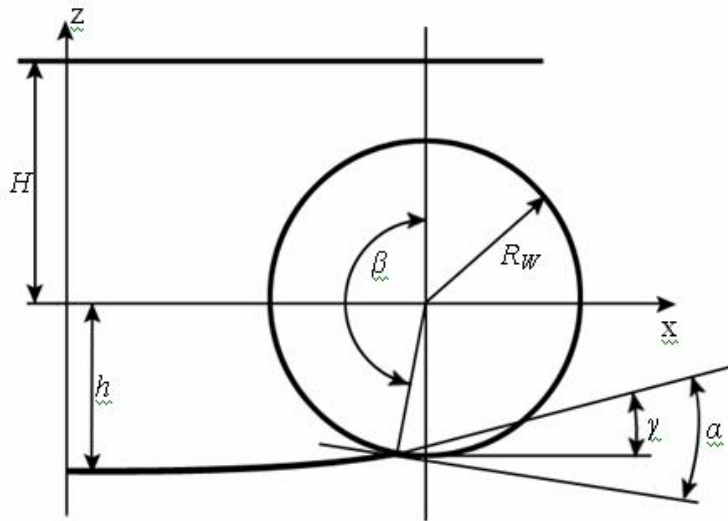


Рис.2 – Расчетная схема равновесия слоя жидкости смачивающей поверхность сита в ячейке капиллярной сетки

Для определения влияния смачиваемости жидкости на рис. 3-6 показаны кривые, характеризующие высоты слоев и опускания мениска в точке $\xi = \eta = 0$. Расчеты проведены для случая, когда $L = 75 \cdot 10^{-6}$ м, $R_w = 50 \cdot 10^{-6}$ м, $\operatorname{tg}\alpha = 1$ как для смачиваемой, так и для несмачиваемой поверхности, $Bo = 0.000766$. На рис. 3 и 4 показаны зависимости H_0/R_w и $h(0,0)/R_w$ для несмачивающей жидкости (уравнения (8), (9)) от угла β_0 . Из рисунков следует, что для $\beta_0 < 40^\circ$ решение нефизично. С некоторого значения угла H_0/R_w становится больше единицы и далее с его увеличением начинает монотонно расти. В районе $\beta_0 \approx 120^\circ$ крутизна изменения H_0/R_w начинает резко увеличиваться и кривая уходит вверх.

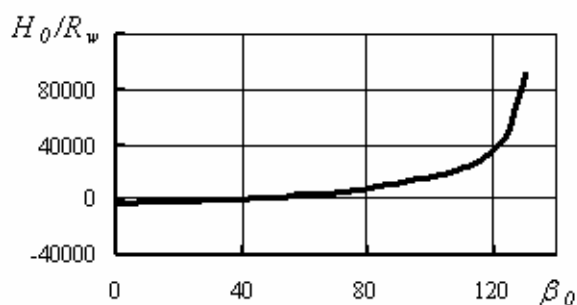


Рис.3 – Высота слоя несмачивающей поверхности сита жидкости ($\alpha=45^\circ$) в ячейке при различных β_0

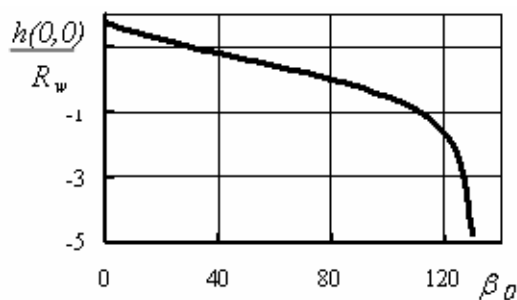


Рис.4. – Нижняя точка мениска несмачивающей поверхности сита жидкости ($\alpha=45^\circ$) в ячейке при различных β_0

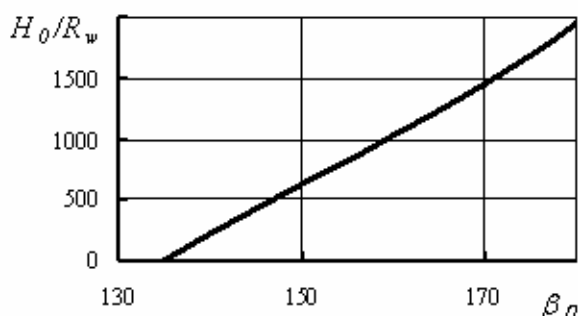


Рис.5 – Высота слоя смачивающей поверхности сита жидкости ($\alpha= 45^\circ$) в ячейке при различных β_0

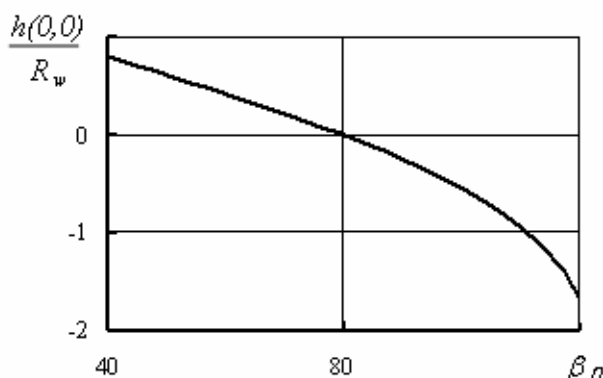


Рис.6. – Нижняя точка мениска смачивающей поверхности сита жидкости ($\alpha= 45^\circ$) в ячейке при различных β_0

При этих же значениях нижняя точка мениска начинает уходить сильно вниз, так что к 130° она опускается до -5. В этой области наступает неустойчивость слоя, и он разрушается с образованием капель. Определение условий неустойчивости – задача довольно сложная и требует отдельного рассмотрения. Если принять, что мениск сохраняет устойчивость до того момента, пока $\frac{h(0,0)}{R_w} \leq 1$, то это соответствует примерно 110° и тогда $\frac{H_0}{R_w} \approx 20000$. Для смачивающей жидкости аналогичные кривые показаны на рис. 5, 6 (уравнения (10), (11)). Здесь физическая часть кривой начинается для $\beta_0 > 136^\circ$. Далее, с ростом угла, кривая растет по близкому к линейному закону, достигая значения ≈ 2000 . Нижняя часть мениска (рис. 6) также по близкому к линейному закону опускается до значения -1.75. Из этих рисунков видно, что слой для несмачивающей жидкости (при формальном равенстве углов смачивания и несмачивания) на порядок выше, чем для смачивающей. Это указывает на то, что сетка из несмачиваемого материала может удерживать довольно большое количество жидкости. Однако это относится к начальному моменту, пока слой находится в устойчивом состоянии. При потере устойчивости несмачиваемая сетка практически не удерживает жидкость, а по мере уменьшения высоты слоя жидкости вновь возникают условия для его удержания. Для смачивающей жидкости из рассмотренного примера хорошо виден предел роста слоя. Он определяется

геометрическим условием. Точка $\beta_0 \approx 180^\circ$ в данной задаче является предельной. Здесь возникает другого рода неустойчивость слоя – слияние его с соседним по ячейке слоем и возникновение сплошной пленки под сеткой.

Кроме рассмотренных выше случаев смачиваемая жидкость может образовывать другие слои, которые также могут влиять на технологический процесс. Такими слоями могут быть тонкие пленки в ячейке.

3. Смачивающая поверхность сита жидкость. Тонкая пленка в ячейке [5]. В случае тонкой пленки смачивающей жидкости (рис. 7) существует две свободные поверхности – верхняя и нижняя.

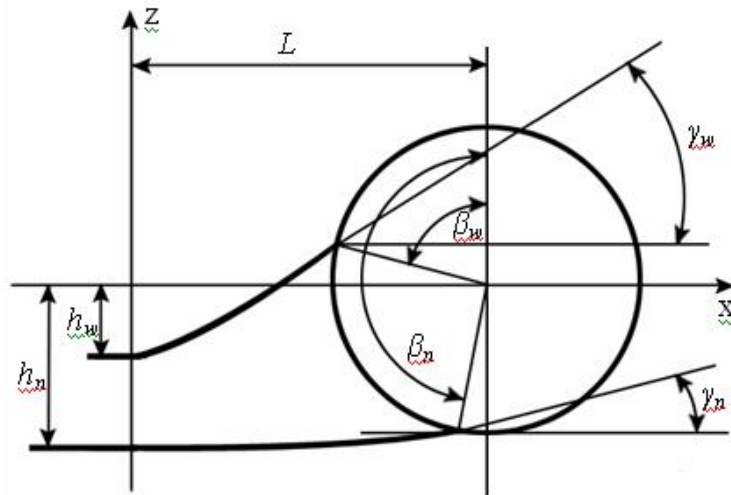


Рис. 7. – Расчетная схема равновесия узкого слоя смачивающей поверхность сита жидкости в ячейке капиллярной сетки

Далее рассмотрена задача о статическом положении такой пленки при различных перепадах давления. В этом случае уравнения имеют следующий вид

$$\left(h_{wxx}'' + h_{wyy}''\right) - \frac{\rho g}{\sigma} \left(h_w + \frac{p_w - p_0}{\rho g}\right) = 0, \quad (12)$$

$$\left(h_{nxx}'' + h_{nyy}''\right) + \frac{\rho g}{\sigma} \left(h_n + \frac{p_n - p_0}{\sigma}\right) = 0, \quad (13)$$

где индексы ‘w’ и ‘n’ обозначают верхнюю и нижнюю поверхности, p_w , p_n , p_0 – давления, соответственно сверху над пленкой, снизу под пленкой и в ячейке в нулевой плоскости. При сравнении последних уравнений с уравнением (2) видно, что перепады давления в (12) и (13) играют роль высоты слоя H . Принимая все те же допущения, что и выше и проведя аналогичные преобразования, получены следующие выражения для перепадов давления

$$\frac{1}{2} Bo \frac{R_w}{L} \left(\cos \beta_{w0} + \frac{p_w - p_0}{\rho g R_w} \right) \left(1 - \sin \beta_{w0} \frac{R_w}{L} \right) = \frac{\sin \beta_{w0} - \operatorname{tg} \alpha \cdot \cos \beta_{w0}}{\cos \beta_{w0} + \operatorname{tg} \alpha \cdot \sin \beta_{w0}}, \quad (14)$$

$$\frac{1}{2} Bo \frac{R_w}{L} \left(\cos \beta_{n0} + \frac{p_n - p_0}{\rho g R_w} \right) \left(1 - \sin \beta_{n0} \frac{R_w}{L} \right) = - \frac{\sin \beta_{n0} + \operatorname{tg} \alpha \cdot \cos \beta_{n0}}{\cos \beta_{n0} - \operatorname{tg} \alpha \cdot \sin \beta_{n0}}. \quad (15)$$

Исключая из этих выражений p_0 , получена следующая формула для определения перепада давления в зависимости от положения пленки в ячейке

$$\frac{p_w - p_n}{\rho g R_w} = -(Cos\beta_{w0} - Cos\beta_{n0}) + 2Bo^{-1} \frac{L}{R_w} \cdot \left[\left(1 - Sin\beta_{w0} \frac{R_w}{L}\right)^{-1} \frac{Sin\beta_{w0} - tg\alpha \cdot Cos\beta_{w0}}{Cos\beta_{w0} + tg\alpha \cdot Sin\beta_{w0}} + \left(1 - Sin\beta_{n0} \frac{R_w}{L}\right)^{-1} \frac{Sin\beta_{n0} + tg\alpha \cdot Cos\beta_{n0}}{Cos\beta_{n0} - tg\alpha \cdot Sin\beta_{n0}} \right] \quad (16)$$

С целью определения максимальной величины перепада, положено $\beta_{n0} = \pi$, тогда

$$\frac{p_w - p_n}{\rho g R_w} = -(1 + Cos\beta_{w0}) + 2Bo^{-1} \frac{L}{R_w} \cdot \left[\left(1 - Sin\beta_{w0} \frac{R_w}{L}\right)^{-1} \frac{Sin\beta_{w0} - tg\alpha \cdot Cos\beta_{w0}}{Cos\beta_{w0} + tg\alpha \cdot Sin\beta_{w0}} + tg\alpha \right]. \quad (17)$$

Для соответствующих углов найдены также нижние точки поверхностей

$$\frac{h_w(0,0)}{R_w} = Cos\beta_{w0} - \frac{1}{2} \left(\frac{L}{R_w} - Sin\beta_{w0} \right) \frac{Sin\beta_{w0} - tg\alpha \cdot Cos\beta_{w0}}{Cos\beta_{w0} + tg\alpha \cdot Sin\beta_{w0}}, \quad (18)$$

$$\frac{h_n(0,0)}{R_w} = Cos\beta_{n0} - \frac{1}{2} \left(\frac{L}{R_w} - Sin\beta_{n0} \right) \frac{Sin\beta_{n0} + tg\alpha \cdot Cos\beta_{n0}}{Cos\beta_{n0} - tg\alpha \cdot Sin\beta_{n0}}. \quad (19)$$

При $\beta_{n0} = \pi$ $\frac{h_n(0,0)}{R_w} = -\left[1 + \frac{1}{2} \frac{L}{R_w} tg\alpha\right]$, что для рассмотренных размеров составляет значение -1.75. На рис. 8, 9 приведены кривые $\frac{\Delta p}{\rho g R_w}$ и $\frac{h(0,0)}{R_w}$ в зависимости от β_{w0} . Из расчетов следует, что перепад давления между верхней стороной ячейки и нижней приводит к тому, что пленка, искривляясь, занимает соответствующее положение, удерживающее этот перепад.

Когда нижняя поверхность пленки займет предельное положение ($\beta_{n0} = \pi$), положение верхней поверхности зависит от объема слоя, который однозначно связан с β_{w0} . На рис. 9 показано опускание нижней части верхнего мениска при $\beta_{n0} = \pi$ для различных углов β_{w0} . Соответствующее изменение перепада давления на поверхностях показано на рис. 8. Из него видно, что величина перепада довольно быстро растет. Его рост продолжается до того момента, когда нижняя часть верхнего мениска не достигнет предельной величины для нижнего мениска. Это соответствует значению угла $\beta_{w0} \approx 120^\circ$. В реальности, конечно, такое приближение менисков приводит к неустойчивости пленки и ее разрыву. Момент разрыва наступает значительно раньше, чем указанное значение угла β_{w0} . Если использовать максимальное значение, показанное на графике для перепада

да давления, то получим оценку перепада $\Delta p \approx 7350 \text{ Н/м}^2$, эта величина по аналогии с высотой слоя из предыдущих задач соответствует значению $H_0/R_w \approx 15000$. Таким образом, узкий слой является достаточно прочным, чтобы выдерживать значительные перепады давлений и, соответственно, воздействие больших нагрузок.

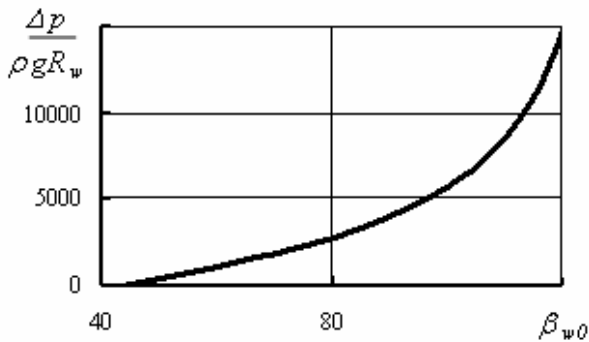


Рис.8. – Перепад давления тонкого слоя смачивающей поверхности сита жидкости ($\alpha=45^\circ$) в ячейке при различных углах β_{w0} ($\beta_{w0} = 180^\circ$)

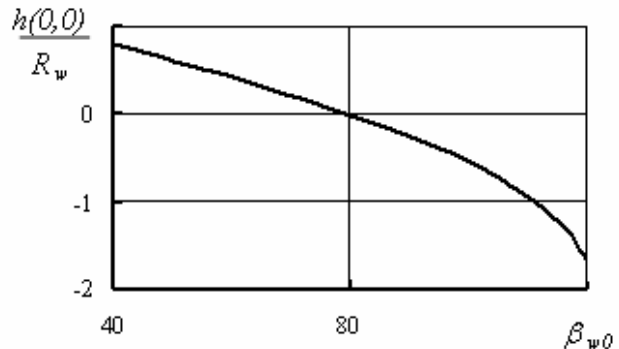


Рис.9. – Нижняя точка мениска тонкого слоя смачивающей поверхности сита жидкости ($\alpha= 45^\circ$) в ячейке при различных β_{w0} ($\beta_{w0} = 180^\circ$)

Выводы.

1. Полученные аналитические решения распространяются на очень малые значения числа Бонда, которые, однако, имеют место в теории капиллярных явлений в реальных ячейках.
2. Полученные оценки качественно характеризуют состояния статических и медленно изменяющихся слоев жидкости в квадратных ячейках.
3. Найденные значения указывают на то, что силовые воздействия ячеек на слои довольно значительные. Это в большой степени связано с идеализацией поставленных задач и с приближенным их решением.
4. Из анализа полученных решений следует, что сетки из несмачиваемого волокна, оказывают более сильное воздействие на слои жидкости, т.е. могут выдерживать более высокие значения давлений.
5. Для смачиваемых волокон, имеется два варианта слоев, из которых узкий слой оказывается более прочным и может выдерживать значительные внешние нагрузки.

Полученные результаты могут найти применение при изучении различных этапов технологического процесса обезвоживания сыпучих материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елисеев В.И. Равновесные слои жидкости в капиллярной ситовой ячейке / В.И. Елисеев, В.И. Луценко, В.П. Надутый, И.П. Хмеленко // Геотехническая механика: Межвед. сб. научн. трудов ИГТМ НАН Украины.– Днепропетровск.– 2008.– Вып.74.– С. 44–54.
2. Надутый В.П. Результаты исследования равновесного состояния жидкости в ячейке сита обезвоживающего грохота / В.П. Надутый, В.И. Елисеев, В.И. Луценко, И.П. Хмеленко // Вібрації в техніці та технологіях. Всеукраїнський науково – технічний журнал.– 2009.– № 3(55).– С. 77–80.
3. Финн Р. Равновесные капиллярные поверхности. Математическая теория. – М.: Мир, 1989.– 312 с.
4. Смирнов В.И. Курс высшей математики, т.2.– М.: Наука, 1974.– 656 с.

5. Надутый В.П. Определение равновесного состояния тонкого слоя смачивающей жидкости в квадратной ячейке сита грохота / В.П. Надутый, В.И. Елисеев, В.И. Луценко, И.П. Хмеленко // Вісник ХПІ. – Харьков, 2010 – № 66. – С.3-7.

УДК 622.324.5: 532.5.013: 621.5: 622.831.325.3.016.25

П.Е. Филимонов, к.т.н.;
Б.В. Бокий, д.т.н.;
И.А. Ефремов, к.т.н.
(АП "Шахта им. А.Ф.Засядько");
А.С. Пригунов, д.т.н. (ГВУЗ «НГУ»);
К.К. Софийский, д.т.н.;
Р.А. Агаев, вед. инж.
(ИГТМ НАН Украины)

**ДОБЫЧА МЕТАНА УГОЛЬНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ПУТЕМ
ПРИМЕНЕНИЯ ПНЕВМОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО
И ПНЕВМОДИНАМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ
ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ДЕГАЗАЦИОННЫЕ СКВАЖИНЫ
НА УГЛЕПОРОДНЫЙ МАССИВ**

Розглянуто проблеми та перспективи газовиділення метана через поверхневі дегазаційні свердловини (ПДС) при застосуванні пневмогідродинамічної та пневмодинамічної дії. Викладені результати експериментальних робіт на ОП «Шахта ім. А.Ф. Засядька» при застосуванні цих способів на підроблений і непідроблений масиви. Встановлено принципіальна можливість видобутку метана та встановлені умови декольматації присвердловинної зони, а також тривалого стійкого газовиділення через ПДС з вуглепородного масиву

**PRODUCTION OF METHANE OF COAL DEPOSITS
APPLICATIONS OF PNEUMOHYDRODYNAMIC
AND PNEUMODYNAMIC INFLUENCE THROUGH SURFACE
METHANE DRAINAGE BOREHOLES ON MINING A MASSIF**

Problems and outlooks of a gas emission of methane through surface methane drainage boreholes with application pneumohydrodynamic and pneumodynamic affecting are reviewed. Results of the experimental operations on rent company «Mine of A.F.Zasjadko» on application pneumohydrodynamic and pneumodynamic affecting on the snubed and not snubed massifs are stated. It is erected the basic possibility of extraction of methane and requirements demudding around surface methane drainage boreholes zones, and also the long-term inconvertible gas emission through surface methane drainage boreholes from mining a massif are instituted

В настоящее время современное состояние энергетической безопасности Украины находится не на благополучном уровне. На протяжении последних лет, все больше обостряется ситуация с энергетическими природными ресурсами. Одним из способов достижения энергетической независимости Украины является добыча метана угольных месторождений.

Исходя из выше сказанного, Верховная Рада приняла законопроект №1123 "О газе (метан) угольных месторождений". Законопроект определяет правовые