

В.П. Надутый, д.т.н.,
В.И. Елисеев, к.ф.-м.н.,
В.И. Луценко, к.т.н.
(ИГТМ НАН Украины)

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОПУСКАНИЯ СЛОЯ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Запропоновано математичну модель гравітаційного витікання шару рідини з капілярно-пористого сипкого матеріалу. Розглянуто взаємодію суцільного шару, плівки що стікає і стикової рідини. В результаті чисельних розрахунків визначено закономірності опускання і обсяг залишкової рідини в залежності від характеристик сипучого середовища

MATHEMATICAL MODEL OF THE LOWERING LAYER OF FLUID IN POROUS MEDIUM

The mathematical model of a gravitational effluence of a layer of a liquid from a capillary-porous granular material is offered. Interaction of the continuous layer, a flowing down film and a butt liquid is considered. Laws of lowering and обьем a residual liquid depending on characteristics of the capillary-porous granular material are defined by means of numerical calculations

Процесс обезвоживания является важным технологическим звеном в цепи обработки горной массы, которая представляет собой полидисперсную среду с широким диапазоном, как геометрических параметров, так и физико-химических. Сам процесс обезвоживания также состоит из нескольких стадий, обусловленных различным взаимодействием жидкости с твердым каркасом. Из литературы известно [1, 2], что вся вода в дисперсных средах подразделяется на свободную, капиллярную и связанную. Одной из серьезных проблем в процессе обезвоживания является первая стадия – максимально освободиться от свободной и капиллярной воды, для чего рудная масса подается на грохота, где она подвергается вибрации, в результате чего из порового пространства вытекает значительная часть воды. Однако, даже при значительных энергетических затратах в поровом пространстве остается сравнительно большой обьем капиллярной жидкости. В результате этого представляет научный интерес задача по определению остаточной массы воды в дисперсной среде, как в необработанной спокойной пористой среде, так и в среде прошедшей вибрационную обработку.

В данной работе описана математическая модель, раскрывающая процесс опускания слоя жидкости в неподвижной монодисперсной среде. В серии работ авторов показана роль капиллярных сил при опускании слоев жидкости в капиллярных трубках [3, 4]. В целом она сводится к тому, что к концу движения внизу капиллярной трубки образуется небольшой слой, который удерживается капиллярной силой. По стенке же капилляра со временем стекает жидкость, которая, ввиду вязких сил запаздывает относительно мениска и образует тонкую пленку. В дисперсной среде ввиду сложной геометрии пространства и значительной внутренней смачиваемой поверхности роль пленок в начальной стадии опускания может увеличиваться. Кроме того, помимо пленок на стыках частиц образуются перетяжки, которые могут оказаться в устойчивом состоянии и не

участвовать в дальнейшем движении слоя. Эти дополнительные физические факторы делают задачу о начальной стадии обезвоживания интересной и актуальной.

В связи с этим разделим всю область течения на две части: первая определяется высотой слоя H , где жидкость является сплошной дисперсионной средой, и вторая, находящаяся выше слоя и которая в данной математической модели представляется в виде двух тонких слоев: неподвижного и своеобразной пленки текущей жидкости.

Движение мениска

Примем, что в нашем случае связной воды нет, поэтому движение жидкости определяется силами тяжести, вязкими силами и капиллярными. Однако при этом примем также, что высота слоя H определяет сплошную дисперсионную среду, заполняющую все поровое пространство и движущуюся согласно законам фильтрации. Выше этого слоя находится вода, которая обволакивает частицы тонкой пленкой, стекающей частично по топологически сложной поверхности, а частично остающейся в виде перетяжек между частицами. Попытка учета этих областей приводит к следующему представлению течения, показанному на рис.1. А – В. На рис. 1. А схематично показан сплошной слой жидкости, для описания движения которого можно использовать следующие уравнения

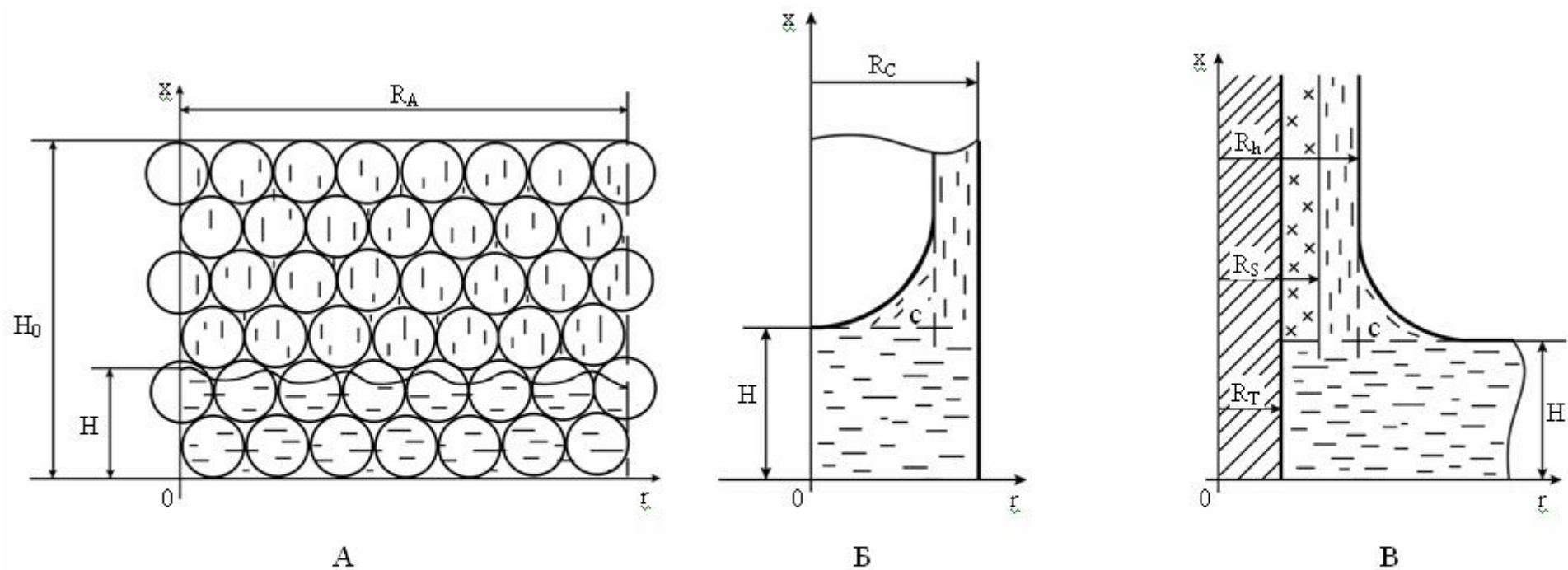
$$\frac{\partial r \varepsilon u}{\partial x} + \frac{\partial r \varepsilon v}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = -\varepsilon \frac{dp}{dx} - \varepsilon \rho g - f, \quad (2)$$

где t - время; x, r - система координат; ρ - плотность жидкости; u - скорость жидкости; p - давление; g - ускорение свободно падающего тела; ε - порозность слоя, f - сила сопротивления на единицу объема.

Первое уравнение является уравнением неразрывности (порозность слоя ε примем постоянной, как по времени, так и по координатам). Уравнение движения в направлении оси r здесь не выписано, т.к. течение считаем вертикальным. Для получения уравнений, описывающих движение поверхности слоя сплошной жидкости, проинтегрируем первое уравнение по оси r до некоторой величины R_A , являющейся масштабом этой области (это может быть радиусом сосуда, в котором находится дисперсная среда), тогда получим

$$\frac{2}{R_A^2} \frac{d}{dx} \int_0^{R_A} r \varepsilon u dr = 0. \quad (3)$$



А – схема пористой среды и сплошного слоя жидкости в поровых каналах, H – высота сплошного слоя,
 Б – схема менисков и слоев в поровом канале, 0 -х – ось порового канала,
 В – схема твердого тела, составляющего костяк дисперсной среды, 0 -х – ось твердого цилиндра

Рис. 1 - Схема опускания жидкости в пористой среде

Примем, что внизу слоя при $x = 0$ скорость жидкости однородна и равна u_0 , а сверху при $x = H$ имеем три области, условно показанные на рис. 1 Б, В – это область мениска (рис. 1 Б), слой жидкости, условно твердый, и слой движущейся пленки, примыкающей непосредственно к этому слою (рис. 1 В). Под условно твердым слоем будем понимать область стыковой жидкости (перетяжки), которая образуется на стыках между частицами и находится в состоянии равновесия и устойчивости. Эта жидкость практически неподвижна и держится дополнительными капиллярными силами. В этом случае уравнение (3) после интегрирования по x можно записать, как

$$\varepsilon u_0 = (\varepsilon_C u_M + \varepsilon_{SH} u_{SH} + \varepsilon_{PH} \overline{u_{PH}}), \quad (4)$$

где $u_M = \frac{dH}{dt}$ - скорость опускания слоя, скорость мениска; $\overline{u_{PH}}$ - осредненная скорость жидкости в пленке при $x = H$; u_{SH} - скорость стыковой жидкости, которую принимаем равной нулю; ε_C - часть поверхности среза пор, занятой менисками; ε_{SH} - часть поверхности среза пор, занятой стыковой жидкостью; ε_{PH} - часть поверхности среза пор, занятой пленками ($\varepsilon_C + \varepsilon_{SH} + \varepsilon_{PH} = \varepsilon$). Из уравнения (4) видно, что, если средняя скорость в пленке будет равна скорости мениска ($\overline{u_{PH}} = u_M$), а $\varepsilon_{SH} = 0$, то скорость мениска будет равна скорости u_0 .

Если проделать такую же операцию со вторым уравнением, то получим следующее

$$\begin{aligned} \varepsilon \rho H \frac{du_0}{dt} + \rho \left[(\varepsilon_C u_M^2 + \varepsilon_{PH} \overline{u_{PH}^2}) - \varepsilon u_0^2 \right] + \varepsilon \rho g H + f H = \\ = -[\varepsilon_C p_M + \varepsilon_{PH} p_H] + \varepsilon p_0 \end{aligned} \quad (5)$$

Величина в правой части уравнения (5) определяется капиллярными силами. Представим ее в виде

$$[\varepsilon_C p_M + \varepsilon_{PH} p_H] - \varepsilon p_0 = 2\pi n_S \sigma R_{SH}, \quad (6)$$

где σ - коэффициент поверхностного натяжения; n_S - количество твердых стержней каркаса дисперсной фазы на единицу площади среза сыпучей среды; R_{SH} - радиус цилиндра стыковой жидкости (рис. 1В). Величину n_S определим следующим образом. Известно, что эффективный радиус порового канала для монодисперсной шарообразной среды определяется из формулы [2]

$$R_{eff} = \frac{4V_P}{S_P} = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} r_{CH}, \quad (7)$$

где V_p - объем порового пространства дисперсной среды; S_p - смоченная поверхность частиц в контрольном объеме; r_{CH} - радиус частиц. Т.к. в литературе принимается, что просветность в пористой среде равна порозности, а радиус порового канала $R_p = R_{eff}$, то можно записать, что

$$n_s \pi R_T^2 = \tau, \quad n_s \pi R_p^2 = \varepsilon, \quad (8)$$

где τ - доля объема дисперсного материала, а тогда

$$n_s = \frac{\varepsilon}{\pi} \left(\frac{2}{3} \frac{\varepsilon}{\tau} r_{CH} \right)^2, \quad R_T = \frac{2}{3} \left(\frac{\varepsilon}{\tau} \right)^{1/2} r_{CH}, \quad (9)$$

при этом из геометрических соображений ясно, что

$$\varepsilon + \tau = \varepsilon_C + \varepsilon_{SH} + \varepsilon_{PH} + \tau = 1. \quad (10)$$

Теперь для замыкания задачи необходимо рассмотреть течение пленки по твердому цилиндру (рис. 1В).

Течение пленки

Изучению движения жидкости в пленках посвящено значительное количество работ, например [5]. Важной деталью рассматриваемой здесь пленки является то, что ее толщина и соответственно скорость движения, согласно идеализированной схеме на рис.1В, определяется скоростью опускания слоя и капиллярными силами в области мениска. Такая задача для нанесения покрытия была поставлена и решена Дерягиным [6] и рассматривалась в ряде работ, например [7, 8]. В нашем случае, найденные в этих работах решения, хотя и представляются значительно идеализированными для данной сложной геометрии течения, но для оценочных расчетов могут быть полезными. Как правило, гидродинамику пленочного течения удобно рассматривать в рамках теории пограничного слоя. Выпишем основные уравнения пограничного слоя на осесимметричном тонком цилиндрическом теле, но введем в него дополнительное сопротивление

$$\frac{\partial u_p}{\partial t} + u_p \frac{\partial u_p}{\partial s} + v \frac{\partial u_p}{\partial r} + \frac{\partial p}{\rho \partial s} - g + k_p u_p = \nu \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_p}{\partial r} \right), \quad (11)$$

$$\frac{\partial r u_p}{\partial s} + \frac{\partial r v_p}{\partial r} = 0, \quad (12)$$

где s - ось, совпадающая с осью x , но направлена вниз; u_p скорость жидкости в пленке; k_p - коэффициент сопротивления; ν - кинематический коэффициент

вязкости. Для обычных пленок, текущих в открытых пространствах $k_p = 0$. В условиях пористого тела включение дополнительного сопротивления обусловлено сложной геометрией поверхности. Саму величину коэффициента k_p можно определить с помощью эксперимента. Если проинтегрировать уравнение неразрывности по r от R_S до R_h , то, используя кинематическое условие на свободной поверхности пленки

$$v_{Ph} = \frac{\partial R_h}{\partial t} + u_{Ph} \frac{\partial R_h}{\partial s}, \quad (13)$$

будем иметь

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial s} \left[(R_h^2 - R_S^2) \overline{u_P} \right] = -R_h \frac{\partial R_h}{\partial t}. \quad (14)$$

Для получения приближенного решения уравнения (11) представим его в несколько ином виде

$$\frac{\partial}{r \partial r} \left(r \frac{\partial u_P}{\partial r} \right) = \Phi, \quad (15)$$

$$\Phi = \frac{2}{(R_h^2 - R_S^2)} \left[v^{-1} (Ch1 + Ch2) + \frac{(R_h^2 - R_S^2)}{2v} \left(\frac{\partial p}{\rho \partial s} + k_p \overline{u_P} - g \right) \right],$$

$$Ch1 = \left[\frac{\partial (R_h^2 - R_S^2) \overline{u_P}}{\partial t} - R_h u_{Ph} \frac{dR_h}{dt} \right], \quad Ch2 = \left[\frac{\partial (R_h^2 - R_S^2) \overline{u_P}^2}{\partial x} + R_h u_{Ph} \frac{dR_h}{dt} \right],$$

где величина Φ является осредненной левой частью уравнения (11).

В качестве граничных условий для уравнения (15) примем: при $r = R_S$ $u_P = 0$; при $r = R_P$ $u_P = u_{Ph}$, $\partial u_P / \partial r = 0$. Кроме того, средняя скорость в пленке, т.е. $\frac{2}{(R_h^2 - R_S^2)} \int_{R_S}^{R_h} r u_P dr = \overline{u_P}$, тогда решением уравнения (15) будет простое выражение

$$u_P = \frac{1}{4} \Phi \left[(r^2 - R_S^2) - 2R_h^2 \ln \left(\frac{r}{R_S} \right) \right], \quad (16)$$

а уравнением для определения R_h служит следующее соотношение

$$(R_h^2 - R_S^2) \overline{u_P} = \frac{1}{8} \Phi \left\{ (R_h^2 - R_S^2)^2 - 2R_h^2 \left[2R_h^2 \ln\left(\frac{R_h}{R_S}\right) - (R_h^2 - R_S^2) \right] \right\}, \quad (17)$$

которое значительно проще уравнения (11). Из выражений (16), (17) следуют некоторые нужные для решения связывающие зависимости:

$$u_{Ph} = \frac{1}{4} \Phi \left[(R_h^2 - R_S^2) - 2R_h^2 \ln\left(\frac{R_h}{R_S}\right) \right], \quad (18)$$

$$\overline{u_P} = \frac{\left\{ (R_h^2 - R_S^2)^2 + 2R_h^2 \left[(R_h^2 - R_S^2) - 2R_h^2 \ln\left(\frac{R_h}{R_S}\right) \right] \right\}}{(R_h^2 - R_S^2) \left[(R_h^2 - R_S^2) - 2R_h^2 \ln\left(\frac{R_h}{R_S}\right) \right]} u_{Ph}. \quad (19)$$

Полученное решение не полное, т.к. необходимым элементом задачи является толщина пленки. Для вытягиваемых пленок для сравнительно простых областей авторам работ [6, 7] пришлось преодолеть ряд математических сложностей, в результате чего были найдены необходимые формулы. В нашем случае эти подходы, учитывая идеализированную схему течения 1В, можно использовать для оценочных расчетов, учитывая введенное дополнительное сопротивление. Используем результаты этих работ, в частности, экспериментально полученную формулу в [8], которую можно записать, учитывая, что сопротивление и ускорение в круглых скобках для Φ являются слагаемыми, как

$$h_{PH} = R_{Ph} - R_{SH} = \left(0.25 - 0.04 \frac{\rho \nu u_M}{\sigma} \right) \left(- \frac{\nu u_M}{g - k_P u_P} \right)^{-1/2}. \quad (20)$$

Использование такой формулы правомерно в том смысле, что пленка, стекающая с поверхностей аналогична пленке при нанесении покрытия, захватываемой поверхностью, движущейся относительно опускающегося слоя H со скоростью мениска u_M . В этой формуле u_M и u_H - отрицательные величины. Теперь необходимо указать следующее, что для характеристики капиллярных слоев имеется безразмерная величина (число Бонда), которая устанавливает соотношение сил тяжести и капиллярных сил. Из этой величины можно получить характерный линейный размер, например, толщину стыкового неподвижного слоя, т.е.

$$h_S = \chi \left(\frac{\sigma}{\rho g} \right)^{1/2}, \quad R_S = R_T + h_S, \quad (21)$$

где χ - некоторый коэффициент, определяемый из эксперимента, который по своим признакам и является этим числом Бонда. Образование стыковой жидкости в данном процессе является довольно сложным. Не имея никаких данных, его качественно можно сравнить с течением вязко-упругой жидкости с некоторым порогом текучести, где толщина неподвижного слоя и соответственно текущего определяется напряжениями на границах этих слоев. Не вдаваясь в особенности такого течения примем, что h_S является постоянной в течении процесса величиной. Покажем теперь некоторые качественные зависимости параметров течения и величин остаточных слоев жидкости от введенных в задачу коэффициентов.

Результаты численных расчетов

Для получения численных результатов используем для силы сопротивления в нижнем сплошном слое формулу Эргана в форме данной в [9]

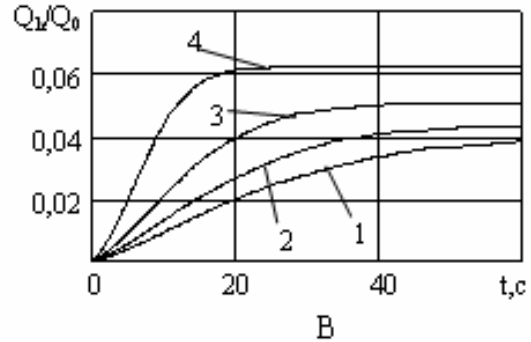
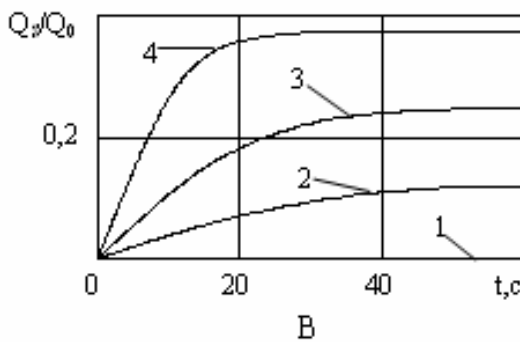
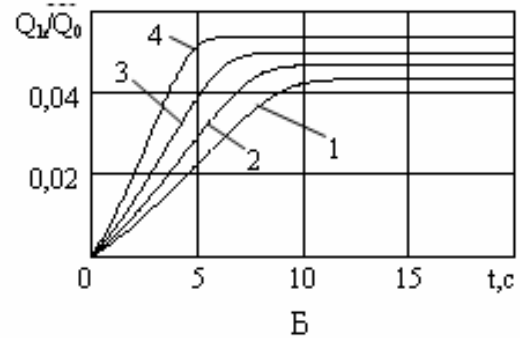
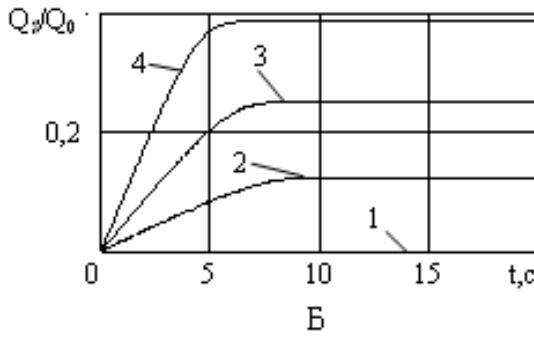
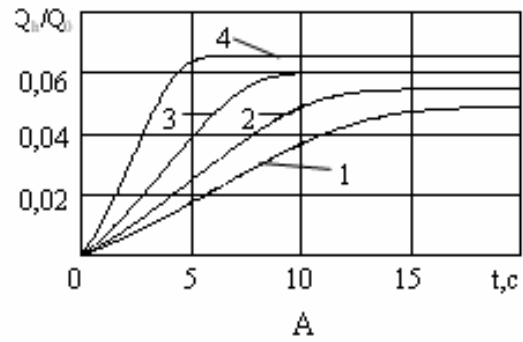
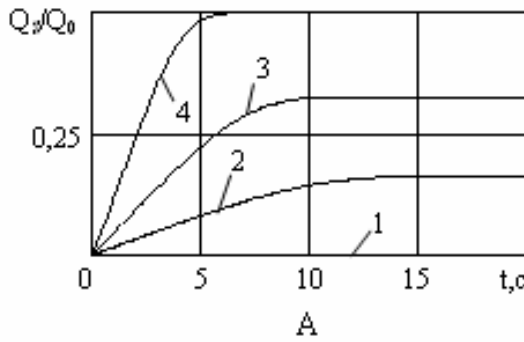
$$f = \frac{1}{2} c_\mu \rho n_V \pi r_{CH}^2 u^2, \quad c_\mu = 150 \frac{\nu \tau}{2 \varepsilon r_{CH}} u + 1.75 \frac{4}{3 \varepsilon} u^2, \quad (20)$$

где $n_V = \frac{3}{4\pi} \frac{\tau}{r_{CH}^3}$ - количество шаров в единице объема дисперсной среды.

Интегрируя уравнение (14) по s от нуля до мениска, получим объем жидкости, который остается сверху над уровнем H

$$\frac{dQ}{dt} = \pi \frac{d}{dt} \int_0^{X_M} (R_h^2 - R_S^2) dx - \pi (R_S^2 - R_T^2) u_M = \pi (R_{hH}^2 - R_S^2) (\overline{u_{PH}} - u_M) - \pi (R_S^2 - R_T^2) u_M, \quad (22)$$

где $X_M = H_0 - H$ - путь, пройденный мениском при опускании слоя жидкости, H_0 - начальная высота слоя. Первый член в (22) определяет содержание жидкости в текущей пленке, второй в перетяжках. На рис. 2-5 показаны изменения по времени относительных объемов воды, находящихся в различных областях при различных коэффициентах χ . На рис. 2 (А - $r_{CH} = 1$ мм и $\varepsilon = 0.36$; Б - $r_{CH} = 1$ мм и $\varepsilon = 0.41$; В - $r_{CH} = 0.5$ мм и $\varepsilon = 0.36$) приведены кривые относительных объемов жидкости Q_S/Q_0 , остающейся в перетяжках (Q_0 - начальный объем жидкости в дисперсном слое).



А - $r_{CH} = 1 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.36$;
 Б - $r_{CH} = 1 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.41$ (1- $\chi = 0$,
 2 - 0.01, 3 - 0.02, 4 - 0.03);
 В - $r_{CH} = 0.5 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.36$ (1- $\chi = 0$,
 2 - 0.005, 3 - 0.01, 4 - 0.015)

Рис. 2 - Изменение относительного объема стыковой жидкости Q_s/Q_0 во времени при различных χ

А - $r_{CH} = 1 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.36$;
 Б - $r_{CH} = 1 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.41$ (1- $\chi = 0$,
 2 - 0.01, 3 - 0.02, 4 - 0.03);
 В - $r_{CH} = 0.5 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.36$ (1- $\chi = 0$,
 2 - 0.005, 3 - 0.01, 4 - 0.015)

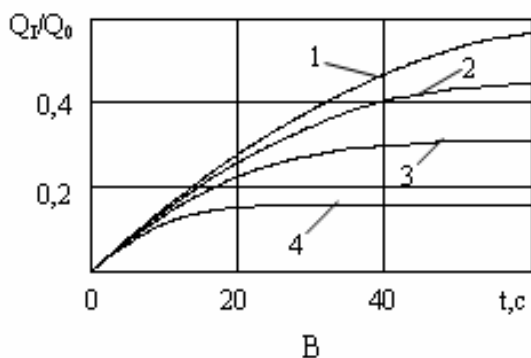
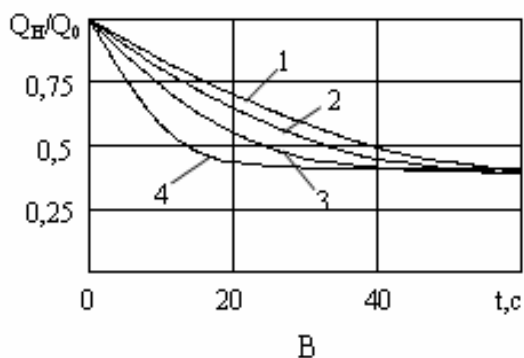
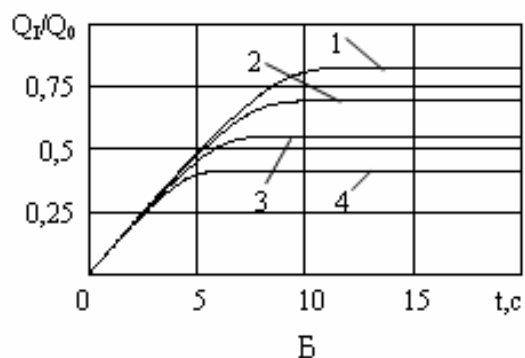
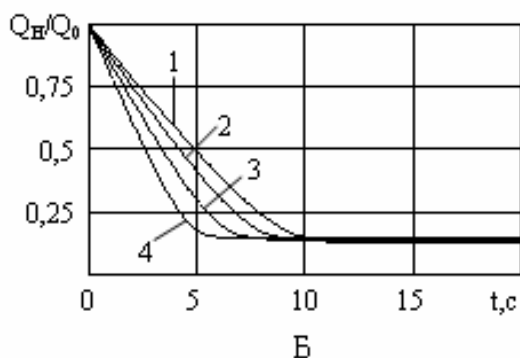
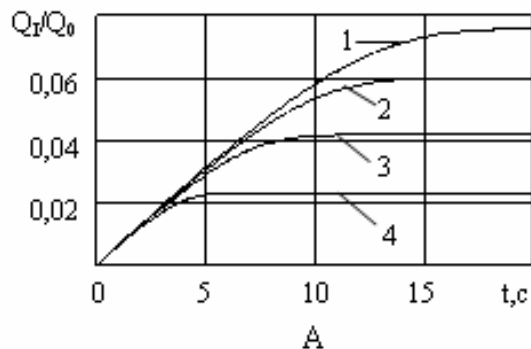
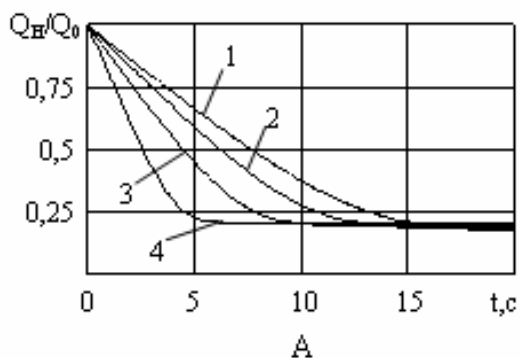
Рис. 3 - Изменение относительного объема жидкости Q_h/Q_0 в пленках во времени при различных χ

Из рисунка видно, что для рассматриваемых интервалов коэффициента χ (на рис. А и Б $\chi = 0; 0.01; 0.02; 0.03$, на рис. В $\chi = 0; 0.005; 0.01; 0.015$) эти величины довольно заметно отличаются друг от друга, и это естественно, т.к. с этим коэффициентом пропорционально изменяется и объем стыковой жидкости. На следующем рис. 3 показаны изменения относительных величин жидкости в стекающих пленках Q_h/Q_0 , откуда видно, что, хотя непосредственно этот коэффициент не должен проявляться, однако, его влияние довольно заметное.

На рис. 4 показаны кривые, характеризующие изменение объемов в сплошном слое H . Из рисунка следует, что изменение коэффициента χ в указанных пределах слабо сказывается на этой величине. Дополнительные вычисления показывают, что дальнейшее увеличение коэффициента χ приводит к резким изменениям Q_H/Q_0 . Наконец, рис. 5 показывает изменение объемов жидкости Q_I/Q_0 , вытекающей из слоя. Как это следует из расчетов, коэффициент χ оказывает существенное влияние на истечение жидкости из поровых каналов сыпучего материала. Это также естественно, т.к. между остаточным в перетяжках объемом и вытекающим, как показывают расчеты, практически прямая связь. В целом, необходимо отметить следующие качественные зависимости, которые просматриваются в приведенных рисунках. Увеличение порозности при одном и том же диаметре частиц (в реальных засыпках примерно с одним и тем же осредненным диаметром частиц порозность может иметь несколько разные значения) приводит к уменьшению относительного сплошного объема Q_H/Q_0 в слое. Введение стыкового слоя по разному влияет на величину Q_S/Q_0 и, соответственно, на Q_I/Q_0 при различных порозностях. При меньшей порозности это влияние сильнее, т.е. при одном и том же коэффициенте χ Q_S/Q_0 при меньшей порозности несколько больше, соответственно Q_I/Q_0 - меньше. Это также естественно, т.к. с введением χ у меньшего объема (в среде с меньшей порозностью) вычитаем примерно один и тот же объем.

Влияние радиуса частиц при постоянной порозности ε просматривается на рис. А и В. Здесь надо отметить, что коэффициент χ сильнее сказывается при меньших радиусах, вследствие чего рассматриваемый диапазон изменения этого коэффициента для $r_{CH} = 0.5$ мм уменьшен. Из сравнения рисунков А и В следует, что при $\chi = 0.01$ относительный объем стыковой жидкости при меньшем радиусе частиц раза в полтора превышает соответствующую величину для $r_{CH} = 1$ мм, при этом относительный объем вытекшей жидкости для среды с меньшей частицей раза в два меньше соответствующего объема для среды с большей частицей. Также примерно в два раза относительный объем Q_H/Q_0 в мелкодисперсной среде выше, чем в более крупной. Необходимо также указать, что процесс опускания жидкости в мелкодисперсной среде значительно более медленный, чем в среде с более крупными частицами. Если при $r_{CH} = 1$ мм для установления равновесия необходимо около 20 с, то при $r_{CH} = 0.5$ мм время установления увеличивается в три раза. Отметим, что учет текущей пленки в данной модели значительно упрощен, как, впрочем, и вопрос об объеме стыковой жидкости в течении процесса. Однако, если объем стыковой жидкости можно принять квазистационарным и он сравнительно просто учитывается введенным коэффициентом χ , то пленка находится в движении, которое довольно сложно определить, даже чисто математически по

выписанным выше уравнениям. Хотя, как видно из рис. 3, относительный объем в ней небольшой, но на кривые истечения она может оказать влияние.



А - $r_{сн} = 1 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.36$;
 Б - $r_{сн} = 1 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.41$ ($1 - \chi = 0$,
 2 - 0.01, 3 - 0.02, 4 - 0.03);
 В - $r_{сн} = 0.5 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.36$ ($1 - \chi = 0$,
 2 - 0.005, 3 - 0.01, 4 - 0.015)

Рис. 4 - Изменение относительного объема жидкости Q_H/Q_0 в слое H во времени при различных χ

А - $r_{сн} = 1 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.36$;
 Б - $r_{сн} = 1 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.41$ ($1 - \chi = 0$,
 2 - 0.01, 3 - 0.02, 4 - 0.03);
 В - $r_{сн} = 0.5 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.36$ ($1 - \chi = 0$,
 2 - 0.005, 3 - 0.01, 4 - 0.015)

Рис. 5 - Изменение относительного объема вытекшей жидкости Q_T/Q_0 во времени при различных χ

В разработанной математической модели присутствуют, на наш взгляд, все необходимые для практического изучения параметры, однако для нахождения некоторых из них не хватает данных, вследствие чего они могут быть определены с помощью направленного лабораторного эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лыков, А.В. Явления переноса в капиллярно-пористых телах / А.В. Лыков. - М.: Госиздат, 1954. - 296 с.

2. Бейлин, М.И. Теоретические основы процессов обезвоживания углей / М.И. Бейлин. - М.: Недра, 1969. – 240 с.
3. Определение закономерностей опускания жидкости в поровых каналах влажной горной массы, лежащей на сетке / В.П. Надутый, В.И. Елисеев, В.И. Луценко, И.П.Хмеленко // Науковий вісник національного гірничного університету. - 2009. - № 2. - С. 71-74.
4. Разработка модели опускания жидкости в поровом канале переменного сечения при обезвоживании слоя горной массы / В.П. Надутый, В.И. Елисеев, В.И. Луценко, И.П.Хмеленко // Геотехническая механика: межвед. сб. научн. тр./ ИГТМ НАН Украины. Днепропетровск, 2010. - Вып. 85. - С. 196–201.
5. Холпанов, Л.П. Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела / Л.П. Холпанов, В.Я. Шкадов. - М.: Наука, 1990. - 271с.
6. Дерягин, Б.В. Теория нанесения вязкой жидкости на вытаскиваемое из нее волокно или проволоку / Б.В. Дерягин // Прикладная механика и техническая физика. – 1963. - № 3. - С. 17-24.
7. Байков, В.А. Увлечение жидкости движущейся поверхностью / В.А. Байков, З.П. Шульман // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. - 1985. - №4. - С. 17-21.
8. Spiers, R.S. Free coating of a Newton liquid onto a vertical surface / R.S. Spiers, C.V. Subbaraman, W.L. Wilkinson // Chem Engng. Sci., 1974. - V. 29. - №2. - P. 389-396.
9. Нигматулин, Р.И. Динамика многофазных сред / Р.И. Нигматулин. - Т.1. - М.: Наука, 1987. – 464 с.

УДК 622.277

В.П. Надутый, д.т.н.,
 О.Н. Прокопюк, асп.,
 П.В. Левченко, асп.
 (ИГТМ НАН Украины)

**ИДЕНТИФИКАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ
 ИССЛЕДОВАНИЙ ВЛИЯНИЯ ВЛАГИ НА ПРОЧНОСТНЫЕ
 ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУФОВ ГЛУБОКОГО ЗАЛЕГАНИЯ**

Отримані регресійні залежності, міцності і коефіцієнта опору насиченню вологою туфу, дозволяють визначати необхідні параметри процесу зменшення міцності туфів підземного видобутку водою

**IDENTIFICATION OF RESULTS OF EXPERIMENTAL
 RESEARCHES OF MOISTURE INFLUENCE ON THE BOND
 PERFORMANCES OF UNDERGROUND PRODUCTION TUFF**

Regression dependences of durability and factor of resistance to saturation by a tuff moisture are received and they allow to define necessary parameters of decrease durability process of underground extraction tuff by water

На протяжении последних лет увеличилась потребность в добыче туфа, так как он все более широко стал использоваться в сельском хозяйстве, животноводстве, медицине и строительстве. Кроме того, после более детального изучения его химического состава, было установлено, что в состав этого минерального сырья входят ценные для промышленности металлы. Для получения ценных компонентов из данного минерального сырья кроме добычи необходимо его подвергнуть переработке и обогащению, но в связи с малоизученностью физико-механических характеристик туфа весь комплекс технологических операций будет малоэффективен. В связи с этим возник вопрос установления прочностных характеристик, влияния влаги и водопоглощения туфов.