

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА СБРОСА  
ДАВЛЕНИЯ ПРИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ  
НА УГОЛЬНЫЙ ПЛАСТ**

На основі фундаментальних законів збереження маси, імпульсу й енергії отриманий опис процесу скидання тиску в шпарі при гідродинамічному впливі й руху рідини, що відкидається при скиданні тиску по свердловині, визначені види потоку в момент скидання тиску, що дозволило уточнити механізм руйнування вугілля й параметри процесу.

**THEORETICAL RESEARCHES OF PROCESS OF UPCA  
PRESSURES AT HYDRODYNAMIC INFLUENCE  
ON COAL BED**

On the basis of fundamental laws of maintenance of mass, impulse and energy description of process of depressurization in a mining hole at hydrodynamic influence and motion of liquid, cast aside at depressurization on a mining hole is got, the types of stream are certain in the moment of depressurization, that allowed to specify the mechanism of destruction of coal and parameters of process.

Предотвращение газодинамических явлений при проведении подготовительных выработок по выбросоопасным угольным пластам с применением гидродинамического воздействия приводит к ускорению подготовки выемочных панелей [1]

Способ предотвращения газодинамических явлений гидродинамическим воздействием при проведении подготовительных выработок заключается в следующем.

Из забоя подготовительной выработки на угольный пласт через породы кровли или почвы бурится технологическая скважина, которая обсаживается трубами с последующей герметизацией затрубного пространства. Насосной установкой производится нагнетание рабочей жидкости (воды) в скважину под давлением  $P$ .

Учитывая угол бурения и направление технологической скважины, гидростатическое давление на забое угольного пласта после подачи жидкости в скважине длиной  $l$  и диаметром  $d$ :

$$P_{\text{забоя}} = P_{\text{нагнет}} \pm \rho \cdot g \cdot l \cdot \sin \alpha \quad (1)$$

При подаче рабочей жидкости в скважину и создания знакопеременных нагрузок путем поочередного поднятия и сброса давления создается разность давлений, направленная в сторону скважины и достаточная для преодоления прочности угля на растяжение, что приводит к разрушению околоскважинной

части угольного пласта, извлечению разрушенного угля и десорбции газа, образованию новых свободных поверхностей.

Рассмотрим движение жидкости в скважине при сбросе давления. Движение жидкости по трубе, диаметр которой намного меньше ее длины будет турбулентным (его можно рассматривать как одномерное движение), однако на первой стадии решения задачи будем считать движение жидкости в трубе ламинарным, а число Рейнольдса приблизительно равным предельному значению для ламинарного движения  $Re \sim 2300$ . Под одномерным движением понимают плавноизменяющееся течение жидкости, характерные величины которого (скорость, давление, плотность, температура и др.) зависят от одной переменной координаты в направлении скорости течения. Различают неустановившееся и установившееся одномерное течение [2]. В неустановившемся одномерном потоке скорости зависят от времени:

$$\vec{v}_x(x, t) = \vec{v}(x, t) \quad (2)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{dx}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x} \vec{v} \quad (3)$$

В случае установившегося течения скорость не зависит от времени:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial x} \vec{v} \quad (4)$$

Пусть задан одномерный установившийся поток. Если выделить в нем элементарную трубку тока с площадью живого сечения  $dS$  и скоростью  $v$ , ввиду малости

сечения трубки тока, протекающий через нее в единицу времени объем жидкости:

$$dQ = v \cdot dS \quad (5)$$

Проинтегрировав равенство (5) по площади  $S$ , получаем расход потока:

$$Q = \int_S v dS \quad (6)$$

Но поскольку в большинстве случаев закон распределения местных скоростей  $\vec{v}$  по сечению заранее неизвестен, вычисляем не интеграл (6), а вводим понятие о средней скорости  $V$ . Пусть все частицы жидкости проходят живое сечение потока с одинаковой скоростью  $V$ , тогда выражение (6) можно записать в виде:

$$V = \int_S \vec{v} dS \quad (7)$$

Решая относительно  $V$ , получим:

$$V = \frac{\int_S \bar{v} dS}{S} \quad (8)$$

Таким образом, под средней скоростью понимаем ту скорость, которую умножив на площадь сечения потока, получаем фактический расход  $Q$ , который можно определить экспериментальным путем выпуска всей жидкости потока в заранее известный объем  $W_0$ . Определив время  $t_0$  заполнения объема, рассчитаем расход жидкости:

$$Q = \frac{W_0}{t_0} \quad (9)$$

При течении идеальной жидкости, когда  $\frac{dv}{dy} = 0$ , местная скорость  $v$  не отличается от средней скорости  $V$ .

Выделим в потоке изолированный объем  $W$  и применим к протекающей к нему массе фундаментальные законы: закон сохранения массы, импульса, энергии [3].

Закон сохранения массы гласит, что полное изменение массы в замкнутом объеме жидкости равно нулю. Это изменение в объеме, полностью заполненном движущейся жидкостью, состоит из приращения массы в самом объеме за счет приращения плотности и приращения массы жидкости, проходящей через замкнутую поверхность, ограничивающую рассматриваемый объем.

На основе закона сохранения массы должно выполняться условие, которое называется уравнением неразрывности. При постоянной плотности жидкости ( $\rho = \text{const}$ ):

$$\int_S v n dS = 0 \quad (10)$$

где  $S_1 + S_2 + S_6 = 0$  – замкнутая поверхность, ограничивающая объем  $W$  между сечением потока.

Учитывая, что через боковую поверхность  $S_6$  трубки тока жидкость не протекает, получаем:

$$\int_{S_2} v_2 dS_2 - \int_{S_1} v_1 dS_1 = 0 \quad (11)$$

Или перейдя к средним скоростям:

$$V_1 S_1 = V_2 S_2 = VS = Q = \text{const} \quad (12)$$

Выражение (12) называют уравнением неразрывности для одномерного потока жидкости, которое показывает, что при движении несжимаемой жидкости расход во всех живых сечениях потока не изменяется.

Движение жидкости подчиняется законам Ньютона и на их основе описывается системой, состоящей из уравнения количества движения (уравнения импульса). Важнейшей задачей гидродинамики является определение связи между гидродинамическими силами и скоростями потока. Эта задача решается при помощи уравнения количества движения, которое для одномерного установившегося потока идеальной жидкости через односвязную область объема приобретает более простой вид:

$$\rho \int_S (\vec{v}n) dS = \rho \int_W \vec{f} dW - \int_S \vec{n} p dS \quad (13)$$

Поскольку через боковую поверхность  $S_6$  трубки тока нет переноса количества движения, выражение (13) можно переписать:

$$\rho \int_W \vec{f} dW - \int_S \vec{n} p dS = \rho \int_{S_2} \vec{v}_2 v_2 dS_2 - \rho \int_{S_1} \vec{v}_1 v_1 dS_1 \quad (14)$$

Если равнодействующая внешних сил равна нулю, то количество движения выделенной массы сохраняется под действием внутренних сил, и

$$\rho \int_{S_2} \vec{v}_2 v_2 dS_2 = \rho \int_{S_1} \vec{v}_1 v_1 dS_1 \quad (15)$$

Для применения уравнения количества движения достаточно знать распределение скоростей и давлений только на поверхности  $S$ , ограничивающей объем  $W$  движущейся жидкости. В качестве примера применим уравнение (15) к установившемуся потоку жидкости, проходящему через объем  $W_0$ , ограниченный поверхностью  $S_0$  в горизонтальной конической трубе. Обозначим равнодействующую всех внешних сил, приложенных к массе жидкости  $\rho W_0$  через  $P_0$ . Тогда получим:

$$P_0 = \rho \int_{S_2} v_2^2 dS_2 - \rho \int_{S_1} v_1^2 dS_1 \quad (16)$$

При неравномерном распределении скоростей по течению трубы можно

перейти к средним скоростям  $V_2$  и  $V_1$ , т.е. переписать в виде:

$$P_0 = \rho \frac{\int v_2^2 dS_2}{V_2^2 S_2} V_2^2 S_2 - \rho \frac{\int v_1^2 dS_1}{V_1^2 S_1} V_1^2 S_1 \quad (17)$$

и ввести обозначения безразмерных величин:

$$\frac{\int v_2^2 dS_2}{V_2^2 S_2} V_2^2 S_2 = \bar{\alpha}_2' \quad (18)$$

$$\frac{\int v_1^2 dS_1}{V_1^2 S_1} V_1^2 S_1 = \bar{\alpha}_1' \quad (19)$$

После перехода и замены  $Q = V_1 S_1 = V_2 S_2$  запишем:

$$P_0 = \rho \bar{\alpha}_2' V_2^2 S_2 - \rho \bar{\alpha}_1' V_1^2 S_1 \quad (20)$$

или для идеальной жидкости  $\bar{\alpha}_1' = \bar{\alpha}_2' \approx 1$  и  $P_0 = \rho Q(V_2 - V_1)$ .

Равнодействующая  $P_0$  равна сумме всех внешних сил:

$$P_0 = p_1 S_1 - p_2 S_2 - P_6 \quad (21)$$

В случае горизонтального потока сила тяжести на направление движения не проектируется. Подставив значение  $P_0$ , найдем силу  $P_6$ , действующую на коническую поверхность объема  $W$ :

$$P_6 = \rho Q(V_1 - V_2) + (p_1 S_1 - p_2 S_2) \quad (22)$$

и силу реакции, приложенную к конической поверхности трубы:

$$P = -P_6 = \rho Q(V_2 - V_1) + (p_2 S_2 - p_1 S_1) \quad (23)$$

Уравнение энергии для движущейся массы жидкости составляется на основе закона сохранения энергии, согласно которому отнесенное к единице времени изменение энергии  $\frac{dE}{dt}$  в изолированном объеме равно сумме работ за единицу времени всех массовых и поверхностных сил, сложенный с отнесенным к той же единице времени подведенным количеством тепла, т.е.:

$$\frac{dE}{dt} = N_f + N_p + q \quad (24)$$

где  $N_f = \int_W \rho \vec{v} f dW$  – секундная работа внешней массовой силы;  $N_p = \int_S \vec{v} \vec{p} dS + \vec{v}_0 \vec{p}$  – секундная работа внешних поверхностных сил.

Энергия  $E$  жидкости в объеме  $W$  складывается из кинетической

$$E_k = \frac{1}{2} \int_W \rho v^2 dW \quad (25)$$

и внутренней

$$E_o = \int_W \rho C_v T dW \quad (26)$$

где  $C_v$  – удельная теплоемкость жидкости или газа при постоянном объеме;  $T$  – абсолютная температура.

Уравнение энергии для установившегося потока идеальной жидкости составляется на основе закона сохранения энергии. Внутренняя энергия при течении идеальной жидкости не изменяется и  $q = 0$ ; поэтому:

$$\frac{dE_k}{dt} = N_f + N_p \quad (27)$$

или

$$d(E_k - A_f - A_p) = 0 \quad (28)$$

где  $A_f$  – работа массовых сил;  $A_p$  – работа поверхностных сил;  $E_k$  – кинетическая энергия рассматриваемой массы.

Известно, что выражение для массы, движущейся вдоль трубки тока, имеет вид:

$$\rho \int_W \frac{d\vec{v}}{dt} dW = \rho \int_W \vec{f} dW - \int_S \vec{n} p dS \quad (29)$$

Применив ко второму слагаемому правой части теорему Остроградского – Гаусса, получим:

$$\int_w \left( \frac{d\vec{v}}{dt} - \vec{f} + \frac{1}{\rho} \right) dW = 0 \quad (30)$$

или

$$\frac{d\vec{v}}{dt} - \vec{f} + \frac{1}{\rho} \nabla p = 0 \quad (31)$$

Умножив уравнение (31) скалярно на  $d\vec{l} = \vec{v} dt$ , найдем полное приращение механической энергии для единицы массы:

$$\vec{v} d\vec{v} - \vec{f} d\vec{l} + \frac{1}{\rho} \nabla p d\vec{l} = 0 \quad (32)$$

Если течение одномерно и происходит только в поле силы тяжести при  $\vec{f} = -\vec{k}g$ , то  $\vec{v} d\vec{v} = d\left(\frac{v^2}{2}\right)$  и  $\vec{f} d\vec{l} = -gd\vec{l} \cdot \cos(\vec{k} d\vec{l}) = -gdz$ , тогда полное приращение механической энергии для единицы массы принимает вид:

$$d\left(\frac{v^2}{2} + \frac{P}{\rho} + gz\right) = 0 \quad (33)$$

Интегрируя, получим при  $v = V$ :

$$\frac{V^2}{2} + \frac{P}{\rho} + gz = H_x \quad (34,)$$

где  $H_x$  — постоянная Бернулли, равна механической энергии, содержащейся в единице массы.

Разделив на  $g$ , получим:

$$\frac{V^2}{2g} + \frac{P}{\rho g} + z = H \quad (35)$$

где  $H$  — полный напор.

Под полным напором  $H$  понимают механическую энергию, содержащуюся в единице веса движущейся жидкости, а уравнение называют уравнением Бернулли. Первое слагаемое  $\frac{V^2}{2g}$  представляет собой динамический (скорост-

ной) напор, а сумма второго и третьего – статистический напор  $(\frac{P}{\rho g} + z)$ .

Уравнение Бернулли показывает, что полный напор в потоке идеальной жидкости не изменяется, а при изменении скорости изменяется лишь соотношение между динамическим и статистическим напором.

Если уравнение Бернулли получить путем интегрирования в пределах объема  $W$ , выделенного между сечениями 1 и 2, то получим для негоризонтальных потоков при  $z_1 \neq z_2$ :

$$\frac{V_1^2}{2g} + \frac{P_1}{\rho g} + z_1 = \frac{V_2^2}{2g} + \frac{P_2}{\rho g} + z_2 \quad (36)$$

и для горизонтальных потоков при  $z_1 = z_2$ :

$$\frac{V_1^2}{2g} + \frac{P_1}{\rho g} = \frac{V_2^2}{2g} + \frac{P_2}{\rho g} \quad (37)$$

Таким образом, решив совместно систему уравнений (12), (22) и (36) получим описание процесса сброса давления в скважине и движения жидкости, отбрасываемой при сбросе давления по скважине.

Считаем движение жидкости по скважине слоистым или ламинарным. Выделим в этом потоке участок  $l$  между некоторыми сечениями 1 и 2.

Для некоторого кольцевого слоя  $dz$  на расстоянии от оси трубы потери напора между сечениями 1 и 2:

$$h_{1,2} = \frac{4\tau_0 l}{\rho g 2z} = \frac{2\mu \frac{dv}{dz} l}{\rho g z} \quad (38)$$

Учитывая, что  $\rho g h_{1,2} = P_1 - P_2$ ,  $dv = \frac{P_1 - P_2}{2\mu \cdot l} z dz$ ,  $z_0 = \frac{d}{2}$

$$v = \int_z \frac{P_1 - P_2}{2\mu \cdot l} z dz = \frac{P_1 - P_2}{2\mu \cdot l} (z_0^2 - z^2) \quad (39)$$

Максимальная скорость будет на оси трубы [4]:

$$v_{max} = \frac{P_1 - P_2}{4\mu \cdot l} z_0^2 \quad (40)$$

где  $\frac{P_1 - P_2}{\rho g l}$  – падение напора на единицу длины трубопровода и называется гидравлическим уклоном  $\frac{h_{1,2}}{l} = \frac{P_1 - P_2}{\rho g l}$ . При удалении от оси скорость меняется по параболическому закону.

При внезапном сбросе давления создается градиент давления, начинается движение жидкости с разрушенным углом в сторону устья скважины. На жидкость действует разность давлений на забое, которая равна  $P_{\text{зад}} + P_{\text{ш}} - P_{\text{д}}$ . Давление на устье скважины равно величине шахтной депрессии для конкретной выработки, но поскольку оно очень мало, его значением для расчетов можно пренебречь. Поэтому, с учетом формулы (1), формула максимальной скорости движения жидкости на забое скважины в момент сброса примет вид:

$$v_{\text{зад}} = \frac{P_{\text{зад}} \pm \rho g l \cdot \sin \alpha + P_{\text{ш}}}{4 \mu \cdot l} \cdot \frac{d^2}{4} \quad (41)$$

Расчеты скорости движения смеси по скважине в момент сброса были выполнены для восстающих и падающих скважин при следующих исходных параметрах:

|                         |                          |
|-------------------------|--------------------------|
| диаметр скважины, d     | 100 мм;                  |
| вязкость смеси, $\mu$   | 0,93 Па·с;               |
| плотность смеси, $\rho$ | 1000 кг/м <sup>3</sup> . |

Плотность смеси  $\rho$  имеет диапазон от плотности воды ( $\rho = 1000$  кг/м<sup>3</sup>) до плотности угля ( $\rho = 1400$  кг/м<sup>3</sup>).

Длина скважины  $l_{\text{скв}}$  принималась равной: 25 м, 50 м, 75 м, 100 м. Для установления влияния гидростатического давления угол наклона скважины  $\alpha$  принимался равным: 2°56', 15°, 30°, 45°, 60°, 75°, 90°. Давление нагнетания  $P_{\text{наг}}$  принималось равным: 2 МПа, 3 МПа, 4 МПа, 5 МПа, 6 МПа, 7 МПа. Пластовое давление газа  $P_{\text{пл}}$  принималось равным: 2 МПа, 3 МПа, 4 МПа. Рассчитав значение скорости, был определен вид потока, характеризующийся безразмерным параметром  $X$  (числом кавитации), в момент сброса давления на забое скважины:

$$X = \frac{2(P - P_s)}{\rho \cdot V^2} \quad (42)$$

где  $P$  – гидростатическое давление потока, Па;  $P_s$  – давление насыщенных паров жидкости при определенной температуре окружающей среды, Па;  $\rho$  – плотность среды, кг/м<sup>3</sup>;  $V$  – скорость потока, м/с.

В зависимости от величины  $X$  можно различать четыре вида потоков:  
– докавитационный – сплошной поток при  $X > 1$ ;

- кавитационный поток при  $X \sim 1$ ;
- пленочный – с устойчивым отделением кавитационной полости от остального сплошного потока (пленочная кавитация) при  $X < 1$ ;
- суперкавитационный – при  $X \ll 1$ .

Таким образом, в момент сброса давления в скважине в зависимости от скорости движения смеси при гидродинамическом воздействии возникают потоки различного вида, в том числе и кавитационные.

Для установления влияния изменения температуры рабочей жидкости на параметры воздействия, давление насыщенных паров жидкости  $P_s$  для расчетов принималось равным 2340 Па (при  $t = 20^\circ\text{C}$ ) и 7375 Па (при  $t = 40^\circ\text{C}$ ).

Результаты расчетов показали, что:

- изменение температуры в пределах  $20^\circ\text{C}$ – $40^\circ\text{C}$  не оказывает существенного влияния на изменение вида потока в момент сброса давления;
- при давлении нагнетания 2–7 МПа и пластовом давлении газа от 2 МПа до 4 МПа в скважинах длиной до 100 м с углами наклона до  $30^\circ$  наблюдаются кавитационные эффекты, приводящие к дополнительному измельчению угля в скважине в момент сброса давления за счет высоких перепадов давления (до 4000 атм) [5] в окружающей пузырек жидкости при возникновении ударной волны вблизи схлопывания кавитационных пузырьков.

– при знакопеременном гидродинамическом воздействии на газонасыщенные угольные пласты создается совокупность сложных, взаимосвязанных, поэтапно происходящих в массиве процессов, включающих: послойное разрушение угольного пласта вокруг скважины, циклическую динамическую пригрузку угольного пласта, его спонтанное разрушение и дополнительное измельчение угля в скважине вследствие возникновения эффекта кавитации в момент сброса давления.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Гидродинамическое воздействие на газонасыщенные угольные пласты / [Булат А.Ф., Софийский К.К., Силин Д.П. и др.] – Днепропетровск: Полиграфист, 2003. – 220 с.
- 2 Гидравлика и гидропривод: [учебн. для вузов] / Гейер В.Г., Дулин В.С., Боруменский А.Г., Заря А.Н. – [2-е изд.]. – М.: Недра, 1981. – 295 с.
- 3 Примеры расчетов по гидравлике / [Альтшуль А.Д., Калицун В.И., Майрановский Ф.Г., Пальгунов П.П.]; под ред. А.Д. Альтшуля. – Москва: Стройиздат, 1977. – 255 с.
- 4 Сивухин Д.В. Общий курс физики: учебное пособие для вузов в 5 томах / Д.В. Сивухин. – М.: Физматлит, – Т.1: Механика. – 2005. – 560 с.
- 5 Пирсол И.С. Кавитация / И.С. Пирсол; [пер. с англ. Ю.Ф. Журавлева]; ред., предисл. и дополн. Л.А. Эпштейна. – М.: Мир, 1975. – 95 с.