

вихрями и следом при изменении движения двойного слоя в зависимости от проводимости электролита. Влияние магнитного поля, взаимодействующего с токами двойного слоя [7], на дисперсию распределения траекторий подтверждает это предположение.

Распределение траекторий частицы весьма чувствительно к изменению параметров эксперимента. Поэтому дисперсию распределения целесообразно использовать для тонкого изучения механики движения, в частности — режима обтекания и взаимодействия частицы с кормовыми вихрями и турбулентным следом.

На основе изложенного можно оценить влияние некоторых параметров на взаимодействие между частицами в двухфазном потоке и предельную концентрацию частиц, до которой допустимо описание двухфазной системы в приближении одиночной частицы.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Ю. А. Михайлову — за организацию и руководство работой, Р. М. Борниковой и Р. З. Лейбович — за помощь в работе.

Поступило 7 I 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. Физматгиз, 1960.
2. Hamielec A. E., Johnson A. R. Canad. J. Chem. Eng., 1962, vol. 40, No 41.
3. Сб. Пульсирующие экстракторы (под ред. С. М. Карпачева). Атомиздат, 1964.
4. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Изд-во «Наука», 1965.
5. Иванов У. И., Михайлов Ю. А. Падение ртутных капель в магнитном поле. Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. н., 1965, № 4.
6. Ноздрев В. Ф., Сенкевич А. А. Курс статистической физики. «Высшая школа», 1965.
7. Иванов У. И., Михайлов Ю. А. Движение вблизи поверхности раздела фаз в присутствии электромагнитного поля. Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. н., 1966, № 1.

О ДВИЖЕНИИ ГАЗА ВБЛИЗИ ОБНАЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ УГОЛЬНОГО ПЛАСТА ПРИ ЕГО ПЕРЕМЕННОЙ ГАЗОПРОНИЦАЕМОСТИ

с. н. осипов, б. п. пясецкий

(Донецк)

Решение задачи движения метана около обнаженной поверхности угольного пласта в работах [1-4] получено при условии постоянной газопроницаемости; в работе [5] рассматривался стационарный процесс.

Проведенные экспериментальные работы показали [6-8], что газопроницаемость угольного пласта K в зависимости от расстояния до обнаженной поверхности x может быть приближенно отражена [9] в виде

$$K = 1/k_0x \quad (1)$$

где k_0 [м⁻³] — эмпирический коэффициент.

Изучение метановыделения из обнаженных поверхностей пластов в подготовительных выработках различных бассейнов [4,10] показало, что следует предполагать наличие влияния времени обнажения пласта на его газопроницаемость. В основе этого процесса лежит изменение проявления сил горного давления в зоне влияния горной выработки с течением времени. Непосредственные замеры подтвердили [8] наличие значительного влияния фактора времени на величину газопроницаемости угольного пласта вблизи обнаженной поверхности.

Учитывая, что в различных горногеологических условиях зависимость (1) может несколько изменяться, и принимая влияние времени на газопроницаемость пласта в виде $\varphi(t)$, значение коэффициента газопроницаемости можно представить как

$$K = x^{-n} \varphi(t) \quad (n > 0) \quad (2)$$

Уравнение движения газа в призабойной части пласта с учетом (2) оказывается подобным известному [11] и с учетом требований автомодельности примет вид

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \alpha \varphi(t) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x^n} \frac{\partial U}{\partial x} \right) \quad \left(U = p^2, \quad \alpha_* = \frac{p_0}{\mu [m + abRT(1 + bp_0)^{-2}]} \right) \quad (3)$$

Здесь t [сутки] — промежуток времени с начала обнажения пласта; p [ата] — давление газа в пласте; p_0 [ата] — начальное давление газа в пласте вне зоны влия-

ния горных работ; μ [кг сек m^{-2}] — динамическая вязкость метана; m — пористость угля; a, b — сорбционные константы уравнения Лэнгмюра; R [кг сек m^{-2}] — удельная газовая постоянная; T [град] — температура по абсолютной шкале.

Так как α зависит от давления, то уравнение (3) фактически линеаризуется. Уравнение (3) можно привести в виду

$$\frac{\partial U}{\partial \sigma} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x^n} \frac{\partial U}{\partial x} \right) \quad \left(\tau(t) = \int_0^t \varphi(t) dt, \sigma = \frac{\tau}{\alpha} \right) \quad (4)$$

Граничные условия

$$U|_{x=0} = U_1, \quad U|_{\sigma=0} = U|_{x \rightarrow \infty} = U_0$$

где U_1 — квадрат давления газа у обнаженной поверхности пласта. Уравнение (4) можно привести к виду

$$U'' + \frac{1}{(n+2)z} U' + U' = 0 \quad \left(z = \frac{x^{n+2}}{\beta \sigma}, \beta = (n+2)^2 \right) \quad (5)$$

Решая это уравнение, находим

$$U = C \int_0^z e^{-S} S^{-\frac{1}{n+2}} dS + C_1 \quad (6)$$

Из граничных условий имеем

$$C_1 = U_1, \quad C = \frac{U_0 - U_1}{\Gamma(\nu)} \quad \left(\nu = \frac{n+1}{n+2} \right)$$

Подставляя найденные значения C и C_1 в (6), получим

$$U(x, t) = \frac{U_0 - U_1}{\Gamma(\nu)} \int_0^z e^{-S} S^{-\frac{1}{n+2}} dS + U_1 \quad \left(z = \frac{x^{n+2} [\tau(t)]^{-1}}{\alpha (n+2)^2} \right) \quad (7)$$

Если принять, что газопроницаемость пласта в призабойной зоне изменяется по (1), то (7) примет вид [12]

$$U(x, t) = \frac{U_0 - U_1}{\Gamma(2/3)} \int_0^z e^{-S} S^{-1/3} dS + U_1 \quad \left(z = \frac{k_0 x^3}{9\alpha t} \right) \quad (8)$$

Для малых значений z подынтегральную функцию (8) можно разложить в ряд по степеням S . В результате, ограничиваясь первым членом, получим

$$U(x, t) = \frac{3}{2} \frac{U_0 - U_1}{\Gamma(2/3)} z^{2/3} + U_1 \quad (9)$$

Для больших значений z в интеграле (8) произведем замену $S = \lambda z$. Отсюда получим

$$U = U_1 + \frac{(U_0 - U_1) z^{2/3}}{\Gamma(2/3)} \left[\int_0^\infty e^{-\lambda z} \lambda^{-1/3} d\lambda - \int_1^\infty e^{-\lambda z} \lambda^{-1/3} d\lambda \right] \quad (10)$$

Первый из интегралов равен $z^{-2/3} \Gamma(2/3)$, выражение второго интеграла получим интегрированием по частям

$$U = U_0 - \frac{U_0 - U_1}{\Gamma(2/3)} z^{-1/3} e^{-z} \quad (11)$$

Подставив значения z в (9) и (11), соответственно имеем

$$U(x, t) = U_1 + \frac{3(U_0 - U_1)}{2\Gamma(2/3)} \left(\frac{x^3}{9\alpha t} \right)^{2/3} \quad (12)$$

$$U(x, t) = U_0 - \frac{(U_0 - U_1)(9\alpha t)^{1/3}}{x\Gamma(2/3)} \exp\left(-\frac{x^3}{9\alpha t}\right) \quad (13)$$

Выражения (7) и (8) при $z \geq 0.1$ могут быть определены численно при помощи таблиц неполной Γ -функции [13].

Как показывают расчеты, выражением (12) вполне удовлетворительно можно пользоваться при $z \ll 0.1$, а выражением (13) — при $z \gg 1.0$.

Сравнение расчетных величин газового давления, полученных по формулам (8) и (9) для условий пласта h_7 Смоляниновского при $k_0 = 0.78 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-3}$, с результатами расчетов на гидроинтеграторе [14] для тех же условий, но с учетом влияния горного давления на газопроницаемость призабойной зоны пласта, показало (фиг. 1) вполне удовлетворительное совпадение.

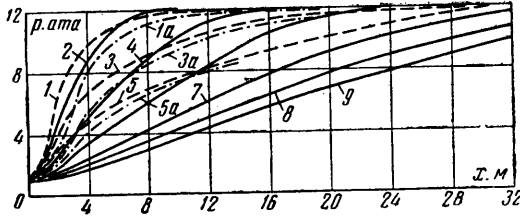
Как видно из приведенных на фиг. 1 кривых, распределение давления газа, полученное на гидроинтеграторе, изменяется в зависимости от положения максимума давления горных пород (шах σ), а рассчитанное при небольшом времени обнажения пласта — соответствует среднему положению. Отклонение результатов расчетов от полученных на гидроинтеграторе даже с другим законом изменения газопроницаемости пласта около обнаженной поверхности не превышает $\pm 1.5 \text{ атм}$.

Необходимо отметить полную аналогию кривых 1, 2, 3 (фиг. 1), особенно при $x < 2 \text{ м}$, и принципиальное отличие этих форм от кривых распределения давления в случае постоянной величины газопроницаемости [1].

Уравнение

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K(x) \frac{\partial p}{\partial x} \right]$$

$$(K(x) = (ax + b)^n)$$

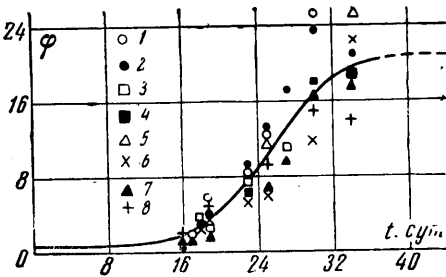


Фиг. 1. Распределение $p(x, t)$ для пласта h_7 Смоляниновский при переменной газопроницаемости, 1, 3, 5 — при $t = 1, 7$ и 30 суток шах σ при $x = 1.6 \text{ м}$ (по Липаеву); 1а, 3а, 5а — при $t = 1, 7$ и 30 суток шах σ при $x = 2.85 \text{ м}$ (по Липаеву); 2, 4, 6, 7, 8 и 9 — при $t = 1, 7, 30, 100, 200$ и 300 суток

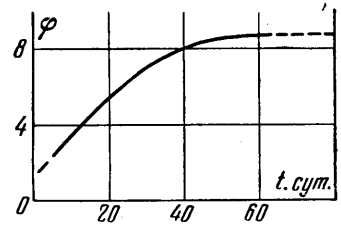
рассматривалось в работе [16] при более широких граничных условиях и произвольном n . Решение было получено в виде ряда Фурье — Бесселя, вследствие чего проведение численного анализа весьма затруднительно из-за слабой сходимости ряда.

Для определения функциональной зависимости изменения газопроницаемости призабойной зоны пласта от времени обнажения были использованы результаты наблюдений за изменением газопроницаемости пласта «Тонкого», приведенные в литературе [8].

Произведенные расчеты изменения газопроницаемости пласта в интервале дегазации 2—10 м (через 1 м) за период обнажения от 16 до 35 суток (с интервалом 1 сут-



Фиг. 2. Изменение значений $\varphi(t)$ в интервале дегазации. 1 — $x = 2-3 \text{ м}$, 2 — $x = 3-4 \text{ м}$, 3 — $x = 4-5 \text{ м}$, 4 — $x = 5-6 \text{ м}$, 5 — $x = 6-7 \text{ м}$, 6 — $x = 7-8 \text{ м}$, 7 — $x = 8-9 \text{ м}$, 8 — $x = 9-10 \text{ м}$



Фиг. 3. Изменение значений $\varphi(t)$ по результатам наблюдений за метановыделением из обнаженной поверхности пласта [8]

ки) показали (фиг. 2), что полученная зависимость вполне удовлетворительно может быть аппроксимирована кривой с уравнением

$$\varphi(t) = z_0 + \lambda \operatorname{arc} \operatorname{tg} \beta (t - t_1) \quad (z_0, \lambda, \beta, t_1 - \text{const}) \quad (14)$$

Для принятых нами условий пласта «Тонкого» [8] параметры уравнения (14) соответственно составляют: $z_0 = 11.5$, $\lambda = 8.3$, $\beta = 0.21$, $t_1 = 25.5$ суток.

Кроме того, косвенным путем по результатам изучения метановыделения из обнаженной поверхности пласта в 12 подготовительных выработках [5] удалось определить зависимость $\varphi(t)$ (фиг. 3).

Исходя из (3), метановыделение из единицы обнаженной поверхности пласта при условии $K = \varphi(t) x^{-1}$ составит

$$q(t) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\varphi(t)}{2RT\mu x} \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial x} \quad (15)$$

Подстановка $z = 9^{-1} x^3 \alpha^{-1} [\tau(t)]^{-1}$ в (14) дает

$$\varphi(t) = q_1 F(t) \left[\int_0^t F(t) dt \right]^2 \left(q_1 = 1.44\alpha (2RT\mu)^{3/2}, F(t) = \frac{\varphi(t)}{3RT\mu [\tau(t)]^{2/3} (3\alpha^2)^{1/3}} \right) \quad (16)$$

Здесь значения интеграла определялись путем графического интегрирования приведенной в литературе кривой [4], а q_1 определяется как среднее значение в том же интервале.

Как видно из фиг. 3, для аппроксимации зависимости $\varphi(t)$ также вполне подходит выражение (14). Расчеты, произведенные с использованием этой зависимости, показали (фиг. 4) вполне удовлетворительное совпадение расчетного распределения газового давления в призабойной зоне пласта с фактически замеренным [8].

При отсутствии влияния времени на газопроницаемость пласта вблизи обнаженной поверхности и наличии зависимости (1) величина метановыделения с единицы поверхности с учетом (8) составляет

$$q(t) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{K}{2RT\mu} \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{q_0}{t^{2/3}} \quad (17)$$

$$q_0 = \frac{U_0 - U_1}{2.88RTk_0\mu\Gamma(2/3)\alpha^{2/3}}$$

С учетом влияния времени обнажения пласта на его газопроницаемость (2) величина метановыделения q с единицы обнаженной поверхности составляет

$$q(t) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{1}{2RT\mu} \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{q_0 \varphi(t)}{[\tau(t)]^v} \quad (18)$$

$$\left(q_0 = \frac{(U_0 - U_1)(n + 2)^{n+2}}{2RT\mu\Gamma(v)\alpha^n} \right)$$

Если принять изменение газопроницаемости среды в виде $K = k_0^{-1} x^{-n}$, то распределение газового давления вблизи движущейся обнаженной поверхности может быть описано дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \alpha_1 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x^n} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + v \frac{\partial U}{\partial x} \quad \left(\alpha_1 = \frac{\alpha}{k_0} \right) \quad (19)$$

Здесь $k_0 [M^{-(n+2)}]$ — эмпирический коэффициент; $v [м/сутки]$ — скорость подвигания лавы.

Если принять $\tau = \alpha_1 t$, $v_0 = 1/2 v \alpha_1^{-1}$, то уравнение (19) можно привести к виду с начальными и граничными условиями

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x^n} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + 2v_0 \frac{\partial U}{\partial x}, \quad U|_{x=0} = U_1, \quad U|_{x \rightarrow \infty} = U|_{\tau=0} = U_0 \quad (20)$$

Поставленная задача аналитически решена для стационарного случая С. А. Христиановичем [4]. Для нестационарного случая решение задачи получено Ю. А. Липаевым [16] на гидроинтеграторе. Решение уравнения (20) будем искать в виде

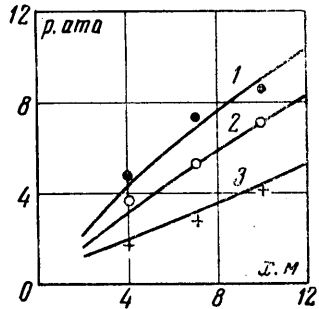
$$U(x, \tau) = U_0 + \psi(x, \tau) \quad (21)$$

Тогда для функции $\psi(x, \tau)$ получим уравнение

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x^n} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + 2v_0 \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (22)$$

при

$$\psi|_{x \rightarrow \infty} = \psi|_{\tau=0} = 0, \quad \psi|_{x=0} = U_1 - U_0$$



Фиг. 4. Сравнение определения $p(x, t)$ расчетом по формуле (7) с экспериментальными замерами [8] при $\alpha = 19$, $n = 1$. 1 — через 15 суток после обнажения пласта; 2 — через 20 суток после обнажения пласта; 3 — через 30 суток после обнажения пласта. Сплошными линиями обозначены расчетные величины давления газа

Пусть

$$\psi(x, \rho) = \int_0^{\infty} e^{-\rho\tau} \psi(x, \tau) d\tau$$

есть преобразование Лапласа от функции $\psi(x, \tau)$. Полагая

$$\psi(x, \rho) = x^{1/2n} \exp\left(-\frac{v_0 x^{n+1}}{n+1}\right) W(x, \rho) \quad (23)$$

после подстановки (23) в (22) и упрощений получим уравнение для функции W вида

$$W'' - \left[v_0^2 x^{2n} + \rho x^n + \frac{n(n+2)}{4x^2} \right] W = 0 \quad (24)$$

При больших значениях x поведение решений этого уравнения определяется членом $v_0^2 x^{2n}$. Из общей теории известно, что два линейно-независимых решения уравнения $y'' - v_0^2 x^{2n} y = 0$ ведут себя при $x \rightarrow \infty$ следующим образом:

$$y_1 \sim \exp\left(-v_0 \frac{x^{n+1}}{n+1}\right), \quad y_2 \sim \exp\left(v_0 \frac{x^{n+1}}{n+1}\right)$$

Значит, и линейно-независимые решения уравнения (24) при больших x имеют асимптотику вида

$$W_1 \sim \exp\left(-v_0 \frac{x^{n+1}}{n+1}\right), \quad W_2 \sim \exp\left(v_0 \frac{x^{n+1}}{n+1}\right)$$

Условию (23) удовлетворяет только экспоненциально убывающее решение W_1 . Отбрасывая в уравнении (24) член $v_0^2 x^{2n}$, тем самым меняем порядок роста и убывания решений при $x \rightarrow \infty$, но учитывая, что $\operatorname{Re} \rho > 0$, снова получаем: одно решение — экспоненциально растущее, другое — убывающее.

Благодаря наличию в (23) множителя $\exp[-v_0 x^{n+1}/(n+1)]$, условию $\psi(x, \rho) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$ удовлетворяет не только убывающее решение уравнения

$$W'' - \left[\rho x^n + \frac{n(n+2)}{4x^2} \right] W = 0 \quad (25)$$

но и экспоненциально растущее его решение. Тем не менее, учитывая сказанное выше о поведении решений точного уравнения (24), необходимо сохранить только убывающее решение уравнения (25). Таким решением будет [17]

$$W = x^{1/2} K_\nu \left(\frac{2\sqrt{\rho}}{n+2} x^{1/2(n+2)} \right) \quad (26)$$

где $K_\nu(r)$ — цилиндрическая функция Макдональда. Отсюда

$$\Psi(x, \rho) = x^{1/2(n+1)} \exp\left(-\frac{v_0 x^{n+1}}{n+1}\right) K_\nu \left(\frac{2\sqrt{\rho}}{n+2} x^{1/2(n+2)} \right) \quad (27)$$

Применяя формулу преобразования Лапласа, получим

$$\psi(x, \tau) = (U_1 - U_0) \exp\left(-\frac{v_0}{n+1} x^{n+1}\right) \left[1 - \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^z e^{-S} S^{\nu-1} dS \right] \quad (28)$$

Для искомой функции $U(x, \tau)$ из (24) получим

$$U(x, \tau) = U_0 - (U_0 - U_1) \exp\left(-\frac{v_0}{n+1} x^{n+1}\right) \left[1 - \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^z e^{-S} S^{\nu-1} dS \right] \quad (29)$$

$$\left(z = \frac{x^{n+2}}{(n+2)^2 \tau} \right)$$

Приближенное решение уравнения (20) удовлетворяет начальному и обоим граничным условиям. Возвращаясь к исходным переменным (19), получим

$$U(x, t) = U_0 - (U_0 - U_1) \exp\left(-\frac{v x^{n+1}}{2\alpha_1(n+1)}\right) \left[1 - \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^z e^{-S} S^{\nu-1} ds \right] \quad (30)$$

$$\left(z = \frac{x^{n+2}}{\alpha_1(n+2)^2 t} \right)$$

При сравнении (30) с (7) легко увидеть, что уравнения отличаются (при $\tau(t) = 1$) на экспоненциальный множитель, учитывающий влияние скорости подвигания очистного забоя на распределение газового давления в призабойной зоне пласта.

По выражению (30) при $n = 1$ и $k_0 = 0.78 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-3}$ для условий пласта h_7 Смоляниновский (шахта 17-17 бис) подсчитано распределение газового давления вблизи движущегося забоя при скорости подвигания лавы 3 м/сутки (Фиг. 5).

Для сравнения на этой же фигуре приведено распределение газового давления при неподвижном забое. Для стационарной задачи (при $t \rightarrow \infty$) из (19) имеем

$$\alpha_1 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x^n} \frac{\partial U^*}{\partial x} \right) + v \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (31)$$

$$U^*|_{x=0} = U_1, \quad U^*|_{x \rightarrow \infty} = U_0$$

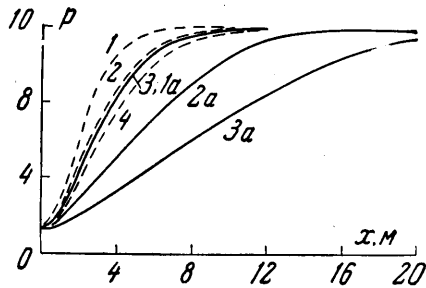
Решение этого уравнения имеет вид

$$U^*(x) = U_0 - (U_0 - U_1) \exp \frac{-vx^{n+1}}{2\alpha_1(n+1)} \quad (32)$$

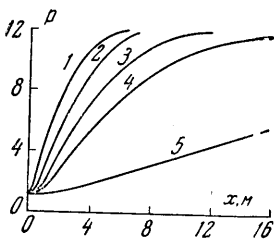
По этому уравнению для условий пласта h_7 Смоляниновский подсчитано распределение газового давления вблизи движущегося забоя в зависимости от скорости подвигания (Фиг. 6).

На Фиг. 6 также приведена кривая распределения газового давления около неподвижной обнаженной поверхности пласта при $t = 300$ суток.

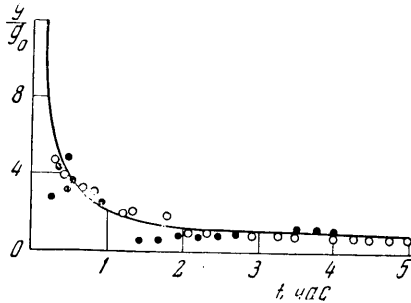
Как видно из приведенных на Фиг. 5 и 6 данных, скорость подвигания забоя оказывает большое влияние на распределение газового давления в призабойной зоне угольного пласта.



Фиг. 5. Распределение $p(x, t)$ для пласта h_7 Смоляниновский при скорости подвигания 3 м/сутки ($n = 1$). 1 — $t = 1$ сутки; 2 — $t = 7$ суток; 3 — $t = 30$ суток; 4 — $t \rightarrow \infty$. То же для неподвижного забоя. 1a — $t = 1$ сутки; 2a — $t = 7$ суток; 3a — $t = 30$ суток



Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 6. Распределение $p(x, t)$ для пласта Смоляниновский при: 1 — $v = 8$ м/сутки; 2 — $v = 4$ м/сутки; 3 — $v = 2$ м/сутки; 4 — $v = 1$ м/сутки; 5 — $v = 0$; $t = 300$ суток
Фиг. 7. Сравнение расчетного (сплошная линия) изменения относительного дебита метана из единицы обнаженной поверхности пласта h_7 Смоляниновский при $v = 1.0$ м/сутки с результатами замеров (точки)

Из (32) можно получить расход газов через единицу движущейся обнаженной поверхности пласта при

$$q(t) = \frac{1}{2RTk_0\mu} \lim_{x \rightarrow 0} \frac{1}{x^n} \frac{\partial U}{\partial x} \quad (33)$$

Тогда

$$q(t) = \frac{U_0 - U_1}{2RTk_0\mu} \left[\frac{V}{2\alpha_1} + \frac{1}{\Gamma(\nu) t^\nu \alpha_1^\nu (n+2)^{n/(n+2)}} \right] \quad (34)$$

Относительное изменение дебита метана через единицу движущейся обнаженной поверхности пласта во времени составляет

$$\frac{q(t)}{q_0} = \frac{1 + (\beta v / 2\alpha_1) t^\nu}{(t_0^{-\nu} + \beta v / 2\alpha_1) t^\nu} \quad \left(\beta = \Gamma(\nu) (n+2)^{\frac{n}{n+2}} \alpha_1^\nu \right) \quad (35)$$

Здесь t_0 [сутки] — промежуток времени от начала обнажения до момента, принятого за эталон; q_0 — дебит метана через единицу движущейся обнаженной поверхности пласта через время t_0 после обнажения.

Анализ уравнения (35) показывает, что теоретически $q(t) \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow 0$, однако с ростом t значение $q(t)$ резко убывает (фиг. 7), а затем заметно стабилизируется.

Сравнение выражений (34) и (18) при отсутствии влияния времени обнажения на газопроницаемость призабойной зоны пласта показывает, что в аналогичных условиях дебит метана из единицы площади обнаженной поверхности пласта при движущемся забое на величину $(U_0 - U_1) v (4RTk_{01}\alpha_1)^{-1}$ больше, чем при неподвижном забое. Эта разница увеличивается по мере роста скорости подвигания забоя.

Сравнение результатов наблюдений за относительным изменением дебита метана из подвижной обнаженной поверхности (при $t_0 = 3$ часа) пласта h_7 Смоляниновский во второй западной лаве с расчетной кривой при $n = 1$ м/сутки и $t > 20$ мин показало (фиг. 7) хорошее совпадение.

В заключение необходимо отметить, что для дальнейшего уточнения полученных решений необходимо провести большие экспериментальные работы по определению величины констант и коэффициентов в зависимости от различных горнотехнических условий разработки.

Кроме того, следует количественно определить необходимость учета диффузионных процессов, особенно в призабойной зоне подвижного забоя при значительном отжиме и растрескивании массива.

Полное описание и решение задачи движения газа в призабойной зоне угольного пласта возможно только с учетом процессов фильтрации, сорбции и диффузии. Однако уже сейчас очевидно, что такое решение будет малоприспособно для практических расчетов ввиду огромной сложности. Поэтому следует признать рациональным использование полученного решения с учетом фильтрации и сорбции газа, но для каких-то особых условий, в случае преобладающего влияния процессов диффузии следует либо вводить соответствующие поправки, либо получить решения на основе процессов диффузии и сорбции.

Поступило 25 VIII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Кричевский Р. М. О выделении метана из угольного массива в подготовительные выработки. Бюл. Макеевского науч.-исслед. ин-та по безопасности труда в горной промышленности, 1947, № 16.
2. Полубаринова - Кочина П. Я. Некоторые плоские задачи теории фильтрации в угольном пласте. ПММ, 1954, т. 18, вып. 1.
3. Разумова В. Н. Некоторые задачи неустановившейся фильтрации газа в угольном пласте (способ линеаризации уравнений). Инж. сб., 1955, т. 21.
4. Воропаев А. Ф. Определение ожидаемого газовыделения в подготовительные выработки, проходимые по газоносным пластам. Сб. «Науч.-исслед. работы в угольной промышленности», ЦИТИ угля, Углетехиздат, 1959, № 3.
5. Христианович С. А. Распределение давления газа вблизи движущейся свободной поверхности угля. Изв. АН СССР, ОТН, 1953, № 12.
6. Щербань Н. А., Цырульников А. С. Газопроницаемость угольных пластов. Киев, Изд. АН УССР, 1958.
7. Брыляков В. Е. Газопроницаемость угольных пластов Копейского угленосного района. Уголь, 1963, № 7.
8. Бондарь И. И. Определение дренирующего влияния подготовительных выработок на угольный массив. Дегазация угольных пластов. Госгортехиздат, 1961.
9. Ходот В. В. Внезапные выбросы угля и газа. М., Госгортехиздат, 1961.
10. Тарасов Б. Г. Деформация угольного пласта и газовыделение в подготовительных выработках. Зап. ЛГИ им. Г. В. Плеханова. Вентиляция, 1959, вып. 1.
11. Лейбензон Л. С. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М.—Л., Гостехиздат, 1947.
12. Осипов С. Н. Метановыделение при разработке пологих угольных пластов. Изд. «Недра», 1964.
13. Слущкий Е. Е. Таблицы для вычисления неполной Г-функции и функции вероятности. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1950.
14. Липаев Ю. А. Прогноз дегазации угольного массива вблизи очистных и подготовительных выработок методом гидравлических аналогий. Дегазация угольных пластов. Госгортехиздат, 1961.
15. Гусейнов Г. П. Некоторые вопросы гидродинамики нефтяного пласта. Баку, Азербешр, 1961.
16. Липаев Ю. А. Расчет дегазации призабойной зоны угольного пласта малой мощности при различных скоростях подвигания лавы. Сб. «Проблемы рудничной аэрологии». Изд-во АН СССР, 1963.
17. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. 4-е. М.—Л., Физматгиз, 1963.