Раздел 2. Физика горных процессов на больших глубинах

УДК 622.831: 537.86

Я.И. Грановский

ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОУГОЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ

Институт физики горных процессов НАН Украины

В данной статье рассмотрена динамика развития газоугольного выброса. Детальное описание угольного пласта заменено двумя феноменологическими константами. В полной (будущей) теории они будут вычислены на основе конкретной модели.

Ключевые слова: угольный пласт, газ, выброс, динамика, теория

Динамическое уравнение

Газоугольный выброс (ГУВ) – это процесс, четко разделяющийся на три временные стадии с разной динамикой [1,2]. Поэтому термодинамическое описание [3], в котором **нет** временной зависимости, по необходимости фрагментарно и не может служить основой динамической теории.

Поскольку главным «двигателем» всего процесса является динамика газа (метана или углекислоты), основное внимание следует уделить описанию его поведения.

Плотность газа подчиняется закону сохранения массы:

$$\partial\rho/\partial t = D\nabla^2\rho + \gamma\rho\,, \tag{1}$$

в котором $\gamma\rho$ обозначает вклад объемных источников (в линейном приближении), а диффузионное слагаемое $D\nabla^2\rho$ описывает утечку (или прирост) массы.

Параметры D и γ – основные константы теории. Они определяются многими факторами – внешним давлением, геометрией выработки, состоянием пласта и т. п. Их зависимость от времени может быть учтена в общем виде (см. ниже *Обобщение*), но зависимость от координат требует более глубокого анализа.

Уравнение (1) может быть приведено к безразмерному виду

$$\partial\rho/\partial t = \nabla^2\rho + \rho\,, \tag{2}$$

если измерять время в единицах $1/\gamma$, а координаты – в $\sqrt{D/\gamma}$. Данное уравнение не имеет специфических характеристик и поэтому относится ко **всем** выбросам, т.е. является родовым принципом.

Многие характеристики ГУВ в среднем одинаковы [4] – это является следствием уравнения (2). Исключение составляет масса выброшенного материала, но и это тоже согласуется с уравнением (2), так как зафиксировать характерную величину плотности, ее масштаб невозможно ввиду линейности самого уравнения (см. также *Приложение*).

Уравнение (2) имеет вид уравнения Фоккера–Планка и может рассматриваться как стохастическое. Мы не будем этого делать, хотя и не исключаем такой возможности.

Множество решений

Общее решение линейного уравнения – это суперпозиция экспонент

$$\rho(\bar{r},\ t) = \sum_n \rho_n \exp\left[\phi_n(t,x)\right], \tag{3}$$

в которых «фаза» ϕ_n определяется из уравнения (2) и равна

$$\phi_n(t,x) = (q_n^2+1)t \pm \vec{q}_n \vec{r}\ . \tag{3а}$$

Постоянные ρ_n, $\vec{q}_n$ определяются из граничных и начальных условий.

Будем рассматривать одномерную задачу, так что $\vec{q}_n \vec{r} = q_n x$. Спектр q_n весьма широк, но мы ограничим его ***вещественной*** осью, чтобы исключить колебательные режимы. Тем не менее ряд (3) остается все еще очень общим. Так, при $q_n = an$ он включает все θ-функции[1], среди которых находится известное решение уравнения диффузии $t^{-0,5}\exp(-x^2/4t)$.

Биволновое приближение

В любом случае плотность (3) состоит из волн, бегущих в противоположных направлениях, поскольку (3а) содержит два знака. Достаточно ограничиться учетом двух волн [2]:

$$\rho(x,t) = a_1(t)\exp(-q_1 x) + a_2(t)\exp(+q_2 x), \tag{4}$$

где $a(t) = \rho\exp\left[(q^2+1)t\right]$. Их скорости равны

$$V = \pm\frac{q^2+1}{q} \tag{5}$$

(знак + отвечает волне, бегущей вправо по оси x). Зависимость (5) немонотонная – при $q=1$ скорость имеет минимум, равный 2 (т.е. $2\sqrt{D\gamma}$ в размерных переменных).

[1] Это связано с тем, что уравнение (2) обладает группой симметрии $SL(2)$.

[2] Подчеркнем, что вопреки названию «волны» это не периодический процесс, а движущийся одиночный импульс.

В каждый момент времени плотность (4) имеет минимум, если

$$-q_1 a_1(t)\exp(-q_1 x) + q_2 a_2(t)\exp(+q_2 x) = 0\,, \tag{6}$$

так что его положение определяется формулой

$$x_{\min} = x_0 + (q_1 - q_2)t\,,\ x_0 = (q_1 + q_2)^{-1}\ln[(q_1\rho_1)(q_2\rho_2)^{-1}]\,. \tag{7}$$

Минимум движется вправо со скоростью $V_m = q_1 - q_2$, изменяясь во времени (приблизительно) как $\rho_{\min} \cong \rho_2 \exp(t)$. Его ширина равна $\delta x \cong 2\sqrt{\rho/\rho''} \cong$ $\cong 2\sqrt{D/\gamma}$, т.е. очень мала.

Этот «бегущий» минимум есть ни что иное, как волна разгрузки – за ее фронтом резко падает давление. Это, в свою очередь, приводит в действие механизм Христиановича [5]: нарушается стабильность трещин, которые раскрываются за время $\propto 1/\gamma$, высвобождая сжатый газ[3]. Процесс практически прекращается, когда волна разгрузки пройдет максимум опорного давления, т.е. при $t > t_0 = L/V_m$ (см. ниже *Обобщение*).

Одновременно с разгрузкой развивается волна выброса, бегущая влево; ее амплитуда равна

$$\rho(t) = \rho_2(t_0)\exp\left[(q_2^2+1)(t-t_0) + q_2(x-L)\right] \approx \rho_2(t_0)\exp[t-t_0]\,. \tag{8}$$

Через время $\Delta t = L/V$ она достигает груди забоя, и при $t = t_0 + \Delta t = T$ начинается выброс. Его длительность определяется размером очага L и имеет такой же порядок величины, что и Δt.

Таким образом, процесс ГУВ состоит из трех стадий: подготовки ($0 < t < t_0$), развития ($t_0 < t < T$) и спада ($t > 2T$). Все они описываются **одним** динамическим уравнением (1).

Самосогласование

Как видно, механизм Христиановича, который «включается» волной разгрузки, высвобождает определенное количество метана. В то же время в исходном уравнении уже содержится источник газа. Внутренняя согласованность предлагаемой модели требует, чтобы постулированная мощность источника $\gamma\rho$ согласовалась с той, которую предсказывает механизм Христиановича. Нетрудно видеть, что это требование выполнено: плотность высвобожденной энергии E пропорциональна давлению газа p, т.е. в конечном счете – его плотности ρ. Это означает, что феноменологический параметр γ может быть выражен через эффективную поверхностную энергию и другие физические величины, характеризующие изучаемый объект.

---

[3] Это и есть постулированный выше «источник» $\gamma\rho$.

Обобщение

Как отмечено выше, динамическое уравнение (1) может быть обобщено на тот случай, когда параметр γ зависит от времени.

Решение сохраняет прежний вид (3), но фаза обобщается и в размерных переменных равна

$$\phi_n(t,x) = \int \left[(Dq_n^2 + \gamma(t))dt \pm q_n dx \right]. \tag{9}$$

Сохраняются все основные свойства, кроме одного – скорости волн становятся переменными:

$$V_n = dx/dt = \pm \left(Dq_n + \frac{\gamma(t)}{q_n} \right). \tag{10}$$

Минимальная скорость равна по-прежнему $2\sqrt{D\gamma(t)}$ и, в частности, может обратиться в нуль. Это значит, что в тот момент времени, когда $\gamma(t_0) = 0$, волна разгрузки останавливается, а волна выброса продолжает движение к забою!

Выводы

Итак, предложенное динамическое уравнение единым образом описывает все три стадии развития ГУВ и без гипотез объясняет **совместное** появление волн разгрузки и выброса. В результате их сложения автоматически возникает ударная волна, за фронтом которой резко падает давление и включается механизм Христиановича.

Теория выброса формулируется единым образом в безразмерном виде.

Дальнейшее развитие теории – это анализ энергетического и массового баланса, который связывает параметры D и γ с характеристиками пласта и внешними условиями, в которые он погружен. Это устраняет врожденный недостаток феноменологической теории – неучет горного давления и напряженного состояния угольного пласта.

Требует дальнейшего анализа проблема инициации, поскольку очевидно, что не всякий начальный «толчок» способен спровоцировать выброс.

1. *Ходот В.В.* Внезапные выбросы угля и газа / В.В. Ходот. – М.: ГНТИ, 1961. – 364 с.
2. *Петухов И.М.* Механика горных ударов и выбросов / И.М. Петухов, А.М. Линьков. – М.: Недра, 1983. – 280 с.
3. *Гранкина А.И., Грудский И.М., Гуфан Ю.М.* – ФТТ. – 1987. – **29**, №11. – С. 3456.
4. *Шевелев Г.А.* Динамика выбросов угля, породы и газа / Г.А. Шевелев. – К.: Наукова думка, 1989. – 42 с.
5. *Христианович С.А.* О волне выброса / С.А. Христианович // Изв. АН СССР. ОТН. – 1953. – №12. – С. 1679.

Приложение: Анализ размерностей.

Согласно [4], лучше других определены три экспериментальные величины:

– скорость продвижения разрушения по пласту $V = 2$ м/с,

– плотность потока выброшенного материала J =4 т/м^2·с,

– величина вновь образованной поверхности[4] $S = 4$ м^2/кг.

Они выражаются через μ, D, γ (с размерностями кг/м^3, м^2/с, 1/с) следующими формулами[5]:

$$V = \sqrt{D\gamma},\ J = \mu\sqrt{D\gamma},\ S = \sqrt{\gamma / D\mu^2}\ , \qquad (\text{П.1})$$

откуда

$$\gamma = JS = 1{,}6\cdot 10^4\,\text{с}^{-1},\ D = \frac{V^2}{\gamma} = 2{,}5\cdot 10^{-4}\,\text{м}^2/\text{с},\ \mu = \frac{J}{V} = 2\ \text{т/м}^3. \qquad (\text{П.2})$$

Поскольку характерная плотность равна μ = 2 т/м^3, то даже небольшой очаг с радиусом порядка 5 м способен выбросить массу порядка тысячи тонн.

Известны две полезные величины: эффективная потенциальная энергия (ЭПЭ)

$$\text{Э} = \kappa_1\mu V^3 / \gamma \qquad (\text{П.3})$$

и средний размер отброшенных «чешуек» угля

$$l = \kappa_2\sqrt{D/\gamma}\ . \qquad (\text{П.3а})$$

Величина Э = 10 Дж/м^2, так что $\kappa_1 = 10$, а $l = 3$ мм, откуда $k_2 = 24$.

Если работу ЭS = 40 Дж/кг приравнять $V^2/2$, то скорость отброса получится равной 9 м/с, что примерно втрое меньше наблюдаемой. Следовательно, необходимо учитывать работу упругих и других сил.

Отметим наличие безразмерной величины

$$C = JD/\text{Э} = 0{,}1\,, \qquad (\text{П.4})$$

физический смысл которой неясен.

Я.Й. Грановський

ДИНАМІЧНА ТЕОРІЯ ГАЗО-ВУГІЛЬНИХ ВИКИДІВ

В статті розглянуто динаміку розвитку газовугільного викиду. Детальний опис вугільного пласта замінений двома феноменологічними константами. В повній теорії вони будуть обчислені на основі конкретної моделі.

Ключові слова: вугільний пласт, газ, викид, динаміка, теорія

[4] Как известно, это главная характеристика разрушенного материала.

[5] Возможны безразмерные коэффициенты.

Y.I. Granovskiy

DYNAMICAL THEORY OF THE GAS-COAL OUTBURSTS

Gas-coal outburst progress dynamics is studied. Full description of a coal bed is substituted by two phenomenological constants. It is intended that these constants will be derived for a specific model in the future complete theory.

Keywords: coal bed, gas, outburst, dynamics, theory

Статья поступила в редакцию 22 февраля 2010 года