

# 煤与瓦斯突出的一维流动模型和启动判据<sup>\*1)</sup>

俞善炳

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

**摘要** 本文将煤与瓦斯突出这一现象和因素模化, 建立了研究机理的一维流动模型, 给出了基本方程和突出基本准则——破碎启动准则。在这理想模型中, 开挖前的围压作为媒体受载因素影响破碎启动从而影响流场, 流场与应力场则解耦, 可独立地研究流场, 研究瓦斯渗流, 煤的破碎启动及随后的两相流与纯气相流。

掘进是外加扰动, 使渗流相对加剧, 是启动突出的基本因素。讨论恒速掘进下的渗流过程, 从渐近解——恒稳渗流解给出启动判据, 分别表示成: 可能条件——地应力条件; 孕育条件——掘进条件或瓦斯条件; 触发条件——渗流速度条件。

**关键词** 突出, 机理, 判据, 破碎, 启动, 渗流, 掘进

为了探讨煤与瓦斯突出的机理, 应对现象的过程和各种基本因素作统一的综合的考察。就实际的复杂现象将情况简化, 抽象成理想模型, 在数学描述的基础上可以进行有效的演绎分析和定量研究, 以得到一些初步的基本的认识。文[1]将情况模化, 提出了一个研究煤与瓦斯突出的一维流动模型。本文先对模型作完整的描述, 然后讨论突出的启动。

## 一、基本方程

按流动的特征, 煤与瓦斯突出涉及三类流动: 瓦斯在未破碎起动的媒体中的渗流; 破碎启动后的散体煤与瓦斯的相流; 以及纯气相流。想像常横截面的一维流动情况, 我们可给出方程如下。

### (I) 两相流区

计及解吸, 并假定解吸瓦斯的质量与吸附它的固体质量相比可以忽略, 还忽略固体密度的变化而视作常数  $\rho_s$ , 那么质量和动量方程可以写成<sup>[1]</sup>

$$\frac{\partial \varepsilon \rho}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon \rho u}{\partial x} + \frac{\partial (1 - \varepsilon) q}{\partial t} + \frac{\partial (1 - \varepsilon) q u_s}{\partial x} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_s \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - (1 - \varepsilon) \frac{\partial u_s}{\partial x} = 0 \quad (1.2)$$

\* 本课题由国家自然科学基金会资助。

本文由编委谈庆明推荐。

本文于1991年11月16日收到。

1) 本文英文稿发表在力学学报英文版1992年8卷第3期上。

$$\frac{\partial \varepsilon \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon \rho u^2}{\partial x} - u_s \left( \frac{\partial \varepsilon \rho}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon \rho u}{\partial x} \right) + \varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} = -f_i \quad (1.3)$$

$$(1 - \varepsilon) \rho_s \frac{\partial u_s}{\partial t} + (1 - \varepsilon) \rho_s u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + (1 - \varepsilon) \frac{\partial p}{\partial x} = f_i - f_w \quad (1.4)$$

其中  $t$  为时间坐标,  $x$  为运动方向的空间坐标,  $p$ 、 $\rho$  和  $u$  为游离气体的压力、密度和速度,  $u_s$  为固体速度,  $\varepsilon$  为孔隙率,  $q$  为单位固体体积内附着的非游离气源质量;  $f_i$  为相间速度差引起的气相对固相的作用, 应有相间作用规律  $f_i = f_i(u, u_s, \varepsilon, p, \rho)$ ;  $f_w$  是来自侧壁的作用

$$f_w = \frac{D_w s}{A} \quad (2)$$

其中  $s$  和  $A$  是横截面的周长和面积,  $D_w$  为单位侧壁面积上的阻力, 由散体阻尼规律确定  $D_w = D_w(u, u_s, \varepsilon, p, \rho)$ 。此外, 气体状态假定满足关系  $p = p(\rho)$ , 吸附规律作平衡近似而假定为  $q = q(p)$ 。

这样, 在两相流区问题归结成: 在给定气体状态关系、吸附规律、相间作用规律和散体阻尼规律下由方程组(1)确定  $\varepsilon$ 、 $u_s$ 、 $u$  和  $\rho$  (相应地有  $p$  和  $q$ )。

### (II) 渗流区

对于未破碎起动的煤体, 可以认为是  $u_s = 0$  的情况。相应地有  $\varepsilon = \varepsilon(x)$  (基于  $\rho_s = \text{const.}$  的假定, 由(1.2)有  $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0$ )。因此渗流方程组写成

$$\frac{\partial \varepsilon \rho}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon \rho u}{\partial x} + \frac{\partial (1 - \varepsilon) q}{\partial t} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \varepsilon \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon \rho u^2}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} = -f_i \quad (3.2)$$

实质上, 这里是忽略了破碎启动以前煤体变形对内部渗流的影响, 因而渗流方程组与煤体应力场无关。

这样, 在渗流区问题归结成: 在给定气体状态关系、吸附规律、相间作用规律和孔隙率分布下确定渗流场。

### (III) 纯气相区

纯气相区可以认为是  $\varepsilon = 1$  的情况。方程就是通常的一维气动方程组

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

## 二、破碎启动准则

煤层原来处于地应力的受压状态下, 开挖后, 煤体的受载模式以及内部瓦斯的渗出使开挖面处有较大的应变, 煤体结构可能破坏, 在一定条件下开挖面一层煤与母体分离而随瓦斯流抛出。讨论突出机理显然应考察: 开挖面一层煤自煤体分离的条件——破碎条

件。

考察开挖面一层煤,  $T$  处拉应变最大,  $s$  处剪应变最大(见图 1)。如果  $T$  处拉裂, 裂纹迅速伸展, 如果  $s$  处又剪裂, 这一层煤才自煤体分离。

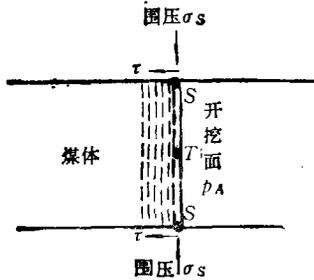


图 1 破碎的一维模型

因此, 在这儿破碎可理解为开挖面一层煤既拉裂(层裂)又剪裂。这样, 虽然煤体的应力应变场实质上是非一维的, 但破碎却可作一维模化。在物理上, 界面一层煤拉裂自然应是有厚度的, 逐层破碎的描写就会是间断性的, 在我们的数学模型中忽略这厚度而对破碎作连续描述, 因而破碎条件表现为界面条件。开挖面一层煤正向为界面瓦斯压力  $p_A$ , 侧向受围压  $\sigma_s$ 。如取泊松比为  $1/2$ , 则位应变取决于  $\sigma_s - p_A$ , 即有效围压。开挖面一层煤所受的有效围压大到一定值后就拉裂, 这个限值可取侧向抗压强度  $\sigma^*$ , 即拉裂条件表示成

$$\sigma_s - p_A \geq \sigma^*$$

如果拉裂发生, 会向内逐层进行一段。对于层裂煤, 平衡方程为(可参照(1.4))

$$f_i - (1 - \varepsilon) \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\tau s}{A}$$

其中  $\tau$  为侧壁处的剪应力, 左边部分是渗流场确定的量, 可称之为渗流作用力  $f$ , 即定义

$$f = f_i - (1 - \varepsilon) \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4)$$

这样, 开挖面上渗流作用力  $f_A$  大到使侧壁剪力到达剪切强度  $\tau^*$  时, 层裂煤又被剪裂, 即剪裂条件表示成

$$f_A = \frac{\tau^* s}{A}$$

对于“拉裂-剪碎”情况, 我们就有了破碎条件

$$\sigma_s - p_A \geq \sigma^* \cap f_A = \frac{\tau^* s}{A}$$

这应是突出的典型情况, 实验研究中留存有层裂煤就是例证<sup>[2]</sup>。一般地说, 当然也可能有“剪裂-拉碎”情况, 突出前有明显整体前移就相应于这种情况, 我们不管正应力梯度对剪应力的耦合影响, 把“剪裂-拉碎”情况的破碎条件相应地写成

$$f_A \geq \frac{\tau^* s}{A} \cap \sigma_s - p_A = \sigma^*$$

两种情况汇合成统一的破碎条件可以表示为

$$\sigma_s - p_A \geq \sigma^* \cap f_A \geq \frac{\tau^* s}{A}$$

接着来考察开挖面侧向围压  $\sigma_s$ 。忽略渗流对它的影响, 考虑图 2 所示的受载模式。无限煤体受围压  $\sigma_\infty$ , 圆柱形巷道有压力  $p_A$ , 形成的应力场应有

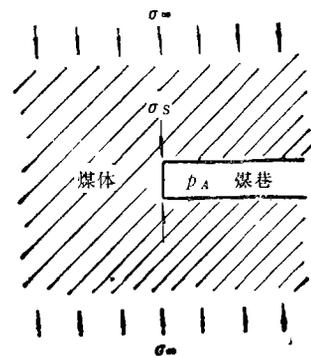


图 2 煤体受载模式

$$\sigma_i - p_A = \theta(\sigma_\infty - p_A) \quad (5)$$

模态系数  $\theta$  就是应力集中系数。  $\sigma_\infty$  可认为是煤巷开挖前的当地围压, 它对于所提的流动模型应是预先给定的。这样, 破碎条件最后表示为

$$\theta(\sigma_\infty - p_A) \geq \sigma^* \cap f_A \geq \frac{\tau^* s}{A} \quad (6)$$

我们忽略了媒体变形对渗流的影响, 应力场只有使开挖面破碎才影响流场, 破碎条件作为数学上渗流区和两相流区之间的界面条件反映这一影响, 因而只有开挖面的应力状态才是重要的, 把它关联到根源的媒体受载及渗流作用上, 就得到最终的破碎条件。这样, 流场与应力场解耦, 不必管应力场而独立地研究流场, 研究瓦斯渗流, 煤的破碎及随后的两相流与纯气相流。

开挖面一层煤原来处于媒体的静止平衡中, 破碎时有效应力突然损失而失去平衡, 被渗流作用力加速而启动。突出研究的核心就是开挖面一层煤的破碎, 破碎条件就是突出基本准则, 我们称之为破碎启动准则。

### 三、不同流区间的界面

#### A. 破碎启动阵面

上节讨论的破碎启动准则就是确定渗流区转向两相流区的界面条件, 这一界面称为破碎启动阵面, 也就是突出阵面。这个阵面向渗流区推进。流场的基本特征量的一阶导数在阵面上存在间断<sup>[4]</sup>, 所以破碎启动阵面是个弱间断面。

#### B. 固相界面

我们称两相流区(I)和纯气相区(III)之间的界面为固相界面, 这是孔隙率的间断面, 而气体密度(和压力)仍连续。由质量守恒有

$$\begin{aligned} (1 - \varepsilon_{(I)}) \left( u_{(I)} - \frac{dx}{dt} \Big|_B \right) &= (1 - \varepsilon_{(III)}) \left( u_{(III)} - \frac{dx}{dt} \Big|_B \right) \\ \varepsilon_{(I)} \left( u_{(I)} - \frac{dx}{dt} \Big|_B \right) &= \varepsilon_{(III)} \left( u_{(III)} - \frac{dx}{dt} \Big|_B \right) \end{aligned}$$

其中  $\frac{dx}{dt} \Big|_B$  表示间断面速度, 间断面上两侧的量用相应流区足标(I)和(III)表示。对于固相界面, 一侧是纯气相区(III),  $\varepsilon_{(III)} = 1$ , 而  $u_{(III)}$  则无实际意义, 另一侧  $\varepsilon_{(I)} < 1$ , 因而在固相界面上有

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} \Big|_B &= u_{(I)} \\ \varepsilon_{(I)}(u_{(I)} - u_{(I)}) &= u_{(III)} - u_{(I)} \\ \rho_{(I)} &= \rho_{(III)}, (p_{(I)} = p_{(III)}) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

固相流速就是界面推进速度, 界面向纯气相区推进的可称为固相前沿, 向两相流区前进的可称为固相后沿。当然还有  $\frac{dx}{dt} \Big|_B = u_{(I)} = 0$  的临界状态, 两相流减速会趋向这一状态, 此时固相沉降现象不容忽略, 应计入重力影响, 非本文一维模型所能研究描述。

#### C. 固定界面

渗流区(II)与纯气相区(III)间的界面相应于上述  $\frac{dx}{ds} \Big|_B = 0$  ( $u_{s(II)} = 0$ ) 的情况, 界面固定不动, 我们称之为固定界面, 其上有

$$\begin{aligned} \varepsilon_{(II)} u_{(II)} &= u_{(III)} \\ \rho_{(II)} &= \rho_{(III)}, \quad (p_{(II)} = p_{(III)}) \end{aligned}$$

#### 四、可能条件和触发条件

现在来讨论突出的启动。没有突出时, 煤巷内气压可忽略扰动而认为是大气压  $p_a$ , 即开挖面上  $p_A = p_a$ , 由突出基本准则(6)直接就得到启动判据

$$\theta(\sigma_\infty - p_a) \geq \sigma^* \cap f_A \geq \frac{\tau^* s}{A}$$

其中前一条件不受流场影响, 是预先确定的, 可以称为可能条件, 满足这一条件突出才有可能。( $\sigma_\infty - p_a$ ) 即当地的地应力围压, 记为  $\sigma_e$ , 可能条件就表示为

$$\theta \sigma_e \geq \sigma^* \quad (8)$$

启动是从不满足条件变到满足条件, 所以后一条件实际上是

$$f_A = \frac{\tau^* s}{A} \quad (9)$$

称为触发条件, 启动判据则为

$$\theta \sigma_e \geq \sigma^* \cap f_A = \frac{\tau^* s}{A} \quad (10)$$

即: 在可能条件满足的前提下, 开挖面上渗流作用力大到某相应值时启动突出。这也说明了突出的典型情况就是所谓“拉裂-剪碎”情况。

#### 五、“掘进-渗流”过程和突出过程

没有突出时, 认为开挖面上为  $p_a$ , 成为单纯的渗流问题。我们感兴趣的是渗流如何到达触发条件。在平常情况下, 如果没有外加扰动, 随渗流场的自身发展, 开挖面上的渗流只会变弱, 不可能到达触发条件。掘进就是基本的外加扰动, 渗流区与纯气相区间的界面在自身发展时为固定界面, 现被人为推进, 渗流问题的边界是掘进阵面。掘进使渗流与自身发展时相比相对加剧。讨论突出如何启动, 就要考察掘进下的渗流, 即“掘进-渗流”过程。相应数学问题的左边界条件为

$$x \rightarrow -\infty \text{ 时, } p \rightarrow p_0, \quad u \rightarrow 0$$

$p_0$  取煤巷开挖前煤体内的原始瓦斯压力, 右边界条件为

$$x = x_A(t) \text{ 处, } p = p_a$$

$x_A(t)$  表示掘进阵面, 是给定的。给定初始分布就可解渗流方程, 得到渗流场的变化。

如果“掘进-渗流”过程导致触发条件满足, 在可能条件成立的情况下就启动突出。此后则为突出过程, 是流场自身发展的过程, 突出阵面由破碎起启动准则确定, 形成两相流区。对于突出过程, 左边界条件仍为

$$x \rightarrow -\infty \text{ 时, } p \rightarrow p_0, \quad u \rightarrow 0$$

右边界条件为

$$x \rightarrow +\infty \text{ 时, } p \rightarrow p_0, u \rightarrow 0$$

启动时的渗流场是突出过程的初始条件,纯气相区的初始分布可取  $p = p_0, u = 0$ 。

至此,对突出的描述可归纳见图 3。

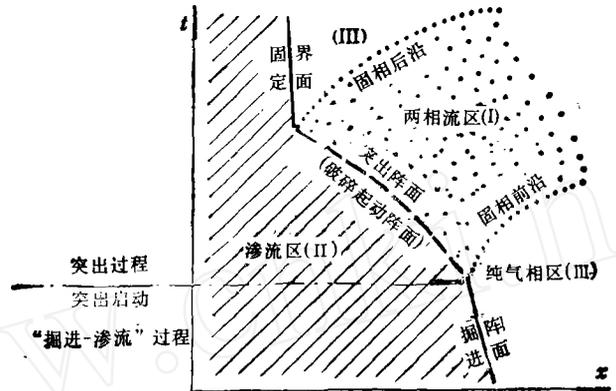


图 3 突出的描述

### 六、渗流的恒稳推进解

先来讨论“掘进-渗流”过程。实际的掘进是起伏进行的,对之作最简单的单参数模化就是恒速掘进,即滤去所有频率的起伏,从长的时间尺度来看,把掘进粗糙地近似成以其平均速度推进的恒速掘进。作为初步的机理研究,我们考虑恒速掘进。对于均匀煤体,如不管破碎突出,恒速掘进使渗流趋于恒稳推进。我们来找渗流方程组的恒稳推进解,即只依赖于  $x + w_c t$  的解,  $w_c$  表示向  $x$  反向恒稳推进的速度。不失一般性,这一线性组合新坐标仍用  $x$  表示,渗流的偏微分方程组(3)变换成常微分方程组:

$$\varepsilon_0 w_c \frac{d\rho}{dx} + \varepsilon_0 \frac{d\rho u}{dx} + (1 - \varepsilon_0) w_c \frac{dq}{dx} = 0 \tag{11}$$

$$\varepsilon_0 \frac{dp}{dx} - \varepsilon_0 (u + w_c)^2 \frac{d\rho}{dx} - (1 - \varepsilon_0) w_c (2u + w_c) \frac{dq}{dx} = -f_i \tag{12}$$

$\varepsilon_0$  为均匀煤体的孔隙率。取等温气体关系,线性吸附规律及线性相间作用律:

$$p = c^2 \rho \tag{13}$$

$$q = Q p \tag{14}$$

$$f_i = \frac{\varepsilon_0^3 \mu}{k_0} u \tag{15}$$

其中  $c$  为瓦斯气体的等温声速,  $Q$  是单位固体体积所附着的瓦斯质量随压力的变化率,  $\mu$  为瓦斯粘性系数,  $k_0$  为煤的渗透率。用  $\lambda$  记游离瓦斯在总瓦斯中所占的比例,这是个无量纲参数,

$$\lambda = \frac{\varepsilon_0 \rho}{\varepsilon_0 \rho + (1 - \varepsilon_0) q} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0) c^2 Q} \leq 1 \tag{16}$$

并作如下无量纲化:

$$P = \frac{p}{p_0}, \quad U = \frac{u}{c}, \quad W_c = \frac{w_c}{c}, \quad X = \frac{\lambda \varepsilon_0 \mu c^2 x}{k_0 p_0 w_c} \quad (17)$$

质量积分和动量方程(12)可写成无量纲形式:

$$\frac{\lambda U}{W_c} = \frac{1-P}{P} \quad (18)$$

$$-\frac{dP}{dX} = \frac{\frac{\lambda U}{W_c}}{E - \left(1 + \frac{\lambda U}{W_c}\right)^2} = \frac{P(1-P)}{EP^2 - 1} \quad (19)$$

其中

$$E - 1 - \lambda + \left(\frac{\lambda}{W_c}\right)^2 > 0 \quad (20)$$

方程(19)被积分, 得到

$$X = (E-1) \ln \left| \frac{\sqrt{E}(1-P)}{\sqrt{E}-1} \right| + \ln |\sqrt{E}P| + EP - \sqrt{E} \quad (21)$$

$P = \frac{1}{\sqrt{E}}$  处取作坐标原点, 此处  $\frac{dP}{dX} = \infty$ . 图 4 是(21)的示意图. 显示了压力分布

( $P > 0$ ) 的六种情况 (a)–(f). 此外, 显然还有平凡解  $P \equiv 1, U \equiv 0$ , 这实际上是无渗流的情况. 分析方程的数学解所表示的六种情况, 只有图 4 中  $E > 1$  时 ( $|W_c| < \sqrt{\lambda}$ ) 的两支 (b) 和 (c) 是现实的物理解(见附录). 因而, 对恒稳渗流有如下结论:

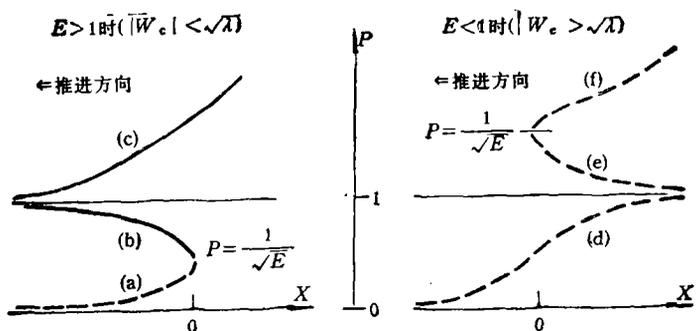


图 4 恒稳渗流解的压力分布示意图

A. 恒稳渗流向未扰处 ( $P \rightarrow 1, U \rightarrow 0$ ) 方向推进, 推进速度有上限, 即

$$|W_c| < \sqrt{\lambda} \quad (22)$$

这个限值就是未扰处的扰动传播速度(可称为渗流“声速”, 见附录).  $|W_c| \rightarrow \sqrt{\lambda}$  时的极限解就是平凡解. 这一结论可叙述成: 恒稳渗流只能亚“声速”推进, 超“声速”推进的只能是实际没有渗流的平凡解.

B. 图 4 中的 (b) 表示恒稳渗出,  $P < 1$  和  $\frac{\lambda U}{W_c} > 0$ , 这就是我们感兴趣的情况.

压力下降到  $\frac{dP}{dx} = -\infty$  处, 到达最小压力  $P_m$  和最大流速  $U_M$

$$P_m = \frac{1}{\sqrt{E}}, \quad U_M = \frac{W_c}{\lambda} (\sqrt{E} - 1) \quad (23)$$

此处, 推进速度表示的方向就是当地扰动传播的特征方向(见附录), 也就是说, 相对于推进坐标系流动到达当地“声速”, 压力的继续下降不再变化渗流场, 这与气体动力学中的壅塞现象一样, 在下一节我们还会提到。

C. 图 4 中的 (c) 表示恒稳渗入,  $P > 1$  和  $\frac{\lambda U}{W_c} < 0$ . 当  $P \rightarrow \infty$  时,  $-U \rightarrow \frac{W_c}{\lambda}$ , 即流速存在上限. 这与突出问题的讨论无关, 只是顺便提及。

### 七、“掘进-渗流”渐近解

恒速掘进使渗流趋于恒稳推进, 掘进速度  $w_d$  当然就是推进速度,  $W_c = W_d = \frac{w_d}{c}$ , 由上节的恒稳渗流解根据掘进阵面上的边界条件  $P = P_a = \frac{P_0}{\rho_0}$  立即给出恒速“掘进-渗流”问题的渐近解. 图 5 表示了渐近解的三种情况. 如果恒稳渗流解的最小压力  $P_m \leq P_a$ , 即  $W_d \leq \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{1}{P_a^2} - 1 + \lambda}}$ , 渐近解

$$W_d \leq \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{1}{P_a^2} - 1 + \lambda}}, \quad \text{渐近解}$$

就是恒稳渗流解压力在  $P_a$  以上的一段;

$$\text{如果 } P_m \geq P_a, \text{ 即 } \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{1}{P_a^2} - 1 + \lambda}} \leq W_d$$

$< \sqrt{\lambda}$ , 渐近解就是恒稳渗流解的全

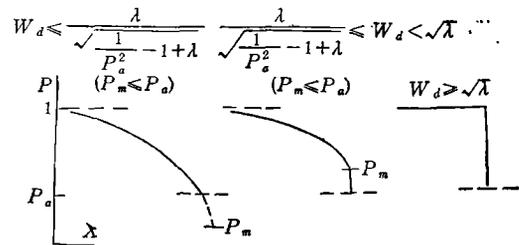


图 5 “掘进-渗流”渐近解的三种情况

部. 掘进阵面上渗流压力为最小压力  $P_m$ , 相应的流速为  $U_M$ , 相对于这一流速, 掘进是“声速”推进, 相对于更大流速则是超“声速”的, 因而更小的外界压力不再影响渗流场, 在上节已叙述了这一“壅塞”现象; 如果  $W_d \geq \sqrt{\lambda}$ , 相应的恒稳推进解是无渗流的平凡解. 此时, 掘进总是超“声速”的, 外界扰动不能自掘进阵面进入。

### 八、孕育条件

从渐近解就可判断“掘进-渗流”过程是否能导致触发. 如果渐近解在阵面上的渗流作用力  $f_A \geq \frac{\tau^* s}{A}$ , 我们可以认为过程迟早会到达触发条件  $f_A = \frac{\tau^* s}{A}$ , 否则过程不能导致触发。

把(15)和(19)代入(4), 就给出恒稳推进解的渗流作用力的表达式. 由关系(18), 它可用流速表示, 也可用压力表示, 写成无量纲形式为:

$$F = \frac{\varepsilon_0 U (\lambda - \varepsilon_0 W_c^2 - 2\varepsilon_0 W_c U - \varepsilon_0 \lambda U^2)}{\lambda - W_c^2 - 2W_c U - \lambda U^2} = F_U(U, W_c, \varepsilon_0, \lambda) \quad (24)$$

$$F = \frac{\varepsilon_0 W_d}{\lambda} \cdot \frac{1-P}{P} \cdot \frac{(\varepsilon_0 W_d^2 - \lambda \varepsilon_0 W_d^2 + \lambda^2) P^2 - \varepsilon_0 W_d^2}{(W_d^2 - \lambda W_d^2 + \lambda^2) P^2 - W_d^2} = F_p(P, W_d, \varepsilon_0, \lambda) \quad (25)$$

$F$  表示无量纲渗流作用力

$$F = \frac{\varepsilon_0 f}{\mu c} \quad (26)$$

现在我们来给出过程渐近解的阵面渗流作用力  $F_A$ 。  $P_a = 1$  即  $p_0 = p_a$  表示是无渗流的过程, 当然  $F_A = 0$ , 不会触发。我们要讨论的“掘进-渗流”过程是在  $0 < P_a < 1$ ,

$W_d > 0$  的范围。如  $W_d \leq \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{1}{P_a^2} - 1 + \lambda}}$ , 过程的渐近解是第一种情况,  $F_A = F_p(P_a,$

$W_d, \varepsilon_0, \lambda)$ ; 如  $\frac{\lambda}{\sqrt{\frac{1}{P_a^2} - 1 + \lambda}} \leq W_d < \sqrt{\lambda}$ , 是第二种情况, 显然  $F_A = \infty$ 。注意此时

不能表达成  $F_p(P_a, W_d, \varepsilon_0, \lambda)$ , 它现在是对应于图 4 中的 (a) 支;  $W_d \geq \sqrt{\lambda}$  是第三种情况, 理论上应有  $F_A = 0$ , 但实际的掘进是极大起伏的, 总有非超“声速”的间歇, 外界压力就影响渗流, 因而应该认为在阵面上  $\frac{\partial p}{\partial x} = -\infty$ , 即  $F_A = \infty$ , 换句话说, 可以看

作为第二种情况  $W_d \rightarrow \sqrt{\lambda}$  的极限。本来, 实际的掘进不会是超“声速”的, 可以不必考虑这一情况, 但开石门可当作超“声速”掘进情况。这样,

$$F_A(P_a, W_d, \varepsilon_0, \lambda) = \begin{cases} F_p(P_a, W_d, \varepsilon_0, \lambda), & W_d \leq \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{1}{P_a^2} - 1 + \lambda}} \\ \infty, & W_d \geq \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{1}{P_a^2} - 1 + \lambda}} \end{cases}$$

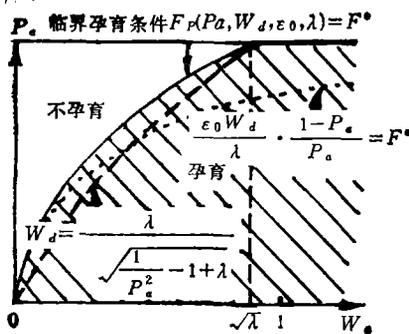


图 6 孕育条件示意图

过程能导致触发的条件  $F_A \geq \frac{\tau^* s \varepsilon_0}{c A \mu}$  就表达成

$$W_d \geq \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{1}{P_a^2} - 1 + \lambda}} \cup \frac{\varepsilon_0 W_d}{\lambda} \cdot \frac{1 - P_a}{P_a} \cdot \frac{(\varepsilon_0 W_d^2 - \lambda \varepsilon_0 W_d^2 + \lambda^2) P_a^2 - \varepsilon_0 W_d^2}{(W_d^2 - \lambda W_d^2 + \lambda^2) P_a^2 - W_d^2} \geq F^* \quad (27)$$

$$F^* = \frac{\tau^* s \varepsilon_0}{c A \mu} \quad (28)$$

我们把这一条件称为孕育条件。孕育条件本身的内涵是孕育触发, 在可能条件的前提下就意味着孕育突出, 即过程能启动突出。图 6 是孕育条件的示意图。临界孕育条件或称临界孕育方程为

$$\frac{\varepsilon_0 W_d}{\lambda} \cdot \frac{1 - P_a}{P_a} \cdot \frac{(\varepsilon_0 W_d^2 - \lambda \varepsilon_0 W_d^2 + \lambda^2) P_a^2 - \varepsilon_0 W_d^2}{(W_d^2 - \lambda W_d^2 + \lambda^2) P_a^2 - W_d^2} = F^* \quad (29)$$

$$\left( W_d < \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{1}{P_o^2} - 1 + \lambda}} \right)$$

把  $W_d$  视作方程的因变量而得到的解就是临界掘速, 记为  $W_d^*(P_o, F^*, \varepsilon_0, \lambda)$ , 孕育条件可表示成掘速形式:  $W_d \geq W_d^*(P_o, F^*, \varepsilon_0, \lambda)$ ; 把  $P_o$  视作方程的因变量而得到的解记为  $P_o^*(W_d, F^*, \varepsilon_0, \lambda)$ , 这相应于临界瓦斯初压 ( $\frac{1}{P_o}$  就是瓦斯初压), 孕育条件也可表示成

瓦斯初压形式:  $P_o \leq P_o^*(W_d, F^*, \varepsilon_0, \lambda)$ . 注意方程的定义域,  $W_d \geq \sqrt{\lambda}$  时没有解  $P_o^*$ , 此时必然孕育.

孕育过程迟早会到达触发条件. 恒速掘进使渗流趋于恒稳, 离阵面愈近处愈快地趋于恒稳. 如果认为触发时阵面附近的渗流可作准恒稳近似, 由(24), 触发条件就近似表示成为阵面流速条件

$$\frac{\varepsilon_0 U_d (\lambda - \varepsilon_0 W_d^2 - 2\varepsilon_0 W_d U_d - \varepsilon_0 \lambda U_d^2)}{\lambda - W_d^2 - 2W_d U_d - \lambda U_d^2} = F^* \quad (30)$$

$$\left( 0 < U_d < \frac{W_d}{\lambda} \left( \sqrt{1 - \lambda + \left( \frac{\lambda}{W_d} \right)^2} - 1 \right), W_d < \sqrt{\lambda} \right)$$

其解就是触发流速, 记为  $U_d^*(W_d, F^*, \varepsilon_0, \lambda)$ . 考虑临界孕育情况, 由(18)应有

$$(1 - P_o) W_d = \lambda P_o U_d^*(W_d, F^*, \varepsilon_0, \lambda) \quad (31)$$

这应该就是临界孕育条件, 是质量守恒的表示形式.

## 九、达西定律近似

渗流方程(3.2)如果忽略动量项而近似成

$$\varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} = -f_i$$

那么渗流作用力的定义(4)就是

$$f = -\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{f_i}{\varepsilon}$$

$f_i$  用(15)表示, 那就是渗流的动量方程用达西定律来近似

$$\varepsilon_0 \mu = -\frac{\varepsilon_0}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}$$

而渗流作用力则为

$$f = \frac{\mu}{\varepsilon_0} \varepsilon_0 \mu$$

触发条件(9)直接就是阵面流速条件

$$\varepsilon_0 U_d = F^* \quad (32)$$

孕育条件则是

$$\frac{\varepsilon_0 W_d}{\lambda} \cdot \frac{1 - P_o}{P_o} \geq F^* \quad (33)$$

与上节的结果(30)和(27)相比,达西定律近似下的结果(32)和(33)是一级近似(见图 6),表达极其简明。

## 十、结论: 启动判据

至此,突出的启动判据分别表示成:

### A. 可能条件

$$\theta\sigma_e \geq \sigma^* \quad (8)$$

突出的启动需要两个条件才充分,这是其一,可认为是地应力条件,由内部赋存情况确定。满足这一条件突出才有可能。

### B. 孕育条件

这一条件(27)简要地是

$$\frac{\varepsilon_0 W_d}{\lambda} \cdot \frac{1 - P_e}{P_e} \cdot \frac{(\varepsilon_0 W_d^2 - \lambda \varepsilon_0 W_d^2 + \lambda^2) P_e^2 - \varepsilon_0 W_d^2}{(W_d^2 - \lambda W_d^2 + \lambda^2) P_e^2 - W_d^2} \geq F^*$$

启动突出的另一个条件是渗流的条件。渗流是动态的,在掘进这外加扰动下它才能加剧。孕育条件是对于“掘进-渗流”过程的条件,过程参数满足这一条件才是孕育过程,才能使渗流到达启动的条件。

在达西定律近似下,孕育条件近似成(33),即

$$\left( \frac{A}{s} w_d \right) \left( \frac{\mu}{\kappa_0} \cdot \frac{\varepsilon_e (p_0 - p_e)}{p_e} \right) \geq \tau^* \quad (34)$$

其中  $\varepsilon_e$  表示计及吸附的等效孔隙率(参见(16))

$$\varepsilon_e = \frac{\varepsilon_0}{\lambda} = \varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0) c^2 Q \quad (35)$$

(34)中各因素分离成简单因式,第一部分是外扰掘进因素,第二部分是内赋瓦斯因素,右边也是内部赋存因素。(34)直接就是显式的掘进条件或瓦斯条件。

### C. 触发条件

这就是启动突出的渗流条件,孕育过程才能使渗流到达这一条件。这应是渗流作用力条件(9),可近似表示成流速条件(30),简要地是

$$\frac{\varepsilon_0 U_A (\lambda - \varepsilon_0 W_d^2 - 2\varepsilon_0 W_d U_A - \varepsilon_0 \lambda U_A^2)}{\lambda - W_d^2 - 2W_d U_A - \lambda U_A^2} = F^*$$

在达西定律近似下,触发条件近似成(32),即

$$v_A = \varepsilon_0 \mu_A = \frac{s \kappa_0}{A \mu} \tau^* \quad (36)$$

$v_A$  为渗出速度(表观速度)。

## 十一、讨 论

1. 突出的核心是煤的破碎,煤体受载有地应力围压和渗流作用力,加上煤的强度就是所谓的突出三大因素:地应力、瓦斯渗流和煤的强度。其中渗流是动态的,决定渗流过程的是瓦斯含量(或瓦斯压力)及掘进扰动,所以又可说是地应力、瓦斯含量和煤的强度三大

内部因素以及掘进这一外部因素。将启动突出的因素细分,由(8)和(34)可叙述成下列基本因素:

地应力围压  $\sigma_e$  高;

有效瓦斯体积含量  $\frac{\varepsilon_e(\rho_0 - \rho_e)}{\rho_e}$  高, 渗流系数  $\frac{\kappa_0}{\mu}$  小;

煤的强度  $\sigma^*, \tau^*$  低;

掘进速度  $w_d$  快, “水力”半径  $\frac{A}{s}$  大

则容易启动突出。

2. 谈突出的基本机理,不能说突出是由于上述基本因素的不均匀,本文就是讨论完全均匀的理想情况而给出启动判据。应该反过来说,这些基本因素的不均匀以及影响这些基本因素的其他因素自然要影响突出的启动。

3. 地应力和瓦斯渗流两个因素共同使煤破碎而启动突出。在煤巷掘进中,地应力往往是静态的,而渗流则本质上是动态的,突出的启动就显得好像是取决于瓦斯渗流;但在开石门时,渗流可以认为必然足够强,是否突出就显得好像是取决于地应力。因此,突出给人以又是“地应力为主”又是“瓦斯为主”似乎矛盾的双重经验认识。一般说来,破碎启动准则应是两个因素的耦合条件,这在以后再作叙述。本文所给的是分离近似模式,两个因素分离成两个条件。

4. 可能条件、孕育条件和触发条件依次是可能性预报、趋势预报和点预警的理论依据。

5. 由(31),临界掘速  $w^*$  和触发流速  $u^*$  满足

$$\varepsilon_e(\rho_0 - \rho_e)w_d^* = \varepsilon_0\rho_e u^*$$

即以临界掘速掘出煤的原始有效瓦斯含量等于以触发流速渗出的瓦斯量,这就是临界掘速的物理意义。

6. 影响突出启动的渗流空间尺度  $R$  可由恒稳渗流估计。由(19),

$$1 - P_e = \int_x^{x_A - \Delta x} \frac{dP}{dX} dX \approx \frac{\Delta X}{2} \cdot \frac{P_e(1 - P_e)}{EP_e^2 - 1} \sim \frac{\Delta X W_d^2 (1 - P_e)}{2 P_e \lambda^2}$$

$$\text{即 } R \sim \frac{2\kappa_0 \rho_e}{\varepsilon_e \mu w_d} \quad (37)$$

因此  $P_e$  实际可取掘进面前方  $R$  处的值。在实际范围,  $R$  为  $10^1$  米的量级。

7. 得到的理论认识与经验认识是一致的:

基本因素直接对应于经验认识: 地应力剧增容易突出,瓦斯集积容易突出,软分层容易突出,开石门容易突出;

监测坑道瓦斯的渗出是实际中预警的基本手段,触发条件说明了这一点;

实践中开采解放层,排放瓦斯,停掘放养等措施显然是影响某些基本因素以期达到防突目的。特别是钻孔法,既是防突措施,又是现场的小型模拟试验,如不管不均匀性,则可看作是在同样内部条件下的掘进,除掘进方式外只是掘进速度和“水力”半径的不同。

8. 本文建立的突出模型基于:

- 1) 连续介质的描述,一维流动,与应力场解耦;
- 2) 微分方程组本应包含能量方程和吸附方程。为简化分析,假定存在近似的过程关系  $p(\rho)$  和  $q(p)$ , 即写成代数方程;
- 3) 对有关的关系和条件作单参数模化 (气体关系的  $c$ , 吸附规律的  $Q$ , 孔隙率分布的  $\epsilon_0$ , 相间作用律的  $\frac{\kappa_0}{\mu}$ , 掘进规律的  $w_d$ )。

在以上这些基础上得到了初步的解析结果。诚然,一些因素的模化与实际情况相比还太粗糙,但简单模型已揭示了突出的基本机理。比较实际情况作进一步考虑,例如掘进的强烈进息振荡,渗流的侧向非一维效应,可以在所得的初步结果的基础上进行修正,这在以后另作叙述。

突出启动后,就是突出过程。限于篇幅,关于突出过程的讨论另成续篇《煤与瓦斯突出的恒稳判据》。

#### 附录 恒稳渗流解的讨论

我们来讨论恒稳渗流解(21)表示的  $P > 0$  的六种情况(见图 4), 结论归纳成下表。

考察量的正负		$E > 1$			$E < 1$		
量	注解	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)
		$0 < P < \frac{1}{\sqrt{E}}$	$\frac{1}{\sqrt{E}} < P < 1$	$1 < P$	$0 < P < 1$	$1 < P < \frac{1}{\sqrt{E}}$	$\frac{1}{\sqrt{E}} < P$
$-\frac{dP}{dX}$	方程(19)	-	+	-	-	+	-
$\frac{\lambda U}{W_c}$	方程(18)	+	+	-	+	-	-
$-u \frac{dp}{dx}$	$-\frac{\lambda U}{W_c} \frac{dP}{dX}; EP^2 - 1$	-	+	+	-	-	+
$W_+ - W_c$	方程(38)	-	+	+	-	-	+
结 论		不可能	渗出	渗入	不可能	不可能	不可能

在渗流中存在相间流动阻尼,流动只能由压降引起,流动须与压降同向,因此  $-u \frac{dp}{dx}$  取负值的情况(a)、(d)和(e)虽是方程的数学解,却非现实的物理解。

方程(19)中分母等于零就是确定扰动方向  $W$  的特征方程

$$(U + W)^2 = \lambda + (1 - \lambda)U^2 \quad (38)$$

在无解吸的  $\lambda = 1$  时,就是通常的  $U + W = \pm 1$ 。由于解吸,渗流“声速”不同于气体声速,并因而受流速的影响。在  $P = \frac{1}{\sqrt{E}}$  (即分母为零)处,推进方向  $W_c$  就是当地扰动方向  $W_+$ , 即相对运动为“声速”。(a)、(d)和(e)是  $W_c > W_+$  的超“声速”情况,同样说明物理上不可能。(b)、(c)和(f)是  $W_c < W_+$  的亚“声速”情况。但是(f)相应的无扰态 ( $u = 0$ ) 则是超“声速”的,物理上也不可能。这样,只有(b)和(c)是现实的物理解。情况(b),  $\frac{\partial p}{\partial t} = w_c \frac{\partial p}{\partial x} < 0$ , 称为恒稳渗出解; 情况(c),  $\frac{\partial p}{\partial t} > 0$ , 称为恒稳渗

人解。

### 参 考 文 献

- [1] 俞善炳, 恒稳推进的煤与瓦斯突出, 力学学报, 1988, 20, 2: 97—106  
[2] Ujihira M, Higuchi K and Nabeya H. Scale model studies and theoretical considerations on the mechanism of coal and gas outbursts. Proceedings of the 21 st International Conference of Safety in Mines Research Institutes. NSW. Sydney. 1985: 121—127.

## ONE-DIMENSIONAL FLOW MODEL FOR COAL-GAS OUTBURSTS AND INITIATION CRITERION

Yu Shanbing

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

**Abstract** To analyse the mechanism of coal-gas outbursts, a one-dimensional flow model is established. A break-start criterion of coal, as a basic criterion of outbursts, is given. In this ideal model, the tectonic pressure before excavation, as a load on coal mass, affects break-start and then the flow field. The flow field is decoupled with the stress field of coal, so that the gas seepage, the break-start of coal and the consequent two-phase flow, and pure gas flow, can be analysed independently of the stress field.

Tunnelling, the external disturbance that intensifies the seepage flow relatively, is an essential factor to initiate outbursts. Steady tunnelling makes the seepage tend to become steady. From the asymptotic solution—steady seepage solution, the initiation criterion is obtained. This criterion includes three conditions: possibility condition, it is a tectonic pressure condition; incubation condition, a tunnelling or gas condition; and triggering condition, a seepage velocity condition.

**Key words** coal-gas outburst, criterion, break initiation, gas seepage, tunnelling