

文章编号: 1000-0887(2005) 12-1445-08

高压水射流作用下岩石破碎机理及过程的数值模拟研究

倪红坚¹, 王瑞和¹, 张延庆²

(1. 中国石油大学(华东) 石油工程学院, 山东 东营 257061;

2. 北京工业大学 建筑工程学院, 北京 100022)

(龙驭球推荐)

摘要: 根据连续介质力学和有限元理论, 给出了高压水射流破岩系统中流体和岩石的控制方程, 并建立了相应的有限元列式。运用连续损伤力学和细观损伤力学理论, 建立了适用于水射流破岩全过程分析的岩石损伤模型以及宏细观损伤的耦合模式。数值计算的结果较真实地反映了水射流破岩过程中, 岩石的动态响应以及水射流动力学特性的演化过程。普通连续水射流破碎岩石主体所用的时间为毫秒量级, 破岩的主要形式是卸载及射流冲击所产生的拉伸破坏, 并呈阶跃式发展。数值计算与相关试验结果基本吻合, 表明该分析方法是可行的, 可用来指导高压水射流破岩理论的进一步研究及应用。

关键词: 水射流; 岩石破碎; 岩石损伤模型; 流固耦合; 有限元方法
中图分类号: TE248 **文献标识码:** A

引 言

采用水射流直接破碎岩石是水射流技术的一项重要应用, 对石油、矿业、建筑等工业领域的发展具有深远的影响。在高压水射流破岩理论研究中, 一个非常重要的方面是探索水射流作用下岩石破碎的机理及过程。有关高压水射流破岩机理形成了多种学说, 如气蚀破坏作用、水射流的冲击作用、水射流的动压力作用、水射流脉冲负荷引起的疲劳破坏作用、水楔作用等多种学说。但大部分学说尚停留在假说阶段, 仅限于描述破碎现象的表面过程, 而没有涉及破碎过程的本质, 对于高压水射流破岩的实际应用和物理机制探索难以形成有效的指导^[1]。

为改善水射流破岩理论发展与实际应用不同步的局面, 本文采用非线性动力有限元和岩石动态损伤模型对高压水射流的破岩机理和过程进行了模拟分析, 试图探索一种新的分析方法引导水射流破岩机理的研究走向深入。

1 有限元分析

为研究简便考虑, 假设: 1) 水射流为理想不可压缩, 且为无旋运动; 2) 岩石为连续介质体,

收稿日期: 2004_11_19; 修订日期: 2005_08_17

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50574062; 50234030); 中国博士后科学基金资助项目(2004035692)

作者简介: 倪红坚(1972), 男, 湖南株洲人, 博士(联系人, Tel: + 86_546_8778223; Fax: + 86_546_8778223; E_mail: nihj@263.net)

各向同性,忽略孔隙介质的影响 水射流破岩物理模型见图 1

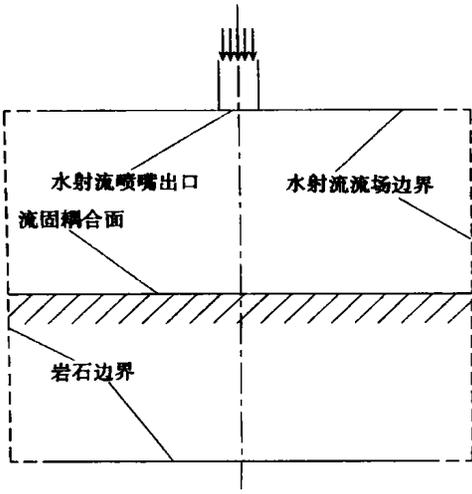


图 1 水射流破岩的物理模型

1.1 水射流控制方程及有限元分析

理想不可压缩无旋流动流体的控制方程可以表示为^[2]:

$$\Delta \phi = 0, \tag{1}$$

$$-\frac{v^2}{t} + \frac{v^2}{2} + \frac{P}{\rho} = f(t), \tag{2}$$

式中, ϕ 为速度势函数; v 、 P 、 ρ 分别为流体的速度、压力、密度

边界条件: 与空气接触的自由面 $P = 0$; 水射流喷嘴出口 $\phi = v_0(t)$; 流固耦合面和固体壁面条件 $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ (n 为固壁的外法线方向)

以速度势插值函数为权函数, 利用 Galerkin 法建立流体的有限元方程为:

$$\mathbf{K}^e \mathbf{e} = 0, \tag{3}$$

其中 $\mathbf{K}^e = \int_V \mathbf{N}^T \mathbf{N} dV - \int_{S_2} \frac{\mathbf{N}^T \mathbf{N}}{n} dS,$

式中, \mathbf{N} 为插值矩阵; \mathbf{e} 为单元节点速度势矢量

时间项的差分采用 Crank_Nicolson 格式:

$$\mathbf{e} = \frac{1}{2} ((\mathbf{e})^{t_{n+1}} + (\mathbf{e})^{t_n}), \tag{4}$$

因而有:

$$\mathbf{K}^e ((\mathbf{e})^{t_{n+1}} + (\mathbf{e})^{t_n}) = 0 \tag{5}$$

在水射流破岩过程中, 由于岩石受力变形, 并不断破碎, 水射流与岩石的接触界面是变化的, 因而须对(5)式进行修正 本文采用网格重分技术, 每一时步对水射流流场剖分一次, 得修正后的单元有限元特征方程式:

$$(\mathbf{K}^e)^{t_{n+1}} (\mathbf{e})^{t_{n+1}} = - (\mathbf{K}^e)^{t_n} (\mathbf{e})^{t_n} \tag{6}$$

1.2 岩石的控制方程及有限元分析

1.2.1 控制方程

高压水射流作用下, 岩石的控制方程采用 Lagrange 描述法可表示为^[3,4]:

$$\ddot{x}_i + f_i = x_i, \tag{7}$$

$$= J \rho_0, \tag{8}$$

$$H = V S_{ij} \dot{x}_j - (p + q) V, \tag{9}$$

式中, x_i 表示质点坐标; \ddot{x}_i 为加速度; σ_{ij} 、 $\dot{\sigma}_{ij}$ 、 S_{ij} 分别为 Cauchy 应力张量、应变率张量、偏应力张量, $S_{ij} = \dot{\sigma}_{ij} + (p + q) \delta_{ij}$; f_i 为单位质量体积力; V 、 ρ 、 H 分别为现时构形的体积、质量密度和能量; ρ_0 为初始质量密度, J 是体积变化率; p 、 q 分别为压力和体积粘性阻力, $p = -\mu \Delta u/3 - q$

岩石存在两类边界条件, 面力边界条件 S^1 , $\sigma_{ij} n_j = t_i(t)$, n_j 为现时构形边界 S^1 的外法向余弦, t_i 为面力载荷, 水射流与岩石的相互作用是以压力载荷的形式由流固耦合面传递的; 位移边界条件 S^2 , $x_i(X_j, t) = K_i(t)$, $K_i(t)$ 是给定的位移函数

由瞬时最小势能原理, 可得岩石的变分列式为:

$$\delta \Pi = \int_V \delta x_i \dot{x}_i dV + \int_V \delta x_{i,j} \sigma_{ij} dV - \int_V \delta f_i x_i dV - \int_{S^1} \delta t_i x_i dS, \tag{10}$$

其中, x_i 在 S^2 边界上满足位移边界条件

1.2.2 有限元离散

高速冲击接触的动态响应主要表现为波动响应, 而应力波的高频模式控制着动力响应的过程 又因在非线性动力分析计算中, 非线性积分计算的耗费巨大, 因而在实际工程计算中, 高阶单元虽能准确计算低频的动力响应, 但不太适用于涉及应力波传递的动力分析问题 本文采用计算速度快、精度较高的 8 节点六面体低阶实体单元对流体和岩石进行剖分, 其形状函数 $j(\xi, \eta, \zeta)$ 为^[2,3]:

$$j(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{8}(1 + \xi_j) + (1 - \xi_j)(1 + \eta_j), \quad j = 1, 2, \dots, 8, \quad (11)$$

式中 (ξ_j, η_j, ζ_j) 为单元第 j 节点的自然坐标

单元内任意点的坐标用节点坐标插值表示为:

$$\mathbf{x}(\xi, \eta, \zeta, t) = \mathbf{N}\mathbf{X}^e, \quad (12)$$

式中, \mathbf{X}^e 为单元节点坐标矢量

因而(7)式可表示为:

$$= \sum_{m=1}^w (\mathbf{x}^e)^T \left[\int_{V_m} \mathbf{N}^T \mathbf{N} dV \mathbf{x}^e + \int_{V_m} \mathbf{B}^T dV - \int_{V_m} \mathbf{N}^T \mathbf{f} dV - \int_{S_m^1} \mathbf{N}^T \mathbf{t} dS \right] = 0, \quad (13)$$

其中 \mathbf{B} 为应变位移矩阵; w 为剖分的单元个数

$m = \int_{V_m} \mathbf{N}^T \mathbf{N} dV$ 采用集中质量矩阵, 经单元计算并组集后, 式(10)可写成

$$\mathbf{M}\mathbf{x}(t) = \mathbf{P}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{x}), \quad (14)$$

式中, \mathbf{M} 为总体质量矩阵; $\mathbf{x}(t)$ 为总体节点加速度矢量; \mathbf{P} 为总体载荷矢量, 由节点载荷、面力、体力等组成, 其中每一时步的节点内力需由本构方程求得; \mathbf{F} 为单元应力场的等效节点力

矢量组集而成, 即 $\mathbf{F} = \sum_{m=1}^w \int_{V_m} \mathbf{B}^T dV$ ^[3,5]

1.2.3 应力计算

考虑到结构大变形时可能存在大转动, 因此在本构方程中与应变率对应的应力率必须是关于刚体转动具有不变性的客观张量, 本文采用 Jaumann 应力率^[3,5]对应力进行计算:

$$\dot{\bar{j}}(t_{n+1}) = \dot{\bar{j}}(t_n) + C_{ijkl} \left[\dot{\epsilon}_{kl}(t_{n+1/2}) - \dot{\epsilon}_{kl}(t_n) + \left[\dot{\epsilon}_{ik}(t_n) \dot{\epsilon}_{j\ell}(t_{n+1/2}) + \dot{\epsilon}_{jk}(t_n) \dot{\epsilon}_{\ell i}(t_{n+1/2}) \right] \right] t_n, \quad (15)$$

式中, $\dot{\bar{j}} = 0.5(\dot{x}_j/\dot{x}_i - \dot{x}_i/\dot{x}_j)$ 为旋转张量; $\dot{\epsilon}_{kl} = 0.5(\dot{x}_k/\dot{x}_l - \dot{x}_l/\dot{x}_k)$ 为应变率; C_{ijkl} 是材料的弹性常数

1.2.4 人工体积粘性控制

高速冲击接触在结构内部产生应力波, 形成压力、密度、质点加速度和能量的跳跃, 给动力学微分方程组的求解带来困难 此外, 在计算中, 突加载荷引起的强间断及其波传播, 会导致数值振荡、计算失稳 处理此类问题较为常用的方法是在压力项中加入一人工体积粘性项, 使应力波的强间断模糊成在相当狭窄区域内急剧变化, 但数学上却是光滑连续变化的, 使得问题的求解难度降低

本文对人工粘性的计算采用如下公式^[4,5]

$$q = \begin{cases} l(C_0 l |\dot{\epsilon}_{kk}|^2 - C_1 a |\dot{\epsilon}_{kk}|), & \dot{\epsilon}_{kk} < 0, \\ 0, & \dot{\epsilon}_{kk} \geq 0, \end{cases} \quad (16)$$

其中, 特征长度 $l = \sqrt[3]{V}$, V 为单元体积; a 为局部声速; ρ 为当前密度; $|\dot{\epsilon}_{kk}|$ 为应变率张量的

迹; C_0 (取为 1.5) 和 C_1 (取为 0.06) 为无量纲常数

1.2.5 时间积分和时间步长控制

采用二阶精度的显式中心差分, 其列式可表示为^[3~5]:

$$\begin{cases} \mathbf{x}(t_n) = \mathbf{M}^{-1}[\mathbf{P}(\mathbf{x}, t_n) - \mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{x}, t_n)], \\ \mathbf{x}(t_{n+1/2}) = \mathbf{x}(t_{n-1/2}) + \frac{1}{2}(t_{n-1} + t_n)\mathbf{x}(t_n), \\ \mathbf{x}(t_{n+1}) = \mathbf{x}(t_n) + t_n\mathbf{x}(t_{n+1/2}) \end{cases} \quad (17)$$

当采用显式时间积分时, 时间步长 t 必须服从 Courant 稳定性要求, $t = l/C$, l 为单元特征尺度(对于六面体 8 节点实体单元 $l = \sqrt{V_e/A_{e\max}}$, V_e 为单元体积, $A_{e\max}$ 为单元最大一侧的面积), C 为声速, 对弹性材料为 $C = \sqrt{E(1-\nu)/[(1+\nu)(1-2\nu)]}$, E 为弹性模量, ν 为泊松比, ρ 为当时质量密度

1.3 水射流与岩石的耦合求解

水射流与岩石的耦合问题采用流固交错迭代方式按时间推进求解。从水射流流场的初始边界条件开始计算。对每一时间步: 1) 在一定岩石形状下, 用速度势函数法对水射流流场进行求解, 计算出流体对岩石表面的作用力, 以之作为边界条件转至岩石部分的计算; 2) 用非线性动力有限元方法求解岩石的方程, 得到新的岩石表面位置, 以及岩石内部的应力和应变; 3) 根据新的岩石表面形状对变化了的流场区域重新划分计算网格。对下一时间步重复步骤 1) ~ 3) 直至计算结束

2 水射流作用下岩石的损伤模型

高压水射流破岩的过程是在水射流的冲击载荷和水射流准静态压力场作用下岩石损伤破坏的过程。由于水射流的载包含有动态和静态载荷两种形式, 相应的损伤机理也应有所不同, 对应于水射流破岩的两个阶段应有不同的损伤模型

2.1 岩石在水射流冲击载荷作用下的损伤模型

2.1.1 损伤演化方程

鉴于岩石在石油、矿业工程等领域中应力状况的复杂性^[6], 在体积拉伸状态下, 岩石的损伤分析采用 Lemaitre 各向同性连续损伤模型^[7], 损伤的发展采用体积应力准则和最大主应力准则联合判断, 即

$$\begin{cases} D = \frac{2}{2ES}R_v p, & H > 0, \\ D = 1, & H > 0, \max \sigma_1 \geq \sigma_f \end{cases} \quad (18)$$

式中, E 为弹性模量, S 为应变能释放率; p 为累积塑性应变率; σ_{eq} 为等效 von Mises 应力; R_v 为三轴应力函数, $R_v = (2/3)(1+\nu) + 3(1-2\nu)(\sigma_1/H/\sigma_{eq})^2$, ν 为泊松比, H 为体积应力, $H = \sigma_1 + 2\sigma_2/3$, σ_f 为抗拉强度

Lemaitre 损伤演化方程建立在相对严格的连续介质力学和连续介质热力学的基础上, 在岩石的应力状况及物质特性发生变化时, 可转变为脆性或准脆性模式, 适应性较广

体积压缩状态下的损伤基于 RDA 模型的应变率效应耦合原则^[7,8], 有:

$$\begin{cases} D = \frac{W_p}{1-D}, & H < 0, \\ D = 1, & H < 0, \max \sigma_1 \geq \sigma_f \end{cases} \quad (19)$$

式中, β 是损伤敏感系数, W_p 是压缩塑性功率, D 是拉伸损伤

体积压缩状态下采用理想弹塑性模型, 材料的屈服强度服从与应变率有关的 Mohr-Coulomb 准则^[7,8]:

$$s = \begin{cases} 0, & H \geq 0, \max \sigma \leq \sigma_f \\ [\sigma_0(1 + C_1 \ln \dot{\epsilon}_p) + C_2 P](1 - D), & H < 0, \max \sigma < \sigma_f \end{cases} \quad (20)$$

式中, σ_0 为静态屈服强度, C_1 为应变率影响参数, $\dot{\epsilon}_p$ 为塑性应变率, D 是拉伸损伤, C_2 是围压常数

2.1.2 动态本构关系

损伤对材料刚度的劣化表现为:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = 3K(1 - D) \dot{\epsilon}_{ij} + 2G(1 - D) e_{ij}, \quad (21)$$

式中, K 和 G 为未损伤岩石的体积模量和剪切模量, D 为岩石的损伤值, e_{ij} 为应变偏量张量, $\dot{\epsilon}_{ij}$ 为单位张量

2.2 在水射流准静态压力场作用下微裂纹扩展

水射流准静态压力作用下岩石中微裂纹的二次扩展问题, 采用文献[9]中单个微裂纹在受到远场拉应力作用下的损伤局部化问题来研究 并假设: 1) 岩石内的损伤是由于水射流冲击载荷和射流准静态压力共同作用下的微裂纹扩展所致; 2) 水射流破岩过程中不产生新的岩石微裂纹, 岩石的损伤破坏是初始微裂纹扩展的结果; 3) 应力波使岩石中的微裂纹发生了稳态扩展而止裂, 准静态压力的作用下岩石的二次扩展是由于在已经发生了扩展的微裂纹尖端的损伤局部化的结果; 4) 不考虑微裂纹之间的相互作用

如假设冲击载荷作用后岩石中的微裂纹产生扩展并具有统计平均半径 a_u , 则当微裂纹满足拉伸条件下准脆性材料的微裂纹扩展条件 (22) 时, 微裂纹尖端的损伤局部化长度^[9] 见 (23) 式

$$\sigma_{\max} = \sigma_c = K_c \sqrt{4a}, \quad (22)$$

$$l = b, \quad (23)$$

式中, σ_c 为微裂纹发生扩展的临界应力; a 为微裂纹的初始半径; K_c 为断裂韧性; b 为微裂纹扩展后的半径, $b = l + a_u = l(1 - \cos(\theta_H/2))$, θ_H 为微裂纹尖端的损伤局部化带内岩石的抗拉强度

2.3 岩石宏观观损伤的耦合

因材料密度随损伤是变化的, 对 Lemaitre 理论而言相当于取损伤变量按下式依赖于质量密度^[9]

$$D = 1 - \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (24)$$

式中, ρ_0 和 ρ 分别为初始无损构形和损伤构形中的质量密度

岩石是典型的多孔介质, 其密度变化与岩石中的微孔隙、微裂纹的发展演化关系密切相关, 因此如假设基体材料的塑性变形是不可压的, 则 Lemaitre 理论所定义的损伤与材料密度的关系式可表示为:

$$D = 1 - \frac{1 - \nu_0}{1 - \nu}, \quad (25)$$

$$= 1 - (1 - D)(1 - \nu_0), \quad (26)$$

式中, ν_0 和 ν 分别为初始孔隙率和冲击载荷作用结束时岩石的孔隙率

设

$$= f(N) a_u^3, \quad (27)$$

式中, $f(N)$ 为单位体积内相应于特征尺寸 a_u 的孔隙数量 N 的函数

将(23)式代入(27)式有:

$$= \quad (28)$$

式中, 为岩石的总孔隙率, $= 1/\cos^3(\theta_H/(2a_u))$

将(26)、(28)式代入(25)式, 则岩石的总损伤为:

$$D = D + \frac{-1}{1-0} [1 - (1-D)(1-0)] \quad (29)$$

2.4 岩石损伤场的求解

岩石的损伤场采用解耦的方法进行分析, 即首先计算无损伤材料的应力场, 然后由损伤演化方程计算材料的损伤场, 最后由应变等效假设将损伤耦合到应力场中, 从而确定包含损伤的应力场

3 高压水射流破岩机理及过程分析

根据上述分析, 对普通连续水射流的破岩过程进行了模拟分析, 喷嘴直径 0.003 m, 速度 250 m/s, 射流喷距 0.012 m 岩石参数见表 1^[8, 10]

表 1 岩石参数 ($C_1 = 0.3, C_2 = 0.05$)

$\rho / (\text{kg m}^{-3})$	E / GPa	σ / MPa	τ / MPa	S / MPa	K	$\rho / (\text{MN m})^{-3/2}$	$I / (\text{kg J})$
2352	16.78	78.4	11.9	0.265	$5.0 \cdot 10^{-6}$	0.2	$2.2 \cdot 10^{-6}$ 0.131

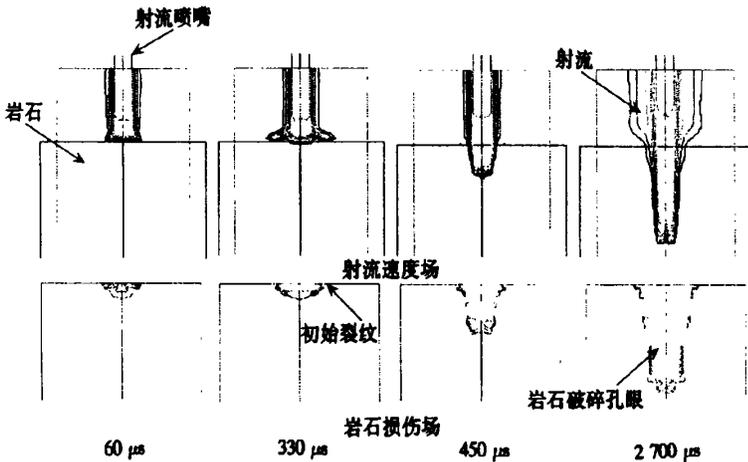


图 2 水射流作用下岩石的破碎过程(局部放大)

图 2 是在水射流的作用下, 所形成的岩石孔洞形状及损伤分布的情况, 其中水射流速度等值线的灰度对应的速度为 25 m/s~ 250 m/s, 损伤等值线的灰度对应的损伤值为 0.1~ 0.98, 位于岩石孔洞剖面的边缘 计算结果显示, 水射流接触岩石后极短的一段时间后, 射流尚未沿岩石表面大规模运动, 在岩石表面距离射流冲击轴线一定距离处, 出现拉伸应力极值, 使岩石产生裂纹, 此时岩石中最大主应力等值线与射流冲击轴线和岩石表面基本成 45°, 因而随着损伤发展, 最终形成的孔口呈火山口状

随着岩石表面初始裂纹的形成, 射流接触区域内, 呈压缩状态的岩石得以沿横向释放压缩能量, 使岩石承受拉伸作用, 另外射流向岩石表面流动的过程中, 也对岩石表面产生冲击拉伸作用, 这两种作用综合的结果, 使岩石表面的破坏从初始裂纹开始, 向内外两个方向迅速发展

展 图3是岩石中最大主应力和损伤的时间历程曲线(图中, d 为喷嘴出口直径, t 为水射流作用时间), 该曲线明显反映出卸载所引起的岩石拉伸破坏过程 随着岩石表面的破坏, 下部岩石暴露出来, 下部呈压缩状态的岩石得以向上方释放能量, 使得岩石承受拉伸作用

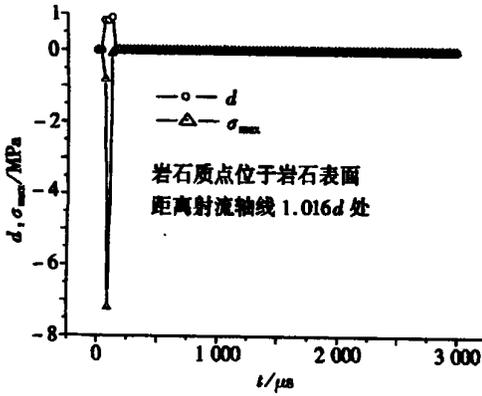


图3 岩石损伤和最大主应力与时间关系

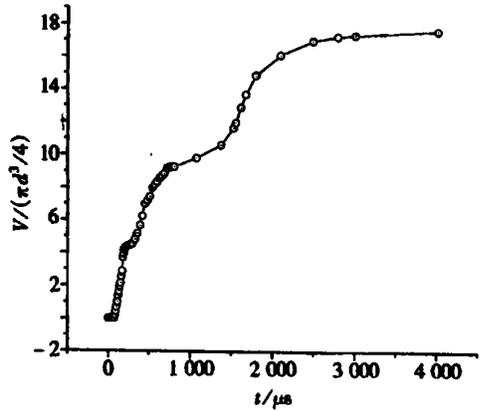


图4 岩石破碎效果与时间关系

由于射流与周围环境介质质量、能量交换的结果, 射流直径随喷距的增加而逐渐变大, 射流速度由射流轴线向外也逐渐减小, 在边缘处速度达到最小值, 因此射流边缘的流体质点重新接触新的岩石表面所需的时间最长, 这部分岩石中压缩能量的释放也相应最为充分, 使得裂纹先在该区域产生 随着射流边缘处岩石的破坏, 射流中心区域的被压缩的岩石, 转而沿径向膨胀 综合射流径向运动造成的冲击拉伸作用, 岩石破坏从射流边缘向内外发展, 由于孔壁附近的岩石此时处在三向应力状态, 同时岩石孔壁也限制了射流的扩散, 因此岩石破坏向外发展较为有限 遵循上述破岩过程, 在射流的持续冲击下, 岩石孔眼逐渐加深, 孔径也逐渐增大 但是由于应力波在岩石中的传播随距离的增大, 衰减极为迅速, 在距离射流冲击点较远处, 能量密度已经达不到岩石破坏的临界值, 因而孔洞直径很快趋于稳定 岩石的破坏主要集中在岩石孔底附近, 随着岩石孔洞的加深, 水射流的沿程损耗和孔底流体的滞止压力逐渐增大, 由卸载引起的拉伸破坏难度增大, 破坏范围相应减小, 因而孔深和孔径的增长速率逐渐减小, 并渐趋于零 水射流的准静态压力作用逐渐增大, 但是这部分破坏在岩石的整体破碎中所占比例有限 水射流冲击作用在水射流破岩中占主导地位, 孔眼主体形成的时间为毫秒量级, 这点与英国里兹大学^[11]的试验结果是一致的

由图4可以看出, 水射流作用下, 岩石的破坏是阶跃式的, 孔深呈 快慢交替 增长 这主要是由两个因素决定的, 一是岩石的上述破坏机理决定了岩石中能量的蓄积、释放需要一个过程, 二是因为损伤是一个能量耗散的过程, 由微观裂纹的出现到宏观裂纹的形成, 也需要一个能量积累、变化的时间过程 图中 V 、 d 分别表示岩石孔洞的体积和喷嘴直径

4 结 论

1. 与试验研究结果的对比表明, 研究假设合理, 分析方法可行, 模拟结果较好地反映了水射流破岩的实际物理过程 所用分析方法可用来指导高压水射流破岩理论的进一步研究及应用
2. 普通连续水射流破碎岩石主体所用的时间为毫秒量级, 破岩的主要形式是卸载及射流冲击所产生的拉伸破坏, 并呈 阶跃式 发展

[参 考 文 献]

- [1] 王瑞和,倪红坚. 高压水射流破岩机理研究[J]. 石油大学学报(自然科学版), 2002, 26(4): 118-122.
- [2] 章本照. 流体力学中的有限元方法[M]. 北京: 机械工业出版社, 1986.
- [3] 王勳成, 邵敏. 有限元基本原理和数值方法[M]. 北京: 清华大学出版社, 1997.
- [4] 王肖钧. 高速碰撞中的有限元方法及其应用[J]. 爆炸与冲击, 1993, 12(1): 296-304.
- [5] 恽寿榕. 爆炸力学计算方法[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1995.
- [6] 陈庭根, 管志川. 钻井工程理论与技术[M]. 山东东营: 石油大学出版社, 6) 41.
- [7] Furlong J R, Davis J F, Alme M L. Model the dynamic load/unload behavior of ceramics under impact loading[R]. RDA_TR_00.0_0001, Arlington, VA: R & D Associates, Arlington, 1990.
- [8] 杨军, 金乾坤, 黄风雷. 岩石爆破理论模型及数值模拟计算[M]. 北京: 科学出版社, 1999.
- [9] 余寿文, 冯西桥. 损伤力学[M]. 北京: 清华大学出版社, 1997.
- [10] Lemaitre J. 损伤力学教程[M]. 陶春虎, 倪金刚译. 北京: 科学出版社, 1996.
- [11] 徐小荷, 余静. 岩石破碎学[M]. 北京: 煤炭工业出版社, 1984.

N u m e r i c a l S i m u l a t i o n S t u d y o n R o c k B r e a k i n g
M e c h a n i s m a n d P r o c e s s U n d e r H i g h
P r e s s u r e W a t e r J e t

NI Hong_jian¹, WANG Rui_he¹, ZHANG Yan_qing²

(1. College of Petroleum Engineering, China University of Petroleum (East China),
Dongying Shandong 257061, P. R. China;

2. College of Building Engineering, Beijing University of Technology,
Beijing 100022, P. R. China)

Abstract: The numerical simulation method to study rock breaking process and mechanism under high pressure water jet was developed with the continuous mechanics and the FEM theory. The rock damage model and the damage_coupling model suited to analyze the whole process of water jet breaking rock were established with continuum damage mechanics and micro damage mechanics. The numerical results show the dynamic response of rock under water jet and the evolvement of hydrodynamic characteristic of jet during rock breaking is close to reality, and indicates that the body of rock damage and breakage under the general continual jet occurs within several milliseconds, the main damage form is tensile damage caused by rock unload and jet impact, and the evolvement of rock damage shows a step_change trend. On the whole, the numerical results can agree with experimental conclusions, which manifest that the analytical method is feasible and can be applied to guide the research and application of jet breaking rock theory.

Key words: water jet; rock breakage; rock damage model; fluid_wall interaction; finite element method