

文章编号: 1001-1455(2009)05-0535-07

地下空腔解耦爆炸的数值模拟*

劳 俊¹, 肖卫国^{1,2}, 王肖钧¹, 赵 凯¹

(1. 中国科学技术大学近代力学系, 安徽 合肥 230027;

2. 西北核技术研究所, 陕西 西安 710024)

摘要: 采用一种 Euler 算法和 Lagrange 算法相结合的有限差分算法计算地下空腔解耦爆炸。对腔内气体, 采用 Euler 网格, 对腔外岩石, 采用 Lagrange 网格, 对不同半径的空腔爆炸引起的远场应力波和震源函数开展了数值模拟, 重点分析了空腔尺度对震源函数的影响。结果表明, 空腔增大会降低远场应力波峰值、地下爆炸的耦合强度和震源函数稳态值, 但拐角频率随空腔的增大而增大。

关键词: 爆炸力学; 空腔解耦; 有限差分; 地下爆炸; 震源函数; 数值计算

中图分类号: O382

国标学科代码: 130 · 35

文献标志码: A

1 引 言

地下核爆炸产生的巨大能量中, 只有百分之几甚至千分之几的能量以地震波的形式传播出去^[1-2], 如何降低地震能量的耦合效应并确定其程度, 对工程防护等领域都极其重要。非填实(空腔)爆炸研究的目的是利用不同形状和尺度的空腔爆炸降低耦合到岩石中的地震波能量, 从而降低近区地运动和远场地震信号, 以达到保护工程结构的目的。

对地下爆炸的研究除现场试验外^[3], 数值模拟是重要的研究手段^[4]。然而迄今为止, 有关地下爆炸效应的数值计算多是针对填实爆炸引起的应力波在岩石内的传播, 有关空腔解耦爆炸数值计算方面的工作很少。一方面是因为物理问题本身比较复杂, 另一方面是因为选取合适的计算方法也有一定难度。腔内气体和腔外岩石是 2 种物理特性差异很大的介质, 采用单一算法往往难以奏效。为此本文中针对空腔解耦爆炸的物理特点, 拟采用一种 Euler 算法与 Lagrange 算法相结合的耦合算法来开展数值计算, 将整个计算域划分成 2 个不同的区域, 对腔内产物气体采用 Euler 方法, 对腔外岩石采用 Lagrange 方法, 分别建立差分格式, 然后通过一种简易的耦合算法在 2 区域的边界上将他们连接起来, 实现全流场的统一计算。此外, 还对产物气体界面进行跟踪, 并采用体积加权法确定界面所在网格的物理量。最后通过地下空腔爆炸的计算实例, 分析地下空腔爆炸引起的远场应力波的基本特性。

2 地下空腔解耦爆炸计算方法与计算模型

设一半径为 r_0 的球形药包置于一半径为 R_0 的球形空腔内, 如图 1 所示。忽略定常爆轰过程而将起爆结束时刻作为初始时刻, 视腔内空气为理想气体, 于是 $t=0$ 时, 腔内存在着 $r < r_0$ 的高压产物气体和 $r_0 \leq r \leq R_0$ 的理想气体, $r > R_0$ 则是岩石区。由于气体(包括产物气体)的物理特性与岩石有很大差异, 采用单一算法很难实现这类流固耦合问题的计算。为此, 针对腔内气体流动性强和腔外岩石固体弹塑性变形显著的具体特征, 分别采用不同方法进行数值模拟计算。对腔内气体, 采用具有耗散特征的 Euler 型 Lax 差分格式

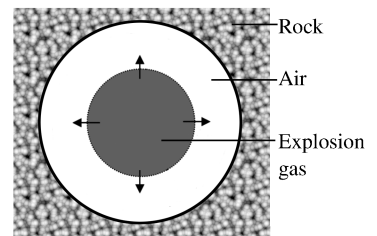


图 1 空腔爆炸示意图

Fig. 1 Sketch of cavity explosion

* 收稿日期: 2008-03-31; 修回日期: 2008-05-17

基金项目: 国家自然科学基金重点项目(10632080)

作者简介: 劳 俊(1982—), 男, 硕士研究生。

$$U_j^{n+1} = \frac{1}{2}(U_{j-1}^n + U_{j+1}^n) - \frac{\Delta t}{2r_j^2 \Delta r} (F_{j+1}^n - F_{j-1}^n) - \frac{\Delta t}{2\Delta r} (G_{j+1}^n - G_{j-1}^n) \tag{1}$$

式中： U 为守恒量， $U = (\rho, \rho u, \rho E)$ ； F 、 G 是守恒量 U 的流量

$$F = (r^2 \rho u, r^2 \rho u^2, r^2 (\rho u E + pu)), G = (0, p, 0)$$

对腔外岩石，则采用具有二阶精度的 Lagrange 型交叉显格式

$$u_j^{n+1/2} = u_j^{n-1/2} - v_0 \Delta t^{n+1/2} \left(\frac{R_j^n}{r_j} \right)^2 \frac{\delta_j^n (p + q + 4\tau/3)}{\Delta R} - \frac{4\tau_j^n v_j^n}{r_j^n} \Delta t^{n+1/2} \tag{2}$$

$$R_j^{n+1} = R_j^n + \Delta t^{n+1} u_j^{n+1/2} \tag{3}$$

$$v_{j+1/2}^{n+1} = v_0 \frac{\delta_{j+1/2}^{n+1} R (R_j^{n+1} + R_{j+1}^{n+1})^2}{\Delta R (r_j + r_{j+1})} \tag{4}$$

式中： r 为 Euler 坐标， R 为 Lagrange 坐标， q 为人工粘性， τ 是剪应力， v_0 为岩石的初始比容。

Euler 格式没有跟踪物质运动的能力，因此产物气体界面需要单独确定。为此在每一时间步里求出产物气体的网格质量，然后通过质量守恒定律确定界面位置 r_{inf}

$$M_0 = \sum_j^{n_{gas}} \frac{4}{3} \pi \rho_j (r_j^3 - r_{j-1}^3) + \frac{4}{3} \pi \rho_{n_{gas}} (r_{inf}^3 - r_{n_{gas}}^3) \tag{5}$$

式中： M_0 表示产物初始质量， n_{gas} 表示产物气体网格数， $\rho_{n_{gas}}$ 和 $r_{n_{gas}}$ 分别表示界面所在网格的格点产物气体的密度和坐标，式中第 2 项表示界面所在网格的产物气体质量。

一般说来，界面将落在某个欧拉网格内，计算时视该网格为混合格，分别用产物气体和理想气体状态方程确定界面两侧物理量，并由下式以体积加权法确定该混合格物物理量

$$F_{mix} = f_{gas} F_{gas} + (1 - f_{gas}) F_{air} \tag{6}$$

式中： f_{gas} 表示产物气体的体积比， $f_{gas} = (r_{inf}^3 - r_{n_{gas}}^3) / (r_{n_{gas}+1}^3 - r_{n_{gas}}^3)$ 。

腔壁是可移动界面，尽管初始时刻 Euler 格点与 Lagrange 格点在腔壁上重合的，如图 2(a) 所示，但是之后，腔壁将随 Lagrange 计算而运动，而 Euler 点却在原处，于是发生所谓 2 计算点之间“空位”现象，如图 2(b) 中空白方框。由于腔壁的移动是腔壁气体压力作用所致，直接与腔壁附近的 Euler 网格计算相关，因此可以视腔壁为 Euler 与 Lagrange 的耦合共节点，计算时在空位处补上一个 Euler 点 B ， B 点速度 u 与腔壁的速度一致，其他物理量则由上一时刻 B 点两侧的 Euler 点 E_1 和 Lagrange 点 L 插值求得，然后采用 Lax 变网格差分格式计算

$$U_j^{n+1} = \frac{U_{j-1}^n \Delta r_1 + U_{j+1}^n \Delta r}{\Delta r_1 + \Delta r} - \frac{1}{r_j^2} \frac{(F_{j+1}^n - F_{j-1}^n) \Delta t}{\Delta r_1 + \Delta r}$$

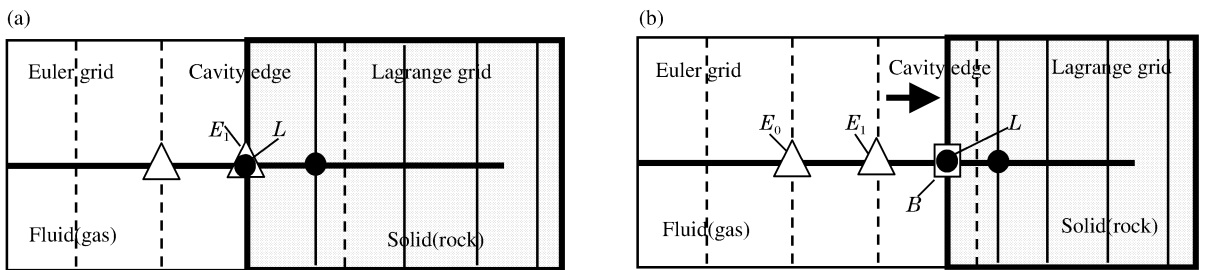


图 2 算法边界处理过程
Fig. 2 Boundary points in the algorithm

倘若腔壁移动距离跨过一个 Euler 网格，则增设一个 Euler 点，其值由耦合点 B 与 E_1 求得。腔壁回弹时可按上述类似方法处理，只是当回弹距离超过一个 Euler 网格时，删除一个 Euler 点即可。由此实现 Euler 算法与 Lagrange 算法在边界点的衔接。

对爆轰产物，采用如下的 JWL 状态方程

$$p = A \left(1 - \frac{\omega}{R_1 v} \right) e^{-R_1 v} + B \left(1 - \frac{\omega}{R_2 v} \right) e^{-R_2 v} + \frac{\omega e}{v} \quad (7)$$

式中：计算参数^[5]分别为 $A = 373.8 \text{ GPa}$, $B = 2.747 \text{ GPa}$, $R_1 = 4.15$, $R_2 = 0.90$, $\omega = 0.35$ 。腔内气体为理想气体，绝热指数 $\gamma = 1.4$ 。

对岩石，采用含损伤的弹塑性本构方程，具体形式为 HJC 方程^[6]

$$\sigma^* = [A(1 - D) + BP^{*N}](1 + C \ln \dot{\epsilon}^*) \quad (8)$$

式中： $\sigma^* = \sigma / f'_c$ 是压力、应变率和损伤参量 D 的函数，其中 σ 是真实等效应力， f'_c 是准静态单轴抗压强度； P^* 是归一化压力 (P 是真实压力)； $\dot{\epsilon}^* = \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0$ 是归一化等效应变率； A, B, C, N 为材料常数。计算参数如表 1 所示^[7]。

表 1 岩石材料参数^[7]

Table 1 Material parameters for rock^[7]

$\rho_0 / (\text{kg}/\text{m}^3)$	f'_c / MPa	A	B	C	SF_{\max}	G / GPa	D_1	D_2	N
2 620	169.8	0.8	1.60	0.007	7.0	23.7	0.04	1.0	0.61
EF_{\min}	T / MPa	$P_{\text{crush}} / \text{MPa}$	μ_{crush}	$P_{\text{lock}} / \text{GPa}$	μ_{lock}	K_1 / GPa	K_2 / GPa	K_3 / GPa	E / Pa
0.01	5.93	26	0.001	1.32	0.1	140	-282	343	58.7

3 空腔解耦爆炸的数值计算与分析

3.1 不同空腔半径下应力波的传播及腔内能量的计算

设初始球形药包半径 $r_0 = 1 \text{ m}$ ，相应的 TNT 装药量为 6.8 t ，分别开展相同药量下填实爆炸和不同初始空腔半径下解耦爆炸的数值计算。

为了考核本文中所述方法和所建程序的有效性，采用商用软件 LS-DYNA 中的 arbitrary Lagrange-Euler (ALE) 算法对同一问题开展校核计算。对图 1 所示问题采用有限元建模，共有 3 个计算实体，从内到外分别为药包、腔内理想气体和岩石。图 3 给出了填实爆炸和解耦爆炸下，用 LS-DYNA 和本文方法获得的距爆心 40 m 的岩石内的径向速度的计算结果。

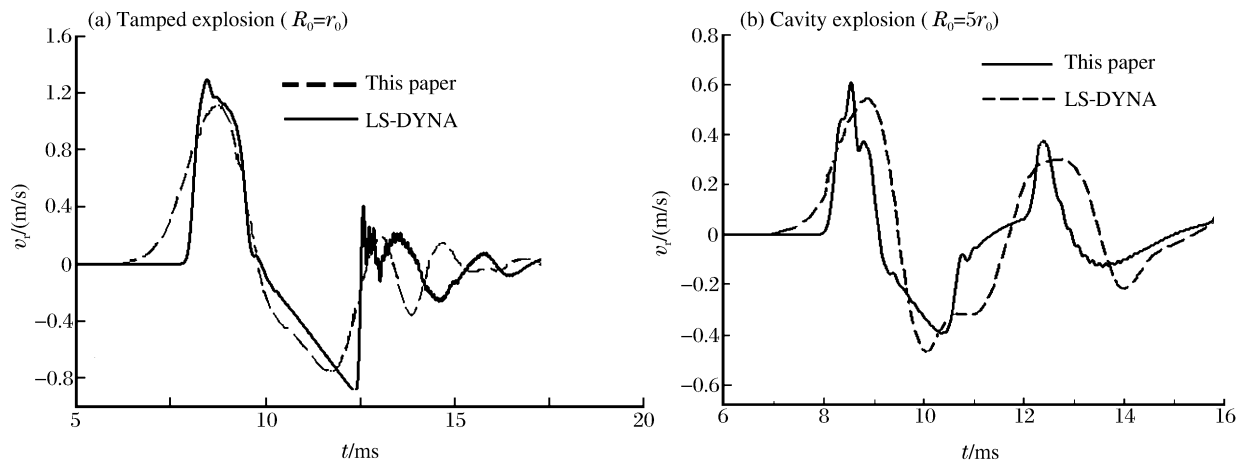


图 3 距爆心 40 m 的岩石内的径向速度的计算结果

Fig. 3 Radial velocity histories in the rocks 40 m away from the explosion center

由图 3 可见，用本文方法和 LS-DYNA 方法计算得到的波形到达时间、速度峰值和负速度大小等都非常接近。虽然 LS-DYNA 方法可用于地下空腔解耦爆炸数值分析，但是商用软件有很大的局限性，例如本构模型的选取和嵌入有一定限制，很难适应一些特殊问题的计算要求。因此本文中所述方法在计算地下空腔解耦爆炸中具有一定的优势。

图4为距爆心40 m处不同初始空腔半径下的径向应力时程曲线。填实爆炸($R_0 = r_0$)和部分解耦爆炸($R_0 = 2r_0$)的波形与完全解耦爆炸($R_0 = 6r_0, 10r_0$)的波形有很大差别,前者具有明显的弹塑性波特征,而后者则纯粹为弹性波。这一点在后续位移势的计算里得到更充分的印证,前者出现了明显的永久位移而后者永久位移几乎为0。这便是不同初始半径下空腔解耦爆炸的解耦效应。

非填实爆炸中只有小部分爆炸能以应力波形式在岩石中传播出去,大部分能量则封闭在空腔内。图5是不同空腔半径下腔内总能量的时程曲线,具体数值比较见表2,表中 R_0 为空腔半径, E_0 为空腔内初始总能量, E_1 为空腔内最终总能量。

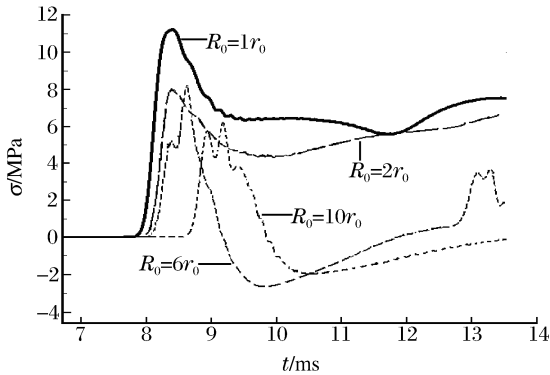


图4 不同初始空腔半径时距爆心40 m处径向应力的演化

Fig. 4 Radial stress histories in the rock 40 m away from the explosion center in the cases of different cavity radii

由图5与表2可知,填实爆炸($R_0 = r_0$)时,腔内气体总能量衰减很快,这说明很大一部分能量传入了岩石介质。随着爆炸空腔的增大,更多的爆炸能被封闭在空腔里。当初始空腔半径为 $5r_0$ 时,几乎全部产物能量被封存在空腔里,此时地震波耦合能量很小。因此采用空腔爆炸技术可以有效地减少地震耦合能量的传播。

3.2 空腔大小对震源函数的影响

地下爆炸震源函数是从地震学角度研究地下爆炸地震效应的重要工具,通过时域里的折合位移势 $\psi(\tau)$ 和频域里的折合速度势 $\gamma(\omega)$ 对震源强度和震源特性进行描述。震源函数有4个典型特征^[8]:(1)折合位移势稳态值 ψ_∞ ,即 $\tau \rightarrow \infty$ 时 $\psi(\tau)$ 的值,反映了爆炸引起的介质的永久性变形;(2)过冲特性,位移势 $\psi(\tau)$ 中超过稳态值的部分,反映了爆炸空腔的回弹特性;(3)高频衰减特性,振幅谱的高频段幅值随频率的衰减速率;(4)拐角频率 ω_c ,振幅谱的低频渐近线与高频渐近线的交点频率。

折合位移势 $\psi(\tau)$ 是通过位移函数 $\xi(r,t)$ 引入的用以表征震源强度的物理量,折合速度势 $\gamma(\tau)$ 则是通过质点速度 $u(r,t)$ 引入的表征震源特性的另一物理量,他们与位移函数和质点速度间的关系为

$$\xi(r,t) = \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\psi(r,t)}{r} \right] \quad (9)$$

$$u(r,t) = \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\gamma(r,t)}{r} \right] \quad (10)$$

可以证明^[8] $\psi(r,t) = \psi(\tau)$, $\gamma(r,t) = \gamma(\tau)$, τ 为迟后时间, $\tau = t - (r - r_{el})/c_e$, r_{el} 为某一参考半径, c_e 为弹性波速度。 $\psi(\tau)$ 和 $\gamma(\tau)$ 中已包含了球面几何扩散效应,与 r 无直接关系,可用来表征地下爆炸震源特性。数值模拟时可根据计算结果获得质点位移和速度,直接积分上述2式求出 $\psi(\tau)$ 和 $\gamma(\tau)$ 。

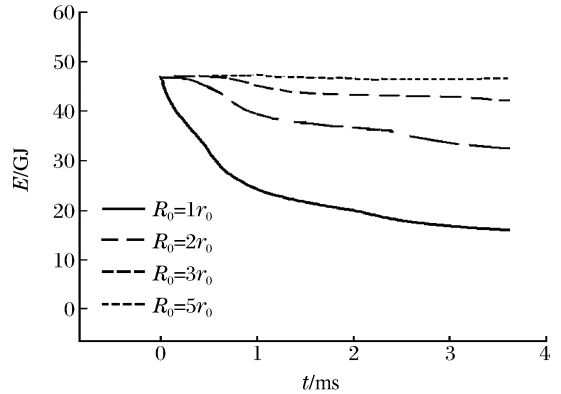


图5 不同空腔半径时腔内总能量的演化

Fig. 5 Total energy evolution in the cavities with different cavity radii

表2 不同空腔半径时空腔内的总能量的比较

Table 2 Comparison of total energy in the cavities with different cavity radii

R_0/r_0	E_0 /GJ	E_1 /GJ	$(E_1/E_0)/\%$
1	46.0	15.9	34.60
2	46.8	32.5	69.40
3	46.9	42.2	90.00
5	47.0	46.6	99.95

图6是不同空腔半径和不同爆心距条件下折合位移势的计算结果。从图中能够看出折合位移势稳态值与爆心距无关，只与空腔半径有关，填实爆炸($R_0 = r_0$)的 ψ_∞ 明显大于部分解耦爆炸($R_0 = 3r_0$)的 ψ_∞ 。

图7是不同空腔半径下岩石弹性区边界(即参考半径 r_{el})的计算结果。当初始空腔半径与弹性半径相等时，腔内气体冲击波到达腔壁时，其峰值应力只能在岩石中引起弹性应力波，这便是完全解耦爆炸。计算结果表明这一临界半径约为 $5r_0$ 。因此，当 $r_0 < R_0 < 5r_0$ ，属部分解耦爆炸。进一步考察图7还可以发现，一开始增大空腔半径，解耦效果并不明显，例如当空腔半径由 r_0 增大至 $2r_0$ 时，弹性区半径变化并不大，几乎是填实爆炸，但是当空腔半径由 $2r_0$ 增大到 $5r_0$ 时，弹性半径却有大幅度减小，之后弹性半径与空腔半径完全相等，这就是完全解耦爆炸。上述计算说明，只有当初始空腔体积足够大时，才有明显的解耦效果，这一点与实验观察到的现象基本一致。

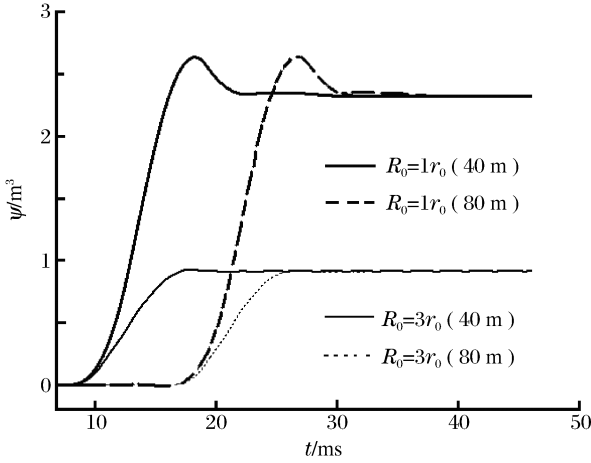


图6 不同空腔半径和爆心距下的折合位移势-时间曲线
Fig. 6 Reduced displacement potential-time curves in the cases of different cavity radii and different sampling radii

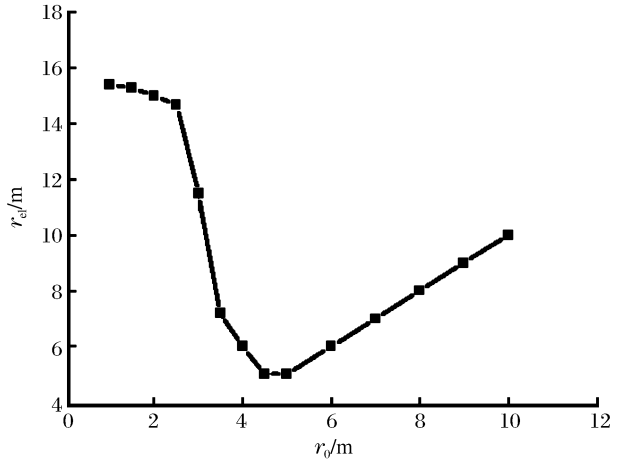


图7 弹性区半径随初始空腔半径的变化曲线
Fig. 7 Variation of elastic zone radius with initial cavity radius

图8是折合位移势 $\psi(\tau)$ 的计算结果。填实爆炸和空腔半径为 $2r_0$ 的计算结果都出现明显的过冲现象，这是因空腔回弹引起的，但是两者折合位移势的稳态值差别并不大。而当空腔半径大于 $3r_0$ 之后，过冲现象便难以观察到，折合位移势的稳态值也显著减小，其趋势与弹性区半径的减小类似。当空腔半径大于 $5r_0$ 后，由于腔外岩石介质始终处于弹性状态，稳态值几乎为0。

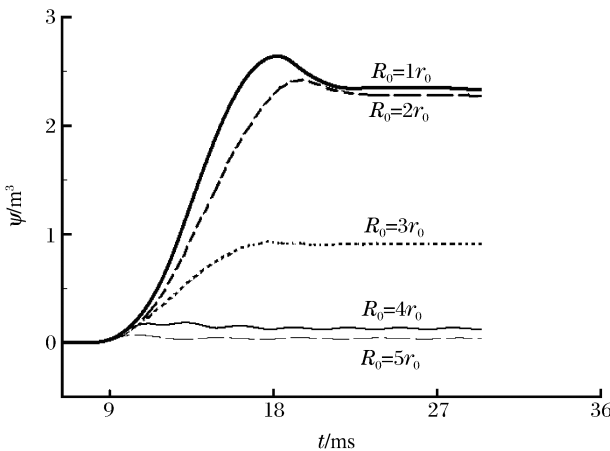


图8 不同空腔半径条件下的折合位移势-时间曲线
Fig. 8 Reduced displacement potential-time curves in the cases of different cavity radii

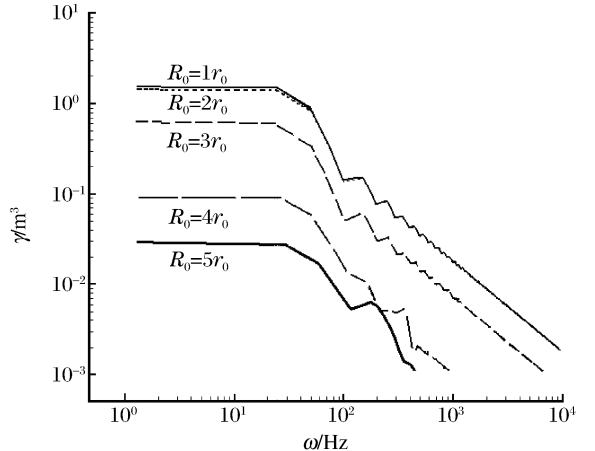


图9 空腔大小对振幅谱的影响
Fig. 9 Effect of cavity radius on reduced velocity potential

图 9 是折合速度势通过离散傅立叶变换后作出的振幅谱曲线。由图可见,低频稳态值随着空腔增大而减小,而拐角频率却是逐渐增大的。高频部分的斜率基本一致,高频衰减趋势也相似。

表 3 是综合各种空腔尺度下震源函数的特征参数。其中经验值是根据 L. A. Glenn^[2] 有关部分和完全解耦爆炸折合位移势稳态值的经验公式求出的

$$\psi_{\infty} = \begin{cases} \frac{Yr_{el}^3}{6G} & R_0 \leq r_{el} \\ \frac{\gamma 1}{8\pi G} \frac{YW}{p + 2Y/3} & R_0 > r_{el} \end{cases}$$

式中: r_{el} 为弹性区半径, Y 为岩石的屈服强度, G 为剪切模量, W 为爆炸当量, $p = \rho_0 gh$ 为过载静水压力(计算中取为 0)。

表 3 不同空腔半径时花岗岩地下爆炸震源函数参数比较

Table 3 Seismic source function parameters for underground explosion in granite in the cases of different cavity radii

R_0/r_0	ψ_{∞}/m^3		ω_c/Hz	r_{el}/m
	计算值	经验值		
1	2.342	2.696	24.6	15.4
2	2.271	2.492	25.0	15.0
3	0.915	1.123	26.0	11.5
4	0.130	0.159	27.4	6.0
5	0.040 1	0.046 3	29.0	5.0
6	0.040 3	0.046 3	29.1	6.0
7	0.040 9	0.046 3	30.3	7.0

表中数值模拟结果与经验公式给出的结果相当接近,这说明本文计算有一定可信性。据此,可以分析空腔大小对地下爆炸震源函数的影响。

(1) 振幅谱的低频稳态值 $\gamma(\omega \rightarrow 0)$ 、折合位移势的稳态值 ψ_{∞} , 总体上随空腔的增大而减小, 并呈现出 3 个阶段。一开始, 稳态值随空腔增大而缓慢减小, 例如当空腔半径 R_0 增大 1 倍, 即 R_0 由 r_0 增大为 $2r_0$ 时, $\psi(\tau)$ 相差并不大; 但是, 随着空腔的继续扩大, 稳态值迅速降低; 最后, 当空腔半径大于完全解耦爆炸的临界半径 ($5r_0$) 时, 稳态值几乎保持不变。表中稳态值的变动只是一种计算误差。

(2) 解耦爆炸的拐角频率 ω_c 比填实爆炸的高, 而且随着空腔的增大而逐渐提高。空腔增大使时域里的远场速度与应力波半高宽与正相脉宽变窄, 按此推理, 震源的拐角频率提高了。

4 结 论

针对空腔解耦爆炸的基本特点, 采用一种相对简便而有效的一维球对称分区差分格式开展地下空腔解耦爆炸的数值计算, 结果表明:

- (1) 增大初始空腔半径可以有效降低远场应力波峰值、地震耦合强度和震源函数稳态值。
- (2) 只有当空腔半径达到一定值后 (如 $R_0 > 2r_0$), 地下空腔解耦爆炸的解耦效果才会有显著提高。
- (3) 反映空腔回弹特征的过冲特性随空腔的增大而减弱, 直至消失。
- (4) 拐角频率随着空腔的增大而提高, 高频衰减速率基本保持不变。

参考文献:

- [1] Latter A L, Lelevier R E, Martinelli E A, et al. A method of concealing underground nuclear explosions[J]. Journal of Geophysical Research, 1961, 66(3): 943-946.
- [2] Glenn L A. Energy density effects on seismic decoupling[J]. Journal of Geophysical Research: B, 1993, 98(2): 1933-1942.
- [3] 王占江. 岩土中填实与空腔解耦爆炸的化爆模拟实验研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2005, 24(6): 109

WANG Zhan-jiang. Experimental investigation on tamped and cavity decoupled explosion in rock-soil by mini-explosive charge[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2005, 24(6):109.

- [4] 刘文韬. 岩石含损伤本构模型和地下爆炸效应研究[D]. 合肥: 中国科技大学, 2002.
- [5] 张亚军. 爆炸流场及窗口内爆流固耦合问题计算研究[D]. 合肥: 中国科技大学, 2007.
- [6] Holmquist T J, Johnson G R, Cook W H. A computational constitutive model for concrete subjected to large strains, high strain rates and high pressures[C]// Proceedings of the 14th International Symposium on Ballistics. 1993:591-600.
- [7] 周钟, 王肖钧, 肖卫国, 等. 花岗岩介质中地下爆炸震源函数研究[J]. 爆炸与冲击, 2007, 27(1):18-25.
ZHOU Zhong, WANG Xiao-jun, XIAO Wei-guo, et al. Study on the main characteristics of underground explosion seismic source function in granite[J]. Explosion and Shock Waves, 2007, 27(1):18-25.
- [8] 李孝兰. 空腔解耦爆炸实验研究的基础理论(I)[J]. 爆炸与冲击, 2000, 20(2):186-192.
LI Xiao-lan. Basic theory of decoupled explosions in cavities(I)[J]. Explosion and Shock Waves, 2000, 20(2):186-192.

Numerical simulation on underground cavity-decoupling explosion

LAO Jun¹, XIAO Wei-guo^{1,2}, WANG Xiao-jun^{1*}, ZHAO Kai¹

(1. *Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Anhui 230027, Hefei, China;*

2. Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, Shaanxi, China)

Abstract: A finite-difference algorithm linking Euler and Lagrange meshes was developed to compute the cavity-decoupling explosion, in which both the explosion products and ideal air in the cavity were subdivided as Euler mesh but the rock around the cavity was subdivided as Lagrange mesh. The stress wave induced by cavity explosion were simulated and the relations of the seismic source function and the cavity size were discussed. The results show that with the increase of the cavity, the peak stress of the stress wave, the stable value of the seismic source function, and the corner frequency decrease, but the decoupling factor increases.

Key words: mechanics of explosion; cavity-decoupling; finite-difference algorithm; underground explosion; seismic source function; numerical simulation

* Corresponding author: WANG Xiao-jun

E-mail address: xjwang@ustc.edu.cn

(责任编辑 张凌云)