

文章编号: 1001-1455 (2000)02-0186-07

# 空腔解耦爆炸实验研究的基础理论 (I)

李孝兰

(西北核技术研究所, 陕西 西安 710024)

摘要: 空腔解耦爆炸可使远区地震波幅度大大降低, 国外已在现场和实验室内进行了大量的实验研究, 但涉及空腔解耦爆炸实验数据分析方法及相关的基础理论知识基本上散布于各文献, 我们在对国外有关文献调研的基础上, 较为系统地介绍了空腔解耦爆炸的基础理论知识、实验数据的分析方法及解耦效应的简化分析模型。

关键词: 地下爆炸; 地震波; 空腔解耦

中图分类号: O38 文献标识码: A

## 1 引言

在地下爆炸中运用大空腔作为爆室可以使远区地震波的幅度大大降低, 称为空腔解耦, 这一概念首先由美国学者 Latter 等<sup>[1]</sup>于 1959 年初提出, 其后 30 多年来, 美国、前苏联都围绕空腔解耦爆炸技术开展了大量的包括现场空腔解耦化爆试验、现场空腔解耦核爆试验、实验室微型药量空腔解耦化爆模拟试验在内的试验研究及相应的理论研究工作。

国外公开发表的空腔解耦方面的资料已不少, 但涉及空腔解耦爆炸试验数据分析方法及相关的基础理论知识基本上散布于各文献, 并且观点有时互相矛盾, 理论分析着眼点不一致, 所用符号就更不统一。我们在对国外有关文献调研的基础上, 经过归纳、分析、较为系统地介绍了有关基本概念、基础理论知识及简化分析模型和方法。

## 2 一维球对称弹性波动方程

在球对称运动的情况下, 只有径向位移分量为非零位移分量。在球极坐标  $(r, \theta, \varphi)$  下, 记径向位移分量为  $D(r, t)$ , 各状态参量都只是球坐标  $r$  和  $t$  的函数。

$$\text{径向应变} \quad \varepsilon_r(r, t) = \frac{\partial D(r, t)}{\partial r} \quad (1)$$

$$\text{切向应变} \quad \varepsilon_\theta(r, t) = \varepsilon_\varphi(r, t) = \frac{D(r, t)}{r} \quad (2)$$

$$\text{径向粒子速度} \quad v(r, t) = \frac{\partial D(r, t)}{\partial t} \quad (3)$$

$$\text{径向粒子加速度} \quad a_p(r, t) = \frac{\partial^2 D(r, t)}{\partial t^2} \quad (4)$$

径向应力记为  $\sigma_r(r, t)$ , 切向应力记为  $\sigma_\theta(r, t) = \sigma_\varphi(r, t)$ , 式中  $r, \theta, \varphi$  为物质坐标。由文献[2]列出一维球对称弹性波运动的控制方程:

\* 收稿日期: 1999-05-12

作者简介: 李孝兰(1940—), 男, 研究员, 博士生导师。

$$\text{连续性方程(质量守恒)} \quad \frac{\partial \epsilon_r}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial r} \quad \frac{\partial \epsilon_\theta}{\partial t} = \frac{v}{r} \quad (5)$$

$$\text{运动方程(动量守恒)} \quad \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2(\sigma_r - \sigma_\theta)}{r} = \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} \quad (6)$$

$$\text{本构关系} \begin{cases} \text{容变律} \\ \text{畸变律} \end{cases} \quad \sigma_r + 2\sigma_\theta = 3k(\epsilon_r + 2\epsilon_\theta) \quad (7a)$$

$$\sigma_r - \sigma_\theta = 2G(\epsilon_r - \epsilon_\theta) \quad (7b)$$

式中:  $k$  为介质体压缩模量,  $G$  为剪切模量

$$k = \frac{E}{3(1-2\nu)} \quad G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (8)$$

式中:  $E$  为介质杨氏模量,  $\nu$  为泊松比。

由(7a)、(7b)式得到

$$\sigma_r = (k + \frac{4G}{3})\epsilon_r + (2k - \frac{4G}{3})\epsilon_\theta \quad (9)$$

将上式两边对  $r$  求导, 有

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} = (k + \frac{4G}{3}) \frac{\partial \epsilon_r}{\partial r} + (2k - \frac{4G}{3}) \frac{\partial \epsilon_\theta}{\partial r} \quad (10)$$

将(7b)、(10)式代入(6)式, 有

$$(k + \frac{4G}{3}) \frac{\partial \epsilon_r}{\partial r} + (2k - \frac{4G}{3}) \frac{\partial \epsilon_\theta}{\partial r} + \frac{4G}{r}(\epsilon_r - \epsilon_\theta) = \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} \quad (11)$$

将(1)、(2)、(3)式代入上式, 得

$$(k + \frac{4G}{3}) \frac{\partial^2 D}{\partial r^2} + \frac{2}{r}(k + \frac{4G}{3}) \frac{\partial D}{\partial r} - \frac{2D}{r^2}(k + \frac{4G}{3}) = \rho_0 \frac{\partial^2 D}{\partial t^2}$$

引入球体中弹性纵波速度  $\alpha = \sqrt{(k+4G/3)/\rho_0}$ , 得到

$$\frac{\partial^2 D}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial D}{\partial r} - \frac{2D}{r^2} = \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} \quad (12)$$

引入位移势函数  $\varphi(r, t)$ ,

$$D = \frac{\partial \varphi(r, t)}{\partial r} \quad (13)$$

很容易证明(12)式可简化为如下的波动方程

$$\frac{\partial^2 (r\varphi)}{\partial r^2} = \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 (r\varphi)}{\partial t^2} \quad (14)$$

### 3 折合位移势和折合速度势

引入折合位移势(RDP: Reduced Displacement Potential)  $\Psi(r, t)$ ,

$$\begin{cases} \Psi(r, t) = r\varphi(r, t) \\ D(r, t) = \frac{\partial}{\partial r}(\frac{\Psi(r, t)}{r}) \end{cases} \quad (15)$$

此时(14)式就化为

$$\frac{\partial^2 \Psi(r, t)}{\partial r^2} = \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 \Psi(r, t)}{\partial t^2} \quad (16)$$

这是典型的泊松波动方程, 其解为  $\Psi(r, t) = \Psi(t - \frac{r-r_e}{\alpha})$ ,  $r_e$  为弹性半径。

令

$$\tau = t - \frac{r-r_e}{\alpha}$$

则

$$\Psi(r, t) = \Psi(\tau) \quad (17)$$

解的物理意义:从  $r_e$  开始,扰动以波速  $\alpha$  在弹性区传播,因为  $\Psi(\tau)$  已将球面几何扩散效应包含在内,所以  $\Psi(\tau)$  是一个只与  $\tau$  相关而与  $r$  无关的函数( $\tau$  是从弹性波到达  $r$  起开始计算的时间),这样一个与距离无关的函数显然在地震波运动的分析中极为方便。

由(15)、(16)式得

$$D(r, \tau) = -\frac{\Psi(\tau)}{r^2} - \frac{\dot{\Psi}(\tau)}{r\alpha} \quad (18)$$

引入折合速度势(RVP: Reduced Velocity Potential)  $\gamma(\tau)$ ,

$$v(r, \tau) = \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\gamma(\tau)}{r} \right) = -\frac{\gamma(\tau)}{r^2} - \frac{\dot{\gamma}(\tau)}{r\alpha} \quad (19)$$

$$\text{由于 } v = \frac{\partial D}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} \left( -\frac{\Psi(\tau)}{r^2} - \frac{\dot{\Psi}(\tau)}{r\alpha} \right) = -\frac{\dot{\Psi}(\tau)}{r^2} - \frac{\ddot{\Psi}(\tau)}{r\alpha}$$

$$\text{于是 } \gamma(\tau) = \dot{\Psi}(\tau) \quad (20)$$

显然  $\gamma(\tau)$  也是一个与距离无关的函数,在后面的分析中将要指出,  $\gamma(\tau)$  在地震波频谱分析中常被应用。

将(18)式改写为

$$\dot{\Psi}(\tau) + \frac{\alpha}{r} \Psi(\tau) = -\alpha D(r, \tau) \quad (21)$$

运用拉氏变换对上式求解

$$\Psi(\tau) = -\alpha r e^{-\frac{\alpha}{r}\tau} \int_0^\tau D(r, t) e^{\frac{\alpha}{r}t} dt \quad (22)$$

$$\text{同理可得 } \gamma(\tau) = -\alpha r e^{-\frac{\alpha}{r}\tau} \int_0^\tau v(r, t) e^{\frac{\alpha}{r}t} dt \quad (23)$$

在  $r > r_e$  区域,在由  $\varphi(r, \tau=0)$  给定的波阵面上,位移势的选取是任意的,一旦  $\tau=0$  时的位移势基准点选定,其他时刻的势函数都是相对于此基准点而言。在此,我们取  $\tau=0$  时,  $\varphi(r, 0)=0$ 。在波阵面处,位移必须满足连续性条件,即  $\tau=0$ ,  $\frac{\partial \varphi(r, t)}{\partial r} = 0$ ,  $\frac{\partial \varphi(r, \tau)}{\partial r} = -\frac{\Psi(\tau)}{r^2} - \frac{\dot{\Psi}(\tau)}{r\alpha}$ ,  $\tau=0$  时,左边为零,右边第一项为零,于是  $\dot{\Psi}(\tau=0)=0$ , 由此归纳  $\Psi(\tau)$  的初值条件为

$$\text{当 } \tau = 0 \text{ 时, } \begin{cases} \Psi(0) = 0 \\ \dot{\Psi}(0) = 0 \end{cases} \quad (24)$$

对于折合速度势,当  $\tau=0$  时,我们取  $\gamma(\tau)=0$ ,然而在波阵面上,粒子速度可以不为零,比如对于弹性冲击波阵面,粒子速度即存在跳跃。

由于,  $v(r, \tau) = -\frac{\gamma(\tau)}{r^2} - \frac{\dot{\gamma}(\tau)}{r\alpha}$ , 因此当  $\tau=0$  时,  $v(r, \tau)$  一般并不为零,右边第 1 项在  $\tau=0$  时为零,于是  $\gamma(\tau)$  的初值条件归纳为

$$\text{当 } \tau = 0 \text{ 时, } \begin{cases} \gamma(0) = 0 \\ \dot{\gamma}(0) = -r\omega(r, 0) \end{cases} \quad (25)$$

当在自由场测得粒子速度波形  $v(r, t)$  (当测得粒子加速度波形时,先对其积分获得粒子速度波形)时,可以结合初值条件(25)式,由(23)式求得折合速度势  $\gamma(\tau)$ 。当在自由场测得粒子位移波形  $D(r, t)$  (当测得粒子速度波形时,先对其积分,获得位移波形)时,可以结合初值条件(24)式,由(22)式求得折合位移势  $\Psi(\tau)$ 。

地下爆炸将使爆点周围介质产生永久变形,弹性区半径  $r_e$  处最终位移(即永久位移)  $D(r_e, \tau=\infty)$  将不为零,但最终粒子速度将回到零。设在  $r$  处 ( $r > r_e$ ) 最终位移  $D_\infty(r)$  是在  $\tau_d$  时刻建立起来,此时,由(23)式给出的  $\tau > \tau_d$  时刻的 RDP 为

$$\Psi(\tau) = -\alpha r e^{-\frac{\alpha}{r}\tau} \int_0^{\tau_d} D(r, t) e^{\frac{\alpha}{r}t} dt - r^2 D_\infty(r) (1 - e^{-\frac{\alpha}{r}(\tau-\tau_d)}) \quad (26)$$

对于  $\gamma(\tau)$ , 假设在  $\tau_d$  时刻, 粒子速度  $v(r, \tau)$  开始为零, 同理推导可得

$$\gamma(\tau) = -\alpha r e^{-\frac{\alpha r}{r}} \int_0^{\tau_d} v(r, t) e^{\frac{\alpha r}{r} t} dt - r^2 v_{\infty}(r) (1 - e^{-\frac{\alpha}{r}(\tau - \tau_d)}) \tag{27}$$

右边第二项为零 (因为  $v_{\infty}(r) = 0$ )。由于  $\int_0^{\tau_d} D(r, t) e^{\frac{\alpha}{r} t} dt$  和  $\int_0^{\tau_d} v(r, t) e^{\frac{\alpha}{r} t} dt$  是个有限值, 因此 (26) 和 (27) 式右边第一项在  $\tau \rightarrow \infty$  时趋于零。于是有

$$\tau \rightarrow \infty \text{ 时 } \begin{cases} \Psi_{\infty} = -r^2 D_{\infty}(r) \\ \gamma_{\infty} = 0 \end{cases} \tag{28}$$

(说明: 如果 RDP 的定义取为  $D(r, t) = \frac{\partial}{\partial r}(-\frac{\Psi(\tau)}{r})$ , 则  $\Psi_{\infty} = r^2 D_{\infty}(r)$ )。

#### 4 完全解耦球形空腔爆炸震源函数的简单解析模型

完全解耦球形空腔爆炸指的是: 腔壁对于爆炸波作用的响应是弹性的, 腔壁介质不产生任何损伤, 其响应完全是线弹性的。由 (1)、(2) 式和 (9) 式得到

$$\sigma_r = (k + \frac{4G}{3}) \frac{\partial D(r, t)}{\partial r} + (2k - \frac{4G}{3}) \frac{D(r, t)}{r} \tag{29}$$

(18) 式两边对  $r$  求偏导, 得

$$\frac{\partial D(r, t)}{\partial r} = \frac{2\Psi(\tau)}{r^3} + \frac{2\dot{\Psi}(\tau)}{\alpha r^2} + \frac{\ddot{\Psi}(\tau)}{r\alpha^2} \tag{30}$$

将 (18) 式和 (30) 式代入 (29) 式, 得

$$\ddot{\Psi}(\tau) + \frac{4G}{r\rho_0\alpha} \dot{\Psi}(\tau) + \frac{4G}{\rho_0 r^2} \Psi(\tau) = \frac{r}{\rho_0} \sigma_r(r, t) \tag{31}$$

设空腔半径为  $a$ , 作用于腔壁上的压力波形为  $p(t)$ , (记拉应力为正, 则  $\sigma_r = -p(t)$ )。令:  $\omega_0^2 = \frac{4G}{\rho_0 a^2}$ ,

$2\xi\omega_0 = \frac{4G}{\rho_0 a\alpha}$ , 则

$$\omega_0 = \frac{2}{a}\beta \quad \xi = \frac{\beta}{\alpha} \tag{32}$$

式中:  $\beta = \sqrt{\frac{G}{\rho_0}}$  为剪切波速度,  $\omega_0$  为本征频率。于是 (32) 式变为

$$\ddot{\Psi}(\tau) + 2\xi\omega_0 \dot{\Psi}(\tau) + \omega_0^2 \Psi(\tau) = -\frac{a}{\rho_0} p(t) \tag{33}$$

进行拉氏变换得

$$\bar{\Psi}(s) = \frac{-\frac{a}{\rho_0} \bar{p}(s)}{s^2 + 2\xi\omega_0 s + \omega_0^2} \tag{34}$$

爆炸所致的空腔壁上压力-时间历史  $p(t)$  可由流体动力学方程组爆炸产物、空气的状态方程通过数值计算求得。典型的  $p-t$  曲线如图 1 所示, 爆炸冲击波在腔壁上的反射引起一个很短持续时间的压力尖脉冲, 然后迅速地阻尼震荡回复到稳定压力值  $p_0$ 。一维数值计算表明, 尖脉冲压力峰值只对距爆室壁较近的波动参数有显著影响, 随着距离的增加, 此影响迅速减小, 因此可以设想这样一个稳定空腔压力模型<sup>[3]</sup>: 爆炸产物瞬间充满整个爆室, 并达到热力学平稳状态, 这样  $p(t)$  就可视为一阶跃函数

$$p(t) = \begin{cases} p_0, & t \geq 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases} \tag{35}$$

此阶跃函数  $p(t)$  的拉氏变换为:  $\bar{p}(s) = p_0/s$ , 代入 (34) 式便得到

$$\bar{\Psi}(s) = -\frac{a}{\rho_0} \frac{p_0}{s(s^2 + 2\xi\omega_0 s + \omega_0^2)} \tag{36}$$

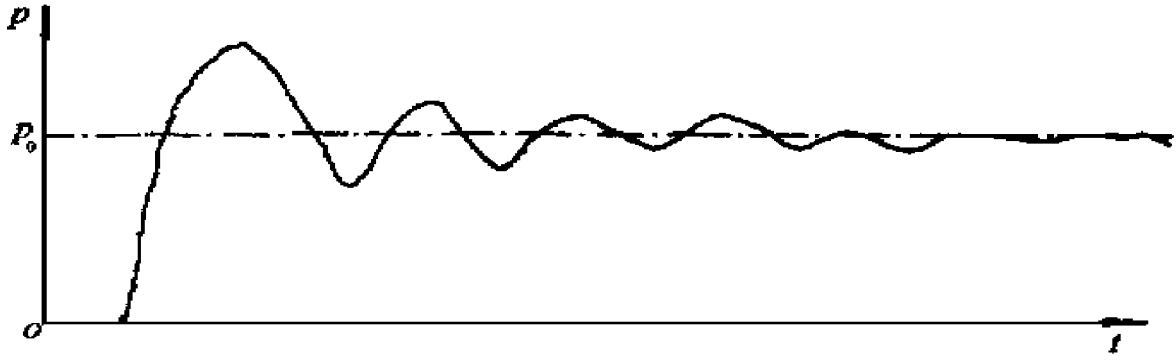


图1 空腔壁压力历史

Fig.1 Pressure history on the wall of cavity

当  $s \rightarrow 0$  时,  $\bar{\Psi}(s)$  为无穷大。对  $\gamma(\tau) = \dot{\Psi}(\tau)$  作拉氏变换, 得

$$\bar{\gamma}(s) = s\bar{\Psi}(s) \quad (37)$$

将(36)式代入(37)式, 得

$$\bar{\gamma}(s) = s\bar{\Psi}(s) = -\frac{a}{\rho_0} \frac{p_0}{s^2 + 2\xi\omega_0 s + \omega_0^2} \quad (38)$$

当  $s \rightarrow 0$  时,

$$\gamma(s) = -\frac{a}{\rho_0} \frac{p_0}{\omega_0^2} \quad (39)$$

$s \rightarrow 0$ , 对应于频率域  $\omega \rightarrow 0$ , 因此  $\omega \rightarrow 0$  时,  $\gamma(\omega)$  趋近于一个有限值, 因此在频率域通常是对 RVP 进行频谱响应分析。由于  $\bar{\gamma}(s)$  (即  $s\bar{\Psi}(s)$ ) 确定后, 远场地震波幅度及频谱特征即可确定, 因此通常又将  $\bar{\gamma}(s)$  称为震源函数<sup>[4]</sup>。

下面我们以在完全解耦爆炸的空腔内阶跃压力  $p(t)$  作用下, 以(39)式所示的震源函数来确定远区地震波的幅度和频谱特性。

将(38)式右边作多项式分解, 得

$$\bar{\gamma}(s) = \frac{-ap_0}{2i\sqrt{1-\xi^2}\rho_0\omega_0} \left[ \frac{1}{s + \xi\omega_0 - i\omega_0\sqrt{1-\xi^2}} - \frac{1}{s + \omega_0\xi + i\omega_0\sqrt{1-\xi^2}} \right]$$

作拉普拉斯反变换得

$$\gamma(\tau) = \frac{-ap_0}{\sqrt{1-\xi^2}\rho_0\omega_0} e^{-\xi\omega_0\tau} \sin(\sqrt{1-\xi^2}\omega_0\tau) \quad (40)$$

$$\dot{\gamma}(\tau) = \frac{ap_0}{\rho_0} \left[ \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(\sqrt{1-\xi^2}\omega_0\tau) - \cos(\sqrt{1-\xi^2}\omega_0\tau) \right] e^{-\xi\omega_0\tau}$$

$$v(r, \tau) = -\frac{\gamma(\tau)}{r^2} - \frac{\dot{\gamma}(\tau)}{r\alpha}$$

$$v(r, \tau) = \frac{ap_0}{\rho_0\omega_0\sqrt{1-\xi^2}r^2} \sin(\sqrt{1-\xi^2}\omega_0\tau) e^{-\xi\omega_0\tau} + \frac{ap_0}{\rho_0 r \alpha} \left[ \cos(\sqrt{1-\xi^2}\omega_0\tau) - \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(\sqrt{1-\xi^2}\omega_0\tau) \right] e^{-\xi\omega_0\tau} \quad (41)$$

由上式, 有

$$\begin{aligned} v(r, \tau) &= \frac{ap_0}{\rho_0\alpha r} & \tau = 0 \\ v_\infty(r, \tau) &= 0 & \tau \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (42)$$

$$D(r, t) = \int_0^\tau v(r, t) dt = \frac{ap_0}{\omega_0^2 \rho_0 r^2} \left[ 1 - \cos(\sqrt{1-\xi^2} \omega_0 \tau) e^{-\xi \omega_0 \tau} - \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(\sqrt{1-\xi^2} \omega_0 \tau) e^{-\xi \omega_0 \tau} \right] + \frac{ap_0}{\rho_0 \alpha r \sqrt{1-\xi^2} \omega_0} \sin(\sqrt{1-\xi^2} \omega_0 \tau) e^{-\xi \omega_0 \tau} \tag{43}$$

$$a_p(r, \tau) = \frac{\partial v(r, \tau)}{\partial \tau} = \frac{ap_0}{\rho_0 r^2} \left[ \cos(\sqrt{1-\xi^2} \omega_0 \tau) - \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(\sqrt{1-\xi^2} \omega_0 \tau) \right] e^{-\xi \omega_0 \tau} - \frac{ap_0}{\rho_0 r \alpha} \left[ 2\xi \omega_0 \cos(\sqrt{1-\xi^2} \omega_0 \tau) + \frac{(1-2\xi^2)\omega_0}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(\sqrt{1-\xi^2} \omega_0 \tau) \right] e^{-\xi \omega_0 \tau} \tag{44}$$

这样，我们就获得自由场不同爆心距  $r$  处的位移、粒子速度、粒子加速度随时间变化的波形。由 (43) 式求得  $\tau \rightarrow \infty$  时的永久位移

$$D_\infty(r) = \frac{ap_0}{\rho_0 \omega_0^2 r^2} \tag{45}$$

代入 (39) 式，并令  $s \rightarrow 0$ ，则得

$$\bar{\gamma}(s) \Big|_{s \rightarrow 0} = -D_\infty(r) \cdot r^2 \tag{46}$$

由 (46) 式可知，只要知道震源函数  $\bar{\gamma}(s)$ ，则不同  $r$  处的永久位移便可确定。

将 (36) 式右边分解成多项式

$$\bar{\Psi}(s) = -\frac{ap_0}{\rho_0} \left[ \frac{1}{s \omega_0^2} + \left[ \frac{i\xi}{2\omega_0^2 \sqrt{1-\xi^2}} - \frac{1}{2\omega_0^2} \right] \frac{1}{s + \xi \omega_0 - i \omega_0 \sqrt{1-\xi^2}} - \left[ \frac{i\xi}{2\omega_0^2 \sqrt{1-\xi^2}} + \frac{1}{2\omega_0^2} \right] \frac{1}{s + \xi \omega_0 + i \omega_0 \sqrt{1-\xi^2}} \right]$$

对上式作拉普拉斯反变换得

$$\Psi(\tau) = -\frac{ap_0}{\omega_0^2 \rho_0} \left[ 1 - \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} e^{-\xi \omega_0 \tau} \sin(\sqrt{1-\xi^2} \omega_0 \tau) - e^{-\xi \omega_0 \tau} \cos(\sqrt{1-\xi^2} \omega_0 \tau) \right] \tag{47}$$

当  $\tau \rightarrow \infty$  时， $\Psi_\infty = -\frac{ap_0}{\rho_0 \omega_0^2}$  (48)

与 (39)、(45) 式作比较，便得到

$$\begin{cases} \bar{\gamma}(s) \Big|_{s \rightarrow 0} = \Psi(\tau) \Big|_{\tau \rightarrow \infty} = \Psi_\infty \\ D_\infty(r) = -\frac{\Psi_\infty}{r^2} \end{cases} \tag{49}$$

由 (49) 式可知， $\bar{\gamma}_{s \rightarrow 0}(s)$  与  $\tau \rightarrow \infty$  时的  $\Psi_\infty$  是等价的。

定义拐角频率  $\omega_c$ ： $s \rightarrow 0$  时的  $\gamma(s)$  的渐近线与  $s \rightarrow \infty$  时的渐近线的交会点  $s_c$  所对应的角频率。对于 (38) 式所示的震源函数，拐角频率  $\omega_c$  即为本征频率  $\omega_0$ 。

现在来作 RVP 的频谱曲线，将 (38) 式中的  $s$  代之以  $i\omega$  前提条件是：在复数平面内，极点都位于虚轴的左侧，(38) 式是满足此条件的，即获得复数形式的频域内的  $\bar{\gamma}(i\omega)$  的表达式为

$$\bar{\gamma}(i\omega) = -\frac{ap_0}{\rho_0} \left[ \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\xi \omega_0 \omega} \right] \tag{50}$$

RVP 的幅频谱曲线为

$$\gamma(\omega) = |\bar{\gamma}(i\omega)| = -\frac{ap_0}{\rho_0} \frac{1}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\xi^2 \omega_0^2 \omega^2}} \tag{51}$$

$$\begin{cases} \gamma(\omega) = -ap_0 / (\rho_0 \omega_0^2) = \Psi_\infty & \omega \rightarrow 0 \\ \gamma(\omega) = 0 & \omega \rightarrow \infty \end{cases} \tag{52}$$

与拉氏变换域内拐角频率定义相对应,在频域内,拐角频率  $\omega_c$  可定义为:  $\omega \rightarrow 0$  时的  $\gamma(\omega)$  低频渐进线,与  $\omega \rightarrow \infty$  时的高频渐进线的交会点所对应的角频率

$$\omega_c = \omega_g = 2\beta/a \quad (53)$$

(未完待续)

### 参考文献:

- [ 1 ] Latter A L, Lelevier R E, Martinelli E A, et al. A Method of Concealing Underground Nuclear Explosions [ J ] . J G R, 1961, 66 (3): 943 ~ 946.
- [ 2 ] 王礼立. 应力波基础[M]. 北京: 国防工业出版社, 1985.
- [ 3 ] Haskell N A. A Static Theory of the Seismic Coupling of a Contained Underground Explosion [ J ] . J G R, 1961, 66 (9): 2937 ~ 2944.
- [ 4 ] Denny M D, Goodman D M. A Case Study of the Seismic Source Function; Salmon and Sterling Reevaluated [ J ] . J G R, 1990, 95 (12): 19705 ~ 19723.
- [ 5 ] Haskell N A. Analytic Approximation for the Elastic Radiation from a Contained Underground Explosion [ J ] . J G R, 1967, 72 (10): 2583 ~ 2587.
- [ 6 ] Von D, Blandford R. Source Time Functions and Spectra for Underground Nuclear Explosions [ J ] . Geophys J R Astron Soc, 1972, 31 (1): 83 ~ 97.
- [ 7 ] Mueller R A, Murphy J R. Seismic Characteristics of Underground Nuclear Detonations, I Seismic Spectrum Scaling [ J ] . Bull Seismol Soc Am, 1971, 61 (6): 1675 ~ 1692.
- [ 8 ] Patterson D W. Nuclear Decoupling: Full and Partial [ J ] . J G R, 1966, 71 (14): 3427 ~ 3476.
- [ 9 ] Glenn L A. Energy Density Effects on Seismic Decoupling [ J ] . J G R (B), 1993, 98 (2): 1933 ~ 1942.

## Basic Theory of Decoupled Explosions in Cavities ( I )

LI Xiao-lan

(Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

**Abstract:** Based on previous papers on underground decoupled explosions in large cavities, the basic concept of decoupled explosions, methods for experimental data analysis, and simplified analytic models of decoupling effects are given in this paper.

**Key words:** underground explosion, seismic wave; cavity decoupling