

文章编号: 1001-1455(2008)05-0427-06

声振耦合分析在冲击波测量中的应用*

彭常贤

(西北核技术研究所, 陕西 西安 710024)

摘要: 为了高精度地测量空气冲击波形, 采用声振耦合分析对该测量系统的频响特性进行了理论计算, 并在激波管中进行了动态响应实验。通过上述研究, 得出了探头在 3 个不同量程时的适宜阻尼孔径。结果表明, 探头的阻尼孔直径和波形上升时间的计算值与实验值都是基本符合的, 并且该测量系统在强爆炸中测得的冲击波压力波形也具有较好的频响特性。

关键词: 爆炸力学; 频响特性; 声振耦合分析; 激波管; 冲击波; 压力探头

中图分类号: O384 **国标学科代码:** 130 · 3520 **文献标志码:** A

1 引 言

地面和空中爆炸后产生的冲击波是目标的主要杀伤和破坏因素, 因此必须对冲击波的特性进行深入的实验和理论研究。由于爆炸对目标的加载是一种非定常瞬态冲击性载荷, 因此在实验研究中如何调整好所用压力测量系统对冲击波的频响特性显得非常重要。否则就会造成测量系统记录的冲击波形明显失真, 其测量精度明显降低。对于冲击波测量系统的频响特性的理论研究, 通常是采用动力类比法^[1-3]。在调研的资料中, 只见有简略的理论描述, 尚未见到将理论计算与激波管动态实验以及强爆炸现场实验相结合的研究报道。本文中不仅采用动力类比法对所用冲击波测量系统的频响特性进行较详尽的理论分析和计算, 并且在理论计算的基础上, 在激波管中进行动态响应实验, 最后还应用于强爆炸现场考验。通过理论与实验相结合的研究使冲击波测量系统具有良好的频响特性, 从而使冲击波测量系统高保真度和高精度地记录冲击波形。

2 测量系统基本工作原理

本文中研制的测量系统主要由压力探头和相联电路组成。压力探头中的传感器为膜片双边变磁阻式, 如图 1 所示。冲击波压力从探头进气孔进入到传感器前腔中, 使弹性膜片产生位移而改变 2 个带有高频电感线圈的铁心端面与膜片之间的间隙, 将压力引起的膜片机械位移转变为反映铁心线圈的电感(或磁阻)变化的电信号。相联电路主要为一调幅系统, 其中包括由两电感线圈组成相邻臂的测量电桥、加到两铁心线圈上的高频振荡器(5~10 kHz)以及高频放大器和相敏检波器等。

在图 1 的膜片后腔设有一个很小的漏气孔与大气相通, 后腔和漏气孔一起称为漏气平衡腔, 其漏气常数 τ_0 远大于冲击波作用时间 τ_+ 。这样既可使后腔在爆炸前与大气保持缓慢平衡, 不致因环境温度变化给探头带来明显的零点漂移, 又不影响探头在冲击波到达时在短暂的 τ_+ 时间内对其的测量。

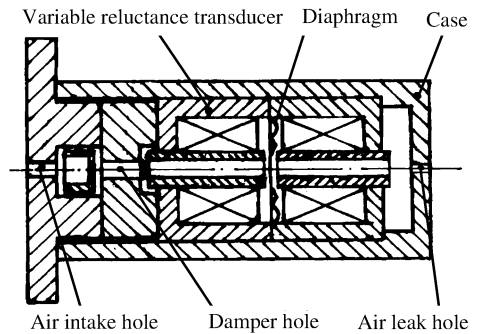


图 1 冲击波压力探头结构图

Fig. 1 Configuration of a pressure probe measuring shock wave

* 收稿日期: 2007-05-30; 修回日期: 2007-10-08

作者简介: 彭常贤(1940—), 男, 研究员。

3 系统等效线路

从上节可知,冲击波压力测量系统与声学、力学和电学有关。压力进气管道、空腔以及漏气平衡腔为声学系统;弹性膜片为力学系统;相联电路为电学系统。3个系统通过一定关系相互耦合。根据动力类比法,可给出如图2所示的测量系统的电-力-声等效线路图(导纳型)^[1-6]。在整个等效线路中,有两个耦合变量器:声学系统与力学系统由一个变量比为 $1/S$ 的变量器耦合, $S=1.131\text{ cm}^2$ 为弹性膜片工作面积;力学系统与电学系统由一个变量比为 $1/(Bl)$ 的变量器耦合, B 和 l 分别为电感线圈的磁感强度和绕线长度。

在图2中, p 为进入到探头管道、空腔中的压力源; R_1 、 M_1 和 C_1 分别为探头进气管道、空腔的等效声阻,声感和声容; R_2 、 M_2 和 C_2 分别为探头漏气平衡腔的等效声阻、声感和声容; R_{m3} 、 M_{m3} 和 C_{m3} 分别为弹性膜片的等效力阻、质量和力顺(即刚度 K_G 的倒数); R_L 为输出电缆的特性阻抗。

在该测量系统中,电学系统的频响比声学和高得多,因此电学系统对整个测量系统频响的影响可忽略不计。基于此点以及将弹性膜片的力学量变为声学量,便可得出如图3(a)所示的简化等效声学线路图(导纳型)。

根据此探头的实际情况,对图3(a)的等效线路可作进一步的简化:(1)弹性膜片的等效声感(即原质量)和声阻(即原力阻,也即阻尼)相对探头的进气管道、空腔的声感和声阻来说可忽略不计,即对弹性膜片主要考虑其声容(即原刚度)对系统的频响影响即可。(2)对探头的漏气平衡腔,由于其漏气孔很小,有漏气常数 $\tau_0 \gg \tau_+$,因此当冲击波压力在 τ_+ 作用时间内加到传感器前腔中时,漏气平衡腔基本来不及反应,此时它可看成是一个无源封闭腔,其等效声感和声阻都可忽略不计,仅考虑其声容对系统频响的影响即可。基于上述两点以及将导纳型类比转换成阻抗型类比,便可得出如图3(b)所示的简化等效声学线路图(阻抗型)。在图3(b)中,若令

$$C_{10} = C_1 + C_2 C_3 / (C_2 + C_3) \quad (1)$$

则有如图3(c)所示的简化等效声学线路图。在式(1)中,有

$$C_3 = C_{m3} S^2 = S^2 / K_G \quad (2)$$

表1中给出了探头所用3个量程的有关参数。其中 δ 为弹性膜片厚度, K_G 为弹性膜片刚度, p 为探头压力量程。

4 系统频响特性分析

图3(c)所示的等效线路描述的是一个具有粘性阻尼的单自由度强迫振动系统。设 dU/dt 为该振荡回路的容积速度(类比电流),则其运动微分方程^[2,7-9]为

$$d^2U/dt^2 + 2\omega_n \xi dU/dt + \omega_n^2 U = p/M_1 \quad (3)$$

并有 $f_n = \omega_n / (2\pi) = 1 / (2\pi \sqrt{M_1 C_{10}})$, $\xi = R_1 (C_{10} / M_1)^{1/2} / 2$, $f_d = (1 - \xi^2)^{1/2} f_n$ (4)

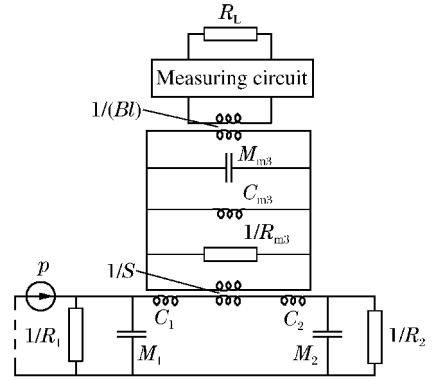


图2 测量系统的电-力-声等效线路图
Fig. 2 A electronics-mechanics-acoustics equivalent circuit of the measuring system

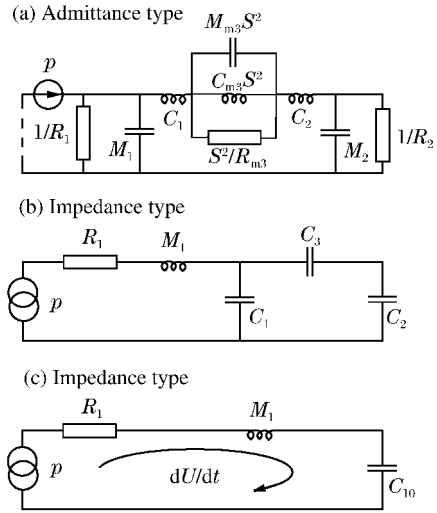


图3 简化等效声学线路图
Fig. 3 Simplified equivalent acoustics circuits

表1 探头有关量程参数

Table 1 The range parameters of probes		
$\delta/\mu\text{m}$	$K_G/(t/s^2)$	p/kPa
120	923	489
80	577	379
50	173	227

式中： ξ 、 f_n 和 f_d 分别为阻尼比、非阻尼频率和阻尼频率。

方程(3)为二阶非齐次常系数线性微分方程。方程右边的 p 为冲击波压力，也为该方程所描述的振动系统的激励函数。由于本文研究的是测量系统对冲击波的频率响应，主要涉及的是其波形的前沿部分特性，不涉及其冲量和作用时间等，因此冲击波压力的变化规律可简化为

$$p(t) = p_m e^{-t/\tau} \tag{5}$$

式中： p_m 为冲击波的压力峰值， τ 为冲击波衰减的时间常数， $\tau \approx \tau_+$ 。并有

$$p_m/M_1 = p_m C_{10}/(M_1 C_{10}) = \omega_n^2 U_0 \tag{6}$$

式中： $U_0 = p_m C_{10}$ 为探头振动系统中的气流静体积变位。

将式(5)和(6)代入方程(3)得

$$\frac{d^2 U}{dt^2} + 2\omega_n \xi \frac{dU}{dt} + \omega_n^2 U = \omega_n^2 U_0 e^{-t/\tau} \tag{7}$$

对于方程(7)，系统的初始条件为

$$U = 0, \quad dU/dt = 0 \quad t = 0 \tag{8}$$

非齐次方程(7)的通解 U 由其相应齐次方程的通解 U_1 和方程(7)的一个特解 U_2 组成。即有

$$U = U_1 + U_2 \tag{9}$$

式中： U_1 代表系统的有阻尼自由振动，它是一个瞬态响应，将随时间而衰减；而 U_2 代表系统的强迫振动，它的响应时间和特性与加到系统的激励函数直接相关。

由式(5)的函数形式可知，特解 U_2 有如下形式

$$U_2 = A e^{-t/\tau} \tag{10}$$

式中： A 为待定系数，它可由式(10)代入方程(7)而确定。可得

$$U_2 = \frac{U_0}{1 - 2\xi/(\omega_n \tau) + 1/(\omega_n \tau)^2} e^{-t/\tau} \tag{11}$$

式中： U_1 解的形式与系统阻尼情况有关。对于欠阻尼($0 < \xi < 1$)、临界阻尼($\xi = 1$)和过阻尼($\xi > 1$)情况

$$U_1 = \begin{cases} C e^{-\omega_n \xi t} \sin[\omega_n(1 - \xi^2)^{1/2} t + \varphi] & 0 < \xi < 1 \\ (D + Et) e^{-\omega_n t} & \xi = 1 \\ F e^{-\omega_n [\xi - (\xi^2 - 1)^{1/2}] t} + G e^{-\omega_n [\xi + (\xi^2 - 1)^{1/2}] t} & \xi > 1 \end{cases} \tag{12}$$

式中： C 、 φ 、 D 、 E 、 F 和 G 均为待定系数，可由系统的初始条件确定。

对于欠阻尼、临界阻尼和过阻尼情况，可求得方程(7)的最终解分别为

$$\frac{U}{U_0} = \frac{e^{-t/\tau}}{1 - 2\xi/(\omega_n \tau) + 1/(\omega_n \tau)^2} - \frac{e^{-\omega_n \xi t}}{[1 - 2\xi/(\omega_n \tau) + 1/(\omega_n \tau)^2]^{1/2} (1 - \xi)^{1/2}} \cdot \sin\left[\omega_n(1 - \xi^2)^{1/2} t + \arctan \frac{(1 - \xi^2)^{1/2}}{\xi - 1/(\omega_n \tau)}\right] \tag{13}$$

$$\frac{U}{U_0} = \frac{(1/\tau - \omega_n - 1)e^{-\omega_n t} + e^{-t/\tau}}{1 - 2\xi/(\omega_n \tau) + 1/(\omega_n \tau)^2} \tag{14}$$

$$\frac{U}{U_0} = \frac{1}{2 [1 - 2\xi/(\omega_n \tau) + 1/(\omega_n \tau)^2] (\xi^2 - 1)^{1/2}} \{ [\xi - (\xi^2 - 1)^{1/2} - 1/(\omega_n \tau)] e^{-\omega_n [\xi + (\xi^2 - 1)^{1/2}] t} - [\xi + (\xi^2 - 1)^{1/2} - 1/(\omega_n \tau)] e^{-\omega_n [\xi - (\xi^2 - 1)^{1/2}] t} + 2(\xi^2 - 1)^{1/2} e^{-t/\tau} \} \tag{15}$$

分析方程(7)的3个最终解式(13)~(15)，可知：(1)对方程(7)所描述的振动系统，当处于临界阻尼和过阻尼时，系统运动都不具有振动特性；只有处于欠阻尼时，系统运动才具有振动特性，且是一种衰减振动。(2)测量系统对冲击波信号的响应特性与系统阻尼特性密切相关。图4给出了系统在不同阻尼下的冲击波测量波形示意图。在欠阻尼时，特别是在 $\xi \ll 1$ 时，测量波形出现明显振荡，虽波形上升时间

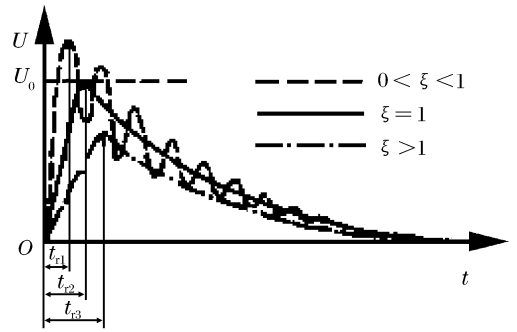


图4 不同阻尼下冲击波测量波形示意图

Fig.4 Schematic of measured shock wave shapes for different damping

t_r 较短,但波形振荡上冲峰较高,当以此时的 t_r 结束点作为波形压力峰值判读点,将造成所得压力峰值明显偏高;在过阻尼时,特别是在 $\xi \gg 1$ 时,虽测量波形没有振荡,但 t_r 较长,波形峰值明显被削去一部分,当以此时 t_r 结束点作为波形压力峰值判读点,将造成所得压力峰值明显偏低;在临界阻尼时,测量波形既不出现振荡, t_r 也较适宜,以此时的 t_r 结束点判读出的压力峰值其测量不确定度最小。总之此时的测量波形最为真实地反映出所测冲击波的特性。(3)由此可见,为了使测量系统能良好地反映被测信号,可通过调节系统阻尼的方法,使它尽量处于最佳阻尼状态,即临界阻尼状态。具体做法是在探头的进气管道中,设立一个可调节其阻尼的小孔(称为阻尼孔),此孔应较短,当变化其孔径时,其声阻变化明显,而其声感和声容变化很小,以达到仅调节系统阻尼的作用。由于在实际测量中,要使测量系统正好处于临界阻尼是很难的,也是不稳定的,一般做法是通过阻尼调节使系统处于阻尼比 $\xi \approx 1$ 时即可。

5 系统阻尼调节计算

根据振动理论分析得出的测量系统应处于的适宜阻尼状态以及探头管道空腔系统的几何结构和尺寸(见图5),可按下列公式计算各声元件的有关声参数^[4,10-11]。

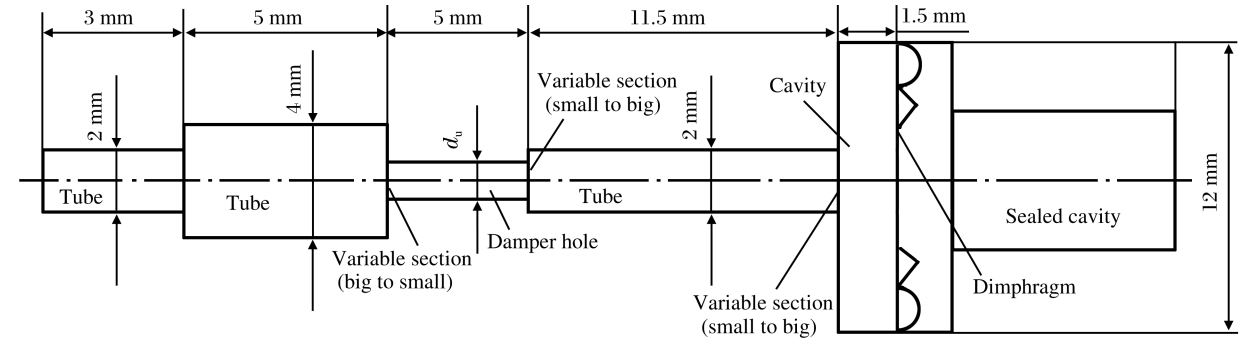


图5 探头管道空腔的计算结构图

Fig. 5 Calculating configuration of the tube and cavity system in a probe

(1) $d < 0.004/f_d^{1/2}$ (m) 的小管道,可等效为下列声阻 r 和声感 m 的串联

$$r = 128\eta(l + l')/(\pi d^4), \quad m = 16\rho_0(l + l')/(3\pi d^2) \quad (16)$$

式中: d 和 l 分别为管道直径和长度; ρ_0 和 η 分别为空气的密度和粘滞系数, $\rho_0 = 1.29 \text{ kg/m}^3$, $\eta = 18.6 \text{ mg/(m} \cdot \text{s)}$; l' 为末端修正,对自由边和无限大障板边,分别有 $l' = 0.305d$ 和 $l' = 0.425d$ 。

(2) $0.02/f_d^{1/2} < d < 20/f_d$ 的管道,可等效为下列声阻和声感的串联

$$r = 16\rho_0(l + l')(f_d\mu/\pi)^{1/2}/d^3, \quad m = 4\rho_0(l + l')/(\pi d^2) \quad (17)$$

式中: $\mu = 0.156 \text{ cm}^2/\text{s}$ 为空气粘滞率。

(3) $0.10/f_d^{1/2} < d < 20/f_d$ 管道,当 $l < \lambda/16$ 时,可等效为下列声感

$$m = 4\rho_0(l + l')/(\pi d^2) \quad (18)$$

式中: $\lambda = a/f_d$ 为管道内的声波波长, a 为声速。

(4) 突然缩小变截面,可等效为下列声阻

$$r = 1.74(1/d_2^2 - 1/d_1^2)l_2 f_d p_m/a^2 \quad (19)$$

式中: d_1 和 d_2 分别为大和小管道直径, l_2 为小管道长, p_m 为气流压力峰值。

(5) 突然扩大变截面,可等效为下列声阻

$$r = 3.48(1/d_2^2 - 1/d_1^2)l_2 f_d p_m/a^2 \quad (20)$$

式中: d_1 和 d_2 分别为小和大管道直径; l_2 为大管道长。

(6) 空腔(含封闭腔)可等效为一声容

$$C = V/(\rho_0 a^2) \quad (21)$$

式中: V 为空腔容积。

对每一个弹性膜片厚度(即量程)的探头,预取 f_d 由图 5 和式(16)~(21)可得图 3(c)中的诸参数

$$R_1 = \sum_i r_i(d_u), M_1 = \sum_i m_i(d_u), C_{10} = \sum_i C_i \quad (22)$$

式中: d_u 为待求的探头阻尼直径。

根据式(22)和(4),用逼近法可求得给定阻尼比 $\xi=0.97$ 的阻尼孔直径 d_u , 所得结果见表 2, 其中 δ 为膜片厚度, $d_{u,a}$ 、 $d_{u,m}$ 分别为阻尼孔径的计算值和实验值, $t_{r,a}$ 、 $t_{r,m}$ 分别为波形上升时间的计算值和实验值。

表 2 探头频响计算值和实验值的比较

Table 2 Comparison between calculated and measured values for frequency response of probes

$\delta/\mu\text{m}$	$d_{u,a}/\text{mm}$	$d_{u,m}/\text{mm}$	$t_{r,a}/\text{ms}$	$t_{r,m}/\text{ms}$
120	0.62	0.55	2.69	~3.0
80	0.55	0.50	2.94	~3.5
50	0.44	0.39	3.68	~4.5

6 系统频响实验

6.1 频响实验原理

通过对测量系统的振动理论分析和频响计算, 得出了适宜的阻尼比和不同量程时的阻尼孔直径, 以及阻尼孔直径随量程的变化规律, 这无疑是很重要的。但对用于爆炸现场的探头阻尼孔选择, 最终还是以频响实验为主。理论计算的目的是揭示对问题的规律性认识, 并给实验工作以指导。

频响实验一般在激波管中进行。激波管实验和理论计算都要得到探头适宜阻尼孔径。而理论计算是由取 $\xi \approx 1$ 而算得。但在实验中当在欠阻尼下且 $\xi \approx 1$ 时, 实测波形上已没有明显的振荡, 不能由此判读出 ξ 值, 只能以观察 t_r 结束处略突起的过调量为准则(有时甚至过调量也不明显。过调量是系统处于欠阻尼振荡时第 1 个振荡峰超出常态值 U_0 的百分量)。因此必须求得阻尼比与过调量的关系。

由于过调量处是振荡波形的第 1 个极值点处, 因此可对式(13)取 $d(U/U_0)/dt = 0$, 则得

$$\frac{\tan\left[\omega_n(1-\xi^2)^{1/2}t + \arctan\frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi - 1/(\omega_n\tau)}\right] - \frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi}}{(1-\xi^2)^{1/2}e^{-t/\tau}/\tau} = \frac{1}{[1 - 2\xi/(\omega_n\tau) + 1/(\omega_n\tau)^2]^{1/2}\omega_n\xi e^{-\omega_n\xi t} \cos\left[\omega_n(1-\xi^2)^{1/2}t + \arctan\frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi - 1/(\omega_n\tau)}\right]} \quad (23)$$

由于在这里主要考虑 $0 \leq t \leq t_r$ 附近的系统响应特性, 有 $\tau \gg t_r$, 即有 $1/\tau \approx 0$ 。并同时注意到, 在振荡波形的第 1 个极值点处, 也即 $t = t_r$ 处, 将上述 2 个条件代入式(23)中, 可解得

$$t_r = \frac{\pi}{\omega_n(1-\xi^2)^{1/2}} = \frac{1}{2f_d} \quad (24)$$

不同量程时探头的 t_r 计算值也给出在表 2 中。将式(26)和 $1/\tau \approx 0$ 代入式(13), 并根据过调量 δ_p 的定义, $\delta_p = (U - U_0)/U_0$, 可求得

$$\delta_p = e^{-\pi\xi/(1-\xi^2)^{1/2}} \quad (25)$$

由式(25)可算得, 当 $\xi=0.8$ 时, $\delta_p=1.52\%$; 当 $\xi=0.97$ 时, $\delta_p=3.6 \times 10^{-6}$ 。在理论计算和激波管实验中分别取后一组数据的 ξ 和 δ 值作为求得阻尼孔径的适宜参数。

还需要指出的是, 在激波管中产生的是方波, 即

$$p(t) = \begin{cases} p_m & 0 < t \leq \tau \\ 0 & t > \tau \end{cases} \quad (26)$$

将式(26)代入方程(3)中, 同样可得到式(24)和(25)。这表明尽管方波式(26)与指数衰减波式(5)在整体波形上有很大差异, 但他们在 t_r 附近的某些前沿频响特性是相同的。因此可以用激波管来实验研究测量冲击波探头的频响特性。

6.2 实验结果及与计算结果的比较

探头频响实验在 $\varnothing 130$ mm 激波管中进行。产生的方波平台作用时间 $\tau_0 \approx 15$ ms。将全尺寸探头安装在激波管实验段侧壁, 探头进气孔口应与激波管内壁面对齐。实验得出的不同量程探头的阻尼孔直径 $d_{u,m}$ 和实测波形上升时间 $t_{r,m}$ 也都列在表 2 中。分析表 2~1 中的数据可知: (1) 在相同阻尼比条件下, 随力量程的增大, 探头的阻尼孔直径 d_u 也愈大, 而波形上升时间 t_r 则愈短, 这是符合物理变化规

律的;(2)所得探头的 d_0 和 t_r 的计算值与实验值都是基本符合的;(3)激波管方波的 τ_0 比探头波形的 t_r 要长得多($\tau_0/t_r=3.3\sim 5$),表明实验设备是完全满足要求的。

7 爆炸现场测试

图6给出了测量系统在强爆炸现场所测得的冲击波压力波形。从图中可知,实测冲击波波形既具有较快的上升时间,又没有出现振荡,还具有典型衰减变化规律。这表明测量系统对冲击波具有良好的频响特性。

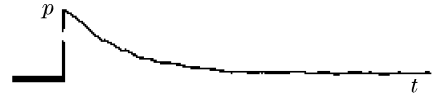


图6 强爆炸中的实测冲击波压力波形
Fig.6 Measured shock wave pressure waveform
in intense explosions

8 结论

(1)采用声振耦合分析和激波管动态实验对研制的冲击波压力测量系统的频响特性进行了理论和实验研究。结果表明,所得探头阻尼孔径和波形上升时间的计算值与实验值都是基本符合的。(2)强爆炸现场测试表明,该测量系统所测冲击波压力波形具有良好的频响特性。

参考文献:

- [1] Patterson J L. A miniature electrical pressure gage utilizing a stretched flat diaphragm[R]. NACA-TN-2659,1952.
- [2] Litteneker P E. Pressure transducer response analysis[R]. WAPD-BT-22,1961.
- [3] 奥尔森 H F. 声学工程[M]. 北京:科学出版社,1964.
- [4] 白瑞纳克 L L. 声学[M]. 北京:科学出版社,1961.
- [5] Fischer F A. Fundamentals of Electro-acoustics, Interscience[M]. New York, 1955.
- [6] 杜功焕. 声学基础[M]. 上海:上海科学技术出版社,1981.
- [7] 哈里斯 C M, 克瑞德. 冲击和振动手册[M]. 第2版. 众师,译. 北京:科学出版社,1990:169-203.
- [8] 屈维德. 机械振动手册[M]. 北京:机械工业出版社,1992:23-2-27.
- [9] 方同, 薛璞. 振动理论及应用[M]. 西安:西北工业大学出版社,1998:21-97.
- [10] БаШта Т М. Расчёты и Конструкции Самолётных Гидравлических Устройств[M]. 1961.
- [11] 王致清. 流体力学[M]. 北京:中国工业出版社,1962.

Application of sound-vibration coupling analysis in shock wave measurement

PENG Chang-xian *

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

Abstract: In order to high-accurately measure air shock wave, a theoretical frequency response property calculation of the measuring system was presented with sound-vibration coupling analysis. Dynamic response experiments of the measuring system were carried out in a shock tube. The suitable diameters of the damper holes in probes were obtained for three different ranges. Results show that the calculated values of the diameters of damper holes in probes and the jump time of pressure waveform are in basal agreement with the measured ones. The shock pressure waveform measured by the measuring system in intense explosions presents fine frequency response properties.

Key words: mechanics of explosion; frequency response properties; sound-vibration coupling analysis; shock tube; shock wave; pressure probe

* Corresponding author: PENG Chang-xian
Telephone: 86-551-360642