

# 梯度飞片材料的波阻抗分布设计与优化\*

沈 强<sup>1,2)</sup> 张联盟<sup>2)</sup> 王传彬<sup>2)</sup> 华劲松<sup>1)</sup> 谭 华<sup>1)</sup> 经福谦<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup>中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室 绵阳 621900)

<sup>2)</sup>武汉理工大学材料复合新技术国家重点实验室 武汉 430070)

(2002 年 9 月 16 日收到 2002 年 10 月 31 日收到修改稿)

建立起了梯度飞片击靶的理论模型,对具有不同波阻抗分布特征的 W-Mo-Ti 体系梯度飞片的击靶过程进行了数值模拟计算.结果表明,梯度飞片对靶产生的压缩是逐步进行的,靶板的自由面速度也是逐渐提高的,准等熵压缩过程的加载速率远低于传统冲击压缩.为获得较好的准等熵压缩效果,梯度飞片的波阻抗分布应遵循随厚度变化的二次至三次幂函数关系,并且靶板厚度必须与梯度飞片的击靶速度等相匹配.

关键词:梯度飞片材料,波阻抗分布,准等熵压缩

PACC:5235T,0735

## 1. 引 言

波阻抗梯度飞片是一种新型的功能梯度材料,其特性波阻抗值在飞片厚度方向上按一定规律呈梯度变化.梯度飞片的研究工作源起于美国,早在 20 世纪 80 年代初期圣地亚国家实验室就研制出这种梯度飞片材料,为研究各种材料在几十至几百吉帕动态加载下的准等熵压缩性能提供了关键的实验条件<sup>[1-4]</sup>.近年来,美国进一步将波阻抗梯度飞片及其准等熵压缩技术应用于弹丸的超高速驱动,获得了近  $16 \text{ kms}^{-1}$  的超高速<sup>[5]</sup>.1990 年丁峰等人<sup>[6]</sup>报道了利用梯度飞片对无氧铜进行准等熵压缩的初步研究.1999 年以后,我们陆续报道了波阻抗梯度飞片材料的制备与击靶产生准等熵压缩波的研究进展<sup>[7-9]</sup>.

文献表明,合理的波阻抗分布设计是梯度飞片具有良好准等熵压缩特性的前提与保证.准等熵压缩过程的数值模拟研究可以更好地帮助人们认识梯度飞片击靶产生准等熵压缩波的物理图像,从而为飞片的设计、优化和实验分析提供参考.但对这一过程的数值模拟研究开展得较少,Lyzenga 等人<sup>[10]</sup>曾对梯度飞片的对称碰撞模型进行过数值模拟研究,结果表明梯度飞片对靶的压缩过程不同于一般的冲击压缩,其压缩过程的熵增很小,接近于理论等熵压

缩.华劲松等人<sup>[11]</sup>就梯度飞片的击靶过程也进行了一维平面应变数值模拟,并以实际击靶实验验证了钽材料的准等熵压缩模拟结果的可靠性.

本文采用中国工程物理研究院提供的计算程序,对选定的 W-Mo-Ti 体系波阻抗梯度飞片材料的准等熵压缩特性进行数值模拟,着重探讨梯度飞片击靶波形特征与飞片波阻抗分布、靶板厚度以及击靶速度对准等熵压缩波波形的影响.

## 2. 计算模型

数值模拟选用的计算模型如图 1 所示,W-Mo-Ti 体系梯度飞片由 10 层材料组成,其中飞片前、后界面层为 0.6mm(网格数为 160),中间为波阻抗递变的等厚的 8 层过渡层,厚度为 0.3mm(网格数为 80).飞片总体厚度为 3.6mm,直径为 32mm.靶板为钨合金,网格数依据靶板厚度(0.5—10mm)的不同在 100—300 的变化范围内取值.

梯度飞片材料的波阻抗沿厚度方向的分布写成如下关系式<sup>[12]</sup>:

$$Z(x) = Z_0 + A(x/d)^P,$$

式中  $Z(x)$  为飞片任意厚度坐标  $x$  处的波阻抗值, $d$  为飞片厚度, $P$  为波阻抗分布指数, $Z_0$  为飞片前界面的波阻抗, $A$  为比例系数.显然,通过  $P$  值的变化即可获得任意的波阻抗分布形式,如图 2.对于 W-

\* 国家自然科学基金(批准号 50171049)和国家教育部重点基金资助的课题.

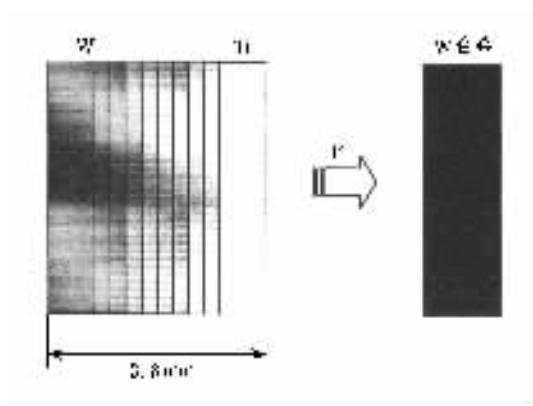


图 1 计算模型示意图

Mo-Ti 体系梯度飞片,前界面的波阻抗  $Z_0 = 2.24 \text{ gcm}^{-2} \mu\text{s}^{-1}$ ,比例系数  $A$  则可以依据前后界面的波阻抗来确定,即  $A = 5.5$ . 模拟计算中相关材料组元的性能参数均按照设计要求从表 1 中所列计算公式<sup>[13]</sup>以及相应的理论数值<sup>[14]</sup>推算得到. 表 1 中  $\alpha_i$  为体积分数.

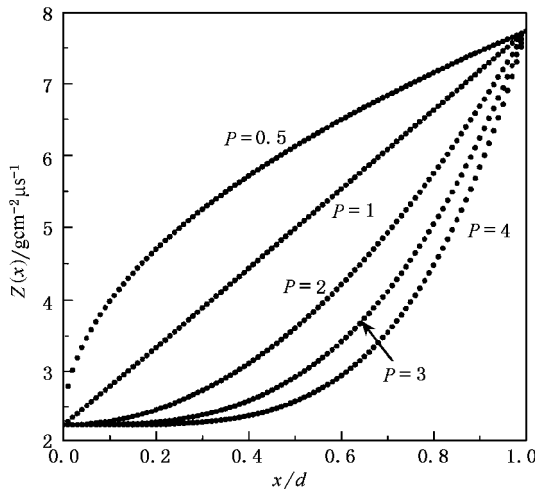


图 2 波阻抗分布示意图

表 1 W-Mo-Ti 复合体系相关性能以及理论预测表达式

性能参数	W	Mo	Ti	计算公式
密度 $\rho/\text{gcm}^{-3}$	19.30	10.22	4.50	$\frac{1}{\rho} = \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{\rho_i}$
体积声速 $c/\text{kms}^{-1}$	0.401	0.516	0.499	$\frac{1}{\rho^2 c^2} = \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{\rho_i^2 c_i^2}$
波阻抗 $Z/\text{gcm}^{-2} \mu\text{s}^{-1}$	7.74	5.27	2.24	$\frac{1}{Z^2} = \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{\rho_i^2 c_i^2}$
比热 $c_v/\text{Jg}^{-1} \text{K}^{-1}$	138	251	528	$c_v = \sum_{i=1}^n \alpha_i c_{vi}$
Grüneisen 系数 $\gamma$	1.54	1.48	1.09	$\frac{1}{\rho\gamma} = \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{\rho_i \gamma_i}$
Hugoniot 参数 $\lambda$	1.268	1.24	1.05	$\lambda = \frac{1}{2}(\gamma + 1)$

### 3. 结果与讨论

#### 3.1. 梯度飞片的波阻抗分布特征对击靶波形的影响

具有不同波阻抗分布特征(不同分布指数  $P$ )的 W-Mo-Ti 体系梯度飞片以  $2 \text{ kms}^{-1}$  的击靶速度撞击靶板(厚度为  $2.5 \text{ mm}$ ),波形的数值模拟结果如图 3 所示. 可以看到,这些梯度飞片击靶产生的波形均具有准等熵压缩波的基本特征:由初始速度跳跃和一段连续上升的波阵面前沿组成. 尽管在波形上存在明显的差别,但获得的均为准等熵压缩波.

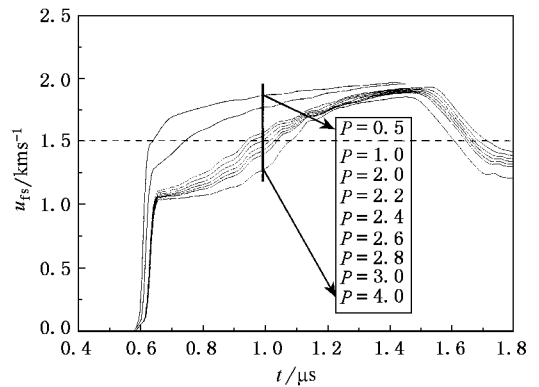


图 3 不同波阻抗分布特征的梯度飞片击靶数值模拟结果

当波阻抗分布指数  $P \leq 1$  时,速度波形为向上凸的曲线,这种速度上升方式极易发展成为冲击压缩. 在本文的击靶条件下,可以认为  $P \leq 1$  梯度飞片击靶形成的基本上是冲击波. 分布指数  $P \geq 2$  以后,速度波形呈现下凹式上升的变化形式. 并且随  $P$  值的增大,下凹的幅度也逐渐增大. 这种趋势与梯度飞片波阻抗沿厚度方向的分布特征基本一致. 随  $P$  值的增大,梯度飞片的波阻抗递增幅度也逐渐增大,由于波阵面速度的增幅取决于梯度飞片中相邻材料组元的波阻抗变化幅度,因此,此时的速度波形呈现下凹的形式. 已有研究<sup>[1,4]</sup>表明,波阵面前沿呈略向下凹的形式上升的波形具有较好的准等熵压缩效果. 因此,具有高幂次分布指数的梯度飞片的准等熵压缩效果较好.

事实上,可以以梯度飞片击靶后达到同一速度(如图 3 中虚线)所需的时间来表征加载速率. 明显地,随  $P$  值的增大,靶自由面获得的速度到达某一特定速度所需的时间逐渐增加. 即梯度飞片的  $P$  值

越大,其对靶板的加载速率越低,而加载速率越低,表明由不可逆热耗散引起的热效应成分将会降低,进而使得压缩过程中的熵增减小。

对于本文选定的 W-Mo-Ti 体系梯度飞片,由于前界面钛具有较高的波阻抗值,击靶产生的初始速度跳跃较高。我们以初始速度跳跃与速度峰值的比值来衡量梯度飞片的准等熵压缩效果,这一比值越小,表明初始冲击形成的熵增越小。图 4 即是这一比值与梯度飞片  $P$  值之间的关系,可以看到, $P \geq 2$  以后,这一比值的幅度很小,并在  $P = 2.8$  时取得极小值。因此, W-Mo-Ti 体系梯度飞片的波阻抗分布指数取  $P = 2-3$  之间时,均能够获得较好的准等熵压缩效果。波阻抗梯度飞片材料选择和尺寸确定应遵循波阻抗随厚度变化的二次至三次幂函数关系,并且应当选择具有更低波阻抗的材料作为梯度飞片的前界面。

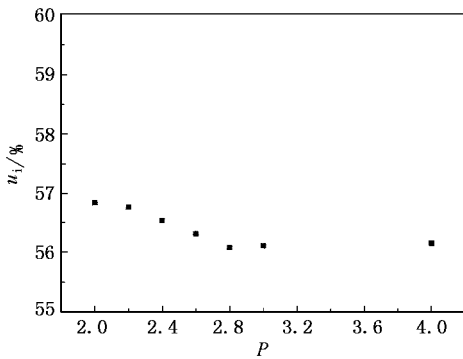


图 4 梯度飞片的波阻抗分布指数和初始速度跳跃与速度峰值比值之间的关系

### 3.2. 靶板厚度对击靶波形的影响

波阻抗分布指数  $P = 2$  的 W-Mo-Ti 梯度飞片以  $2 \text{ km/s}$  的击靶速度分别撞击靶板厚度为  $0.5-10 \text{ mm}$  的钨合金,数值模拟结果如图 5 所示。可以看到,当靶板厚度小于  $1.5 \text{ mm}$  时,波阵面前沿基本上呈台阶形式上升,上升的连续平滑性较差;靶板厚度在  $2.5-5 \text{ mm}$  之间时,速度峰值几乎恒定不变,但明显低于靶板厚度为  $2 \text{ mm}$  时的速度峰值;靶板厚度等于  $10 \text{ mm}$  时,击靶波形基本上已经发展成为冲击波。因此,对于本文的击靶条件,靶板厚度为  $2 \text{ mm}$  时能够获得波形较好的准等熵压缩波。

仔细分析图 5 中击靶波形中波阵面前沿展宽时间、达到的速度峰值以及初始速度跳跃与靶板厚度,

可以发现,随靶板厚度的增加,波阵面前沿展宽时间和速度峰值逐渐减小,而初始速度跳跃逐渐增大。这是因为击靶形成的冲击波在梯度飞片内传播时,冲击波始终是由低波阻抗材料组元进入高波阻抗材料组元,在相邻材料组元的界面处将不断地向后方材料(低波阻抗侧)反射冲击压缩波。后继形成的反射波具有比先期形成的反射波传播速度更快的特点,此时,由于传播距离的延长(靶板厚度的增加)使得更多后继形成的反射波追赶上先期形成的反射波而到达靶的自由面。因此,随靶板厚度的增加,初始速度跳跃增大,相应地,波阵面前沿上升时间减少,并且随靶板厚度的增加,从靶自由面发射回的卸载波将削减部分后期进入靶板的冲击波的强度,致使速度峰值减小。

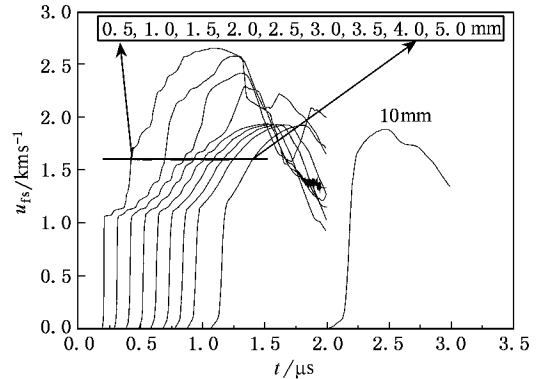


图 5 梯度飞片撞击不同厚度靶板的数值模拟结果

### 3.3. 击靶速度对击靶波形的影响

波阻抗分布指数  $P = 2$  的 W-Mo-Ti 体系梯度飞片分别以  $0.5, 1, 2, 3$  和  $5 \text{ km/s}$  的击靶速度撞击厚度为  $2.5 \text{ mm}$  的钨合金靶板,数值模拟结果如图 6 所示。可以看到,梯度飞片击靶产生的波形均为准等熵压缩波。随梯度飞片击靶速度的提高,波阵面前沿展宽时间逐渐减小,速度峰值和初始速度跳跃则逐渐增加。

我们知道,击靶速度越低,获得的击靶压力就越低。而在较低压力下,等熵线近似与冲击压缩线重叠<sup>[12]</sup>,亦即击靶压力越低,其准等熵压缩效果越好。但是,考虑到击靶波形的平滑连续性和压力(速度)在展宽时间内的增幅,我们认为在本文的击靶条件下,击靶速度为  $2-3 \text{ km/s}$  时获得的准等熵压缩波波形较好。

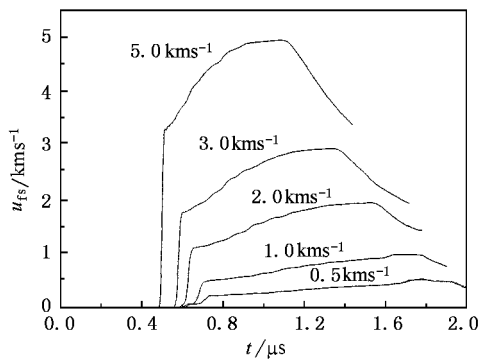


图6 梯度飞片在不同击靶速度下的数值模拟结果

## 4. 结 论

### 1. 波阻抗梯度飞片对靶板的压缩是逐步进行

的,靶板的自由面速度也是逐渐提高的,准等熵压缩过程的加载速率远低于传统冲击压缩。

2. 梯度飞片的波阻抗分布指数  $P = 2-3$  之间时,击靶后能够获得波阵面前沿呈略向下凹的形式上升的波形,其准等熵压缩效果较好。梯度飞片的选择和尺寸确定应遵循波阻抗随厚度变化二次至三次幂函数关系。

3. 靶板厚度必须与特定的击靶条件(飞片体系、厚度以及击靶速度等)相匹配,靶板厚度不宜太小,否则波阵面前沿呈台阶状上升,波形的连续平滑性差,也不宜太大,否则会导致形成的准等熵波在靶内发展成为冲击波。

4. 击靶速度越低,波阻抗梯度飞片对靶的准等熵压缩效果越好。在分析击靶速度对准等熵压缩波形的影响时,还应当充分考虑击靶波形的平滑连续性和速度在展宽时间内的增幅。

- [ 1 ] Barker L M and Scott D D 1984 *Development of a High-Pressure Quasi-Isentropic Plane Wave Generating Capability*, SAND 84-0432
- [ 2 ] Schmid S C and Holmes N C 1988 *Shock Waves in Condensed Matter* 1987 ( New York : Elsevier Science Publishers B V ) p111
- [ 3 ] Chhabildas L C , Asay J R and Barker L M 1986 *Shear Strength of Tungsten under Shock- and Quasi-Isentropic Loading to 250GPa* , SAND 88-0306
- [ 4 ] Chhabildas L C , Asay J R and Barker L M 1989 *Dynamic Quasi-Isentropic Loading of Tungsten* , SAND 89-0975C
- [ 5 ] Chhabildas L C , Kmetyk L N , Reihart W D and Hall C A 1995 *Int. J. Impact Engin.* **17** 183
- [ 6 ] Ding F , Huang S H , Jing F Q , Dong Y B and Li Z R 1990 *Chin. J. High Pres. Phys.* **4** 150 ( in Chinese ) [ 丁 峰、黄土辉、经福谦、董玉斌、李泽仁 1990 高压物理学报 **4** 150 ]
- [ 7 ] Shen Q , Zhang L M , Xiong H P , Hua J S and Tan H 2000 *Chin. Sci. Bull.* **45** 1421
- [ 8 ] Shen Q , Li J G , Wang C B , Zhang L M and Tan H 2001 *Ceramic Trans.* **114** 699
- [ 9 ] Shen Q , Wang C B , Zhang L M , Hua J S , Tan H , Jing F Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1759 ( in Chinese ) [ 沈 强、王传彬、张联盟、华劲松、谭 华、经福谦 2002 物理学报 **51** 1759 ]
- [ 10 ] Lyzenga G A , Ahrens T J 1982 *Shock Waves in Condensed Matter*-1981 ( New York : American Institute of Physics ) p231
- [ 11 ] Hua J S , Jing F Q , Gong Z Z , Tan H , Xu N X , Dong Y L and Chen D Q 2000 *Chin. J. High Pres. Phys.* **14** 195 ( in Chinese ) [ 华劲松、经福谦、龚自正、谭 华、徐南仙、董玉斌、陈栋泉 2000 高压物理学报 **14** 195 ]
- [ 12 ] Miyamoto Y , Kaysser W A , Rabin B H , Kawasaki A and Ford R G 1999 *Functionally Graded Materials* ( Boston : Kluwer Academic Publishers ) p59
- [ 13 ] Jing F Q 1986 *Introduction to Experimental Static Equations* ( Beijing : Science Press ) p187 ( in Chinese ) [ 经福谦 1986 实验物态方程导引(北京 : 科学出版社)第 187 页 ]
- [ 14 ] Meyers M A 1994 *Dynamic Behavior of Materials* ( New York : John Wiley & Sons ) p133

# Design and optimization of wave impedance distribution for flyer materials<sup>\*</sup>

Shen Qiang<sup>1 2)</sup> Zhang Lian-Meng<sup>2)</sup> Wang Chuan-Bin<sup>2)</sup> Hua Jin-Song<sup>1)</sup> Tan Hua<sup>1)</sup> Jing Fu-Qian<sup>1 2)</sup>

<sup>1)</sup> *Laboratory for Shock Waves and Detonation Physics, Southwest Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*

<sup>2)</sup> *State Key Laboratory of Advanced Technology for Materials Synthesis and Processing, Wuhan University of Technology, Wuhan 430070, China*

( Received 16 September 2002 ; revised manuscript received 31 October 2002 )

## Abstract

Flyers with wave impedance gradient can be regarded as a new kind of functionally graded material, which has come to show great potential for the application in dynamic high-pressure technology. In the present paper, a theoretical model of generating quasi-isentropic compression via the W-Mo-Ti system flyer was established, and the numerical simulation has been carried out. The results show that the design for flyers with graded wave impedance should conform to the parabolic or cubic function relationship of the change in the thickness. The thickness of target and the impact velocity should also be well controlled for creating a better quasi-isentropic compressive wave profile.

**Keywords** : flyer material, wave impedance distribution, quasi-isentropic compression

**PACC** : 5235T, 0735

<sup>\*</sup> Project supported partially by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 50171049 ), and the Key Fund of Ministry of Education of China.