

爆轰驱动固体套筒压缩磁场计算及准等熵过程分析

赵继波 孙承伟 谷卓伟 赵剑衡 罗浩

Magneto-hydrodynamic calculation of magnetic flux compression with explosion driven solid liners and analysis of quasi-isentropic process

Zhao Ji-Bo Sun Cheng-Wei Gu Zhuo-Wei Zhao Jian-Heng Luo Hao

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 080701 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.080701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.080701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I8>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

炸药柱面内爆磁通量压缩实验技术研究

[Experimental research on the technique of magnetic flux compression by explosive cylindrical implosion](#)

物理学报.2013, 62(17): 170701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.170701>

混合物状态方程的计算

[Calculation of equation of state of a material mixture](#)

物理学报.2015, 64(6): 064702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064702>

炸药爆轰的连续介质本构模型和数值计算方法

[A continuum constitutive model and computational method of explosive detonation](#)

物理学报.2014, 63(22): 224702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.224702>

来流边界层效应下斜坡诱导的斜爆轰波

[Ramp-induced oblique detonation wave with an incoming boundary layer effect](#)

物理学报.2014, 63(20): 204701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.204701>

# 爆轰驱动固体套筒压缩磁场计算及准等熵过程分析\*

赵继波 孙承伟<sup>†</sup> 谷卓伟 赵剑衡 罗浩

(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)

(2014年9月11日收到; 2014年11月26日收到修改稿)

采用构形磁流体力学计算程序 SSS/MHD 对炸药爆轰驱动固体套筒压缩磁场实验进行了一维磁流体力学模拟计算, 得到空腔磁场以及样品管内壁速度随时间的变化历程, 分别与磁探针和激光干涉测量的实验结果符合. 由分幅照相结果阐述了套筒压缩空腔磁场过程中的屈曲失稳和 Bell-Plesset 不稳定性现象. 分析了样品管和套筒中的磁扩散、涡流和磁压力的变化规律. 结果表明, 由于聚心运动下样品管和套筒的运动速度不同、电磁力和内爆作用力平衡等原因, 样品管内靠近磁腔处的磁场、涡流和磁压力均高于套筒内距磁腔相同位置处的结果. 讨论了样品管内距磁腔 0.05 mm 处的熵增随该点压缩度的变化, 最大熵增与样品管材料定容比热的比值在 10% 左右, 爆炸磁压缩实验过程的等熵程度较高.

**关键词:** 磁流体力学, 爆炸磁通量聚积, 数值模拟计算, 准等熵压缩

**PACS:** 07.55.Db, 47.40.Rs, 75.40.Mg, 75.78.Fg

**DOI:** 10.7498/aps.64.080701

## 1 引言

爆炸磁通量聚积技术 (MC-1) 利用炸药爆轰驱动套筒压缩预置磁通量并使其在小体积内聚积形成超强磁场, 是一种长期以来受到高能量密度物理和新概念实验技术研究领域高度关注的爆炸脉冲功率技术<sup>[1]</sup>. 在连续变化的磁压力作用下, 样品管可从静止状态平滑上升到  $10^3$  m/s 量级的内爆速度, 使其内部的样品材料受到  $10^2$  GPa— $10^0$  TPa 量级的等熵压力. 与动高压冲击加载技术相比, (MC-1) 技术具有非接触、加载压力高、时间长等特点, 是研究强磁场物理、材料合成和高压相变的重要实验工具<sup>[2-4]</sup>.

20 世纪 60 年代以来, 俄罗斯联合核中心 VNIIEF 和美国劳伦斯·利弗莫尔国家实验室经过几十年的努力, 使 MC-1 技术及其应用得到了长足发展<sup>[5-7]</sup>. 进入 21 世纪后, 美、俄联合开展的 DIRAC

计划已将这一技术应用于强磁场中固体性质研究、金属氢生成和低密度材料的等熵压缩实验中, 取得了重要的实验成果<sup>[8,9]</sup>. 国内的强磁场技术领域研究也在逐步增加<sup>[10,11]</sup>, 目前实现了最高磁场超过 1000 T 的技术指标, 对于开展极端条件下的凝聚态物理研究起着巨大的推动作用. 尽管 MC-1 技术得到较为广泛的应用, 但其物理过程十分复杂, 涉及物质的力学和电磁学性质以及它们之间的相互耦合, 需要发展数值模拟技术对其基本过程进行深入研究. MC-1 的计算基于磁流体力学 (MHD) 方程组<sup>[12,13]</sup>, 国外可用于 MC-1 模拟的程序有俄罗斯的 MAG 程序和美国的 MACH2 程序<sup>[14,15]</sup>, 考虑了磁扩散模型和变化的电导率模型, 具备对复杂构形的处理能力. 国内建立了微分形式和积分形式相结合的柱形一维拉格朗日 MHD 方程组, 研制了可用于描述多级 MC-1 的程序<sup>[16]</sup>, 对于理解磁压缩过程具有积极意义.

但上述数值模拟程序缺少计算多个空腔 (或

\* 国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金 (批准号: 11176002) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [sunchengwei@hotmail.com](mailto:sunchengwei@hotmail.com)

磁腔)的功能,未考虑电流(或涡电流)与磁场实时耦合的影响.本文利用由SSS<sup>[17]</sup>代码扩充编制的一维MHD程序SSS/MHD,完成材料动力学、反应流体动力学和MHD的一体化计算,较好地解决了模型与电流的耦合问题,实现多场耦合计算,满足MHD构形实验对计算的迫切要求.主要包括:结合实验计算了套筒驱动磁场准等熵压缩样品管过程中,空腔轴线处磁感应强度和样品管内壁的速度历程.在此基础上,对压缩过程中磁扩散、涡电流和磁压力等实验中难以测量的物理量进行了计算和分析.结果表明,样品管的最大熵增与材料的定容比热之比在10%左右,较明确地揭示了这类过程的准等熵特性.

## 2 MHD和熵增计算

### 2.1 一维MHD计算框架

大多数一维流体弹塑性拉格朗日计算编码的基本方程组和差分格式事实上是相同的,原则上都可以扩展到MHD计算.但SSS程序具有其他编码所少见的空腔功能,在此基础上进行MHD的扩充,可以做到事半功倍的效果.这是因为:1)SSS程序采取全拉格朗日分格方案,把空腔看作为只有三个点的“符号”区,若再赋予相应空腔点以电磁学变量值,成为真空磁腔,这种三点处理方式就可适用于多空腔、多介质的MHD一体化计算;2)SSS程序可以很好地计算炸药的起爆、爆轰以及材料的冲击动力学过程,这样扩展后的SSS/MHD程序可以同时进行MHD、含能材料反应流动(如炸药的等熵加载问题)以及材料动力学计算.

SSS/MHD程序使用拉格朗日质量坐标 $M$ ,欧拉坐标 $R$ 则表示流体粒子与坐标原点之间的距离或半径,这两种坐标之间符合质量守恒关系.在动量、能量方程中分别加入了洛伦兹力和焦耳热来表述MHD构形的力学计算,而且这两个添加项通过安培定律化归为磁感应强度的函数,不需要电流或电场的显示参与,无论外电路的负载电流或是看作无源电路的涡电流都不必在基本方程组中出现,余下的MHD计算只需要增加磁扩散方程组就可封闭.MHD中的电磁变量采用国际单位制,SSS采用冲击波单位制(cm- $\mu$ s-Mbar).因此,在进行方程组整合时应考虑单位制转换带来的修正系数,引入修正系数后的SSS/MHD基本方程组形式归纳如下.

连续性方程:

$$\begin{aligned} v &= R^{\alpha-1} \frac{\partial R}{\partial M}, \\ u &= \frac{\partial R}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中, $v$ 和 $u$ 分别表示比容和粒子速度.

动量方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -R^{\alpha-1} \frac{\partial}{\partial M} \left( p + q + \frac{10^{-4}}{8\pi\mu'_0} B_z^2 \right) \\ &\quad - \frac{1}{R^{\alpha-1}} \frac{\partial}{\partial M} \left( \frac{10^{-4}}{8\pi\mu'_0} C_\theta^2 \right) \\ &\quad - \frac{(\alpha-1)v\phi}{R}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中, $p, q, \mu'_0, B_z, C_\theta, \phi$ 依次表示流体压力、黏性压力、相对磁导率、 $z$ 方向上的磁感应强度、 $\theta$ 方向上的广义磁感应强度、弹性应力偏量之和.几何指数 $\alpha$ 取值1,2,3时,分别对应于平面、柱面和球面对称的一维几何情况,本文计算中 $\alpha=2$ .

安培定律:

$$\begin{aligned} J_\theta &= \frac{-10^9 R^{\alpha-1}}{4\pi\mu'_0 v} \frac{\partial B_z}{\partial M}, \\ J_z &= \frac{10^9}{4\pi\mu'_0 v} \frac{\partial C_\theta}{\partial M}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中, $J_\theta$ 和 $J_z$ 分别表示 $\theta$ 和 $z$ 方向上的电流密度.

能量方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial M} [(p+q)uR^{\alpha-1}] \\ &\quad + \lambda \frac{\partial}{\partial M} \left( R^{\alpha-1} \frac{\partial T}{\partial R} \right) + 10^{-17} \eta v (J_\theta^2 + J_z^2) \\ &\quad - \frac{1}{2} \frac{\partial u^2}{\partial t}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中, $E, \lambda, T$ 和 $\eta$ 依次是粒子总能量、热传导系数、温度和电阻率.

磁扩散方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{v}{R^{2(\alpha-1)}} C_\theta \right) &= \frac{10^5}{4\pi\mu'_0} \frac{\partial}{\partial M} \left( \frac{\eta}{v} \frac{\partial C_\theta}{\partial M} \right), \\ \frac{\partial}{\partial t} (vB_z) &= \frac{10^5}{4\pi\mu'_0} \frac{\partial}{\partial M} \left( \frac{\eta}{v} R^{2(\alpha-1)} \frac{\partial B_z}{\partial M} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

### 2.2 熵增计算

由热力学第二定律,在定容条件下有

$$de = Tds, \quad (6)$$

式中, $e$ 为比内能, $s$ 为熵.如定容比热 $C_v$ 为常数,温度可以表示为<sup>[18]</sup>

$$T = T^s(v) + \frac{e - e^s(v)}{C_v}, \quad (7)$$

式中上标“s”对应于理论等熵线上的相应物理量。

将(7)式代入(6)式,积分得到

$$e(v) = e^s(v) + C_v T^s(v) \left[ \exp\left(\frac{s - s^s}{C_v}\right) - 1 \right], \quad (8)$$

(8)式为包含温度和熵增的完全物态方程,熵增可表达为

$$s - s^s = C_v \ln\left(\frac{e - e^s}{C_v T^s} + 1\right). \quad (9)$$

在本文的实验条件下,最大磁压力不超过 230 GPa,

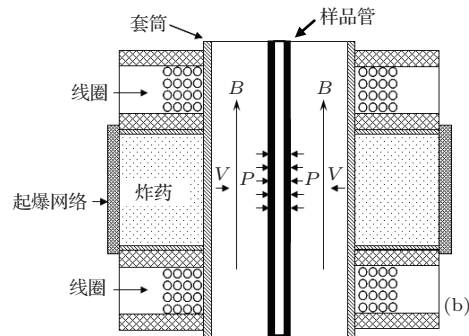
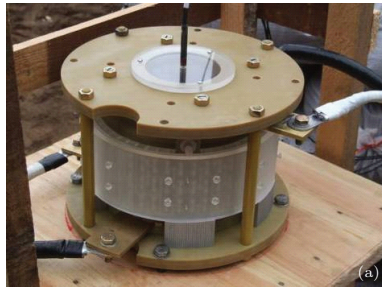


图1 MC-1型实验装置 (a) 装置照片; (b) 装置结构

Fig. 1. The MC-1 generator device: (a) the picture of the MC-1 device before shooting; (b) the configuration of MC-1 device.

本文实验装置主要参数如下: 炸药装药为 RHT-901(TNT/RDX = 4/6), 爆速约为 7.79 km/s, 密度约为 1.684 g/cm<sup>3</sup>, 厚度为 55 mm; 套筒材料为不锈钢, 外径为 100 mm, 厚度为 1.5 mm, 内壁镀有 40 μm 厚的银层, 中心磁腔轴向初始磁场 6 T; 样品管材料为铜, 外径为 8 mm, 厚度为 1 mm. 实验采用轴向光学高速扫描和分幅摄影技术进行爆炸压缩过程的光学测量; 采用磁探针测量轴线处轴向磁场分量的变化和分布情况; 采用小型激光干涉测速探头测量磁压力加载下样品管内壁径向速度的历史.

### 3.2 计算模型

MC-1 装置中炸药爆轰驱动套筒准等熵加载过程的计算模型见图 2. 共分为 5 个计算区块: 第 1 区为铜材料的样品管壁腔, 厚度为 0.1 cm; 第 2 区为(磁)空腔区, 根据具体实验构型设置长度为 4.75 cm; 第 3 区为银镀层, 厚度设置为 0.004 cm; 第 4 区为不锈钢材料的套筒壁, 厚度设置为 0.15 cm; 第 5 区为炸药装药区, 选择与 RHT-901 炸药相近的

套筒和样品管材料还没有明显的压缩, 作为定容近似处理是合理的.

## 3 MC-1 构型的爆炸磁通量压缩计算

### 3.1 实验装置

MC-1 型实验装置主要由爆炸网络、磁场线圈、柱形炸药装药、驱动套筒(外套筒, 以下简称套筒)和样品管(内套筒)等组成, 见图 1.

Comp.B 炸药参数, 金属材料的状态方程采用列表式状态方程数据库, 空腔中设置 6 T 的初始磁场. 在炸药区块中, 起爆方式设定为右端 5 点起爆, 反应速率采用 Forest Fire 律, 其参数为  $C_0, C_1, C_2, \dots, C_{13}$ , 是无量纲量, 共 14 个; 爆轰产物状态方程采用气态 HOM 状态方程, 共 17 个参数, 除了定容比热和能量基准调整常数  $e_0$  外, 其余为无量纲量. 炸药反应速率和状态方程的具体形式见文献 [18], 各参数见表 1.

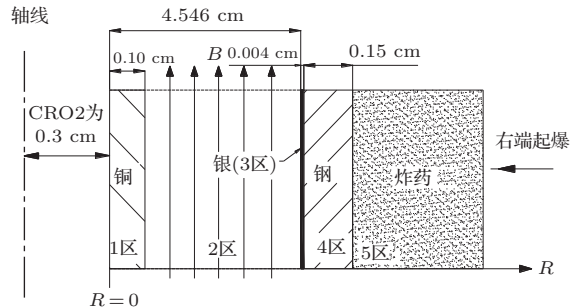


图2 MC-1 装置构型的计算模型

Fig. 2. Calculation model of the MC-1 generator experiments.

表 1 炸药反应速率和状态方程参数  
Table 1. Parameters of reaction rate and state equations of explosive.

反应速率参数				气态 HOM 状态方程参数			
$C_0$	$-1.035 \times 10^1$	$C_9$	$1.618 \times 10^{11}$	$A_1$	$-3.526$	$K_5$	$-6.844 \times 10^{-4}$
$C_1$	$4.734 \times 10^2$	$C_{10}$	$-4.261 \times 10^{11}$	$A_2$	$-2.334$	$Q_1$	$7.503$
$C_2$	$-1.675 \times 10^4$	$C_{11}$	$7.438 \times 10^{11}$	$A_3$	$0.597$	$Q_2$	$-0.441$
$C_3$	$4.476 \times 10^5$	$C_{12}$	$-7.279 \times 10^{11}$	$A_4$	$0.003$	$Q_3$	$0.151$
$C_4$	$-8.493 \times 10^6$	$C_{13}$	$3.617 \times 10^{11}$	$A_5$	$-0.175$	$Q_4$	$0.068$
$C_5$	$1.156 \times 10^8$			$K_1$	$-1.561$	$Q_5$	$-0.024$
$C_6$	$-1.140 \times 10^9$			$K_2$	$0.533$	$C_v/\text{cal}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	$0.5$
$C_7$	$8.207 \times 10^9$			$K_3$	$0.081$	$e_0/10^2 \text{ GPa}\cdot\text{cm}^3\cdot\text{g}^{-1}$	$0.1$
$C_8$	$-4.299 \times 10^{10}$			$K_4$	$0.003$		

### 3.3 结果与讨论

#### 3.3.1 套筒内径变化及 Bell-Plesset 不稳定性现象

图 3 显示了存在 6 T 初始磁场时的套筒反转半径  $R(t)$  随时间的变化. 从图 3 可看出, 加初始磁场  $B_0$  时的套筒反转半径较不加初始磁场时要大 (不加磁场时的反转半径约为 0.15 cm, 加磁场时约为 0.31 cm). 这是因为在磁场环境下, 套筒内表面向内运动同时切割磁力线产生环向电流, 并产生沿径向朝外的持续增强的洛伦兹力, 此力与套筒材料的环向压应力产生的径向分量一起阻碍套筒向内收缩, 以至于在更大的半径位置处使套筒停止内聚. 图 4 是加 6 T 初始磁场时的扫描图像, 可以明显看到套筒的反转现象.

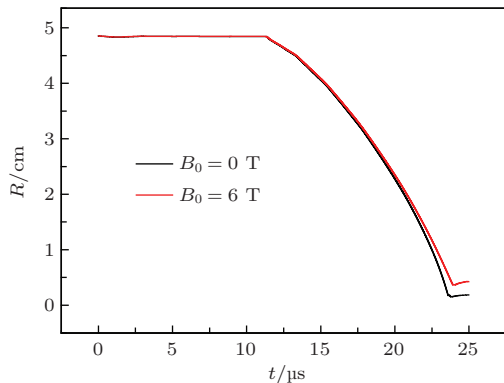


图 3 初始磁场对套筒半径的影响  
Fig. 3. The effect of initial magnetic field on liner radius.

实验中的高速扫描图像仅仅反映了观察狭缝中测量的套筒一条直径向内的压缩过程, 从分幅图

像则可看出套筒运动的形态和对称性. 实际上, 由于内爆高压冲击, 套筒很早就屈曲失稳并导致在内聚运动中 Bell-Plesset 不稳定性<sup>[19]</sup>的产生 (图 5), 也就是薄圆柱壳在均匀压力作用下发生环向弹性失稳, 继而又因为内爆运动的几何收缩效应使得屈曲引发的环向“波纹”在径向出现增长, 这是需要用二维计算模拟的现象.

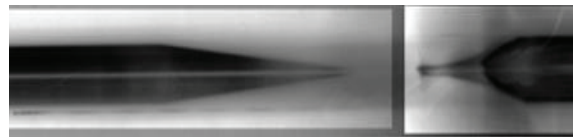


图 4 有初始磁场时套筒内壁运动的扫描图像  
Fig. 4. The scanning picture of liner's inner wall movement with initial magnetic field.

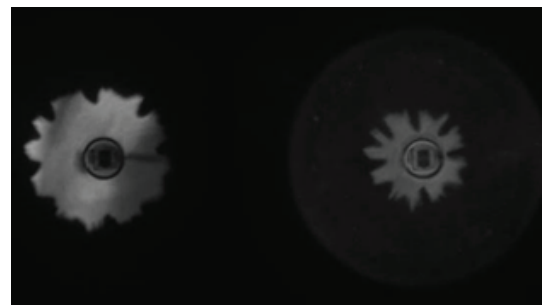


图 5 空腔端面观察的分幅阴影摄影照片 (两个时刻)  
Fig. 5. End-on framing pictures in the experiment.

由于出现屈曲和 Bell-Plesset 不稳定性现象, 套筒运动不再是纯粹一维的, 与本文一维模拟计算结果直接的定量比较, 涉及套筒内半径位置难以定值的问题. 但是, 大部分时间“波纹”或“花瓣”所影响的空腔面积毕竟是一个较小的部分, SSS/MHD

计算的套筒半径实际上是不考虑这种影响的平均半径. 因此,基本上可以按照磁通量守恒的原则计算空腔中的磁场.

### 3.3.2 空腔轴向磁场计算

得到的空腔磁场  $B(t)$  随时间的变化如图 6 所示. 从图 6 可以看出, 两发实验和计算得到的套筒轴线上磁感应强度随时间的变化趋势比较一致, 即磁场从初始值逐渐平滑上升到某一时刻时, 由于套筒半径的迅速减小, 磁场迅速上升直至峰值, 曲线呈内凹型. 在磁感应强度上升速率方面, 591.5—592.2  $\mu\text{s}$  时间段内 (即磁场快速上升阶段), 计算结果和实验结果符合得很好, 但 587—591.5  $\mu\text{s}$  时间段内, 磁场计算结果的上升速率低于实验结果. 在磁场幅值方面, 所有的结果均超过 1000 T, 计算值总体上比实验值偏高, 表 2 列出了计算值和两发实验的磁感应强度峰值  $B_m$ .

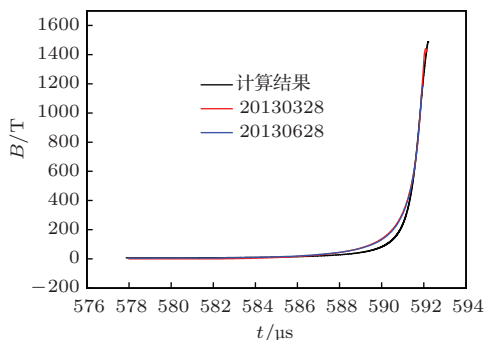


图 6 空腔磁场随时间的变化

Fig. 6. Axial magnetic fields in the cavity with time.

表 2 计算值和实验值的比较

Table 2. Comparison of experimental data and calculation results.

空腔轴向磁场	计算值	实验值	
		#20130328	#20130628
$B_m/\text{T}$	1489.0	1443.6 <sup>1)</sup>	1189.4
		1316.5 <sup>2)</sup>	
以 1) 为基准的偏差	3.1%	—	
以 2) 为基准的偏差	13.1%	17.6% <sup>3)</sup>	

注: 1) 两发实验最大值; 2) 两发实验平均值; 3) 实验值之间的偏差

从表 2 可看出, 即使在相同状态下, 两发实验值的磁感应强度峰值仍相差约 254 T, 相对误差为 18% 左右, 说明内爆收缩后期实验重复性引起的误差较大. 如果取两发实验的平均值作为基准, 本文 SSS/MHD 程序计算的磁感应强度峰值与实验平均结果偏差约为 13.1%; 如果取两发实验中的最大值

作为基准 (较小的值有可能是因为磁探针损坏而没有记录到完全信号所致), SSS/MHD 程序的计算值与实验结果非常接近, 偏差约为 3.1%.

### 3.3.3 样品管内表面的速度历程计算

图 7 为 MC-1 装置实验中样品管内表面速度历程实验曲线和计算结果的比较, 其中实验的速度历程曲线  $u(t)$  由 DPS 装置测得, 两条实验曲线为同一发实验 (20131012) 中样品管内壁上对称的两点的速度记录 (通道 1 和通道 2), 考虑到在小管道中测速的困难, 应该说结果的对称性较好.

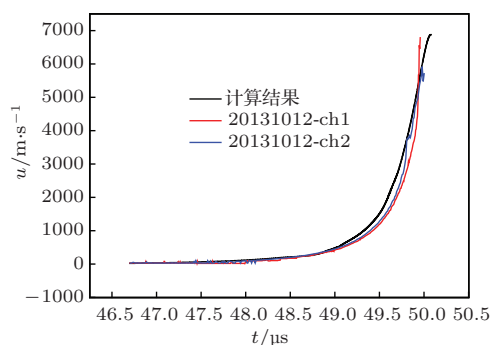


图 7 样品管内表面的速度历程

Fig. 7. Inner surface velocity history of sample tube.

从图 7 可看出, 计算曲线与实验曲线基本一致, 样品管内壁速度从零开始平滑上升, 在 3  $\mu\text{s}$  内上升到峰值, 其中计算结果显示的速度比实验曲线上升得慢. 两个通道测得的速度峰值均达到 5.9 km/s 以上, 但它们并不完全重合 (通道 1 测试结果约为 6.79 km/s, 通道 2 测试结果约为 5.98 km/s), 最大值相差约 0.81 km/s, 偏差为 11.9%, 这或许与实验安装精度和测试系统误差有关. 但计算值约为 6.87 km/s, 高于两个通道的测量值, 与通道 1 的测试值接近. 如果以两个实验测量结果的平均值作为标准, 计算值要比实验值高 7.5% 左右. 总体而言, 计算结果与实验测试结果相符.

### 3.3.4 磁扩散和涡电流

实验结果表明, 套筒在炸药爆轰驱动下压缩初始磁场, 得到了超过 1000 T 的超强磁感应强度, 同时进一步测量了这种强磁场对样品管的压缩运动. SSS/MHD 编码计算较好地反映了 MC-1 装置实验中套筒和样品管的内爆运动以及空腔磁场的增长情况, 除此以外, 还能够深入揭示实验中难以测量或观察的物理量和物理图像.

根据MHD理论,空腔中的磁场将会在套筒和样品管壁层中扩散.套筒和样品管壁中距离空腔界面各0.1, 0.2和0.3 mm(共6个点)处的磁感应强度随时间变化的计算曲线如图8(a)和图8(b)所示.磁场向套筒和样品管进行扩散的情况有所不同.样品管距离空腔0.1 mm处,磁感应强度最大值达到670 T,该管壁中距离空腔更近处的磁感应强度峰值可能会超过700 T,这比平面磁驱动等熵压缩实验模拟计算中电极板间的磁场还要大5倍左右<sup>[20]</sup>,因此该磁场与涡电流共同产生的作用于样品管壁的内爆洛伦兹力高得多,持续时间长得多.但随着传播距离的增加,样品管中的磁场衰减得很快,在距离空腔0.3 mm处,磁感应强度最大值不到200 T.根据电磁学原理,磁场将被封闭在套筒和样品管之间,不会扩散到样品管内的空间或绝缘材料中,也不会扩散到套筒外面的爆轰产物或空间中.因此,样品管壁中磁场衰减得很快.

在空腔磁场向不锈钢材料的套筒内部扩散的过程,筒壁中磁感应强度最大值仅为十几个特斯拉,但磁场衰减很慢,从距离空腔0.1—0.3 mm,磁感应强度仅减少几个特斯拉.这首先是由于套筒和

样品管运动速度不同,电磁力与内爆作用力平衡的缘故.因为在聚心运动下,半径越大的地方径向压力越小,半径越小的地方径向压力越大;其次,磁扩散速度与磁场梯度成比例,也与套筒和样品管材料的磁导率和电阻率差异有关.从另一个角度来说,也体现了MC-1爆炸磁通量压缩发生器的设计思想,即套筒用来箍缩磁场,尽可能地减少磁扩散带来的磁能损失,因此要求用较低的电阻率材料制作;而样品管应充分利用磁场和涡流的相互作用,以便实现对其内样品的准等熵加载,涡电流大比较有利.

图9为套筒和样品管在空腔界面附近的涡电流随时间变化的计算曲线 $J(t)$ .从图9可看出:样品管的涡电流变化趋势与其中磁场变化的趋势基本相同,随着时间的增加而增长,其最大值的量级为 $10^6$  MA/m<sup>2</sup>;而套筒中的涡流变化曲线没有规律,显得比较杂乱,这可能与套筒受爆炸冲击和电磁力的综合作用有关,也可能与套筒内表面的镀银层有关,其最大值的量级仅为 $10^2$  MA/m<sup>2</sup>,比样品管的涡电流低得多,这与MC-1发生器的设计思想是符合的.

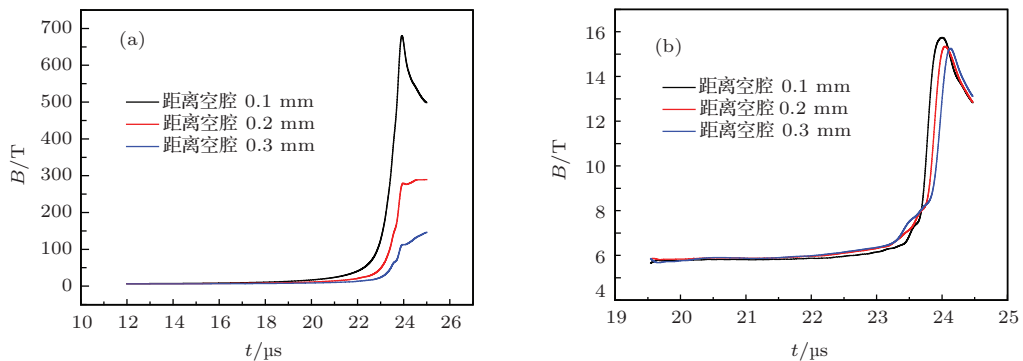


图8 磁扩散过程 (a) 样品管; (b) 套筒

Fig. 8. The diffusion of magnetic field in liner and sample tube: (a) sample tube; (b) liner.

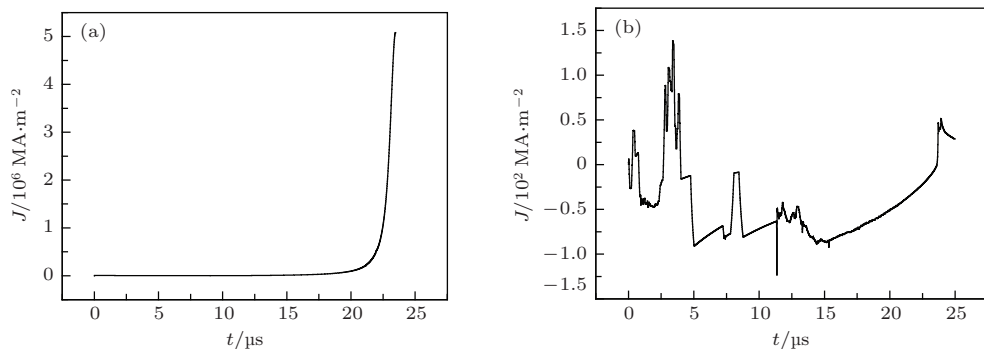


图9 涡流变化 (a) 样品管; (b) 套筒

Fig. 9. The eddy curves in liner and sample tube: (a) sample tube; (b) liner.

### 3.3.5 磁压力

一般认为, 由于炸药驱动套筒达到高速度, 并由于运动的会聚性, 动能主要集中于套筒的内表面, 套筒材料的可压缩性可能明显地限制磁场的压缩程度<sup>[21]</sup>. 但从套筒和样品管受到的压力曲线  $P(t)$  的对比可看出(图 10), 若把磁场也视作一种传递应力的介质, 同样由于会聚运动, 样品管受到超过 200 GPa 的磁压力, 套筒只受到约 70 GPa 的压力, 比样品管小得多. 所以套筒的可压缩性不是影响磁场压缩程度的主要因素.

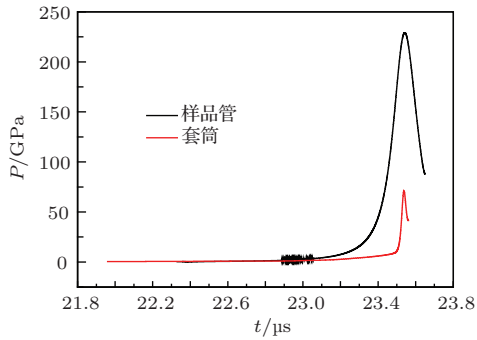


图 10 套筒和样品管受到的磁压力

Fig. 10. The magnetic pressure curves of liner and tube obtained by calculation.

### 3.3.6 样品管压缩过程中的熵增分析

为了验证样品管受到的磁压缩运动是准等熵过程, 对样品管壁的熵增进行了计算分析. 采用 SSS/MHD 计算得到了压缩过程中样品管壁距离磁腔 0.05 mm 处的比内能随比容变化的曲线  $e(v)$ , 并与由列表式物态方程数据库计算得到铜材料的理论等熵线  $e^s(v)$  进行比较, 结果如图 11 所示. 从图 11 可看出, 曲线  $e(v)$  与曲线  $e^s(v)$  并不完全重合, 但偏离程度较小, 在相同比容值下这两个比内能值最大偏差约为 8%.

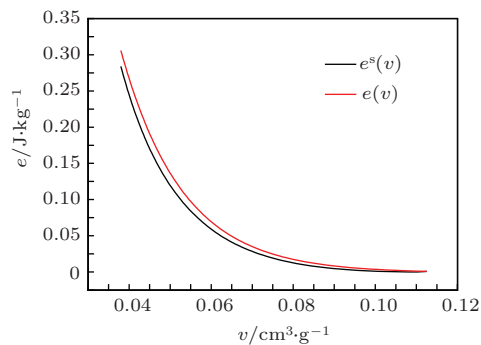


图 11 样品管壁处比内能随比容的变化

Fig. 11. Specific internal energy versus specific volume on wall of tube.

以温度表示的理论等熵线  $T^s(v)$  见图 12, 温度随着密度的增加(比容减少)而增加. 在材料的压缩范围内, 理论等熵线上相应的最高温度达 830 K. 根据熵增计算理论, 还可得到样品管壁距离磁腔 0.05 mm 处熵增  $S-S^s$  随材料压缩度  $v_0/v$  的变化, 见图 13.

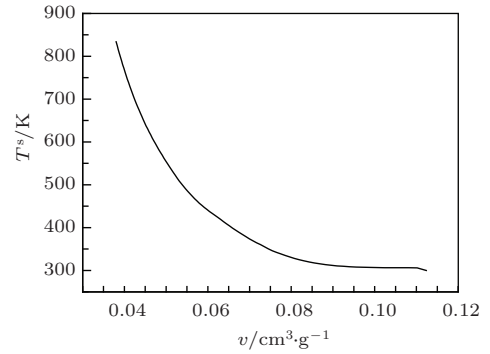


图 12 铜材料理论等熵线上温度的变化

Fig. 12. Change of copper temperature on theory isentropic line.

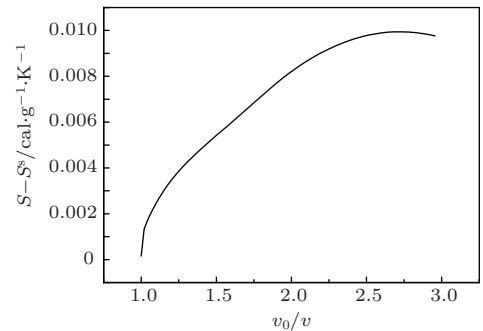


图 13 样品管壁熵增随压缩度的变化

Fig. 13. Isentropic increment as a function of compression degree on wall of tube.

从图 13 可看出, 随着管壁材料不断被压缩, 样品管壁距离磁腔 0.05 mm 处熵增不断增加, 在实验测量和计算的范围内, 铜制样品管的最大压缩度接近 3, 此时其最大熵增仍小于 0.01 cal/(g·K) 左右, 大约为铜材料通常定容比热  $C_v$  的 10.3%. 在高温下, 铜的定容比热将会升高, 熵增与定容比热的比值应该会低于 10%. 结合样品管壁面速度平滑上升的趋势, 说明爆炸磁压缩实验过程具有较好的等熵程度<sup>[22]</sup>.

## 4 结 论

MC-1 型爆炸磁通量压缩实验利用柱面装药内爆驱动套筒压缩预置在空腔中的磁通量, 将化学能



转换为磁场能,使之在轴线附近聚积,形成超强磁场( $>1000$  T)对样品进行非接触加载,在样品中形成更高的加载压力( $10^2$  GPa),而带来的温升相对较低,是一种等熵程度很高的非接触高压加载实验.本文采用构形MHD计算程序SSS/MHD对此实验过程进行了计算和分析,得到了与实验结果符合得较好的空腔磁感应强度和样品管内壁的速度历程;讨论了样品管和套筒中的磁扩散过程、距离磁腔界面附近的涡流和磁压力的变化规律以及界面附近某点熵增随该点压缩度的变化过程,深入揭示了实验中难以测量或观察的物理量和物理图像.

### 参考文献

- [1] Altgilbers L L, Brown M D J, Grishnaev I, Novac B M, Smith I R, Tkach I, Tkach Y (translated by Sun C W, Zhou Z K) 2008 *Magnetocumulative Generators* (Beijing: National Defense Industry Press) pp1-5 (in Chinese) [Altgilbers L L, Brown M D J, Grishnaev I, Novac B M, Smith I R, Tkach I, Tkach Y 著 (孙承纬, 周之奎 译) 2008 磁通压缩发生器 (北京: 国防工业出版社) 第1—5页]
- [2] Lindemuth I R, Ekdahl C A, Fowler C M, Reinovsky R E, Younger S M, Chernyshev V K, Mokhov V N, Pavlovskii A I 1997 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 1357
- [3] Boyko B A, Bykov A I, Dolotenko M I, Kolokol'chikov N P, Markevtsev I M, Tatsenko O M, Shuvalov K 1999 *12th IEEE International Pulsed Power Conference* Monterey, USA, June 27-30, 1999 p746
- [4] Bykov A I, Dolotenko M I, Kolokol'chikov N P, Pavlovskii A I, Tatsenko O M 1996 *Physica B* **216** 215
- [5] Hawke R S, Duerre D E, Huebel J G, Klapper H, Steinberg D J, Keeler R N 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 2734
- [6] Pavlovskii A I, Dolotenko M I, Kolokol'chikov N P 1984 *Ultrahigh Magnetic Field Physics Techniques* (Moscow: Nauka) p19
- [7] Boyko B A, Bykov A I, Dolotenko M I, Kolokol'chikov N P, Markevtsev I M, Tatsenko O M, Shuvalov A M 1998 *Proceeding of the VIIIth International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topic* Tallahassee, USA, October 18-23, 1998 p61
- [8] Boriskov G V, Belov S I, Bykov A I, Dolotenko M I, Egorov N I, Korshunov A S, Kudasov Y B, Makarov I V, Selemir V D, Filippov A V 2010 *J. Low. Temp. Phys.* **159** 307
- [9] Boriskov G V 2011 *Contrib. Plasma Phys.* **51** 339
- [10] Gao Z S, Zhang X P, Wang D L, Qi Y P, Wang L, Cheng J S, Wang Q L, Ma Y W, Awaji S, Watanabe K 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 067402
- [11] Gu Z W, Luo H, Zhang H D, Zhao S C, Tang X S, Tong Y J, Song Z F, Zhao J H, Sun C W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 170701 (in Chinese) [谷卓伟, 罗浩, 张恒第, 赵士操, 唐小松, 全延锦, 宋振飞, 赵剑衡, 孙承纬 2013 物理学报 **62** 170701]
- [12] Li L L, Zhang H, Yang X J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 165202 (in Chinese) [李璐璐, 张华, 杨显俊 2014 物理学报 **63** 165202]
- [13] Selemir V D, Demidov V A, Repin P B, Orlov A P, Egorov N V 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1719
- [14] Dolotenko M I, Aseeva V V, Boriskov G V, Kozlov M B, Rudenko V V, Shaburov M V 2001 *IEEE Pulsed Power Plasma Science* **2** 1185
- [15] Rhodes R, Keefer D 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 248
- [16] Zhang H D 2012 *M. S. Dissertation* (Mianyang: China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [张恒第 2012 硕士学位论文 (绵阳: 中国工程物理研究院)]
- [17] Sun C W 1986 *Chin. J. Comput. Phys.* **3** 143 (in Chinese) [孙承纬 1986 计算物理 **3** 143]
- [18] Sun C W, Wei Y Z, Zhou Z K 2000 *Applied Detonation Physics* (Beijing: National Defense Industry Press) p305 (in Chinese) [孙承纬, 卫玉章, 周之奎 2000 应用爆轰物理 (北京: 国防工业出版社) 第305页]
- [19] Ramis R, Ramirez J, Schurtz G 2006 *33rd European Physical Society Conference on Plasma Physics* Rome, Italy, June 19-23, 2006 p213
- [20] Wang G J, Jiang J H, Sun C W, Tan F L, Zhang N, Mo J J 2008 *Chin. J. Comput. Mech.* **25** 776 (in Chinese) [王桂吉, 蒋吉昊, 孙承纬, 谭福利, 张宁, 莫建军 2008 计算力学学报 **25** 776]
- [21] Konefel G 1970 *Pulsed High Magnetic Field* (Amsterdam: North-Holland Publishing Company Press) p252
- [22] Vogler T J, Ao T, Asay J R 2009 *Int. J. Plast.* **25** 671

# Magneto-hydrodynamic calculation of magnetic flux compression with explosion driven solid liners and analysis of quasi-isentropic process\*

Zhao Ji-Bo Sun Cheng-Wei<sup>†</sup> Gu Zhuo-Wei Zhao Jian-Heng Luo Hao

(Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

( Received 11 September 2014; revised manuscript received 26 November 2014 )

## Abstract

Magnetic cumulative generator (MC-1) is a kind of high energy density dynamic device. A liner is driven by a cylindrical explosive implosion to compress the magnetic flux preset in the cavity. Then the chemical energy is converted into magnetic one, which is cumulated nearby the axis to form ultra-intense magnetic field used to load sample in non-touch manner. This loading technique can bring higher pressure and relatively low elevated temperature in the sample and has a very high-degree isentropy in the course of compression. The configuration magneto-hydrodynamic code SSS/MHD is used to develop one-dimensional magneto-hydrodynamic calculation of magnetic flux compression with explosion driven solid liner. The calculation results of magnetic field in cavity and velocity of inner wall of sample tube are obtained and accord with the magnetic field measured by probe and the velocity measured by laser interference. The buckling and Bell-Plesset instabilization produced by linearly compressing magnetic field are shown through frame photography. The change laws of magnetic diffusion, eddy current and magnetic pressure in liner and sample tube are analyzed, which show that the magnetic field and pressure and eddy near to cavity in the sample tube are all higher than the ones in the liner with the same distance to cavity. The balance between the electromagnetism force and implosion action and the difference between sample tube and liner velocities are the main reasons under imploding movement. The change of isentropic increment with compression degree at the same location, whose distance is 0.05 mm to magnetic cavity in the sample tube, is discussed. The result indicates that the ratio of the maximum increment to specific heat of sample tube material is about 10%, which shows that the process of compression magnetic flux with explosion is quasi-isentropic. In general, SSS/MHD code can reveal in depth the physic images which are difficult to measure or observe in the magneto-hydrodynamics experiment.

**Keywords:** magneto-hydrodynamics, flux accumulation by explosion, simulation calculation, quasi-isentropic compression

**PACS:** 07.55.Db, 47.40.Rs, 75.40.Mg, 75.78.Fg

**DOI:** 10.7498/aps.64.080701

---

\* Project supported by the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. 11176002).

† Corresponding author. E-mail: [sunchengwei@hotmail.com](mailto:sunchengwei@hotmail.com)