



CSTAM 2012-B03-0072

## 弹管间隙和注水总压对水平“湿发射”管 中段影响的数值分析

陈鑫，鲁传敬，李杰，曹嘉怡，陈瑛，宫兆新

上海交通大学工程力学系

水动力学教育部重点实验室

第七届全国流体力学学术会议

2012年11月12—14日 广西·桂林

# 弹管间隙和注水总压对水平“湿发射”管中段影响的数值分析<sup>1)</sup>

陈鑫<sup>\*, 2)</sup>, 鲁传敬<sup>\*, +</sup>, 李杰<sup>\*, +</sup>, 曹嘉怡<sup>\*, +</sup>, 陈瑛<sup>\*, +</sup>, 宫兆新<sup>\*, +</sup>

\* (上海交通大学工程力学系, 上海 200240)

+ (水动力学教育部重点实验室, 上海 200240)

**摘要** 注水式发射的水下航行体在管中段的运动状态决定其在水中段的散布情况和弹道精度, 而弹管间隙和注水总压的变化又直接影响运动状态。因此, 研究不同弹管间隙和注水总压时的管内运动情况对提高弹道性能具有重要意义。本文针对给定的航行体和发射条件, 通过流场与物体运动之间的耦合求解, 模拟了水平“湿发射”方式下的管中段运动过程, 分析了弹管间隙和注水总压对内流场和内弹道的影响。计算结果显示: 管内流场压力不仅随时间变化, 同时还具有空间分布的特点; 其不同弹管间隙和注水总压时的变化规律相似, 且与发射管底面注水总压曲线直接相关。当航行体运动后, 随着时间的推移, 其轴向速度沿负向先增大后减小; 且同一时刻或同一位移处, 不同弹管间隙之间的速度差异较小, 而注水总压之间的差异显著。

**关键词** 水下发射, 弹管间隙, 注水总压, 内弹道

## 引言

水下航行体经发射管加速后在水中巡航, 而后又经出水、空中飞行, 直至最终完成打击任务。航行体脱离发射管之前为管中段, 出管后为水中段, 该阶段通常处于无控状态。因此, 管中段的运动状态决定着航行体在水中段的散布情况和弹道精度, 而弹管间隙和注水总压的变化又直接影响到运动状态。所以, 研究不同弹管间隙和注水总压时航行体的管内运动情况对提高弹道性能具有重要意义。

前人针对该问题采用试验、计算、分析等不同手段开展了部分有益的研究。贾孟义<sup>[1]</sup>总结分析了弹在膛内运动过程中影响弹径变化的几种物理因素, 以不卡弹为前提, 给出了计算火箭弹与炮管间隙的半经验公式。陈学义等<sup>[2]</sup>应用动力学显式有限元理论对某多管火箭炮模型进行了仿真计算, 获得了火箭炮初始扰动随弹管间隙变化的趋势。王志军等<sup>[3]</sup>建立了火箭弹起始扰动发射动力学模型, 并进行了数值仿真, 分析了火箭发射过程中弹管间隙等因素对起始扰动的影响并提出了其定量关系。陈阵等<sup>[4]</sup>针对火箭/发射装置系统, 基于Matlab平台

编写了求解程序, 分析了弹管间隙对火箭初始扰动的影响, 并利用二次回归模型求出了弹管间隙的最优解。宋保维等<sup>[5]</sup>基于Fluent软件的动网格技术对水下鱼雷发射的管内过程进行了数值仿真, 描述了气动不平衡式鱼雷发射器内膛压和鱼雷出管速度分布, 及发射管内的压强在空间上的分布。朱怀亮<sup>[6]</sup>提出了描述弹管间隙效应的物理模型, 通过变接触刚度模拟弹管间的耦合反力和间隙作用, 数值计算火箭瞬态动力学响应, 分析了弹管间隙对火箭运动姿态的影响。苗佩云等<sup>[7][8]</sup>针对内外筒间隙这一影响流场的关键结构参数, 利用流体力学软件Fluent对不同间隙时的筒内超声速流场进行了数值模拟, 得出了针对实例的合理间隙值的范围。

以往的数值研究大多针对充气式发射问题, 或是采用基于简化模型的仿真计算的手段。而本文将注水式发射的航行体为研究对象, 通过流场与物体运动之间的耦合求解, 分析弹管间隙及注水总压对内流场和内弹道的影响。

1) 基金资助项目: 国家自然科学基金项目(11002089, 10832007); 上海市重点学科项目(B206)

2) Email: xinchen@sjtu.edu.cn

# 1 控制方程

控制方程的建立基于以下几点假设：航行体在发射管内运动时，

(1) 发射管处于水平静止状态；(2) 航行体与发射管之间不放置其他部件；(3) 航行体相对发射管仅做轴向运动；(4) 不计航行体的质量、质心和转动惯量的变化，并将其视为刚体。

## 1.1 流场基本方程

本文基于 Reynolds 平均 Navier-Stokes 方程，忽略重力效应，得到描述流动的控制方程。

连续性方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{u}) = 0 \quad (1)$$

动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}) + \nabla \cdot (\rho \bar{u} \bar{u}) = -\nabla p + \rho \bar{g} + \nabla \cdot [(\mu + \mu_t)(\nabla \bar{u} + \nabla \bar{u}^T)] \quad (2)$$

式中， $\rho$  为流体密度； $t$  为流动时间； $\bar{u}$  为流场速度向量； $p$  为流场压力； $\mu$  为流体动力粘度。

此外，采用 Reliable  $k-\varepsilon$  两方程湍流模式<sup>[9]</sup>，并结合标准壁面函数法计算湍流粘性系数 $\mu_t$ ，使得粘性方程组封闭。

## 1.2 物体轴向运动方程

坐标系和弹管间隙 $C_{rv}$ 的定义如图 1 所示，上标 $I$ 、 $B$ 分别表示惯性、物体坐标系，满足右手螺旋法则。初始时刻，二坐标系完全重合，原点定义在物体质心处。

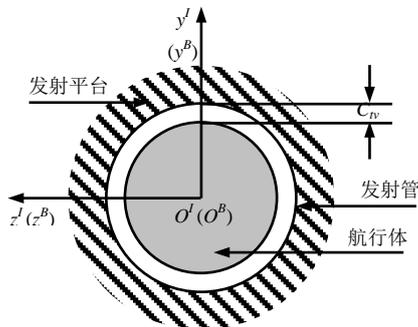


图 1 初始时刻，坐标系、弹管间隙示意图

在惯性系中，物体轴向即  $x$  方向运动满足方程：

$$\dot{v}_x^I = F_x^I / m_b \quad (3)$$

式中， $v_x^I$  为惯性系中  $x$  方向物体质心的线速度，上面加“ $\cdot$ ”表示线加速度； $F_x^I$  是惯性系中  $x$  方向物体所受的水动力，通过流场计算获得； $m_b$  为物体质量。

通过式(3)计算加速度，然后采用显式差分格式可分别求得  $x$  方向线速度、物体质心  $x$  坐标：

$$(v_x^I)^{n+1} = (v_x^I)^n + (\dot{v}_x^I)^{n+1} \cdot \Delta t \quad (4a)$$

$$(x_{cm}^I)^{n+1} = (x_{cm}^I)^n + (v_x^I)^{n+1} \cdot \Delta t \quad (4b)$$

式中， $\Delta t$  为时间步长；上标  $n$  表示时间层；下标  $cm$  表示质心。

## 1.3 动网格技术

本文采用滑移网格法<sup>[10]</sup>的动网格技术模拟流场形状由于边界运动而随时间变化的问题。将计算域划分为动区域和静区域两部分，两区域沿交界面做滑移运动。网格的更新过程根据每个迭代步中边界的变化情况自动完成。在此过程中，对于任意控制体 $V$ ，某一标量 $\zeta$ 积分形式的守恒方程可以写为：

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \zeta dV + \int_A \rho \zeta (\bar{u} - \bar{u}_g) \cdot d\bar{A} = \int_A \lambda \nabla \zeta \cdot d\bar{A} + \int_V S_\zeta dV \quad (5)$$

式中， $\bar{u}_g$  为网格运动速度； $\lambda$  为扩散系数； $S_\zeta$  是标量 $\zeta$ 的源项； $A$  为控制体 $V$ 的边界。

文中数学模型的建立与求解通过商业 CFD 软件 Fluent 实现。

## 2 计算域与定解条件

航行体总长为  $L$ ；最大直径为  $D$ ，其流体动力布局为半球形头体加圆柱形后体。将计算简化为轴对称问题求解。采用分块结构化网格，网格总数约 13 万。

如图 2，计算域左边界指定常压条件，上边界给定 0 速度条件；发射管底面为压力入口边界条件，给定注水总压和静压，图 3 给出了总压随时间的变化规律；航行体、发射管和发射平台表面提无滑移固壁边界条件。



图 2 计算域

航体质心处水深为 $H_0$ ，各运动参数的初值设置如下：线速度为 $v^i = v_{y0}^i = 0$ ；质心坐标为 $x_{cm0}^i = y_{cm0}^i = 0$ 。流场初始压力为 $p_{atm} + \rho|g_y|H_0$ ；初始速度为0。弹管间隙 $C_{iv}$ 分别取 $1/267 D$ 、 $5/534 D$ 、 $4/267 D$ 、 $5/267 D$ 、 $10/267 D$ 、 $15/267 D$ 。定义无量纲时间 $T = t/t_{max}$ ；无量纲总压系数 $C_{pt} = p_t / (p_{atm} + \rho|g_y|H_0)$ ，式中 $t_{max}$ 为注水总时间； $p_t$ 为注水总压； $g_y$ 为 $y$ 方向重力加速度； $p_{atm}$ 为1个标准大气压； $C_{pt0}$ 为基准总压系数。所有计算限定航形体从无量纲时间 $T = 0.0125$ 开始运动，到底面离开发射管出口时为止。

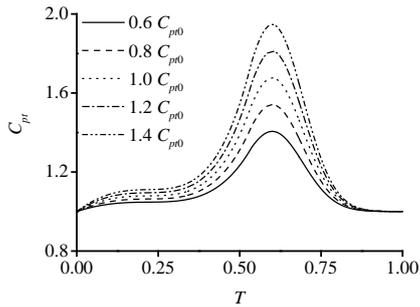


图3  $C_{pt}$ 随 $T$ 的变化规律

### 3 结果与讨论

由于航形体水深 $H_0$ 较大，计算过程中无自然空化现象发生。

#### 3.1 内流场

图4给出了航形体表面不同位置处，绝对压力随时间的变化情况，其复杂程度与底面注水总压曲线直接相关。图中给出了各点相对于质心的坐标，并定义压力系数 $C_p = p / (p_{atm} + \rho|g_y|H_0)$ 。

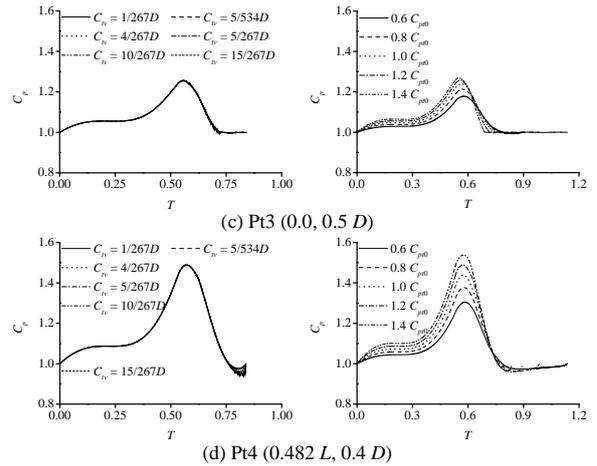
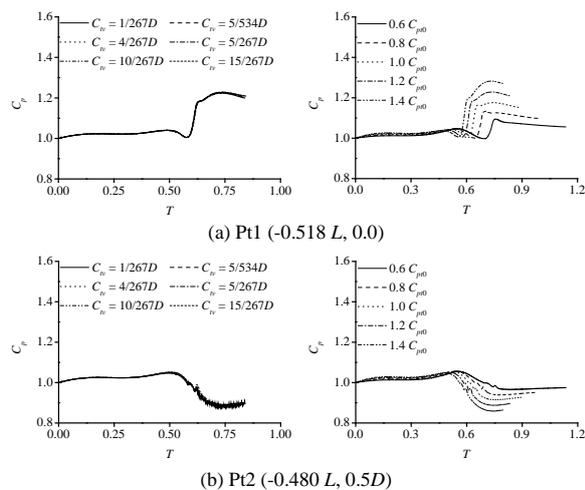


图4 航形体表面不同位置处， $C_p$ 随 $T$ 的变化情况，左侧： $C_{iv}$ ；右侧： $C_{pt}$

当 $T < 0.0125$ 时，航形体处于静止状态，受注水压力前传效应作用，顶点Pt1、肩部Pt2、中部Pt3点和底面Pt4点压力逐渐升高。当 $T = 0.0125$ 时，航形体由静止突变为运动状态，对流场造成巨大扰动，导致顶点滞止压力显著升高并影响至头部及肩部区域。约当 $0.0125 < T < 0.375$ 时，Pt1 ~ 4四点的压力均呈现先增大后减小的变化趋势，但是变化幅度却有明显差异。由于该阶段航形体速度较低，同时距注水底面较远受沿程水头损失作用明显，Pt1和Pt2两点的压力变化幅度较小；Pt3和Pt4两点由于受压力前传效应作用明显，因而变化幅度较大。由于前后存在明显压差，因此使航形体受到向前的推力。约当 $T > 0.375$ 时，大体上，Pt2 ~ 4三点的压力呈现先增大后减小又增大的变化趋势；而Pt1点的压力则经历了先增大后减小、再增大又减小的复杂过程。Pt1点压力最后的减小趋势是由于出管末期航形体速度的下降导致该点的滞止压力逐渐减小。不同弹管间隙 $C_{iv}$ 下，同一时刻，除出管前Pt4点的压力有明显差异外，各监测点的压力差别并不显著。虽然变化趋势相似，但注水总压对航形体表面压力的影响程度却大得多。一方面，随着注水总压 $C_{pt}$ 的增大，整个出管阶段的时间历程逐渐减小；另一方面，随着 $C_{pt}$ 的增大，每条压力曲线的变化幅度也有所增大。

#### 3.2 内弹道

如图5~7，分别给出了惯性系中轴向加速度、速度和质心坐标随时间的变化情况。图

中，加速度系数  $C_{avx} = \dot{v}_x^l \cdot t_{\max}^2 / L$ ；速度系数  $C_{vx} = v_x^l \cdot t_{\max} / L$ 。

由于加了约束，当  $T < 0.0125$  时轴向加速度系数  $C_{avx}$ 、速度系数  $C_{vx}$  和质心坐标  $x_{cm}$  均为 0。当  $T > 0.0125$  时， $C_{avx}$  与图 4(d) 中 Pt4 点压力系数的变化规律相似但方向相反，主要受注水总压的作用； $C_{vx}$  沿轴负向随时间先增大后减小； $x_{cm}$  则沿轴负向随时间逐渐增大。同一时刻，除出管末期有少许差异，弹管间隙  $C_{iv}$  对内弹道的影响不明显；而注水总压  $C_{pt}$  的影响显著。随  $C_{pt}$  的增大，各弹道参数的变化范围明显增大。

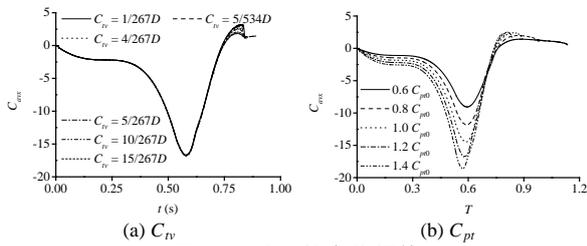


图 5  $C_{avx}$  随  $T$  的变化规律

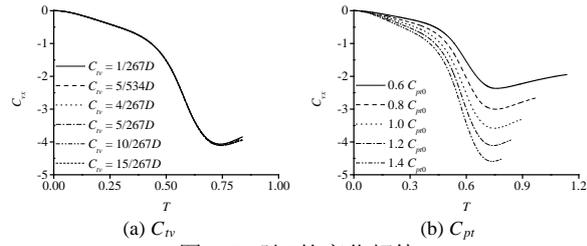


图 6  $C_{vx}$  随  $T$  的变化规律

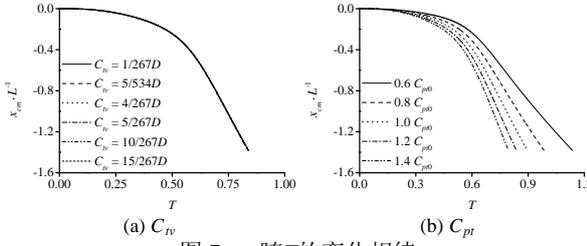


图 7  $x_{cm}$  随  $T$  的变化规律

管中段终点位移处的航行体运动状态是出管后水弹道的初始条件。因此，如表 1 和图 8，比较相同位移时不同弹管间隙和注水总压之间的速度差异更有意义。

表 1 相同  $x_{cm}$  时，最大与最小之间的相对速度差

$x_{cm}$	$ (v_{x\max} - v_{x\min}) / v_{x\min} $	
	$C_{iv}$	$C_{pt}$
-0.141 L	1.327%	4.788%
-0.423 L	3.553%	22.974%
-0.845 L	8.993%	95.285%
-1.380 L	2.901%	131.276%

表 1 显示：当轴向质心坐标  $x_{cm}$  为 -0.141 L、-0.423 L 和 -0.845 L 时，不同  $C_{iv}$  时最小与最大速度差分别为 1.327%、3.553% 和 8.993%；而不同  $C_{pt}$  时最小与最大速度差分别为

4.788%、22.974% 和 95.285%，均呈逐渐增大的趋势。特别地，由图 8(d) 知：当  $x_{cm}$  为 -1.380 L 时，即管中段终点位移处， $C_{iv}$  与  $C_{vx}$  之间满足二次曲线关系，不同  $C_{iv}$  时最小与最大速度差减小为 2.901%；而  $C_{pt}$  与  $C_{vx}$  之间近似符合线性关系，不同  $C_{pt}$  时最小与最大速度差扩大至 131.276%。总体上，随着航行体位移的增加，弹管间隙之间的相对速度差别不大，而注水总压之间的速度差则表现为单调增加的趋势且增幅显著。

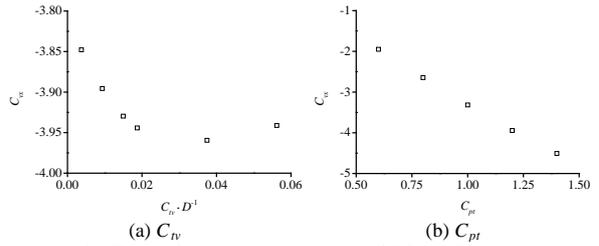


图 8 相同  $x_{cm}$  时， $C_{iv}$ 、 $C_{pt}$  与  $C_{vx}$  之间的关系， $x_{cm} = -1.380 L$

## 4 结 论

事实上，发射条件复杂多变，如发射平台的运动形式、发射管形状和部件、发射深度以及航行体动力布局等因素，都可能使弹管间隙和注水总压对内流场和内弹道产生不同的影响。因此，本文仅针对给定的发射条件，模拟了水平“湿发射”方式下不同弹管间隙及注水总压时的管中段运动过程，可以定性地得到以下几点认识：

(1) 管内流场压力不仅随时间变化，同时还具有空间分布的特点；其不同弹管间隙和注水总压时的变化规律相似，且与发射管底面注水总压曲线直接相关；

(2) 当航行体运动后，随着时间的推移，其轴向加速度和速度沿负向先增大后减小；且同一时刻，二者在不同弹管间隙之间的差异较小，而注水总压之间的差异较大；

(3) 大体上，航行体同一位移处，弹管间隙间的相对速度差较小；而注水总压间的相对速度差则显著增大。

过小的弹管间隙给网格划分和数值模拟带来很大困难。因此，基于上述认识，在满足设计精度的前提下，若可适当加大弹管间隙，则可避免半经验半理论的简化方法研究内弹道的不足，转而采用更符合真实情况的流固耦合计

算的研究手段。同时,虽然注水总压的增大可以提高发射速度,但消耗了过多的能源,并对注水设备的材料强度等方面提出了更高的要求,因而应根据需要进行恰当的选择。

### 参考文献

- 1 贾孟义. 火箭弹与发射管最小弹管间隙的计算[J]. 兵工学报弹箭分册, 1981, (2): 81-92.
- 2 陈学义, 朱孙科, 乐贵高等. 弹管间隙对火箭炮初始扰动影响的仿真分析[J]. 火炮发射与控制学报, 2011, (3): 31-34.
- 3 王志军, 赵文宣. 火箭弹起始扰动数值仿真研究[J]. 弹道学报, 1996, 8(3): 69-74.
- 4 陈阵, 毕世华. 基于减小初始扰动的弹管间隙优化设计方法[J]. 固体火箭技术, 2010, 33(2): 135-137.
- 5 宋保维, 黄海. 气动不平衡式鱼雷发射器内弹道流场仿真研究[J]. 鱼雷技术, 2008, 16(2): 46-49.
- 6 朱怀亮. 柔性旋转火箭发射时的弹管间隙效应[J]. 兵工学报, 2003, 24(1): 1-4.
- 7 苗佩云, 袁曾凤. 同心发射筒结构及参数研究[J]. 弹箭与制导学报, 2005, 25(1): 359-361.
- 8 苗佩云, 袁曾凤. 同心筒式发射时筒内流场机理及内外筒间隙的影响[J]. 战术导弹技术, 2006, (1): 8-13.
- 9 SHIH TH, LIOU WW, SHABBIR A, et al. A new k-ε eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows - model development and validation[J], Computers Fluids, 1995, 24(3): 227-238.
- 10 BASARA B, ALAJBEGOVIC A, BEADER D. Simulation of single- and two-phase flows on sliding unstructured meshes using finite volume method[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2004, 45(10): 1137-1159.

## A NUMERICAL ANALYSIS OF THE INFLUENCE OF THE CLEARANCE AND THE TOTAL PRESSURE ON THE PROCESS IN TUBE USING HORIZONTAL “WET LAUNCH” TECHNIQUE

CHEN Xin<sup>1,2</sup>, LU Chuanjing<sup>1,2</sup>, Li Ji<sup>e1,2</sup>, CAO Jiayi<sup>1,2</sup>, Chen Ying<sup>1,2</sup>, Gong Zhaoxin<sup>1,2</sup>

(1 Department of Engineering Mechanics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(2 MOE Key Laboratory of Hydrodynamics, Shanghai 200240, China)

**Abstract** It is very important that the variation rules of an underwater vehicle's motion are investigated to improve the accuracy of the trajectory at different clearances between the vehicle and the launch tube, and the total pressure at the bottom face of the tube. In the present work, the launch process in tube was numerically simulated with different clearances by using the horizontal “wet launch” technique. According to computational results, the distributions of pressure in tube vary with not only time but also space. The changing laws of flow-field variables are similar and concerned with the total pressure curve at the bottom of the launch tube. After the vehicle moves, its axial velocity in inertial system gradually increases with time in the negative direction of the axis. For a given time or a fixed coordinates of the mass center, the difference of the axial velocity between the clearances is far smaller than that between the total pressures.

**Key words** Underwater launch, Clearance between vehicle and tube, Total pressure of water injection, Internal trajectory