乘波构型飞行器磁流体进气道一体化概念设计

吕浩宇 李椿萱 曹德一

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100191)

摘 要: 采用准一维的磁流体方程组对设计状态下内磁流体发生器进行参数设计, 利用斜激波理论设计磁流体进气道一体化的外形. 以该外形为基点, 对安装五对电极的内磁流体发生器采用五方程模型进行三维数值模拟, 并通过调节其磁作用数以满足准一维假设下设计的进气道外形. 研究表明, 磁流体进气道最小出口流动均匀参数可以作为判别内发生器最优磁作用数的准则, 在该磁作用数下内磁流体发生器可以有效地提高进气道的性能.

关 键 词: 磁流体动力学(MHD); 磁流体进气道; 一体化设计

中图分类号: V 211. 1^{+} 2

文献标识码: A 文章编号: 1001-5965(2008) 10-1130-05

Conceptual study on integrated design of magnetohydrodynamic bypass scramjet for a waverider-based hypersonic vehicle

Lü Haoyu Lee Chunhian Cao Deyi

(School of Aeronautic Science and Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract A parametric study on the conceptual design methodology and optimization criteria for an integrated magnetohydrodynamic (MHD) bypass scramjet of a generic waverider-based hypersonic vehicle was performed. An integrated parametric design of an MHD controlled inlet and a built-in MHD generator was first provided using a quasi-one-dimensional MHD model in conjunction with the theory of oblique shock. Taking the designed configuration as the baseline configuration, a numerical procedure based on a five-equation model associated with low magnetic Reynolds number MHD flow was utilized to simulate and optimize the integrated MHD controlled inlet. It was found that the minimum nonuniform flow parameter at the exit of the inlet channel might act as the criterion for the built-in generator to possess an optimal magnetic interaction parameter capable of improving the performance of the inlet effectively.

Key words magnetohydrodynamics(MHD); magnetohydrodynamic controlled inlets; integrated design

早在90年代初, 俄罗斯就提出了一种采用涡喷发动机与磁流体强化超燃冲压(scramjet)发动机的组合推进系统作为其高超声速巡航飞行器的动力系统的新设想, 并制定了相关技术的AJAX发展计划, 其发动机系统被称为磁流体旁路超燃冲压发动机[1]. 由于早期受到理论建模、计算模型和算法以及计算机条件的制约, 对磁流体旁路超燃冲压发动机的数值模拟进展较慢, 主要工作集中在针对可行性研究和简单参数研究的准一维流路(streampath)计算和近似的三维数值模拟研究[2-6]. 虽然与实际应用相去甚远, 但却在不同层次上论证了磁流体旁路超燃冲压发动机的可行性, 对实际的应用具有指导性意义.

由于磁流体发生器内部在电磁场的作用下呈现高度复杂的流动结构, 利用理想分段式磁流体通道的假设进行分析并不能全面反映磁流体管道中的真实流动现象, 因此有必要通过模拟真实三维管道, 研究磁流体发生器整体的性能. 文献[7-9]分析了三维磁流体管道中复杂的物理现象, 但这些计算和分析是在某些近似假设下(如忽略Hall效应, 忽略离子滑移效应, 采用管道内电流的周期边界条件等)得出的, 因此不具有普

收稿日期: 2007-09-21

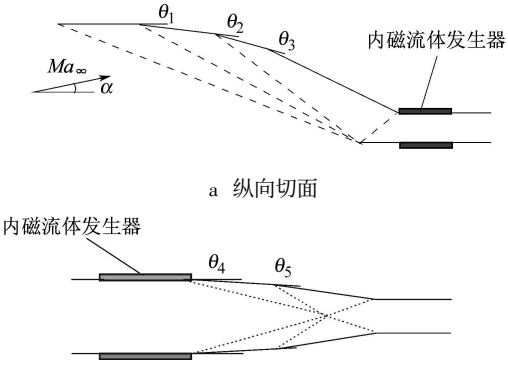
作者简介: 吕浩宇(1978-), 男, 甘肃静宁人, 博士生, Lvhy@buaa.edu.cn.

适性.

本文的目的是研究设计Ma下高超声速乘波飞行器磁流体进气道一体化的设计准则和方法, 并建立合理的数学模型对其进行数值模拟分析. 为了较真实地模拟磁流体进气道的性能, 采用了五对电极的内磁流体发生器.

1　前体和磁流体进气道一体化设计

本文采用内外混合压缩式进气道, 前体为一多级压缩构形, 前体的 3个压缩面产生的斜激波与头部激波一起交汇于进气道唇口处. 随之产生的反射激波与前体的第 3个压缩面相交于上壁面肩点位置, 在该位置处激波被消除. 文献[10-11]通过数值模拟分析了不同形状磁流体发生器的性能, 阐明了磁流体管道中产生的二次流会引起涡电流, 恶化管道性能; 直方管可以获得较高的焓提取率和电效率. 因此, 为了避免斜激波干扰所诱导的二次流对发生器性能的影响, 将磁流体发生器放置在第 3个前体压缩面肩点之后, 长度取为 1m. 该段在流向和横向均不压缩, 而为了提高进入燃烧室气流的压强, 在发生器出口处横向进行压缩. 图 1给出了磁流体进气道激波结构示意图.



$\theta_1 \sim \theta_5$—压缩角; α—攻角; Ma_∞—来流Ma.

图 1　磁流体进气道激波结构示意图

设计Ma下的来流条件如表 1所示. 选择前体长度为 25m, $\alpha = 5°$, 推进模块的宽度为 3.2m. 前体的 3个压缩角度通过遗传优化算法得到, 分别为 $\theta_1 = 2.24°$, $\theta_2 = 2.34°$, $\theta_3 = 2.45°$.

文献[11]指出, 为了提高磁流体发生器的性能及其工作范围, 应该增大磁流体发生器入口Ma, 并且提高负载因子. 为此内磁流体发生器的负载因子选用 $k = 0.8$, 而设计Ma下的设计磁作用数选择为 $Q_D = 1$. 利用一维 Faraday磁流体发生器的模型方程[11]可确定内磁流体发生器出口的参数, 如表 1所示.

表 1　内磁流体发生器入口和出口的参数

条　件	密度/(kg·m^{-3})	压强/Pa	温度/K	Ma
入口	0.0431	5805.3	469.1	3.96
出口	0.0453	6653.4	511.8	3.61

利用上述内磁流体发生器出口条件, 通过斜激波关系式可确定进气道横向的压缩角, 分别为: $\theta_4 = 4.07°$, $\theta_5 = 5.2°$.

2　磁流体进气道三维计算模型

对于磁流体进气道系统中的内磁流体发生器, 由于受到流动条件和进气道材料耐温性的限制, 进入进气道的气体所能获得的电导率很低, 是典型的低磁雷诺数流, 磁流体方程组可退化为五方程模式. Euler方程组中出现的有关磁场的作用项可作为彻体力处理; 而反映磁场变化的磁感应方程组则退化为磁场不变性条件. 为了使方程组封闭, 应该引入流场的电势, 建立电势的椭圆型方程.

无量纲化后的磁流体五方程模型可写为

$$\frac{\partial}{\partial t}\begin{bmatrix}\rho\\ \rho\boldsymbol{U}\\ \rho e\end{bmatrix} + \nabla\cdot\begin{bmatrix}\rho\boldsymbol{U}\\ \rho\boldsymbol{U}\boldsymbol{U} + p\boldsymbol{I}\\ (\rho e + p)\boldsymbol{U}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}0\\ Q\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}\\ Q\boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{E} + \phi\boldsymbol{I}\end{bmatrix} \tag{1}$$

其中, ρ, $\boldsymbol{U}$, p, e分别为气体的密度、速度、压强、内能; ϕ为离子复合度; $\boldsymbol{B}$为磁场强度; $\boldsymbol{j}$, $\boldsymbol{E}$分别为电流密度和电场强度; $\boldsymbol{I}$为单位矩阵; 无量纲参数磁作用数 $Q = \dfrac{\sigma_\infty B_\infty^2 L}{\rho_\infty u_\infty}$, u_∞, ρ_∞, B_∞, σ_∞分别为来流速度、密度、磁场强度、电导率, L为特征长度; 电离能量消耗参数 $I = \dfrac{q_{ion} L}{\rho_\infty u_\infty^3}$, q_{ion}为电离消耗的能量密度.

$\boldsymbol{j}$由考虑了 Hall效应和离子滑移的广义欧姆定律给出:

$$\boldsymbol{j} = \sigma\{\boldsymbol{E} + \boldsymbol{U}\times\boldsymbol{B} - R_H\beta(\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}) + I_s\alpha[(\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B}]\}$$

其中, $R_H = \sigma_\infty\beta_\infty B_\infty$为参考 Hall系数, β_∞为来流 Hall系数; $I_s = \sigma_\infty\alpha_\infty B_\infty^2$为参考离子潜行系数, α_∞为来流 Hall系数; α和 β分别为无量纲化后的 Hall系数和离子潜行系数. 若 $B_x = B_y = 0$, $B_z = 1$, 并引进等效张量电导率:

$$\Sigma = \begin{bmatrix}\sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13}\\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23}\\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33}\end{bmatrix}$$

其中, $\sigma_{11}\sim\sigma_{33}$的表达式见文献[10], 则

$$\boldsymbol{j}=\Sigma\cdot(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{U}\times\boldsymbol{B}) \tag{2}$$

定义电势 ϕ满足:

$$\boldsymbol{E}=-\Delta\phi$$

由于$\Delta\cdot\boldsymbol{j}=0$, 将式(2)代入式(1)可得电势方程:

$$\sigma_{11}\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}+\sigma_{22}\frac{\partial^2\phi}{\partial y^2}+\sigma_{33}\frac{\partial^2\phi}{\partial z^2}+\left(\frac{\partial\sigma_{11}}{\partial x}+\frac{\partial\phi_{21}}{\partial y}\right)\frac{\partial\phi}{\partial x}+\left(\frac{\partial\sigma_{12}}{\partial x}+\frac{\partial\phi_{22}}{\partial y}\right)\frac{\partial\phi}{\partial y}+\frac{\partial\sigma_{33}}{\partial z}\frac{\partial\phi}{\partial z}-\left[\frac{\partial}{\partial x}(\sigma_{11}vB_z-\sigma_{12}uB_z)+\frac{\partial}{\partial y}(\sigma_{21}vB_z-\sigma_{22}uB_z)\right]=0 \tag{3}$$

其中, u, v分别为 $\boldsymbol{U}$在 x, y方向的速度分量.

式(1)~式(3)组成了本文三维数值模拟所采用的模型方程. 式(1)的计算采用熵条件格式[12], 式(3)采用超松弛法迭代求解.

3 数值模拟结果

3.1 最优磁作用数的确定

为了在设计 Ma下满足内磁流体准一维近似所设计的激波结构, 对三维内磁流体发生器需要确定最优磁作用数. 为此, 本文采用五方程模型对设计Ma下磁流体进气道在不同磁作用数下的性能进行了计算比较.

衡量进气道的参数一般包括燃烧室入口流量 $\dot{m}$、总压恢复系数 η、出口总温 $T_{0\,3}$、增压比 P_r和出口流动均匀参数 ε, 其表达式分别为

$$\dot{m}=\oint\rho u\,\mathrm{d}A \qquad \eta=\frac{P_{0\,3}}{P_{0\,\infty}}$$

$$T_{0\,3}=\frac{\oint\rho uT_0\,\mathrm{d}A}{\oint\rho u\,\mathrm{d}A} \qquad P_r=\eta\left(\frac{1+\frac{\gamma-1}{2}Ma_\infty^2}{1+\frac{\gamma-1}{2}Ma_3^2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

$$\varepsilon=\frac{\oint(Ma-Ma_3)\,\mathrm{d}A}{Ma_3\oint\mathrm{d}A}$$

其中, A 为出口面积; γ为气体的比热比. 以上定义中的下标 3、下标 ∞分别表示燃烧室入口位置和飞行器来流位置.

图 2、图 3分别给出了进气道出口 ε, P_r 随内发生器 Q 的变化曲线. 从图 2可看出随着 Q 的增大, 进气道出口 P_r增大, 而 ε 呈现先减小后增趋势. 这是由于当 Q 较小时, 内发生器内流动的减速效应不足以使横向压缩的激波固定在壁面的拐点位置上; 当 Q 较大时, 发生器内的流动出现过大的减速, 导致激波强度减弱, 同样使其偏离壁面的拐点位置. 由此可见, 当 ε最小时, 激波恰与进气道拐点相交, 因此 ε可作为判断内发生器最优磁作用数的准则. 在本文给定的设计参数下, 最优磁作用数选为进气道出口 ε 为极小时的 $Q_{\mathrm{opt}}=3.6$

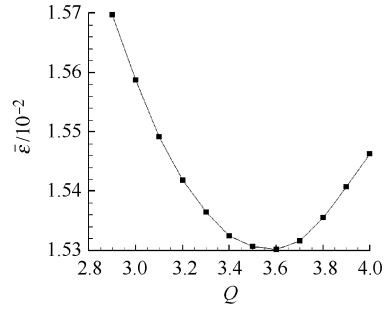


图 2 进气道出口 ε 随着内发生器 Q的变化

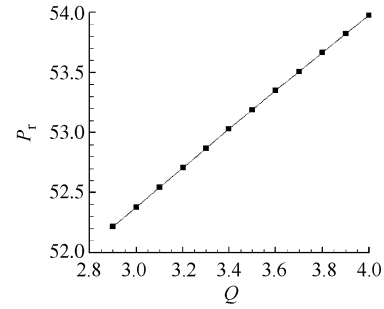


图 3 进气道 P_r随着内发生器 Q 的变化

图 4和 5分别给出了 $Q_{\mathrm{opt}}=3.6$时磁流体进气道 y方向中截面上 p和 Ma的分布, 图 6和图 7分别给出了 $Q_{\mathrm{opt}}=3.6$时进气道 z方向中截面上 p和 Ma的分布. 从图中可看到, 当内发生器 Q等于 Q_{opt}时, 进气道的磁流体流场结构可恢复到准一维流路设计的状态. 但必须指出, 由于在准一维假设下电流密度及其诱导的 Lorentz力仅与轴向(x 方向)速度分量有关, 同时忽略了壁面效应对 $\boldsymbol{j}$的影响, 因此数值模拟得到的最优磁作用数 $Q_{\mathrm{opt}}>Q_{\mathrm{D}}$.

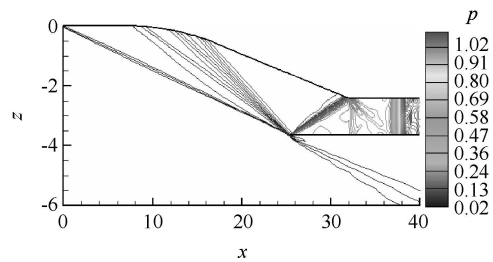


图 4 前体/进气道 y方向中截面上 p 分布

事实上, 文献[10]已论述了在真实的磁流体管道中电流密度和电场强度受到管道二次流动、壁面效应以及电极等因素的影响, 因而诱导出涡

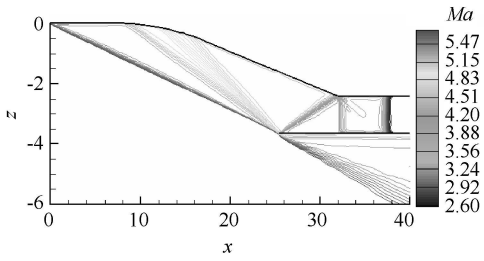


图 5　前体 /进气道 y 方向中截面上 Ma 分布

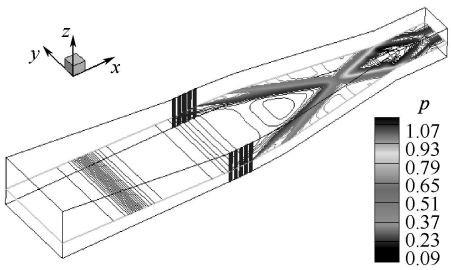


图 6　进气道 z 方向中截面上 p 分布

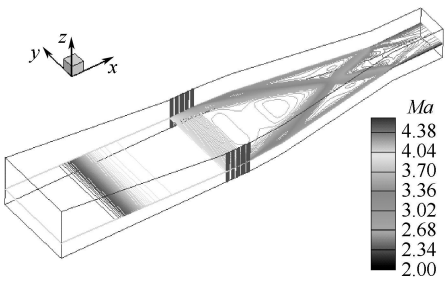


图 7　进气道 z 方向中截面上 Ma 分布

电流, 以及电极两侧发生电流聚集等复杂物理现象. 不难理解, 在设计 Q_D下采用五方程模型计算得到的磁流动特性与准一维流路设计所得到的参数存在明显的差异, 如图 8所显示的内发生器 z 方向中截面上电流线分布图. 由图中可以看出电流在电极两端聚集, 在绝缘体附近电流密度为零. 因此, 为使其恢复到设计状态, 必须提高内发生器 Q, 直至达到 Q_{opt}.

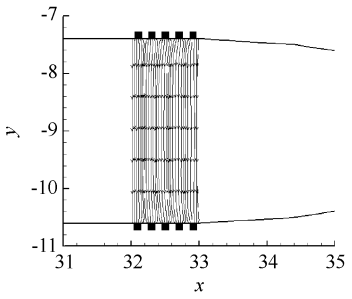


图 8　内发生器 z 方向中截面上电流线的分布

3 2　常规进气道和磁流体进气道的参数对比

内发生器的作用是将高速气体的动能转化为电能, 降低进入燃烧室的总焓. 图 9和图 10分别给出了在有、无磁流体发生器时进气道中线上 Ma 和总焓 H 的分布曲线. 很明显在内发生器内 Ma 和 H 急剧下降, 从而降低了出口的 Ma 和 H_t.

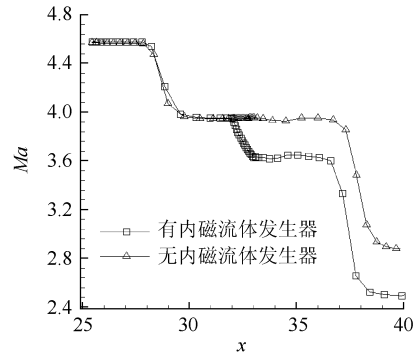


图 9　磁流体进气道和常规进气道中线上 Ma 分布

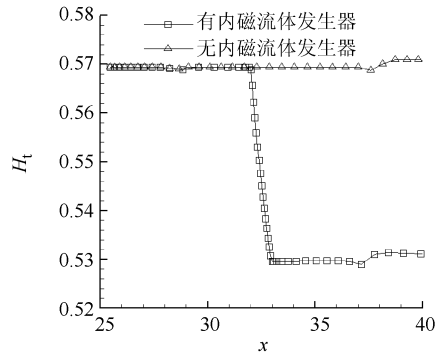


图 10　磁流体进气道和常规进气道中线上 H_t 分布

表 2给出了设计 Ma 下有、无磁流体发生器进气道的性能比较. 从中可看出设计 Ma 下磁流体进气道出口的平均 Ma 和总温与常规超燃冲压发动机进气道相比均有所降低, P_r 有所提高, 但磁流体进气道出口的平均温度和 ε 却略有提升. 在流量相同的条件下, 由于内磁流体发生器将气体的部分动能转化为电能, η 明显降低.

表 **2**　设计 ***Ma*** 下常规进气道和磁流体进气道的参数比较

物理量	无内磁流体发生器	有内磁流体发生器
$\dot{m}$ /(kg• s^{-1})	293. 9	294. 17
η	0. 859	0 594
P_r	44. 2	53 35
ε	0 0057	0. 0153
Ma_3	2 881	2 517
T_3 /K	729. 2	800. 5
T_{03} /K	1939 4	1815 5

4　结　论

本文研究了设计 Ma 下高超声速乘波构型飞行器磁流体进气道一体化的设计准则和方法. 首先采用准一维的磁流体方程组对设计状态下内磁流体发生器进行参数设计, 并利用斜激波理论设计磁流体进气道一体化的外形. 在此基础上对其

内磁流体发生器采用五方程模型进行了三维数值模拟, 并通过调节其磁作用数以满足准一维流路设计的进气道外形. 研究表明, 内磁流体发生器可以有效地减小高速气体的总焓, 并将其转化为电能. 磁流体进气道最小出口流动均匀参数可以作为判别内发生器最优磁作用数的准则, 而在该磁作用数下, 磁流体进气道出口的马赫数、总焓和总温与常规超燃冲压发动机进气道相比均有所降低, 增压比提高, 但磁流体进气道出口的平均温度和流动均匀参数却略有增大. 因此, 对进气道引入磁流体流动控制技术不仅可以将高温高马赫数来流中的部分能量转化为电能, 还有利于提高燃烧室的热效能.

参考文献 (References)

[1] Gurijanov E P, Harsha P T. AJAX: new directions in hypersonic technology[R]. AIAA-96-4609, 1996

[2] Kuranov A L, Sheikin E G. Magnetohydrodynamic control on hypersonic aircraft under Ajax concept[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2003, 40(2): 174-182

[3] Litchford R J, Cole J W, Bityurin V A, et al. Thermodynamic cycle analysis of magnetohydrodynamic-bypass hypersonic air-breathing engines[J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(2): 477-480

[4] Bityurin V A. A feasibility study and experimental evaluation on MHD acceleration for application to advanced propulsion and hypervelocity ground testing[R]. AIAA-2000-2301, 2000

[5] Kuranov A L, Sheikin E G. MHD control on hypersonic aircraft under AJAX concept-possibilities of MHD generator[R]. AIAA-2002-0490, 2000

[6] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B. Magnetohydrodynamic control of hypersonic flows and scramjet inlets using electron beam ionization[J]. AIAA Journal, 2002, 40(1): 74-81

[7] Hunt J C R. Magnetohydrodynamic flow in rectangular ducts[J]. Journal of Fluid Mech, 1960, 21: 577-590

[8] Steal A. Numerical simulation of liquid-metal MHD flows in rectangular ducts[J]. Journal of Fluid Mech, 1990, 216: 161-191

[9] Ishikawa M, Itoh K. Three dimensional constricted electric current near anode and cathode of faraday MHD generator[J]. Energy Conversion and Management, 2003, 44: 2111-2124

[10] 吕浩宇, 李椿萱, 董海涛, 等. Hal效应对三维磁流体发生器的影响[J]. 力学学报, 2008, 40(3): 306-314
Lü Haoyu, Lee Chunhian, Dong Haitao, et al. Hall effects in three-dimensional MHD generator[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2008, 40(3): 306-314(in Chinese)

[11] Lee C H, Lu H. Quasi-one-dimensional parametric study for MHD generator in MHD bypass scramjet system[R]. AIAA-2007-0644, 2007

[12] Dong H, Zhang L, Lee C. High order discontinuity decomposition entropy condition schemes for Euler equations[J]. CFD Journal, 2002, 10(4): 563-568

(责任编辑: 刘登敏)

(上接第 1129页)

6 结束语

本文将扩展矩阵推广到复数域, 设计了一种新型的 DBL-CDMA 地址码. 新的地址码相对于基本 LS码, 保持码长一致的前提下增加了零相关窗口宽度、码字的数量和理想互补码的个数. 保持和基本 LS码最小零相关窗一样的条件下, 新型地址码增加了码字的数量和每个码字的理想互补码的个数, 降低了码字的长度. 码字的自相关值和组内码字间的互相关值仅在几个时间延迟处有附峰. 这类新码字的在多径瑞利信道下的误码性能, 以及系统同步性能将在未来的工作中进行研究与仿真.

参考文献 (References)

[1] Golay M J E. Complementary series[J]. IRE Trans Inform. Theory, 1961, IT-7: 82-87

[2] Fan P Z, Suehiro, Kuroyanagi, et al. A class of binary sequences with zero correlation zone[J]. Electronics Letters, 1999, 35: 777-779

[3] Li D B. A spread spectrum multiple access coding method with zero correlation window [P]. PCT/CN00/00028. 2000

[4] 李道本. 分组零相关窗码分技术: 中国, PCT/CN2006/000947[P]. 2006
Li Daoben, Grouped multiple access codes with zero correlation window: China, PCT/CN2006/000947[P]. 2006(in Chinese)

[5] 徐绍君, 李道本. 多径衰落信道下的扩频码设计与联合检测[J]. 通信学报, 2004, 25(4): 15-22
Xu Shaojun, Li Daoben. Spreading code design and joint detection in multi-path fading channels[J]. Journal on Communicaitons, 2004, 25(4): 15-22 (in Chinese)

[6] 杨星, 李道本, 邹永忠. 一类新的 LS码及其构造方法[J]. 北京邮电大学学报, 2006, 29(3): 103-106
Yang Xing, Li Daoben, Zou Yongzhong. A new kind of LS code and its construct method[J]. Journal of BeiJing University of Posts and Telecommunications, 2006, 29(3): 103-106 (in Chinese)

[7] Tang X H, Fan P Z. Bounds on aperiodic and odd correlations of spreading sequences with low and zero correlation zone[J]. Electronics Letters, 2001, 37(19): 1201-1203

(责任编辑: 娄 嘉)